

# 基于高斯光束特性的 Mie 散射大气激光 雷达回波近场信号校正研究<sup>\*</sup>

王治华<sup>1)</sup> 贺应红<sup>2)†</sup> 左浩毅<sup>1)</sup> 郑玉臣<sup>3)‡</sup> 杨经国<sup>1)†</sup>

1) (四川大学物理系, 成都 610064)

2) (中国科学院西安光学精密机械研究所, 西安 710068)

3) (香港城市大学物理及材料科学系, 香港)

(2005 年 4 月 13 日收到, 2005 年 12 月 8 日收到修改稿)

介绍一种基于高斯光束传输特性对 Mie 散射激光雷达回波信号校正的新方法. 首先根据发射激光束的高斯光束特性, 对大气激光雷达回波信号作高斯修正, 然后在大气近似均匀假定下, 对近场区经高斯修正的回波信号距离校正函数进行二次曲线拟合, 实现对交叠面积影响的修正, 实际计算表明, 用此方法对 Mie 散射激光雷达回波近场信号进行处理, 可获得与实际更为接近的反演结果.

关键词: 大气激光雷达, 高斯光束, 回波近场信号修正, 大气消光系数

PACC: 9265R, 9580D, 9410G

## 1. 引 言

在大气激光雷达回波信号反演气溶胶消光系数过程中, 由于激光发射光束的扩散, 激光雷达发射激光束和接收光学系统非共轴以及激光散斑效应对激光雷达探测性能的影响<sup>[1-3]</sup>, 导致近场距离内激光发射视场与望远镜接收视场不完全交叠, 使探测的近场回波信号低于真实大气回波信号. 一些作者曾以几何光学为基础探索了近场回波信号的校正方法, 如 Sasano 等<sup>[4]</sup>通过假设大气后向散射系数为一常数, 得出大气激光雷达回波功率与距离平方成反比的近似结果, 该方法无法获得近场大气回波信号的详细信息. 文献<sup>[4]</sup>还讨论了一种基于激光雷达方程和扫描场测量的统计平均来确定几何形式因子的方法, 但该方法仍难获得良好的近场回波信息. Halldórsson<sup>[5]</sup>和 Sassen<sup>[6]</sup>计算表明几何形式因子的参数变化(如望远镜接收视场的变化、激光束的扩散、小孔离焦平面的距离的变化以及发射激光束的强度分布不同)对大气激光雷达方程反演的影响很大. 贺应红等<sup>[7]</sup>在假定近场区回波信号距离校正函数(回波信号乘以距离的平方再取对数)与远场区有近似

相同性质, 即在近场范围内回波信号距离校正函数曲线斜率近似与远场斜率相等, 应用曲线拟合法和差分方法实现了对近场回波信号的修正, 获得了激光大气雷达近场消光信息. 但该方法未进一步考虑发射激光束强度分布对近场校正的影响, 本文在贺应红方法基础上, 以高斯光束传播特性为基础, 对大气激光雷达回波近场信号进行进一步修正, 获得了与实际情况更为接近的结果.

## 2. 基于高斯光束特性的近场回波信号修正

理想脉冲激光器发射 TEM<sub>00</sub> 模高斯光束, 在距离  $z$  处的光强分布  $I(r, z)$  可用高斯函数表示,

$$I(r, z) = \frac{P}{\pi\omega^2(z)} \exp[-r^2/\omega^2(z)], \quad (1)$$

这里  $P$  为激光器发射功率,  $\omega(z)$  为发射光束光斑半径,  $r$  为发射光束截面上与光轴的距离. 如果最小的光斑半径为  $\omega_0$ , 则与束腰处相距为  $z$  处的光斑半径为

$$\omega^2(z) = \omega_0^2 \left[ 1 + \left( \frac{\lambda z}{\pi\omega_0} \right)^2 \right], \quad (2)$$

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金(批准号 60078020, 60478044)资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯联系人. E-mail: yangjinguo@hotmail.com

令  $z_r = \pi\omega_0^2/\lambda$ ,  $z_r$  称为高斯光束的准直距离, 在准直距离内高斯光束近似与轴平行. 发射激光束在距离  $z$  处的光斑面积为  $A_{\text{las}}(z)$ ,

$$A_{\text{las}}(z) = \pi\omega^2(z) = \pi\omega_0^2 \left[ 1 + \left( \frac{\lambda z}{\pi\omega_0} \right)^2 \right] = \frac{\lambda^2}{\pi} \left( \frac{1}{\omega_0^2} z_r^2 + z^2 \right), \quad (3)$$

接收望远镜视场可表示为

$$A_{\text{tel}}(z) = \pi R^2(z) = \pi (\tan\phi z + R_0)^2, \quad (4)$$

其中  $R(z)$  为距离  $z$  处望远镜视场半径,  $R_0 = R(0)$  为  $z=0$  处视场半径,  $\phi$  为望远镜视场角.

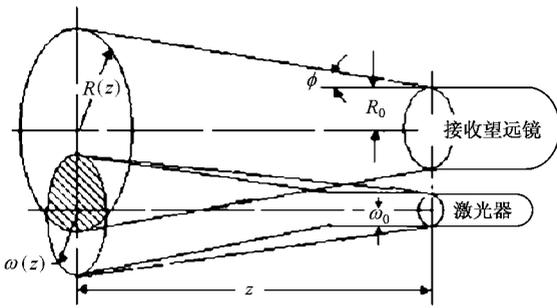


图1 激光发射视场和望远镜接收视场的不完全交叠区示意图

考虑激光器发射高斯光束, 在近场内(即准直距离内)为半径等于束腰  $\omega_0$  的近似准直光束, 在远场为强度与距离的平方成反比的球面波, 如图1所示. 激光雷达回波近场信号由于发射激光束和接收光学系统视场的不完全重叠而丢失, 与文献[7]基于完全的球面波近似相比, 在激光准直段激光发射视场与望远镜接收视场的交叠面积进一步减小, 导致所接收的近场信号的进一步减小, 考虑激光发射光束与望远镜视场交叠面积的影响, 所得回波信号  $p(z)$  与理论预期回波信号  $p_0(z)$  的关系在近场范围可表示为

$$p(z) = p_0(z) \frac{A_{\text{lap}}(z)}{A_{\text{las}}(z)}, \quad (5)$$

这里  $A_{\text{lap}}(z)$  为近场区激光束与望远镜接收视场的交叠面积. 应用几何光学方法计算可得  $A_{\text{lap}}(z)$  为传输距离的二次函数<sup>[7]</sup>, 即

$$A_{\text{lap}}(z) = az^2 + bz + c, \quad (6)$$

由发射激光束的高斯性质可得,

$$p(z) = p_0(z) \frac{A_{\text{lap}}(z)}{z^2 + \beta z_r^2}, \quad (7)$$

这里  $a$ ,  $b$  和  $c$  为由光学仪器系统所决定的常数, 而参数  $\beta$  则与气象条件<sup>[6]</sup>、脉冲持续时间、多次散射回

波以及各种效应等因素相关. (7) 式亦可改写为

$$p_0(z) = p(z) \left( 1 + \left( \beta' z_r / z \right)^2 \right) \frac{z^2}{A_{\text{lap}}(z)}, \quad (8)$$

这里  $p(z)$  和  $p_0(z)$  分别是激光大气雷达实测回波信号和经校正后的回波信号. 从实测信号  $p(z)$  到  $p_0(z)$  的修正可分为两部分, 第一部分为高斯光束影响修正, 即因子  $(1 + (\beta' z_r / z)^2)$ ; 第二部分为对交叠面积影响的修正, 即因子  $z^2 / A_{\text{lap}}(z)$ .

(8) 式是近场信号修正基础, 基于(8)式的大气激光雷达近场回波信号修正可分为两步: 首先对激光雷达回波信号作高斯光束影响修正, 即对回波信号乘以  $(1 + (\beta' z_r / z)^2)$  因子, 获得经校正的回波功率. 第二步, 对近场区经高斯修正的回波信号  $p(z)$  乘以距离  $z$  的平方, 并取对数, 获得经修正的距离校正函数  $S(z)$ , 即

$$S(z) = \ln(z^2 p(z)). \quad (9)$$

对距离校正函数  $S(z)$  进行二次曲线拟合, 计算拟合曲线与测量曲线的差分信号; 同时, 对远场距离校正函数作直线拟合, 在大气近似均匀假定下, 获得近场回波信号距离校正函数直线斜率; 最后将近场差分信号叠加到该直线上, 实现对交叠面积影响的修正, 获得修正后的近场回波信号距离校正函数曲线.

实际计算中,  $Z_r$  由激光器参数(激光器谐振参数和激光腰斑大小)决定, 对使用脉冲 Nd:YAG 激光器作发射源的大气激光雷达, 由于 YAG 激光器一般使用平行平面腔, 输出光束不是理想高斯光束, 激光腰斑大小可近似认为与 YAG 激光晶体的直径相等. 在本课题组自行研制的 Mie 散射激光雷达装置中, 激光器包括震荡和放大, 放大级 YAG 晶体直径为 8mm, 对波长为 532nm 的倍频 YAG 激光, 由  $Z_r = \pi\omega_0^2/\lambda$  可得  $Z_r \approx 100\text{m}$ . 参数  $\beta$  的选取与多种因素有关, 实际计算中, 从近场区与远场区回波信号性质基本相似的假定出发, 采用数值优选方法确定  $\beta$ , 实际模拟计算表明,  $\beta$  取值一般可为 1.0—3.0. 本文对实测回波信号处理时优选确定的  $\beta$  的取值为 2.0.

利用上述方法对实测大气激光雷达回波信号进行处理, 所得经修正的  $S(z)$  如图2所示. 图2中曲线1为实测激光雷达回波信号的距离校正函数曲线. 由曲线1可知, 当传播距离大于 600m 时,  $S(z)$  随  $z$  呈近似线性下降趋势, 表现出大气的消光属性, 而对于传播距离小于 600m 时,  $S(z)$  随  $z$  呈上升趋势, 其负导数大于 0, 与大气对激光的消光特性相违

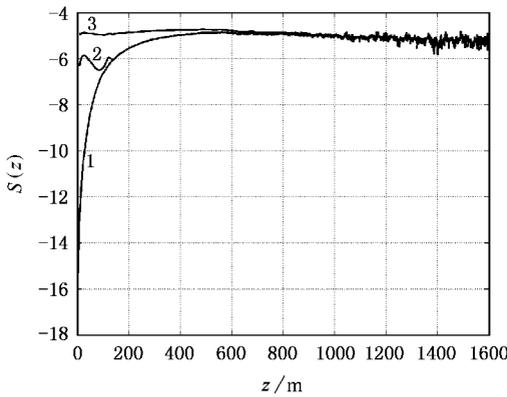


图 2 回波信号距离  $z$  与校正函数  $S(z)$  的关系图

背, 必须对其加以修正. 图 2 中曲线 2 为利用文献 [7] 贺应红等的修正方法所得回波信号. 在  $z < 100\text{m}$  发射视场和望远镜接收视场未完全交叠的范围内, 考虑到实测回波信号的距离校正函数曲线是光束传播距离的二次函数, 因而对小于  $100\text{m}$  的近场区进行二次曲线拟合, 可得图 2 中曲线 2, 因为在假定大气近似均匀时, 近场区与远场区的回波信号距离校正函数应有近似相等的斜率, 所以修正后的回波信号仍丢失了一部分信息, 这是因为修正时未考虑发射光束的强度分布特征. 激光发射光束为准高斯光束, 其传输特性为: 在近场内为准直光束, 而在远场

为强度与距离平方成反比的球面波, 因此, 在近场, 进一步减小了激光发射视场与望远镜接收视场的交叠面积, 导致所接收到的近场回波信号更低于真实的大气回波信号. 曲线 3 为应用高斯修正所得结果. 由图可见, 近场区与远场区回波信号性质基本相似, 从而实现近场回波信号距离校正函数的修正.

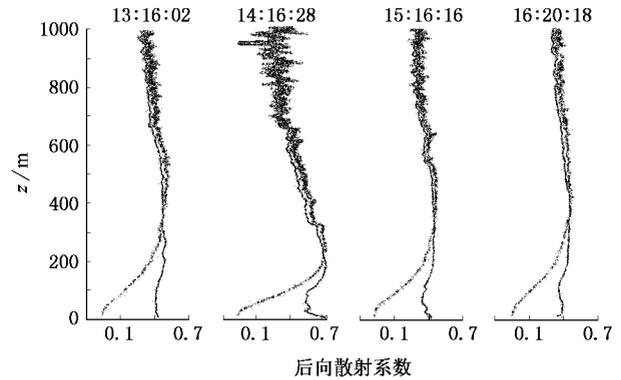


图 3 2004 年 11 月 16 日成都所测数据气溶胶后向散射系数的反演结果. 实线表示已经过校正, 虚线表示未经过校正

使用本文所述的近场修正方法对实际测量的 Mie 散射大气激光雷达回波信号进行校正, 并由 Klett 算法<sup>[8]</sup>反演得出气溶胶的后向散射系数. 气溶胶回波信号的采集工作于 2004 年 11 月 16 日下午 1

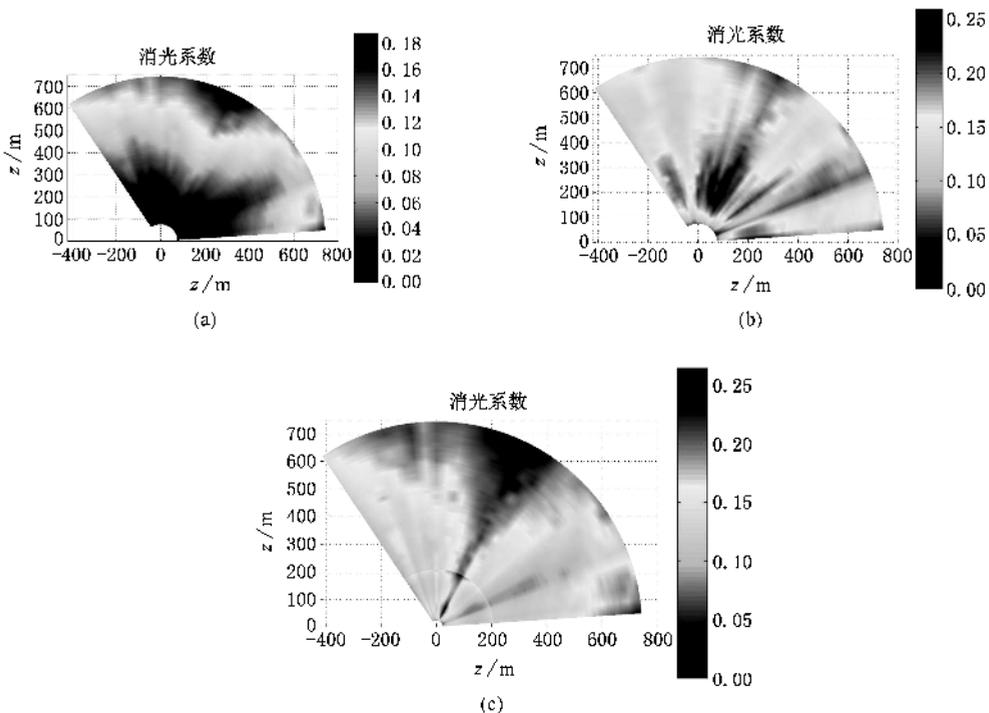


图 4 2000 年 3 月 7 日香港所测数据气溶胶消光系数使用不同方法的反演结果 (a) 未校正 (b) 贺应红方法修正, (c) 本文方法修正

点至 5 点在四川成都四川大学校内完成. 为了对比, 仍对未校正的回波信号进行了反演, 反演结果如图 3 所示, 其中实线表示校正的曲线, 每幅图上面的数字为采集时间, 虚线表示未校正的曲线.

为了进一步验证本文所述方法的可行性, 使用不同的近场信号修正方法, 对 2000 年 3 月 7 日当地时间下午 3 点在香港城市大学使用 Mie 散射激光雷达对九龙地区进行扫描, 获得的大气气溶胶回波信号进行近场信号修正, 然后再利用 Klett Mie 散射大气激光雷达回波信号反演算法进行大气消光系数反演, 反演结果如图 4 所示. 对近场信号不加修正(如图 4a), 近场大气气溶胶消光系数数值范围为 0—0.06, 而远场消光系数为 0.12—0.18, 近场消光系数远小于远场的消光系数, 与实际大气的消光属性相矛盾. 使用贺应红方法修正后(如图 4b), 近场消光系数数值与远场的消光系数数值大致相同, 但远场信号有所丢失, 并且气溶胶浓度呈片状分布, 与实际大气气溶胶近似连续分布相矛盾. 图 4c 为运用本文所述方法修正结果, 远场与近场的大气消光系数趋于平缓变化, 并且远场信息与未修正的远场信息基本相同, 近场包含了明显的细节信息, 气溶胶浓度呈连续分布, 与实际大气状态更为接近.

### 3. 结果与讨论

本文报道的大气激光雷达回波近场信号修正方

法在全面考虑激光光束的高斯光束传播属性的前提下, 计算了激光束与望远镜视场的交叠面积对回波信号的影响, 实现了大气激光雷达回波近场信号的修正, 并最后由 Klett 算法反演获得大气消光系数. 通过对实际大气消光系数反演, 与未进行近场修正以及用贺应红等的近场修正方法所得结果比较, 使用本文所述近场修正方法所得结果与实际大气状况更为接近, 验证了本文所述方法的可行性.

与文献 [7] 相比, 高斯光束修正与完全球面波修正的区别仅在于(7)式分母中出现  $\beta z_r^2$  因子. 注意到  $z_r$  为激光准直距离, 令  $z' = \sqrt{z^2 + \beta z_r^2}$ , 在  $z > \beta z_r$  的距离内,  $z'$  近似等于  $z$ , 而在  $z < \beta z_r$  的距离内,  $z'$  近似等于  $\beta z_r$ , 可见, 高斯光束校正仍然主要是实现对近场信号校正.

本文所述方法主要实现对近场信号的修正, 同时对远场信号也起到良好修正作用. 这是因为高斯光束传播属性不仅适用于近场, 同时适用于远场, 从图 4(b) 和图 4(c) 的比较可以清楚看到这一结果. 通过以上实际计算可以看出本文所述方法可获得与实际更为接近的反演结果, 并且能给出近场的细节信息, 由此可以对大气污染的排放、扩散及转移进行有效的探测, 有利于控制人为的大气污染.

[1] Harms J 1979 *Appl. opt.* **18** 1559

[2] Guo G J, Shao Y 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 228 (in Chinese) [郭冠军、劭芸 2002 物理学报 **51** 228]

[3] Guo G J, Shao Y 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2089 (in Chinese) [郭冠军、劭芸 2004 物理学报 **53** 2089]

[4] Sasano Y 1979 *Appl. opt.* **18** 3908

[5] Halldórsson T 1978 *Appl. opt.* **17** 240

[6] Sassen K 1982 *Appl. opt.* **21** 3162

[7] He Y H, Andrew Yuk Sun Cheng 2005 *Acta optica sinica* **25** 289 [贺应红、郑玉臣 2005 光学学报 **25** 289]

[8] Klett J D 1981 *Appl. Opt.* **20** 211

# The correction of short-range Mie scattering laser lidar returns based on the Gaussian character of laser beam \*

Wang Zhi-Hua<sup>1)</sup> He Ying-Hong<sup>2)†</sup> Zuo Hao-Yi<sup>1)</sup>

Andrew Yuk Sun Cheng<sup>3)†</sup> Yang Jing-Guo<sup>1)†</sup>

1) ( Department of Physics , Sichuan University , Chengdu 610064 ,China )

2) ( Xi An Institute of Optics and Precision Mechanics of CAS , Xi 'an 710068 ,China )

3) ( Department of Physics and Materials Science , City University of Hong Kong , Tat chee Avenue , Hong Kong ,China )

( Received 13 April 2005 ; revised manuscript received 8 December 2005 )

## Abstract

A new method for correcting Mie scattering laser lidar short-range returns by virtue of Gaussian emission was described. Firstly, basing on the Gaussian character of laser beam, the lidar returns were corrected. Secondly, on the assumption of an almost homogenous atmosphere, the corrected logarithmic range-adjusted power curve  $S(r)$  was fitted with conic section, then the corresponding influences of overlapping area were corrected. Some examples show that the corrected results are much closer to the real atmospheric conditions.

**Keywords** : lidar , Gaussian emission , correction of short-range returns , atmospheric extinction coefficient

**PACC** : 9265R , 9580D , 9410G

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant Nos. 60078020 , 60478044 ).

† Corresponding author. E-mail : yangjingguo@hotmail.com