

非线性光学效应在激光大气传输补偿中的应用

余辉¹ 杜晓军²

(¹空军长春飞行学院物理教研室, 长春 130022) (²哈尔滨工业大学光电子技术研究所, 哈尔滨 150001)

提要: 简要介绍了利用非线性光学效应实现激光大气传输补偿的基本过程, 分析了非线性光学效应在激光大气传输补偿中的应用现状及可能的发展趋势。最后还简要介绍了国内在这个方向上开展的工作和进展情况。

关键词: 非线性光学效应 相位共轭 激光大气传输

Application of nonlinear optical effect in the laser propagation in the atmosphere

She Hui¹ Du Xiaojun²

(¹Changchun Flying Academy of Air Force, Changchun 130022) (²Harbin Institute of Technology, Harbin 150001)

Abstract: This paper briefly introduces the fundamental process of realization of laser propagation in the atmosphere using nonlinear optical effect and analyzes current situation of the application of nonlinear optical effect in laser propagation in the atmosphere and its possible development trend. At last we briefly introduce works and development on this direction in our country.

Key words: nonlinear optical effect, phase-conjugate, laser propagation in the atmosphere

激光技术已成为现代高技术领域的重要组成部分, 在通信、雷达、测距、制导、激光核聚变以及激光武器等领域已显示巨大的应用潜力, 但在这些领域中不可避免的涉及到激光的传输问题, 特别是激光在大气中的传输, 由于受到各种大气效应(湍流、热晕等因素)的影响, 使激光能量损耗, 传输方向扭曲, 激光波前产生畸变导致传递信号失真, 这严重限制了激光在大气中的应用, 尤其在用强激光打击目标的军事应用中, 强激光不能会聚于目标上一点, 而是发散为一片, 使激光能量密度不能达到打击目标的目的。如何在目标上获得这样一个点信标并利用相位共轭技术将激光能量会聚于该点上成为激光在大气中传输的关键问题。

1 实现激光大气传输补偿的非线性光学效应

激光大气传输补偿实质是利用了光学相位共轭的原理, 目前主要有两个方法可以实现光学相位共轭过程, 它们是自适应光学技术^[1-2]和非线性光学效应^[3-6], 最近又有人提出利用液晶可以实现光学相位共轭过程^[7]。70年代自适应光学技术尚处于实验阶段, 进入80年代后它已迈入实用化阶段。一般的自适应光学系统较复杂, 且需要昂贵的电子设备或机械设备, 还存在一个响应时间(微秒量级)的问题。利用非线性光学效应实现激光大气传输补偿结构较简单, 可以对全视场实现相位共轭, 其响应时间是由组成非线性介质的原子或分子的响应时间决定, 而这个时间非常快(微微秒量级)。这种系统是全光学的, 而且是自动完成的, 因此更具有实用性。近年来倍受重视, 发展也较快, 相关的报道也较多。在产生相位共轭光的非线性光学效应中, 受激布里渊散射(SBS), 受激拉曼散

射(SRS), 三波混频、四波混频(FWM)^[8]及布里渊增强四波混频(BEFWM)效应^[11-14]研究相对较多。其中前四种效应的研究历史较长, 布里渊增强四波混频效应的研究直到1980年才见到首次报道。在这些非线性光学效应中, 除受激拉曼散射因其相位共轭光相对泵浦光频移太大和三波混频不实用以外, 其它三种都被人们尝试着用来补偿激光在大气传输中的波前畸变。用非线性光学效应补偿激光在大气传输过程中的波前畸变的方案是由Victor Wang在1977年首先提出的^[4], 它可以用示意图1来说明: 由系统的探测激光器

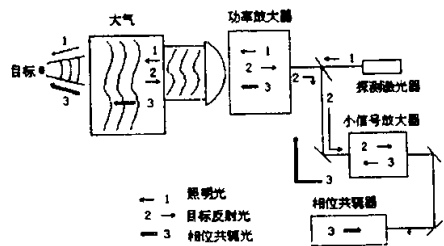


图1 利用非线性光学效应实现相位共轭补偿激光传输的原理

向目标发射一束探测光, 探测激光穿过大气到达目标, 并照亮目标, 探测激光被目标反射; 目标的反射光穿过大气又返回系统的接收/发射孔径。由于这束光在由目标到达系统的传输过程中, 大气湍流等因素使它的波前发生了畸变, 也就是说它带有由目标到系统间的大气畸变的信息, 因此这束光被称为信标光, 目标上的

* 1999年11月1日收稿
2000年4月1日收到修改稿

反射区域称为信标;系统对接收到的信标光进行放大和相位共轭,这一过程是由系统的放大器(功率放大器、小信号放大器和非线性相位共轭器完成的),最后产生的相位共轭光再由系统发射出去;由系统的接收/发射孔径发出的相位共轭光沿信标光在大气中的传输路径又返回目标上的信标处。在这一过程中,信标光由目标到系统间的传输过程中的波前畸变得到了补偿,到达目标上的相位共轭光是消除了这一波前畸变的光,它在目标上的强度、相位分布与目标处的信标光完全相同。

2 非线性光学效应在大气传输补偿中的应用现状

首次实现实时补偿大气湍流畸变的演示是 Lind 和 Dunning 在 1998 年完成的^[6],在他们初期的实验中,利用波长为 589nm 的激光器输出的连续波在钠蒸气的池中产生四波混频效应,激光在大气中共传输了 100m,在大气折射率结构常数达到 $2 \times 10^{-13} \text{m}^{-2/3}$ 的较强湍流的情况下,实验证明了相位共轭光很好地补偿了大气扰动给信标光带来的波前畸变。在后来的工作中,激光传输的距离达到 2km,且分别采用连续激光和脉冲激光的两种方式实现了在大气中的补偿传输。这个实验系统非常复杂,它包括四个激光器和两个放大级,并且在泵浦光和探测光的脉冲间需要一个严格根据目标距离而定的延时,这些对实际应用都是非常不方便的。

布里渊增强四波混频是从无阈值受激布里渊散射效应^[10]的研究发展而来的。这一非线性光学效应具有两个突出的优点:一是这一效应可以对极弱的信标光产生相位共轭光,目前已做的实验中,最小的信标光注入为 10^{-14}J ;二是具有极大的相位共轭反射率,目前实验中得到最大相位共轭反射率达到 10^7 。这两个优点使这一非线性光学效应近年来备受人们的关注。1989 年文献^[11]报导了利用布里渊增强四波混频进行了激光大气补偿传输实验。实验中由一个 YAG 激光器经一个 25cm 口径的发射望远镜向目标发射一束探测光,目标是一个 15cm 口径 80% 反射率的“猫眼”反射器,由目标反射回的信标光入射到作用池中,目标距系统 560m,布里渊增强四波混频所需的泵浦光也是由同一台 YAG 激光器产生的,为了使泵浦光脉冲与信标光脉冲在作用池中相遇,两个脉冲间的延时是通过使泵浦光在大气中与探测光传输了同样长的距离后再经二次放大,最后入射到作用池中而得到的。实验证实了激光大气补偿传输的有效性。实验中他们之所以采用如此的方法来获得脉冲延时,而不是象前边讲的

四波混频的实验中用到的以电控装置来产生延时,是因为布里渊增强四波混频效应要求泵浦光与信标光间有一个严格的频率关系,使激光器先后发射出这样有严格关系的两个脉冲是很难做到的,由此也可以看出,泵浦光与信标光两个脉冲间的延时及严格的频率关系是将布里渊增强四波混频效应应用于激光大气补偿传输的重大困难。

首次报导完全用受激布里渊散射来实现激光在大气中补偿传输的实验见于 1994 年的文献^[15]。在他们的工作中,先由系统向目标发射一束探测光,探测光源是一台倍频 YAG 激光器,为了使由目标反射回的信标光能被系统中的拉曼散射池放大,在出射前探测光先经一个拉曼散射过程而产生一个拉曼频移,探测光是以 0.1° 的发散角向 6km 以外的目标发射的,目标是一个 3cm 口径的“猫眼”反射器,由目标反射回的信标光已经很弱,入射到系统中的信标光(系统接收孔径为 10cm)被成像到两级拉曼放大池内,拉曼散射的泵浦光是由与探测光源共用的种子激光器注入的一台 YAG 倍频激光器提供的,信标光在两级拉曼池中的增益达到 $10^{8.5}$ (85dB),到达受激布里渊散射池前的信标光能量为 10mJ,受激布里渊散射池是一个装有 TiCl_4 的波导池,由受激布里渊散射效应产生的相位共轭光经信标光传输的路径原路返回目标。利用上述实验系统,在大气折射率结构常数 C_n^2 为 10^{-16} 到 10^{-13} 的范围内,即在由弱到较强湍流的各种天气条件下,均实现了激光在大气中的补偿传输。

除了上述工作之外,俄罗斯科学家在这方面也做出了众多优秀的工作。在七位美国科学家撰写的关于俄罗斯在光学相位共轭方面的工作的评论中,指出俄罗斯在这方面的工作比美国先进五年。由此可见俄罗斯科学家在这方面工作的深入。在他们的实验中,系统的接收/发射孔径达到 4m,利用受激布里渊散射效应将激光会聚到 4km 外的一个直径为 6mm 的点上。由此可见,利用非线性光学效应补偿激光大气传输中的波前畸变的工作已从实验室内的原理性实验逐渐走向工程化实验阶段,这些证明了这一方法的有效性和巨大的实用价值。

3 国内所开展的工作

国内哈尔滨工业大学开展的研究工作较早,先后实现了激光室内、室外传输补偿,最远距离达到 250 米。补偿效果非常明显。在他们的实验中,由探测激光器发射出的激光能量最大达到 1J 以上,但由于光束质量很差,发射望远镜的准直性能也很低,以及大气的扰动,使到达目标的探测光发散为一大片,其口径大约

为1米,而作为目标的两个反射镜仅将其中口径为10cm的一部分光反射回相位共轭系统,返回接收孔径的光再次发散为一大片,而接收望远镜只将其中口径为10cm的一部分光准直到放大器内,并最后入射到SBS池中,因此在整个系统中,激光的损耗是非常大的,在实验中就必须使探测光很强且信标光的放大器的放大率很大。利用CCD拍摄到的信标光斑和相位共轭光斑,由于大气的扰动,信标光斑内部分布很不均匀,相对于信标光斑,相位共轭光斑只剩下原信标光斑中的一个或几个强点最强,其它部分则没有或有很弱的相位共轭光,这是由于只有由信标光斑中心的一个或几个强光点返回的信标光达到了阈值。在这种情况下,相位共轭光斑压缩比最大,相位共轭光经过一次这样的相位共轭过程就会聚到了一个小面积上。但这时的相位共轭光的强度较小,要把大能量的激光会聚到这个面积上,还必须以这个小面积的相位共轭光斑为信标光斑,进行进一步的相位共轭,最终将大能量会聚到这个面积上,以达到提高激光能量密度的目的。实验中在目标处测得信标光和相位共轭光的能量均为20mJ,这说明相位共轭系统中的放大器补偿了由大气传输和SBS过程给激光带来的损耗。尽管信标光和相位共轭光的总能量是一样的,但由于前者的能量分布在一个较大的面积上,在最亮点上的能量密度后者要比前者大很多,这证明了利用SBS的阈值效应提高目标上的能量密度的效果。在实际的应用中,可以在相位共轭系统中加入多级放大器,以使强大的相位共轭光集中到目标上的一个小区域上,使目标上的激光能量密度达到极大。对于更远距离的激光传输补偿实验正在进行中。

4 结束语

在实现相位共轭过程的非线性光学效应中,受激布里渊散射只需要一个透镜和一个盛装散射介质的池子,这相对四波混频等非线性光学效应较复杂的光路设置,具有结构简单的优点,又提高了系统的稳定性。布里渊增强四波混频的方法实现相位共轭,来补偿激光大气传输中的波前畸变,这种方法无泵浦阈值,还可以获得极大的弱信号放大倍数(目前已达到 10^7),但布里渊增强四波混频过程中,需要与目标反射回的信标光有严格的频率关系的泵浦光注入到作用介质内,这就需要在由激光器发出的探测光传输到目标并被目标反射回系统的整个过程中,激光器的激光频率始终稳定在一个小区域内,这样才能使激光器后来发射出的

泵浦光在作用介质内与信标光实现布里渊增强四波混频,而这种稳频技术对于许多激光器又是十分困难的。受激布里渊散射是由信标光自泵浦的,对入射光没有严格的频率要求,甚至可以实现宽带或几个频率同时的散射过程。受激布里渊散射相对于四波混频或布里渊增强四波混频的一个缺点是这一效应有一个阈值,只有信标光的功率密度大于阈值时,才能在散射介质内激发出受激布里渊散射效应。总之,非线性光学效应与自适应光学相比尚难实用的原因就在于此,或是要求激光器的功率较高,或是要求激光器的频率稳定。纵观应用于大气传输中的各种非线性光学效应,每种相对而言都各有利弊,但比较来看受激布里渊散射和四波混频是最有前途的,在这其中也不排除两种或两种以上的非线性光学效应组合应用(如布里渊增强四波混频、受激布里渊散射与受激拉曼散射组合等)。

参考文献

- [1] Steven E. Troxel and Byron M. Welsh J. Opt. Soc. Am. A, 1995, 12: 570-577
- [2] 王世杰译, 强激光技术进展, 1996, 6: 38-41
- [3] David L. Fried J. Opt. Soc. Am. 1982, 72: 52-61
- [4] V. Wang and C. R. Giuliano, Opt. Lett. 1978, 2: 4-6
- [5] Yu. I. Kruzhilin, Sov. Quantum Electron, 1978, 8: 359-364
- [6] R. C. Lind and G. J. Dunning, Laser Focus, 1983, 19: 14
- [7] Gordon D. Love, Janet S. Fender and Sergio R. Restaino, Optics & Photonics News, 1995, 6: 16-21
- [8] 吴存恺, 物理学进展, 1986, 6: 353-398
- [9] A. M. Scott and K. D. Rodley, IEEE J. Quantum Electron, 1989, 25: 438-459
- [10] N. G. Basov, I. G. Zubarev, A. V. Kotov and etc. Sov. J. Quantum Electron, 1979, 9: 237-239
- [11] S. Lebow and J. R. Acherman, Opt. Lett. 1989, 14: 236-238
- [12] J. R. Acherman and S. Levow, IEEE Quantum Electron, 1989, 25: 479-483
- [13] D. C. Jones, K. D. Ridley and A. M. Scott, Optics Communications, 1992, 92: 393-402
- [14] John R. Acherman and Paul S. Lebow, J. Opt. Soc. Am. B, 1991, 8: 1028-1034
- [15] Hans Bruesselbach, D. Cris Jones, David A. Rockwell and etc. J. Opt. Soc. Am. B, 1995, 12: 1434-1447

作者简介: 余辉, 女, 1961年8月出生, 1983年毕业于哈尔滨师范大学物理系, 现任空军长春飞行学院教官, 讲师。