

受激旋转喇曼散射效应对强紫外激光聚焦特性的影响*

陈剑华¹, 张彬¹, 李恪宇², 王成程²

(1 四川大学 电子信息学院, 成都 610064)

(2 中国工程物理研究院 激光聚变研究中心, 绵阳 621900)

摘 要:采用 Maxwell-Bloch-Langevin 方程,建立了强紫外激光在空气传输中的瞬态受激旋转喇曼散射(SRRS)效应模型;利用相位均方根(RMS)梯度描述的随机相位屏表示低频相位畸变,用扰动幅度表征的随机相位屏描述中、高频相位畸变,建立了相位畸变模型.讨论了强紫外激光在空气长程传输中所产生的受激旋转喇曼散射(SRRS)效应对其聚焦光斑形态的变化,定量分析了焦斑半径随入射强紫外激光的空间相位畸变及传输距离的变化.研究表明:当传输距离超过阈值条件时,焦斑半径随传输距离的增大而明显增大,且相位畸变越大,焦斑半径也越大.

关键词:受激旋转喇曼散射(SRRS);强紫外激光;均方根(RMS)梯度;相位畸变;焦斑

中图分类号: O437.1

文献标识码: A

文章编号: 1004-4213(2007)09-1628-4

0 引言

在激光惯性约束核聚变(ICF)研究中,为了实现聚变点火,对焦斑尺寸及其功率密度分布提出了严格的要求.在给定的聚焦系统中,近场光束的光束质量直接决定了远场焦斑的尺寸和形态.通常,非线性频率转换器输出的强紫外激光需要在空气中传输长距离后才能到达靶场.然而,在长程传输过程中,会产生受激旋转喇曼散射(SRRS)效应,它不仅会造成抽运光能量的减小,还将使激光光束质量明显变差^[1-4],从而对聚焦光斑形态造成明显影响.本文采用 Maxwell-Bloch-Langevin 方程组来描述强紫外激光在空气长程传输中的瞬态 SRRS 效应,通过大量的数值仿真,详细研究了强紫外激光在空气长程传输过程中产生的 SRRS 效应对其聚焦特性的影响,讨论了不同的低频和中、高频相位畸变对焦斑形态的影响.

1 计算模型

1.1 瞬态 SRRS 模型

采用 Maxwell-Bloch-Langevin 方程来描述强紫外激光在空气中长程传输时的 SRRS 效应^[1],即

$$[\nabla_{\perp}^2 + \partial E_p(x, y, z, t) / \partial z] = -ik_3 Q_{SRS}(x, y, z, t) E_s(x, y, z, t) \quad (1)$$

$$[\nabla_{\perp}^2 + \partial E_s(x, y, z, t) / \partial z] = -ik_2 Q_{SRS}^*(x, y, z, t) E_p(x, y, z, t) \quad (2)$$

$$\partial Q_{SRS}^*(x, y, z, t) / \partial t = -\Gamma Q_{SRS}^*(x, y, z, t) + ik_1 E_p^*(x, y, z, t) E_s(x, y, z, t) + F^* \quad (3)$$

$$\langle Q_{SRS}^*(x, y, z, t) Q_{SRS}(x', y', z', t') \rangle = (1/nA) \delta(\Delta x, \Delta y, \Delta z, \Delta t) \quad (4)$$

$$\langle F^*(x, y, z, t) F(x', y', z', t') \rangle = (2\Gamma/nA) \delta(\Delta x, \Delta y, \Delta z, \Delta t) \quad (5)$$

式中, E_p 和 E_s 分别为抽运光和斯托克斯光的复振幅; ∇_{\perp}^2 为拉普拉斯算符,表示激光的衍射效应; Q_{SRS} 表示介质极化; k_1, k_2, k_3 为耦合系数, $k_1 = (\Gamma cg / 4\pi n h \omega_s)^{1/2}$, $k_2 = k_3 = (n h \omega_s / c) k_1$, g 为稳态增益系数, Γ 为喇曼线宽, ω_s 为斯托克斯光的圆频率, n 是喇曼“激活”原子数密度, c 为空气中的光速, h 为普朗克常量.

式(1)~(3)分别描述了抽运光的衰减、斯托克斯光的放大以及介质的非线性极化.式(4)和(5)则表示噪音源 Q 和 F 在时间和空间上的自相关. Q 分布值和 Langevin 项 F 是复高斯型随机噪音源,其概率密度函数为

$$\text{Prob}(Q_0(x, 0)) = \exp(-|Q_0(x, y)|^2 / \sigma_Q^2) / (\pi \sigma_Q^2) \quad (6)$$

$$\text{Prob}(F(x, \tau)) = \exp(-|F(x, \tau)|^2 / \sigma_F^2) / (\pi \sigma_F^2) \quad (7)$$

式中, $\sigma_Q^2 = 1/(nA \delta x)$, $\sigma_F^2 = 2\Gamma/(nA \delta x \delta t)$, A 为激光束的横截面积.

采用有限差分法对方程组(1)~(5)进行数值求解,具体步骤为:1)将激光束在传输距离沿纵向分成许多薄片 Δz ;2)对每一薄片,将抽运场在横向 x 方向和时间 t 上离散化;3)用计算机产生初始的 Q 分布值和 Langevin 项 F ;4)利用有限差分法求解方程组.

* 国家 863 高技术研究发展计划资助

Tel: 028-85405363 Email: jamhuachen@sina.com

收稿日期: 2006-04-18

1.2 相位畸变模型

计算中同时考虑低频和中、高频相位畸变,相应的相位畸变可表示为

$$\varphi(x, y) = \varphi_l(x, y) + \varphi_h(x, y) \quad (8)$$

式中, $\varphi_l(x, y)$ 为低频扰动, $\varphi_h(x, y)$ 为中、高频相位噪音.

低频扰动可以用随机高斯相位屏来描述^[5-6]

$$\varphi_l(x, y) = \text{Random}(-1, 1) * \exp \left\{ - \left[\left(\frac{x}{S_{-gx}} \right)^2 + \left(\frac{y}{S_{-gy}} \right)^2 \right] \right\} \quad (9)$$

式中, $\text{Random}(-1, 1)$ 表示从 -1 到 1 的均匀分布的二维随机数, * 表示卷积, S_{-gx} 和 S_{-gy} 分别表示 x 方向和 y 方向决定相位畸变空间起伏的参量. 采用适当比例因子对随机相位屏进行缩放,可以得到不同均方根梯度的相位屏分布.

中、高频相位畸变可以用随机相位扰动来表示

$$\varphi_h(x, y) = \sigma \text{Random}(-1, 1) \quad (10)$$

式中, σ 为随机相位扰动的幅度. 通过选取不同的 σ 值,可以获得不同幅度的随机相位扰动.

2 计算结果与分析

计算中,假设抽运光脉冲在空间为 20 阶的超高频光束,时间为高斯分布. 有关计算参量为^[1-2]: 稳态增益系数 g 为 $6.76 \times 10^{-12} \text{ cm/W}$, 初始的斯托克斯光强度为 0.02 W/cm^2 , 抽运光强度为 $2.2 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$, 喇曼激活“原子”数密度 n 为 $2.234 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, 喇曼线宽 Γ 为 $7.52 \times 10^9 \text{ s}$, 抽运光的波长为 $3.511 \times 10^{-5} \text{ cm}$, 斯托克斯光的波长为 $3.5204 \times 10^{-5} \text{ cm}$, 抽运光脉冲半宽度为 $2.5 \times 10^{-10} \text{ s}$, 聚焦透镜焦距 $F=200 \text{ cm}$. 本文中的焦斑半径是以焦斑 95% 的包围能量来确定的^[5].

图 1 给出了在传输距离 $z=0$ (非线性频率转换器输出面) 处,焦斑半径随相位畸变的变化曲线.

从图 1(a) 中可以看出,随着低频相位扰动的增大,焦斑半径几乎呈线性增加的. 分析图 1(b) 可

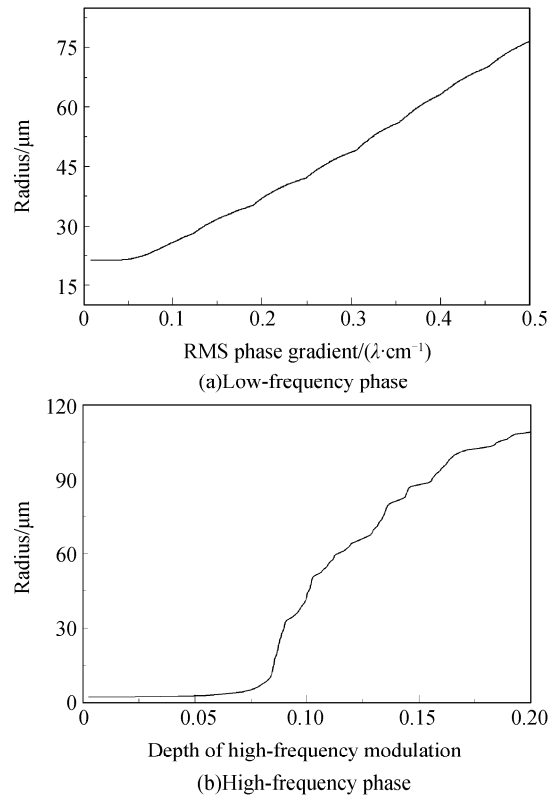


图 1 焦斑半径随相位畸变的变化
Fig. 1 Variation of focal spot radius with the different RMS phase gradient and high-frequency phase

知,随着高频扰动幅度的增大,焦斑半径相应增大,且当扰动幅度增加到一定程度后,焦斑半径几乎呈指数增长.

图 2 和图 3 分别给出了强紫外激光在空气中传输 15 m 和 30 m 后的焦斑光强分布, (a) 未考虑空间相位畸变 ($\nabla \phi_{\text{rms}} = 0 \lambda/\text{cm}, \sigma = 0$); (b) 引入低频相位畸变 ($\nabla \phi_{\text{rms}} = 0.25 \lambda/\text{cm}, \sigma = 0$); (c) 引入高频相位畸变 ($\nabla \phi_{\text{rms}} = 0 \lambda/\text{cm}, \sigma = 0.25$). 在本文计算中,未引入相位畸变时 SRRS 效应阈值 (定义为 1% 的斯托克斯光转换效率^[4]) 距离约为 15 m.

比较图 2(a) 和图 2(b) 可知,在引入低频相位扰动后,聚焦光斑的主瓣明显变大,而旁瓣的变化则不太明显;比较图 2(a) 和图 2(c) 可以看出,引入高频相位噪音后,焦斑的旁瓣明显变大,而主瓣几乎没有

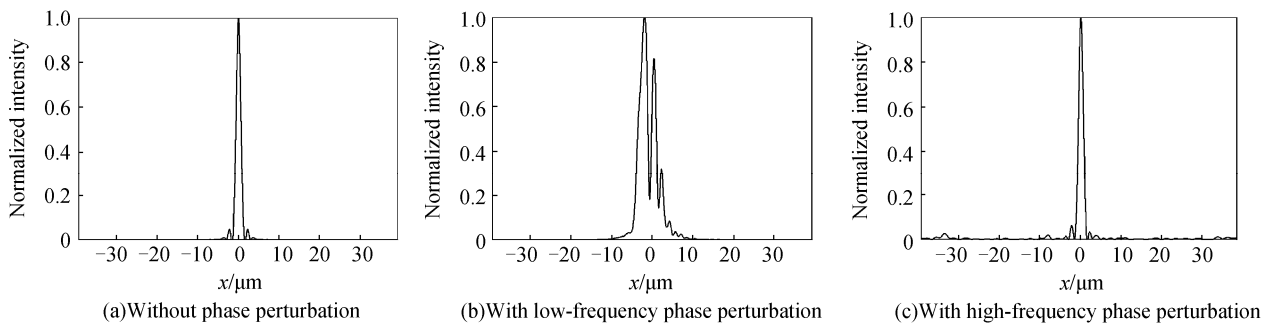


图 2 空气中传输 15 m 后的焦斑光强分布
Fig. 2 Normalized intensity distributions of the focal spot for the propagation distance of $z=15 \text{ m}$ in air

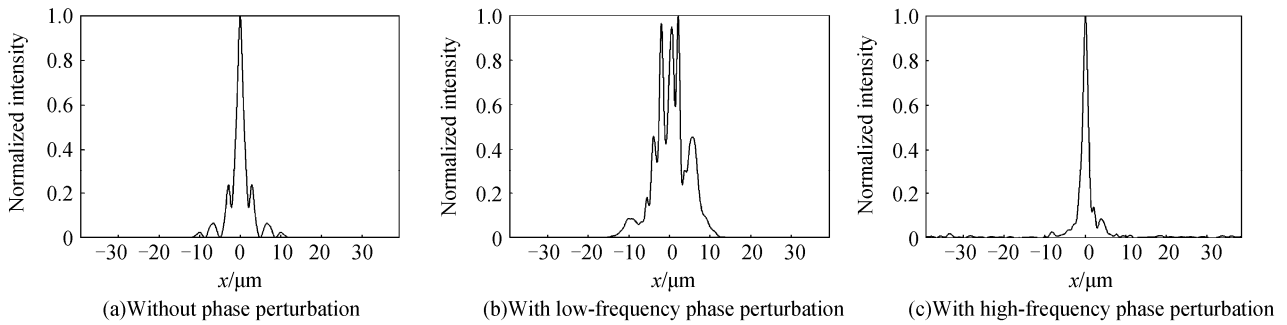


图3 空气中传输 30 m 后的焦斑光强分布

Fig. 3 Normalized intensity distributions of the focal spot for the propagation distance of $z=30$ m in air

变化. 由此可见,强紫外激光的相位畸变对其焦斑形态的影响比较明显,低频相位扰动主要影响焦斑的主瓣大小,而高频相位噪音则对焦斑旁瓣的影响较大^[7].

比较图 2(a)和图 3(a)可以看出,即使对于强紫外激光不存在相位畸变的理想情况下,当超过阈值条件后,随着传输距离的增大,焦斑形态明显变化,焦斑尺寸明显增大. 进一步比较图 2 和图 3 可知,对于具有相位畸变的强紫外激光来说,当超过阈值条件后,随着传输距离的增大,焦斑形态和焦斑尺寸均有所变化. 具体来说,对于仅有低频相位扰动的情况,随着传输距离的增大,焦斑尺寸明显增大,且焦斑空间分布明显变差(比较图 2(b)和图 3(b)). 然而,对于仅有高频相位噪音的强紫外激光来说,其焦斑形态和焦斑尺寸的变化与不存在相位畸变的理想情况相比还要小(比较图 2(c)和图 3(c)以及图 3(a)和图 3(c)),说明入射强紫外激光的高频相位噪音对于由 SRRS 效应引起的焦斑形态和焦斑尺寸的变化具有一定的抑制作用. 这主要是由于高频相位噪音对激光束空间相干性的影响较低频位扰动变更为明显,而激光束空间相干性的降低会对 SRRS 效

应产生一定的抑制作用^[8]的缘故.

图 4 给出了在不同相位畸变情况下,焦斑半径随传输距离的变化. 从图 4 可以看出,当传输距离在阈值传输距离以内时,焦斑半径几乎不随传输距离而变,然而,当传输距离超过阈值传输距离时,随着传输距离的增加,焦斑半径明显增大. 比较图 4(a)、(c)以及图 4(b)、(c)可知,在传输距离超过阈值传输距离后,同时引入低频相位扰动和高频噪音下的激光聚焦焦斑半径变化更快. 此外,进一步分析图 4 可以看出,在不同相位畸变情况下,焦斑半径明显增大时所对应的传输距离有所不同. 具体来说,随着低频相位扰动的增大,焦斑半径明显增大的传输距离明显减小. 然而,随着高频相位噪音的增大,焦斑半径明显增大的传输距离则变化不大. 其主要原因在于高频相位噪音对激光束空间相干性的影响较低频位扰动变更为明显. 当激光束的高频相位噪音幅度增大时,其空间相干性将明显变差,从而对强紫外激光在空气中长程传输时的 SRRS 效应产生一定的抑制作用^[8],因此,与低频相位扰动情况相比,高频相位噪音幅度增大时焦斑明显变化所对应的传输距离变化则不太明显.

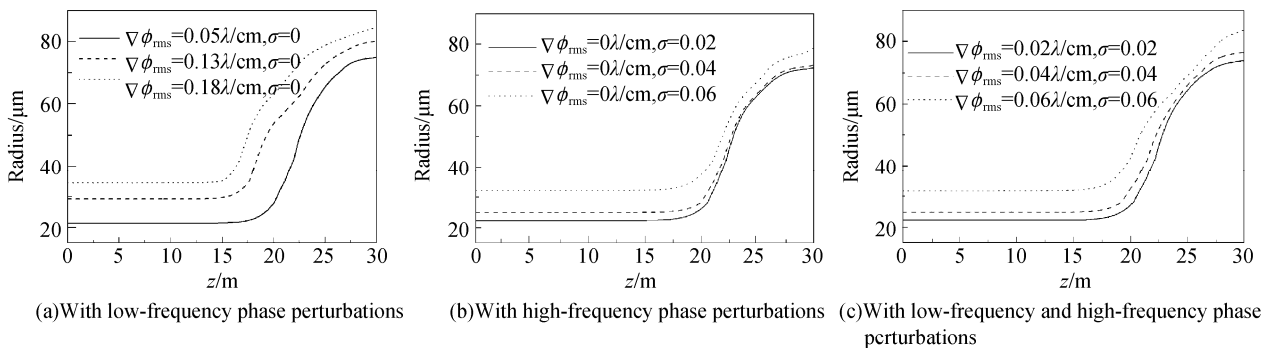


图4 不同相位畸变下焦斑半径随传输距离的变化

Fig. 4 Variation of focal spot radius at different distance

3 结论

研究了强紫外激光的时空分布、介质的非线性极化、抽运光的衰减和斯托克斯光的非线性放大等因素的影响,对引入低频和中高频相位畸变前后强

紫外激光在空气中长程传输后的聚焦特性进行仿真. 研究表明:低频相位扰动影响焦斑的主瓣,而高频相位噪音则对焦斑的旁瓣影响明显;当传输距离在阈值传输距离以内时,焦斑半径几乎不随传输距离而变,然而,当传输距离超过阈值传输距离时,随

着传输距离的增加,焦斑半径明显增大.此外,入射强紫外激光的高频相位噪声对于由 SRRS 效应引起的焦斑形态和焦斑尺寸的变化具有一定的抑制作用.

参考文献

- [1] LIN Y, KESSLER T J, ARMSTRONG J J. Laser system power balance effects from stimulated rotational Raman scattering in air[C]. *SPIE*, 1992, **1870**:14-25.
- [2] LI Ting-hong, ZHANG Bin, CAI Bang-wei, et al. Stimulated rotational Raman scattering of high-power ultraviolet laser beams in long air path[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2003, **15**(10):937-939.
李廷红,张彬,蔡邦维,等.强紫外激光在空气中长程传输受激旋转喇曼散射效应[J]. *强激光与粒子束*, 2003, **15**(10):937-939.
- [3] LUO Li, LI Ting-hong, ZHANG Bin. Effect of phase perturbation on high power ultraviolet laser beams in long air path[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2005, **17**(1):59-62.
罗莉,李廷红,张彬.相位畸变对强紫外激光在空气中长程传输的影响[J]. *强激光与粒子束*, 2005, **17**(1):59-62.
- [4] ROKNI M, FLUSBERG A. Stimulated rotational raman scattering in the atmosphere[J]. *IEEE J Quantum Electron*, 1986, **QE-22**(7):1102-1108.
- [5] SU Jing-qin, WEI Xiao-feng, MA Chi, et al. Simulation on the model of low frequency distorted wavefront of laser beam[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2000, **12**(s1):163-166.
粟敬钦,魏晓峰,马驰,等.激光束低频畸变波前模型的计算模拟[J]. *强激光与粒子束*, 2000, **12**(s1):163-166.
- [6] LAWSON J K, AUERBACH J M, ENGLISH R E, et al. NIF optical specifications-the importance of the RMS gradient[C]. *SPIE*, 1999, **3932**:336-342.
- [7] WADE H W, JEROME M A, et al. Modeling characterization of the national ignition facility focal spot[C]. *SPIE*, 1998, **3264**:93-104.
- [8] SKELDON M D, BAHR R. Stimulated rotational Raman scattering in air with a high-power broadband laser[J]. *Opt Lett*, 1991, **16**(6):366-368.

Effect of Stimulated Rotation Raman Scattering on Focal Characters of High-Power Ultraviolet Laser

CHEN Jian-hua¹, ZHANG Bin¹, LI Ke-yu², WANG Cheng-cheng²

(1 College of Electronic Information, Sichuan University, Chengdu 610064, China)

(2 Research Center of Laser Fusion, CAEP, P. O. Box 919-988, Mianyang 621900, China)

Received date: 2006-04-18

Abstract: Based on the Maxwell-Bloch-Langevin equation, the model of transient stimulated rotation Raman scattering (SRRS) for high-power ultraviolet laser beams passing through long air paths was built up. The model of the phase perturbation was also given, where the RMS Gradient and random phase perturbation were introduced to describe the low and the high frequency phase noise, respectively. The SRRS effect on the shape of focal spot has been discussed. The variation of focal spot size with the spatial phase perturbation and propagation distance has been analyzed quantitatively. The results indicate that the radius of focal spot increases with the propagation distance if once the threshold condition fulfilled. Moreover, the radius of focal spot increases with the spatial phase perturbation of the high-power ultraviolet laser.

Key words: Stimulated rotation Raman scattering (SRRS); High-power ultraviolet laser beams; Root-mean-squared (RMS) gradient; Phase perturbation; Focal spot



CHEN Jian-hua was born in Chongqing in 1982. He received B. S. degree from Sichuan university, Chengdu, China, in 2004. He is now a graduate student in College of Electronic Information of Sichuan University. His research field includes laser physics and laser technology.