

差分吸收激光雷达测量对流层臭氧*

胡顺星 胡欢陵 周 军 吴永华

(中国科学院安徽光学精密机械研究所大气光学重点实验室,合肥,230031)

摘要: 利用激光雷达对对流层 2~4km 高度范围的臭氧分布进行了测量。测量结果表明,利用 YAG 激光器产生的两个波长(266nm 和 289nm),可以得到比较精确的臭氧分布。

关键词: 差分吸收激光雷达 臭氧 对流层 YAG 激光器

DIAL lidar measurement for tropospheric ozone

Hu Shunxing, Hu Huanling, Zhou Jun, Wu Yonghua

(Atmospheric Optics Lab, Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics,

The Chinese Academy of Sciences, Hefei, 230031)

Abstract: The distribution measurement of the tropospheric ozone from the altitude of 2km to 4km with differential lidar is reported in the paper. The measurement results show that the ozone density can be obtained with higher accuracy based on lidar with two wavelengths(266nm and 289nm) that are produced by a YAG laser.

Key words: differential absorption lidar ozone troposphere YAG laser

引 言

差分吸收激光雷达测量大气中的微量气体成分的方法最先由 Schotland^[1]在水汽测量中提出来,而后得到不断地发展。差分吸收激光雷达测量大气臭氧的优点是测量范围大、分辨率高、精度较高、实时快速、能够监测臭氧的时空变化。在较低高度的对流层中,气溶胶含量很大且分布很不均匀,为减少气溶胶的影响,一般选取波长较短的紫外波长。在本文的测量中,我们利用了 YAG 激光器基频 1064nm 的四倍频波长 266nm 和 266nm 泵浦氙气 Raman 频移波长 289nm,进行了对流层臭氧的测量,并对测量结果的误差进行了估计和分析。

1 测 量

1.1 测量方法

差分吸收激光雷达测量对流层臭氧的方法,是利用待测气体的吸收特性测量该气体的浓度。差分吸收激光雷达以同一光路向大气中发射波长接近的两束脉冲激光,其中一个波长处于被测气体的吸收线上,它被待测气体强烈吸收;另一个波长处于待测气体的吸收线的边翼上或吸收线外,待测气体对它吸收很小或没有吸收。由于这两束激光波长相近,对其它气体分子和气溶胶的消光基本相同,两束激光的回波强度的差异只是由待测气体分子的吸收引起。从而根据两个波长回波强度的差异可以确定待测气体分子的浓度。计算臭氧浓度的关系如(1)式所示。

* 国家八六三激光技术领域和国家自然科学基金资助项目。

$$N(z) = - d[\ln P_{on}(z)/\ln P_{off}(z)]/2 \quad (T) \quad z + E_M(z) + B_A(z) + E_A(z) \quad (1)$$

式中, $N(z)$ 为高度 z 处的臭氧浓度, (T) 为双波长对臭氧的吸收截面差, z 为差分距离, $P_{on}(z)$ 和 $P_{off}(z)$ 分别为两个波长的回波强度, $E_M(z)$, $B_A(z)$ 和 $E_A(z)$ 分别为大气分子消光、气溶胶后向散射和气溶胶消光引起的修正项。测量时 $B_A(z)$ 和 $E_A(z)$ 较小且难以精确估计, 常常将其忽略。在我们测量用的两个激光波长 266nm 和 289nm 中, 臭氧对波长 266nm 吸收很强而对波长 289nm 吸收相对较弱, 它们的臭氧吸收截面之差很大, 这非常有利于提高对流层臭氧的测量精度。

1.2 测量装置

图 1 是对流层臭氧测量装置的框图。整个装置主要由发射、接收和采集及控制等 3 部分组成。测量所需的两个激光波长为 266nm 和 289nm。YAG 激光器基频波长 1064nm 经四倍频晶体产生波长 266nm 激光, 然后分成两束, 每束能量为 40mJ, 一束去泵浦 D_2 气 Raman 池, 获得 Raman 频移波长 289nm, 能量为 13mJ。Raman 池的气压为 6 个大气压, 这时输出的 289nm 能量转换效率最高^[2]。波长 266nm 和 289nm 两束激光经导向镜垂直导入大气中。激光束在大气中被大气分子和气溶胶散射, 后向散射的部分光被望远镜所接收, 经带宽为 10nm 的干涉滤光片过滤, 入射到光电倍增管 (EMI 的 9214QB) 的靶面上, 转换为电信号, 再经前置放大器 (VT120) 放大和光子计数器 (EG&G 的 914P) 的甄别和计数, 然后输入计算机进行实时显示。整个测量过程在计算机控制下完成。利用光子计数器的优点是可以提高测量高度。光电倍增管在 - 20 以下工作, 使热噪声降到最低。

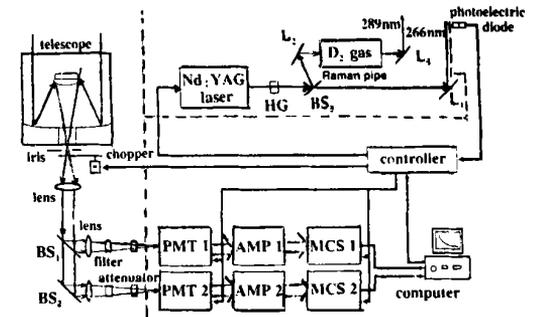


Fig. 1 Schematic diagram of setup
HG—quadruple harmonic crystal BS₁ ~ BS₃—beamsplitter
L₁ ~ L₃—steering mirror AMP—amplifier PMT—
photomultiplier tube MCS—multichannel scaler

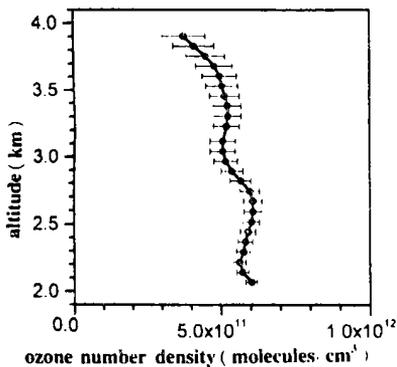


Fig. 2 Ozone profile and its statistic errors

2 测量结果与分析

我们利用该测量装置测量了合肥西郊对流层的臭氧分布。测量一般在晴朗无云的夜晚进行, 使回波信号满足单次散射的激光雷达方程。图 2 是其中一天的测量结果, 激光雷达的高度分辨率为 45m。2km 以下是激光雷达盲区, 4km 以上由于测量值波动幅度超过 10%, 被删去。图中的臭氧廓线表明, 对流层 2 ~ 4km 臭氧数密度小于 1.0×10^{12} 分子数/cm³。该晚天气晴朗, 影响测量结果的气溶胶分布如图 3 所示, 该分布是由在该激光雷达附近的车载式 L300 激光雷达测量得到。气溶胶的消光系数在 3km 以下很大, 气溶胶的消光系数和 Angstrom 指数 X 随高度变化很大。Angstrom 指数反应了气溶胶后向散射与波长之间的关系。它与 L300 激光雷达的两波长 1064nm 和 532nm 测量的气溶胶消光系数分布 $\tau_1(1064nm, z)$ 和 $\tau_1(532nm, z)$ 的关系如 (2) 式表示。

$$\frac{[\tau_1(532nm, z)/50]}{[\tau_1(1064nm, z)/40]} = (1064/532)^X \quad (2)$$

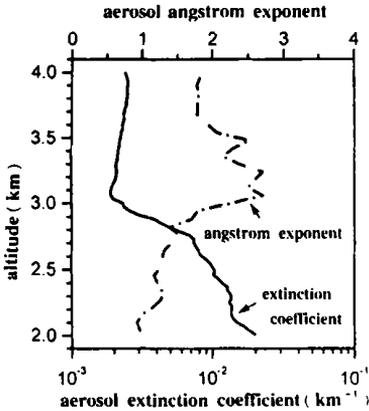


Fig. 3 Distribution of aerosol

由 532nm 波长的体积消光系数和体积后向散射系数转化而来。我们计算了这一天测量结果的系统误差,如图 4 中所示。从图中可以看到,该天测量的系统误差小于 2%,表明气溶胶对臭氧测量影响较小。统计误差 E_T 按(6)式估计,

$$i(z) = i_{532}(z) (\lambda/532)^{-X}; \quad i(z) = i_{532}(z) (\lambda/532)^{-X}; \quad i = \text{on, off} \quad (5)$$

$$E_T(z) = \frac{1}{2} \frac{P_i(z) + 2P_b}{(T)N(z)z} \frac{P_i(z+z) + 2P_b}{P_i(z)^2} + \frac{P_i(z+z) + 2P_b}{P_i(z+z)^2} \quad (6)$$

式中, P_b 为背景噪声, $P_i(z)$ 为波长 i, z 高度的回波强度。计算结果如图 2 中的横所示,测量的统计误差在近 4km 最大达 15%,若测量的激光脉冲累加数增加,统计误差可进一步减小。

气溶胶的分布与天气条件有关,天气条件差,能见度小于 2km 时,气溶胶引起的系统误差会很大,因此,激光雷达测量臭氧一般选在天气晴朗的夜晚。系统误差除了来自气溶胶的散射和消光外,大气中的 O_2 和其它痕量气体的吸收也会带来系统误差。 O_2 的吸收截面具有很大的不确定性,据 Sunesson^[4]估计,由于 O_2 的吸收带来的误差可达 $-9.0 \pm 1.8\%$ 。据 Pappayannis^[5]估计, SO_2 的吸收带来的误差一般小于 5%, NO_x 的吸收带来的误差小于 4.5%。

3 总 结

测量结果分析表明,尽管对流层的气溶胶浓度很大,分布不均匀,利用 YAG 激光器产生的 266nm 和 289nm 两个波长测量对流层臭氧,气溶胶消光和散射引起的系统误差在 2~4km 范围内仍然较小,可以得到较为精确的臭氧测量结果。

参 考 文 献

- 1 Schotland R M. J. Applied Meteorol, 1974; 13(1) : 71 ~ 77
- 2 吴永华,岳古明,胡欢陵 et al. 中国激光, 2000; 27(9) : 821 ~ 827
- 3 Uchino O, Tabata I. Appl Opt, 1991; 30(15) : 2005 ~ 2012
- 4 Sunesson J A, Apituley A, Swart D P J. Appl Opt, 1994; 33(30) : 7045 ~ 7058

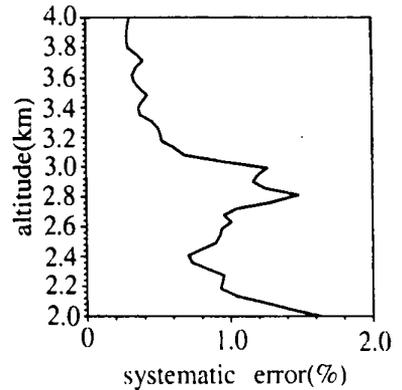


Fig. 4 Systematic error of measurement

斜入射消色差相位延迟器的优化设计

王 霞^a 魏玉花^b 吴福全^b

(^a中山大学超快速激光光谱学国家重点实验室,广州,510275)

(^b曲阜师范大学激光研究所,曲阜,273165)

摘要: 探讨了斜入射型的消色差相位延迟器的全内反射角随折射率的变化规律,从而得出斜入射型的消色差相位延迟器的延迟量受折射率及全内反射角变化的复合影响,为设计斜入射时的高精度消色差相位延迟器提供了新理论依据。

关键词: 相位延迟 消色差 全内反射

Optimized oblique incidence achromatic phase retarder

Wang Xia^a, Wei Yuhua^a, Wu Fuquan^b

(^a State Key Laboratory of Ultrafast Laser Spectroscopy, Zhongshan University, Guangzhou, 510275)

(^b Laser Institute, Qufu Normal University, Qufu, 273165)

Abstract: The influence of the total internal reflection angle and refractive on the phase retardation is discussed in the paper. Based on this theory, oblique incidence achromatic phase retarder is optimized.

Key words: phase retardation achromatic total internal reflection

引 言

菲涅耳菱体^[1]及其它一些常规相位延迟器有一个共同的特点,即光线是正入射到入射端面上的,其内部反射角是确定的,相位延迟量只是折射率 $n(\lambda)$ 的函数。但在 70 年代, Shklayarevskii^[2] 等人首次提出了一种不同的设计方案,即让光线斜入射到器件的入射端面上,所设计的器件是直角棱镜,光束只经历一次全内反射,见图 1。然而,此器件未得到应用的原因是延迟量太小,只有 25° 左右,而且他没有作完善的理论分析,没有考虑斜入射时, θ 不再是常量,而是随着折射率 $n(\lambda)$ 的变化而变化^[3,4]。对此问题,下面我们给出较为详细的讨论。

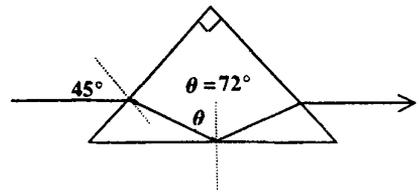


Fig. 1 The original structure of oblique incidence phase retarder

1 斜入射时内反射角随折射率的变化

如果光在界面处是斜入射,则在入射面内,当入射光的波长 λ 改变时,折射角 t 将随折射率的改变而变化,故全内反射角 θ 不再是常数。当入射角 $i = 0$ 时,器件结构光路有图 2 两种

5 Papayannis A, Ancellet G, Pelon J *et al.* Appl Opt, 1990; 29(4): 467 ~ 476

作者简介:胡顺星,男,1966年11月生。博士研究生。现从事激光雷达、大气探测研究。