

一种测量大气消光系数边界值的新方法

孙国栋 秦来安 张巴龙 何枫 谭逢富 靖旭 侯再红

A new method of measuring boundary value of atmospheric extinction coefficient

Sun Guo-Dong Qin Lai-An Zhang Si-Long He Feng Tan Feng-Fu Jing Xu Hou Zai-Hong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 054205 (2018) DOI: 10.7498/aps.20172008

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.20172008>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I5>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[绝对测温转动拉曼激光雷达分光系统设计及性能](#)

Design and performance of spectroscopic filter of rotational Raman temperature lidar for absolute measurement

物理学报.2018, 67(1): 014207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.014207>

[高光谱分辨率激光雷达鉴频器的设计与分析](#)

Design and analysis of high-spectral resolution lidar discriminator

物理学报.2017, 66(18): 184202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.184202>

[远距离探测拉曼光谱特性](#)

Characteristics of Raman spectrum from stand-off detection

物理学报.2016, 65(5): 054206 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.054206>

[非均匀采样的功率谱反演大气湍流相位屏的快速模拟](#)

Fast simulation of atmospheric turbulence phase screen based on non-uniform sampling

物理学报.2015, 64(22): 224217 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.224217>

[变形镜高斯函数指数对迭代法自适应光学系统的影响](#)

Influence of Gaussian function index of deformable mirror on iterative algorithm adaptive optical system

物理学报.2015, 64(9): 094207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.094207>

一种测量大气消光系数边界值的新方法*

孙国栋¹⁾²⁾ 秦来安^{1)†} 张巴龙¹⁾ 何枫¹⁾ 谭逢富¹⁾ 靖旭¹⁾ 侯再红¹⁾

1) (中国科学院安徽光学精密机械研究所, 中国科学院大气光学重点实验室, 合肥 230031)

2) (中国科学技术大学研究生院, 合肥 230026)

(2017年9月11日收到; 2017年12月4日收到修改稿)

根据激光雷达方程建立了散射回波信号与大气消光系数边界值之间的非线性方程, 以此为依据, 提出了利用 Broyden 算法求解非线性方程确定大气消光系数边界值的新方法. 在近地面开展了观测实验, 首先分别使用 Broyden 算法和最小二乘法确定大气消光系数边界值, 然后利用 Klett 反演方法获得消光系数空间分布, 按路径积分计算得到两种方法下的大气透过率. 同时, 在附近开展了 1 km 路径的水平光单程传输实验直接测量大气透过率, 并将此结果作为对比参考标准. 将运用两种不同的边界值确定方法得到的水平大气透过率与参考标准值分别从相关性和相对误差两个方面进行了分析. 实验结果表明: 使用 Broyden 算法得到的大气透过率与参考标准具有高度的一致性; 两者的线性相关系数高达 0.968, 平均相对误差约为最小二乘法与参考标准值平均相对误差的一半. 由此验证了使用 Broyden 算法确定大气消光系数边界值的可行性和有效性.

关键词: 激光雷达, Broyden 算法, 边界值, 大气透过率

PACS: 42.68.Wt, 92.60.Mt, 43.28.Vd, 91.40.Dr

DOI: 10.7498/aps.67.20172008

1 引言

大气气溶胶是指由悬浮分布在大气中的空气动力学直径在 0.001—100 μm 之间的液体或固体颗粒物组成的稳定体系. 作为大气的重要组成部分, 气溶胶能通过散射和吸收太阳辐射参与云的形成, 直接或间接地影响地球气候变化. 此外, 其对能见度、交通安全和人体健康也具有重要影响^[1,2]. 消光系数作为表征气溶胶光学特性的重要参数, 是当今大气科学和环境科学等领域的一个热点研究内容. 目前, 激光雷达以较高的时空分辨率等优势成为一种探测大气气溶胶消光系数和后向散射系数等光学特性的重要手段^[3,4]. 在使用反演算法 (Klett 后向积分或 Fernald 后向积分) 确定激光雷达探测范围内消光系数的分布时首先需要确定最大有效探测距离的消光系数, 即消光系数的边界值^[5-9]. 确定消光系数边界值的常用方法是在

对流层顶附近选择气溶胶含量最小的高度作为标定点, 假设该点气溶胶的散射比为某一很小的定值^[10]. 但对于有效探测距离达不到对流层顶的低空探测激光雷达而言, 这种方法就会失效. 为解决该问题, 国内外学者相继提出了一些迭代和估算的方法. Kovalev^[11] 提出了一种迭代算法, 该算法利用大气气溶胶和大气分子的消光系数定义一个信号校正因子, 通过迭代对信号进行校正得到大气气溶胶消光系数边界值. 但是该方法校正因子的修正量不易控制, 并且迭代次数较多. 王治华等^[12] 在处理有云层的激光雷达回波信号时, 将激光雷达信号在大气中的传输过程分为云层区和非云层区, 忽略回波信号中的云层区信息, 利用最小二乘法对非云层区的激光雷达回波信号进行拟合得到大气消光系数的边界值. 但是该方法忽略了真实大气是非均匀分布的, 导致计算结果出现一定的偏差. 陈涛等^[13] 提出了一种散射比迭代法, 该方法在探测范围内寻找到一个气溶胶含量相对较小的高度层, 建

* 国家自然科学基金 (批准号: 41405014) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: laqin@aiofm.ac.cn

立回波信号与边界值之间的等式关系, 利用穷举法获得该高度处的气溶胶散射比并以此来确定边界值, 获得了较为准确的反演结果. 但是该方法是等步长迭代, 要获取一个合适的气溶胶散射比需要较多的迭代次数, 计算量大.

本文提出了基于 Broyden 算法^[14] 确定大气消光系数边界值的新方法, 把确定大气消光系数边界值的问题转化为求非线性方程数值解的问题. 根据大气消光系数边界值与激光雷达回波信号之间的关系构建了一个非线性方程, 采用 Broyden 算法求解该方程的数值解得到大气消光系数边界值. 这种方法具有迭代次数少, 对初始解依赖程度小的优点. 由于这种方法使用的是沿传输路径积分的雷达信号, 所以适用于真实大气非均匀的情况. 文中使用自行研制的成像激光雷达对提出的新方法进行了验证, 并将直接测量得到的大气透过率与成像激光雷达最后获取的大气透过率进行了对比研究.

2 理论和方法

选用 Klett 方法^[5] 反演大气消光系数时首先需要确定消光系数边界值. Klett 假设大气后向散射系数 β 和消光系数 σ 之间存在乘幂关系, 即^[5,6]

$$\beta = B_0 \sigma^k, \quad (1)$$

其中 B_0 是常数, k 与激光雷达波长和观测的气溶胶性质有关, 按照其范围设定为常用数值 1. 因此单次散射激光雷达方程可以表示为^[15]

$$\begin{aligned} S(z) &= \ln[z^2 P(z)] \\ &= C + k \ln \sigma - 2 \int_0^z \sigma(z') dz', \end{aligned} \quad (2)$$

其中 $P(z)$ 为从距离 z 处接收到的散射信号强度, C 为系统常数, $S(z)$ 为距离平方矫正信号.

方程 (2) 的稳定解为

$$\sigma(z) = \frac{\exp[(S - S_m)/k]}{\left\{ \sigma_m^{-1} + \frac{2}{k} \int_z^{z_m} \exp[(S - S_m)/k] dz' \right\}}, \quad (3)$$

其中 z_m 为最大探测距离, S_m 为 z_m 处的距离平方矫正信号 ($S_m = S(z_m)$), σ_m 为 z_m 处的消光系数 ($\sigma_m = \sigma(z_m)$). 从方程 (3) 中可以看出, 消光系数既与相对信号 $S - S_m$ 有关, 也和消光系数边界值 σ_m 相关.

利用方程 (2) 可以得到

$$S_m = C + k \ln \sigma_m - 2 \int_0^{z_m} \sigma(z') dz'. \quad (4)$$

消光系数从最小探测距离到最大探测距离的积分可以表示为消光系数边界值的函数:

$$\begin{aligned} & \int_{z_0}^{z_m} \sigma(z') dz' \\ &= \frac{k}{2} \ln \left\{ 1 + \frac{2\sigma_m}{k} \int_{z_0}^{z_m} \exp[(S - S_m)/k] dz' \right\} \\ &= \frac{k}{2} \ln(1 + I\Omega_m), \end{aligned} \quad (5)$$

其中 z_0 表示初始距离,

$$I = (z_m - z_0)^{-1} \int_{z_0}^{z_m} \exp[(S - S_m)/k] dz', \quad (6)$$

$$\Omega_m = 2\sigma_m(z_m - z_0)/k. \quad (7)$$

由方程 (5) 可知消光系数的平均值主要依赖于信号积分 I 的幅度. 确定消光系数边界值的常用方法是把消光系数边界值设定为与平均消光系数相等来解不等式方程. 即

$$\sigma_m = \int_{z_0}^{z_m} \sigma(z') dz' / (z_m - z_0). \quad (8)$$

由方程 (5), (7) 和 (8) 可以得到以下方程:

$$\Omega_m = \ln(1 + I\Omega_m). \quad (9)$$

将方程 (7) 代入方程 (9) 中, 令 $\sigma_m = x$, 设

$$f(x) = 2x(z_m - z_0)/k - \ln[1 + 2Ix(z_m - z_0)/k], \quad (10)$$

即将消光系数边界值的确定问题转化为非线性方程数值解的求解问题. 求解非线性方程最常用的方法是牛顿法^[16]. 它具有简单的迭代形式和二次收敛速度. 对于充分接近解的初值, 该方法会迅速收敛到精确解. 但由于每次迭代都需要计算导数, 导致该方法运算量较大. 本文中需要求解的方程 (10) 本身较为复杂, 因此其导数难以求解, 此时牛顿法就不再适用. 为了解决这个问题, 目前已经提出了很多技术手段, 其中最成功的一类为拟牛顿法^[17]. 拟牛顿法利用函数值逼近导数值, 从而避免了导数的计算. 函数在任意点 x^r 处的一组导数值可以写成雅可比矩阵的形式:

$$\begin{aligned} \mathbf{J}_r &= [\partial f_i(x^r) / \partial x_j] \\ & i = 1, 2, \dots, n \text{ 且 } j = 1, 2, \dots, n. \end{aligned} \quad (11)$$

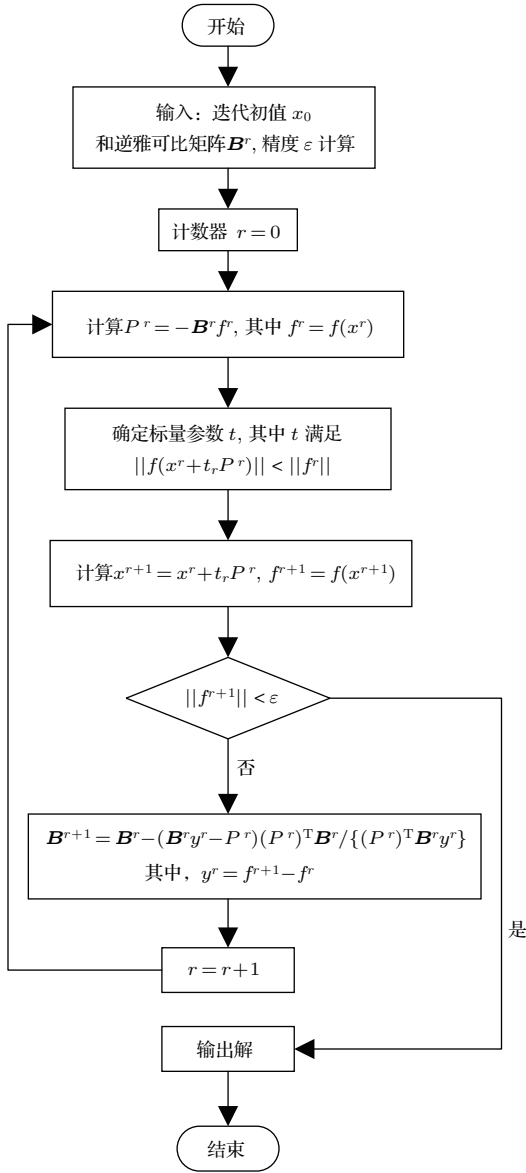


图1 Broyden 算法流程图

Fig. 1. The flow chart of Broyden algorithm.

拟牛顿法提供了一个更新公式, 对每次迭代该公式给出了雅可比矩阵的连续逼近, Broyden 等已经证明, 在特定情况下该更新公式对逆雅可比矩阵也提供了满意的近似. Broyden 算法作为拟牛顿法的一种具体形式, 它的算法结构如下 [14]:

- 1) 输入解的初始近似, 设置计数器 r 为零;
- 2) 计算或假设逆雅可比矩阵 B^r 的初始近似;
- 3) 计算 $P^r = -B^r f^r$, 其中 $f^r = f(x^r)$;
- 4) 确定标量参数 t , 使其满足 $\|f(x^r + t_r P^r)\| < \|f^r\|$, 其中符号 $\|*\|$ 表示待取向量的模;
- 5) 计算 $x^{r+1} = x^r + t_r P^r$;
- 6) 计算 $f^{r+1} = f(x^{r+1})$, 如果 $\|f^{r+1}\| < \epsilon$ (其中, ϵ 是一个很小的预先设定的正数), 则退出; 否则

执行第 7 步;

7) 利用更新公式得到雅可比矩阵的近似

$$B^{r+1} = B^r - (B^r y^r - P^r)(P^r)^T B^r / \{(P^r)^T B^r y^r\},$$

其中 $y^r = f^{r+1} - f^r$;

8) 令 $r = r + 1$, 返回到第 3 步.

上述算法的结构流程如图 1 所示.

3 实验与系统

3.1 成像激光雷达系统

成像激光雷达系统主要由激光器、望远镜、电荷耦合器 (CCD)、滤光片和数据采集与控制系统组成, 其结构和性能在文献 [18] 中有详细说明. 成像激光雷达系统的实验测量原理如图 2 所示, 其中, D 为收发间距, $d\theta$ 为像元对应的张角, γ 为 CCD 倾角. 该系统的工作原理可以简述为: 激光器向大气中发射一束激光, 由于激光与大气发生相互作用产生散射光, 散射光中包含了大气分子和气溶胶的信息, CCD 相机中的像元记录了光束上各散射高度的散射光子数, 即回波信号强度.

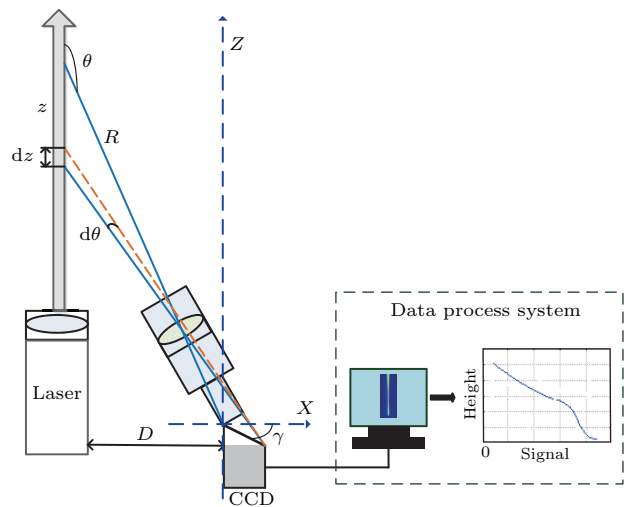


图2 成像激光雷达系统

Fig. 2. System of imaging lidar.

3.2 图像数据处理过程

为获得随高度变化的回波信号, 需对存储的图像文件进行处理 [18-20]. 处理步骤如图 3 所示. 经过处理得到的回波信号强度个例如图 4 所示. 然后将各个位置处的回波信号强度以及其他的参数值代入非线性方程 (10) 中, 运用 Broyden 算法对消光

系数边界值进行求解. 由于得到的消光系数边界值的准确性无法定量给出, 需要将其转化为可以对比研究的量. 本文利用求得的消光系数边界值进一步求解得到消光系数的路径分布, 然后按照路径积分获得探测范围内的大气透过率, 以大气透过率作为一个对比量.

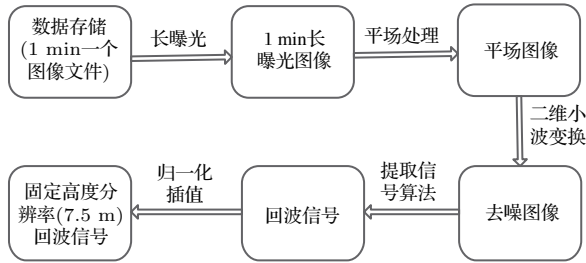


图3 图像处理过程

Fig. 3. The procedure of image processing.

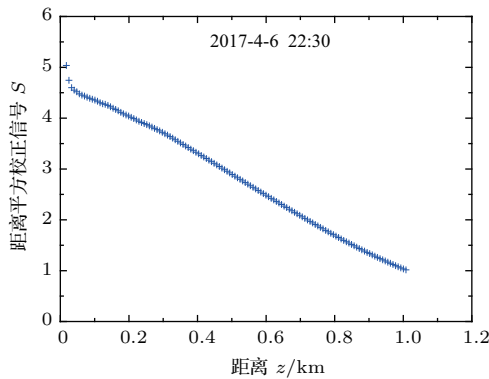


图4 回波信号强度个例

Fig. 4. Example of return signal.

3.3 对比实验系统

本文将没有经过反演算法计算的直接测量的大气透过率作为对比实验, 如图5所示. 直接大气透过率测量装置分为发射装置和接收装置. 实验

时, 发射装置将出射光分成功率相等的两束激光, 一束光用于监测出射功率, 另外一束光到达接收装置. 接收装置测量传输到接收端的激光束能量, 通过与发射端的监测光束能量对比, 获得大气透过率.



图5 1 km 实验地点地图

Fig. 5. Experimental site map of 1 km.

4 结果与分析

4.1 两种确定消光系数边界值方法的对比

利用Broyden方法求解非线性方程确定消光系数边界值时首先需要给定初始值, 初始值选定的精确与否也决定了其迭代次数. 同时需要给定迭代的容差, 本文中设定为 10^{-6} . 初始值的选取采用同一天的21:30和22:30两个时间点获取的信号来说明, 如图6所示. 其中left表示以等式(9)左边的项绘出的曲线, right表示以等式(9)右边的项绘出

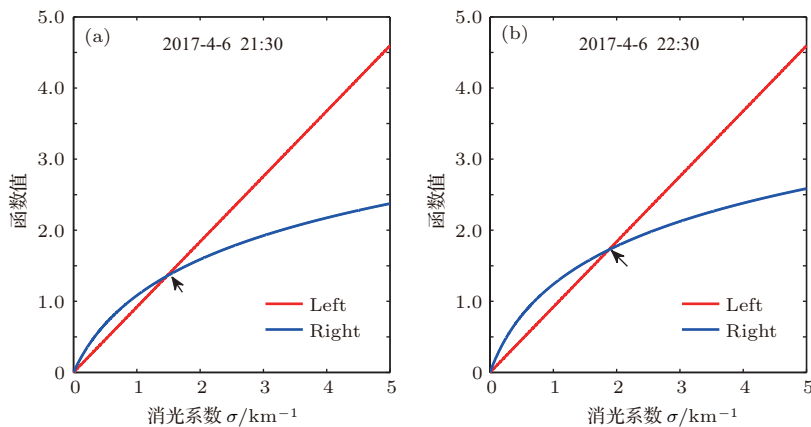


图6 Broyden方法的初值 (a) 21:30; (b) 22:30

Fig. 6. Initial value of the Broyden algorithm: (a) 21:30; (b) 22:30.

的曲线, 图 6(a) 和图 6(b) 中的 left 和 right 均有交点, 该交点就是非线性方程 (10) 的数值解. 从图中可以得到该数值解的大致位置, 即 Broyden 算法的初始值. 选取不同的初始值得到的结果需要不同的迭代次数, 如表 1 所列. 选取的初值越接近方程的解其对应的迭代次数就会越少, 但是只要选择的初值在合理的范围内, 最后由 Broyden 算法都能得到最终解且大小相等. 这充分说明采用 Broyden 算法对上述非线性方程式的求解是有效的.

表 1 选择不同初值的迭代结果
Table 1. Iterative results with different initial values.

初值/ km^{-1}	21:30		22:30	
	迭代次数	结果/ km^{-1}	迭代次数	结果/ km^{-1}
1.0	4	1.54	5	1.85
1.1	4	1.54	5	1.85
1.2	4	1.54	4	1.85
1.3	4	1.54	4	1.85
1.4	4	1.54	4	1.85
1.5	3	1.54	4	1.85
1.6	3	1.54	4	1.85
1.7	4	1.54	4	1.85
1.8	4	1.54	3	1.85
1.9	4	1.54	3	1.85
2.0	4	1.54	4	1.85

本文运用 Broyden 算法和最小二乘法分别求取实验期间内大气消光系数的边界值, 如图 7 所示. 两种方法测量得到的边界值在趋势上是一致的, 但是在整个测量时间段的前期和后期均具有一定的差异, 尤其是在边界值较大的情况下两种方法的实验结果差异较大, 最小二乘法大于 Broyden 算法求取的边界值.

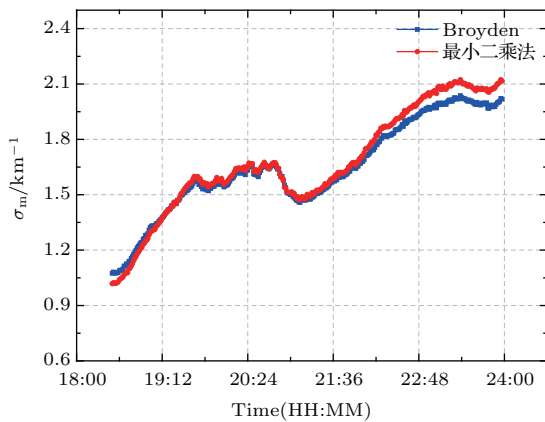


图 7 两种方法测量的边界值对比

Fig. 7. Comparison of boundary values measured by two methods.

4.2 不同方法下获得的大气透过率对比结果

通过上述方法获得了消光系数边界值之后, 利用激光雷达方程的稳定解 (3) 式可以得到探测范围内消光系数的分布. 本文分别以 21:30 和 22:30 两个时间点为例, 利用两种方法测量得到 1 km 以内的消光系数的水平空间分布, 实验结果如图 8 所示.

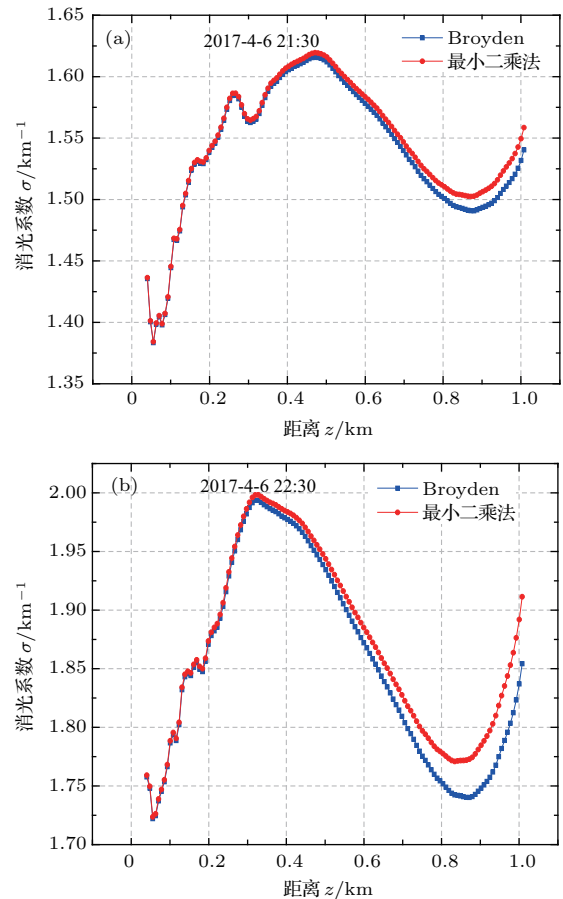


图 8 水平消光系数分布 (a) 21:30; (b) 22:30

Fig. 8. Distribution of horizontal extinction coefficients: (a) 21:30; (b) 22:30.

图 8 表明消光系数的水平分布是不均匀的, 因为实验场地并不单一, 激光光束经过的范围内有草地、水库、马路等. 对探测时间段内所有的数据进行反演计算得到了其随时间和水平空间变化的消光系数分布. 由于求得的消光系数边界值的不同, 造成了两种方法测量得到的水平消光系数也有一定的差异.

用两种方法测量得到的消光系数分布依据大气透过率计算 (12) 式可以计算得到 1 km 范围内的

大气透过率 T 随时间变化的情况:

$$T = \exp\left(-\int_0^z \sigma(z') dz'\right). \quad (12)$$

将这两种方法与直接大气透过率测量装置(3.3节)测得的大气透过率进行对比, 结果见图9. Direct, Old, New 分别表示直接进行测量、利用最小二乘法测量以及本文提出的 Broyden 算法测量的大气透过率. 从对比图像来看, Broyden 算法与直接大气透过率测量结果趋于一致, 而利用最小二乘法得到的测量结果偏小. 将直接大气透过率测量结果作为横轴, 最小二乘法和 Broyden 算法测量的大气透过率数值作为纵轴进行相关性分析, 结果如图10所示, 两种处理算法与直接测量结果之间的相关系数分别为0.958和0.968. 本文提出的方法测量的结果与直接大气透过率的测量结果更为一致.

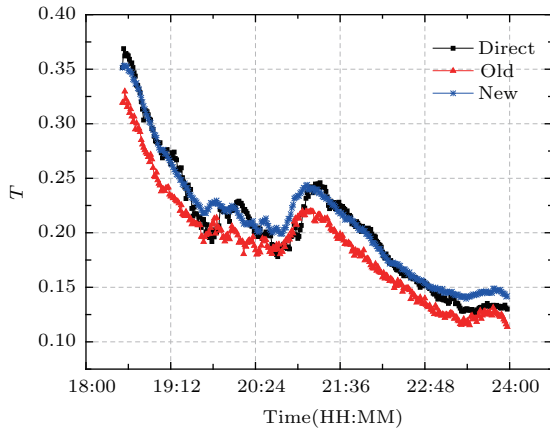


图9 不同方法下测量的水平大气透过率
Fig. 9. Horizontal transmittance measured by different methods.

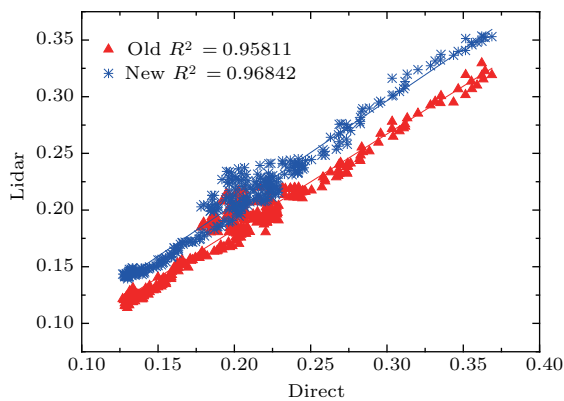


图10 激光雷达反演大气透过率结果直接测量的大气透过率之间的相关性
Fig. 10. The correlation between the transmittance inverted by lidar and direct transmittance results.

4.3 相对误差分析

为了更进一步说明两种方法的差距, 以直接测量得到的大气透过率作为参考标准, 将两种反演方法得到的大气透过率与参考标准之间进行相对误差分析, 如图11, 蓝线是测量时间段内所有的相对误差, 红线是界限误差, 黑线是平均误差, 两种反演方法与参考标准之间的相对误差均在20%之内. 以相对误差值为7.5%作为界限误差, Broyden 算法得到的大气透过率与参考标准之间的相对误差在7.5%以上的数据占总数据的24%, 平均相对误差为4.66%; 最小二乘法得到的大气透过率与参考标准之间的相对误差在7.5%以上的数据占总数据的70%, 平均相对误差为9.10%. 充分说明了利用本文提出的方法进行测量的结果具有一定的优势.

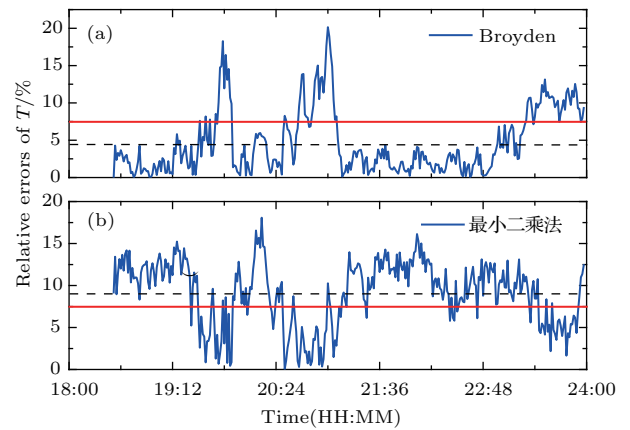


图11 不同反演方法与直接测量得到的透过率之间的相对误差 (a) Broyden方法与直接方法; (b) 最小二乘法与直接方法

Fig. 11. Relative errors of transmittance between different inverse method and direct method: (a) Broyden method and direct method; (b) least square method and direct method.

5 结论

当牛顿法不适用于求解激光雷达反演过程中的非线性方程时, Broyden 算法可以作为一种恰当的方法来完成这一计算. 对于初值的选取只要是在合理的范围之内, 都能通过有限的迭代次数获得一致且较为准确的解, 即消光系数边界值. 当然选取的初值越接近真实解迭代速度就会越快. 通过对比最小二乘法和本文提出的算法计算得到的大气透过率, 结果表明消光系数边界值求取的准确性对于最后大气透过率结果的准确性有明显影响, 并且通过与直接测量得到的大气透过率之间的相关性和

相对误差分析,进一步验证了本文提出的算法相比于最小二乘法有一定的优势.因此本文提出的利用Broyden 算法确定消光系数边界值的方法是有效的.目前本文中处理的激光雷达数据只考虑了单次散射而未考虑多次散射的影响,因此在以后的工作中将进一步加入多次散射的相应分析.

参考文献

- [1] Man S W, Kai Q, Hong L, James R C, Kwon H L 2017 *Atmos. Environ.* **154** 189
- [2] Zhao G Y, Liang M, Li Y Y, Duan Z, Zhu S M, Liang M, Sune S 2017 *Appl. Opt.* **56** 1506
- [3] John E B, Sebastian B, Robert B, Parikh N C 2003 *Appl. Opt.* **42** 2647
- [4] Liang M, Mikkel B 2015 *Opt. Express* **23** A1613
- [5] James D K 1985 *Appl. Opt.* **24** 1638
- [6] James D K 1981 *Appl. Opt.* **20** 211
- [7] Liang M, Peng G, Yang Y, Zheng K 2017 *Opt. Express* **25** A628
- [8] Cao N W 2015 *Optik* **126** 2053
- [9] Masap M, Nobuo T 1994 *Appl. Opt.* **33** 6451
- [10] Zhou J, Yue G M, Qi F D 1998 *Chin. J. Quant. Elect.* **15** 140 (in Chinese) [周军, 岳古明, 戚福第 1998 量子电子学报 **15** 140]
- [11] Kovalev V A 1993 *Appl. Opt.* **32** 6053
- [12] Wang Z H, Wang H B, He J, Zheng Y C, Yang J G, Li Y Q, Zhao X B 2008 *Laser J.* **29** 36 (in Chinese) [王治华, 王宏波, 何捷, 郑玉臣, 杨经国, 李跃清, 赵兴炳 2008 激光杂志 **29** 36]
- [13] Chen T, Wu D C, Liu B, Cao K F, Wang Z Z, Bo G Y, Yuan L, Zhou J 2010 *Acta Opt. Sin.* **30** 1531 (in Chinese) [陈涛, 吴德成, 刘博, 曹开法, 王珍珠, 伯广宇, 袁林, 周军 2010 光学学报 **30** 1531]
- [14] George L, John P (translated by Li J, Ren M M) 2016 *Numerical Methods Using MATLAB* (Beijing: China Machine Press) pp116–117 (in Chinese) [乔治 L, 约翰 P 著 (李君, 任明明 译)2016 数值方法-MATLAB 版(北京:机械工业出版社)第116—117页]
- [15] Ma X M, Tao Z M, Ma M J, Li C J, Wang Z Z, Liu D, Xie C B, Wang Y J 2014 *Acta Opt. Sin.* **34** 0201001 (in Chinese) [麻晓敏, 陶宗明, 马明俊, 李成军, 王珍珠, 刘东, 谢晨波, 王英俭 2014 光学学报 **34** 0201001]
- [16] Anne G, Timothy P C (translated by Wu Z J, Wang G Y, Fan H J) 2016 *Numerical Methods* (Beijing: China Machine Press) p63 (in Chinese) [安妮 G, 蒂莫西 P C 著 (吴兆金, 王国英, 范红军译) 2016 数值方法 (北京: 机械工业出版社) 第63页]
- [17] Xiong X L, Jiang L H, Feng S, Zhuang Z B, Zhao J Y 2012 *Infrar. Laser Eng.* **41** 1744 (in Chinese) [熊兴隆, 蒋立辉, 冯帅, 庄子波, 赵俊媛 2012 红外与激光工程 **41** 1744]
- [18] Sun G D, Qin L A, Cheng Z, Hou Z H 2017 *Laser Optoelect. Prog.* **54** 090102 (in Chinese) [孙国栋, 秦来安, 程知, 侯再红 2017 激光与光电子学进展 **54** 090102]
- [19] Yang C P 2011 *M. S. Dissertation* (Dalian: Dalian Maritime University) (in Chinese) [杨成鹏 2011 硕士学位论文 (大连: 大连海事大学)]
- [20] John E B, Parikh S, Trevor B K 2007 *Appl. Opt.* **46** 2922

A new method of measuring boundary value of atmospheric extinction coefficient*

Sun Guo-Dong¹⁾²⁾ Qin Lai-An^{1)†} Zhang Si-Long¹⁾ He Feng¹⁾ Tan Feng-Fu¹⁾
Jing Xu¹⁾ Hou Zai-Hong¹⁾

1) (*Key Laboratory of Atmospheric Optics, Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031, China*)

2) (*Graduate School, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China*)

(Received 11 September 2017; revised manuscript received 4 December 2017)

Abstract

We construct a nonlinear equation between the return signal and the boundary value of extinction coefficient according to the lidar equation. And according to the nonlinear equation, we put forward a new method to solve the nonlinear equation by using Broyden algorithm. The Broyden algorithm is a concrete application of the quasi-Newton method. It has faster convergence and less iteration times, and does not need to calculate the derivative value. After choosing a suitable initial value, the boundary value can be obtained through the algorithm. A 532 nm single-band Mie scattering imaging lidar system is developed in Hefei, Southern China, for real-time atmospheric aerosol/particle remote sensing. Atmospheric measurement has been performed in Science Island during night time, and the time-range distribution of atmospheric backscattering signal was recorded on April 6, 2017, by employing the imaging lidar system. Then, the boundary values are achieved based on the Broyden algorithm and the least square algorithm. It adopts the Klett backward integration method to retrieve the horizontal distribution of extinction coefficients in a range of 1 km after the acquisition of the signal by changing the distance, then the horizontal atmospheric transmittance can be achieved based on the path integral. We also conduct a contrast experiment with the one-way transmission of the horizontal light near the ground within the range of 1 km at the same time. The initial site is situated in the experimental room besides the Dongpu reservoir and the end site is located on the second floor of our office building. The important things in this experiment are that the light reaching the target surface must be fully received and the laser power should be monitored at the double-end. Then we can obtain the transmittance by the direct method. By comparing the transmittance from the direct method with the transmittance from imaging lidar between the two different ways, i.e., Broyden algorithm and least square algorithm, then the correlation coefficients are obtained to be both over 0.95 in the period. And the method introduced in this paper is a little better than the least square algorithm with a value of 0.968. Besides, the average relative errors between the two inverse methods and the direct method are 4.66% and 9.10%, respectively. The average relative errors obtained by using the least square algorithm is about twice that by using the Broyden algorithm. It can be concluded that the algorithm introduced in this paper is effective and has certain advantages for the inverse problem.

Keywords: lidar, Broyden algorithm, boundary value, atmospheric transmittance

PACS: 42.68.Wt, 92.60.Mt, 43.28.Vd, 91.40.Dr

DOI: 10.7498/aps.67.20172008

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 41405014).

† Corresponding author. E-mail: laqin@aiofm.ac.cn