

文章编号: 0258-7025(2010)12-2993-09

# 用于宽调谐太赫兹探测的菲涅耳相位匹配和频特性分析

崔海霞<sup>1,2</sup> 姚建铨<sup>2\*</sup> 王 卓<sup>2</sup> 万春明<sup>1</sup>

(<sup>1</sup> 长春理工大学高功率半导体激光国家重点实验室, 吉林 长春 130022)  
<sup>2</sup> 天津大学激光与光电子研究所, 天津 300072)

**摘要** 论述了用于宽调谐太赫兹 (THz) 探测的菲涅耳准相位匹配技术方法的原理, 讨论了共振及非共振菲涅耳相位匹配的条件, 重点研究了 Goos Hanchen 延迟对菲涅耳准相位匹配的影响, 还讨论了和频过程中有效非线性系数、光波在晶体内全反射角  $\theta$  的允许宽度及 GaAs 晶体对相互作用三波的吸收, 提出了利用角度调谐在菲涅耳相位匹配 GaAs 晶体中实现宽调谐 THz 探测的实验设计方案。

**关键词** 非线性光学; THz 探测; 菲涅耳准相位匹配; GaAs 晶体; Goos Hanchen 延迟; 和频

**中图分类号** O437 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL20103712.2993

## Study on Characteristics Analysis of Sum Frequency Generation with Fresnel Phase Matching Used for Wide Tunable Terahertz Detection

Cui Haixia<sup>1,2</sup> Yao Jianquan<sup>2</sup> Wang Zhuo<sup>2</sup> Wan Chunming<sup>1</sup>

(<sup>1</sup> National Key Laboratory on High Power Semiconductor Laser, Changchun University of Science and Technology, Changchun, Jilin 130022, China)  
<sup>2</sup> Institute of Laser and Optoelectronics, Tianjin University, Tianjin 300072, China)

**Abstract** The principle of Fresnel quasi-phase matching technology used to wide tuning terahertz wave detection is analyzed. We discuss the resonant and non-resonant Fresnel phase matching condition and the effect of Goos Hanchen delay to Fresnel phase matching. The effective nonlinear efficiency during sum frequency generation, the accept angle width of internal total reflective angle inside of the crystal and the absorption of GaAs crystal for three interaction waves also are investigated in more detail. Finally, in order to achieve wide tunable terahertz detection, we present an experiment scheme and experimental setup with Fresnel phase matching by angle tuning.

**Key words** nonlinear optics; THz detection; Fresnel quasi-phase matching; GaAs crystal; Goos Hanchen delay; sum frequency generation

## 1 引 言

太赫兹 (THz) 是近年来国内外激光与光电子及毫米波领域的研究热点, 除 THz 源以外, THz 波的探测<sup>[1]</sup> 已成为 THz 技术发展的瓶颈, 有的探测技术难度大, 有的仪器昂贵, 有的则精度差、标定困

难<sup>[2~4]</sup>。菲涅耳相位匹配属准相位匹配技术<sup>[5]</sup>, 国内外已有很多研究, 但仅限于光学波段<sup>[6,7]</sup>, 很少见用于 THz 波段。作者所在的研究所已采用菲涅耳相位匹配和频技术, 在产生 THz 波方面做了一定的探索。

收稿日期: 2010-08-03; 收到修改稿日期: 2010-08-23

基金项目: 国家 973 计划(2007CB10403)资助课题。

作者简介: 崔海霞(1979—), 女, 讲师, 博士研究生, 主要从事激光与光电子等方面的研究。

E-mail: meihao3698@163.com

导师简介: 万春明(1959—), 男, 教授, 博士生导师, 主要从事光电子技术方面的研究。E-mail: wcm@cust.edu.cn

\* 通信联系人。E-mail: jqyao@tju.edu.cn

本文提出一种新颖的、可望用于宽带 THz 波探测的方法,即采用菲涅耳相位匹配的方法,以获得被测 THz 波的能量及相位信息,对 THz 波进行探测。此方法的重要特点是:结构简单,价格低廉,特别适用于宽波段的 THz 检测,只要转动 GaAs 晶体,改变和频过程的光程,即可以适应各种 THz 波长的检测。理论分析证明可实现 60~200  $\mu\text{m}$  的 THz 测量。

## 2 菲涅耳相位匹配原理

菲涅耳相位匹配技术属准相位匹配技术,由 Armstrong 等<sup>[8]</sup>于 1962 年提出,其基本原理是:相互作用的相位失配的三束光在各向同性晶体中共线传播时,由于各向同性晶体对不同频率的光在晶体-空气界面处具有不同全反射相移,而三束光的相对全反射相移可以对三波在共线传播过程中产生的相位失配进行补偿从而实现准相位匹配。王卓等<sup>[9]</sup>采用菲涅耳相位匹配技术进行和频产生 THz 波的研究。

图 1 为在菲涅耳相位匹配晶体中进行和频时,相互作用的三波  $k_i$  ( $i=1, 2, 3$ ) 传播情况及晶体的侧面和顶面图。

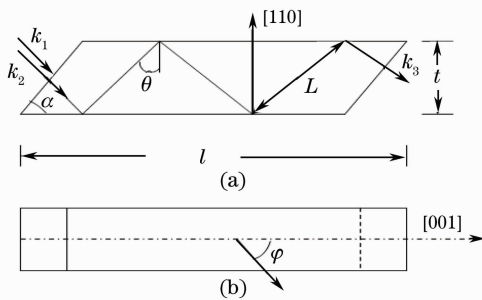


图 1 菲涅耳相位匹配原理图。(a) 晶体侧面图, (b) 晶体顶面图

Fig. 1 Principle of Fresnel phase matching. (a) side view, (b) top view

图中  $k_1, k_2$  分别表示入射光  $\omega_1, \omega_2$ ;  $k_3$  为和频光  $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ 。菲涅耳相位匹配根据准相位匹配<sup>[10,11]</sup>条件可以分成两种:共振菲涅耳相位匹配和非共振菲涅耳相位匹配。二者的区别在于准相位匹配实现条件的不同,除了需要遵守能量守恒、动量守恒条件:

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3, \quad \Delta k = k_1 + k_2 - k_3 = \pi/\Lambda_c,$$

还需要满足菲涅耳准相位匹配条件(式中  $\Lambda_c$  为准相位匹配周期):

共振菲涅耳相位匹配:

$$\Delta kL = m\pi, \quad \Delta\phi_F + \delta\phi = \pi,$$

$$m = (2n+1)\pi, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (1)$$

非共振菲涅耳相位匹配:

$$\Delta\phi = \Delta kL + \Delta\phi_F + \delta\phi = 2n\pi, \quad (2)$$

式中  $n$  为整数,  $\delta\phi$  为附加相移,当在全反射界面处,三波相互作用中有效非线性系数符号发生改变,  $\delta\phi = \pi$ , 否则  $\delta\phi = 0$ ; 菲涅耳相移为

$$\Delta\phi_F = \phi_{1F} + \phi_{2F} - \phi_{3F}, \quad \phi_F =$$

$$-2\arctan\left\{\frac{[(1-q) + qn_i^2]\sqrt{n_i^2\sin^2\theta - 1}}{n_i\cos\theta}\right\},$$

当光的偏振方向为 s 时:  $q=0$ ; 为 p 偏振光时:  $q=1$ 。

在非共振菲涅耳相位匹配、不考虑损耗的理想条件下,和频光出射光强表达式为

$$I_3^{\text{out}} = \frac{Z_0\omega_3^2}{2c^2} \frac{(Nd_{\text{eff}})^2}{n_1 n_2 n_3} \left[\frac{\sin(\Delta kL/2)}{\Delta k/2}\right]^2 \times \left[\frac{\sin(N\Delta\phi/2)}{N\sin(\Delta\phi/2)}\right]^2 I_1 I_2, \quad (3)$$

式中  $d_{\text{eff}}$  为有效非线性系数,晶体内实际光程  $L = t/\cos\theta = (2N+1)\Lambda_c$ ,  $t$  为晶体厚度;  $N$  为光波在晶体内发生全反射的次数,  $N = \text{EP}\left(1 + \frac{l-t/\tan\theta}{t\tan\theta}\right)$ , 其中  $\text{EP}()$  的意思是取整数;  $l$  为晶体长度;  $\theta$  为晶体反射角,要求其大于晶体全反射临界角  $\theta_c$ ,  $\sin\theta_c = 1/n_{\text{THz}}$ , 如图 1 所示。

相应晶体光-光转换效率的表达式为

$$\eta = \eta_{\text{pm}} \left[\frac{\sin(\Delta kL/2)}{\Delta kL/2}\right]^2 \left[\frac{\sin(N\Delta\phi/2)}{N\sin(\Delta\phi/2)}\right]^2, \quad (4)$$

式中  $\eta_{\text{pm}} = \frac{Z_0\omega_3^2}{2c^2} \frac{d_{\text{eff}}^2}{n_1 n_2 n_3} N^2$ 。

图 2(a) 表明, spp 条件下 (spp 为三波偏振) 当晶体内相互作用三波的光程小于准相位匹配周期  $\Lambda_c$  时 ( $L < \Lambda_c$ ), 晶体光-光转换效率接近 1, 这说明当晶体内的周期实际长度小于由动量守恒条件所确定的周期长度时, 菲涅耳相位匹配晶体将更易于获得较高三波相互作用转换效率。如图 2(b) 所示, 共振菲涅耳相位匹配的转换效率要高于非共振菲涅耳相位匹配的转换效率。

### 2.1 共振菲涅耳相位匹配

在满足准相位匹配条件(1)式的情况下,可以实现共振菲涅耳相位匹配。在这种情况下,晶体单周期内相互作用的三波所走光程严格等于准相位匹配周期的奇数倍,即  $L = (2N+1)\Lambda_c$ ,  $\Delta k\Lambda_c = \pi$ 。此时(3)式右侧第 2 项、第 3 项都等于 1, 在这种情况下,和频光出射光强表达式可以简化为

$$I_3^{\text{out}} = \frac{Z_0\omega_3^2}{2c^2} \frac{(Nd_{\text{eff}})^2}{n_1 n_2 n_3} \Lambda_c^2 I_1 I_2. \quad (5)$$

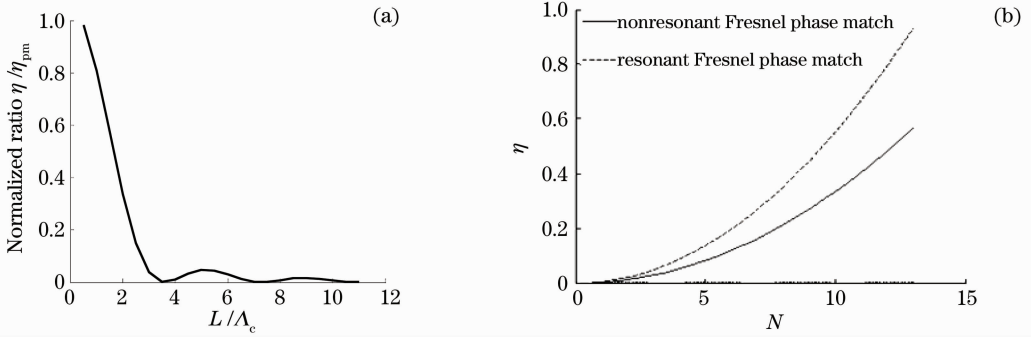


图 2 spp 偏振条件下, (a) 相对转换效率随光程  $L$  的变化, (b) 非涅耳相位匹配 (PM) 条件下晶体内转换效率的变化  
 Fig. 2 At spp condition, (a) normalized ratio  $\eta/\eta_{pm}$  versus optical patch, (b) conversion efficiency  $\eta$  at Fresnel PM

在不考虑吸收的情况下, 和频光出射光强正比于晶体畴数的平方。考虑相互作用三波的偏振方向分别为: spp 和 pss 两种偏振方向下, 晶体的共振非涅耳相位匹配情况。在下列计算中, 选择 GaAs 晶体作为非线性晶体, 晶体厚度  $t = 600 \mu\text{m}$ ; 晶体长度  $l = 12 \text{ mm}$ ; 探测光波长为  $3 \mu\text{m}$ ; 被探测 THz 辐射波长为  $60 \sim 2000 \mu\text{m}$ 。室温下, GaAs 晶体在中红外波段和 THz 波段的折射率分别满足由 Tochitsky 等<sup>[12]</sup>提出的公式

$$n_i^2 = 8.950 + \frac{2.054\lambda_i^2}{\lambda_i^2 - 0.390}, \quad (\text{middle-infrared band})$$

$$n = \text{Re}[\sqrt{\epsilon(\omega)}] =$$

$$\text{Re}\left[\sqrt{\epsilon(\infty)\left(1 + \frac{\omega_{LO}^2 - \omega_{TO}^2}{\omega_{TO}^2 - \omega^2 + j\omega\Gamma}\right)}\right], \quad (\text{THz band})$$

(6)

式中  $\epsilon(\infty) = 10.88$ ,  $\omega_{TO} = 8.11 \text{ THz}$ ,  $\omega_{LO} = 8.82 \text{ THz}$ ,  $\Gamma = 0.056 \text{ THz}$ 。

在 pss 和 spp 偏振条件下, 由于其有效非线性系数分别满足条件<sup>[13]</sup>

$$d_{pss} = \frac{1}{4}d_{14}(\cos \varphi + 3\cos 3\varphi)\cos \theta, \quad (7)$$

且  $d_{\text{eff}}(\pi - \theta, \phi) = -d_{\text{eff}}(\theta, \varphi)$ , 因此附加相位匹配  $\delta\phi = \pi$ ; 满足共振相位匹配条件,  $\Delta kL = m\pi$  和  $\Delta\phi_F = 0$ 。

$$d_{\text{spp}} = d_{14}[3(\cos \theta \cos \varphi)^2 + 1 - 2\cos^2 \theta]\sin \varphi, \quad (8)$$

且  $d_{\text{eff}}(\pi - \theta, \phi) = d_{\text{eff}}(\theta, \varphi)$ , 因此附加相位匹配  $\delta\phi = 0$ ; 满足共振相位匹配条件,  $\Delta kL = m\pi$  和  $\Delta\phi_F = \pi$ 。

### 2.2 非共振菲涅耳相位匹配

在非共振菲涅耳相位匹配条件下, 仅需满足非共振菲涅耳相位匹配条件(2)式。在这种情况下, 对于特定波长的 THz 辐射  $\lambda_{\text{THz}} = 1500 \mu\text{m}$ , 当中红外

探测光波长为  $3 \mu\text{m}$  时, 不同偏振条件下非共振菲涅耳相位匹配情况如图 3 所示。与共振菲涅耳相位匹配条件下的晶体全反射角相比, 此时不同偏振条件下满足准相位匹配条件的全反射角分别为  $\theta_{\text{pss}} = 54.35^\circ$ ;  $\theta_{\text{spp}} = 79.45^\circ$ 。这一结果表明, 在非共振相位匹配条件下由于菲涅耳相移  $\Delta\phi_F$  的大小只要等于任意足以补偿共线相位失配及附加相移的数值即可, 因此在非共振菲涅耳相位匹配情况下, 实现准相位匹配的要求大大降低, spp 和 pss 偏振条件都可以实现菲涅耳相位匹配。同时 pss 偏振条件下较小的准相位匹配角  $\theta$  表明在这种情况下相互作用三波在晶体-空气界面处由于掠入射而造成的损失相对也会较小, 这有利于获得较高的和频光-光转换效率。

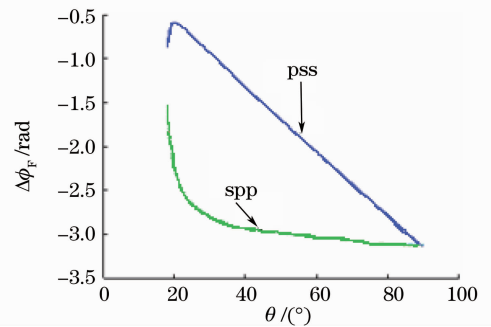


图 3 非共振菲涅耳相移相对晶体内全反射角的变化曲线 ( $3 \mu\text{m} + 1500 \mu\text{m} \rightarrow 2.994 \mu\text{m}$ )

Fig. 3 Phase shift  $\Delta\phi_F$  of non-resonant Fresnel PM versus the total internal reflection angle (at condition  $3 \mu\text{m} + 1500 \mu\text{m} \rightarrow 2.994 \mu\text{m}$ )

由于非共振菲涅耳相位匹配条件相对易于实现, 所以在非共振菲涅耳晶体中可以改变相互作用三波在晶体内全反射角来实现不同波长的和频光输出。菲涅耳晶体的角度调谐方法如图 4 所示。

当探测光波长为  $3 \mu\text{m}$  时, 角度调谐非共振菲涅耳相位匹配条件下不同偏振下实现的 THz 探测范围如图 5 所示。当  $\Delta\phi = 2\pi$ , 晶体内全反射角  $\theta$  调

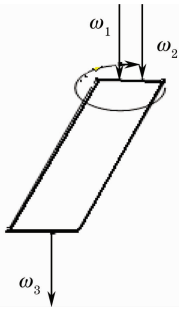


图4 角度调谐实现菲涅耳相位匹配

Fig. 4 Fresnel phase matching by angle tuning

谐范围为  $18^\circ \sim 65^\circ$ , 在 spp 偏振条件下, 可以实现  $165 \sim 509 \mu\text{m}$  THz 的可调谐探测, 而当偏振条件变为 pss 时, 可以实现  $559 \sim 1500 \mu\text{m}$  THz 的可调谐探测, 相应晶体内全反射角  $\theta = 18^\circ \sim 22.8^\circ$ 。理论计算表明, 非共振菲涅耳相位匹配 GaAs 晶体可以实现 3 THz 以下的宽调谐 THz 探测。

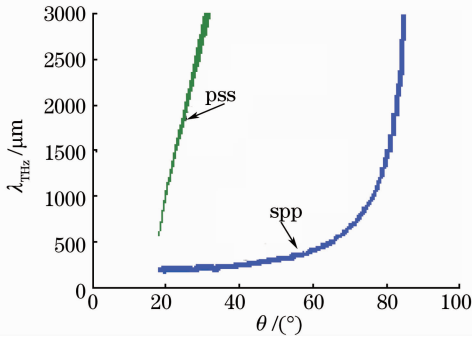


图5 在 spp 和 pss 偏振条件下实现的 THz 探测范围

Fig. 5 Detection range at spp and pss configurations

### 3 Goos Hanchen 延迟及其对菲涅耳相位匹配的影响

#### 3.1 Goos Hanchen 延迟

Goos Hanchen 延迟是由相互作用三波在晶体-空气界面处发生全反射时产生的消逝波造成的, 它们都将会在光疏介质(空气)内很薄一层传播一段距离(即 Goos Hanchen 位移)后再返回光密介质(晶体), 这种由 Goos Hanchen 位移引起的相对界面处入射波的相位延迟, 即为 Goos Hanchen 延迟。因此相互作用三波在晶体-空气界面处由于 Goos Hanchen 延迟而发生走离, 如图 6 所示。对于具有不同偏振态的光波, 其表达式为

$$\begin{aligned} \phi_s(q) &= \arctan\left(\frac{\sqrt{n^2 \sin^2 \theta - 1}}{n \cos \theta}\right), \\ \phi_p(\theta) &= \arctan\left(\frac{n^2 \sqrt{n^2 \sin^2 \theta - 1}}{\cos \theta}\right). \end{aligned} \quad (9)$$

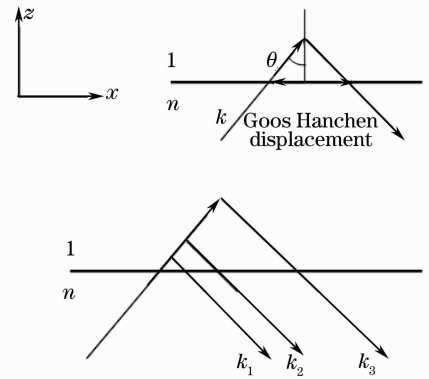


图6 Goos Hanchen 延迟和 Goos Hanchen 位移

Fig. 6 Goos Hanchen delay and Goos Hanchen displacement

相应 Goos Hanchen 位移表达式为

$$\begin{aligned} \Delta_s &= \frac{\lambda \tan \theta / \pi}{\sqrt{\sin^2 \theta - 1/n^2}}, \\ \Delta_p &= \frac{n^2 \lambda \tan \theta / \pi}{\sqrt{\sin^2 \theta - 1/n^2}}. \end{aligned} \quad (10)$$

光的波长决定了晶体色散的大小, 因此对于偏振光而言, Goos Hanchen 延迟由光的波长和界面处入射角共同决定。可以看到, Goos Hanchen 延迟的表达式与菲涅耳相移表达式相比, 前者相当于后者的  $1/2$  倍, 即 Goos Hanchen 延迟和菲涅耳相移是同一物理现象的两种不同表达形式, 因此它对菲涅耳相位匹配条件下的总相移(1)式和(2)式不会产生影响, 但 Goos Hanchen 位移的存在对晶体的光-光转换效率的影响尚未有相关研究报道, 本文对此进行初步的理论研究。

#### 3.2 Goos Hanchen 位移的影响

在考虑到 Goos Hanchen 位移影响的情况下, 由于 Goos Hanchen 延迟与入射偏振光的波长和入射角度有关, 在非涅耳相位匹配条件成立的条件下相互作用的三束光的入射角度相同, 因此在这种情况下不同波长的入射光的 Goos Hanchen 位移将仅由入射光的偏振状态和波长决定。在非涅耳相位匹配条件下, 界面处入射光波由于是以一定角度入射的, 因此入射光在  $z$  轴方向发生位移的同时, 也会发生  $x$  轴方向的位移。

在 Goos Hanchen 位移对晶体光波反射次数  $N$  的影响不可忽略的情况下, 菲涅耳相位匹配条件下光波在晶体全反射次数  $N$  的表达式将会被修正, 不再是  $N = \text{EP}\left(1 + \frac{l - t/\tan \theta}{t \tan \theta}\right)$ , 而改为

$$N' = \text{EP}\left(1 + \frac{l - t/\tan \theta - \Delta/2}{t \tan \theta + \Delta/2}\right), \quad (11)$$

式中 Goos Hanchen 位移  $\Delta$  由界面处入射波的波长和偏振态决定,它的大小为相互作用三波各自产生的 Goos Hanchen 位移中最大的一个。在这种情况下,可以定义  $N'$  为考虑到 Goos Hanchen 延迟的实际光波反射次数。

由图 7 所示,当参与菲涅耳相位匹配非线性过程的相互作用三波中存在 THz 波时,考虑到 Goos Hanchen 延迟的影响,未取整的晶体内光波实际反射次数  $N'$ 。其中点线代表未考虑 Goos Hanchen 延迟的影响时,晶体内的光波反射次数  $N=53$ ;深色线代表 THz 波为 s 态偏振光时,THz 波波长对未取整光波实际反射次数  $N'$  的影响;相应浅色线为 THz 波为 p 态偏振光时,THz 波波长对未取整光波实际反射次数  $N'$  的影响。由图 7 可以看到,当晶体长度为 12 mm,厚度为 600  $\mu\text{m}$ ,THz 波为 s 态偏振光时,在 THz 波波长等于 165  $\mu\text{m}$  时,根据(11)式取整后,光波在晶体内的实际反射次数  $N'=40$ ;而当  $\lambda_{\text{THz}}=383 \mu\text{m}$  时, $N'=30$ 。而对于 p 态 THz 波,在 THz 波波长等于 67  $\mu\text{m}$  时, $N'=20$ ;当 THz 波波长等于 169  $\mu\text{m}$  时, $N'$  仅为 10;而当 THz 波长进一步增加时, $N'$  还将进一步下降。这一结果远小于未考虑 THz 在界面处产生的 Goos Hanchen 延迟时光波在晶体内的反射次数  $N$ ,表明 p 态 THz 波在晶体-空气界面处产生的 Goos Hanchen 延迟对实际反射次数的影响要大得多。而对于 s 态 THz 波而言,尽管 Goos Hanchen 唯一的影响也会导致光波在晶体内的实际反射次数  $N'$ ,但是影响相对较小。同时还表明,对于相同波长的 THz 波,它本身的偏振状态而不是波长对界面处产生的 Goos Hanchen 位移的大小起决定性作用,相应光波的偏振状态决定了光波在晶体内的实际反射次数。

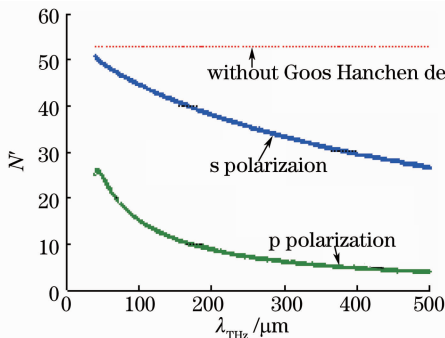


图 7 光波在晶体内的有效反射次数  $N'$  随 THz 波长的变化(深色线代表 s 偏振态;浅色线代表 p 偏振态)

Fig. 7 Effective number of bounces inside of crystal versus THz wavelength at s (dark black) and p (shallow black) polarization configuration

在 Goos Hanchen 延迟对光波在晶体内反射次数的影响不可忽略的情况下,和频光出射光强表达式(3)式将被改写为

$$I_3^{\text{out}} = \frac{Z_0 \omega_3^2}{2c^2} \frac{(N' d_{\text{eff}})^2}{n_1 n_2 n_3} \left[ \frac{\sin(\Delta k L / 2)}{\Delta k / 2} \right]^2 \times \left[ \frac{\sin(N' \Delta \phi / 2)}{N' \sin(\Delta \phi / 2)} \right]^2 I_1 I_2. \quad (12)$$

相应晶体内光-光转换效率的表达式为

$$\eta = \eta_{\text{pm}} \left[ \frac{\sin(\Delta k L / 2)}{\Delta k L / 2} \right]^2 \left[ \frac{\sin(N' \Delta \phi / 2)}{N' \sin(\Delta \phi / 2)} \right]^2, \quad (13)$$

在考虑到 Goos Hanchen 延迟的情况下,非共振菲涅耳相位匹配条件下,不同偏振条件下晶体内的转换效率如图 8 所示。在计算中,设 THz 波波长等于 164  $\mu\text{m}$ ;另一束抽运光  $\lambda_1 = 2.12 \mu\text{m}$ ;和频光  $\lambda_3 = 2.093 \mu\text{m}$ ;晶体界面处入射角  $\theta = 20^\circ$ 。在这种情况下,由图 8 可以看到,尽管存在 Goos Hanchen 延迟的影响,但是与理想状态下晶体的光-光转换效率[图 2(a)所示]相比,在 spp 偏振条件下 Goos Hanchen 延迟仅改变了准相位匹配条件下光-光转换效率相对相互作用三波在晶体内所走光程的变化速度。同时 spp 与 pss 偏振条件相比,虽然前者受 Goos Hanchen 延迟的影响更大,但其相对光-光转换效率的变化速度相对较慢。

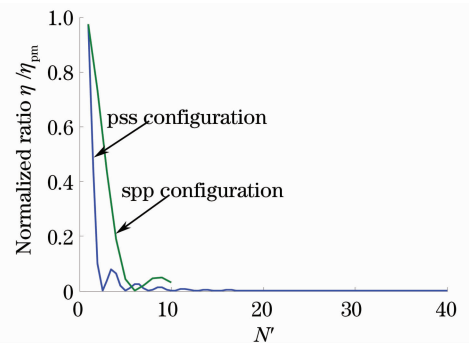


图 8 Goos Hanchen 延迟影响下的相对光-光转换效率  
Fig. 8 Normalized light-light ratio versus practical number of bounces

图 9 为相应和频光出射光强。可以看到对于不同偏振条件,Goos Hanchen 延迟对和频出射光强的影响有所不同。在 spp 偏振条件下,尽管较大的 Goos Hanchen 大大减小了相互作用三波在晶体内的实际反射次数,但是在有限反射次数内所产生的和频光强(曲线 1 所示  $I_3 = 0.63$ )与理想情况下产生的和频光强(曲线 2 所示  $I_3 = 0.72$ )相比,只有轻微减小。而在 pss 偏振条件下,尽管相互作用三波在晶体内的实际反射次数减小相对较少,但是所产生的



和频光强(曲线 3 所示  $I_3 = 0.06$ )远远小于理想情况下产生的和频光强(曲线 4 所示  $I_3 = 1.7$ ),这实际是由于 pss 偏振条件下,多次 Goos Hanchen 延迟的叠加所造成的。这种 Goos Hanchen 延迟的叠加效应对和频光出射光强的限制作用要远大于单次 Goos Hanchen 位移的影响。

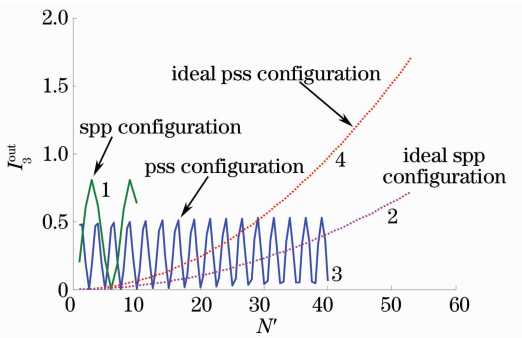


图 9 不同方案中的相对和频输出功率  $I_3^{\text{out}}$

Fig. 9 Normalized output power  $I_3^{\text{out}}$  at different configurations

#### 4 菲涅耳相位匹配和频过程中允许角宽度

菲涅耳相位匹配技术是用来在各向同性晶体中实现准相位匹配的一种技术。它通过调谐相互作用三波在晶体内的全反射角来实现准相位匹配的特点,使得在这一过程中可以定义光波在晶体内全反射角  $\theta$  为晶体的相位匹配角。因此这里所说的允许角宽度,就是对于特定和频过程时光波在晶体内全反射角  $\theta$  的允许宽度。在非共振菲涅耳相位匹配条件下,光波在晶体内反射角发生偏移,相应地在总相移中引入额外相移  $\Delta\phi = 2n\pi + \delta$  时,(3) 式中的  $[\sin(N\Delta\phi/2)/N\sin(\Delta\phi/2)]^2$  项可以改写为  $\text{sinc}^2(N\Delta\phi/2)$ 。定义由于光波在晶体内全反射角的变化,当出射和频光强下降至非共振菲涅耳相位匹配条件完全得到满足时出射光强的  $2/\pi$  时,光波在晶体内的全反射角  $\theta$  与  $\Delta\phi = 2n\pi$  时光波在晶体内的全反射角  $\theta_0$  的 2 倍为非共振菲涅耳相位匹配条件下光波在晶体内全反射角的允许宽度,  $\delta\theta = 2|\theta - \theta_0|$ 。

对(2)式以  $\theta$  为变量进行泰勒展开

$$\Delta\phi(\theta) = (\theta - \theta_0) \left. \frac{\partial\Delta\phi}{\partial\theta} \right|_{\theta=\theta_0} + \frac{1}{2}(\theta - \theta_0)^2 \left. \frac{\partial^2\Delta\phi}{\partial\theta^2} \right|_{\theta=\theta_0} + \dots \quad (14)$$

取一阶近似,联立  $\text{sinc}^2(N\Delta\phi/2) = 4/\pi^2$ ,即

$N\Delta\phi = 0.5 = 0.1592\pi$ 。在这种情况下,可以近似得到全反射角允许宽度为

$$\delta\theta = 2|\theta - \theta_0| \approx \frac{0.3184\pi}{N} \left| \left. \frac{\partial\Delta\phi}{\partial\theta} \right|_{\theta=\theta_0} \right|^{-1}, \quad (15)$$

式中不同偏振方向的光波菲涅耳相移相对晶体全反射角的导数表达式分别为

$$\begin{aligned} \frac{\partial\phi_s^*}{\partial\theta} &= \frac{2n^2 \cos^2\theta}{n^2 - 1} \left( \frac{n \sin\theta}{\sqrt{n^2 \sin^2\theta - 1}} + \frac{\sin\theta \sqrt{n^2 \sin^2\theta - 1}}{n \cos^2\theta} \right), \quad (\text{s polarized light}), \\ \frac{\partial\phi_p^*}{\partial\theta} &= \frac{2 \cos^2\theta}{n^4 \sin^2\theta - n^2 + 1} \left( \frac{n^3 \sin\theta}{\sqrt{n^2 \sin^2\theta - 1}} + \frac{n \sin\theta \sqrt{n^2 \sin^2\theta - 1}}{\cos^2\theta} \right), \quad (\text{p polarized light}). \end{aligned} \quad (16)$$

计算中选择下列参数:在非共振菲涅耳相位匹配条件下,设  $\lambda_1 = 2.12 \mu\text{m}$ ,  $\lambda_2 = 50 \sim 3000 \mu\text{m}$ ; GaAs 晶体内全反射角  $\theta$  调谐范围为  $18^\circ \sim 65^\circ$ 。THz 波长和晶体内全反射角可调谐范围计算结果如图 10(a)所示, spp 偏振条件下,当 THz 波波长在  $115 \sim 195 \mu\text{m}$  范围内,  $\theta = 18^\circ \sim 65^\circ$  时,可以满足一阶非共振菲涅耳相位匹配条件;而当满足二阶菲涅耳相位匹配条件时,全反射角的调谐范围  $\theta = 18.9^\circ \sim 64.6^\circ$ , 此时  $\lambda_{\text{THz}} = 77 \sim 121 \mu\text{m}$ 。而如图 10(b)所示当偏振条件为 pss 偏振时, THz 波波长在  $141 \sim 261 \mu\text{m}$  范围内可以满足一阶非共振菲涅耳相位匹配条件,此时全反射角的调谐范围  $\theta = 18.2^\circ \sim 65^\circ$ ; 相应地在几乎完全相同的调谐范围内,  $\theta = 18.1^\circ \sim 65^\circ$ , 通过满足二阶菲涅耳相位匹配条件,可以对波长范围为  $83 \sim 140 \mu\text{m}$  的 THz 辐射进行探测。由图 10(a), (c) 可以看到在 spp 偏振条件下,利用不同阶相位匹配条件,在有限全反射角变化范围内,通过角度调谐可以实现对  $77 \sim 195 \mu\text{m}$  的 THz 辐射的探测;相应地在 pss 偏振条件下,可以实现对  $83 \sim 261 \mu\text{m}$  的 THz 辐射的探测。

相应地在满足不同阶非共振相位匹配条件、偏振条件也不同的情况下,全反射角的允许宽度如图 10(c), (d) 所示。由图 10(c) 可以看到在 spp 偏振条件下,不同阶菲涅耳相位匹配条件下的允许角宽度有很大不同:一阶菲涅耳相位匹配条件下,允许角宽度的最大值可以达到  $204.5 \text{ mrad}$ , 此时  $\theta = 19.4^\circ$ ; 当  $\theta = 18^\circ$  时,  $\delta\theta$  仅为  $1.161 \text{ mrad}$ , 此时可以测量波长  $115 \mu\text{m}$  的 THz 辐射; 而当  $\theta = 65^\circ$  时,  $\delta\theta$  仅为  $2.857 \text{ mrad}$ , 此时可

以测量波长  $195 \mu\text{m}$  的 THz 辐射。二阶菲涅耳相位匹配条件下,允许角宽度在整个调谐范围内单调递减变化,当  $\theta=18.9^\circ$  时,  $\delta\theta=26.43 \text{ mrad}$ ,此时可以测量

波长  $77 \mu\text{m}$  的 THz 辐射;而当  $\theta=64.6^\circ$  时,  $\delta\theta$  仅为  $0.7724 \text{ mrad}$ ,此时可以测量波长  $121 \mu\text{m}$  的 THz 辐射。

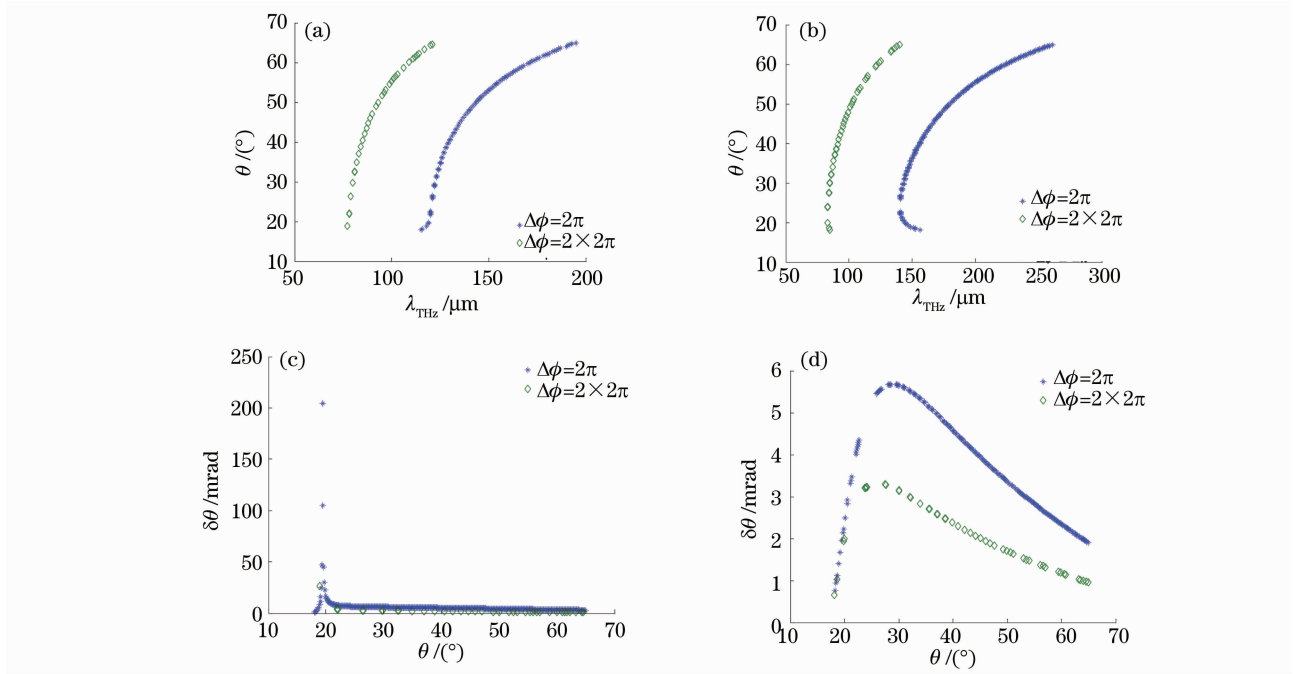


图 10 不同阶非共振菲涅耳相位匹配条件时,角度调谐可以实现的可探测 THz 波段(spp 偏振)(a)和 pss 偏振)(b),晶体全反射角的允许角的半波宽度(spp 偏振)(c)和(pss 偏振)(d)

Fig. 10 At Fresnel PM condition with different orders, possible detecting THz wavelength range spp polarization (a) and pss polarization (b), accepted angle (half width) of crystal total internal reflection angle (spp polarization) (c) and (pss polarization) (d)

而如图 10(d)所示,在 pss 偏振条件下晶体全反射角的允许宽度变化趋势在不同阶菲涅耳相位匹配条件下基本相同:在一阶菲涅耳相位匹配条件下,允许角宽度的最大值  $\delta\theta=5.672 \text{ mrad}$  出现在  $\theta=28.3^\circ$  处,此时  $\lambda_{\text{THz}}=142 \mu\text{m}$ ;而当  $\theta$  分别为  $18.2^\circ, 65^\circ$  时,全反射角的允许宽度分别为  $0.7648$  和  $1.895 \text{ mrad}$ ,相应  $\lambda_{\text{THz}}$  为  $156, 261 \mu\text{m}$ 。而在一阶菲涅耳相位匹配条件下,允许角宽度的最大值  $\delta\theta=2.286 \text{ mrad}$  出现在  $\theta=27.5^\circ$  处,此时  $\lambda_{\text{THz}}=84 \mu\text{m}$ ;而当  $\theta$  分别为  $18.1^\circ, 65^\circ$  时,全反射角的允许宽度分别为  $0.646 \text{ mrad}$  和  $0.9502 \text{ mrad}$ ,相应  $\lambda_{\text{THz}}$  为  $85, 140 \mu\text{m}$ 。由图 10(c), (d)可以看出,相对较大的允许角宽度表明在 spp 偏振条件下对实验光路的调谐精度要求相对较低,菲涅耳相位匹配和频更容易实现;同时相对于高阶菲涅耳相位匹配条件,尽管在一阶菲涅耳相位匹配条件下晶体角度调谐的允许宽度在不同偏振条件下都相对较大,但是由于高阶菲涅耳相位匹配条件下可以探测 THz 辐射范围向短波方向移动,因此对于根据不同的被测 THz 辐射的波长范围选择合适相位匹配条件和角度调谐方式。

总的说来,相对于在传统非共线相位匹配条件下, GaAs 晶体在对 THz 辐射进行和频探测时,最大仅为  $10^{-2} \text{ mrad}$  量级的非共线相位匹配角允许角宽度而言,在非涅耳相位匹配条件下较大的允许宽度使得对角度调节过程的精度要求大大降低。也就是说在非共线相位匹配条件下,和频 THz 辐射不仅具有较高的转换效率和相应的较高精度,同时它还具有易于调谐的优点。

## 5 GaAs 晶体菲涅耳相位匹配和频过程的有效非线性系数

角度调谐对不同偏振条件下的 GaAs 晶体有效非线性系数的影响。在 pss 和 spp 偏振条件下,晶体有效非线性系数的表达式分别为(7)式和(8)式, GaAs 晶体电光系数为  $d=40 \text{ pm/V}$ 。由于在有效非线性系数表达式中,  $\phi$  是一个相对独立的变量,仅与晶体相对于  $[001]$  轴的传播方向有关,而与晶体的角度可调谐范围和相互作用三波在晶体内所走光程  $L$  等无关,因此仅计算了  $\phi$  对晶体有效非线性系数的

影响。根据计算,得到在 pss 偏振条件下, $\phi=0^\circ$ 时晶体有效非线性系数可以达到最大值;相应 spp 偏振条件下, $\phi=30^\circ$ 时晶体有效非线性系数可以达到最大值。不同偏振条件下,当晶体内  $\phi$  角达到各自的最佳值时,晶体内反射角  $\theta$  发生变化对晶体有效非线性系数的影响如图 11 所示。为简化分析过程,近似认为 GaAs 晶体的电光系数为常数。由图 11 知,不同偏振条件下晶体的有效非线性系数随晶体内反射角  $\theta$  的变化情况不同。两种偏振条件下,晶体有效非线性系

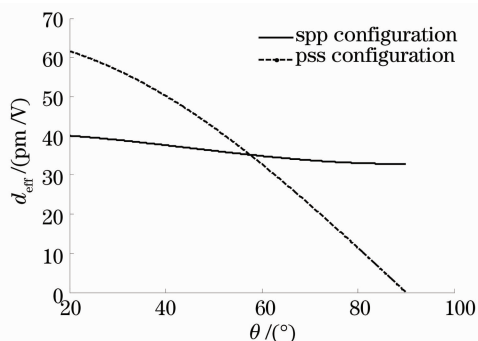


图 11 角度调谐对 GaAs 晶体有效非线性系数的影响

Fig. 11 Effective nonlinear coefficient of GaAs versus total-internal-reflection angle

数都随晶体内全反射角的增大而单调减小。但是 spp 偏振条件下有效非线性系数的减小速度相比于 pss 偏振条件下晶体的有效非线性系数的减小速度要慢。同时,在晶体内全反射角  $\theta=90^\circ$  的时候,spp 偏振条件下晶体的有效非线性系数  $d_{\text{eff}}=30 \text{ pm/V}$ ;而在 pss 偏振条件下  $d_{\text{eff}}=0$ 。

## 6 利用角度调谐在菲涅耳相位匹配 GaAs 晶体中实现可调谐 THz 探测的方案设计

应用已经获得的波长  $2.12 \mu\text{m}$  的 KTP 参量振荡器(KTP-OPO)作为探测光源,拟采用菲涅耳相位匹配 GaAs(FPM-GaAs)晶体作为非线性晶体。由于菲涅耳相位匹配 GaAs 晶体相比其他常见的用于 THz 探测的半导体晶体(ZnTe, CdTe 等晶体)相比具有:1)非线性系数大;2)损伤阈值高、热导率相对较高;3)对频率在 5 THz 以下的 THz 辐射的吸收较低;4)加工制备相对简单,价格低廉等优点。因此在对低重复频率、准连续和连续 THz 波探测中具有显著优点,有很大的发展潜力<sup>[14~17]</sup>。具体采用的实验装置如图 12 所示。

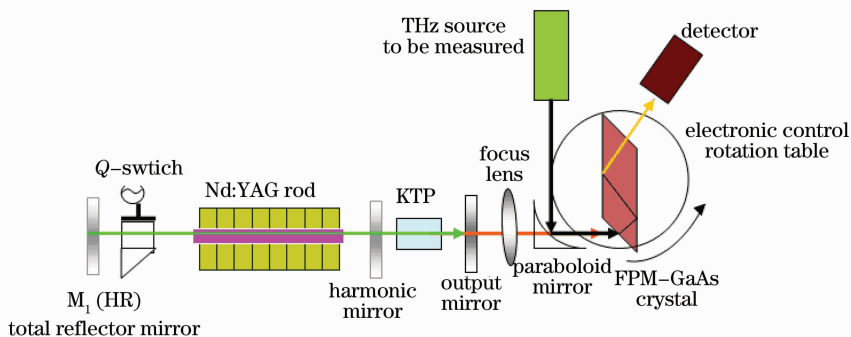


图 12 角度调谐 FPM-GaAs 晶体 THz 探测实验装置图

Fig. 12 Experimental setup for THz detection by angle tuning FPM-GaAs crystal

$2.12 \mu\text{m}$  KTP 参量振荡器的腔型结构<sup>[18]</sup>、参数如前所述;波长待测的 THz 源与 KTP-OPO 垂直放置,出射 THz 波通过抛物面镜改变光路同时聚焦;抛物面镜中心通过钻孔使得已经被聚焦透镜聚焦过的  $2.12 \mu\text{m}$  中红外光可以通过,同时于聚焦后的 THz 波焦点位置一致<sup>[19]</sup>。非线性晶体 GaAs 作为 THz 的和频探测晶体置于电控角度调谐平台上,晶体的入射端位于 THz 辐射焦点处,这主要是为了可以对 FPM-GaAs 晶体内相互作用三波的全反射角进行精确调节,同时由于 THz 辐射和中红外辐射焦点位置相同,因此在焦点处二者为共线传输。最终利用  $2.12 \mu\text{m}$  中红外光和 THz 辐射在 FPM-GaAs 晶体中的和频,通过测量和频产生的中红外光的能

量和相位信息就可以得到被测 THz 辐射的能量和相位信息<sup>[20]</sup>。

应该注意的是晶体材料的吸收及加工工艺均对菲涅耳相位匹配及和频过程有一定的影响,限于篇幅本文暂不分析。

## 7 结 论

讨论了用于宽调谐 THz 探测的菲涅耳准相位匹配技术方法的原理、共振及非共振菲涅耳相位匹配的条件,重点研究了 Goos Hanchen 延迟对菲涅耳准相位匹配的影响,还讨论了和频过程时有效非线性系数、光波在晶体内全反射角  $\theta$  的允许宽度及



GaAs 晶体对相互作用三波的吸收, 得到对宽波段的 THz 波的检测的影响及规律, 最终提出一个基于  $2.12\ \mu\text{m}$  中红外光激光的宽带 THz 波的测量实验方案。此方案特别适用于宽波段的 THz 波的检测, 具有结构简单, 价格低廉, 只要转动 GaAs 晶体, 改变和频过程的光程, 即可以适应各种 THz 波长的检测。

### 参 考 文 献

- 1 Yao Jianquan, Chi Nan, Yang Pengfei *et al.*. Study and outlook of terahertz communication technology[J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(9): 2213~2233  
姚建铨, 迟楠, 杨鹏飞等. 太赫兹通信技术的研究与展望[J]. 中国激光, 2009, **36**(9): 2213~2233
- 2 X. C. Zhang, Y. Lin, K. Ware *et al.*. Difference-frequency generation and sum-frequency generation near the band gap of zincblende crystals [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1994, **64**(5): 622~624
- 3 Q. Wu, X. C. Zhang. 7 terahertz broadband GaP electro-optic sensor[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1997, **70**(14): 1784~1786
- 4 P. C. M. Planken, H. K. Nienhuys, H. J. Bakker *et al.*. Measurement and calculation of the orientation dependence of terahertz pulse detection in ZnTe[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2001, **18**(3): 313~317
- 5 Sun Bo, Yao Jianquan, Wang Zhuo *et al.*. Study of tunable terahertz-wave generation via difference frequency mixing in isotropic semiconductor crystals[J]. *Acta Physica Sinica*, 2007, **56**(3): 1390~1396  
孙博, 姚建铨, 王卓等. 利用各向同性半导体晶体差频产生可调谐 THz 辐射的理论研究[J]. 物理学报, 2007, **56**(3): 1390~1396
- 6 J. P. Vander Ziel. Phase matched harmonic generation in a laminar structure with wave propagation in the plane of the layers [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1975, **26**(2): 60~62
- 7 D. Yang, J. B. Khurgin, Y. J. Ding. Cascaded waveguide phase-matching arrangement [J]. *Opt. Lett.*, 2000, **25**(7): 496~498
- 8 J. A. Armstrong, N. Bleombergen, J. Ducuing *et al.*. Interactions between light waves in a nonlinear dielectric [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1962, **127**(6): 1918~1939
- 9 Zhuo Wang, Yuye Wang, Jianquan Yao. Theoretical study of tunable mid-infrared radiation based on sum-frequency generation in nonresonant Fresnel phase matching ZnSe and GaAs crystal [J]. *Chinese J. Lasers*, 2010, **37**(5): 1192~1197
- 10 D. E. Thomson, J. D. McMullen, D. B. Anderson. Second-harmonic generation in GaAs stack of plates using high power CO<sub>2</sub> laser radiation [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1976, **29**(2): 113~115
- 11 R. Haïdar, N. Forget, P. Kupecek *et al.*. Fresnel phase matching for three-wave mixing in isotropic semiconductors[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2004, **21**(8): 1522~1534
- 12 S. Y. Tochitsky, C. Sung, S. E. Trubnick *et al.*. High-power tunable, 0.5~3 THz radiation source based on nonlinear difference frequency mixing of CO<sub>2</sub> laser lines[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2007, **24**(9): 2509~2515
- 13 M. Boen, E. Woerfu. Optical Principle [M]. Yang Jiasun Transl.. Beijing: Science Press, 1981. 149~178  
M. 玻恩, E. 沃尔夫. 光学原理[M]. 杨葭孙译. 北京: 科学出版社, 1981. 149~178
- 14 M. Nagai, K. Tanaka, H. Ohtake *et al.*. Generation and detection of terahertz radiation by electro-optical process in GaAs using 1.56  $\mu\text{m}$  fiber laser pulses[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2004, **85**(18): 3974~3976
- 15 H. Komine, W. H. Long Jr., J. W. Tully *et al.*. Quasi-phase-matched second-harmonic generation by use of a total-internal-reflection phase shift in gallium arsenide and zinc selenide plates [J]. *Opt. Lett.*, 1998, **23**(9): 661~663
- 16 D. Zheng, L. A. Gordon, Y. S. Wu *et al.*. 16  $\mu\text{m}$  infrared generation by difference-frequency mixing in diffusion-bonded-stacked GaAs[J]. *Opt. Lett.*, 1998, **23**(13): 1010~1012
- 17 C. J. Johnson, G. H. Sherman, R. Weil. Far infrared measurement of the dielectric properties of GaAs and CdTe at 300 K and 8 K[J]. *Appl. Opt.*, 1969, **8**(8): 1667~1671
- 18 Yao Yi, Qu Dapeng, Zheng Quan. Laser diode-pumped Nd:YVO<sub>4</sub>/LBO 543 nm all-solid-state laser [J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(7): 1740~1743  
姚矣, 曲大鹏, 郑权. LD 抽运 Nd:YVO<sub>4</sub>/LBO 543 nm 全固态激光器[J]. 中国激光, 2009, **36**(7): 1740~1743
- 19 Shi Zhaohui, Fan Zhongwei, Wang Peifeng *et al.*. High efficiency continuous-wave laser-diode-end pumped vanadate laser operating on 914 nm [J]. *Chinese J. Lasers*, 2008, **35**(3): 328~332  
石朝辉, 樊仲维, 王培峰等. 高效率连续波运转的激光二极管端面抽运 914 nm Nd:YVO<sub>4</sub> 激光器[J]. 中国激光, 2008, **35**(3): 328~332
- 20 Lu Yanhua, Zhang Lei, Ma Yi *et al.*. Sodium guidestar laser based on high-efficiency PPSLT quasi-phase-matched sum frequency generation [J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(8): 2306~2310  
鲁燕华, 张雷, 马毅等. 高效率 PPSLT 准相位匹配和频钠导星激光器[J]. 光学学报, 2010, **30**(8): 2306~2310