

文章编号: 0253-2239(2005)01-88-5

利用受激布里渊散射实现在轨运动目标 激光跟踪瞄准研究*

鞠有伦 陈德应 于 欣 王月珠 王 骥

(哈尔滨工业大学光电子技术研究所可调谐激光技术国家级重点实验室, 哈尔滨 150001)

摘要: 利用受激布里渊散射相位共轭技术, 补偿激光大气传输过程中由于大气湍流等因素所造成的激光波前畸变, 并且引入速度补偿镜方法, 对模拟运动目标进行激光跟踪瞄准。利用高斯光束的无限腔长相位共轭腔理论分析了这种跟瞄方法的可行性。在室外 1.27 km 距离, 进行了在轨运动目标跟踪瞄准的原理性实验研究, 实验结果表明, 利用受激布里渊散射相位共轭技术和速度补偿镜方法, 可以实现对在轨运动目标的跟踪瞄准, 并且通过此方法, 可以把激光能量能较好地集中于目标上一个很小的区域内。到达目标的最大共轭光能量为 24.0 mJ。

关键词: 非线性光学; 相位共轭; 受激布里渊散射; 速度补偿镜

中图分类号: TN012 文献标识码: A

Investigation of Laser Tracking and Pointing at Moving Target in Track with Stimulated Brillouin Scattering

Ju Youlun Chen Deying Yu Xin Wang Yuezhu Wang Qi

(National Key Laboratory of Tunable Laser Technology, Institute of Opto-Electronics,

Harbin Institute of Technology, Harbin 150001)

Abstract: The wave-front aberration produced by atmosphere disturbing can be compensated with stimulated Brillouin scattering (SBS) phase conjugate technology. And with velocity compensated mirror, laser tracking and pointing at moving target in orbit is realized. The possibility of this method is proved by Gauss beam phase conjugating resonator theory. The principle experiment about laser tracking and pointing at moving target in orbit outdoor 1.27 km away is carried out. Moving target in track can be tracked and pointed by SBS phase conjugate technology, and energy of the laser can be concentrated to the target within a small area. The largest energy arriving target is up to 24.0 mJ.

Key words: nonlinear optics; phase conjugate; stimulated Brillouin scattering (SBS); velocity compensated mirror

1 引 言

在利用激光来实现对运动目标的跟踪瞄准过程中, 必然会受到目标运动特性的限制以及各种大气条件(湍流、热晕等因素)的影响, 导致激光能量损耗, 光束漂移, 激光波前发生畸变等, 使得激光能量不能会聚于目标上, 而是发散为一片, 限制了激光的应用效果^[1]。为了解决这些问题, 使激光能量可以有效地集中于目标上而不脱靶, 光学相位共轭技术是一种较好的解决方案, 用来实现光学相位共轭的方法主要有自适应光学和非线性光学效应等^[2,3], 后者因其结构简

单、响应快、灵敏度高和全视场补偿等优点而受到越来越多的重视^[4]。在利用受激布里渊散射技术产生相位共轭光的方案中, 受激布里渊散射产生的相位共轭光的特点就是沿信标光的原路返回到目标上, 并补偿激光的波前畸变^[5]。但对于在轨运动目标, 如果相位共轭光仍然按原光路返回, 由于目标的运动, 相位共轭光照射到目标上的位置将发生移动。如果相位共轭光长时间地照射目标, 相位共轭光不是集中地照射在一点上, 时间再长, 相位共轭光就会脱离目标。为了解决这一问题, 必须使相位共轭光相对于信标光

* 国家自然科学基金(60378044)资助课题。

作者简介: 鞠有伦(1967~), 四川人, 副研究员, 主要从事非线性光学方面研究。E-mail: juy1@hit.edu.cn。

收稿日期: 2003-09-22; 收到修改稿日期: 2004-04-27

有一个补偿角,以使相位共轭光跟上目标上的目标点。相位共轭光与信标光的夹角必须小于大气的等晕角,以使相位共轭光在大气中的传输过程中可以补偿波前畸变。本文是利用受激布里渊散射(SBS)非线性光学相位共轭技术,补偿大气给激光波前带来的畸变,采用速度补偿镜方法,实现对室外1.27 km处在轨运动目标的跟踪瞄准。

2 实验装置

实验原理如图1所示,系统采用YAG激光器,工作波长为1064 nm。发射激光由一级振荡级和两级放大级组成,采用被动调Q,其中还包括一个扩束望远镜。实验的外场距离为1270 m。实验采用反射镜模拟运动目标。T1、T2为200 mm口径的望远镜系统。由激光器产生系统的探测光e1,经过偏振片P1、 $\lambda/4$ 波片QWP1,由反射镜M1反射,经过T1扩束,由反射镜M2向目标发射探测光。探测光照射目标产生反射光,形成系统的信标光e2。由于目标距离激光发射系统很远,且目标大小相对于激光传输距离可认为是一个小量,这样可近似认为目标所产生的信标光为点光源。信标光后向传输,经过大气畸变,由反射镜M2接收,经过T1、M1、QWP1入射到偏振片P1,由于由

e1形成的信标光e2两次通过QWP1,其偏振方向旋转 180° ,由P1反射,经过 $\lambda/2$ 波片HWP,由偏振片P2反射,经过QWP2进入受激布里渊散射系统。同时在受激布里渊散射系统前加入放大级(由两个放大级组成),用来对信标光的放大,以达到受激布里渊散射阈值。受激布里渊散射系统产生信标光的后向相位共轭光e3,反向经 $\lambda/2$ 波片QWP2,由于由e2形成的受激布里渊散射相位共轭光e3两次通过 $\lambda/2$ 波片QWP2,偏振方向旋转 180° ,由P2透射,经过M3、T2,由速度补偿镜M4,把e3反射向运动后的目标(D2处)。由于目标是运动的,当由目标产生的信标光,经过受激布里渊散射相位共轭系统产生的受激布里渊散射共轭光再次到达目标时,目标也移动了一定的距离,所以受激布里渊散射相位共轭光e3与信标光e2方向应该有一个夹角 θ (由速度补偿镜M4调节)。如果这个夹角小于大气的等晕角,由相位共轭的理论可知,再次返回目标(D2处)的受激布里渊散射相位共轭光可以补偿由信标光e2携带的大气畸变。由于目标是在轨运动的,可以预先知道其运动轨迹,根据运动轨迹就可以预先设置速度补偿镜的补偿角,其大小可由下面的公式求得。从而完成对运动目标的跟踪瞄准,并补偿大气对激光传输带来的波前畸变。

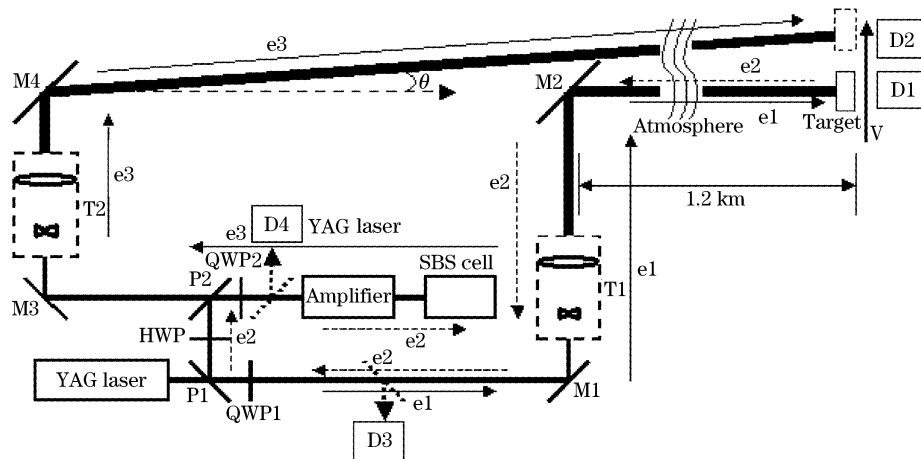


图1 激光跟踪瞄准在轨运动目标实验光路。QWP1,QWP2: $\lambda/4$ 波片,HWP: $\lambda/2$ 波片,M1, M2, M3, M4: 全反射镜, T1, T2: 望远镜,P1, P2: 偏振片,D1, D2, D3, D4: 系统实验数据测量位置,e1: 探测光,e2: 信标光,e3: 受激布里渊散射相位共轭光

Fig.1 Experimental setup of laser tracking and pointing system. QWP1,QWP2 is quarter wave plate, HWP is half wave plate, M1, M2, M3, M4 is reflector, T1, T2 is telescope, P1, P2 is polarization plate, D1, D2, D3, D4 is symbolize detecting place, e1 is detection beam, e2 is beacon beam, e3 is SBS phase conjugate beam

3 理论分析

一般情况下,把出射的激光看成是具有高斯模式的激光束,当高斯光束经过长距离的大气传输到

达目标时,目标产生反射,反射的激光再次通过大气,返回到受激布里渊散射相位共轭镜。考虑到目标是运动的,引入速度补偿镜,其补偿角要小于大气

的等晕角(根据目标的运动轨迹预先计算所得 $\theta = 2V/C$, V 为运动目标垂直于光路的运动速度, C 为光速;对于在轨运动目标,如大气层外的卫星,其运动轨迹是已知的),通过速度补偿镜,把激光照向目标。这样周而复始,形成一个激光的闭合回路。由于受激布里渊散射产生的是相位共轭光,补偿了激光在大气传输过程中产生的波前畸变,同时又实现了对目标的跟踪瞄准。基于这种工作模式,可以利用高斯光束的相位共轭腔理论来推导本实验的工作过程^[6]。根据高斯光束的相位共轭腔理论,当一束高斯光束在介质中传播时,

$$q_2(z) = [Aq_1(z) + B]/[Cq_1(z) + D], \quad (1)$$

$$\text{其中} \quad \frac{1}{q(z)} = \frac{1}{\rho(z)} - i \frac{\lambda}{\pi \omega^2(z)}, \quad (2)$$

式中 A, B, C, D 为光学系统对傍轴光线的变换矩阵元, q_1, q_2 分别为 $z = z_1, z_2$ 处的 q 值,由于相位共轭镜存在复共轭的特点,有如下关系:

$$\frac{1}{q_2} = -\frac{1}{q_1^*} = -\frac{1}{\rho} - i \frac{\lambda_0}{\pi \omega^2}, \quad (3)$$

其中 ω 为光束的光斑半径, ρ 为等相位面的曲率半径。相位共轭镜(PCM)的变换矩阵为

$$\mathbf{M}_{\text{PCM}} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2/\rho & 1 \end{bmatrix}. \quad (4)$$

光斑直径在经过受激布里渊散射的相位共轭镜反射后,由于受激布里渊散射阈值的限制,反射光斑直径相对于入射光斑有一定缩小,此时散射光的复参量与入射光的复参量之间有如下关系:

$$\rho_2 = -\rho_1 = \rho, \quad (5)$$

$$\omega_2 = \beta \omega_1 \quad (6)$$

式中的 β 正是描写了这种直径缩小的程度。它与入射光强度及介质的增益特性有关,是一个大于零而小于 1 的正数。当忽略后向散射光的频移时,可写出受激布里渊散射后向散射的光束参量关系:

$$\frac{1}{q_2} = \frac{1}{\rho_2} - i \frac{\lambda}{\pi \omega_2^2} = -\frac{1}{\rho_1} - i \frac{\lambda}{\pi \beta^2 \omega_1^2}, \quad (7)$$

由此式可写出有光斑缩小时的相位共轭镜变换矩阵,即实际受激布里渊散射—相位共轭镜的变换矩阵。

当相位共轭镜是由背向受激布里渊散射构成且反射光斑有缩小时,由(4)式得到在相位共轭镜腔内往返一周的变换矩阵为

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} A_r & B_r \\ C_r & D_r \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{\rho} - i \frac{\lambda}{\pi} \left(\frac{1-\beta^2}{\beta^2 \omega_1^2} \right) & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_r + B_r C_s & B_r \\ C_r + D_r C_s & D_r \end{bmatrix}, \quad (8)$$

式中

$$C_s = -\frac{2}{\rho} - i \frac{\lambda}{\pi} \left(\frac{1-\beta^2}{\beta^2 \omega_1^2} \right),$$

要满足激光在谐振腔内振荡要求,光场在腔内往返一周必须自洽,光束参量 q 在往返一周后重现,即

$$\frac{1}{q} = \frac{C+D/q}{A+B/q}. \quad (9)$$

由于相位共轭光具有光束传输时间反演的特点,可以认为受激布里渊散射—相位共轭镜谐振腔由大气介质、目标反射镜和受激布里渊散射相位共轭镜所组成,把腔内的波前畸变看作是能够补偿的扰动,则激光在腔内的传输矩阵可以写作

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \mathbf{T}_{\text{PCM}}, \quad (10)$$

式中的 L 为共轭腔的腔长(如图 2),则

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} 1+2LC_s & 2L \\ C_s & 1 \end{bmatrix}, \quad (11)$$

将(3)式、(11)式代入(9)式中展开,并按虚部、实部各自相等,可求得

$$\rho = 2L, \quad \omega^2 = 2L\lambda/(\pi\beta). \quad (12)$$

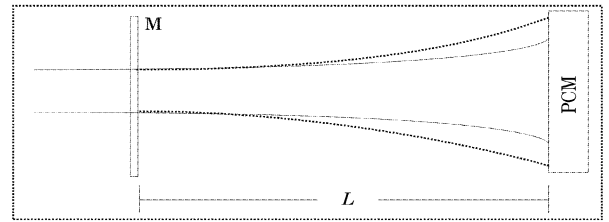


图 2 相位共轭谐振腔的光束结构

Fig. 2 Beam structure in phase conjugation

光束依次先入射到相位共轭镜,再从相位共轭镜反射,经过腔空间到目标,再由目标反射后回到相位共轭镜前。因此(12)式中的 ω 对应于入射到相位共轭镜的光斑尺寸,记作 $\omega_{i,\text{PCM}}$,从而求得

$$\omega_{i,\text{PCM}}^2 = 2\lambda L/(\pi\beta). \quad (13)$$

同样求得入射到相位共轭镜的光束等相面曲率半径为

$$\rho_{i,\text{PCM}} = 2L. \quad (14)$$

入射到目标及从目标反射的光束参量如下:

$$\begin{cases} \omega_{i,\text{RM}}^2 = \omega_{r,\text{RM}}^2 = \lambda(1+\beta^2)L/(2\pi\beta), \\ \rho_{i,\text{RM}} = (1+\beta^2)L/(1-\beta^2), \\ \rho_{r,\text{RM}} = (1+\beta^2)L/(1-\beta^2), \end{cases} \quad (15)$$

根据上式,计算了在不同的 β 下,所得到的目标上(把目标看作是一个反射镜)的光斑尺寸随即光传输距离的变化关系。选择系统的工作波长为 1064 nm,得到如图 3 所示的结果。对于不同的 β ,其规律不同,但都

随激光传输距离的增加而加大。 β 越小,即受激布里渊散射效应对光斑的压缩越大,其目标上的光斑大小随传输距离的增加趋势更为明显。 β 越大,即受激布里渊散射效应对光斑的压缩越小,其目标上的光斑大小随传输距离的增加趋势减缓。

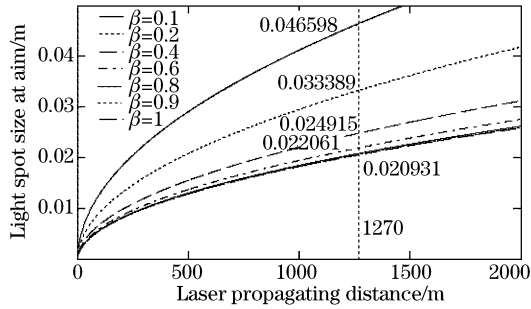


图 3 目标上的光斑大小与传输距离的关系

Fig. 3 Size of light at aim vs laser propagating distance

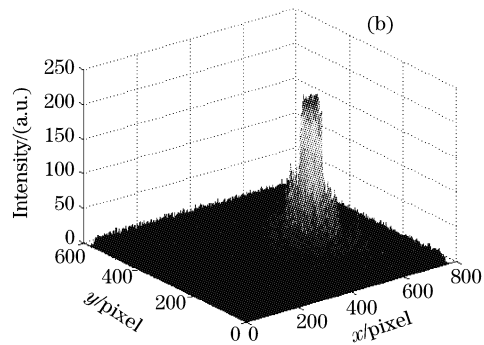
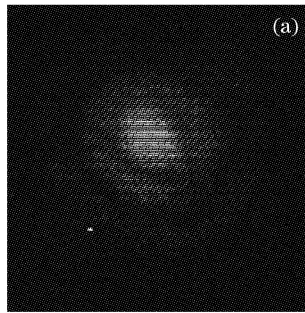


图 4 1.27 km 处运动目标上信标光光斑(a)及其光强分布(b)

Fig. 4 Beacon light spot (a) and energy distribution (b) on moving target at distance 1.27 km

图 5 是由 CCD 快速记录到达目标的共轭光光斑(D2 处,目标运动),其共轭光光斑大小在 2 cm 左右。由图中可以看出共轭光斑小于信标光斑,系统补偿了形状不规则的信标光斑的畸变,从光强分布图的颜色变化,可以看出光强度分布均匀,且变化迅速,空间截面上的能量密度得到提高,光束质量提

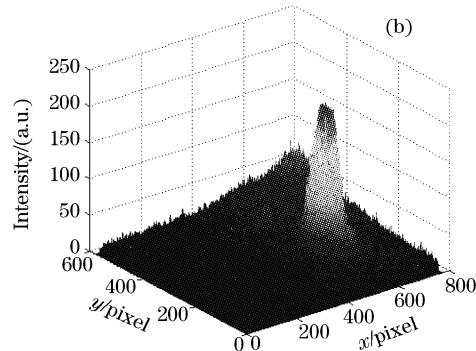
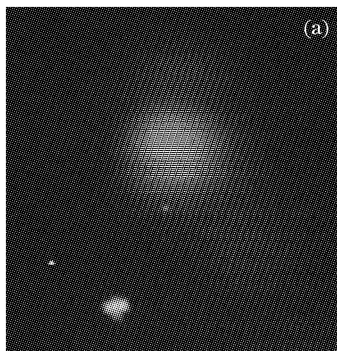


图 5 1.27 km 处运动目标上共轭光光斑(a)及其光强分布(b)

Fig. 5 Phase conjugated light spot (a) and energy distribution (b) on moving target at distance 1.27 km

从图 3 中,也同时计算了,当传输距离为 1.27 km 时,目标上的光斑大小在不同的 β 取值下,为 0.02~0.04 m。其理论计算值与激光外场试验的测量值相符。

4 实验结果与分析

图 4 是由 CCD 快速记录到达目标的信标光光斑(D1 处)。所记录的光斑为一个脉冲的光场分布。由图中可以看出,当探测光经过 1.27 km 远的室外大气传输到达目标时,由于大气湍流的作用,信标光出现一些分布不均匀的光场分布。信标光斑为中心最亮的衍射环,中心亮斑形状不圆。这是由于在发射系统前加小孔光阑而形成的衍射。信标光强分布近似中心最强的高斯分布,但周围有小尖峰,变化不均匀。

高。共轭光能量更加集中,较好的补偿了大气湍流所带来的波前畸变。

在实验中,当第一次照射目标的探测光能量为 49 mJ 时,当传输 1.27 km 后,到达目标的信标光能量最大为 42.18 mJ,由于大气扰动的影响,使得实验记录的激光能量很不稳定(由于接收孔径的限

制),大气单程损耗14.29%,由模拟目标返回到受激布里渊散射共轭系统前的信标光能量最大值为11.76 mJ,大气双程损耗为75.51%。由此可以看出,损失的大部分能量是由模拟目标反射镜、接收望远镜系统、全反镜造成的。在实验中得到,当系统第一次照射目标的探测光能量为38.4 mJ时,获得的受激布里渊散射共轭系统发射前的共轭光能量达到最大——98.67 mJ(由目标返回到受激布里渊散射共轭系统的信标光,经过激光放大级放大,由受激布里渊散射产生信标光的相位共轭光,返回放大级,再次经过放大,得到发射的共轭光),相位共轭光经过速度补偿镜,1.27 km的大气,到达目标 D 的相位共轭光能量最大值为24.0 mJ。

5 结 论

在利用激光对目标进行跟踪瞄准的过程中,大气扰动使激光波前发生畸变,使激光发生发散和漂移等现象,导致目标上的瞄准点不确定,甚至脱靶。利用受激布里渊散射效应实现的相位共轭技术可以补偿这种畸变,使激光会聚到远处的目标上。但针对在轨运动目标,通过设置共轭光补偿角的方法,可以有效地对在轨运动目标进行跟踪瞄准。实验结果证

明了利用受激布里渊散射实现激光对运动目标跟踪瞄准的有效性,验证了本次实验方案的可行性。

参 考 文 献

- 1 Gong Zhiben. Some research progress on high-energy laser propagation in atmosphere[J]. *Chin. J. Quant. Electron.*, 1998, **12**(2): 114~133 (in Chinese)
龚知本. 激光大气传输研究若干问题进展[J]. *量子电子学报*, 1998, **12**(2): 114~133
- 2 Wang Yingjian, Wu Yi, Gong Zhiben. Adaptive optics phase compensation for nonlinear thermal blooming[J]. *Acta Optica Sinica*, 1995, **15**(10): 1418~1422 (in Chinese)
王剑英,吴毅,龚知本. 非线性热晕效应自适应光学位相补偿[J]. *光学学报*, 1995, **15**(10): 1418~1422
- 3 Wang Yuezhu, Ju Youlun, Yao Baoquan. Laser propagation in atmosphere with stimulated Brillouin scattering[J]. *Acta Optica Sinica*, 2001, **21**(12): 1493~1497 (in Chinese)
王月珠,鞠有伦,姚宝权. 利用受激布里渊散射效应补偿激光大气传输过程中的畸变[J]. *光学学报*, 2001, **21**(12): 1493~1497
- 4 Rao Changhui, Jiang Wenhua, Ling Ning *et al.*. Temporal correction effectiveness of adaptive optical system for light wave atmospheric propagation[J]. *Acta Optica Sinica*, 2001, **21**(8): 933~938 (in Chinese)
饶长辉,姜文汉,凌宁等. 自适应光学系统对实际大气湍流波前的时域校正效果[J]. *光学学报*, 2001, **21**(8): 933~938
- 5 Hans Bruesselbach, D. Cris Jones, David A. Rockwell *et al.*. Real-time atmospheric compensation by stimulated Brillouin-scattering phase conjugation[J]. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1995, **12**(8): 1434~1447
- 6 Chen Jun, Long Ying. The spatial character of the SBS-phase conjugate lasers[J]. *Acta Optica Sinica*, 1993, **13**(11): 975~979 (in Chinese)
陈军,龙鹰. 带受激布里渊散射池的位相共轭激光器输出的空间特性[J]. *光学学报*, 1993, **13**(11): 975~979