

脉冲前沿倾斜的光学整流 THz 辐射特性分析

孟庆龙, 曾冰, 叶荣, 于军立, 钟哲强, 张彬

(四川大学电子信息学院, 四川成都 610065)

摘要: 光整流法是目前产生太赫兹(THz)辐射的重要方法之一。建立了采用脉冲前沿倾斜方法实现相位匹配条件的基于光整流法产生太赫兹辐射的转换效率理论模型, 比较了脉冲前沿倾斜方式的不同倾斜角对 THz 辐射转换效率的影响, 定量分析了光整流 THz 辐射转换效率的主要影响因素及其规律, 并讨论了飞秒激光参数和晶体参数对 THz 辐射转换效率的影响。结果表明: 脉冲前沿倾斜方式相位匹配条件中的倾斜角对 THz 辐射转换效率的影响非常大; THz 辐射转换效率随着飞秒激光脉宽的增大呈现先增大后减小的规律, 且随飞秒激光强度的增大而增大。此外, THz 辐射转换效率不仅随着晶体吸收系数的增大而急剧减小, 而且随着晶体厚度的增加呈现先逐渐增长, 到达一定晶体厚度后, 则几乎不随晶体厚度的增长而变化的规律。由此可见, 在实际应用中, 不仅要求采取措施尽可能满足位相匹配条件和减小晶体对 THz 辐射的吸收, 而且还需要合理选取飞秒激光参数和非线性晶体参数。

关键词: 非线性光学; 转换效率; 光整流; 脉冲前沿倾斜; 吸收

中图分类号: O437 **文献标志码:** A **文章编号:** 1007-2276(2015)09-2643-06

Analysis on THz radiation characteristics in optical rectification by tilted-pulse-front pumping

Meng Qinglong, Zeng Bing, Ye Rong, Yu Junli, Zhong Zheqiang, Zhang Bin

(School of Electronics and Information Engineering, Sichuan University, Chengdu 610065, China)

Abstract: Optical rectification is one of the important techniques for efficient generation of terahertz pulses. The theoretical model of the optical-to-terahertz conversion efficiency in optical rectification by tilted-pulse-front pumping was built. On the basis, the influence of the different tilted angles from tilted-pulse-front pumping on the conversion efficiency was compared. The effect of the important factors on the optical-terahertz conversion efficiency was analyzed quantitatively, and the influence of the parameters of both the crystals and the femtosecond pulses on the conversion efficiency was discussed. The results show that the influence of the titled angle on the optical-terahertz conversion efficiency was very obvious. The optical-terahertz conversion efficiency increases first and then decreases with the increasing of the pulse duration, where as it increases with the intensity pump pulses. In addition, the optical-terahertz conversion efficiency decreases rapidly with the increasing of the absorption, while increases and then remains unchanged with the increasing thickness of the crystal. Hence it is not only necessary to take measures to meet phase-matching condition as far as possible and decrease the terahertz absorption in the

收稿日期: 2015-01-12; 修订日期: 2015-02-20

基金项目: 中国工程物理研究院太赫兹科学技术基金(CAEP THZ201305); 四川省教育厅创新团队计划(13TD0048)

作者简介: 孟庆龙(1989-), 男, 博士生, 主要从事太赫兹波源、太赫兹调制等方面的研究工作。Email: scumql@163.com

导师简介: 张彬(1969-), 女, 教授, 博士生导师, 主要从事高功率激光技术、光束传输变换和控制、非线性光学等方面的研究工作。

Email: zhangbinff@sohu.com

crystal, but also choose optimal parameters of the femtosecond pulse and the nonlinear crystal.

Key words: nonlinear optics; conversion efficiency; optical rectification; tilted-pulse-front pumping; absorption

0 引言

太赫兹(THz)科学技术是近年来发展起来的一门新兴科学^[1],其关键技术涉及太赫兹波的产生、传输与探测。近年来,常用的太赫兹辐射源主要有基于电子学方法的太赫兹源(包括半导体太赫兹源、利用自由电子的太赫兹辐射源、基于高能加速器的太赫兹辐射源、返波管和微波倍频源等)和基于光学方法的太赫兹源(包括光电导天线、光整流、差频、参量振荡和光泵气体 THz 源等)^[2],而在众多的太赫兹辐射产生技术中,光整流是目前最为广泛使用的方法之一。光整流效应是一种非线性光学效应,实质上是指激光的不同频率成分在光整流非线性晶体中的差频作用过程^[3]。常见的适用于光整流的晶体材料有砷化镓、碲化锌、碲化镉、硒化镓、铌酸锂等,而对于硒化镓、铌酸锂等晶体而言,采用光整流法产生太赫兹辐射存在的主要问题是,在晶体内部飞秒激光脉冲的群速度要比太赫兹辐射的相速度快^[4],因此,在利用光整流法产生太赫兹辐射的过程中必须满足相位匹配条件才能有效地产生太赫兹波。通常,采用周期极化铌酸锂晶体可以满足准相位匹配条件^[5],Hebling^[6]等则在 2002 年提出了采用脉冲前沿倾斜方案来实现相位匹配条件。

在光整流法产生 THz 辐射的方案中,晶体材料在高功率飞秒激光作用下会产生损伤,从而限制了 THz 辐射转换效率的进一步提高。由于铌酸锂晶体材料的禁带宽度要比砷化镓、碲化锌、碲化镉、硒化镓等晶体材料禁带宽度大,因而铌酸锂晶体的抗损伤能力相对更强^[7],因此,为了进一步提高太赫兹辐射的转换效率,文中以铌酸锂(LiNbO₃)晶体为例,针对脉冲前沿倾斜的光整流方案,首先分析了在非理想相位匹配条件下的倾斜角对太赫兹辐射转换效率的影响;其次,研究了飞秒激光脉冲的脉宽和强度对太赫兹辐射转换效率的影响;最后,在考虑晶体对太赫兹辐射吸收的情况下,不仅分析了晶体吸收系数对太赫兹辐射转换效率的影响,而且还讨论了晶体

厚度对太赫兹辐射转换效率的影响。

1 理论模型

在利用飞秒激光脉冲与非线性晶体作用的光整流法产生太赫兹辐射的过程中,当飞秒激光脉冲的群速度等于太赫兹波的相速度时($\Delta k=v_{\text{opt}}^{\text{gr}}-v_{\text{THz}}=0$),则满足相位匹配条件,从而可以得到较大的太赫兹波转换效率。但在 LiNbO₃ 晶体中,激光脉冲的群速度 $v_{\text{opt}}^{\text{gr}}$ 大于太赫兹波的相速度 v_{THz} ,使得相位匹配条件难以满足,从而影响光脉冲到太赫兹波的有效转换。

通常,飞秒激光脉冲中包较多的频率成分,经过大多数色散元件时则会由于各频率成分的传播速度不同,导致脉冲的等振幅面与等相位之间存在一定的夹角,即脉冲前沿倾斜。对于脉冲前沿倾斜的脉冲,其代表能量传播速度的群速度会有所变化,即可以通过控制倾斜角来控制脉冲的群速度。因此,在光整流方案中,通过调节入射激光脉冲的倾斜角 γ ,则可以实现太赫兹转换的相位匹配条件^[8],如图 1 所示。图 2 给出了产生太赫兹波的晶体形状及光路示意图。此时,相位匹配条件可以表示为:

$$v_{\text{opt}}^{\text{gr}} \cos \gamma = v_{\text{THz}} \quad (1)$$

式中: $v_{\text{opt}}^{\text{gr}}$ 为超短激光脉冲的群速度; v_{THz} 为 THz 辐射的相速度。

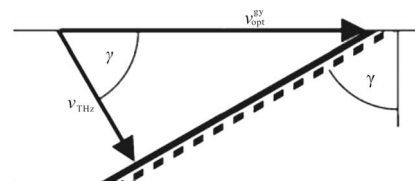


图 1 速度匹配条件

Fig.1 Velocity matching conditions

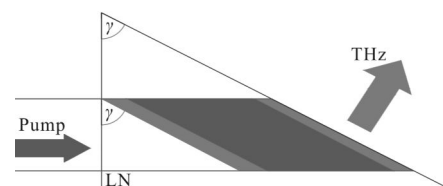


图 2 太赫兹辐射产生的几何结构

Fig.2 Geometry of THz radiation generation

进一步可将相位匹配条件表示为:

$$n_{\text{THz}} \cos \gamma = n_{\text{opt}}^{\text{gr}} \quad (2)$$

相应的折射率失配因子为:

$$\Delta n = n_{\text{THz}} - \frac{n_{\text{opt}}^{\text{gr}}}{\cos \gamma} \quad (3)$$

光整流过程可以看作是飞秒激光的不同频率成分在光整流非线性晶体中的差频作用过程,太赫兹辐射分量 Ω 由 $\omega + \Omega$ 和 ω 差频极化产生。

三波混频过程的二阶非线性极化强度为:

$$\begin{cases} P^{(2)}(\Omega) = 2\varepsilon_0 \chi^{(2)}(-\Omega; \omega + \Omega; -\omega) : E_{\omega + \Omega} E_{\omega}^* \\ P^{(2)}(\omega) = 2\varepsilon_0 \chi^{(2)}(-\omega; \omega + \Omega; -\Omega) : E_{\omega + \Omega} E_{\Omega}^* \\ P^{(2)}(\omega + \Omega) = 2\varepsilon_0 \chi^{(2)}(-\omega - \Omega; \omega; \Omega) : E_{\Omega} E_{\omega} \end{cases} \quad (4)$$

式中: E_{Ω} 、 E_{ω} 、 $E_{\omega + \Omega}$ 是 3 束沿 z 方向的单色平面波,其频率分别为 Ω 、 ω 、 $\omega + \Omega$; $\chi^{(2)}$ 为非线性极化率; ε_0 为真空介电常数。

由非线性波动方程可以得到三波耦合方程组:

$$\begin{cases} \frac{\partial E_{\Omega}(z)}{\partial z} = \frac{i\Omega}{cn_{\Omega}} \chi^{(2)}(-\Omega; \omega + \Omega; -\omega) : E_{\omega + \Omega} E_{\omega}^* \exp(i\Delta kz) \\ \frac{\partial E_{\Omega}(z)}{\partial z} = \frac{i\omega}{cn_{\omega}} \chi^{(2)}(-\omega; \omega + \Omega; -\Omega) : E_{\omega + \Omega} E_{\Omega}^* \exp(i\Delta kz) \\ \frac{\partial E_{\omega + \Omega}(z)}{\partial z} = \frac{i(\omega + \Omega)}{cn_{\omega + \Omega}} \chi^{(2)}(-\omega - \Omega; \omega; \Omega) : E_{\Omega} E_{\omega} \exp(-i\Delta kz) \end{cases} \quad (5)$$

在 THz 辐射过程中, THz 波的光子能量要远远小于泵浦光子能量,因而在非线性晶体中各波发生混频时, E_{ω} 和 $E_{\omega + \Omega}$ 可近似视为常数。于是,公式(5)可进一步简化为:

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_{\Omega}(z, t)}{\partial z} &= \frac{i\Omega}{cn_{\Omega}} \chi^{(2)} E_{\omega + \Omega} E_{\omega}^* \exp(i\Delta kz) = \\ &= \frac{i\Omega}{2\varepsilon_0 cn_{\Omega}} P_{\text{NL}}(z, t) \exp(i\Delta kz) \end{aligned} \quad (6)$$

式中: ε_0 为真空介电常数; c 为真空中的光速; n_{Ω} 为太赫兹辐射折射率; 相位失配因子 $\Delta k = k_{\omega} + k_{\Omega} - k_{\omega + \Omega}$; 非线性极化强度可表示为:

$$P_{\text{NL}}(\Omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon_0 \chi^{(2)} E(\omega + \Omega) E^*(\omega) d\omega \quad (7)$$

假设入射飞秒激光的时间波形为高斯分布,其电场分布可表示为:

$$\begin{aligned} E(t) &= \text{Re} \left[E_0 \exp\left(-\frac{t^2}{\tau^2}\right) \exp(i\omega_0 t) \right] = \\ &= \frac{1}{2} \left[E_0 \exp\left(-\frac{t^2}{\tau^2}\right) \exp(i\omega_0 t) + \text{c.c.} \right] \end{aligned} \quad (8)$$

式中: E_0 为入射飞秒激光的电场振幅; ω_0 为中心频率; τ 为飞秒激光脉宽 (标准的半高全宽) $\tau_{\text{FWHM}} =$

$$2\sqrt{\ln 2} \tau。$$

取 $\omega > 0$, 对 $E(t)$ 做傅里叶变换, 即可得到相应的频谱分布:

$$E(\omega) = \frac{E_0 \tau}{2\sqrt{\pi}} \exp\left[-\frac{\tau^2(\omega - \omega_0)^2}{4}\right] \quad (9)$$

由于非线性晶体对太赫兹波的吸收率 α 远大于晶体对入射飞秒激光的吸收, 于是, 在考虑晶体对太赫兹波的吸收后, 整理公式(6)~(9), 可得到脉冲前沿倾斜的光整流产生太赫兹辐射的电场解析表达式:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} E(\Omega, z) &= i \frac{\Omega \chi^{(2)} E_0^2 \tau}{8\sqrt{2\pi} cn_{\text{THz}}} \exp\left(-\frac{\tau^2 \Omega^2}{8}\right) \exp(i\Delta kz) - \\ &= \frac{\alpha}{2} E(\Omega, z) \end{aligned} \quad (10)$$

假设晶体有效长度为 L , 入射面处 $z=0$, 利用边界条件 $E(\Omega, 0)=0$, 求解公式(10), 可得到输出太赫兹辐射的电场表达式为:

$$\begin{aligned} E(\Omega, L) &= i \frac{\Omega \chi^{(2)} E_0^2 \tau}{8\sqrt{2\pi} cn_{\text{THz}}} \exp\left(-\frac{\tau^2 \Omega^2}{8}\right) \\ &= \frac{\exp(i\Delta kL) - \exp(-\alpha L/2)}{i\Delta k + \alpha/2} \end{aligned} \quad (11)$$

式中, 相位失配因子可表示为^[9]:

$$\Delta k \approx \frac{\Delta n \Omega}{c} \quad (12)$$

将公式(3)和(12)代入公式(11), 经推导可得到脉冲前沿倾斜的光整流产生太赫兹辐射的电场解析表达式:

$$\begin{aligned} E(\Omega, L) &= i \frac{\Omega \chi^{(2)} E_0^2 \tau}{8\sqrt{2\pi} cn_{\text{THz}}} \exp\left(-\frac{\tau^2 \Omega^2}{8}\right) \\ &= \frac{(n_{\text{THz}} - \frac{v_{\text{opt}}^{\text{gr}}}{\cos \gamma}) \Omega}{c} \exp\left[i \frac{(n_{\text{THz}} - \frac{v_{\text{opt}}^{\text{gr}}}{\cos \gamma}) \Omega}{c} L\right] - \exp(-\alpha L/2) \\ &= \frac{(n_{\text{THz}} - \frac{v_{\text{opt}}^{\text{gr}}}{\cos \gamma}) \Omega}{i \frac{(n_{\text{THz}} - \frac{v_{\text{opt}}^{\text{gr}}}{\cos \gamma}) \Omega}{c} + \alpha/2} \end{aligned} \quad (13)$$

在脉冲前沿倾斜方案中, 通过调节倾斜角 γ 使折射率失配因子 $\Delta n=0$, 于是, 在理想情况下, 利用 Parseval 定理, 可得出射的太赫兹辐射能量通量为:

$$F_{\text{THz}} = \frac{\sqrt{\pi} \varepsilon_0 d_{\text{eff}}^2 E_0^4 [\exp(-\frac{\alpha L}{2}) - 1]^2}{4\alpha^2 cn_{\text{THz}} \tau} \quad (14)$$

进一步结合入射的飞秒激光能量通量:

$$F_{\text{pu}} = \frac{\sqrt{\pi} c \varepsilon_0 n_{\text{opt}} E_0^2 \tau}{4\sqrt{2}} \quad (15)$$

可得到太赫兹辐射转换效率的解析表达式为:

$$\eta = \frac{F_{\text{THz}}}{F_{\text{pu}}} = \frac{\sqrt{2} d_{\text{eff}}^2 E_0^2 [\exp(-\frac{\alpha L}{2}) - 1]^2}{\alpha^2 c^2 \tau^2 n_{\text{THz}} n_{\text{opt}}} \quad (16)$$

2 数值模拟与分析

基于上述脉冲前沿倾斜的光整流 THz 辐射理论模型,文中重点讨论影响 THz 辐射转换效率的主要因素。非线性 LiNbO₃ 晶体的相关参数如表 1 所示。

表 1 LiNbO₃ 晶体相关参数

Tab.1 Parameters of LiNbO₃ crystal

Crystal	$d_{\text{eff}}/\text{pm} \cdot \text{V}^{-1}$	n_{opt}	n_{THz}	$\nu_{\text{opt}}^{\text{sr}}$	$\alpha_{\text{THz}}/\text{cm}^{-1}$
LiNbO ₃	168	2.159	5.16	2.23	16

在如图 1 所示的脉冲前沿倾斜方案中,由于受实验条件以及测量精度的限制,并不能完全保证倾斜角 γ 刚好能满足相位匹配条件,而此时的折射率失配因子 $\Delta n \neq 0$,致使相位失配因子 $\Delta k \neq 0$ 。为此,比较了在非理想相位匹配条件下和相位刚好匹配时,飞秒激光脉冲脉宽、峰值光强、LiNbO₃ 晶体的吸收系数以及晶体厚度对太赫兹辐射转换效率的影响。

2.1 太赫兹频谱分析

图 3 给出了不同倾斜角 γ 所对应的出射的 THz 辐射频谱分布。由公式(3)可知,对于非线性 LiNbO₃ 晶体,当倾斜角 $\gamma \approx 64.39^\circ$ (记为相位匹配角 γ_0) 时,刚好能满足相位匹配条件。

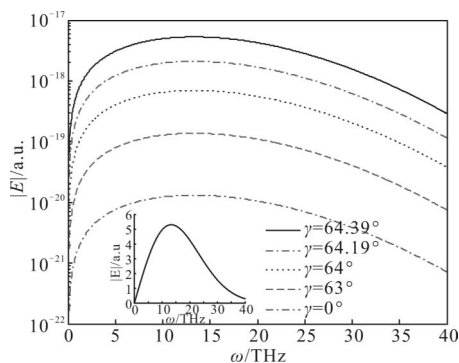


图 3 不同倾斜角所对应的出射的太赫兹辐射频谱分布

Fig.3 Output THz radiation distribution in frequency domain with different tilted angles

从图 3 中可以看出:当倾斜角 γ 偏离相位匹配角 γ_0 时,产生的 THz 辐射能量比相位完全匹配时低很多,甚至会低几个量级。进一步从图 3 中的插图可以看出,产生的 THz 辐射的中心频率为 13.5 THz,带

宽约为 21 THz。由此可见,光整流法产生的 THz 辐射的带宽较宽。

2.2 飞秒激光脉宽和峰值强度对 THz 辐射转换效率的影响

图 4 给出了在不同的倾斜角 γ 下,入射飞秒激光脉冲脉宽对 THz 辐射转换效率的影响。分析图 4 可知,在相位完全匹配或者相位失配较小的情况下,THz 辐射的转换效率随着飞秒激光脉冲脉宽的增加呈现出先增加而后逐渐减小的变化规律,即当飞秒激光脉冲的脉宽为 100 fs 左右时,转换效率最高。然而,当倾斜角 γ 与相位匹配角 γ_0 相差较大时,THz 辐射转换效率随着飞秒激光脉冲脉宽的增加呈现出先增加而后基本保持不变的变化规律,且 THz 辐射转换效率非常低。

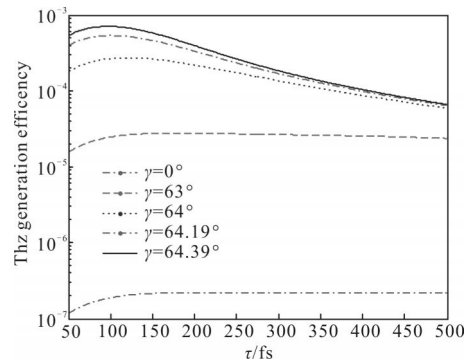


图 4 入射激光脉冲脉宽对转换效率的影响

Fig.4 Influence of pulse duration on conversion efficiency

图 5 给出了在不同的倾斜角 γ 下,入射飞秒激光峰值强度对 THz 辐射转换效率的影响。

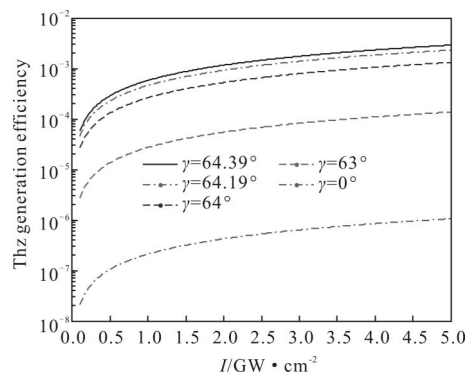


图 5 入射飞秒激光强度对转换效率的影响

Fig.5 Influence of input pump intensity on conversion efficiency

从图 5 可以看出,随着入射飞秒脉冲强度的增加,THz 辐射转换效率随之增大。当倾斜角 γ 与相位

匹配角 γ_0 相差较大时, THz 辐射转换效率比满足相位匹配条件时的 THz 辐射转换效率低很多。由此可见, 在不超过非线性晶体损伤阈值的前提下, 应尽量增大飞秒激光脉冲的峰值强度来提高 THz 辐射转换效率。

2.3 晶体参数对 THz 辐射转换效率的影响

图 6 为在满足相位匹配条件下, 当非线性晶体吸收系数不同时, 晶体厚度对 THz 辐射转换效率的影响。

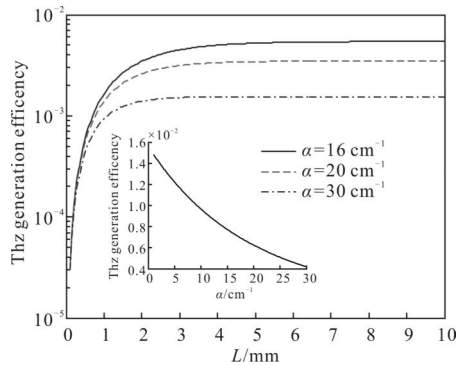


图 6 不同的晶体吸收系数所对应的晶体厚度对转换效率的影响

Fig.6 Influence of length of crystal on conversion efficiency with different absorption coefficient

从图 6 可以看出: 在满足相位匹配条件下, THz 辐射转换效率随着晶体厚度的增加呈现先逐渐增长而后趋于保持不变的规律, 即对于给定的晶体吸收系数, 当晶体厚度增大到一定时, 则转换效率几乎不随晶体厚度的继续增长而变化, 即存在最佳晶体厚度。进一步分析图 6 可知, 当晶体吸收系数越大时, THz 辐射转换效率越低, 相应的最佳晶体厚度越短。由此可见, 在实际应用中, 应对晶体厚度进行合理选取。

还进一步分析了在不同的倾斜角 γ 下, 晶体厚度对 THz 辐射转换效率的影响, 如图 7 所示。可以看出, 当倾斜角 γ 与相位匹配角 γ_0 相差较大时, 随着晶体厚度的增加, THz 辐射转换效率呈现出先增大后略有减小再进一步趋于不变的趋势。并且, 倾斜角 γ 与相位匹配角 γ_0 的偏离程度越大, 达到最高转换效率所对应的晶体厚度越短。进一步分析图 7 可知, 当倾斜角 γ 与相位匹配角 γ_0 相差较大时, THz 辐射转换效率将远远低于满足相位匹配的情况。由此可见, 在实际工作中, 不仅需要合理选取晶体厚度, 更重要地还有必要采取措施尽可能减小晶体对

THz 辐射的吸收。例如, 可采取对晶体降温的方法来减小晶体对 THz 辐射的吸收系数^[10]。

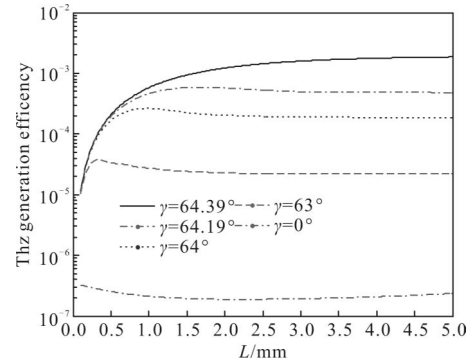


图 7 转换效率随晶体厚度的变化

Fig.7 Variation of conversion efficiency with length of crystal

3 结论

文中建立了采用脉冲前沿倾斜方法实现相位匹配条件的基于光整流法产生太赫兹辐射的转换效率理论模型, 分析比较了在非理想相位匹配条件下不同的相位倾斜角对太赫兹辐射转换效率的影响, 并进一步对影响太赫兹辐射转换效率的主要因素进行了讨论。结果表明: 当相位失配较大时, 不仅导致产生的太赫兹辐射能量很低, 而且对太赫兹波转换效率的影响非常大; THz 辐射转换效率随着飞秒激光脉宽的增大呈现出先增大后减小的规律, 当飞秒激光脉冲的脉宽在 100 fs 左右, 转换效率达到最高。并且, 随着飞秒激光强度的增大, THz 辐射转换效率明显提高; THz 辐射转换效率不仅随着晶体吸收系数的增大而急剧减小, 而且随着晶体厚度的增加呈现先逐渐增长, 到达一定晶体厚度后, 则几乎不随晶体厚度的增长而变化的规律。由此可见, 在实际应用中, 为了有效提高 THz 辐射转换效率, 不仅需要尽可能使脉冲前沿倾斜方式的倾斜角接近相位匹配角, 而且, 还有必要采取适当措施减小晶体对 THz 辐射的吸收。此外, 在确保晶体不受损伤的前提下, 应尽量提高飞秒激光强度, 并合理选取飞秒激光参数(如脉宽)及晶体参数(如厚度)。

参考文献:

- [1] Lee Y S. Principles of Terahertz Science and Technology[M]. New York: Springer, 2009.

- [2] Mu Kaijun, Zhang Zhenwei, Zhang Cunlin. Terahertz science and technology[J]. *Journal of CAEIT*, 2009, 4(3): 221–230. (in Chinese)
牧凯军, 张振伟, 张存林. 太赫兹科学与技术[J]. 中国电子科学研究院学报, 2009, 4(3): 221–230.
- [3] Jiang Ke, Xie Jijiang, Zhang Laiming, et al. Simulation on THz radiation via difference frequency mixing of CO₂ laser in GaSe crystal [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2013, 42(5): 1223–1227. (in Chinese).
姜可, 谢冀江, 张来明, 等. CO₂ 激光差频 GaSe 晶体产生太赫兹波的数值计算 [J]. 红外与激光工程, 2013, 42(5): 1223–1227.
- [4] Helling J, Stepanov A G, Almási G, et al. Tunable THz Pulse generation by optical rectification of ultrashort laser pulses with tilted pulse fronts [J]. *Appl Phys B*, 2004, 78: 593–599.
- [5] Konstantin L Vodopyanov. Optical generation of narrow-band terahertz packets in periodically-inverted electro-optic crystals: conversion efficiency and optimal laser pulse form [J]. *Opt Express*, 2006, 14(6): 2263–2276.
- [6] Hebling J, Almási G, Kozma I Z, et al. Velocity matching by pulse front tilting for large area THz-pulse generation[J]. *Opt Express*, 2002, 10(21): 1161–1166.
- [7] János Hebling, Ka-Lo Yeh, Matthias C Hoffmann, et al. Generation of high-power terahertz pulses by tilted-pulse-front excitation and their application possibilities [J]. *J Opt Soc Am B*, 2008, 25(7): B6–B19.
- [8] József András Fülöp, László Pálfalvi, Gábor Almási, et al. High energy THz pulse generation by tilted pulse front excitation and its nonlinear optical applications[J]. *J Infrared Milli Terahz Waves*, 2011, 32(5): 553–561.
- [9] Fülöp J A, Pálfalvi L, Almási G, et al. Design of high-energy terahertz sources based on optical rectification[J]. *Opt Express*, 2010, 18(12): 12311–12327.
- [10] Fülöp J A, Pálfalvi L, Hoffmann M C, et al. Towards generation of mJ-level ultrashort THz pulses by optical rectification[J]. *Opt Express*, 2011, 19(16): 15090–15097.