

# 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<sup>[1,2]</sup>、差频<sup>[3-6]</sup>、光参量振荡-准相位匹配<sup>[7-11]</sup>、光整流<sup>[12-14]</sup>等。Lee 等人<sup>[12,13]</sup>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<sup>[15,16]</sup>方法可以研究 THz 波的频率角度分布<sup>[17]</sup>, 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<sup>[18]</sup>。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

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

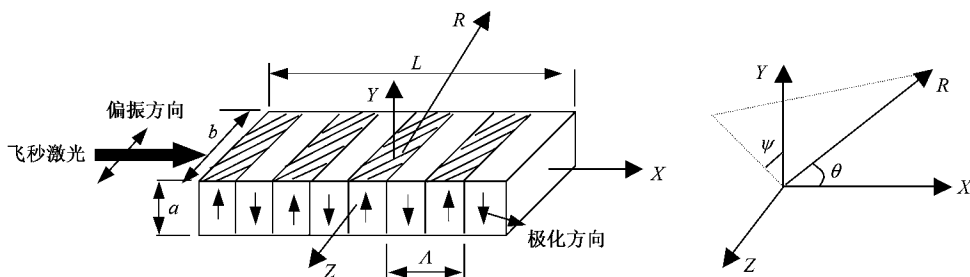


图 1 PPLN 晶体及坐标系建立

\* 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,  $\gamma(x) = [1 + (x/x_0)^2]$ ,  $x_0 = 2\pi a_0^2/\lambda$  为瑞利长度,  $\lambda$  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,  $\tau_0$  为脉冲的时间宽度,  $u = c/n_{\text{opt}}$  为激光在晶体中的群速,  $c$ ,  $n_{\text{opt}}$  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,  $\Delta$  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<sup>[19]</sup>

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

$\mathcal{J}(\omega, \mathbf{r})$  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

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

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

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

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<sup>[20]</sup>, 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

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

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

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

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

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

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

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

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  $\theta, p$  的变

化,  $\theta$  为辐射角,  $p$  为晶体的周期数. 图 2 是由不同  $\theta, p$  所对应的 THz 波辐射时域场, 其余参数均为  $\tau_0 = 100$  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,

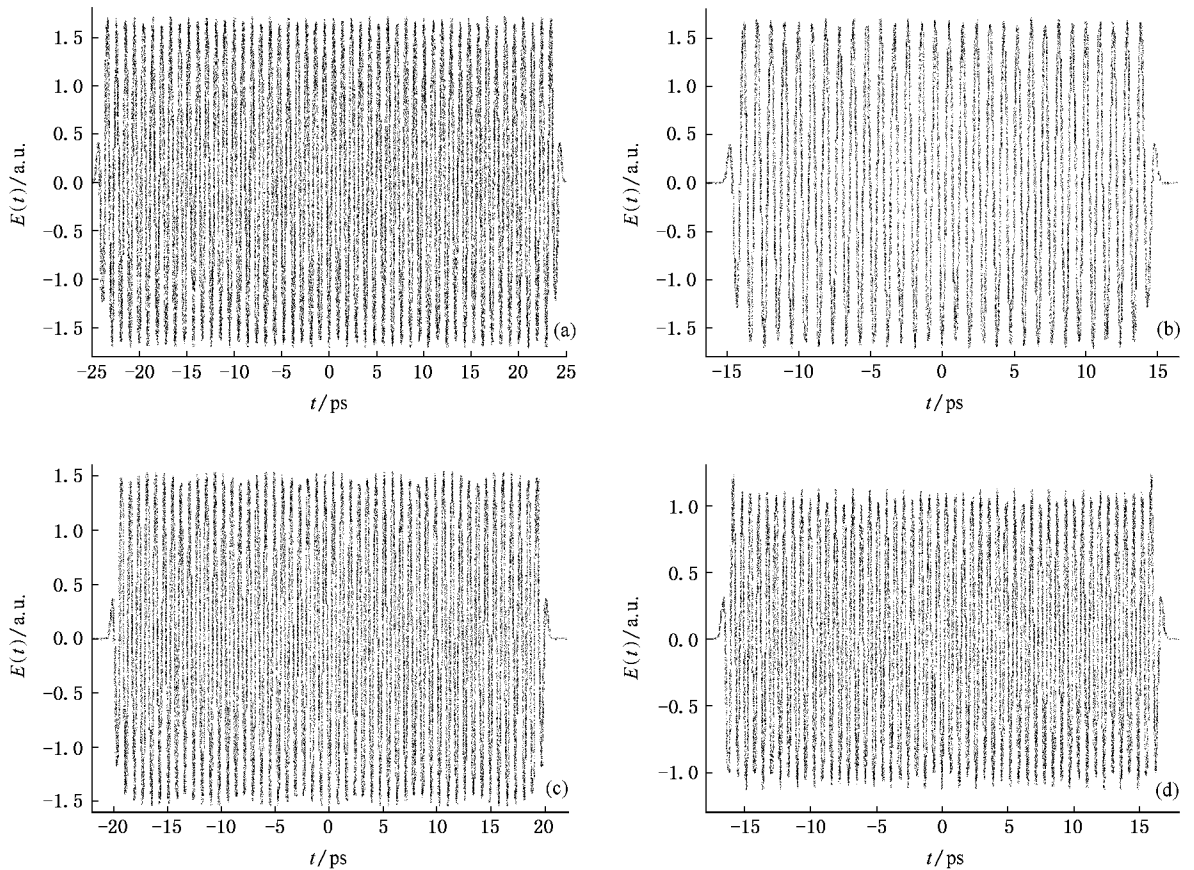


图 2 不同参数时的 THz 波辐射时域场 (a)  $p = 50, \theta = 90^\circ$  (b)  $p = 30, \theta = 90^\circ$  (c)  $p = 50, \theta = 85.7^\circ$  (d)  $p = 50, \theta = 82^\circ$

$\theta$  分别为  $85.7^\circ$  和  $82^\circ$  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  $\tau_0 = 100$  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  $\pm 1$  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  $G_1(\omega), G_3(\omega)$  随频率的变化, 如图 4 所示, 参数为  $\tau_0 = 100$  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.

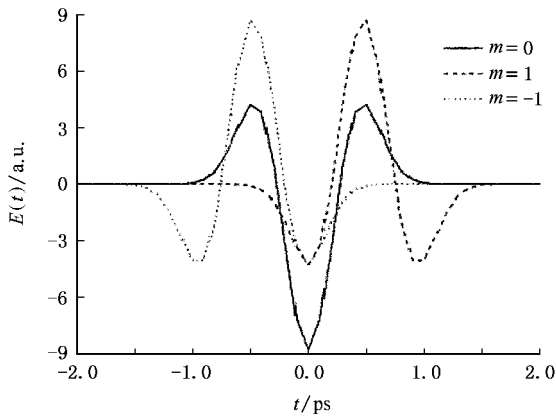


图 3 不同光栅处的辐射场

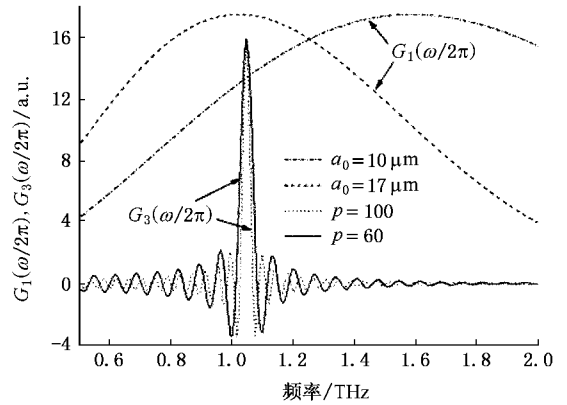


图 4 谱宽随不同参数的变化

## 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、嵇智文、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 俊、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<sup>\*</sup>

Zhang Kai-Chun<sup>†</sup> 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

---

<sup>\*</sup> 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 ).

<sup>†</sup> E-mail : zh.kch@163.com