

周期极化铌酸锂中光整流 THz 波辐射*

张开春† 刘盛纲

(电子科技大学物理电子学院 THz 研究中心, 成都 610054)

(2006 年 11 月 14 日收到, 2006 年 12 月 20 日收到修改稿)

从理论上详细研究飞秒激光在周期极化铌酸锂(PPLN)晶体中由光整流效应产生的 THz 波辐射, 着重研究 THz 波辐射场的频域场、时域场和频谱宽度的分布, 并详细讨论辐射场脉冲持续时间、幅度、频谱宽度随晶体长度和辐射角的变化。

关键词: PPLN, 光整流, THz 波

PACC: 4265, 4265K

1. 引言

THz ($1 \text{ THz} = 10^{12} \text{ Hz}$) 波的产生在基础科学和应用科学都获得了巨大的吸引力和关注。近年来, 利用光学非线性晶体产生 THz 波获得了广泛研究和发 展, 如光混频^[1,2]、差频^[3-6]、光参量振荡-准相位匹配^[7-11]、光整流^[12-14]等。Lee 等人^[12,13]证实了通过光整流效应, 飞秒激光在 PPLN 中可以辐射出 THz 波, THz 波的辐射方向垂直于飞秒激光的传播方向, 对于特定的畴结构, THz 波的带宽反比于晶体的长度。

在 PPLN 中, 用光参量振荡-准相位匹配^[15,16]方法可以研究 THz 波的频率角度分布^[17], 但不能研究辐射场的时空分布及角度分布。本文用光整流的方

法研究飞秒激光在周期极化铌酸锂晶体中产生 THz 波辐射场的时空分布及角度分布、频谱宽度的分布。

2. 理论研究

2.1. 频域场分布

当光波通过非线性介质时, 由于二阶非线性极化作用, 能产生光整流效应^[18]。强光脉冲在非 线性晶体中产生的二阶极化强度 $P^{(2)}(t)$ 与光脉冲的强度有关。假设飞秒激光呈高斯分布, 飞秒激光的极化方向沿 PPLN 晶体的光轴方向 (z 向), 并垂直于晶体的极化方向, 如图 1 所示。以晶体中心为原点建立直角坐标系, 在 z 方向二阶极化强度可表示为

$$P_z^{(2)}(t, x, y, z) = \epsilon_0 d_{33}(x) \frac{A^2}{\chi(x)} \exp\left(-\frac{y^2 + z^2}{a_0^2 \chi(x)}\right) \exp\left(-\frac{(t - x/u)^2}{\tau_0^2}\right), \quad (1)$$

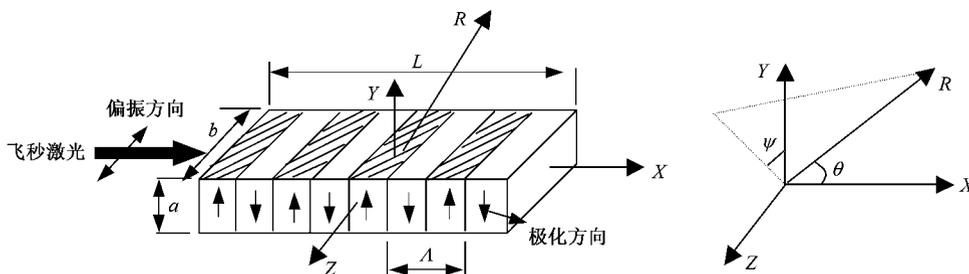


图 1 PPLN 晶体及坐标系建立

* 国家自然科学基金(批准号 60472013)和高等学校博士学科点专项科研基金(批准号 20050614017)资助的课题。

† E-mail: zh.kch@163.com

式中, $\chi(x) = [1 + (x/x_0)^2]$, $x_0 = 2\pi a_0^2/\lambda$ 为瑞利长度, λ 为飞秒激光的波长, a_0 为激光聚焦在 $x=0$ 平面上的束腰半径, τ_0 为脉冲的时间宽度, $u = c/n_{\text{opt}}$ 为激光在晶体中的群速, c , n_{opt} 分别为光速、光脉冲在晶体中的折射率, $d_{33}(x) = d_{33} \exp(i2\pi/\Delta x)$ 为 PPLN 的非线性系数纵向分布, Δ 为晶体的极化周期, A 为光脉冲的振幅. 晶体在 x, y, z 方向上的尺寸分别为 L, a, b .

根据天线辐射原理, 电流源的远场辐射电场在频域内可表示为^[19]

$$E(\omega, \mathbf{R}) = \frac{-i\omega\mu_0 e^{-i\mathbf{k}\mathbf{R}}}{4\pi R} \int_V \mathbf{j}(\omega, \mathbf{r}) e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} d\mathbf{r}, \quad (2)$$

$\mathbf{j}(\omega, \mathbf{r})$ 是辐射场的电流源, $\mathbf{R} = R\mathbf{k}_0$ 为坐标原点到观测点的矢量, \mathbf{k}_0 为单位矢量, $\mathbf{k} = \omega n_T \mathbf{k}_0/c$ 是 THz 波的波矢, n_T 为 THz 波在晶体中的折射率, $d\mathbf{r} = dx dy dz$.

通过傅里叶变换, 可得 z 向的场分量为

$$E(\omega, \mathbf{R}) = \frac{\omega^2 A^2 \tau_0}{4\sqrt{\pi} R c^2} \exp(-\omega^2 \tau_0^2/4) e^{-i\mathbf{k}\mathbf{R}} \int_{-L/2}^{L/2} \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-b/2}^{b/2} \frac{d_{33}(x)}{\chi(x)} \times \exp\left(i\left(k_y y + k_z z - \frac{\omega \Delta n}{c} x\right) - \frac{y^2 + z^2}{a_0^2 \chi(x)}\right) \times dx dy dz, \quad (3)$$

式中 $\Delta n = n_{\text{opt}} - n_T \cos\theta$.

假设激光束很小, 完全包含在晶体中, 则(3)式可以化为

$$E(\omega, \mathbf{R}, \theta) = \frac{\omega^2 A^2 \tau_0}{4\sqrt{\pi} R c^2} \exp(-\omega^2 \tau_0^2/4) \times e^{-i\mathbf{k}\mathbf{R}} \pi a_0^2 \exp(-\omega^2 \tau_1^2/4) \times \int_{-L/2}^{L/2} \exp(-\omega^2 \tau_2^2/4) d_{33} \exp\left(i \frac{2\pi}{\Delta} x\right) \times \exp\left(-i \frac{\omega \Delta n}{c} x\right) dx, \quad (4)$$

式中, $\tau_1 = n_T a_0 \sin\theta/c$, $\tau_2 = n_T a_0 x \sin\theta/(c x_0)$.

基于光栅衍射理论^[20], 可将(4)式中对 x 的积分简化为每个畴内积分之和, 畴大小为 $\Delta/2$. 如果 $\Delta/2 \ll x_0$, 可以忽略 $\exp(-\omega^2 \tau_2^2/4)$ 随 x 的变化, 即可以忽略光脉冲积分在每个畴内的畸变. 所以(4)式中对 x 的积分可以表示为

$$\int_{-L/2}^{L/2} \exp(-\omega^2 \tau_2^2/4) d_{33} \exp\left(i \frac{2\pi}{\Delta} x\right) \times \exp\left(-i \frac{\omega \Delta n}{c} x\right) dx$$

$$= d_{33} \frac{\Delta}{2} \exp(-\omega^2 \tau_2^2/4) \times \text{sinc}\left(\frac{\omega t_1}{2}\right) \sum_{m=-p}^p (-1)^m \times \exp\left(-i \frac{\omega \Delta n}{c} \frac{m\Delta}{2}\right), \quad (5)$$

式中 $2p = 2L/\Delta - 1$, $t_1 = \frac{\Delta \Delta n}{2c}$, $\text{sinc}(x) = \frac{\sin x}{x}$.

将(5)式代入(4)式中, 并整理得

$$E(\omega, \mathbf{R}, \theta) = \frac{\omega^2 A^2 a_0^2 \sqrt{\pi} \tau_0 d_{33}}{4R c^2} \frac{\Delta}{2} \times \exp(-\omega^2 \tau_a^2/4) e^{-i\mathbf{k}\mathbf{R}} \exp(-\omega^2 \tau_2^2/4) \times \text{sinc}\left(\frac{\omega t_1}{2}\right) \sum_{m=-p}^p (-1)^m \times \exp\left(-i \frac{\omega \Delta n}{c} \frac{m\Delta}{2}\right), \quad (6)$$

式中, $\tau_a^2 = \tau_0^2 + \tau_1^2$, 这就是飞秒激光在 PPLN 中整流场产生 THz 波的频域场分布.

2.2. 时域场

将(6)式改写并整理为

$$E(\omega, \mathbf{R}, \theta) = \frac{A^2 a_0^2 \sqrt{\pi} \tau_0 d_{33}}{4R c \Delta n} e^{-i\mathbf{k}\mathbf{R}} \sum_{m=-p}^p (-1)^m i\omega \times \exp\left(-\frac{\omega^2 \tau_b^2}{4}\right) [\exp(-i\omega t_{m+1}) - \exp(-i\omega t_m)], \quad (7)$$

式中, $\tau_b^2 = \tau_a^2 + \tau_2^2$, $t_m = (m - 0.5)t_1$, $t_{m+1} = (m + 0.5)t_1$.

将(7)式进行逆傅里叶变换, 可得到 THz 波的时域场

$$E(t, \mathbf{R}, \theta) = \frac{A^2 a_0^2 \tau_0 d_{33}}{2R c \Delta n} e^{-i\mathbf{k}\mathbf{R}} \sum_{m=-p}^p (-1)^m \times [f_0(t - t_1) - f_0(t)], \quad (8)$$

式中 $f_0(t) = \frac{(t - t_m)}{\tau_b^3} \exp\left(-\frac{(t - t_m)^2}{\tau_b^2}\right)$,

$$f_0(t - t_1) = \frac{(t - t_m - t_1)}{\tau_b^3} \exp\left(-\frac{(t - t_m - t_1)^2}{\tau_b^2}\right).$$

2.3. 频谱宽度

经过一系列数学运算, 可将(6)式整理为

$$E(\omega, \mathbf{R}, \theta) = (-1)^p \frac{d_{33} A^2 a_0^2 \tau_0 \sqrt{\pi}}{4R c^2} \frac{\Delta}{2} \times e^{-i\mathbf{k}\mathbf{R}} G_1(\omega) G_2(\omega) G_3(\omega), \quad (9)$$

式中,

$$\tau_a^2 = \tau_0^2 + \tau_1^2,$$

$$G_1(\omega) = \omega^2 \exp(-\omega^2 \tau_a^2 / 4),$$

$$G_2(\omega) = \exp(-\omega^2 \tau_2^2 / 4),$$

$$G_3(\omega) = \text{sinc}\left(\frac{\omega t_1}{2}\right) \frac{\cos[(2p+1)\omega t_1 / 2]}{\cos(\omega t_1 / 2)}.$$

3. 讨论和分析

由式(7)讨论 THz 波辐射时域场随 θ, p 的变

化, θ 为辐射角, p 为晶体的周期数. 图 2 是由不同 θ, p 所对应的 THz 波辐射时域场, 其余参数均为 $\tau_0 = 100 \text{ fs}, \theta = 90^\circ, n_{\text{opt}} = 2.2, n_T = 5.2, \Lambda = 130 \mu\text{m}, a_0 = 15 \mu\text{m}$.

图 2(a)(b) 为 THz 波辐射时域场的脉冲随晶体周期数(晶体长度)的变化, 在(a)(b)两图中, 晶体的周期数分别为 50, 30, 且 $\theta = 90^\circ$. 可见, 脉冲持续时间随晶体的长度的增加而增加; 并且, 时域场是准谐波的, 时域场周期数等于晶体光栅数 $(2p+1)$.

图 2(c)(d) 为时域场的脉冲随辐射角的变化,

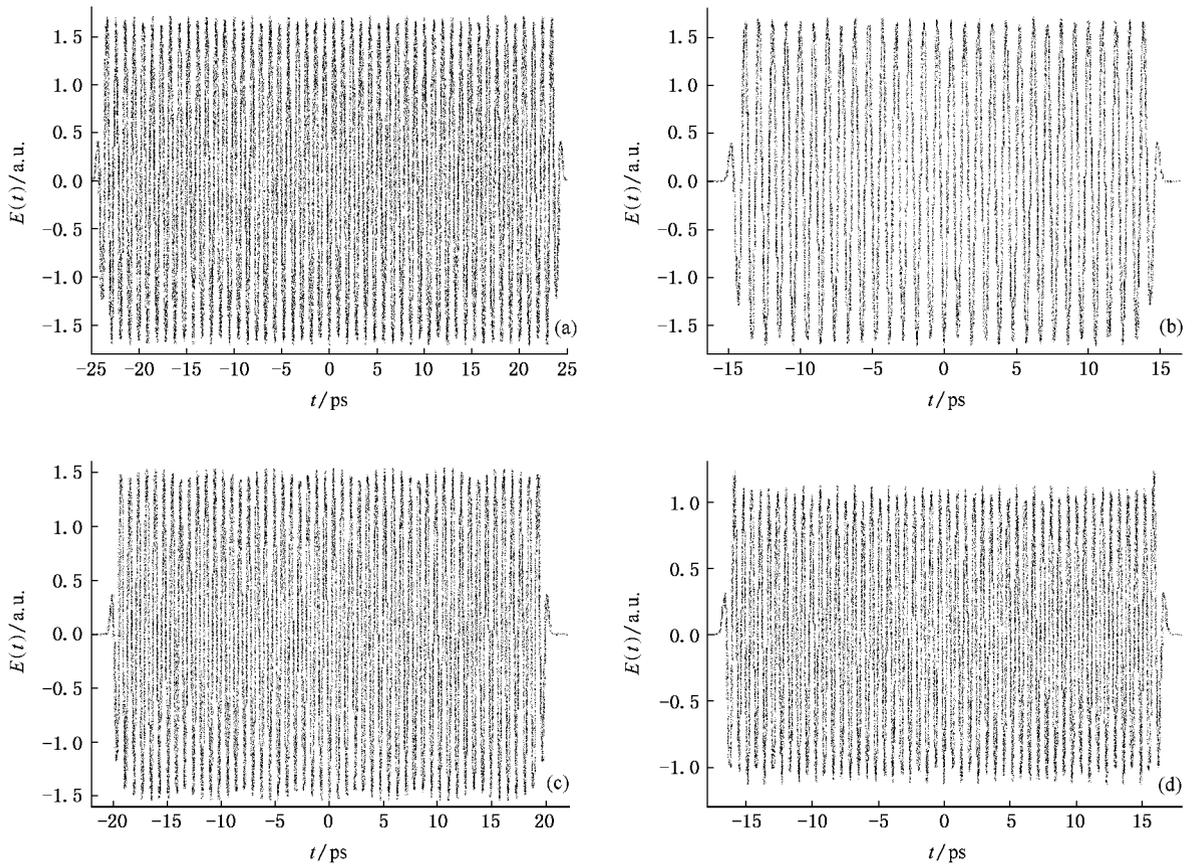


图 2 不同参数时的 THz 波辐射时域场 (a) $p = 50, \theta = 90^\circ$ (b) $p = 30, \theta = 90^\circ$ (c) $p = 50, \theta = 85.7^\circ$ (d) $p = 50, \theta = 82^\circ$

θ 分别为 85.7° 和 82° 时. 可见, 脉冲持续时间和幅度均随辐射角的减小而减小.

现在讨论辐射场随光栅位置 m 的变化, 如图 3 所示, 参数为 $\tau_0 = 100 \text{ fs}, \theta = 90^\circ, n_{\text{opt}} = 2.2, n_T = 5.2, \Lambda = 130 \mu\text{m}, a_0 = 15 \mu\text{m}$. 对于不同位置的光栅, 其产生的 THz 波脉冲存在差异, 对于 0 极光栅, 其产生的 THz 波脉冲相对于 0 时刻是对称的; 对于 ± 1 极光栅, 它们产生的 THz 波脉冲相对于 0 时刻是彼此对称的.

由(9)式讨论讨论 $G_1(\omega), G_3(\omega)$ 随频率的变化, 如图 4 所示, 参数为 $\tau_0 = 100 \text{ fs}, \theta = 90^\circ, n_{\text{opt}} = 2.2, n_T = 5.2, \Lambda = 130 \mu\text{m}$. 从图中可以明显看出, $G_3(\omega)$ 的带宽明显比 $G_1(\omega)$ 的窄; $G_3(\omega)$ 对 THz 波的谱宽度影响更显著, 且 THz 波的带宽可近似等于 $G_3(\omega)$ 的带宽; $G_3(\omega)$ 的带宽与 p 相关, 且随 p 的增加而变窄, 而 $G_1(\omega)$ 的带宽与 a_0 相关, 且随 a_0 的增加而变窄. 图中为表面辐射 ($\theta = 90^\circ$) 时的谱宽度, 表面辐射 THz 波的中心频率约 1.1 THz.

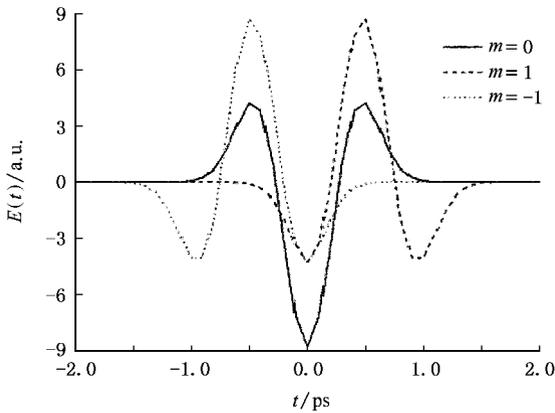


图 3 不同光栅处的辐射场

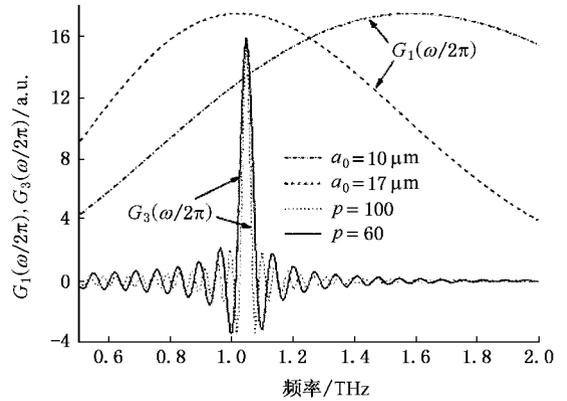


图 4 谱宽随不同参数的变化

4. 结 论

本文从理论上详细研究并讨论飞秒激光在 PPLN 晶体中由光整流效应而产生的 THz 波的辐射场的特性. 研究表明, 辐射场脉冲持续时间随晶体长

度的增加而增加; 并且, 辐射场是准谐波的, 周期数等于光栅数. 脉冲持续时间和幅度均随辐射角度的减小而减小. 辐射场脉冲的频谱宽度随晶体的长度的增加而变窄. 本文为研究飞秒激光在周期极化晶体中产生 THz 波的场分布、脉冲宽度和频谱宽度提供了有价值的理论分析.

- [1] Brown E R, Smith F W, McIntosh K A 1993 *J. Appl. Phys.* **73** 1480
- [2] Matsuura S, Tani M, Sakai K 1997 *Appl. Phys. Lett.* **70** 559
- [3] Zernike F, Berman P R 1964 *Phys. Rev. Lett.* **54** 999
- [4] Aggarwal R, Lax B, Fetterman H R, Clifton B 1974 *J. Appl. Phys.* **45** 3972
- [5] Taniuchi T, Shikata J, Ito H 2000 *Elec. Lett.* **36** 1414
- [6] Sasaki Y, Yuri A, Kawase K 2002 *Appl. Phys. Lett.* **81** 3323
- [7] Shikata J, Kawase K, Karino K, Taniuchi T, Ito H 2000 *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **48** 653
- [8] Weiss C, Torosyan G, Avetisyan Y, Beigang R 2001 *Opt. Lett.* **26** 563
- [9] Zhang X B, Ikari T, Chen Y L, Shi W, Ito H 2006 *Acta Opt. Sin.* **26** 616 (in Chinese) [张显斌、碇智文、陈颖丽、施卫、依藤弘昌 2006 光学学报 **26** 616]
- [10] Li Y M, Wu Y R, Zhang K S, Xie C D, Peng K C 2002 *Chin. Phys.* **11** 790
- [11] Lin X C, Li R N, Yao A Y, Bi Y, Cui D F, Xu Z Y 2003 *Chin. Phys.* **12** 514
- [12] Lee Y S, Meade T, Perlin V, Winful H, Norris T B, Galvanauskas A 2000 *Appl. Phys. Lett.* **76** 2505
- [13] Lee Y S, Meade T, DeCamp, M Norris T B, Galvanauskas A 2000 *Appl. Phys. Lett.* **77** 1244
- [14] Liu R, Gu C M, He L R et al 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1217 (in Chinese) [刘锐、顾春明、贺莉蓉等 2004 物理学报 **53** 1217]
- [15] Xue T, Yu J, Yang T X, Nie W J, Tan L, Li S C 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 2528 (in Chinese) [薛挺、于建、杨天新、倪文俊、谭莉、李世忱 2002 物理学报 **51** 2528]
- [16] Chen Y L, Yuan J W, Yan W G, Zhou B B, Luo Y F, Guo J 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 2079 (in Chinese) [陈云琳、袁建伟、闫卫国、周斌斌、罗勇锋、郭娟 2005 物理学报 **54** 2079]
- [17] Weiss C, Torosyan G, Avetisyan Y, Beigang R 2001 *Opt. Lett.* **26** 563
- [18] Shi S X, Chen G F, Zhao W et al 2003 *Nonlinear Optics* (Xi'an: Xidian University Press) 123 (in Chinese) [石顺祥、陈国夫、赵卫等 2003 非线性光学(西安:西安电子科技大学出版社)第 123 页]
- [19] Ramo S, Whinnery J 1953 *Fields and Waves in Modern radio* (New York: Wiley) p506
- [20] Wang S F, Zhu Z Q 2000 *Modern Optics Principle* (Chengdu: UESTC Press) p104 (in Chinese) [王仕、朱自强 2000 现代光学原理(成都:电子科技大学出版社)第 104 页]

THz wave radiation in periodically poled lithium niobate during on optical rectification^{*}

Zhang Kai-Chun[†] Liu Sheng-Gang

(THz Research Center , Institute of Physical Electronics , University of Electronics Science and Technology of China , Chengdu 610054 , China)

(Received 14 November 2006 ; revised manuscript received 20 December 2006)

Abstract

THz wave radiation in periodically poled lithium niobate (PPLN) during optical rectification induced by femtosecond pulse is studied theoretically in this paper. Attention is focused mainly on the distribution of fields in the frequency domain and time domain , and the spectrum width of THz wave radiation. The radiation field pulse duration , the amplitude and the spectrum width varying with the length of crystal and the angle of radiation are also discussed in detail.

Keywords : PPLN , optical rectification , THz wave

PACC : 4265 , 4265K

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60472013) and the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education of China (Grant No. 20050614017).

[†] E-mail : zh.kch@163.com