

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*

孙 博[†] 姚建铨 王 卓 王 鹏

(天津大学精仪学院激光与光电子研究所, 光电信息技术科学教育部重点实验室, 天津 300072)

(2006 年 9 月 13 日收到, 2006 年 9 月 30 日收到修改稿)

理论研究了利用剩余射线带色散补偿相位匹配原理, 在 III-V 族和 II-IV 族光学各向同性的半导体非线性晶体中差频产生可调谐 THz 波的可行性问题. 根据这些半导体材料的色散特性, 并以近简并点双共振 KTP-OPO 的可调谐相干双波长输出作为差频抽运源, 对它们的相位匹配能力、差频增益特性、品质因数以及差频过程中的相干长度进行了理论分析和计算, 确定了 ZnTe 晶体是在共线相位匹配情况下较为理想的 THz 波差频晶体, 而 InP 晶体则更适合用于非共线相位匹配情况.

关键词: 非线性光学, THz 辐射, 差频, 各向同性半导体晶体

PACC: 4265K

1. 引 言

太赫兹波 (terahertz wave, THz wave), 是指频率在 0.1—10 THz 范围内的电磁波, 其波段位于电磁波谱中毫米波和远红外光之间 (30 μm —3 mm), 所以亦有文献称其为亚毫米波^[1]. 目前, 利用非线性光学差频技术产生相干可调谐 THz 波的方法凭借其显著的特性, 逐渐引起国内外科研工作者极大的研究兴趣^[2-5]. 这种方法的最大优点是没有阈值, 实验设备简单、结构紧凑, 与利用超快激光脉冲激发不同物质^[6-8]、产生超短 THz 脉冲方法相比, 不需要价格昂贵的抽运装置, 并可产生空间和时间相干性好、窄带宽、频率可连续调谐、高平均功率的 THz 波辐射, 从而使其在分子高精度光谱、材料分析、固体物理、生物科学、食品检验、通信等研究领域都具有重要研究价值和实用意义.

差频方法产生 THz 波的关键技术在于如何获得功率较高、波长相近的差频抽运源 (两波长相差一般不大于 10 nm), 以及选择具有较大的二阶非线性系数、并在 THz 波频段内吸收系数小的非线性差频晶体. 在满足相位匹配条件的情况下, 此方法不仅可

以获得较宽的 THz 波调谐范围, 还可以得到较高的输出功率, 从而为开发潜在的 THz 波应用领域提供了性能优良的辐射源. 目前, 有机非线性晶体 (DAST)^[2] 以及具有双折射特性的半导体材料 (ZnGeP₂, GaSe 等)^[3,4] 已经被广泛用作产生 THz 波的差频晶体, 而常见的 III-V 族和 II-IV 族半导体材料, 由于它们是光学各向同性的, 不存在双折射效应, 因此在作为产生 THz 波的差频晶体时, 受到相位匹配条件等因素限制, 但它们较大的非线性系数以及在差频过程中较长的相干长度, 足以弥补其相位失配在差频转换效率方面所导致的不利影响^[9-13]. 所以, 研究这些半导体晶体在差频产生 THz 波过程中的各种非线性特性, 以及由此决定的差频晶体种类的选择, 就显得十分重要.

本文介绍了以近简并点双共振 KTP-OPO 的双波长输出作为 THz 波差频抽运源, 基于剩余射线带色散补偿相位匹配原理, 在分别采用共线和非共线相位匹配技术情况下, 对利用光学各向同性的 III-V 族和 II-IV 族非线性半导体材料, 差频产生连续可调谐 THz 波的可行性进行了理论研究. 根据这些半导体晶体的色散特性, 对这些晶体的相位匹配能力、相干长度、差频增益系数以及品质因数等方面进行了

* 国家自然科学基金 (批准号: 10474071) 和高等学校博士学科点专项科研基金 (批准号: 20040056010) 资助的课题.

[†] E-mail: sunbo_xt@gmail.com

理论分析和比较,为选择适合在此双波长范围内差频产生 THz 辐射的差频晶体提供了理论依据和实验参考。

2. 理论计算与分析

对于具有闪锌矿晶格结构的立方体非线性半导体材料,例如 GaP, InP, ZnTe 和 CdTe 晶体,它们分别属于 III-V 和 II-IV 族系,具有较高的光损伤阈值,目前已经可以制备出高纯度(纯度高、杂质少,可以避免自由载流子对远红外光的吸收)大尺寸的晶体,而且具有比普通非线性晶体(KTP, LiNbO₃ 等)大一到两个数量级的有效非线性系数 $d_{\text{eff}}^{[11]}$ 。图 1 是根据 GaP 晶体的 Sellmeier 方程^[10]计算出的色散曲线。从图中可以看到,以 GaP 晶体为代表的这些半导体材料与普通非线性晶体相比,具有较窄的剩余射线带(reststrahlen band),减小了晶体在远红外波段对 THz 波强吸收的可能性,并为利用剩余射线带色散补偿的方法实现相位匹配、差频产生 THz 波辐射提供了可能。基于以上优良特性,高纯度的 III-V 族和 II-IV 族半导体非线性晶体十分适用于差频产生远红外和 THz 波辐射。

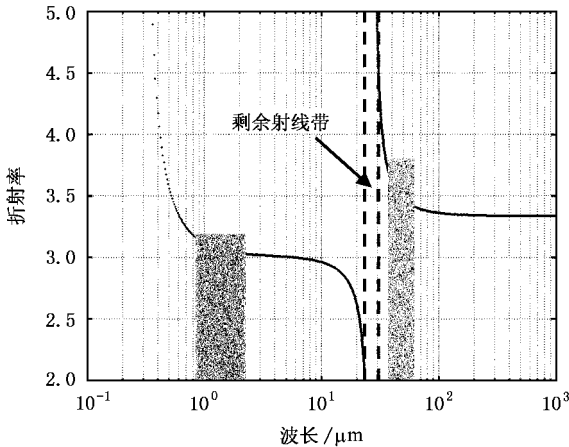


图 1 GaP 晶体的色散曲线及剩余射线带

2.1. 剩余射线带色散补偿相位匹配原理

在光学各向异性的非线性晶体中,差频过程中的抽运光 ω_p 、信号光 ω_s 以及差频产生的闲频光 ω_i 在一般情况下分别处在可见光、近红外或中红外波段,它们都处于非线性晶体剩余射线带同一侧的色散曲线上。这时折射率 n 随波长 λ 的增加而减

小,具有正常色散特性,满足

$$\frac{n_i - n_{p,s}}{\lambda_i - \lambda_{p,s}} < 0, \quad (\lambda_p < \lambda_s < \lambda_i), \quad (1)$$

因此可利用晶体的正常色散效应和双折射相位匹配技术,就可实现差频相位匹配。而对于 III-V 族和 II-IV 族的半导体非线性晶体,它们是光学各向同性的,不具有与传统非线性光学中 I, II 类相位匹配所涉及的双折射效应。以 III-V 族的 GaP 晶体为例,在差频产生 THz 波过程中,抽运光 ω_p 和信号光 ω_s 处于半导体非线性晶体的可见光、近红外窗口(图 1 中左侧深灰色部分),而差频产生的 THz 波 ω_T 则处于远红外窗口,在晶体剩余射线带的另一侧附近,对应的折射率较大(图 1 中右侧浅灰色部分)。此时在剩余射线带附近,折射率 n 随波长 λ 的增加而变大,晶体具有反常色散特性,满足

$$\frac{n_T - n_{p,s}}{\lambda_T - \lambda_{p,s}} > 0 \quad (\lambda_p < \lambda_s < \lambda_T). \quad (2)$$

定义差频相位失配 Δk 为

$$\Delta k = k_p - k_s - k_T = 2\pi \left(\frac{n_p}{\lambda_p} - \frac{n_s}{\lambda_s} - \frac{n_T}{\lambda_T} \right). \quad (3)$$

由于 $\lambda_p \approx \lambda_s \ll \lambda_T$, 根据色散方程的一阶泰勒级数展开,近似可以得到

$$\begin{aligned} n_s &= n_p + (\lambda_s - \lambda_p) \frac{\Delta n}{\Delta \lambda} \\ &= n_p + (\lambda_s - \lambda_p) \frac{n_s - n_p}{\lambda_s - \lambda_p}. \end{aligned} \quad (4)$$

将(4)式代入(3)式,并根据共线差频相位匹配条件

$$k_p - k_s = k_T \quad \text{或} \quad \frac{n_p}{\lambda_p} - \frac{n_s}{\lambda_s} = \frac{n_T}{\lambda_T}, \quad (5)$$

可得到

$$\begin{aligned} \Delta k &= \frac{2\pi}{\lambda_T} \left(n_p - \lambda_p \left(\frac{n_s - n_p}{\lambda_s - \lambda_p} \right) - n_T \right) \\ &= \frac{2\pi}{\lambda_T} \left(n_p + \frac{\lambda_T}{\lambda_s} (n_p - n_s) - n_T \right). \end{aligned} \quad (6)$$

当抽运光、信号光和差频产生的 THz 波分别处于剩余射线带附近时,根据(1)(2)式,完全可能实现

$$n_p + \frac{\lambda_T}{\lambda_s} (n_p - n_s) = n_T. \quad (7)$$

令

$$\begin{aligned} n_b &= n_p - \lambda_p \frac{n_s - n_p}{\lambda_s - \lambda_p} = n_p + \frac{\lambda_b}{\lambda_s} (n_p - n_s), \\ \frac{1}{\lambda_b} &= \frac{1}{\lambda_p} - \frac{1}{\lambda_s}, \end{aligned} \quad (8)$$

λ_b 表示抽运光 λ_p 和信号光 λ_s 之间的拍频波包络的真空波长, n_b 为与之对应的拍频波有效折射率,

则(3)式可以改写为

$$\Delta k = 2\pi \left(\frac{n_b}{\lambda_b} - \frac{n_T}{\lambda_T} \right). \quad (9)$$

当拍频波与 THz 波在非线性晶体中以相同的相速度传播时,即可满足相位匹配条件 $\Delta k = 0$. 此时根据(9)式,能量守恒条件变为 $\lambda_b = \lambda_T$,而相位匹配条件则变为 $n_b = n_T$. 这时,差频过程中的三波相互作用也就变成了拍频波与 THz 波之间的相互作用.

在满足相位匹配的条件下,可以获得理想的差频转换效率,而在非相位匹配情况下($\Delta k \neq 0$),当在相干长度范围内时,虽然转换效率有所降低,但三波相互作用亦可得到加强. 根据相干长度 $L_c = \pi/\Delta k$,由(8)(9)式可以得到

$$L_c = \frac{\lambda_T}{2 \left(n_p + \frac{\lambda_b}{\lambda_s} (n_p - n_s) - n_T \right)}. \quad (10)$$

2.2. 以双共振 KTP-OPO 作为差频抽运源的共线差频相位匹配情况

我们利用脉冲调 Q Nd:YAG 激光器的二倍频输出($0.532 \mu\text{m}$)作为抽运源(重复频率 10 Hz,脉宽约为 10 ns),抽运由 II 类相位匹配 KTP 晶体($\theta = 90^\circ, \varphi$

$= 23.27^\circ$)组成的近简并点双共振 KTP-OPO,采用角度调谐方式,在简并点($1.064 \mu\text{m}$)附近成功实现了 $1.059\text{--}1.069 \mu\text{m}$ 双波长共线输出,如图 2 所示. 根据其角度调谐特性,定义差频抽运光 λ_p 为 $1.059\text{--}1.063 \mu\text{m}$,差频信号光 λ_s 为 $1.065\text{--}1.069 \mu\text{m}$,并且在此参量振荡过程中满足能量守恒条件

$$\frac{1}{0.532} = \frac{1}{\lambda_p} + \frac{1}{\lambda_s}. \quad (11)$$

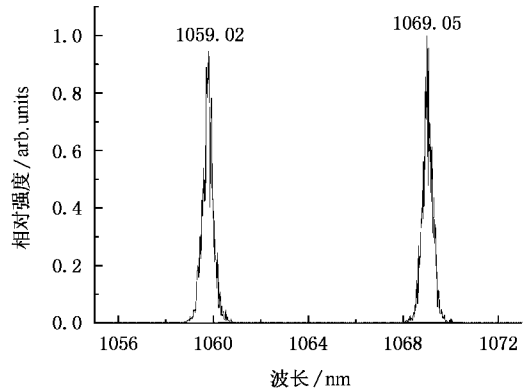


图 2 双共振 KTP-OPO 输出的双波长谱线

从上式可知,差频抽运光波长 λ_p 与差频信号光波长

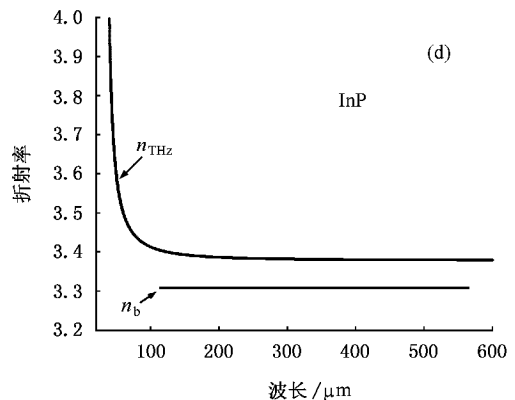
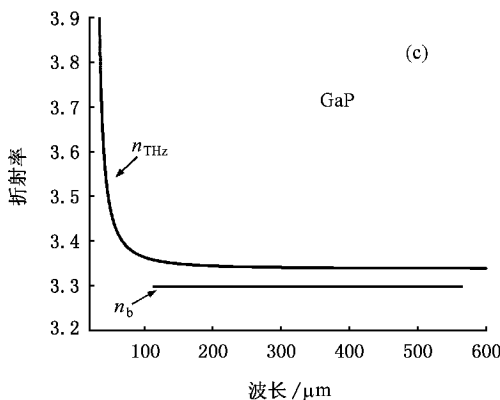
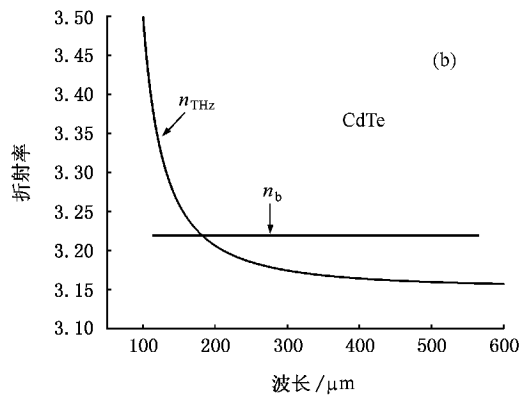
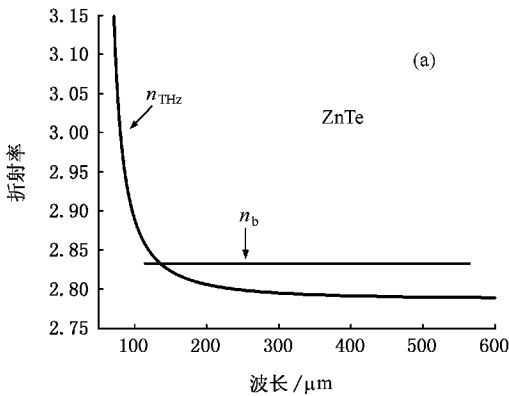
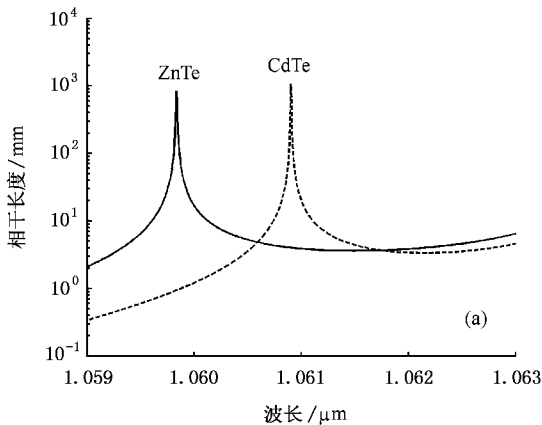


图 3 在 THz 波段拍频波折射率 n_b 与晶体色散曲线 n_T 的关系

λ_s 有着——对应关系,而且理论上可以差频产生大约 0.5—2.7 THz (约 112—570 μm) 的连续可调谐 THz 波辐射. 实验中将抽运光二次通过晶体,克服了逆转波现象的产生,并使两参量光在谐振腔内循环一周获得双程增益,降低了 OPO 阈值,提高了转换效率. 在抽运光为 58.5 mJ 时得到 16.8 mJ 的参量输出,此时线宽为 0.4 nm (具体实验情况我们在其他文章中另有详细报道). 利用此双共振 KTP-OPO 作为差频抽运源,与其他产生双波长的方法相比^[2-5],具有实验设备简单、结构紧凑、易于调谐、可室温运转等优点,基本满足了差频产生 THz 波方法中对两抽运光所要求的高能量、窄线宽以及合适的波长间隔等条件.

由于不同半导体晶体具有不同的光学色散特性,因此它们在差频产生 THz 波过程中所表现出的



相位匹配特性以及相干长度曲线亦有一定区别. 图 3 是在共线差频情况下,差频抽运光与信号光的拍频波有效折射率 n_b 与晶体在 THz 波段的色散曲线 n_T 的关系图. 从图中可以发现,对于 ZnTe 和 CdTe 这两种晶体,两差频光的拍频波折射率 n_b 曲线与晶体在 THz 波段的折射率 n_T 曲线分别在 134.77 μm 和 185.6 μm 处相交,说明在 1.059—1.069 μm 的差频光范围内存在满足 $\Delta k = 0$ 的最佳相位匹配点. 如果当两折射率曲线 n_b 和 n_T 平滑且基本重合时,那么就可以在较宽调谐范围实现 $\Delta k = 0$,进而可以在调谐范围内获得较高的差频转换效率和 THz 波输出能量. 而对于 GaP 和 InP 晶体, n_b 与 n_T 两色散曲线不相交,说明这两种晶体在共线差频产生 THz 波过程中始终不能满足相位匹配条件 $\Delta k = 0$.

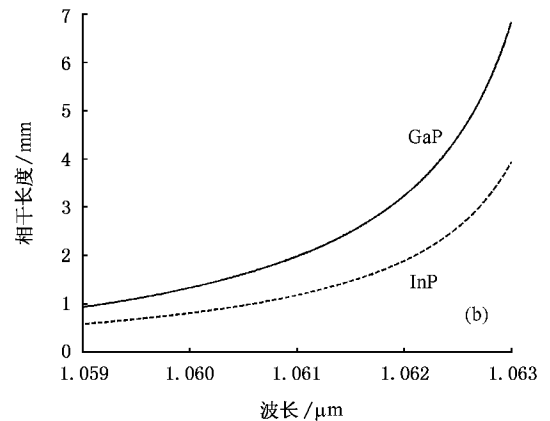


图 4 晶体相干长度随差频抽运波长的变化

图 4 是差频相干长度 L_c 随差频抽运波长 λ_p 的变化曲线. 从图 4(a) 中可以看出,对于 ZnTe 晶体,在差频抽运光波长范围内的最小相干长度约为 2 mm. 如果认为相干长度在大于 2 mm 时晶体仍可产生较强的参量作用,那么就可认为此时三波是满足相位匹配条件的,这样就可选取 2 mm 长的 ZnTe 晶体作为差频晶体,并且当差频抽运光为 1.0598 μm 、对应的信号光为 1.0682 μm 时,满足最佳相位匹配条件 $\Delta k = 0$,此时相干长度最大,故可选用较长的 ZnTe 晶体,从而在此波长处可获得较高的差频转换效率. 同理,对于 CdTe 晶体,根据在差频抽运光范围内最小相干长度,可以选择 0.4 mm 长的 CdTe 晶体作为差频晶体;当差频抽运光为 1.061 μm 、对应的信号光为 1.0671 μm 时,相干长度最大,此时则可以选择较长的 CdTe 晶体. 而 GaP 和 InP 晶体在抽运波段内最

小相干长度分别为 0.94 mm 和 0.58 mm,并且其相干长度随抽运波长的增加而单调增加,始终不能满足相位匹配条件,如图 4(b) 所示.

2.3. 非共线差频相位匹配情况

从上面分析可知,在差频抽运波长范围内,利用共线差频配置,在晶体中三波无法始终满足相位匹配条件 $\Delta k = 0$,而且三波作用的相干长度限制了差频晶体长度的选择,从而直接影响了差频转换效率. 但在这些具有反常色散特性的晶体中利用非共线差频相位匹配,在改变差频光输出波长的同时,调谐两差频光的入射夹角,就可以在整个差频抽运光范围内始终满足相位匹配条件 $\Delta k = 0$,进而可以选择相对较长的差频晶体以获得较高的 THz 波输出^[12,13].

由于此双共振 KTP-OPO 是共线输出,且偏振方

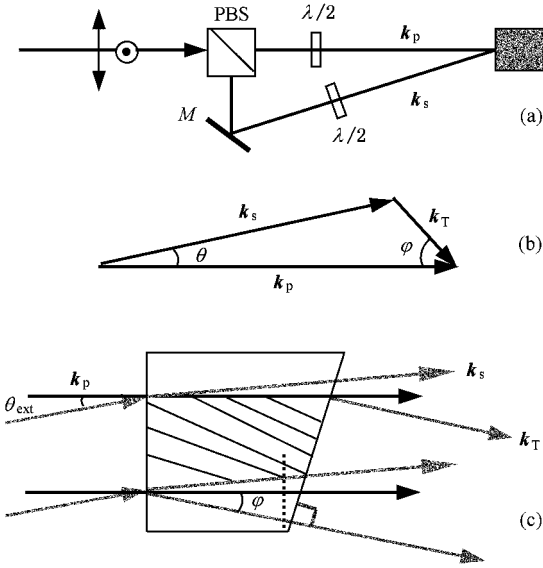


图 5 非共线差频情况下三波的相位匹配矢量图

向互相垂直,因此可利用偏振分束器 PBS 将两光束分开,如图 5(a)所示.通过调节反射镜 M 可以改变两光束的入射夹角,利用半波片则可改变差频入射光的偏振方向,从而可利用晶体的最大非线性系数.图 5(b)为非共线差频情况下三波相位匹配矢量图.此时动量守恒条件满足 $k_p - k_s = k_T$,其中下标 p, s, T 分别表示差频抽运光、信号光和 THz 波. θ 为两入射差频光的波矢 k_p, k_s 在晶体内的夹角,即相位匹配角.根据三角形余弦定理,有^[12]

$$\sin\left(\frac{1}{2}\theta\right) = \left(\frac{(n_T\omega_T)^2 - (n_p\omega_p - n_s\omega_s)^2}{4n_p n_s \omega_p \omega_s}\right)^{1/2}. \quad (12)$$

从上式可以看出,只有当 $n_T \geq n_s + (n_p - n_s)\omega_p/\omega_T$

时, θ 角才为实数,才能满足相位匹配条件. φ 为 k_T 与 k_p 的夹角,满足

$$\cos\varphi = \left[1 + \chi(\omega_s/\omega_T) \sin^2\left(\frac{1}{2}\theta\right)\right] \times \left[1 + 4(\omega_p\omega_s/\omega_T^2) \sin^2\left(\frac{1}{2}\theta\right)\right]^{-1/2}. \quad (13)$$

由于这些半导体晶体在 THz 波段具有较高的折射率,导致晶体内部的全反射临界角较小,所以可将差频晶体的出射端面切成与入射端面成 φ 角的楔形,如图 5(c)所示,以便让差频产生的 THz 波垂直出射,减小 THz 波反射损耗.

图 6 是在非共线差频配置情况下,三波相位匹配角 θ_{ext} (外部夹角) φ 与抽运光波长 λ_p 的变化曲线.从图 6(a)中可以看出, GaP 和 InP 晶体在整个差频抽运光范围内都可实现非共线相位匹配 $\Delta k = 0$, 它们的相位匹配角随差频抽运光波长的增大而减小,且 InP 的相位匹配角比 GaP 的要大些,这使得在实际操作中能更方便地进行角度调谐.而对于 ZnTe 和 CdTe 晶体,它们分别只能在 1.059—1.0598 μm 和 1.059—1.061 μm 较小的抽运光范围内实现非共线相位匹配,如图 6(b)所示.当差频抽运光分别在 1.0598 μm 和 1.061 μm 时,三波为共线差频配置.在其他波长内由于相位匹配角 θ 为虚数,无法满足 $\Delta k = 0$, 差频晶体长度的选择受到限制.需要注意的是,这种非共线配置方式减小了两入射差频光与 THz 波之间的空间重叠性,因此在具体实验中对差频光束的直径有一定要求,并且与共线相位匹配配置相比,这种角度调谐方式也不利于光束的准直和调整.

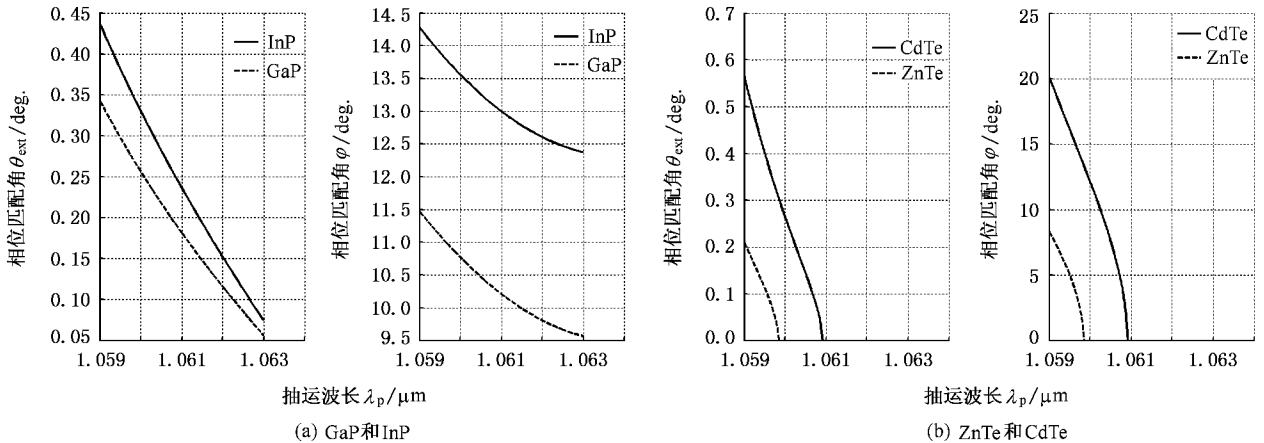


图 6 相位匹配角 θ_{ext}, φ 随抽运波长 λ_p 的变化

3. THz 波的差频增益特性

在满足相位匹配条件的情况下,差频的转换效率不仅和差频晶体的长度有关,还与晶体的非线性系数、入射差频光束的光强,以及由这些参数决定的差频增益系数有关.对于差频过程中涉及到的增益问题,可以与参量放大过程相类比.在此过程中,假设抽运光没有损耗,而我们所关心的是差频产生的 THz 波而不是被放大的入射信号光.当满足相位匹配条件时,在长度为 L 的非线性晶体中差频产生的 THz 波的强度为

$$I_T = I_0 \sinh^2(\Gamma L), \quad (14)$$

式中 I_0 为入射差频信号光的初始光强密度, Γ 为增益系数,定义为

$$\Gamma^2 = \frac{8\pi^2 d_{\text{eff}}^2}{c\epsilon_0 n_p n_s n_T \lambda_s \lambda_T} I_{p0}, \quad (15)$$

式中 c 为真空中的光速, ϵ_0 是真空介电常数, d_{eff} 为有效非线性系数(当两差频光的偏振方向平行于晶体的 111 方向、传播方向沿着晶体的 110 方向时,可获得最大有效非线性系数 $d_{\text{eff}} = 2d_{14}/\sqrt{3}^{[13,14]}$), n_i ($i = p, s, T$) 是波长为 λ_i 时晶体的折射率, I_{p0} 是入射差频抽运光的初始光强.

图 7(a) 为 ZnTe 晶体在不同抽运光能量密度的情况下,差频增益系数随 THz 波频率变化的曲线.从图中不难看出,抽运光的能量密度越高,增益系数

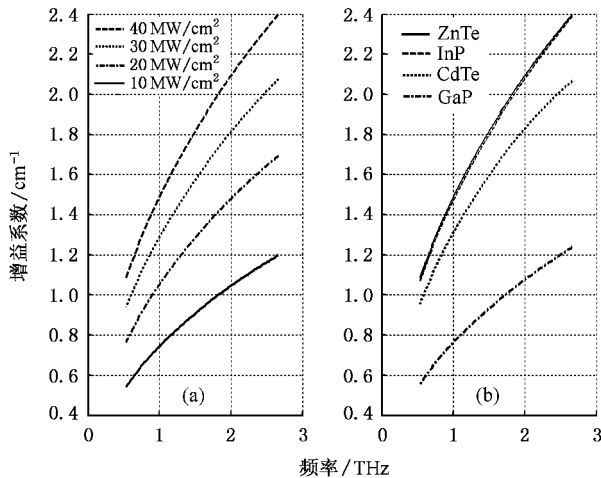


图 7 差频增益系数随 THz 波频率的变化 (a) 在不同抽运强度时 ZnTe 晶体增益特性 (b) 当抽运强度为 40 MW/cm^2 时,不同晶体的增益特性

就越大,并且增益系数随着 THz 波频率的增大而增大.在相同抽运能量($I_p = 40 \text{ MW/cm}^2$)的情况下,ZnTe 晶体的增益系数最高,InP 晶体与其近似相等,而 GaP 的增益系数最小,如图 7(b) 所示.非线性晶体的品质因数 $(\text{FOM}) = d_{\text{eff}}^2 / (n_p n_s n_T)$ 是表征增益的一个重要参数,由于各晶体的 $(n_p n_s n_T)$ 值具有相同的数量级,所以它们的品质因数与有效非线性系数 d_{eff} 密切相关.表 1 是各晶体的有效非线性系数以及在最佳相位匹配条件下的品质因数.需要注意的是,由于晶体的生长技术和工艺的不同,在不同文献中这些晶体的有效非线性系数 d_{eff} 的数值有较大的差异^[10,11,15].

表 1 不同半导体晶体的参数

半导体晶体	ZnTe	CdTe	GaP	InP
非线性系数 d_{eff} (pm/V)	$108^{[15]}$	$109^{[11]}$	$71^{[11]}$	$140^{[10]}$
品质因数 FOM	783.84	608.17	208.24	774.85

根据上述分析,如果从晶体的差频增益特性、相位匹配能力以及相干长度等方面考虑,在共线差频配置情况下,ZnTe 晶体是较为理想的晶体选择;而在非共线差频配置时,InP 晶体则具有显著的优势.但在实际应用中,对于应用于 THz 波段的差频晶体的选择,除了应考虑上述特性外,还应兼顾晶体的光损伤阈值、光学质量以及可获得的晶体尺寸等因素.此外,由于晶体本身的能带结构特点以及声子吸收等原因,晶体在远红外波段一般均有较大的吸收,这在选择晶体时亦应多加考虑.

4. 结 论

我们基于跨剩余射线带色散补偿相位匹配原理,以近简并点双共振 KTP-OPO 的双波长输出作为差频抽运源,对在 III-V 族和 II-IV 族半导体晶体中差频产生连续可调谐的 THz 波进行了理论研究.根据各晶体在此工作波段的色散特性,对它们的相位匹配能力、相干长度、差频增益系数以及品质因数进行了理论计算和分析比较,选择出 ZnTe 和 InP 晶体分别是共线差频配置和非共线差频配置情况下较为理想的 THz 波差频晶体,为接下来的实验工作提供了具体实验参数和理论依据.

- [1] Siegel P H 2002 *IEEE Trans . Microw . Theory Tech .* **50** 910
- [2] Kawase K , Hatanaka T , Takahashi H , Nakamura K , Taniuchi T , Ito H 2000 *Opt . Lett .* **25** 1714
- [3] Shi W , Ding Y J 2003 *Appl . Phys . Lett .* **83** 848
- [4] Shi W , Ding Y J , Fernelius N , Fernelius N , Vodopyanov K 2002 *Opt . Lett .* **27** 1454
- [5] Tanabe T , Suto K , Nishizawa J , Kimura T , Saito K 2003 *J . Appl . Phys .* **93** 4610
- [6] Liu R , Gu C M , He L R , Wu S , Shen W Z , Ogawa H , Guo Q X 2004 *Acta Phys . Sin .* **53** 1217 (in Chinese) [刘 锐、顾春明、贺莉蓉、吴 森、沈文忠、小川博司、郭其新 2004 物理学报 **53** 1217]
- [7] Hu B B , Darrow J T , Zhang X C , Auston D H 1990 *Appl . Phys . Lett .* **56** 886
- [8] Cook D J , Hochstrasser R M 2000 *Opt . Lett .* **25** 1210
- [9] Haidar R , Mustelie A , Kupecek P , Rosencher E , Triboulet T , Lemasson P 2002 *J . Appl . Phys .* **91** 2550
- [10] Bahoura M , Herman G S , Barnes N P , Bonner C E , Higgins P T 2000 *Proc . of SPIE* **3928** 132
- [11] Takashi K , Ichiro S 2005 *Photonics based on wavelength Integration and Manipulation IPAP Books* **2** 151
- [12] Aggarwal R L , Lax B , Favrot G 1973 *Appl . Phys . Lett* **22** 329
- [13] Bridges T J , Strmad A R 1972 *Appl . Phys . Lett .* **20** 382
- [14] Tomita I , Suzuki H , Ito H , Takenouchi H , Ajito K , Tungawang T , Ueno Y 2006 *Appl . Phys . Lett .* **88** 071118
- [15] <http://www.clevelandcrystals.com/Default.htm>

Study of tunable terahertz-wave generation via difference frequency mixing in isotropic semiconductor crystals *

Sun Bo[†] Yao Jian-Quan Wang Zhuo Wang Peng

(Institute of Laser and Optoelectronics , College of Precision Instrument and Opto-electronics Engineering ,
Key Laboratory of Optoelectric Information Science and Technology , Ministry of Education ,
Tianjin University , Tianjin 300072 , China)

(Received 13 September 2006 ; revised manuscript received 30 September 2006)

Abstract

The tunable , coherent terahertz wave generation in a variety of isotropic semiconductor nonlinear crystals , such as III - V and II - IV compounds , by difference frequency mixing is studied theoretically based on the theory of the cross-Reststrahlen band dispersion compensation phase-matching . An angle-tuned , dual-wavelength KTP-OPO operating near the degenerate point is used as the pump source for THz wave generation . The theoretical analysis of phase-matching conditions and coherence length for different materials mentioned above is presented according to their optical dispersion properties , and their gain characteristic and nonlinear figure of merit are also described and calculated . Through the theoretical analyses and calculations , it is shown that ZnTe is a promising DFG crystal for THz wave generation under the collinear phase-matching condition , while InP is the one under the noncollinear phase-matching condition .

Keywords : nonlinear optics , THz radiation , difference frequency mixing , isotropic semiconductor

PACC : 4265K

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10474071) and the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education of China (Grant No. 20040056010) .

[†] E-mail : sunbo_xt@gmail.com