

发散光束抽运的宽带光参量啁啾脉冲 放大系统的理论研究*

刘华刚 章若冰[†] 张海清 朱 晨 马 晶 王清月

(天津大学精密仪器与光电子工程学院, 光电信息技术科学教育部重点实验室 天津 300072)

(2006 年 7 月 10 日收到 2007 年 4 月 6 日收到修改稿)

对发散光束抽运的光参量啁啾脉冲放大器的增益带宽进行了系统的理论研究. 采用空间傅里叶变换和四阶 Runge-Kutta 算法, 分别模拟了非衍射极限情况下的高斯光束和空间频谱为矩形的发散光束作为抽运光时的增益曲线. 结果表明: 不管是在可见光或是在近红外光谱区, 用发散光束均可以明显地改善光参量啁啾脉冲放大系统的增益带宽. 选取合适的发散角和抽运光强, 可以获得高增益、宽谱带的信号光输出.

关键词: 光参量啁啾脉冲放大, 增益带宽, 发散角, 高斯光束

PACC: 4265K, 4260H, 4280W

1. 引 言

飞秒激光脉冲的显著特征是具有极窄的脉冲宽度和极高的峰值功率, 这些极端的性能使得飞秒激光被广泛地应用于超快光谱学及强场非线性光学等研究领域, 它为研究物理、化学、生物等学科的超快现象和超快过程以及强场与物质相互作用提供飞秒量级时间分辨率和高强电磁场^[1,2]. 而光参量啁啾脉冲放大(OPCPA)正是获得这种激光光源的一种关键技术, OPCPA 是将啁啾脉冲放大(CPA)的基本原理应用于飞秒光参量放大, 使用高增益、宽带的光参量放大器代替传统的激光放大器^[3,4]. 与传统 CPA 系统相比较, OPCPA 具有单程增益高、不受放大自发辐射的影响、放大信号的信噪比高、热效应影响较小、获得光束质量高、调谐方便、具有很宽的增益带宽等众多优点, 使得 OPCPA 成为可替代现有传统 CPA 系统的一种重要的激光放大技术^[1,3-7].

OPCPA 要支持超短脉冲的放大, 其光参量放大必须能提供相应宽度的增益带宽, 因此必须要解决 OPCPA 的宽带相位匹配问题. 20 世纪 90 年代中期, Gale 等^[8,9]发现在 400 nm 抽运光抽运的 BBO 晶体中, 采用非共线相位匹配技术可以在可见光谱区实

现宽带相位匹配, 并同时使信号光和闲频光之间达到群速匹配^[8-12]. 这种非共线光参量放大器(NOPA)目前最短可以支持脉冲宽度小于 4 fs 的激光脉冲的放大^[5]. 借鉴多色相位匹配(achromatic phase matching)技术在倍频产生中的应用^[13,14], 在信号光中引入适当的角色散, 使不同频率的信号光沿各自能满足三波相位匹配的方向传播, 可同时在很宽的光谱区实现相位匹配^[15,16]. 近来又提出一种多光束抽运的 NOPA 和 OPCPA 系统, 使用两束抽运光分别抽运相邻的光谱区, 可以获得大约两倍于一束光抽运时的增益带宽^[17,18]. 为进一步提高 OPCPA 的增益带宽, 本文从理论上研究了一种利用发散的共线光束作为抽运光来增加增益带宽的方法, 在这种发散光抽运条件下, 沿不同发散方向入射的抽运光具有不同的相位匹配角, 可以同时与一定带宽范围的信号光实现相位匹配. 在查找资料时, 我们发现有人曾做过相关的理论工作^[19], 但是他们的计算模型过于简单, 仅仅考虑了各种波长的信号光与满足相位匹配(相位失配为零)的抽运光之间的耦合作用, 而忽略了与其他方向相位失配不为零的抽运光之间的耦合. 本文将采用另外一种理论模型, 同时考虑了信号光与各个传播方向上的抽运光之间的非线性作用, 分别模拟了非衍射极限情况下的高斯光束和空

* 国家重点基础研究发展规划(批准号:G1999075201)和高等学校博士学科点专项科研基金(批准号:20030056021)资助的课题.

[†] 通讯联系人, E-mail: zhangrb@tju.edu.cn

间频谱为矩形的发散光束作为抽运光时的增益谱曲线,从理论上证明了采用发散的抽运光束可以明显地改善 OPCPA 的增益带宽,选取合适的发散角和抽运光光强,可以获得高增益、宽谱带的信号光输出.

2. 基本概念和理论

2.1. 光参量放大器的基本原理

光参量放大是指将一束强的抽运光和一束弱的信号光同时入射到非线性晶体中,它们之间通过二阶非线性效应产生一个闲频光,同时弱的信号光被放大的一种三波混频作用.在此过程中,需要满足能量守恒和动量守恒条件,

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i, \quad (1)$$

$$k_p = k_s + k_i, \quad (2)$$

式中下标 p, s 和 i 分别代表抽运光、信号光和闲频光.(2)式又被称为相位匹配条件,它不是必要条件,但当满足此条件时能量转换效率最高,不满足时能量转换效率随相位失配量的增加而下降.定义 Δk 为相位失配波矢,

$$\Delta k = k_p - k_s - k_i. \quad (3)$$

相位匹配波矢矢量关系如图 1 所示.图 1 中的 θ 为相位匹配角, α 和 β 为非共线角.将相位失配沿平行和垂直于抽运光方向分解可得

$$\Delta k_{//} = k_p - k_s \cos \alpha - k_i \cos \beta, \quad (4)$$

$$\Delta k_{\perp} = k_s \sin \alpha - k_i \sin \beta.$$

若垂直抽运光波矢方向的相位失配为零,则 Δk 可表示为

$$\begin{aligned} \Delta k &= k_p - k_s \cos \alpha - k_i \cos \beta, \\ k_s \sin \alpha &= k_i \sin \beta. \end{aligned} \quad (5)$$

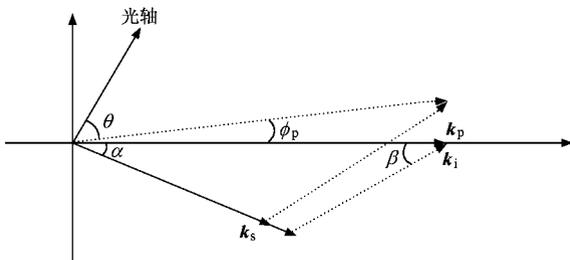


图 1 发散光束抽运的 I 类非共线相位匹配波矢矢量图

本文的理论分析以 BBO 晶体为非线性材料,采用 I 类相位匹配方式,抽运光采用波长为 400 nm 的

准单色光.图 2 为满足(1)(2)式的 BBO 晶体 I 类相位匹配的相位匹配曲线.由图 2 可知,对于不同波长的信号光,它对应着不同入射方向的抽运光与之满足相位匹配条件,因此可以采用发散的光束作为抽运光,使抽运光分布在一定的角度范围之内,图 1 所示的 ϕ_p 是抽运光的发散角.在图 1 中,不同入射角度的抽运光可以与不同波长的信号光满足相位匹配条件,从而实现宽带的相位匹配.

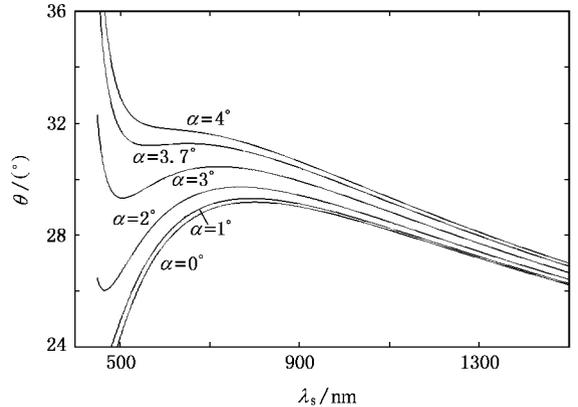


图 2 BBO 晶体 I 类非共线相位匹配曲线

2.2. 激光光束的发散特性

实际上通常使用的激光本身就不是平行光束,它总存在着一定的发散角.有关高斯光束的发散角对光参量过程中增益的影响,文献[20—22]分别对倍频产生、光参量放大器以及光参量振荡过程做了一些研究,但是他们都是只对单一频率信号光的参量增益受抽运光束发散角 ϕ_p 的影响进行讨论.我们将参照文献[21]中的数学计算模型并加以改进,更进一步地研究发散光束抽运的 OPCPA 系统的增益带宽.

对于采用 BBO 晶体 I 类相位匹配方式的光参量放大器系统,三波的相位失配对主平面内的抽运光的发散比对垂直方向上的发散更为敏感^[21],因此为简化计算模型,我们仅讨论主平面内的光束发散对参量互作用的影响.光束的发散特性可以由激光光束的空间频谱来描述.一束沿 z 方向传播的高斯光束,其横截面上振幅随到光束中心的距离 x 呈高斯分布,即

$$E(x) = E_0 \exp\left(-\frac{x^2}{R_0^2}\right), \quad (6)$$

式中 R_0 是束腰半径.对于非衍射极限光束,它的光

斑半径随传播距离的变化规律为^[21 23]

$$R^2(z) = R_0^2 \left\{ 1 + \left[M^2 \frac{\lambda(z - z_0)}{\pi R_0^2} \right]^2 \right\}, \quad (7)$$

式中 M^2 是光束衍射倍率因子, 是国际上用来衡量光束质量的标准参数^[23], $M^2 = 1$ 对应的就是达到衍射极限的基模高斯光束. 而在非衍射极限情况下光束对应的空间频谱分布为^[21]

$$E(\phi_x) = \frac{\sqrt{\pi} R_0 E_0}{M^2} \exp \left[- \left(\frac{\pi \phi_x R_0}{\lambda M^2} \right)^2 \right], \quad (8)$$

式中 ϕ_x/λ 是空间频率, ϕ_x 是相应空间频率的光波波矢与光束中心(z 轴)的夹角. 因此激光束可以看成不同空间频率的平面波的叠加, 各成分的振幅按(8)式分布. 它的远场发散角为

$$\phi = \frac{\lambda M^2}{\pi R_0}. \quad (9)$$

高斯光束的大部分能量都集中在远场发散角即 $[-\phi, \phi]$ 角度区间内, 因此我们主要讨论这个角度范围内的光束对光参量放大的影响. 由(9)式可知, 波长给定时, 光束的远场发散角 ϕ 的大小取决于光束衍射倍率因子 M^2 和光束束腰半径.

2.3. 数值计算模型的建立

为了方便使用数值方法计算光束的发散对参量增益的影响, 我们在远场发散角区间 $[-\phi, \phi]$ 内, 把入射的信号光和抽运光分解成 N 个沿不同方向传播的平面波之和, 即分解成各个空间频率成分的光. 各个方向平面波的振幅按(8)式的函数分布, 且满足如下关系式^[20 21]:

$$\frac{dA_{sm}}{dz} = \frac{i2\omega_s}{n_s c \cos(\alpha_m)} d_{\text{eff}} \sum_{n=1}^N A_{imn}^* A_{pn} \exp(i\Delta k_{mn} z) \quad (m = 1, 2, \dots, N),$$

$$\frac{dA_{imn}}{dz} = \frac{i2\omega_i}{n_i c \cos(\beta_{mn})} d_{\text{eff}} A_{sm}^* A_{pn} \exp(i\Delta k_{mn} z) \quad (m = 1, 2, \dots, N; n = 1, 2, \dots, N), \quad (13)$$

$$\frac{dA_{pn}}{dz} = \frac{i2\omega_p}{n_p c} d_{\text{eff}} \sum_{m=1}^N A_{sm} A_{imn} \exp(-i\Delta k_{mn} z) \quad (n = 1, 2, \dots, N),$$

式中 Δk 的值可由(5)式给出.

注意到(13)式中省去了对时间的微分项, 这主要是考虑到在 OPCPA 系统中, 飞秒脉冲在放大之前, 要展成纳秒或皮秒量级的啁啾脉冲, 可以忽略脉冲之间时间上的走离^[1]. (13)式是一个关于 z 的一阶常微分方程组, 可以使用标准四阶 Runge-Kutta 算法求解.

$$E_l = \sum_{i=1}^N A_{li} e_{li} \exp[-i(\omega t - k_{li} \cdot z)] \quad (l = s, p), \quad (10)$$

$$C \sum_{i=1}^N A_{li}^2 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{I_l}{2n_l} \quad (l = s, p), \quad (11)$$

式中 e_{li} 是电场方向单位矢量, A_{li} 是振幅, C 是归一化常数. (10)式表明发散光束的电场表示成 N 个不同空间频率的平面波之和, (11)式则表明这 N 个平面波的光强之和应等于入射光束的光强.

三波在非线性介质中的相互作用关系可以由三波耦合方程来描述, 假设三波为准单色光并采用慢变包络近似, 我们只考虑光波在其传播轨道上的振幅变化情况, 则它们的非共线三波耦合方程为(以抽运光的传播方向为 z 方向)

$$\frac{dA_s}{dz_s} = \frac{i2\omega_s}{n_s c} d_{\text{eff}} A_i^* A_p \exp(i\Delta k \cdot z),$$

$$\frac{dA_i}{dz_i} = \frac{i2\omega_i}{n_i c} d_{\text{eff}} A_s^* A_p \exp(i\Delta k \cdot z), \quad (12)$$

$$\frac{dA_p}{dz} = \frac{i2\omega_p}{n_p c} d_{\text{eff}} A_s A_i \exp(-i\Delta k \cdot z),$$

式中 z_s 和 z_i 表示信号光和闲频光的波矢方向, d_{eff} 是晶体的有效非线性系数. 由于信号光和闲频光波矢与 z 方向的夹角分别为 α 和 β , 存在关系式

$$z_s = z/\cos\alpha,$$

$$z_i = z/\cos\beta,$$

则输入信号光和抽运光分解成 N 份之后的耦合方程可改写为^[21 24]

3. 模拟结果及分析

根据以上介绍的数值计算模型, 在 OPCPA 系统中, 给出非线性介质的有关参数和输入光的初始条件, 用数值方法求解(13)式, 可以计算出一定频率的信号光经光参量放大后的增益. 对每一个频率成分

的信号光实施以上计算,就可以获得输出信号光的增益和带宽等情况.首先对信号光和抽运光皆为非衍射极限的高斯光束进行模拟,抽运光波长取 400 nm,输入信号光光强 $I_s = 10^{-2} \text{ W/cm}^2$,抽运光光强 $I_p = 500 \text{ MW/cm}^2$,晶体长度是 10 mm.

图 3(a)是中心波长为 610 nm 时信号光在不同发散角的光束抽运时的增益曲线,OPA 采用非共线形式,相位匹配角和非共线角分别为 31.5° 和 3.8° .

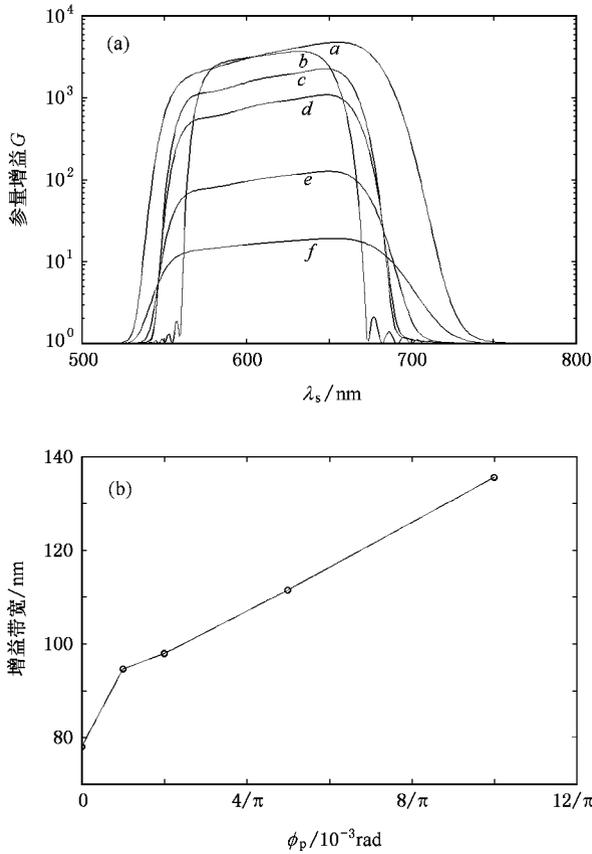


图 3 信号光波长为 610 nm 时, 高斯光束抽运的光参量放大器的增益和带宽 (a)不同抽运光发散角 ϕ_p 时的增益曲线, 曲线 a: $\phi_p = 10/\pi \times 10^{-3} \text{ rad}$, $I_p = 1.6 \text{ GW/cm}^2$; 曲线 b: $\phi_p = 0 \text{ rad}$; 曲线 c: $\phi_p = 1/\pi \times 10^{-3} \text{ rad}$; 曲线 d: $\phi_p = 2/\pi \times 10^{-3} \text{ rad}$; 曲线 e: $\phi_p = 5/\pi \times 10^{-3} \text{ rad}$; 曲线 f: $\phi_p = 10/\pi \times 10^{-3} \text{ rad}$. (b)增益带宽随 ϕ_p 的变化

图 3(a)中曲线 b 是把信号光和抽运光都近似成平面波时计算得到的增益曲线(此时可以把光束的发散角看为 $\phi_p = 0 \text{ rad}$).曲线 c、曲线 d、曲线 e 和曲线 f 则是信号光和抽运光都是高斯光束时的增益曲线,其中信号光束的发散角保持不变(信号光发散角 $\phi_s = 1/\pi \times 10^{-3} \text{ rad}$),而抽运光发散角 ϕ_p 依次增大.由图 3(a)可见,随着 ϕ_p 的增大,其能量变得越来越发散,因此信号光的增益随之逐渐减小,但同时发散

的抽运光提供了更多与信号光满足相位匹配条件的机会,增益带宽则越来越宽.图 3(b)显示了 OPCPA 的增益带宽随 ϕ_p 的变化情况.可见采用发散的抽运光束可以明显地增加光参量放大的增益带宽,而且发散角越大,带宽增加越大.当然,发散角的增大也伴随着信号光增益的迅速减小,这时可以适当增大抽运光光强,以提高信号光的增益水平.图 3(a)中的曲线 a 则是把初始抽运光光强 I_p 提高到 1.6 GW/cm^2 , ϕ_p 取 $10/\pi \times 10^{-3} \text{ rad}$ 时信号光的增益曲线,比较各条增益曲线,可以很直观地看出发散角对增益带宽的改善作用.

以上分析的是在可见光谱区,在近红外区域也可以得到同样的结论.以中心波长 1000 nm 的信号光为例,采用共线的 I 类相位匹配方式,输入光初始条件和晶体长度同图 3.我们同样计算了抽运光发散角 ϕ_p 从 0 — $10/\pi \times 10^{-3} \text{ rad}$ 时信号光的增益谱曲线,如图 4(a)所示.图 4(b)则描绘了不同发散角时

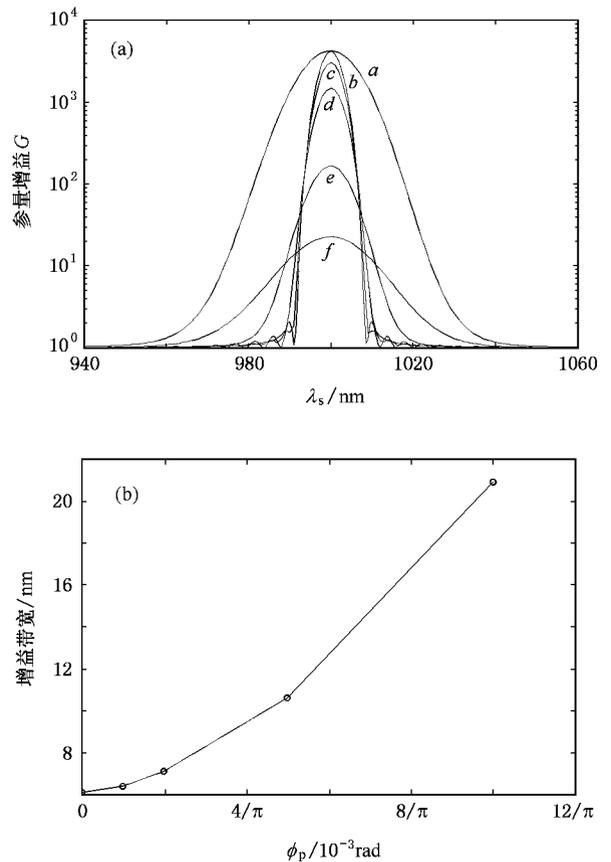


图 4 信号光波长为 1000 nm 时, 高斯光束抽运的光参量放大器的增益和带宽 (a)不同抽运光发散角 ϕ_p 时的增益曲线, 曲线 a: $\phi_p = 10/\pi \times 10^{-3} \text{ rad}$, $I_p = 1.5 \text{ GW/cm}^2$; 曲线 b: $\phi_p = 0 \text{ rad}$; 曲线 c: $\phi_p = 1/\pi \times 10^{-3} \text{ rad}$; 曲线 d: $\phi_p = 2/\pi \times 10^{-3} \text{ rad}$; 曲线 e: $\phi_p = 5/\pi \times 10^{-3} \text{ rad}$; 曲线 f: $\phi_p = 10/\pi \times 10^{-3} \text{ rad}$. (b)增益带宽随 ϕ_p 的变化

信号光的增益带宽. ϕ_p 为 0 rad 时, 信号光的增益带宽仅为大约 6 nm, 但是当 ϕ_p 增大到 $10/\pi \times 10^{-3}$ rad 时, 信号光的增益带宽迅速增加到 21 nm. 由此可见, 在近红外光谱区抽运光的发散角对光参量增益带宽的影响作用. 当抽运光发散角取 $10/\pi \times 10^{-3}$ rad 时, 且把输入光强 I_p 提高到 1.5 GW/cm^2 , 在获得与 0 rad 发散角相当的增益水平的同时, 明显地提高了信号光的增益带宽.

我们还对空间频谱分布为矩形的光束作为抽运光时参量增益和带宽随发散角的变化情况进行了模拟. 这种发散的光束可以通过光束整形的方法或使用微柱透镜阵列产生^[19]. 图 5(a) 和图 6(a) 分别是中

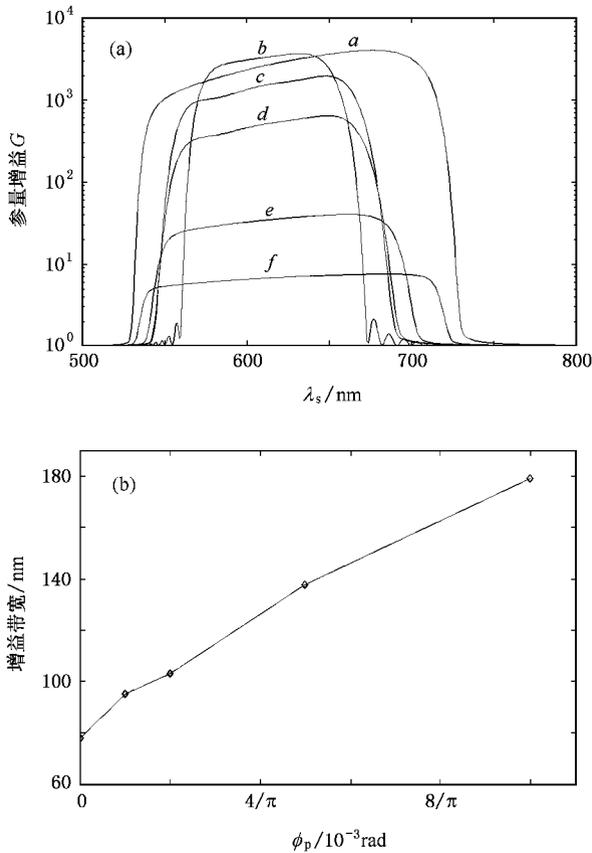


图 5 信号光波长为 610 nm 时, 空间频谱为矩形的光束抽运时光参量放大器的增益和带宽 (a) 不同抽运光发散角时 ϕ_p 的增益曲线, 曲线 a: $\phi_p = 10/\pi \times 10^{-3}$ rad, $I_p = 2.2 \text{ GW/cm}^2$; 曲线 b: $\phi_p = 0$ rad; 曲线 c: $\phi_p = 1/\pi \times 10^{-3}$ rad; 曲线 d: $\phi_p = 2/\pi \times 10^{-3}$ rad; 曲线 e: $\phi_p = 5/\pi \times 10^{-3}$ rad; 曲线 f: $\phi_p = 10/\pi \times 10^{-3}$ rad.

(b) 增益带宽随 ϕ_p 的变化

心波长在 610 和 1000 nm 处在不同抽运光发散角 ϕ_p 时信号光的增益曲线, 其他相应的参数均与高斯光束抽运时相同. 在波长 610 nm 处, 光参量放大的增

益带宽从 $\phi_p = 0$ rad 时的 78 nm, 迅速增加到 $\phi_p = 10/\pi \times 10^{-3}$ rad 时的 179 nm, 是原来的两倍多. 在波长 1000 nm 处, 增益带宽则从 $\phi_p = 0$ rad 时的 6 nm, 迅速增加到 $\phi_p = 10/\pi \times 10^{-3}$ rad 时的 52 nm, 接近前者的 9 倍. 由此可见, 抽运光的发散角对近红外光谱区的增益带宽的影响更加明显. 当然, 对于光束发散所带来的增益的降低, 依然可以通过增大抽运光强来补偿 (如图 5(a) 中曲线 a 和 6(a) 中曲线 a). 比较图 3 和图 5、图 4 和图 6 还可以看出, 空间频谱为矩形的发散光束要比同等发散角的高斯光束更加有利于提高光参量放大的带宽.

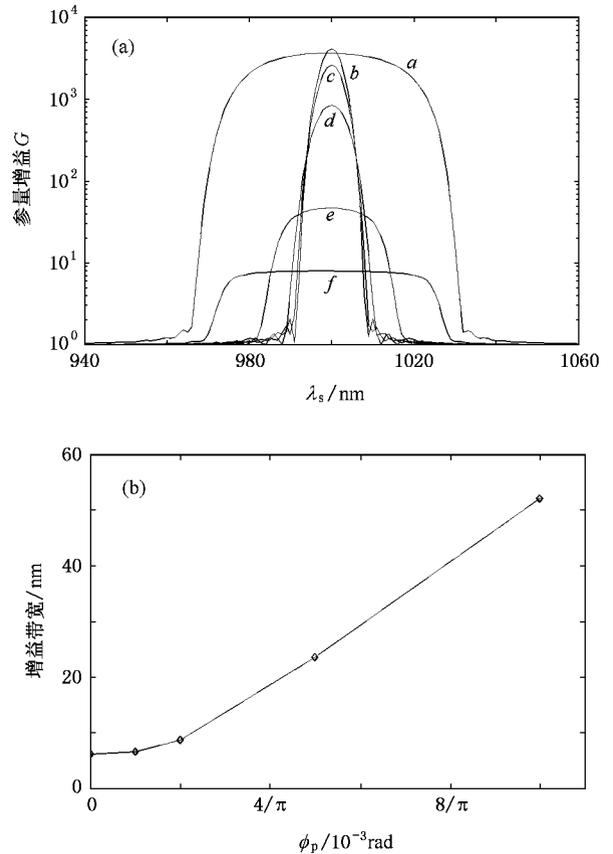


图 6 信号光波长为 1000 nm 时, 空间频谱为矩形的光束抽运时光参量放大器的增益和带宽 (a) 不同抽运光发散角 ϕ_p 时的增益曲线, 曲线 a: $\phi_p = 10/\pi \times 10^{-3}$ rad, $I_p = 2.1 \text{ GW/cm}^2$; 曲线 b: $\phi_p = 0$ rad; 曲线 c: $\phi_p = 1/\pi \times 10^{-3}$ rad; 曲线 d: $\phi_p = 2/\pi \times 10^{-3}$ rad; 曲线 e: $\phi_p = 5/\pi \times 10^{-3}$ rad; 曲线 f: $\phi_p = 10/\pi \times 10^{-3}$ rad.

(b) 增益带宽随 ϕ_p 的变化

4. 结 论

为了从理论上有效地分析 OPCPA 系统中三波

相互作用的关系,本文建立了一种更加接近实际的数学模型,即输入光使用发散的光束取代传统上近似的平面波形式.由于实际的激光光束总存在着一定的发散角,光参量放大的增益和带宽都受到相应的影响.光束的发散使抽运光的能量更加分散,发散角越大,信号光获得的增益越小,但同时发散角扩大了抽运光的空间分布范围,增加了与不同波长信号光相位匹配的机会,因此光参量放大的增益带宽也会随之增大.本文具体模拟了非衍射极限情况下的高斯光束和空间频谱分布为矩形的发散光束抽运时

光参量放大的增益和带宽,结果均验证了上述观点.而且在同样的发散角的情况下,空间频谱分布为矩形的发散光束比高斯光束更加有效地提高增益带宽.因此在实际的光参量放大器和 OPCPA 系统中,适当地选择输入抽运光发散角和初始光强的大小,可以在获得相当增益的同时,很好地改善光参量放大的增益带宽,为实现高增益、宽带的超短脉冲的放大提供了条件.同时,本文的结果也可为分析非理想平面波抽运的光参量放大器和 OPCPA 的增益和带宽提供更接近实际的理论指导.

- [1] Cerullo G , Silbestri S D 2003 *Rev. Sci. Instrum.* **74** 1
- [2] Riedle E , Butter M , Lochbrunner S , Piel J , Schenkl S , Spörlein S , Zinth W 2000 *Appl. Phys.* B **71** 457
- [3] Ross I N , Matousek P , Towrie M , Langley A J , Collier J L 1997 *Opt. Commun.* **144** 125
- [4] Jovanovic I , Comaskey B J , Ebberts C A , Bonner R A , Pennington D M , Morse E 2002 *Appl. Opt.* **41** 2923
- [5] Butkus R , Danielius R , Dubietis A , Piskarskas A , Stabinis A 2004 *Appl. Phys.* B **79** 693
- [6] Zhu P F , Qian L J , Xue S L , Lin Z Q 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 587 (in Chinese) [朱鹏飞、钱列加、薛绍林、林尊琪 2003 物理学报 **52** 587]
- [7] Zhao W , Liu H J , Wang Y S , Wang H Y , Cheng Z , Chen G F 2005 *Chin. Phys.* **14** 359
- [8] Driscoll T J , Gale G M , Hache F 1994 *Opt. Commun.* **110** 638
- [9] Gale G M , Cavallari M , Driscoll T J , Hache F 1995 *Opt. Lett.* **20** 1562
- [10] Ma J , Zhang R B , Liu B , Zhu C , Chai L , Zhang W L , Zhang Z G , Wang Q Y 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 3675 (in Chinese) [马晶、章若冰、刘博、朱晨、柴路、张伟力、张志刚、王清月 2005 物理学报 **54** 3675]
- [11] Sun T , Huang J S , Zhang W L , Wang Q Y 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 2281 (in Chinese) [孙涛、黄锦圣、张伟力、王清月 2002 物理学报 **51** 2281]
- [12] Xia J F , Wei Z Y , Zhang J 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 256 (in Chinese) [夏江帆、魏志义、张杰 2000 物理学报 **49** 256]
- [13] Szabo G , Bor Z 1990 *Appl. Phys.* B **50** 51
- [14] Martinez O 1989 *IEEE J. Quantum Electron.* **25** 2464
- [15] Arisholm G , Biegert J , Schlup P , Hauri C P , Keller U 2004 *Opt. Express* **12** 518
- [16] Cardoso L , Figueira G 2004 *Opt. Express* **12** 3108
- [17] Žeromskis E , Dubietis A , Tamošauskas G , Piskarskas A 2002 *Opt. Commun.* **203** 435
- [18] Wang C , Leng Y X , Zhao B Z , Zhang Z Q , Xu Z Z 2004 *Opt. Commun.* **237** 169
- [19] Harimoto T , Yamakawa K 2005 *Jpn. J. Appl. Phys.* **44** 3962
- [20] Wong S K , Fournier G , Mathieu P , Pace P 1992 *J. Appl. Phys.* **71** 1091
- [21] Jovanovic I , Comaskey B J , Pennington D M 2001 *J. Appl. Phys.* **90** 4328
- [22] Li H Q , Geng A C , Bo Y , Wu L A , Cui D F , Xu Z Y 2005 *Chin. Phys.* **14** 2026
- [23] Siegman A E , Townsend S W 1993 *IEEE J. Quantum Electron.* **29** 1212
- [24] Reisner S , Gutmann M 1999 *J. Opt. Soc. Am.* B **16** 1801

Theoretical study of optical parametric chirped pulse amplification pumped by divergent beams^{*}

Liu Hua-Gang Zhang Ruo-Bing[†] Zhang Hai-Qing Zhu Chen Ma Jing Wang Qing-Yue

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

(Received 10 July 2006 ; revised manuscript received 6 April 2007)

Abstract

The gain bandwidth of optical parametric chirped pulse amplification pumped by divergent beams has been theoretically studied. Several gain curves are simulated when the pump are non-diffraction-limited Gaussian beams or a beams having rectangular distribution in spatial spectrum respectively ,using the method of Fourier transform and the fourth-order Runge-Kutta algorithm. The results show that the gain bandwidth of optical parametric chirped pulse amplification can be obviously improved by using divergent pump beams , either in the visible or in the near infrared region. Very high gain and broadband spectrum can be obtained if the divergence angle and intensity of the pump is selected properly.

Keywords : optical parametric chirped pulse amplification , gain bandwidth , divergence angle , Gaussian beam

PACC : 4265K , 4260H , 4280W

^{*} Project supported by the State Key Development Program for Basic Research of China (Grant No. G1999075201) and the Doctoral Program Foundation of Institution of Higher Education of China (Grant No. 20030056021).

[†] Corresponding author. E-mail : zhangrb@tju.edu.cn