

第五章 PRRL 系统大气温度探测实验研究

§5.1 PRRL 系统大气温度探测流程

5.1.1 光源准备

光源准备工作看似简单，但实际十分重要，激光器内部光路未调节好，将有可能形成聚光点对光路乃至激光器本身造成损伤。如果温度不稳定，预热不充分将导致整个雷达系统一直处在激光发射能量不稳定的工作状态。PRRL 系统大气温度探测流程如下（可参照第四章图 4.2）：

- (1) 检查光路，确保光路上没有放置物品，以免激光损坏和激光杂乱反射对人员造成损伤；在扩束镜后方加设阻隔板，防止激光器开启后，强激光直接射入望远镜。
- (2) 打开激光器制冷机电源，继而打开激光器主机电源及控制盒开关。SGR-10 型 Nd:YAG 固体激光器采用内循环水与压缩机风冷相互结合的制冷方式，谐振腔温度要求稳定在 26°C 。倍频晶体的温度要求稳定在 50°C ，且需保持干燥以防潮解，其温控设备一直保持开启状态。刚打开激光器制冷电源后，温度会在 26°C 温度上抖动，最终稳定在 26°C ，温度稳定过程约需 40 分钟。
- (3) 待谐振腔温度稳定在 26°C ，打开控制盒上触摸屏上预热按钮，使得激光器处于预热状态。预热过程约 10 分钟。预热时谐振腔和放大腔电压不易过大。
- (4) 预热结束后，选择激光输出频率 20Hz，放大腔电压可调节到最大值，调节谐振腔两端电压处于较低的值，触摸屏上数据一般需保证小于 60%，防止激光直接以大能量出射损伤光路，按发射按钮出射激光。由于谐振腔开始工作，则之前建立的温度平衡会发生变化，此时谐振腔温度将上升，保持激光的输出，待温度稳定，该过程约 10 分钟。
- (5) 用相纸检测输出光斑质量，重点检查有无聚光点的产生。如有不妥，需调节激光器内部光路。

5.1.2 收发同轴初步准直

PRRL 系统采用的是同轴收发设计。准直即使得光束发射主轴与望远镜主轴同轴，最低要求是平行，近似同轴。光路准直示意图如图 5.1，基本过程如下：

- (1) 调节控制盒上谐振腔氙灯电压，使激光器输出 532nm 能量尽量低；
- (2) 在望远镜上方加装三角锥反射镜，其作用是使得激光发射光束沿着平行方向返回；
- (3) 移除扩束镜前的挡光板，使得激光经望远镜上 45° 导向镜出射，打开 CMOS 监视探头电源，从显示器中可以看到返回的光束通过望远镜焦平面形成焦点。调节导向镜 1 和导向镜 2 光路指向旋钮，使得焦点与光纤入口重合，并使得扩束后光斑处于望远镜 45° 导向镜中心，与此同时为方便起见，也可调节导向镜前后位置。
- (4) 移除三角锥反射镜，关闭 CMOS 电源，收发同轴初步准直过程结束。

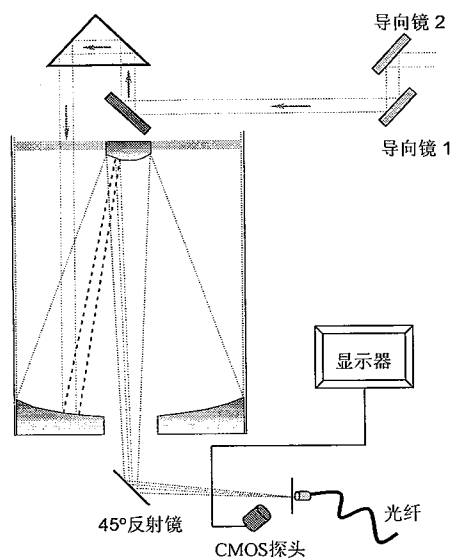


图 5.1 光路准直示意图

5.1.3 数据测量

- (1) 把后继光路输入光纤与接收系统输出光纤对接，打开光电探测系统电源，打开计算机数据采集控制程序，加载光电倍增管高压至 800V。
- (2) 调节谐振腔电压使得激光器达到工作所需能量约 200mJ，利用数据采集界面观察每 20-100 次激光脉冲累积信号强度，调节导向镜 1 的导向旋钮使得

信号达到最强，此即收发同轴的二次准直。

- (3) 设置光子计数甄别阈值。PRRL 系统甄别阈值的设置方法是：首先在扩束镜前加挡板，阻止光发射（激光器仍在工作），同时遮盖望远镜；利用瞬态记录仪控制界面观察不同阈值下采集的计数个数，这里可选择计数个数最少时的阈值最大值；打开望远镜遮盖观察大气背景辐射噪声产生的计数；由于 PRRL 系统目前望远镜采用窄视场，分光系统透过效率低且带宽也相对较窄（4 个通道累积半高宽约为 0.8nm），夜间大气背景辐射非常少，基本上可以不计。
- (4) 设置采样频率 20MHz，数据保存脉冲数一般设为 4000（最大可设置为 4096）；数据长度 4000，即探测距离量程 30km；采集数据，数据自动连续保存。
- (5) 利用数据处理软件，累积数据从而获得原始信号。图 5.2 给出了一组数据 20000 次累积探测原始结果。横坐标表示探测高度距离。纵坐标为计数率值 ν ，单位为 MHz，其与光子数的关系为^[134]：

$$\nu = \frac{N}{k \times \Delta t} \quad (5.1)$$

式中， k 为的采集次数， N 为 k 次采集总光子数， Δt 为采集门宽度，即采集频率的倒数。

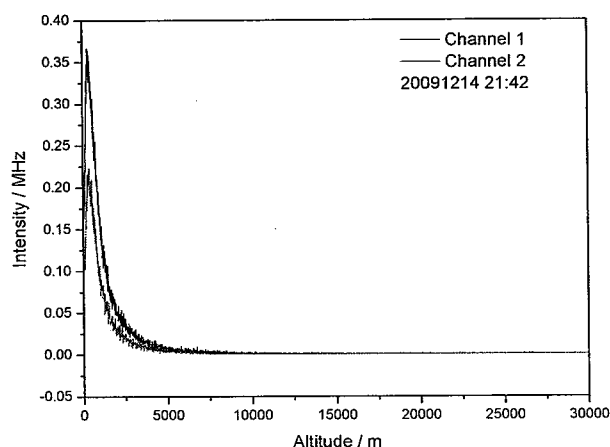


图 5.2 原始信号数据

§5.2 分光系统调节与可靠性验证实验

5.2.1 分光系统的调节

分光系统对机械稳定性要求较高，微小的振动和形变即会引起回波信号光路与光纤耦合的偏差，实际实验中由于大气回波信号非常弱，肉眼无法看见回波信号在双光栅分光系统焦平面处的耦合情况。分光系统的调节可以利用图 5.1 收发同向准直时，折返回望远镜的 532nm 激光导入双光栅分光系统，以模仿弹性散射信号，作为参考标准。图 5.3 给出了分光系统调节对光的俯视光路图，双光栅分光系统工作时两边俯视光路完全相同，仅仅方向相反，右边是左边光路的逆过程，基于这一点，双光栅分光系统的调节可采用如下步骤：

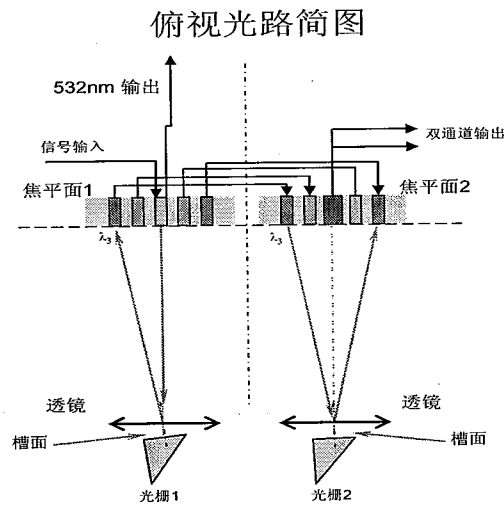


图 5.3 光路调节俯视图

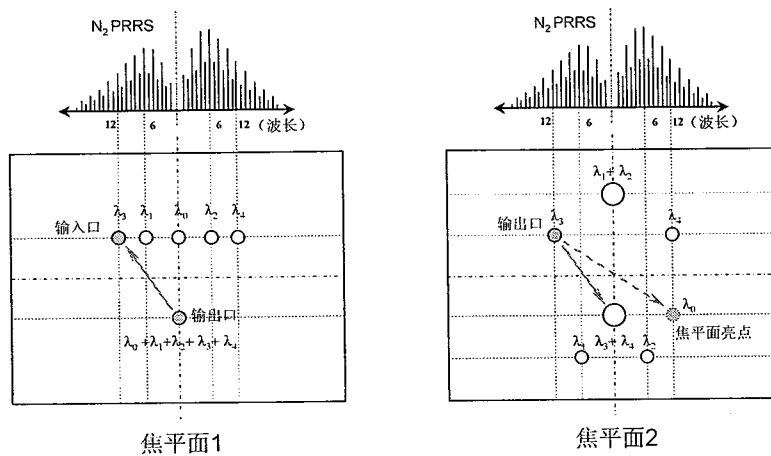


图 5.4 光路调节焦平面光斑

- (1) 调节图 5.3 中光栅 1, 使得 532nm 光经光栅反射进入焦平面 1 上 Raman 信号通道输入口 λ_3 , 以模拟 Raman 通道中所含的未分离完全的弹性散射信号, 如图 5.4 中焦平面 1。
- (2) 532nm 从焦平面 2 中的 λ_3 的输出口输出, 调节光栅 2, 使得其经光栅反射后聚焦在焦平面 2 上 λ_3 输出口沿着光轴的对称 λ_0 处, 即处在 λ_4 的横轴对称处, 如图 5.4 中焦平面 2。这说明此时光栅 2 即达到了要求的位置, 可使得 λ_3 中未分离完全的弹性散射信号再次分离到焦平面 2 的 λ_0 处。
- (3) 再次调节光栅 1, 同步骤①, 分别调节光栅以 λ_1 , λ_2 , λ_4 导入 532nm 光, 模拟各通道未完全分离的 532nm 弹性散射, 再重复步骤 2, 使得在焦平面各自对称位置形成亮斑, 至此分光系统光栅 2 对应的光路调节完成。
- (4) 调节光栅 1, 使得 532nm 反射回 λ_0 入口输出, 以模拟弹性散射, 此时光栅 1 对应的光路也即调节完成。

5.2.2 分光系统的弹性散射抑制性能检验

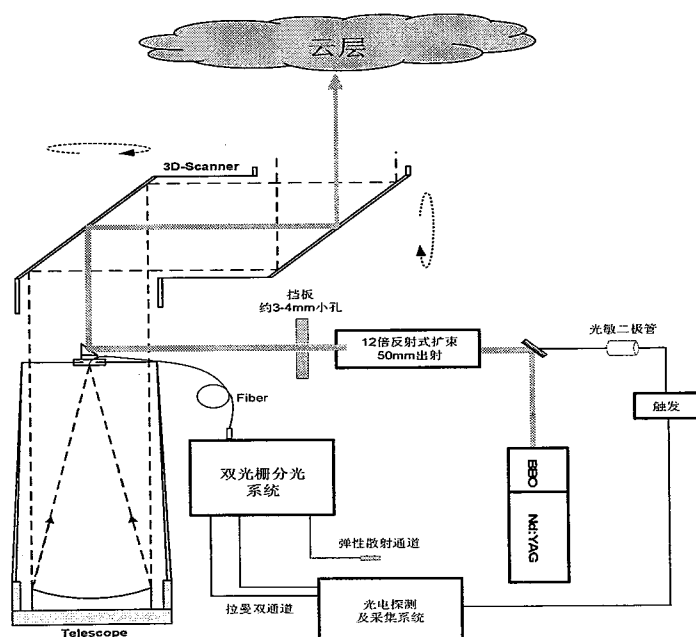


图 5.5 双光栅分光系统抑制比检验实验激光雷达系统结构

为了检验双光栅分光系统对弹性散射信号的抑制能力，我们先期搭建了 532nm 激光发射平台，如图 5.5，平台利用 Quantel 公司的 Nd:YAG 激光器为光源，脉冲能量约 250mJ，发射频率 20Hz，光斑直径约 8mm，采取 12 倍扩束后取 $\Phi 50\text{mm}$ 发射。利用带扫描镜的近牛顿望远镜使发射激光束照射到厚云层，同时在弹性散射通道接收 532nm 信号，为了避免信号太强难以采用光子计数，探测弹性散射信号时，我们再次取光束发射口径 $\Phi 50\text{mm}$ 的 1/15 左右发射，并减低发射能量至约 5mJ 以下，同时采用约 20%衰减片对其进行衰减。探测到云层采集数据后，迅速关闭弹性散射信号，恢复发射口径到 $\Phi 50\text{mm}$ 。利用双通道接收 Raman 回波信号，探测光子数结果如图 5.6。从图中可以看出：

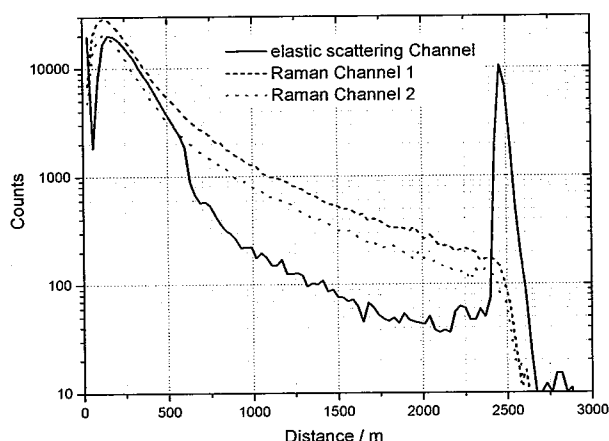


图 5.6 弹性散射通道信号与 Raman 通道信号对比

(1) 在未到达云层的较洁净区域时弹性散射信号比 Raman 通道信号小 10 倍左右。这是因为：探测弹性信号时的发射能量仅仅为探测 Raman 散射信号时的约 $(1/15)^2 \times (5/250) \times (20\%) \approx 2 \times 10^{-5}$ ，这就说明测 Raman 散射信号时，弹性散射通道信号约为 Raman 通道信号的 5000 倍。

(2) 到达云层时，产生了极强的弹性散射，而 Raman 通道信号迅速衰减。没有随之凸起。根据图中数据，在云中弹性散射最强的位置，弹性信号强度是 Raman 通道信号的 100 倍左右，同时考虑到光栅分光系统中，532nm 弹性散射信号从第一个焦平面输出，所以分光系统对其透过率大于 Raman 散射信号（针对现有分光系统，可按是 Raman 散射信号的 5 倍估算），而换算成实际测 Raman 散射信号时，等效在第二个焦平面处的弹性信号（而非弹性散射通道信号）则是

Raman 通道信号的约 $(15)^2 \times (250/5) \times (1/20\%) \times 100/5 \approx 10^6$ 倍, 此时, 即使假设测量 Raman 通道信号时, 其全部为 532nm 弹性信号的混入, 经过双光栅分光系统后, 在 Raman 通道上对于弹性散射抑制比至少为 6 个量级。

综合以上两点, 可以认为双光栅分光系统具有良好的弹性散射抑制能力, 利用其 Raman 通道可获得可靠的 Raman 散射信号数据。

§5.3 PRRL 系统的定标实验与方法

5.3.1 PRRL 系统的垂直定标

PRRL 的温度反演公式可表示为:

$$T = f(a_k, Q), \quad k=1,2,3,\dots \quad (5.2)$$

Q 值为两 Raman 通道比值, 如式 (4.15): $Q = \frac{P_{low(s)}}{P_{high(s)}}$; a_k 为待定标的系数列。

当 a_i 标定后, 若使其代入式 (5.2) 求得温度序列与实际温度的误差达到最小值 (最理想误差为零), 由最小二乘法原理可知, 即要求定标区间内偏差总和

$\sum_{i=1}^m |\delta_i|^2 = \sum_{i=1}^m (T_i - T_c)^2$ 最小, 此时可有方程组:

$$\frac{\partial \sum_{i=1}^m (T_i - T_c)^2}{\partial a_k} = 0 \quad (5.3)$$

解出定标常数 a_k 的值。式中 T_i 表示待反演温度数据, T_c 为定标仪器的探测数据。

不难看出这里要求数据点数 $m > k$, 否则方程组无法解出全部的定标常数 a_k 。

垂直定标, 即利用无线电探空气球获得大气温度垂直分布数据标定 PRRL 系统的定标常数。此时温度 T 为垂直距离 R 的函数。则式 (5.3) 可表示为:

$$\frac{\partial \sum_{R=R_1}^{R_2} (T(R) - T_c(R))^2}{\partial a_k} = 0 \quad (5.4)$$

由于成本原因, 一般情况无线电探空气球每天傍晚只做一次探测, 整个升空探测约需半小时左右。因此为了保证定标的精度, PRRL 系统温度垂直定标的方法是

选择天气良好无风的夜晚进行，充分延长激光脉冲积累时间，从而获得足够信噪比的高阶和低阶 N_2 纯转动 Raman 散射信号，这样可避免信号平滑给定标带来误差。图 5.7 给出了一组无线电探空气球获得的夜间垂直温度分布的修正廓线。

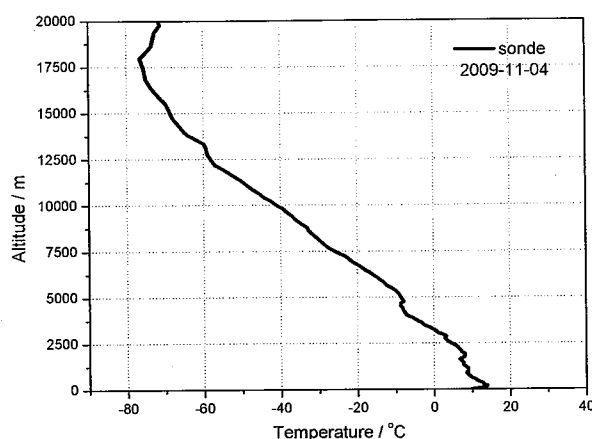


图 5.7 无线电探空气球温度垂直探测修正廓线

PRRL 系统选用了两个温度反演公式： $T = \frac{a}{\ln Q - b}$ （式（3.16）），

$T = \frac{-2a}{b \pm \sqrt{b^2 - 4a(c - \ln Q)}}$ （式（3.18））进行了垂直定标测试。式（3.16）和式（3.18）

分别可变换为 $\ln Q = \frac{a}{T} + b$ 和 $\ln Q = \frac{a}{T^2} + \frac{b}{T} + c$ ，定标计算的关键在于对 $\ln Q$ 数列的拟合，上两式即对 $\ln Q$ 的一次和二次拟合。

图 5.8 给出了对式（3.16）的定标结果，图中定标区间选择 90m-6000m，此时式（3.16）的定标常数 $a=320.8574$ ， $b=-0.6830$ 。PRRL 系统的温度探测曲线由定标常数和式（3.16）反演。为保持激光器能量稳定，PRRL 采用低能量发射（约 80mJ），累积次数约 60 万次。气球探空修正廓线如图 5.8 中实线。图中虚线表示对原始信号初步平滑后由定标常数计算的结果，“-△-”表示最终计算的温度数据，其数据处理上同时采用了小波降噪与分层平滑（具体方法将在下节论述）。从图中可以看出，PRRL 温度反演数据与气球探空修正廓线对温度层结构特征反映基本吻合，这说明此定标方法具有可行性，也同时说明该日无风晴朗情况下对流层低层大气分层特征较稳定；边界层以下温度结构探测结果的吻合说明 PRRL 高阶和低阶 Raman 通道因子差异与几何重叠因子的不稳定性对探测结果影响很小。

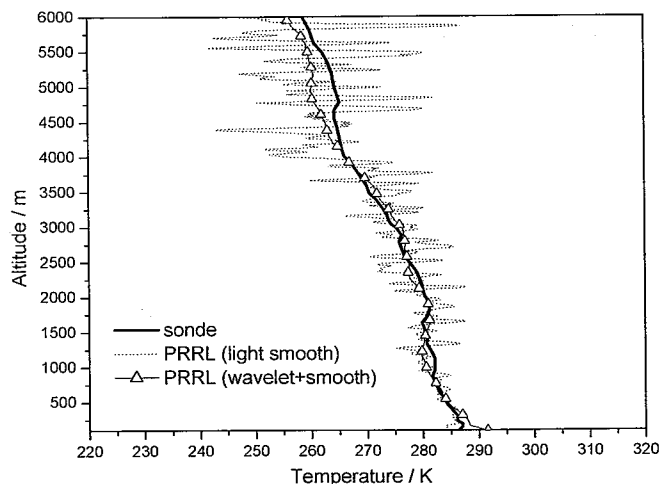


图 5.8 PRRL 系统对式 (3.16) 定标反演结果

图 5.9 给出了对式 (3.18) 常数定标的结果，定标区间与上图相同。PRRL 系统的温度探测曲线由定标常数和式 (3.18) 反演，可以看出根据式 (3.18) 反演大气温度也能反映大气分层的特征，且在相同数据处理方法下，反演结果与气球探空修正廓线吻合程度优于式 (3.16) 的反演结果。该次定标获得式 (3.18) 中 PRRL 反演温度的定标常数 a , b , c 分别为 3.0466×10^5 , -1.9071×10^{-3} , 3.3862。

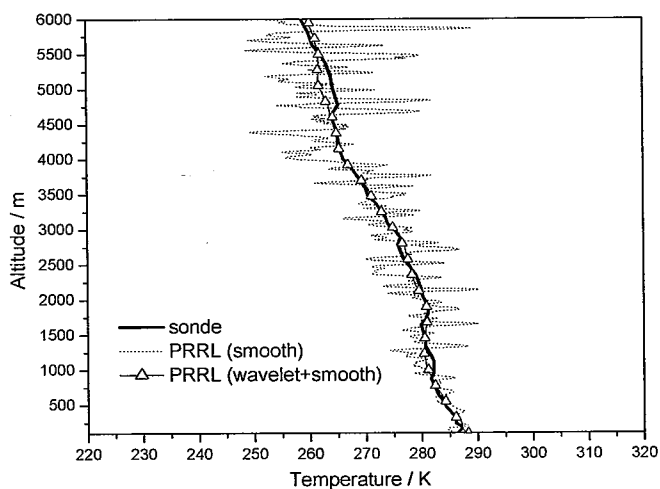


图 5.9 PRRL 系统对式 (3.18) 定标反演结果

5.3.2 纯转动 Raman 测温激光雷达的水平定标方法讨论

纯转动测温激光雷达最佳的定标方案是定期采用无线电探空仪定标，但由于气球探空成本较高，且操作不便，测温激光雷达难以频繁采用无线电探空仪进行

定标修正。日常定标也可采用水平定标方式，以下提出一种纯转动测温激光雷达水平定标方法：

这里的水平定标是指利用如图 5.5 的扫描装置或整体转动激光雷达望远镜和发射镜，使激光雷达水平测量信号，由地面仪器对其进行定标。纯转动 Raman 测温激光雷达不同于测气体成分的振动 Raman 激光雷达，前者定标常数至少为两个以上，如第三章式 (3.16) ~ 式 (3.18)。而一般的测量水汽等大气成分的振动 Raman 激光雷达只有一个定标常数。水平测量情况下，可认为水平大气均匀，温度均匀，在距离坐标上为常数，故两个 Raman 回波信号的比值 $Q = \frac{P_1}{P_2}$ 为常数，

此时式 (5.3) 只能构造出一个方程，普通的测成分 Raman 激光雷达即可求得定标常数，但是一个方程不能获得纯转动 Raman 测温激光雷达的全部定标常数，即式 (5.3) 中 $i < k$ 情况。

这里可以引入地面仪器测得近地面温度随时间的变化序列 $T_c(t_i), i = 1, 2, \dots$ 来辅助水平定标。测温激光雷达多次水平测量值随时间变化，可表示为 $T(t_i), i = 1, 2, \dots$ ，此时式 (5.3) 可表示为：

$$\frac{\partial \sum_{i=1}^m (T(t_i) - T_c(t_i))^2}{\partial a_k} = 0 \quad (5.5)$$

当水平数据测量次数 m 大于定标常数个数 k 时，即可解得纯转动温度测温激光雷达的全部定标常数。值得注意水平定标要求地面温度数据随时间发生变化，一般情况下一个夜晚温度变化幅度较小，测温激光雷达的水平定标最好需多日的测量数据。PRRL 系统目前不具备水平测量功能，垂直测量时，由于温度测量的精度要求很高，近地面数据由于几何重叠因子和盲区的影响，精度要求难以保证，如果仅仅用垂直测量时近地面的数据在时间轴上定标，定标误差较大。

§5.4 数据处理方法

5.4.1 背景的处理

纯转动 Raman 激光雷达背景噪声包括暗电流产生的散粒噪声和电阻热噪声, 大气背景辐射噪声, 电子干扰噪声。PRRL 系统电子学系统充分接地, 目前采用的望远镜接收视场很小 ($RFOV \approx 0.15\text{mrad}$ 或 0.4mrad), 分光系统透过效率 $< 10\%$, 再通过光子计数阈值的设置, 暗电流, 热噪声以及背景噪声得到了很好的抑制, 夜间背景噪声可忽略或少量噪声可作为背景扣除, 清晨日出前的大气背景辐射噪声需做背景扣除处理。

5.4.2 Raman 散射信号降噪

N_2 与 O_2 分子纯转动 Raman 散射信号很弱, 低阶和高阶 Raman 散射信号扣除背景后, 需要采取平滑削弱光子计数随机起伏噪声及大气波动对 Raman 散射信号造成的影响。对 Raman 散射信号可采用两种降噪方式:

(1) 权重平滑

权重平滑的公式表示为:

$$P_i = \frac{P_{i-(j-1)/2} + \cdots + P_{i-1} \times (j-2) + P_i \times j + P_{i+1} \times (j-2) + \cdots + P_{i+(j-1)/2}}{(j^2 + 1)/2} \quad (5.6)$$

式中 i 表示第 i 个数据点, j 为平滑点数, P_i 为第 i 个数据点的激光雷达测量的回波信号的数值。由激光雷达方程可知, 激光雷达回波强度与高度距离的平方成反比, 远场信号较弱, 故对 Raman 散射信号可采取分段平滑的数据处理方法, 即在近场适当减少平滑力度, 而在远场增大平滑力度。

在分段平滑之前这里首先介绍一下对流层温度分层基本特征^[135]:

①下层: 一般指边界层, 自地面到 2km 高度左右。该层大气受地面摩擦作用, 湍流交换作用特别强烈。由于受地面热力作用的影响, 气温有着明显的日变化规律: 早晨日出前气温最低, 日出后逐渐上升到当地时间下午二点左右到达最高点, 逐渐下降至次日日出前达到最低值。

②中层: 下层顶部到 6km 高度区间。该层受地面影响比摩擦层小得多, 气流状况基本上可表征整个对流层空气运动的趋势, 即温度垂直分布相对稳定。

③上层：中层顶部到对流层顶层。该层受地面的影响更小，气温常年都在 0°C 以下，水汽含量较少，各种云都由冰晶和过冷水滴组成。在中纬度和热带地区，这一层中常出现风速等于或大于 30m/s 的强风带。

结合纯转动 Raman 激光雷达信号特点及对流层温度分层特征，我们可对原始 Raman 散射信号初步分为三大层进行平滑，以避免平滑对温度层结构带来影响，在此分层基础上每层可再根据信噪比按更细致的分层平滑。下层信号较强，且温度层结构特征较多，故应尽量减少平滑点数；中层温度模式梯度特征明显，且此处信噪比一般，可以适当增加平滑点数。高层 PRLL 系统探测信噪比不足，可剔除奇异点（严重突变或抖动较大的数据点）数据后充分平滑，且高层远场数据可作为无效数据截断，以免平滑将误差带入有效数据。图 5.10 给出了一组累积信号经过分层平滑的结果，图中“channel 1”，“channel 2”分别对应低阶和高阶信号，“adj_smooth”表示平滑后的 Raman 散射信号。可以看出分层平滑可以消除随机噪声。

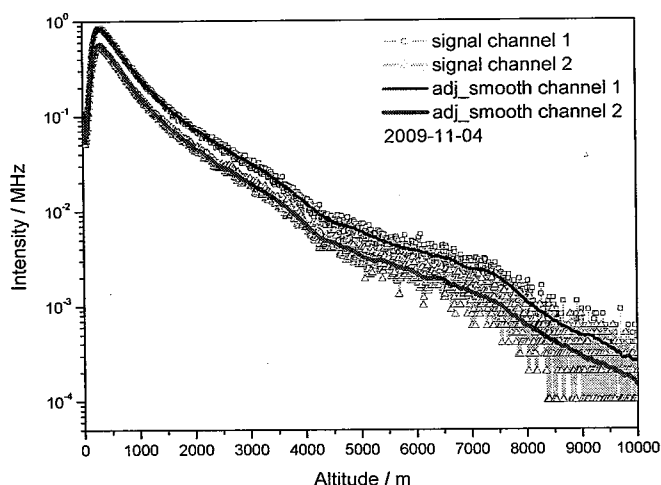


图 5.10 转动 Raman 信号的平滑

(2) 小波降噪

由于大气抖动，可认为实测的 Raman 激光雷达信号为非平稳信号，由高频信号和低频信号组成，而测温激光雷达所需的有用信号主要集中在低频部分，信号随机噪声主要集中在高频。高低频信号的分离可用快速傅立叶变换（FFT）和小波分解，快速傅立叶变换是将信号投影在 $0-2\pi$ 的标准基上，而小波则是将信

号投影在 $-\infty$ 和 $+\infty$ 之间的小波基上；傅立叶变换反映的是信号在整个时间段的特点，在频域上，反映各个频率的表现，适合于平稳信号；小波是反映信号某个时间段的特点，在频域上，反映的是频率段的表现，适合非平稳信号。

本文选择小波对 Raman 散射信号进行降噪，小波降噪的过程即对信号进行分解与重构过程。图 5.11 给出了利用小波对信号 X 进行的 3 级分解过程示意图（注：图片引自 MATLAB6.5 帮助），重构过程即该过程的逆过程。 CA_i 表示近似部分小波系数，即低频部分小波系数； CD_i 表示细节部分小波系数，即高频信号系数。通常可对每个分解级数的细节部分小波系数进行阈值运算，只有满足阈值范围的小波系数被保留，在重构时高频部分信号就会减少，即达到了降噪的目的。

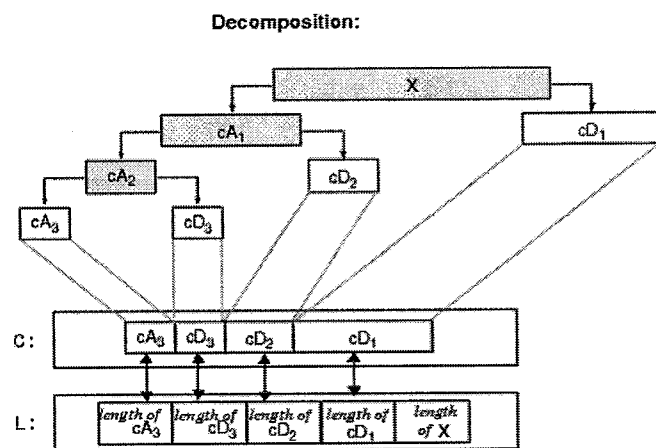


图 5.11 小波分解过程

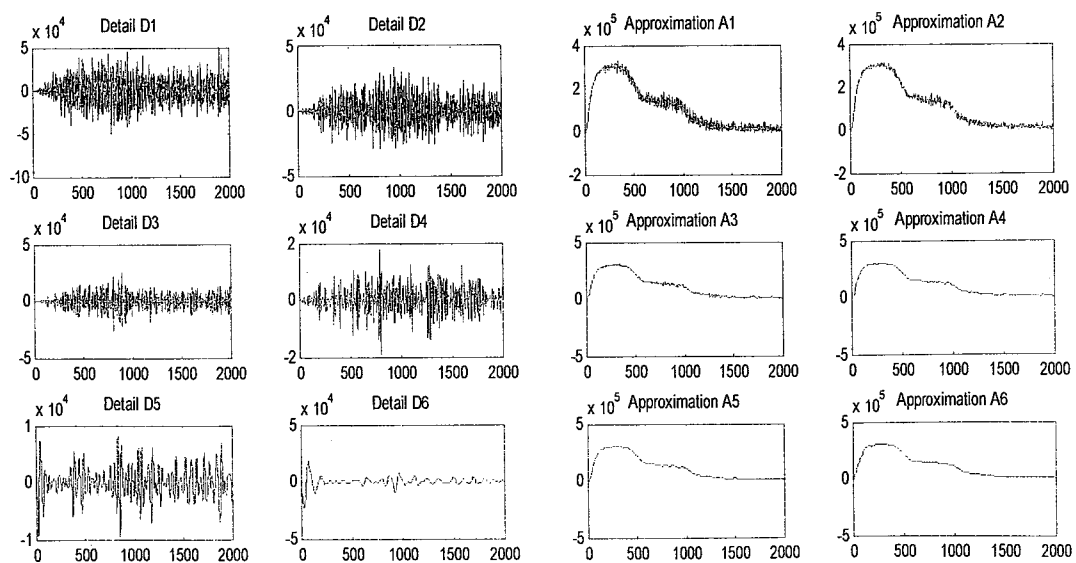


图 5.12 低阶 Raman 信号 PR^2 分解细节部分（左侧两列）与近似部分（右侧两列）

由于激光雷达 Raman 散射信号较强，信号的随机起伏幅度必然高于远场信号强度。为了增大远场随机起伏幅度，便于降噪，我们可对激光雷达信号与距离的平方乘积进行处理(PR^2)，如图 5.12 为对一组累加低阶 Raman 散射信号的 PR^2 进行了 6 尺度小波分解，小波基选择“db6”，图中左侧为重构的细节部分，右侧为重构的近似部分。

在小波重构信号前，这里首先根据图 5.7 的气球探空数据模拟 Raman 通道信号，可认为模拟的信号本身没有任何噪声和随机起伏，借以作为小波细节部分处理的参考。信号模拟过程中，大气分子密度采用美国标准大气模式冬季数据，如图 5.13。气溶胶和分子消光系数采用 532nm 波长大气分子消光模式和气溶胶粒子消光系数模式：

大气分子后向散射系数模式：

$$\beta_m(R) = 1.54 \times 10^{-3} \exp\left(-\frac{R}{7}\right) \quad (5.7)$$

气溶胶后向散射系数模式：

$$\beta_a(R) = 2.47 \times 10^{-3} \exp\left(\frac{-R}{2}\right) + 5.13 \times 10^{-6} \exp\left[-\left(\frac{R-20}{6}\right)^2\right] \quad (5.8)$$

大气分子后向消光系数模式：

$$a_m(R) = \frac{8\pi}{3} \beta_m(R) \quad (5.9)$$

气溶胶消光系数模式：

$$a_a(R) = 50 \beta_a(R) \quad (5.10)$$

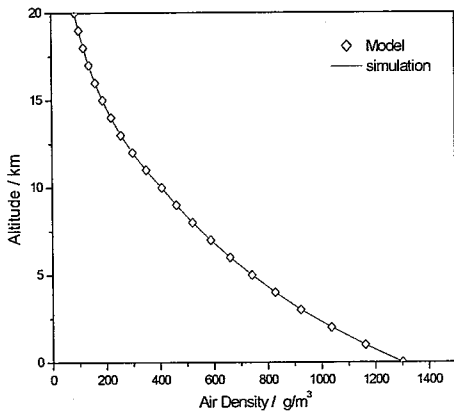


图 5.13 美国标准大气中纬度地区分子密度模式

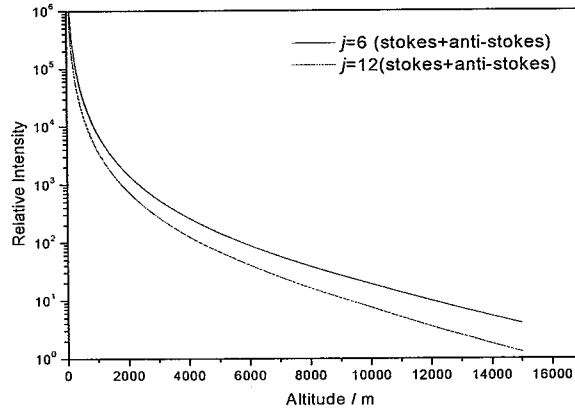


图 5.14 模拟的 Raman 通道信号

如图 5.14 为 Raman 散射信号以 N_2 分子 stokes 与 anti-stokes $j=6$ 和 12 的转动谱线模拟。再通过“db6”小波基对该模拟信号的 PR^2 进行了 6 尺度小波分解，如图 5.15 为低阶 $j=6$ 回波信号的 PR^2 的小波分解。显然图 5.12 中噪声所占比例远高于图 5.15。接下来的工作即需以模拟信号分解的结果为阈值设置的参考，对真实信号进行降噪处理。

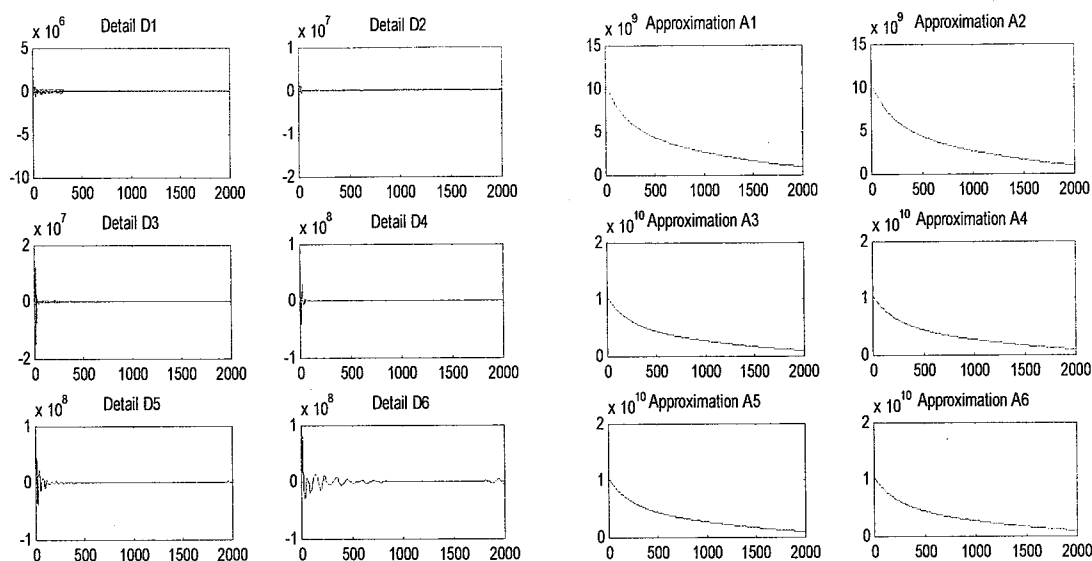


图 5.15 对低阶 $j=6$ 模拟信号的 PR^2 的小波分解

小波降噪的关键在于对小波系数阈值的量化，阈值的选择分硬阈值和软阈值两种处理方式^[136]：

$$\text{硬阈值法: } \hat{w}_i = \begin{cases} w_i, & |w_i| \geq \lambda \\ 0, & |w_i| < \lambda \end{cases} \quad (5.11)$$

$$\text{软阈值法: } \hat{w}_i = \begin{cases} \text{sgn}(w_i)(|w_i| - \lambda), & |w_i| \geq \lambda \\ 0, & |w_i| < \lambda \end{cases} \quad (5.12)$$

硬阈值处理，是把数据 w_i 的绝对值小于阈值 λ 的数据点令为零，大于或等于阈值的数据点保持不变。软阈值处理即当数据的绝对值小于或等于阈值时，令为零，大于阈值的数据点令为该点值与阈值之差，向零收缩。

Raman 散射信号的处理可根据上述阈值的设置进行降噪，阈值的设置方法也有很多，应根据信号的特点进行设置。这里介绍一种简便直观的方法，即不对小波系数进行阈值运算，而直接对小波重构的细节部分进行调整，以便于根据

Raman 散射信号的特点进行降噪, 重构的信号 PR^2 可表示为 $A6+a_6 \times D6+a_5 \times D5+a_4 \times D4+a_3 \times D3+a_2 \times D2+a_1 \times D1$, $A6$ 表示信号小波 6 尺度分解的近似部分, D_i 为重构的各尺度细节。此时降噪程度可由系数 a_i 确定, 且 a_i 可为距离 R 的函数。可以设置适当的 a_i , 从而对真实信号进行降噪, 为了保证温度层结构细节不丢失, 因充分保留细节部分 $D6$ 和 $D5$; 随机噪声可采取对高频细节 $D1-D4$ 的抑制。

对真实信号和模拟信号 PR^2 的小波分解, 可以同时获得两信号的 PR^2 在细节部分的分布情况, 对每阶细节幅值求和并对 $D6$ 归一化, 结果如图 5.16, 图中为对低阶信号 PR^2 的处理。可以看出, 模拟信号的 PR^2 高频细节部分少于近似部分, 而真实信号的 PR^2 正好相反。那么通过参考图 5.16 设置真实高频细节部分的前端系数 a_i , 使得高频细节部分幅值小于保留细节部分, 信号重构后即可达到降噪效果。 a_i 的设置没有固定方法, 可根据经验, a_i 均小于或等于 1, 保留细节部分 $D6$ 和 $D5$ 前端 a_i 接近 1, 须降噪的高频细节部分的前端系数 a_i 可设置远小于 1, 具体数值可根据信号信噪比情况调整。

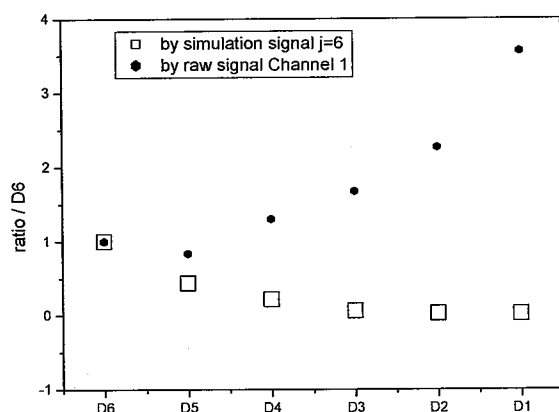


图 5.16 模拟信号与真实信号 PR^2 小波重构细节部分分布比例

图 5.17 给出了图 5.10 相同信号的小波降噪结果, 可以看出, 小波降噪优点在于保留了许多峰值细节, 避免了过多分层平滑带来的分层转折奇异点。尽管如此, 从图 5.17 中可以看到近场信号降噪后有所失真, 这是因为小波变换是将信号看成无限长的信号序列, 但实际信号长度总是有限的, 小波重构时就会产生“边缘效应”导致原始信号的两端信号重构不能复原。所以在原始信号处理中, 近场数据可以采取低点数的权重平滑代替。

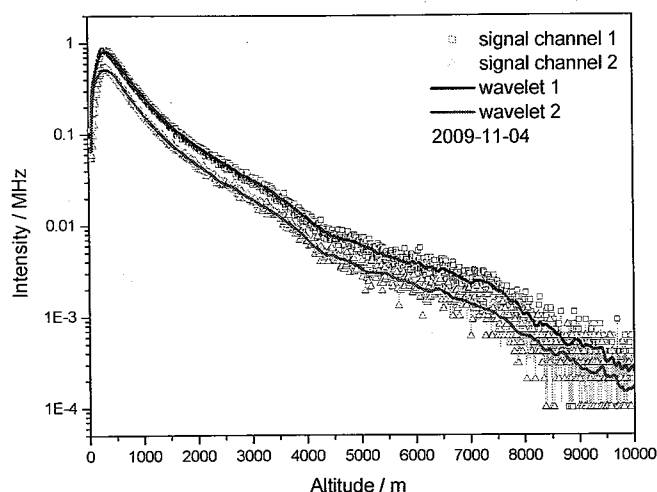


图 5.17 转动 Raman 信号的小波降噪

5.4.3 结果数据处理

无论是第三章式 (3.16) ~ 式 (3.18) 中任何一种纯转动 Raman 激光雷达温度反演公式, 系统定标后, 低阶和高阶信号比值 Q 是我们唯一需要的反演温度的参量, 由多谱线转动 Raman 激光雷达方程 (第三章式 (3.14)) 可推导出 Q 值:

$$Q(R) = \frac{\sum_{i=N_2, O_2} \sum_{J_{low}} C_{J_{low}} I(J_{low}, T)}{\sum_{i=N_2, O_2} \sum_{J_{high}} C_{J_{high}} I(J_{high}, T)} \quad (5.13)$$

当分光系统对弹性信号抑制充分时, Q 值不含有气溶胶和大气分子弹性后向散射信息, 故在原始信号的降噪处理时, 降噪力度不宜过大, 气溶胶的结构信息可在 Q 值计算时消除, 过分平滑反而引入新的误差。结果数据计算前可对 Q 值进行平滑处理再代入定标常数计算结果, 其处理方法与原始 Raman 散射信号处理方法相同。PRRL 系统目前的数据处理可以分为以下几个基本步骤:

- (1) 背景扣除;
- (2) 原始数据低点数分层平滑或小波降噪;
- (3) Q 值的计算 (或加以权重平滑);
- (4) 代入定标常数由温度反演公式计算得到初步结果数据;
- (5) 初步结果再处理获得最终数据, 一般采取奇异点扣除和小波降噪, 再进行

分层权重平滑。

结果数据中奇异点扣除的方法同样可借助于小波分解,但在重构结果时与小波降噪阈值的设置方法不同,针对激光雷达远场结果数据受信噪比不足的影响产生奇异点需要去除,近场温度结构细节需要保留的特点,我们对结果数据小波分解后的细节部分进行阈值处理(而非对小波分解系数阈值处理):

$$\hat{S}_i = \begin{cases} \text{sgn}(S_i) \overline{|S_i|}, & |S_i| > m \times \overline{|S_i|} \\ 0, & |S_i| < n \times \overline{|S_i|} \\ S_i, & n \times \overline{|S_i|} \leq |S_i| \leq m \times \overline{|S_i|} \end{cases} \quad (5.14)$$

式中 S_i 为细节部分, m 和 n 可根据经验设置,为同时达到降噪效果可分别设为 2, 1/3。

图 5.18 给出了一组上述步骤处理的温度数据。“...”线表示信号平滑后处理的结果,“---”表示结果数据经过降噪阈值处理的结果,“—”表示通过奇异点扣除阈值处理后(含降噪)的分层平滑结果。

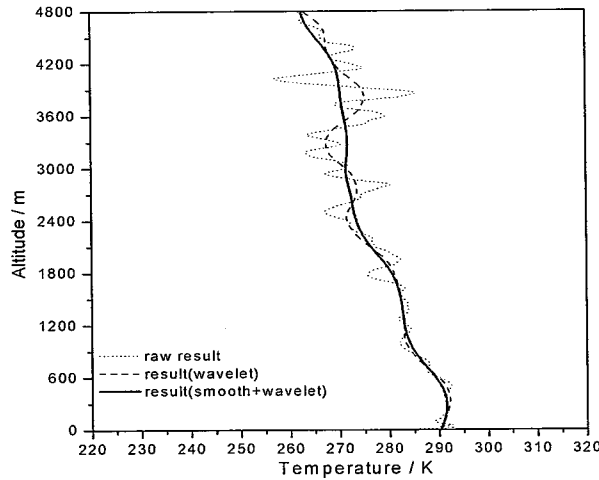


图 5.18 温度垂直分布廓线处理

§5.5 大气温度典型测量结果

图 5.19 给出了 2009 年 11 月 4 日至 11 月 5 日夜间不同时间段的温度测量结果,发射能量约 80mJ,每组数据累积时间约一个半小时。从图中可以看出,对流层中层(2km-5km)温度变化较缓慢,而下层变化较快,从数据构成的演化图

5.20 可以看出, 11 月 4 日夜间 5km 以下整层大气总体上呈降温趋势, 底层在 11 月 5 日清晨温度略有上升趋势, 但中层温度依然保持下降趋势。

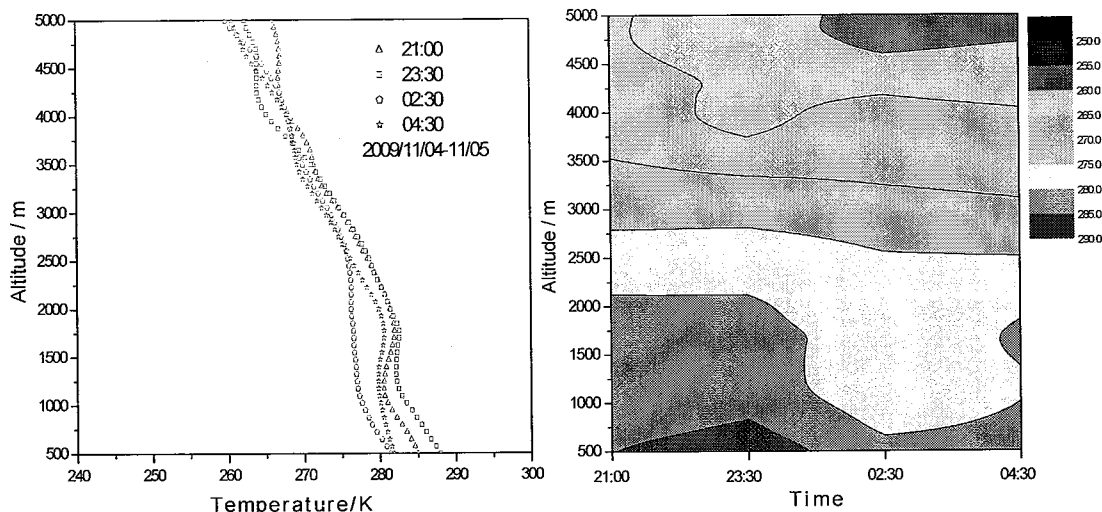


图 5.19 2009/11/04-11/05 温度垂直分布廓线 图 5.20 2009/11/04-11/05 温度时空演化图

图 5.21 给出 2009 年 10 月 23 日至 10 月 24 日大气温度夜间时空演化图, 每组数据累积约 6 万次 (约 40 分钟, 激光器能量约 160mJ)。从图中可以看出, 对流层中层温度总体呈下降趋势, 但起伏较为明显; 而凌晨 1 点以前, 对流层下层大气温度下降趋势明显, 而凌晨以后, 下层大气温度未有明显的下降趋势, 这与近地面热敏电阻探测结果具有很好的一致性 (热敏电阻探测误差 $\pm 0.5\text{K}$, 测量结果如图 5.22)。

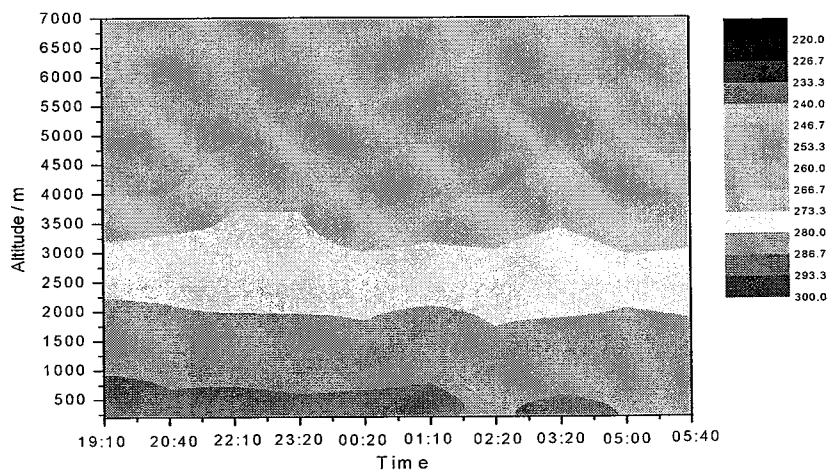


图 5.21 2009/10/23-10/24 温度垂直分布夜间时空演化图

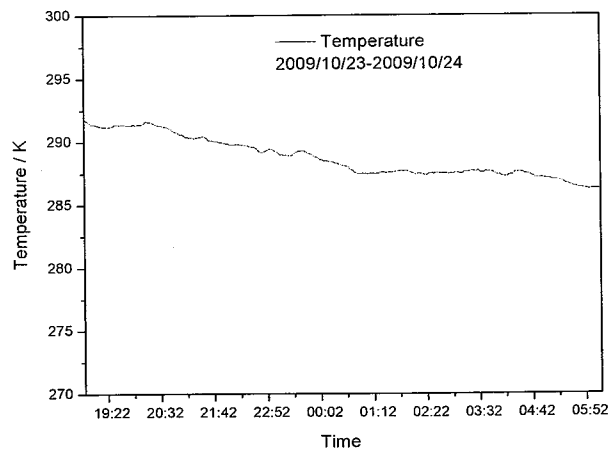


图 5.22 近地面大气温度热敏电阻传感器探测结果

图 5.23 给出了不同天夜间探测的结果（每天均在 19:00-23:00 时段），可以看出相邻日期的温度大气分布特征具有相似性。从图 5.24 的时间演化图易于看出在 2009 年 10 月 14 至 11 月 04 日，整层大气温度有起伏特征，边界层以上至 3km 区间内大气温度变化呈上升趋势，3km 以上大气温度变化呈下降趋势，而地面降温表现明显，以上现象可能表明这段时间内，合肥地区对流层中低层大气温度垂直方向分布主要受水平空气运动影响。

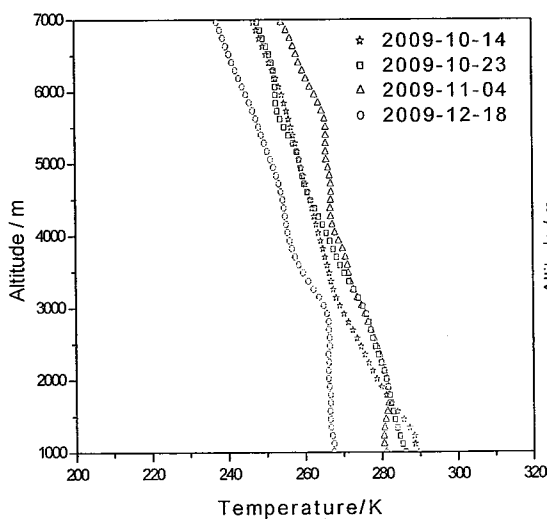


图 5.23 不同天大气温度分布廓线

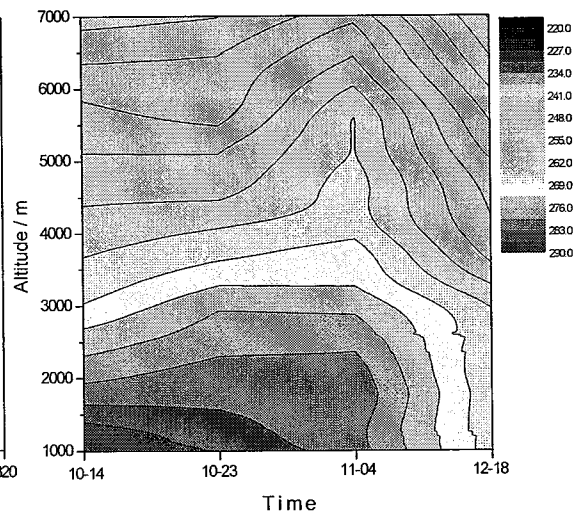


图 5.24 不同天大气温度时空演化图

§5.6 纯转动 Raman 激光雷达测量误差分析

纯转动测温激光雷达的测量误差主要来自以下几个方面：

- ① 光电倍增管暗电流及天空背景噪声以及激光雷达电子系统干扰引起的误差；
- ② 激光雷达定标误差，其包括温度反演公式本身存在的反演误差以及定标时定标常数标定误差；
- ③ 纯转动测温激光雷达的测量原理上忽略了大气不同高度上的压力变化对 Raman 散射截面的影响，由此带来了误差；
- ④ 信号的随机起伏带来的误差。

纯转动测温激光雷达测量相对误差 $\frac{\delta T}{T}$ 通用表达式可由式 (5.2) 推导：

$$\begin{aligned} \left(\frac{\delta T}{T}\right)^2 &= \left(\frac{\partial f}{\partial a_k}\right)^2 \left(\frac{\delta a_k}{f}\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial Q}\right)^2 \left(\frac{\delta Q}{f}\right)^2 \\ &= \left(\frac{\partial f}{\partial a_k}\right)^2 \left(\frac{\delta a_k}{f}\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial P_{low}}\right)^2 \left(\frac{\delta P_{low}}{f}\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial P_{high}}\right)^2 \left(\frac{\delta P_{high}}{f}\right)^2, k=1,2,3,\dots \end{aligned} \quad (5.15)$$

本文主要讨论信号随机起伏对温度反演造成的误差，在不考虑温度反演公式本身带来的误差情况下，可采用纯转动 Raman 激光雷达大气温度反演公式（第三章式 (3.16)）以评估测量误差。由以下误差传递公式：

$$(1) \quad N = AB \quad \text{则有} \quad \left(\frac{\delta N}{N}\right)^2 = \left(\frac{\delta A}{A}\right)^2 + \left(\frac{\delta B}{B}\right)^2 \quad (5.16)$$

$$(2) \quad N = A/B \quad \text{则有} \quad \left(\frac{\delta N}{N}\right)^2 = \left(\frac{\delta A}{A}\right)^2 + \left(\frac{\delta B}{B}\right)^2 \quad (5.17)$$

$$(3) \quad N = A \pm B \quad \text{则有} \quad \left(\frac{\delta N}{N}\right)^2 = \frac{\delta A^2 + \delta B^2}{(A \pm B)^2} \quad (5.18)$$

将式 (3.16) 代入式 (5.15) 可推得：

$$\left(\frac{\delta T}{T}\right)^2 = \left(\frac{\delta a}{a}\right)^2 + \left(\frac{\delta b}{\ln \frac{P_{low}}{P_{high}} - b}\right)^2 + \frac{\left(\frac{\delta P_{low}}{P_{low}}\right)^2 + \left(\frac{\delta P_{high}}{P_{high}}\right)^2}{\left(\ln \frac{P_{low}}{P_{high}} - b\right)^2} \quad (5.19)$$

这里可对上式做如下假设，从而进行误差分析：

- (1) 假设定标常数不存在定标误差，则上式简化为：

$$\left(\frac{\delta T}{T}\right)^2 = \frac{\left(\frac{\delta P_{low}}{P_{low}}\right)^2 + \left(\frac{\delta P_{high}}{P_{high}}\right)^2}{\left(\ln \frac{P_{low}}{P_{high}} - b\right)^2} \quad (5.20)$$

由于大气回波信号光子计数服从 Poisson 分布，因此，在测量中累积信号的相对不确定度为： $\delta N/N = 1/\sqrt{N}$ （ N 为累积光子计数量）。上式可表示为：

$$\left(\frac{\delta T}{T}\right)^2 = \frac{\frac{1}{N_{low}} + \frac{1}{N_{high}}}{\left(\ln \frac{N_{low}}{N_{high}} - b\right)^2} \quad (5.21)$$

由上式可以看出，测温激光雷达的探测不确定度与实际探测信号密切相关。如图 5.25 为一组 2009 年 10 月 23 日至 10 月 24 日累积约 50 万次脉冲信号平均，采集间隔 20MHz，由式 (5.1) 转换为光子数后，可由式 (5.21) 计算 PRRL 系统在该时间段内对大气温度测量的不同高度上的不确定度（单位“%”），如图 5.26。可以看出，PRRL 系统在不同高度上大气温度探测最大误差即不确定度不同，且不同的垂直分辨率下（图中 7.5-300 m），测温激光雷达的探测不确定度也不相同，即说明可通过降低垂直分辨率获得更高的平均值探测精度。由于测温激光雷达信号权重平滑或窗口平滑事实上达到降低分辨率同样的效果，说明也能通过分层平滑处理提高不同高度段的大气温度平均值探测精度。

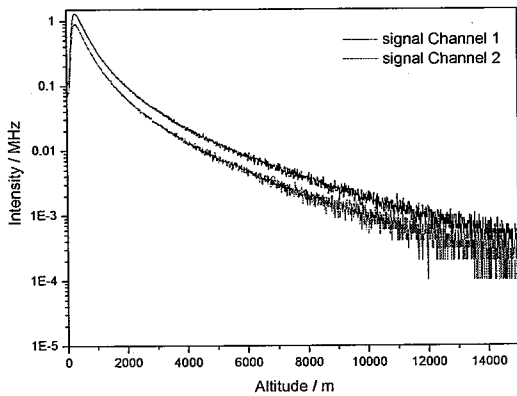


图 5.25 50 万次累积脉冲信号平均

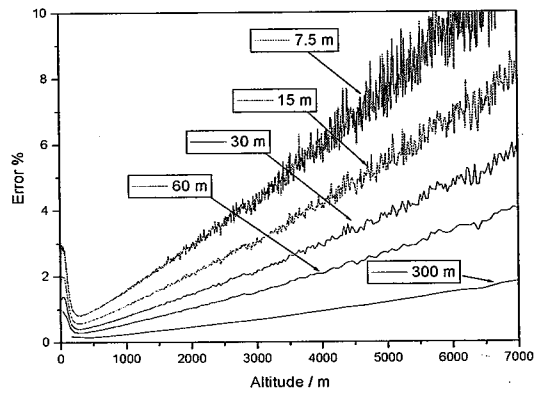


图 5.26 PRRL 系统不同高度大气温度探测不确定度

(2) 在不考虑信号随机起伏带来的误差情况下，可对定标常数提出最低定标精

度要求。

假设当近地面至 7km 高度温度探测不确定度均要求小于 5% 时, 由式 (5.19) 推得定标要求:

$$\sqrt{\left(\frac{\delta a}{a}\right)^2 + \left(\frac{\delta b}{\ln \frac{P_{low}}{P_{high}} - b}\right)^2} < 5\% \quad (5.22)$$

由上式不难看出, 此时在 b 值定标无误差的情况下, 定标常数 a 的定标误差至少要求小于 $\pm 5\%$, 同理, 在不考虑 a 值误差的情况下, 可由图 5.25 中信号计算出定标常数 b 的定标误差最低要求约 $\frac{\delta b}{b} < \pm 9\%$, 如图 5.27 为不同高度上对 b 值的最低定标要求。

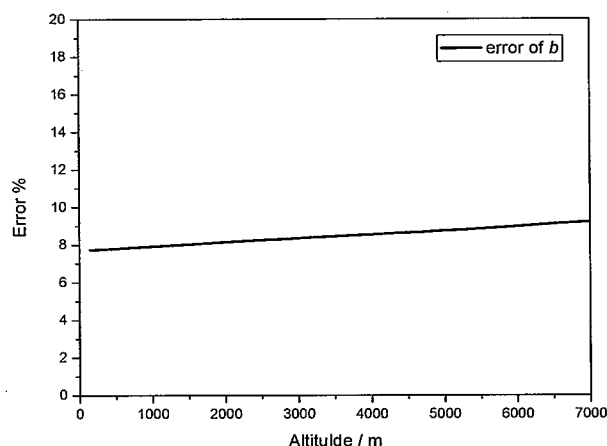


图 5.27 定标常数 b 在不同高度上的最低定标要求

本章小结:

- ① 给出 PRRL 系统大气温度实验测量流程, 包括系统光源的准备、收发同轴准直和光子计数阈值的设定等。
- ② 基于双光栅分光系统的原理, 介绍了双光栅分光系统的调节方法。通过激光照射云层的方法检测了双光栅分光系统对弹性散射信号的抑制能力, 实验证明, 双光栅分光系统 Raman 信号通道上对弹性散射信号的抑制比至少可达 6 个量级以上。
- ③ 利用气球探空大气温度数据对 PRRL 系统进行了实验标定, 获得了第三章温

度反演公式式 (3.16) 和式 (3.18) 的定标常数。

- ④ 给出了 PRRL 系统数据处理方法，阐述了数据处理的基本过程，包括对原始信号和结果数据的小波降噪和分层平滑。
- ⑤ 给出了 PRRL 系统大气温度数据的典型测量结果。分析了信号的随机起伏对纯转动 Raman 激光雷达温度反演造成的误差，推导了相关公式，并以一组 PRRL 系统实测信号为例，分析了不同分辨率下的探测精度，证明在固定探测时间内，可通过降低垂直分辨率以增加不同高度区间内的温度平均值探测精度。同时介绍了温度反演公式式 (3.16) 中，定标常数标定误差最低要求的估算方法。

第六章 基于多级 Fabry-Perot 标准具的纯转动 Raman 激光雷达设计

由于白天大气背景辐射的干扰,滤光片及双光栅分光系统的带宽有限,前文有关章节所述的基于双光栅分光结构的纯转动 Raman 测温激光雷达或单纯基于滤光片的纯转动 Raman 激光雷达难以探测白天的温度廓线数据。目前国际上用于白天测量对流层温度廓线的方法主要是利用 Fabry-Perot 标准具(以下称为 F-P 标准具)先行过滤大气背景辐射,再利用双光栅分光获得 N_2 分子低阶和高阶 Raman 散射信号,其仍然采用的是多谱线反演温度,且光路较为复杂,分光系统结构如第二章图 2.15。

从第三章 N_2 纯转动 Raman 单谱线与多谱线的反演温度公式推导可以看出,在信噪比足够的情况下,单谱线的温度反演精度优于多谱线反演,文献[137]对单谱线与多谱线反演差别进行了模拟计算,证明纯转动 Raman 测温激光雷达中保证接收谱线纯度尤为必要。本章讨论采用窄线宽 532nm 发射波长,同时采用双通道多级 F-P 标准具作为 N_2 纯转动 Raman 激光雷达分光系统,通过对 F-P 标准具的参数设计并与宽带滤光片相结合(宽带滤光片的透过率一般较高),分别接收 $j=6$ 和 $j=12$ 的 N_2 纯转动 Raman 散射光(包括 Stokes 及 anti-Stokes 共四根 N_2 谱线,仍属多谱线反演),或通过选择宽带滤光片可仅接收 N_2 分子 Stokes 或 anti-Stokes 单翼高阶和低阶单谱线转动 Raman 散射,实现单谱线反演温度。多级 F-P 标准具可充分压缩通道接收带宽,达到抑制大气背景辐射干扰的效果,使得该激光雷达可用于白天探测大气温度。

§6.1 Fabry-Perot 标准具

单级 Fabry-Perot 标准具的透过率函数可表示为:

$$T(\nu, R, a, h, n, \theta) = \left(1 - \frac{a}{1-R}\right)^2 \times \left\{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2[2\pi\nu hn \cos(\theta)]\right\}^{-1} \quad (6.1)$$

其中 ν 为入射光波数, R 为 Fabry-Perot 标准具的反射膜反射率, a 为标准具单程吸收损耗因子,若不考虑吸收和损耗,即 $a=0$, h 为标准具间隙距离, θ 为标准具面间光线反射角, n 为填充介质折射率,如图 6.1。

单级 Fabry-Perot 标准具自由光谱范围:

$$\Delta\lambda_F = \frac{\lambda^2}{2nh\cos\theta} \quad (6.2)$$

其波数表示为：

$$\Delta\nu = \frac{1}{2nh\cos\theta} \quad (6.3)$$

单级 F-P 标准具最小分辨波长可表示为：

$$\delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2nh\cos\theta} \times \frac{(1-R)}{\pi\sqrt{R}} \quad (6.4)$$

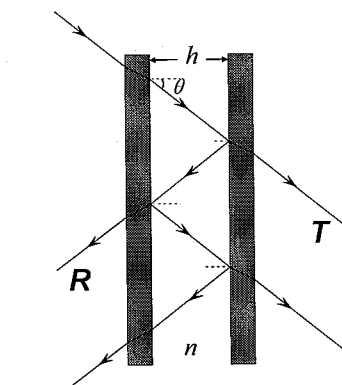


图 6.1 单级 F-P 标准具光路图

由式 (6.4) 与式 (6.2) 可推导等强干涉束有效数：

$$F = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \quad (6.5)$$

§6.2 总体方案

6.2.1 激光光源的选择

如同第四章基于双光栅结构的纯转动测温激光雷达，基于 Fabry-Perot 标准具测温激光雷达可选用 Nd:YAG 二倍频获得 532nm 激光作为发射波长。转动 Raman 散射的单根谱线散射信号较弱，可用于反演温度的高阶单根谱线散射甚至比 Mie-Rayleigh 散射小约 3~4 个量级，要使 532nm 的 Mie-Rayleigh 弹性散射回波干扰信号不足以影响转动 Raman 散射信号，要求双通道 F-P 分光系统对 532nm 波长的 Mie-Rayleigh 散射回波具有至少 7 个量级以上的抑制，而在白昼获得 Raman 散射信号，要求分光系统对白昼大气背景辐射噪声有着很好的抑制，首先要求望远镜采用窄接收视场角，常为 0.2mrad 以下，然后通过压缩接收带宽来减少噪声，这里若分光系统透过带宽 10pm 左右，则要求激光光源的线宽很窄，小于 1pm 为宜。目前法国 Quantel 公司生产的种子注入锁模激光器可满足此线宽要求，实物外观如图 6.2 所示（注：图片引自产品资料）。该激光器基波 1064nm、线宽 0.005cm⁻¹（合约 0.57pm）、脉冲时间 6ns、重复频率 10Hz、最大脉冲能量 700mJ，经倍频晶体（二倍频，532nm）后，最大能量可达 290mJ。

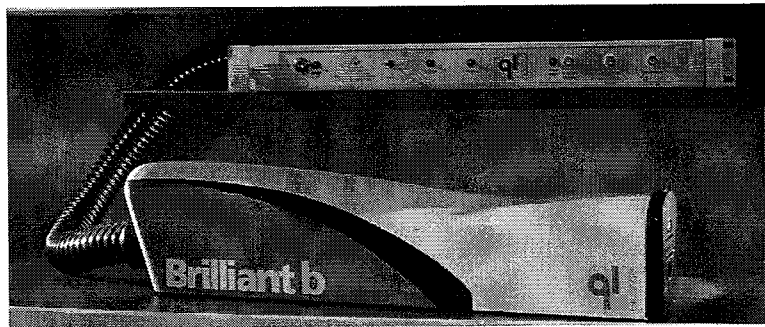


图 6.2 Quantel 公司 Brilliant b 型种子注入锁模激光器

6.2.2 系统总体结构

由第三章式 (3.6) 计算可知, 在 Nd:YAG 激光器倍频后发出的 532.07nm 激光激发大气中 N_2 产生的纯转动 Raman 散射光谱中, $j=6$ 对应的 Stokes 及 anti-Stokes 谱线波长分别为 533.7645nm、530.3862nm, $j=12$ 对应的 Stokes 及 anti-Stokes 谱线波长分别为 535.1258nm、529.0489nm。在实际系统的设计中, 各高低阶谱线由激光器输出的精确中心波长来计算, 要求中心波长测量精度为 0.1pm 为宜。目前市场上大部分 Nd:YAG 固体激光器的中心波长锁定在 1064.14nm 附近, 故本章这里可不妨设激发光中心波长为 532.07nm 来计算分析。

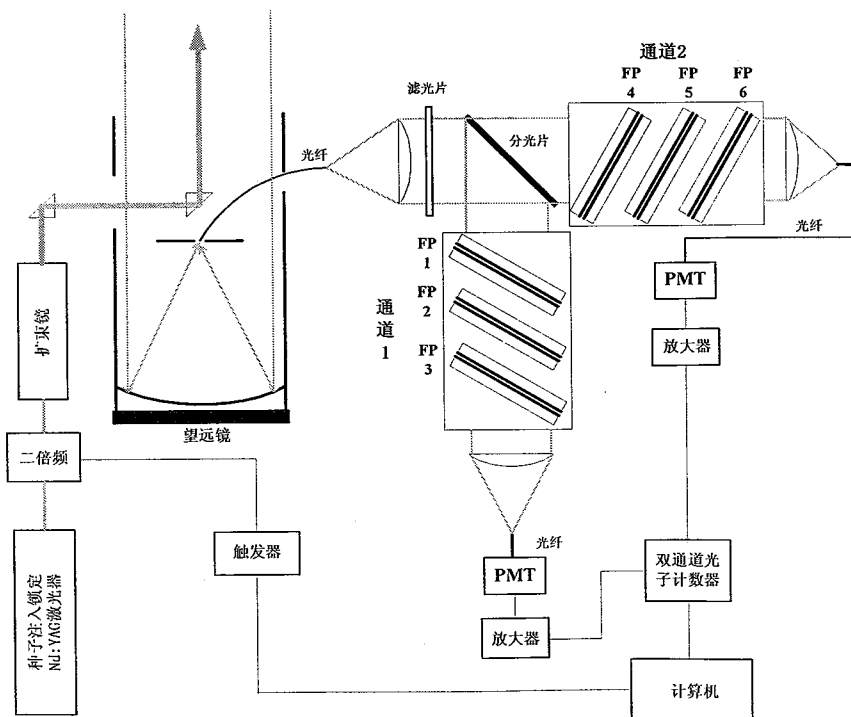


图 6.3 基于三级 Fabry-Perot 标准具纯转动 Raman 激光雷达结构原理图

该基于多级 F-P 标准具的激光雷达系统采用双通道分别接收 $j=6$, $j=12$ 的纯转动 Raman 散射光, 系统结构原理图如图 6.3。

方案中该纯转动 Raman 测温激光雷达发射系统主要包括激光器、倍频装置、扩束镜及发射镜。接收系统包括接收望远镜及后继光电单元, 望远镜可采用牛顿望远镜或卡塞格林望远镜 (图 6.3 中为近牛顿望远镜), 望远镜口径可选用 300mm。接收视场角设置为 0.2mrad 可调。望远镜接收 N_2 纯转动 Raman 后向散射光, 通过凹面镜聚焦到小孔光阑中, 并通过光纤、分光系统进入光电倍增管转化为电信号, 然后采用双通道光子计数器采集。分光系统由双通道组成, 后向散射光通过光纤后, 经准直透镜及宽带滤光片进入双通道, 每通道各放置一三级 F-P 标准具。通道 1 中三级标准具由单级标准具 FP1、FP2、FP3 组成, 可通过 $j=6$ 的 N_2 纯转动 Raman 散射光; 通道 2 中三级标准具由单级标准具 FP4、FP5、FP6 组成, 可通过 $j=12$ 的 N_2 纯转动 Raman 散射光。

§6.3 分光系统设计

双通道 F-P 分光系统通过宽带滤光片与标准具相结合可满足窄带宽要求, 宽带滤光片带宽 7nm、中心波长 532.07nm、带外抑制 $OD=5$, 用于抑制 528.5-535.5nm 外的大气背景辐射噪声。528.5-535.5nm 以内采用三级 F-P 匹配组合的方法抑制大气背景辐射及 532.07nm Mie-Rayleigh 弹性散射回波。这里也可选择透过带宽在 Stokes 或 anti-Stokes 区域的滤光片, 以实现适合第三章温度精确反演公式 (3.11) 的单谱线温度反演。

分光系统采用斜入射方式, 使得光线反射角 $\theta=45^\circ$ 。通道 1 与通道 2 中透过率可认为是各自的单级标准具透过率的重叠效果, 类似于双光栅分光结构中双光栅透过率的重叠。通道 1 与通道 2 中的三级标准具总透过率函数可分别表示为:

$$\begin{cases} T_1 = T_{FP1} \times T_{FP2} \times T_{FP3} \\ T_2 = T_{FP4} \times T_{FP5} \times T_{FP6} \end{cases} \quad (6.6)$$

T_{FP1} 、 T_{FP2} 、 T_{FP3} 分别表示通道 1 中三块单级标准具的透过率函数, T_{FP4} 、 T_{FP5} 、 T_{FP6} 分别表示通道 2 中三块单级标准具的透过率函数。分光系统之所以采用斜入射, 目的在于避免接收的信号光在标准具各面间相互反射从而影响总透过率, 其基本

原理类似于滤光片的叠加效果,洪光烈博士学位论文中已对滤光片的叠加效果做了理论解释和实验论证^[138]。这里针对 F-P 标准具简要作如下解释:

若信号光正入射两块平行使用的 F-P 标准具, 如简图图 6.4^[138]:

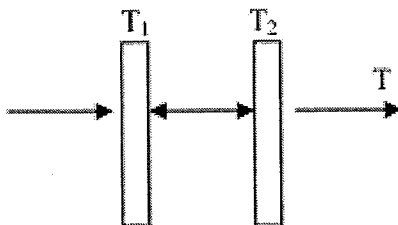


图 6.4 信号光正入射的两块平行使用的 F-P 标准具

设正入射情况下，两 F-P 标准具单一使用对信号光某一波长透过率分别为 T_1 和 T_2 ，在不考虑吸收情况下，两 F-P 标准具对该波长的反射率 R 分别可表示为 $R=1-T$ 。由于信号在 F-P 标准具间往返反射，可推导图 6.4 中两 F-P 标准具的总透过率：

$$T = T_1(T_2 + (1 - T_2)(1 - T_1)T_2 + (1 - T_2)^2(1 - T_1)^2T_2 + (1 - T_2)^3(1 - T_1)^3T_2 + \dots)$$

$$= (T_1T_2) / (T_2 + T_1 - T_1T_2) \quad (6.7)$$

当 $T_1 \approx T_2$, 式 (6.7) 可近似为 $T = T_1/2$, 若 $T_1 \gg T_2$, 则上式可近似为 $T = T_2$ 。有

上面的分析可知, 正入射情况下, 两 F-P 标准具的透过率并不能表示为 $T_1 \times T_2$, 故此时式 (6.6) 亦不能成立, 所以在采用三级标准具中, 须采用斜入射并相互间保持一定间距, 从而避免信号在标准具间的相互反射。

图 6.5 (a) 为通道 1 中 FP1、FP2 的透过率曲线, 通过对标准具参数的设计, FP1、FP2 组合后可通过 $j=6$ 的 N_2 Raman 散射光 (533.7645nm、530.3862nm), 如图 6.5 (b) 示, 此时对 532.07nm 回波抑制达 6 个量级, 对 529-535.5nm 大气背景辐射抑制在 3-7 个量级。设置 FP3 主要目的在于加强对弹性散射 532.07nm 回波的抑制, 同时要保证透过 $j=6$ 的 N_2 Raman 散射光, FP3 透过率曲线如图 6.5 (c) 示。FP1、FP2、FP3 三者组合后的总透过率曲线如图 6.5 (d) 示, 可看出, 三者的组合可对 532.07nm 回波抑制达 10 个量级, 对 528.5-535.5nm 大气背景辐射抑制达 6~10 个量级, 同时确保了 $j=6$ 的 N_2 Raman 散射光的透过。

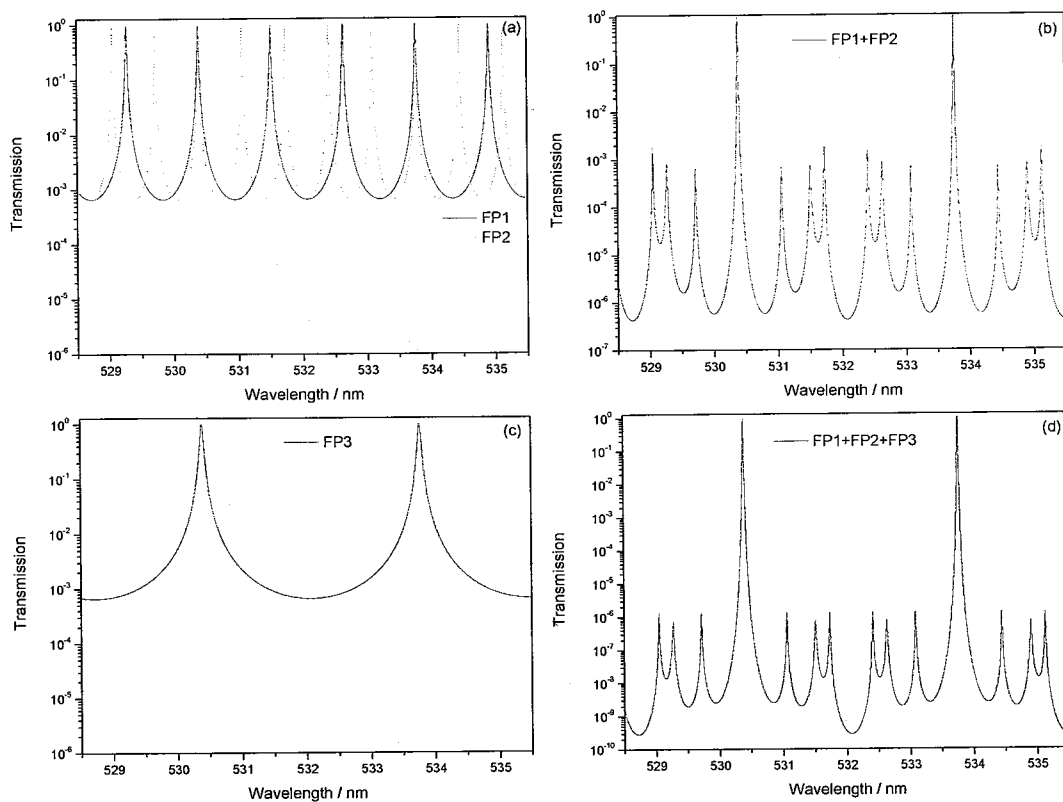


图 6.5 通道 1 中 FP1、FP2、FP3 透过率曲线及相互组合后的透过率曲线

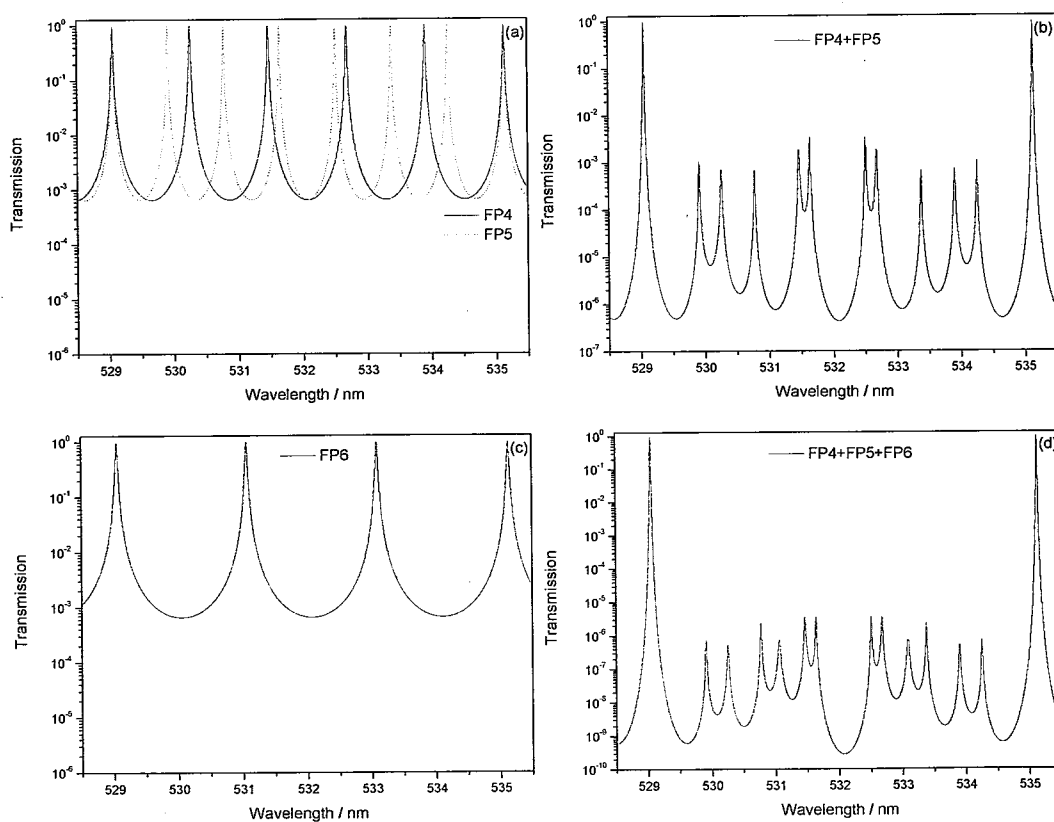


图 6.6 通道 2 中 FP4、FP5、FP6 透过率曲线及相互组合后的透过率曲线

同样, 图 6.6 (a) 为通道 2 中 FP3、FP4 的透过率曲线, 通过对其参数的设计, 组合后可通过 $j=12$ 的 N_2 纯转动 Raman 散射光 (535.1258nm、529.0489nm), 如图 6.6 (b), 此时对 532.07nm 回波抑制达 6 个量级, 对大气背景辐射抑制在 3~7 个量级。设置 FP4 主要目的也在于加强对 532.07nm 回波的抑制, 同时要保证透过 $j=12$ 的 N_2 Raman 散射光, 其透过率曲线如图 6.6 (c) 示。FP4、FP5、FP6 三者组合后的总透过率曲线如图 6.6 (d) 示, 可看出, 三者的组合可对 532.07nm 回波抑制达 10 个量级, 对 528.5-535.5nm 大气背景辐射抑制达 6-10 个量级, 同时确保 $j=12$ 的 N_2 Raman 散射光的透过。

表 6.1 给出了上述两个通道 F-P 标准具的理论参数。通过 FP1、FP2、FP3 的组合, 通道 1 对 $j=6$ 的 N_2 转动 Raman 散射光的透过带宽分别为 8.5pm、8.6pm, 在不考虑反射面吸收情况下, 中心波长透过率理论值皆为 100%; 通过 FP4、FP5、FP6 的组合, 通道 2 对 $j=12$ 的 N_2 转动 Raman 散射光的透过带宽分别为 9.6pm、9.8pm, 且在 529.0489nm、535.1258nm 处中心透过率分别为 90%和 84%。

表 6.1 F-P 标准具的理论参数

		反射膜 反射率 R	填充 介质	间隙距离 h	通道 带宽	峰值波长
通道 1	FP1	95%	air	177.769μm	8.6pm	533.7645nm
	FP2			296.281μm		
	FP3			59.256μm	8.5pm	530.3862nm
通道 2	FP4	95%	air	164.601μm	9.8pm	535.1281nm
	FP5			230.441μm		
	FP6			98.761μm	9.6pm	529.0471nm

§6.4 信号模拟

对于利用 N_2 分子两根或多根单谱线反演温度, 需将 O_2 分子的转动谱线与其分离, 由第三章式 (3.6) 可计算 O_2 分子与 N_2 分子 $j=6$ 及 $j=12$ 转动谱线毗邻的谱线波长分别为 530.3673nm, 533.7836nm 及 529.0820nm, 535.0919nm。由上述三级 F-P 标准具公式可推导两通道对以上四个波长的透过率分别为: 0.009, 0.019 及 5.2×10^{-4} , 4.8×10^{-4} , 可以看出, 上述两通道的 F-P 标准具设计中, 高阶通道 (通道 2) 对毗邻 N_2 Raman 散射信号的 O_2 Raman 散射信号抑制得很好, 而低阶通道可认为有很少量的 O_2 Raman 散射信号混入, 又由于大气中 N_2 分子密度是 O_2 密度的三倍以上, 故低阶通道中混入的 O_2 Raman 散射信号强度为 N_2 Raman 散射信号强度的 10^{-3} 量级, 故 N_2 分子低阶谱线的纯度可得到保证, 同时值得注意的是, O_2 Raman 散射信号含有温度信息, 这并不影响系统定标后利用该通道的信号反演温度。以下模拟仅考虑 N_2 Raman 散射信号。

两通道回波能量强度分别为:

$$P_{j=6}(T, R) = C_1 P_{6-s}(T, z) + C_2 P_{6-a}(T, R) \quad (6.8)$$

$$P_{j=12}(T, R) = C_1' P_{12-s}(T, z) + C_2' P_{12-a}(T, R) \quad (6.9)$$

通道 1 回波信号由量子数 $j=6$ 的 N_2 Stokes 和 anti-Stokes 谱线回波信号组成, 通道 2 回波信号由量子数 $j=12$ 的 N_2 Stokes 和 anti-Stokes 谱线回波信号组成, C_1 、 C_2 、 C_1' 、 C_2' 为探测常数, 其由激光雷达接收系统整体透过率决定。

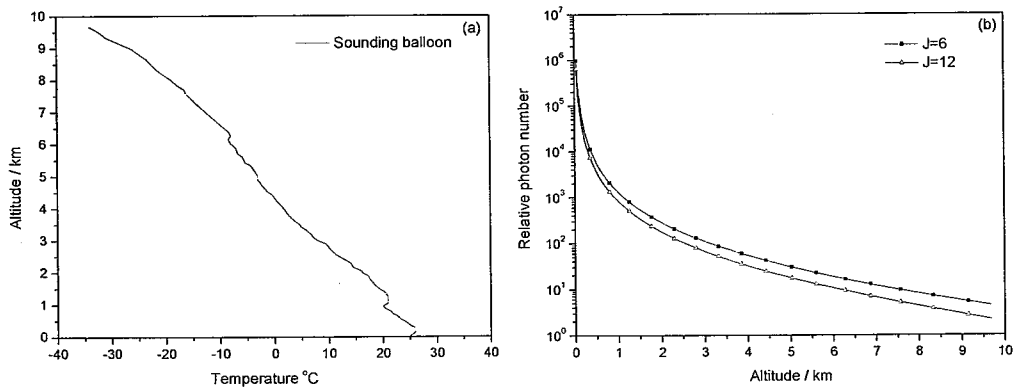


图 6.7 (a) 07 年夏季 5 月某晚探空气球获得的温度廓线; (b) 通过真实温度廓线模拟两通道信号

图 6.7 (a) 为 07 年夏季某夜晚探空气球测得的合肥西郊对流层大气温度的, 在不考虑几何重叠因子情况下, 通过 Raman 激光雷达方程由该温度廓线可模拟出两通道的信号相对强度, 模拟时 C_1 、 C_2 、 C_1' 、 C_2' 分别以 F-P 标准具组合的整体透过率 1、1、0.84、0.9 代入。

§6.5 进一步讨论

本章以上采用的是三级 F-P 标准具分离 N_2 转动 Raman 谱线, 同时获得了 Stokes 和 anti-Stokes 谱线。若采用单翼 anti-Stokes 谱线反演大气温度的, 也可仅采用两级 F-P 标准具, 利用滤光片对 532.07nm 的弹性散射进行前期抑制, 其优点是可简化 F-P 参数的考虑。F-P 标准具参数可以通过各种选择使其相互组合, 并不局限于表 6.1 给出的参数, 实际应用中应充分考虑厂家可提供的反射膜反射率、反射面平整度及面间隙误差, 尤其是间隙不可调的 F-P 标准具, 从而进一步优化参数, 若平整度较差或面间隙误差较大 ($>10\text{nm}$) 可通过适当增大面间隙削弱其对中心波长位置偏离的影响, 由 F-P 标准具透过率公式 (式 (6.1)) 可推导增大标准具面间隙, 带宽将随之变窄, 故又可再减少 F-P 标准具级数, 并与滤光片配合使用, 也可同时通过合理选择反射率更高的反射膜增大带外抑制比, 但增大标准具面反射膜反射率也会减小带宽。综上所述, 在利用精细转动 Raman 谱线测温雷达中, 基于 F-P 标准具的分光系统可有多种设计, F-P 标准具参数的最终确定须针对光源线宽, 接收带宽和 F-P 标准具加工精度等具体情况考虑。

大气分子或者原子的吸收线或辐射谱线都不可能是单纯的线, 其谱线都具有一定的宽度和线型。对于利用 F-P 标准具或高分辨光谱仪器窄带宽接收分子散射回波信号, 分子散射谱线或吸收谱线的展宽是值得考虑的问题, 这对研究各种窄带宽测温 Raman 激光雷达和白天探测臭氧层的窄带差分吸收激光雷达^[139]等都有非常意义。需要考虑的谱线展宽主要有:

多普勒展宽: 原子或分子无规则热运动的结果, 体现温度特性。后向散射谱线展宽可表示为^[140]:

$$\Delta\nu_D = \left(\frac{2\nu_0}{c}\right) \left(\frac{2kT \ln 2}{m}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (6.10)$$

式中 m 为分子质量, ν_0 表示谱线中心频率, k 为波尔兹曼常数, T 为绝对温度。

由于测温激光雷达采用垂直探测, 大气垂直运动速度极低, 故水平风产生的多普勒频移对测温激光雷达无影响, 由式 (6.10) 可估算热平衡条件下的 N_2 分子散射展宽约 0.05cm^{-1} 。

压力展宽: 原子或者分子间相互作用的结果, 体现气压和温度特性。线宽表示为^[14]:

$$\Delta\nu = \Delta\nu_0 \left(\frac{P}{P_0} \right) \left(\frac{T_0}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (6.11)$$

式中 $\Delta\nu_0$ 表示标准条件下的光谱线宽, P 表示气压。压力展宽谱线宽度约为 2GHz (0.067cm^{-1})^[20], 随着高度的增加, 压力展宽效应会快速减弱, 故底层压力展宽与测温激光雷达温度的反演更为密切。

无论是多普勒展宽还是压力展宽, 在对流层到平流层中, 其谱线宽度变化一般不超过 $\pm 15\%$ ^[3]。分析认为, 对于本章 10pm 左右窄带宽的纯转动 Raman 激光雷达, N_2 转动 Raman 谱线展宽相对远小于接收带宽且变化很小, 故其对信号透过率的影响非常小, 采用多项式形式温度反演公式并定标后, 谱线展宽对温度的反演的影响有限。这里可进一步定性提出值得讨论的问题: 由于压力展宽和多普勒展宽均含有温度信息, 是否可通过进一步压缩接收带宽接收高低阶谱线回波, 利用回波比值及各自单谱线展宽反演大气温度 (类似于高光谱分辨率激光雷达 HSRL), 其优点是增加了信号中谱线展宽的温度信息。综上, 本文认为以上关于单谱线展宽对激光雷达温度反演的影响和作用值得深入理论研究。

本章小结

- ① 介绍了 Fabry-Perot 标准具透过率函数。提出基于多级 F-P 标准具纯转动 Raman 激光雷达整体方案。该激光雷达可实现 N_2 单谱线反演温度, 并可在白天探测。
- ② 重点给出基于多级 F-P 标准具分光系统的设计, 考虑回波信号在标准具间的相互反射对总体透过率造成的影响, 提出标准具采用斜入射设计。针对 N_2 分子 $j=6$ 和 $j=12$ 的 Stokes 和 anti-Stokes 纯转动 Raman 谱线, 计算给出了分

光系统中 F-P 标准具的参数。

- ③ 指出基于多级 F-P 标准具的分光系统，可根据不同的反演谱线或 F-P 加工精度等实际情况采用多种方案。初步讨论了多级 F-P 标准具的分光系统实现窄带宽接收时，谱线展宽作用可能带来的影响。

第三篇 边界层水汽 Raman 激光雷达系统研究

第七章 水汽振动 Raman 激光雷达探测原理

激光照射大气时， N_2 、 O_2 和水汽 (H_2O ，若无特殊说明本文以下出现“ H_2O ”分子式皆表示水汽) 等大气分子不但产生纯转动 Raman 散射，同时产生振-转动 Raman 散射，354.7nm 激光激发时 N_2 、 O_2 和 H_2O 后向散射谱如图 7.1^[95]，纵坐标为后向散射微分截面。

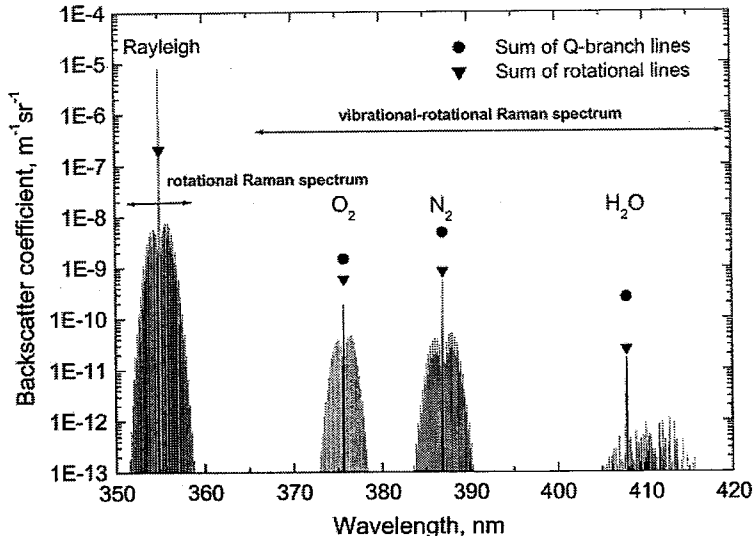


图 7.1 354.7nm 激发时 N_2 、 O_2 和水汽 Raman 后向散射谱

振动-转动 Raman 射的最大特点在于发生散射频移，频移量与激发波长无关，只取决于散射分子的成分。对于 N_2 和 O_2 这种双原子线性分子，分子振动能级和转动能级比较简单，可分别表示为：

$$E_v = hc_0 \hat{\nu} (v + 1/2), v = 0, 1, 2, \dots \quad (7.1)$$

$$E_r = hc_0 [B_v J(J+1) - D_v J^2(J+1)^2], J = 0, 1, 2, \dots \quad (7.2)$$

式 (7.1) 中 $\hat{\nu}$ 为与分子相关的振荡频率，以上两式中 v 为振动能级数， J 表示转动能级数， B_v 为转动常量， D_v 为离心畸变常量， B_v 和 D_v 与具体的振动跃迁有

关。对于 N_2 和 O_2 ，跃迁选择定则为： $\Delta v = 0, \pm 1$ ， $\Delta J = 0, \pm 2$ ，当 $\Delta v = 0, \pm 1$ ， $\Delta J = \pm 2$ 为纯转动 Raman 跃迁， B_v 和 D_v 即为第三章表 3.1 中参数；当 $\Delta v = \pm 1$ ， $\Delta J = 0, \pm 2$ ，跃迁对应于振动-转动 Raman 散射，此时 $B_v = 1.97219$ (N_2)、 1.42188 (O_2)， D_v 仍可依照第三章表 3.1 中参数；其中 $\Delta J = 0$ 的跃迁称为 Q 支； $\Delta J = +2$ 的跃迁称为 S 支； $\Delta J = -2$ 的跃迁称为 O 支。 N_2 和 O_2 的后向散射截面可由 Placzek 偏振理论计算得到^[7,20]，本文这里不作论述。值得一提的是 Raman 后向散射截面大小均与温度有关。

§7.1 水汽非日盲区 Raman 探测原理

如图 7.2，波长小于 300nm 的大气光谱区域称为日盲区 (Solar-blind region)，大于 300nm 以外则称为非日盲区。非日盲区中常用 308nm、351nm、354.7nm、532nm 激光探测水汽，其中属 354.7nm (355nm) 应用最多。对于水汽的非日盲区探测一般采用双通道，由于大气中 N_2 和 O_2 含量稳定，可采用 N_2 或 O_2 作为参考气体，用一个通道接收其 Raman 散射回波为参考信号，表征大气的总量，一般常选用 N_2 作为参考气体。另一通道获得 H_2O

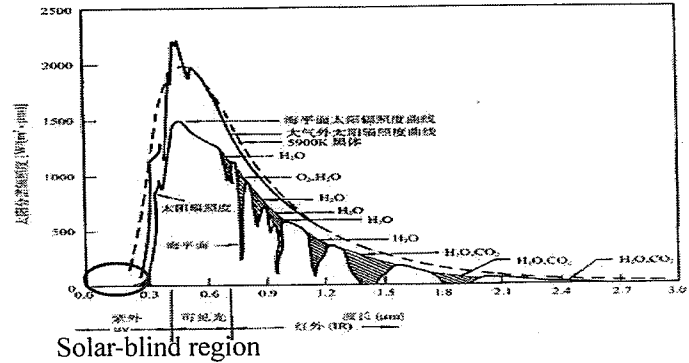


图 7.2 日盲区

分子 Raman 散射信号作为探测信号。 N_2 和 H_2O Raman 散射回波信号可表示为(即 Raman 激光雷达方程)^[96,142]：

$$P_i(R) = C_i \frac{G_i(R) n_i \beta_i(R)}{R^2} \exp\left(-\int_0^R [\alpha(\lambda_0, R) + \alpha(\lambda_i, R)] dR\right), i = N_2, H_2O \quad (7.3)$$

式中 C_i 为激光雷达系统常数， n_i 为气体的浓度 (这里浓度指 N_2 和 H_2O 单位体积分子数)。 $\beta_i(R)$ 为 Raman 后向散射截面， $G_i(R)$ 为激光雷达几何重叠因子，由于探测 N_2 和 H_2O Raman 散射信号采用相同收发系统，在不考虑接收望远镜色差情况下，几何重叠因子 $G_{N_2}(R) = G_{H_2O}(R)$ ， $\alpha(\lambda_0, R)$ 为大气对激发波长的体消光系

数, $\alpha(\lambda_i, R)$ 为大气对 Raman 散射信号的体消光系数。由上式可以解得大气中水汽含量 (这里获得的是水汽含量相对量—混合比):

$$N_{H_2O} = C \frac{P_{H_2O}(R)}{P_{N_2}(R)} \Delta T_r(R) \quad (7.4)$$

式中 C 为定标常数, $\Delta T_r(R)$ 为透过率修正项:

$$\Delta T_r(R) = \exp \left\{ \int_0^R [\alpha(\lambda_{H_2O}, R) - \alpha(\lambda_{N_2}, R)] dR \right\} \quad (7.5)$$

当 N_2 和 H_2O 两 Raman 散射波长相距较近时, 可认为 $\Delta T_r(R) \approx 1$ 。

§7.2 水汽日盲区 Raman 探测原理

由于大气中臭氧层和对流层臭氧 (O_3) 的吸收作用, 白天大气背景辐射在日盲区波段强度非常弱, 利用日盲区有利于 Raman 激光雷达在白天探测水汽, 激光雷达发射波长及 Raman 散射回波波长均处于日盲区可免受大气背景辐射的干扰。这不同于非日盲区白天探测水汽, 非日盲区白天探测水汽对分光系统要求较高——须采用窄带宽分光系统抑制大气背景辐射。利用日盲区探测水汽一般有两个缺点: 第一, 工作波长为较短的紫外波长, 故探测高度有限 (但可用于低层水汽的探测); 第二, 需要考虑对流层 O_3 对激发波长及 Raman 散射回波的吸收。

利用日盲区探测水汽须采用 N_2 、 O_2 和 H_2O 三通道, 其回波信号可以表示:

$$P_i(R) = C_i \frac{G_i(R) n_i \beta_i(R)}{R^2} \exp \left(- \int_0^R \left\{ [\alpha(\lambda_0, R) + N_{O_3}(R) \sigma(\lambda_0, R)] + [\alpha(\lambda_i, R) + N_{O_3}(R) \sigma(\lambda_i, R)] \right\} dR \right), i = N_2, O_2, H_2O \quad (7.6)$$

式中 $N_{O_3}(R)$ 为 O_3 浓度廓线 (绝对量: 单位体积的分子个数), $\sigma(\lambda_0, R)$ 为 O_3 对激光雷达发射波长的吸收截面, $\sigma(\lambda_i, R)$ 为 O_3 对 Raman 散射回波的吸收截面。

$N_{O_3}(R) \sigma(\lambda_{0,i}, R)$ 构成消光作用项, $\alpha(\lambda_0, R)$ 和 $\alpha(\lambda_i, R)$ 表示无 O_3 吸收时大气对发射波长和 Raman 散射回波的消光系数。式中其它参数意义与式 (7.3) 相同。

由 N_2 和 O_2 Raman 回波信号可获得 O_3 浓度表达式^[143]:

$$N_{O_3}(z) = \frac{1}{\Delta\sigma_{O_3}} \frac{d \ln \frac{P_{O_2}(R)}{P_{N_2}(R)}}{dR} \frac{\alpha(\lambda_{N_2}, R) - \alpha(\lambda_{O_2}, R)}{\Delta\sigma_{O_3}} \quad (7.7)$$

式中 $\Delta\sigma_{O_3} = \sigma_{O_3}(\lambda_{N_2}) - \sigma_{O_3}(\lambda_{O_2})$ ，表示 O_3 对 N_2 和 O_2 Raman 散射回波的吸收截面差。 $\frac{\alpha(\lambda_{N_2}, R) - \alpha(\lambda_{O_2}, R)}{\Delta\sigma_{O_3}}$ 为消光系数修正项，当两 Raman 回波波长较近时，该项

可近似等于零。再次联合水汽 Raman 散射信号可获得水汽含量——混合比：

$$N_{H_2O} = C \frac{P_{H_2O}(R)}{P_{N_2}(R)} \Delta T_r(R) \Delta T_{O_3}(R) \quad (7.8)$$

式中 C 为定标常数， $\Delta T_r(R)$ 为无 O_3 吸收时的透过率修正项，其表达式与式 (7.5)

相同， $\Delta T_{O_3}(R)$ 为 O_3 吸收作用项：

$$\Delta T_{O_3}(R) = \exp \left\{ \int_0^R N_{O_3}(R) [\sigma(\lambda_{H_2O}, R) - \sigma(\lambda_{N_2}, R)] dR \right\} \quad (7.9)$$

本章小结：

- ① 简要介绍了日盲区和非日盲区的划分，大气背景辐射在日盲区很弱，激光雷达可利用日盲区在白天探测水汽和臭氧。
- ② 阐述了非日盲区和日盲区水汽 Raman 激光雷达原理，给出水汽和臭氧 Raman 激光雷达反演公式。

第八章 边界层水汽 Raman 试验激光雷达

由于水汽 Raman 激光雷达大多采用紫外光源，所以窄带滤光片的透过效率较低，300nm 以下波段的透过率通常只有 10%左右，致使多波长接收激光雷达中采用的分束光路效率非常低。滤光片只能针对特定的波长或波段设计，激光雷达光源的变动，就需新的滤光片，不利于实验室的激光雷达研究，也不利于水汽 Raman 激光雷达功能的拓展。也有文献[143]等采用光栅作为水汽 Raman 的分光系统，但紫外光栅成本较高，且效率也并不高，若非为了获得非常窄的带宽，一般不宜使用。文献[144]首次提到可采用类似棱镜光谱仪的结构用于日盲区紫外水汽 Raman 激光雷达的探测，但仅对信号进行了模拟，未能深入研究和实验测试。本文意在试验探索新的实用的边界层水汽激光雷达方案，综合考虑国内外的各种激光雷达分光系统的研究，拟采用高透射效率且功能灵活的棱镜分光系统取代常规的窄带滤光片结构，使 Raman 激光雷达的应用更为灵活，同时也就降低对水汽 Raman 激光雷达对激光光源输出能量的要求，有利于边界层水汽 Raman 激光雷达的小型化研究，且分光系统可用于实验室激光雷达的功能开发和拓展。

§8.1 边界层水汽探测激光雷达方案讨论

图 8.1 为边界层水汽 Raman 激光雷达系统总体方案结构设计示意图。该系统方案光源采用 Nd:YAG 激光器，发射系统主要包括倍频装置、扩束镜及发射导向镜，采用四倍频和三倍频可发射波长为 266nm 和 354.7nm 激光，分别用于白天和夜间探测边界层大气水汽分布。接收望远镜可采用牛顿望远镜或卡塞格林望远镜（图中为近牛顿望远镜），其接收包括大气分子与气溶胶的弹性散射信号，水汽 Raman 散射信号， N_2 分子 Raman 散射信号， O_2 分子 Raman 散射信号。对于 266nm 利用日盲区的白天探测，须获得 O_2 ， N_2 和 H_2O 三通道的 Raman 散射信号。对于 354.7nm 非日盲区的夜间水汽探测，须获得 N_2 和 H_2O 两 Raman 通道信号。

基于以上考虑，该水汽 Raman 激光雷达分光系统部分可采用两种方案：

（1）采用两套分光系统分别针对 266nm 和 354.7nm 探测回波的分离。两分光系统可由其输入光纤与望远镜输出光纤耦合，并可通过光纤与望远镜的耦合相

互切换。(图 8.1 中仅以一套分光系统表示)。

(2) 采用一套分光系统, 266nm 和 354.7nm 探测的 Raman 回波皆由同一个分光系统分光, 回波信号共包含中心波长 266nm、277.5nm、283.6nm、294.6nm 及 354.7nm、386.7nm、407.5nm。

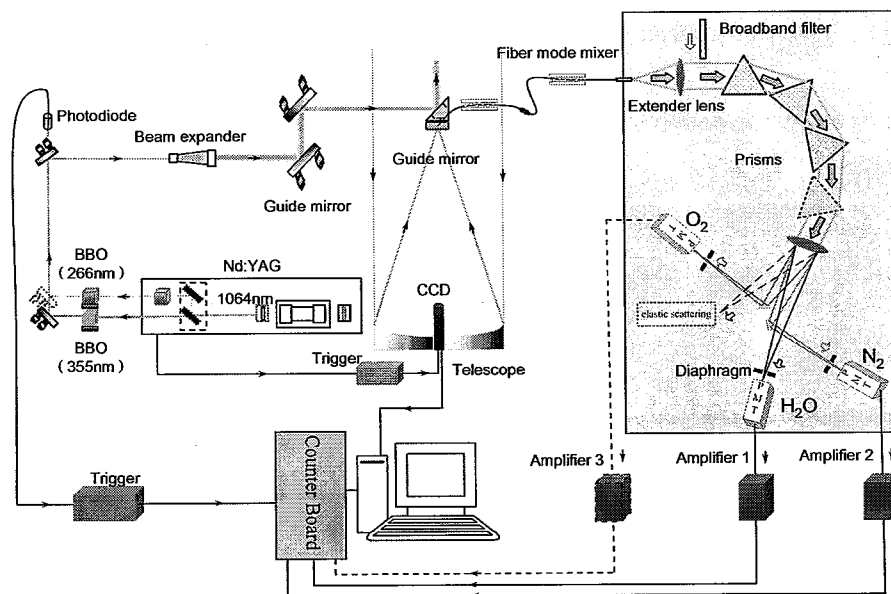


图 8.1 边界层水汽 Raman 激光雷达系统总体方案

以上方案, 每段光纤均须加扰模器, 使得信号光在光纤耦合处效率稳定, 同时保证进入两分光系统光斑均匀。由分光系统分离 Raman 散射信号后, 通过光电倍增管转换成电信号并经放大器放大, 最终由多通道光子计数器采集, 或使用多通道瞬态记录仪作为采集系统, 信号采集采用光子计数模式。对于该水汽 Raman 激光雷达方案, 可采用三个光电探测通道, 需白天探测的 O_2 Raman 通道光电倍增管可固定不动, 因白天与夜晚探测 N_2 和 H_2O Raman 散射回波信号波长不同, 当分光系统相对位置标定完成后, 可固定设置光阑和螺旋接口对接光电倍增管, 方便于白天与夜晚探测的切换。

该系统的分光系统基本结构如图 8.2, 由光纤、准直透镜、宽带滤光片、棱镜组 (棱镜为等边三角形, 顶角 60°) 和聚焦透镜组成。信号光经光纤和准直镜进入棱镜, 入射角为 α (入射光束与第一块棱镜入射面夹角), 棱镜间的夹角相等, 为 β 。由于回波信号为紫外光, 分光系统光学材料选用国产紫外石英玻璃

JGS1, 其折射率曲线及透过率曲线分别见图 8.3 和图 8.4^[145]。宽带滤光片可作为补充器件, 一般宽带滤光片透过率较高, 作用是在白天探测时阻止大部分可见光进入分光系统, 避免在棱镜间或分光系统内部造成杂散, 并在能见度不高的情况下对弹性散射信号预先抑制。若仅用于抑制白天背景, 可采用紫外透过可见吸收的有色玻璃代替, 若仅用于预先抑制弹性散射信号可采用截止滤光片, 皆不影响以下光路设计。鉴于目前水汽激光雷达系统处于试验阶段, 以上滤光片或有色玻璃本文暂未使用。

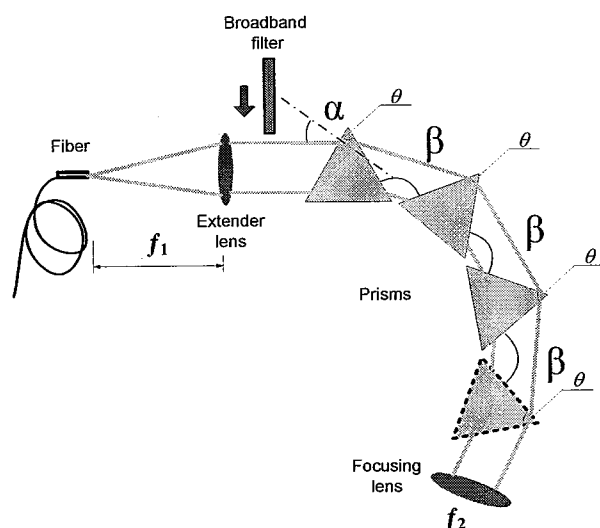


图 8.2 水汽探测试验分光系统结构

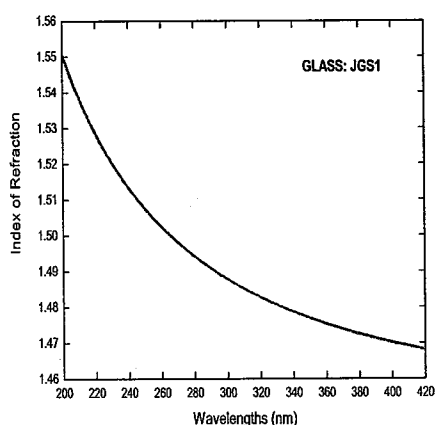


图 8.3 石英玻璃 JGS1 折射率曲线

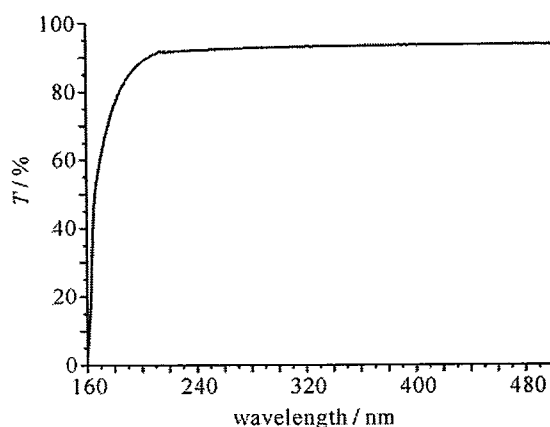


图 8.4 厚度 3mm 石英玻璃 JGS1 基底透过率曲线

水汽 Raman 激光雷达分光系统部分若采用上述方案 (1)，两套分光系统准

直透镜和聚焦透镜应针对各自透射的回波信号进行设计。若采用方案(2),一套分光系统则须综合考虑中心波长分别为 266nm、277.5nm、283.6nm、294.6nm、354.7nm、386.7nm、407.5nm 共 7 个回波信号进行优化设计。本文分析认为,对于方案(2)因为综合考虑的波长较多,且波长间隔较大,故最终分光效果难以保证,且不会优于方案(1)。本文下章节针对方案(1)给出了用于 266nm 水汽探测和 355nm 水汽探测两套分光系统参数。

该系统方案试验时的发射光路与 PRRL 系统发射光路类似,也须考虑激光在镜面间反射对光路的损伤。发射光路中导向镜可镀铝膜,铝膜的激光损伤阈值应按照 $1\text{J}/\text{cm}^2$ 对光路进行考虑, 45° 反射镜介质膜对于紫外激光的损伤阈值应按 $5\text{J}/\text{cm}^2$ 考虑为宜。光路损伤考虑方法与 PRRL 系统类似,这里不做重复论述。

对于在非日盲区波段振动 Raman 方法探测水汽,发射波长可选用 Nd:YAG 固体激光器 355nm 和 532nm 输出波长。本文选用 355nm 激光波长主要基于以下考虑:①棱镜分光系统在紫外波段的色散能力优于可见光波段;②如前面所述 Nd:YAG 固体激光器 355nm 激光最大输出能量一般小于 532nm 激光最大输出能量的 $1/3$,尽管如此,大气分子的振动 Raman 散射截面大小与激发波长 4 次方成反比,故采用 Nd:YAG 固体激光器为光源时,使用 355nm 波长激发所获回波信号强度与 532nm 激发所获回波强度相当。③边界层水汽 Raman 探测对激光穿透能力及激光输出稳定性要求不高。

§8.2 266nm 水汽探测分光系统的设计

8.2.1 分光系统光束入射角与棱镜间夹角的考虑

对于 266nm 水汽探测,从望远镜中进入分光系统的弹性散射及 Raman 散射信号波长包括 266nm、277.5nm、283.6nm、294.6nm,经准直镜后为近平行光。由于棱镜的色散,四个波长的信号光可由三棱镜组合分开,然后经过聚焦镜将回波信号聚焦以便于分开探测,其过程如图 8.1 所示。

可以通过计算机对图 8.2 中入射角 α 及棱镜间夹角 β 的优化,使得回波信号分开程度达到最优。这些回波信号中 O_2 与 N_2 Raman 散射信号光波长相距最近,中心波长分别为 277.5nm 和 283.6nm,所以棱镜分光中应最优先考虑 O_2 Raman 回波与 N_2 Raman 回波信号的分开情况。图 8.5 (a) 给出了 O_2 和 N_2 Raman 回波

信号出射最后一块棱镜时的分开角度 $\Delta\delta$ (单位：弧度) 随 α 和 β 变化情况，纵坐标表示分开的角度 $\Delta\delta$ 。由图 8.5 (a) 可以看出，当 α 在 27° 附近且 β 在 114° 附近，可使得这两波长的信号光分得最开，即 $\Delta\delta$ 最大。但这里同时需要考虑的是当 α 、 β 取某些值时，266nm 弹性散射回波信号光会在棱镜侧面上发生全反射现象，从而造成较强的杂散光，这样必然会干扰 O_2 、 N_2 和 H_2O Raman 散射信号的接收，所以须避免 α 、 β 这些取值，所得结果如图 8.5 (b) 所示。可以看出：当 $\alpha=30^\circ$ 附近且 $\beta=106^\circ$ 附近时，这两波长的信号光分得最开。

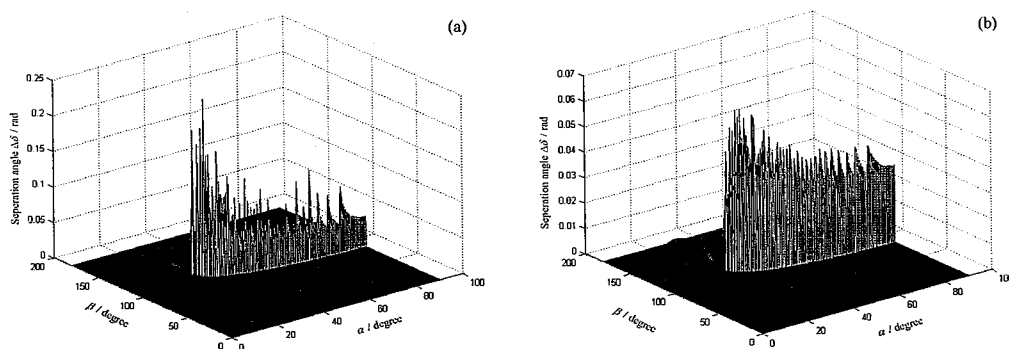


图 8.5 分光角度 $\Delta\delta$ 随入射角 α 和棱镜间夹角 β 变化。(a) 不考虑 266nm 弹性散射光发生全反射时的分光情况；(b) 考虑 266nm 弹性散射光发生全反射时的分光情况

图 8.5 计算时均假定信号经过棱镜时为平行光的理想情况，未考虑光束自身的发散角变化。实际上，入射光束的发散角也随 α 和 β 变化。若发散角大于或接近两波长的光束夹角，则两波长的信号光不能分开。

图 8.6 (a) 给出了 β 取 106° 时， O_2 Raman 散射信号与 N_2 Raman 散射信号经过棱镜组分光后的夹角 $\Delta\delta$ 随入射角 α 的变化图，图 8.6 (b) 是 N_2 Raman 散射信号与 H_2O Raman 散射信号分光后的夹角 $\Delta\delta'$ 随入射角 α 的变化图。图 8.6 中的“— Δ —”线表示 β 取 106° 时，Raman 散射信号经过棱镜后的光束自身发散角随入射角 α 的变化。从图 8.6 中可以看出当棱镜夹角 β 取 106° 时， α 取大于 32° 时， O_2-N_2 ， N_2-H_2O Raman 散射信号经分光系统后夹角大于自身发散角，所以此时分光系统均可将 O_2 、 N_2 和 H_2O 的 Raman 散射信号完全分开，但值得注意的是信号自身发射角在分开角度达到最大处的 α 值附近剧增。

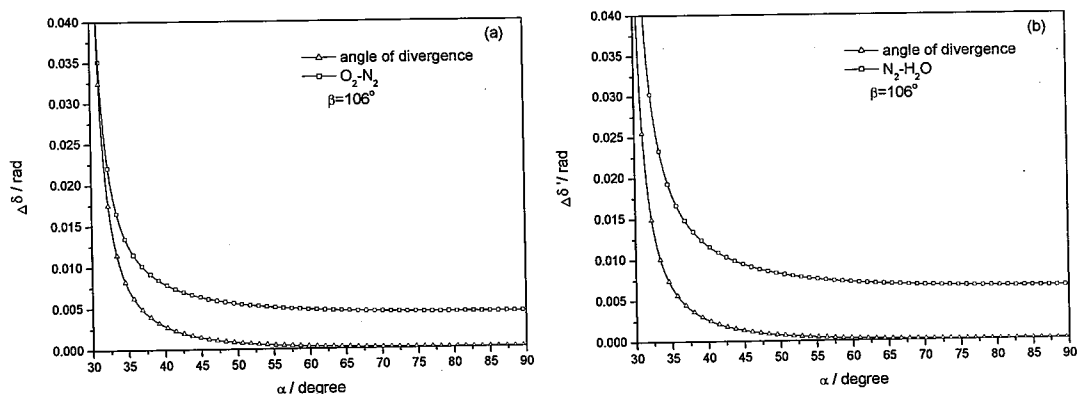


图 8.6 信号光经四个三棱镜后出射夹角随入射角变化曲线。(a) O_2 Raman 信号与 N_2 Raman 信号经过四个三棱镜分光后的夹角 $\Delta\delta$ 随入射角 α 的变化曲线; (b) N_2 Raman 信号与 H_2O Raman 信号分光后的夹角 $\Delta\delta$ 随入射角 α 的变化曲线

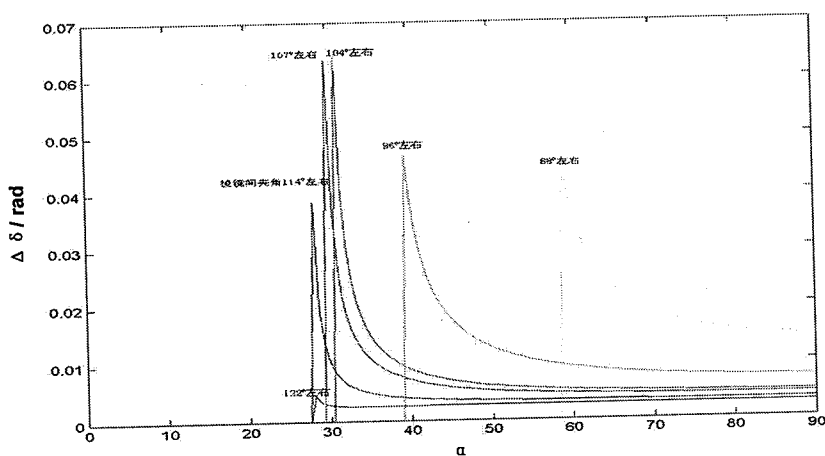


图 8.7 棱镜间夹角取特定值时, O_2 与 N_2 Raman 回波信号的分开角度 $\Delta\delta$ 随入射角 α 的变化曲线

图 8.7 为 β 取几个特定值时, O_2 Raman 回波与 N_2 Raman 回波信号的分开角度 $\Delta\delta$ 随入射角 α 的变化关系, 即图 8.5 (b) 中令 β 为特定值时获得的曲线。从图中可以看出, 虽然当 α 在 32° 左右, β 取 106° 附近时 (图中为 107° 和 104° 左右) 分开角度 $\Delta\delta$ 最大, 但是 $\Delta\delta$ 随 α 变化敏感, 当 β 仍取 106° , 入射角 α 增大时, 则 $\Delta\delta$ 迅速变小, 然而此时棱镜间夹角 β 若取较小值 (如图中 β 取 96° 左右), O_2 与 N_2 Raman 散射信号分开角度则可大于 β 取 106° 的情况。分析认为, 即使当 α 在 32° 附近且 β 取 106° 附近时, 虽然理想情况下分开角度最大, 但是光束自身发散角增大严重, 光束实际分开情况并不理想。若 β 取值过小 (如图中 β 取

88°左右), 虽然也能获得较大的信号分开角度, 但为避免信号光束自身发散角过分增大且避免信号光在棱镜内部发生全反射, 则 α 须取较大的值, α 取值的增大又必然增大了对棱镜体积的要求。

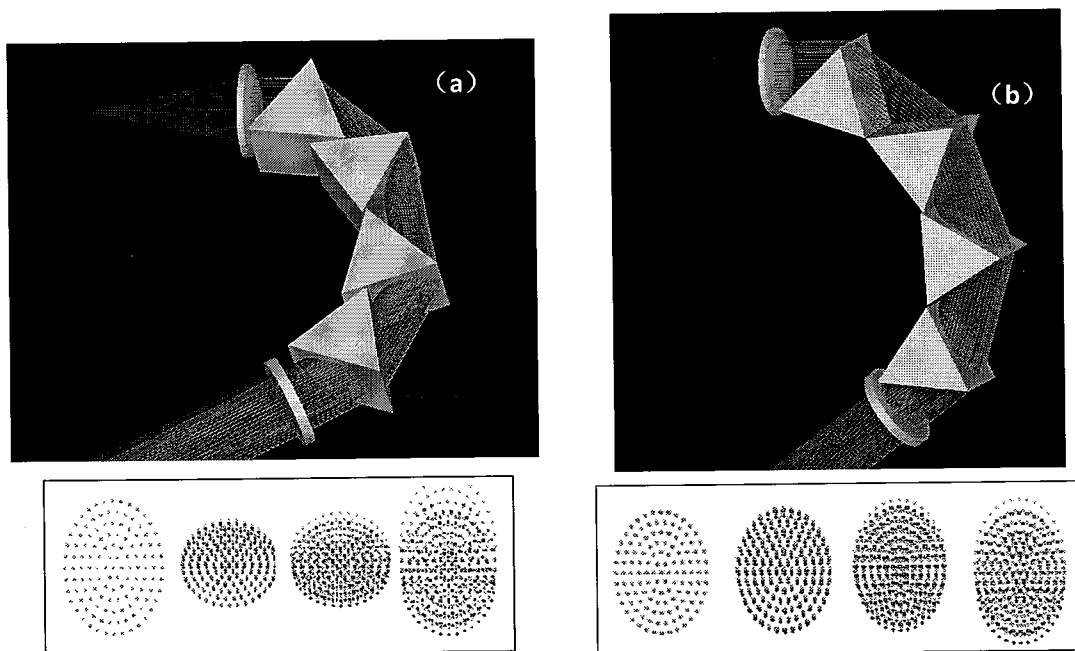


图 8.8 ZEMAX 模拟棱镜间光路结果 (用以观察信号光束发散角发生的变化)。

(a) (α, β) 取 $(36^\circ, 107^\circ)$ 情况; (b) (α, β) 取 $(48^\circ, 96^\circ)$ 情况

图 8.8 给出了用 ZEMAX 模拟棱镜间光路结果, 用以观察信号光束在棱镜中传播时发散角发生的变化, 图 8.8 (a) 为 (α, β) 取 $(36^\circ, 107^\circ)$ 情况; 图 8.8 (b) 为 (α, β) 取 $(48^\circ, 96^\circ)$ 情况。各图下方给出了每个棱镜第二个面的光斑形状。从图 8.8 (a) 及其棱镜第二个面的光斑可以看出, 当 (α, β) 取 $(36^\circ, 107^\circ)$ 时, 光束在棱镜间传播时不保持平行, 而图 8.8 (b) 中, 光束的传播基本保持平行, 光束发散角基本未发生变化。分析认为, (α, β) 取 $(48^\circ, 96^\circ)$ 附近时, 光束在棱镜内部传播基本保持与底边平行, 此时光束始终是以产生最小偏向角的角度入射棱镜 (“最小偏向角” 的定义见文献[146])。又从图 8.7 可以看出, (α, β) 取 $(48^\circ, 96^\circ)$ 情况时, 可以使得 O_2 与 N_2 Raman 散射信号较好的分开。

综上所述, α 和 β 的选取以信号光束在棱镜中产生最小偏向角而定为宜。

最小偏向角产生时, 由几何光学易推导出:

$$\alpha = \arcsin(n \times \sin \frac{\theta}{2}) \quad (8.1)$$

$$\beta = 2\alpha \quad (8.2)$$

式中 n 为石英玻璃 JGS1 折射率, θ 为棱镜顶角, 本文取 60° 。不同的波长对应的折射率不同, 故产生最小偏向角时, (α, β) 取值不同。266nm 水汽探测回波信号含有不同的波长, 包括 266nm、277.5nm、283.6nm、294.6nm, 其在棱镜中产生最小偏向角时, (α, β) 须分别对应 $(48.6^\circ, 97.2^\circ)$, $(48.4^\circ, 96.8^\circ)$, $(48.3^\circ, 96.6^\circ)$, $(48.1^\circ, 96.3^\circ)$ 。为简化起见, 本文选择 (α, β) 为 $(48^\circ, 96^\circ)$ 。

8.2.2 分光系统最小分辨波长与棱镜个数的选择

表 8.1 266nm 水汽探测分光系统基本参数

器件	参数
分离波长	266nm、277.5nm、283.6nm、294.6nm
光纤 (数值孔径 N.A., 芯径 d)	N.A.=0.22, $d=0.4\text{mm}$
准直镜 (通光口径, 焦距)	$\Phi 60\text{ mm}$, $f_1 \approx 100\text{mm}$
棱镜组 (尺寸)	$80\text{mm} \times 55\text{mm}$
α / β	$48^\circ / 96^\circ$
聚焦镜 (通光口径, 焦距)	$\Phi 60\text{mm}$, $f_2 \approx 1000\text{mm}$

表 8.1 给出了 266nm 水汽 Raman 激光雷达分光系统组件的基本参数, 分光系统中, 光纤出口可认为光束束腰, 芯径为束腰宽度, 由光束性质不变原理和瑞利判据可以推导棱镜分光系统在聚焦镜焦平面上的最小分辨波长:

$$R = \frac{d}{2 \times f_1 \times N \times D} \quad (8.3)$$

式中 d 为分光系统导入光纤芯径, f_1 为分光系统准直透镜焦距, N 为棱镜个数, D 为单一棱镜角色散率:

$$D = \frac{2 \sin \frac{\theta}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{\theta}{2}}} \times \frac{dn}{d\lambda} \quad (8.4)$$

则棱镜分光系统的线色散率为:

$$\frac{dl}{d\lambda} = f_2 \times N \times D \quad (8.5)$$

上式 (8.3) ~ 式 (8.5) 成立的前提条件是光束沿着产生最小偏向角对应的 (α, β) 透射分光系统。从式 (8.3) 和式 (8.4) 可以看出, 分光系统的最小分辨波长与波长有关, 故该分光系统分光后会在聚焦透镜焦平面上形成非均排光谱。同时可以看出, 准直镜焦距 f_1 越长, 光纤芯径 d 越细, 棱镜分光系统的最小分辨波长越小, 即分辨率越高。尽管如此, 准直镜焦距不宜太长, 光纤芯径也不宜过细, f_1 太长, 则要求整个系统透光面积大, 光纤太细难于与望远镜输出光纤耦合, 如果光纤直接耦合到望远镜焦平面, 由本文 4.3 节中的论述可知, 其形成的望远镜接收视场会很小。图 8.9 给出了不同个数棱镜下, 该分光系统最小分辨波长 R 随透射波长变化曲线。可以看出棱镜的个数正比于棱镜分光系统的分辨率, 但值得注意的是棱镜个数太多必然降低整个分光系统的透光效率。

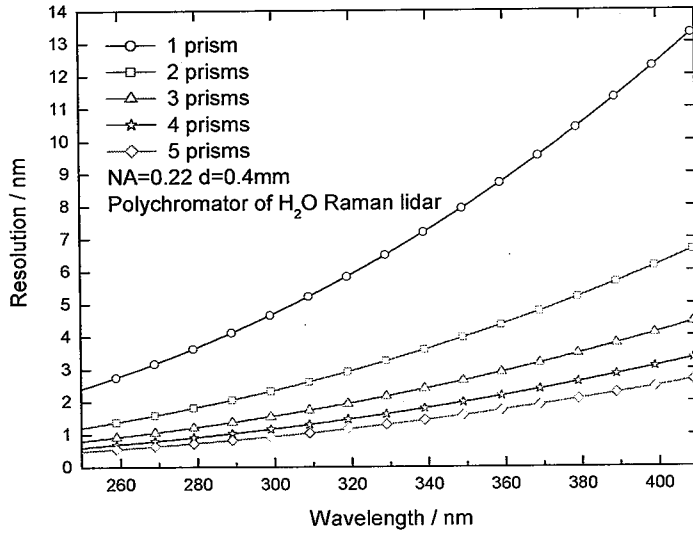


图 8.9 棱镜分光系统最小分辨波长随透射波长变化曲线

这里值得注意的是, 从式 (8.3) 可以看出分光系统最小分辨波长与聚焦镜焦距 f_2 无关, 这是因为若将光纤输出口看成信号光束束腰, 则可由光束质量因子不变性质估算信号光在聚焦镜上形成的光斑直径:

$$d' = \frac{f_2}{f_1} \times d \quad (8.6)$$

由上式可知,当聚焦镜焦距增大则焦平面处信号光形成的光斑随之增大。尽管如此,选择较长的聚焦镜焦距,在焦平面处各光斑中心间隔增大,便于在焦平面附近用分束片分离各信号光光束。同时,由式(8.5)可以看出,每个接收通道的光谱接收带宽可由图 8.1 中光电倍增管前置的光阑口径决定,但最小接收带宽不会小于最小分辨波长。

为下文论述方便这里定义最小分离波长的概念:分光系统在固定的聚焦镜焦平面上光斑正好完全分离对应的两波长间隔。前文所述最小分辨波长是根据瑞利判据推导,即在聚焦镜焦平面上可分辨开来的两光斑对应波长的间隔,如示意图 8.10

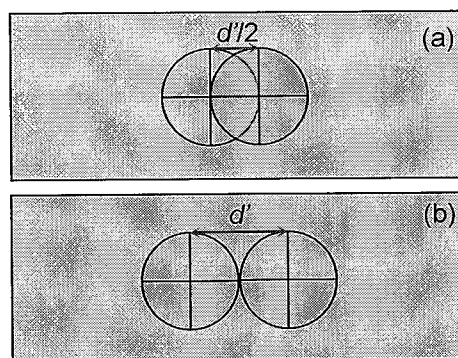


图 8.10 (a) 棱镜分光系统焦平面处光斑恰好可分辨; (b) 恰好完全分离情况

(a) 所示,而两波长在焦平面的光斑完全分离情形对应于示意图 8.10(b)。从图 8.10

中的几何关系,不难推导棱镜最小分离波长是最小分辨波长的两倍。对于 Raman 散射信号的分开接收,至少须保证信号光在聚焦镜焦平面上对应的光斑可完全分离,否则无法在焦平面附近设置分束片,因信号光束间相互叠加。

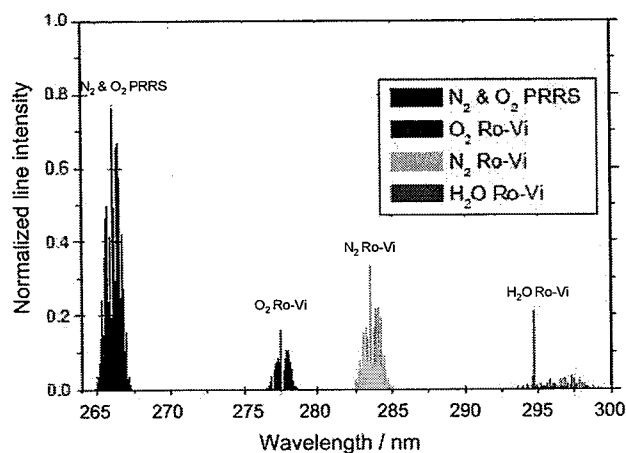


图 8.11 266nm 激发 N_2 、 O_2 和 H_2O 振转 Raman 后向散射谱

从图 8.11 (注:原图引自国际学术交流材料) N_2 、 O_2 和 H_2O 振转 Raman 谱可以看出,266nm 探测水汽时,若同时独立获得 N_2 和 O_2 Raman 散射信号,使信号之间不发生相互串扰,则分光系统的在其透射波长附近的最小分离波长须小

于约 3nm，即最小分辨波长须小于 1.5nm 左右。从图 8.9 中可以看出，三个或三个以上棱镜构成的分光系统即可满足上述要求。

图 8.9 中结果未考虑实际分光系统的像差，焦平面上实际光斑大于理论值，所以实际中的分光系统的最小分辨波长会大于图 8.9 中结果；同时，266nm 探测水汽时，信号光波长间距较近，且须接收的信号多于非盲区水汽探测，当聚焦镜焦距确定时，增加棱镜的个数，分光系统分辨能力增强，信号经分光系统后分离角度便会增大，从而在聚焦镜焦平面上形成的光斑则会分得更开，更方便于分开接收，且分开角度越大可减少信号光衍射带来的相互串扰。综合以上考虑，本文在用于 266nm 水汽探测的分光系统中选择 4 个棱镜。

8.2.3 分光系统的设计与模拟

棱镜分光系统中前端准直镜和后端聚焦镜的方案可以有多种，可采用胶合透镜消除轴向色差使光束聚焦在同一个焦平面上，但考虑到加工方便，棱镜分光系统中前端的准直镜和后端聚焦镜可设计为平凸透镜。光纤出口距准直镜第一个面距离固定为 100mm，因存在轴向色差，各信号光焦平面不重合，故用 ZEMAX 软件优化计算时，可固定像面与聚焦镜最后一面距离为 1000mm。对 266nm 水汽探测的回波信号 ZEMAX 模拟分光系统分光光路如图 8.12。

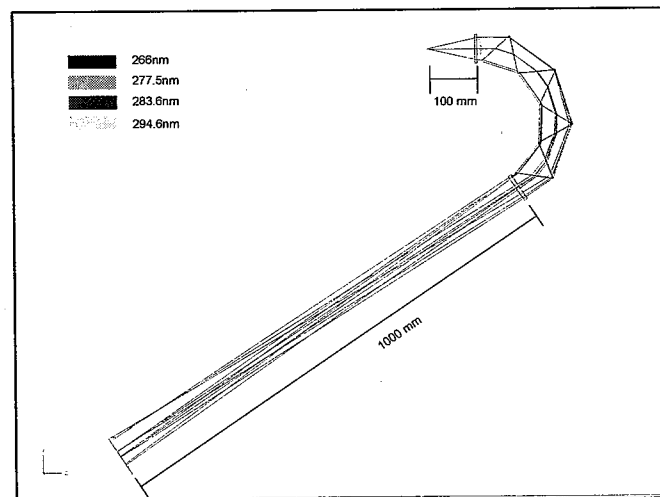


图 8.12 266nm 水汽探测棱镜分光系统分光光路

表 8.2 266nm 水汽探测分光系统准直镜与聚焦镜一组设计参数

扩束倍数	面号	曲率半径/mm	面中心间隔/mm	玻璃	直径/mm	偏心率 e^2
准直镜 (非球面)	1	Infinity	13	JGS1	60	0
	2	-53.714277				0.580330
准直镜 (球面)	1	Infinity	13	JGS1	60	0
	2	-55.929031				0
聚焦镜	1	486.598905	8	JGS1	60	0
	2	Infinity				0

分光系统准直镜和聚焦镜的面参数的优化结果不仅与入射角和棱镜间夹角有关，同时与棱镜及透镜间的相对位置有关，故两镜的面参数可根据分光系统不同的面中心间隔优化得到多种组合结果。表 8.2 给出了一组准直镜和聚焦镜的面参数（面号顺序对应光路方向镜面次序，下文皆同），这里准直镜宜采用非球面以消除球差。通过合理设置分光系统部件相对位置，由 ZEMAX 可模拟 266nm 水汽探测回波信号在分光系统像面上的光斑相对位置及点列图，如图 8.13（a）所示。本文分光系统模拟时光纤出口近似看成点光源。若保持聚焦镜参数不变及分光系统各部件相对位置不变，将准直镜换成表 8.2 中球面镜，可以看出此时分光效果并不理想，如图 8.13（b），虽然在设计过程中也可进一步优化聚焦镜，但设置透镜一面为非球面以消除球差总是可以获得更好的分光效果。

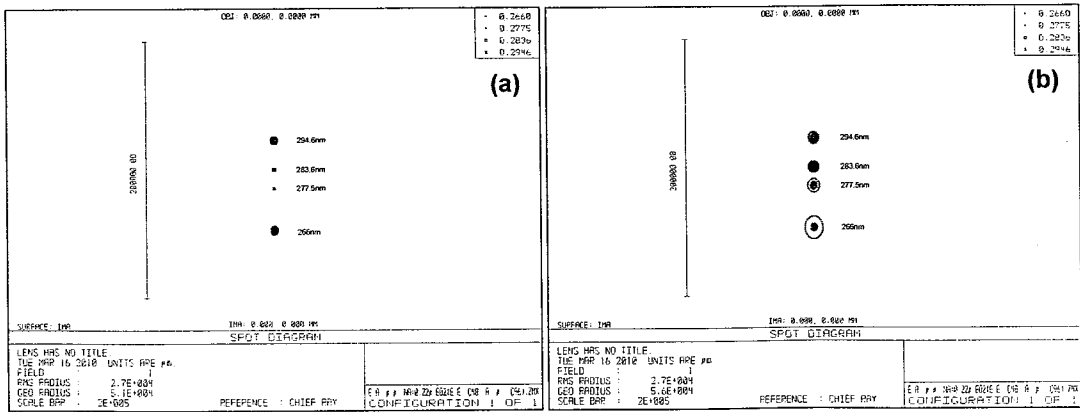


图 8.13 266nm 水汽探测各回波信号在棱镜分光系统像面上形成光斑的点列图。(a) 准直镜采用椭球面设计情况；(b) 准直镜采用球面设计情况

由于 JGS1 玻璃材料对光的吸收作用极小,基本可以不作考虑,由 ZEMAX 计算可得,分光系统总体透过率在信号光 266nm、277.5nm、283.6nm、294.6nm 四个波长可达到 58%以上,这明显优于紫外波段一般窄带滤光片的透过率。若将棱镜分光系统准直镜,聚焦镜和棱镜各面均镀有一般增透膜,则由 ZEMAX 模拟结果表明,在不考虑玻璃材料 JGS1 的吸收情况下,分光系统对以上四个波长的总体透过率可达到 76%以上。如果采用高效增透膜,则总体透过率可以达到 90%以上。这里的透过率结果均采用 ZEMAX 中的膜层数据计算模拟,因不同的镀膜工艺,透过率有所差异,故以上数据仅可作为系统透过率评估参考,由于在紫外波段较低抑制比要求的宽带滤光片或截止滤光片透过率都很高,部分截止滤光片可达 90%以上,文中水汽棱镜分光系统透过率计算皆暂未考虑前置宽带滤光片的透过率。综上所述,棱镜分光系统的总体透过率明显优于窄带滤光片,所以更适合紫外 Raman 激光雷达的应用。

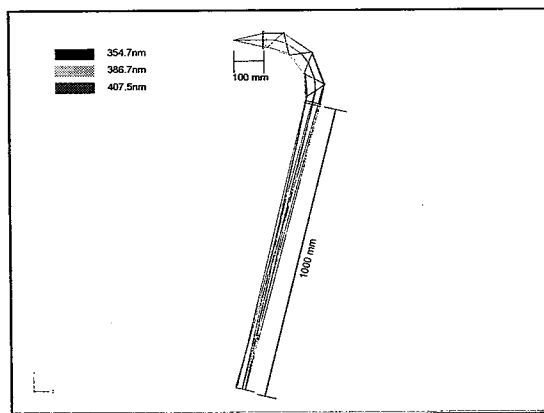
§8.3 355nm 水汽探测分光系统的设计

非日盲区探测采用 354.7nm 发射波长,我们所需关注的回波信号的中心波长为: 354.7nm, 386.7nm 和 407.5nm,前者 354.7nm 为气溶胶与大气分子的弹性散射信号,后两者分别为 N_2 和 H_2O 的 Raman 散射信号。由第七章图 7.1 和图 8.11 可以看出,354.7nm 激发时,各回波信号中心波长间隔较之 266nm 激发时大,同时由于 354.7nm 探测水汽时, O_3 对 Raman 散射信号无吸收, O_2 的 Raman 散射信号无需接收,即使与 N_2 Raman 散射信号中混入 O_2 Raman 散射信号,对水汽的探测无影响,故 354.7nm 探测水汽时对棱镜分光系统分辨率的要求降低。若分光系统不采用增透膜,为充分保证透过率,可适当减少棱镜个数,但若镀增透膜,为方便焦平面处设置分束片,也可不减少棱镜个数,过分减少棱镜个数会增大分光系统最小分辨波长,即便缩小图 8.1 中光电倍增管前端光阑也会难以避免较大的接收带宽,同时会产生信号光衍射的相互影响。本文 354.7nm 的棱镜分光系统设计采用与用于 266nm 水汽探测的分光系统相同的准直镜和聚焦镜焦距,光纤参数相同。根据第七章图 7.1 和图 8.9,同时综合考虑分光系统像差的影响,可认为用于 354.7nm 水汽探测的分光系统可选用 3 个或 4 个棱镜。

表 8.3 354.7nm 水汽探测分光系统（3 个棱镜）准直镜与聚焦镜一组设计参数

扩束倍数	面号	曲率半径/mm	面中心间隔/mm	玻璃	直径/mm	偏心率 e^2
准直镜	1	Infinity	13	JGS1	60	0
	2	-51.159344				0.580251
聚焦镜	1	476.289906	8	JGS1	60	0
	2	Infinity				0

354.7nm 水汽探测的棱镜分光系统的设计考虑过程与前文 266nm 水汽探测的分光系统类似，具体过程不再赘述。354.7nm 水汽探测须考虑的三个回波信号中心波长 354.7nm，386.7nm 和 407.5nm 在分光系统的棱镜中产生最小偏向角时对应的 (α, β) 分别为： $(47.6^\circ, 95.1^\circ)$ ， $(47.4^\circ, 94.8^\circ)$ ， $(47.3^\circ, 94.6^\circ)$ 。本文在对准直镜和聚焦镜优化设计时，选择 (α, β) 固定为 $(47.4^\circ, 94.8^\circ)$ 。表 8.3 给出了针对 354.7nm 水汽探测分光系统（3 个棱镜）准直镜和聚焦镜优化的一组参数，准直镜仍采用非球面设计。图 8.14 给出了该分光系统的分束光路。通过合理设置分光系统各部件相对位置，分光系统像面上信号光光斑点列图及相对位置如图 8.15。



8.14 354.7nm 水汽探测棱镜分光系统光路

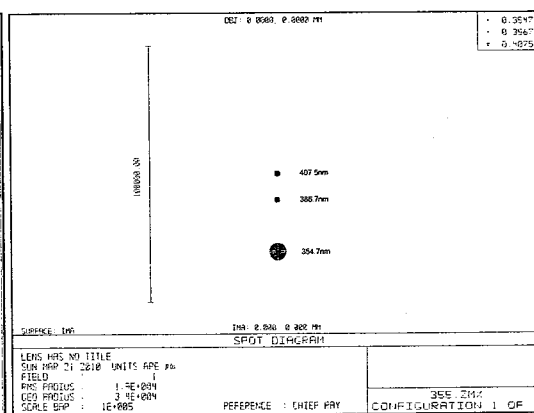


图 8.15 354.7nm 水汽探测各回波信号在棱镜分光系统像面上形成光斑的点列图

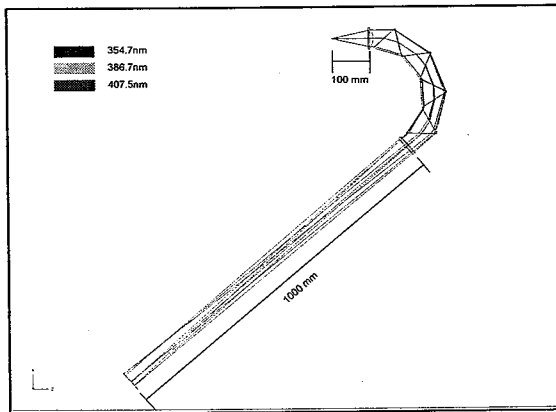
由 ZEMAX 模拟计算知，上述基于三个棱镜的 354.7nm 水汽探测的分光系统，在不考虑光学材料吸收作用下，不镀增透膜时，对 Raman 散射信号总透过率可达 65%以上。各面镀一般增透膜可使得系统总透过率达 79%以上。高效增透膜可使整个分光系统透过率高达 93%以上。以上镀膜后的透过率结果均采用

ZEMAX 软件提供的膜层数据，仅作为参考。

表 8.4 354.7nm 水汽探测分光系统（4 个棱镜）准直镜与聚焦镜一组设计参数

扩束倍数	面号	曲率半径/mm	面中心间隔/mm	玻璃	直径/mm	偏心率 e^2
准直镜	1	Infinity	13	JGS1	60	0
	2	-51.137989				0.580288
聚焦镜	1	476.289906	8	JGS1	60	0
	2	Infinity				0

表 8.4 给出了针对 4 个棱镜的 354.7nm 水汽探测分光系统准直镜及聚焦镜一组设计参数。通过合理设置分光系统各部件位置，其对应的分束光路如图 8.16，聚焦镜像面上光斑位置如图 8.17。不考虑玻璃材料对信号光的吸收时，由 ZEMAX 模拟计算知，上述基于 4 个棱镜的分光系统在不镀增透膜时，对信号的整体透过率可达 60%以上，由 ZEMAX 膜层数据可计算知，一般增透膜可使整体透过率提升至 75%以上，高效增透膜可使其提升至 91%以上。可见，如果镀有高效增透膜层，可以适当增加棱镜个数，其对分光系统总体透过率的下降作用并不十分明显。



8.16 354.7nm 水汽探测棱镜分光系统光路

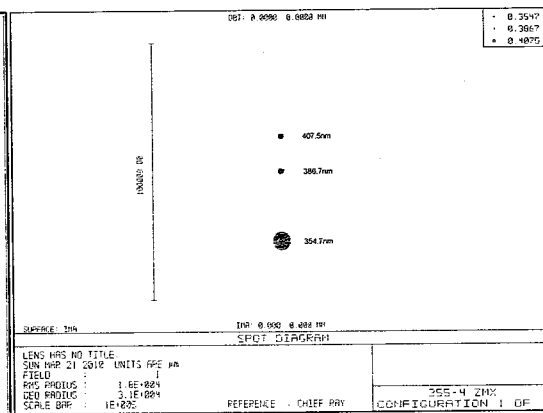


图 8.17 354.7nm 水汽探测各回波信号在棱镜分光系统像面上形成光斑的点列图

§8.4 分光系统的标定

为了在分光系统后继光路上设置分束片，让激光雷达光电检测系统对准 O_2 ，

N_2 和 H_2O 三个 Raman 通道，须在激光雷达系统完成构建前标定 O_2 、 N_2 和 H_2O Raman 散射回波经过分光系统分光后在像面附近的相对位置，从而方便放置分束片。如图 8.18，我们在像面附近（像平面之前）放置纸板以确定信号在纸板上形成光斑的位置。由于大气回波信号非常弱，在纸板上不可能看见其形成的光斑，我们利用激光激发 Raman 管中的高压气体和液体水产生受激 Raman 散射，从而获得与大气回波信号相同或相近中心波长的强激光，再由望远镜和三角锥反射进入分光系统以模拟大气回波信号，图 8.19 为分光系统标定实验装置结构图。图中 Raman 管可分别充入 O_2 、 N_2 、 CH_4 和 H_2 四种气体以及液态水。

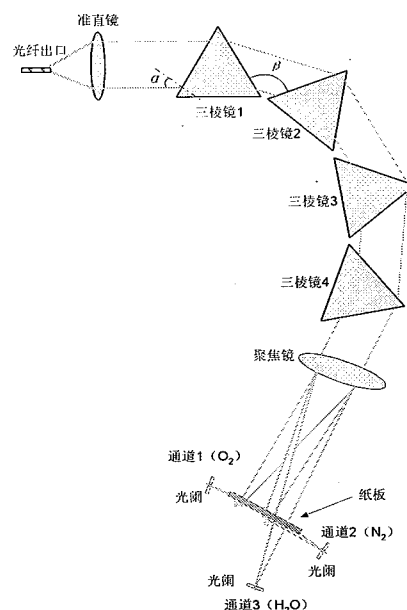


图 8.18 分光系统标定时纸板的放置

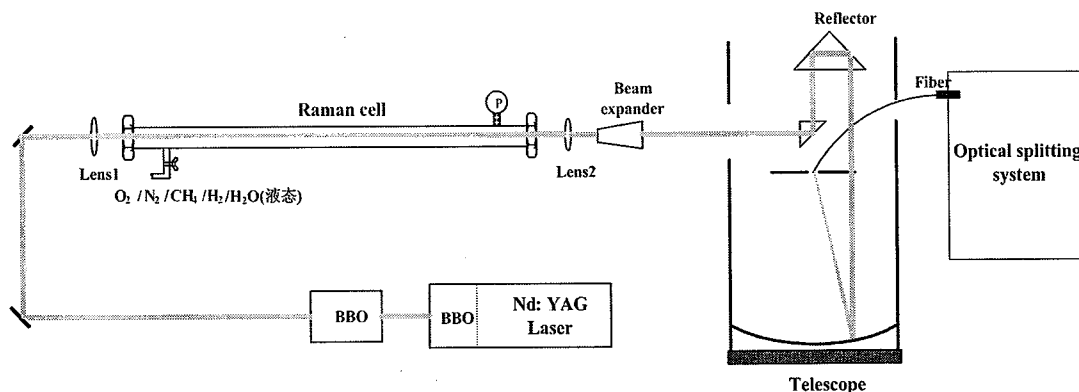


图 8.19 分光系统标定实验装置结构图

266nm 波长激光激发时，Raman 管中 O_2 和 N_2 受到激发后可分别获得中心波长为 277.5nm，283.6nm 的受激 Raman 散射光，这与 266nm 水汽 Raman 激光雷达的 O_2 和 N_2 Raman 散射回波信号中心波长一致，可用它们来替代 O_2 和 N_2 的真实回波信号对分光系统进行标定。水汽 Raman 回波信号的中心波长为 294.6nm，处在 CH_4 和 H_2 Raman 散射光波长 288.4nm，299.1nm 中间，且以上三个波长相距较近，所以水汽信号通道位置可由 Raman 管中 CH_4 和 H_2 受激 Raman 散射光标定（同时结合 ZEMAX 分光系统像面仿真结果，如图 8.20）。激光经过 Raman

管后输出的受激 Raman 散射光经望远镜进入分光系统，照射在图 8.18 所示纸板上产生荧光，从而可确定 Raman 通道的准确位置。

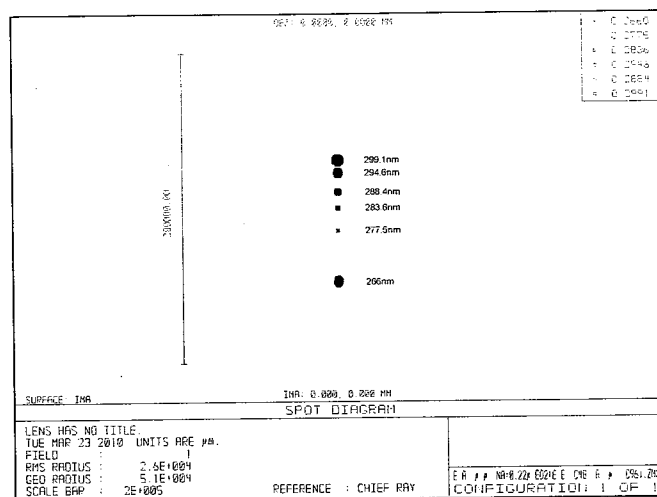


图 8.20 CH_4 和 H_2 受激 Raman 散射光在像面上形成光斑的点列图

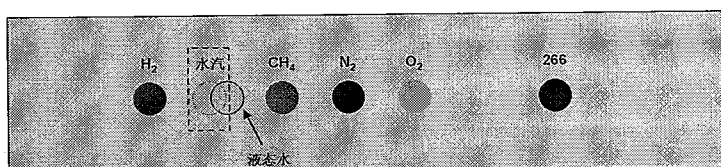


图 8.21 标定时纸板上形成光斑的相对位置示意图

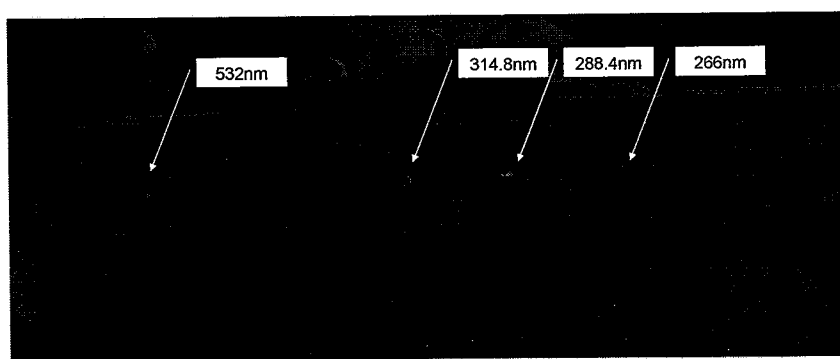


图 8.22 266nm 激光激发 Raman 管内的 CH_4 产生的一级二级 Raman 散射在纸板上产生的荧光，从左至右光斑对应的波长分别为 532nm（激光倍频残留）、314.8nm（二级）、288.4nm（一级）、266nm

图 8.21 为纸板上光斑位置示意图。图 8.22 给出了定标实验过程图片——266nm 激光激发 Raman 管内的 CH_4 产生的一级二级 Raman 散射光在纸板上

形成的光斑。从图 8.23^[20]可以看出,液态水的受激 Raman 散射波长在水汽 Raman 散射信号的中心波长附近,故在 Raman 管中装入液态水,采用 266nm 激光激发,可作为水汽 Raman 通道位置标定的参考。

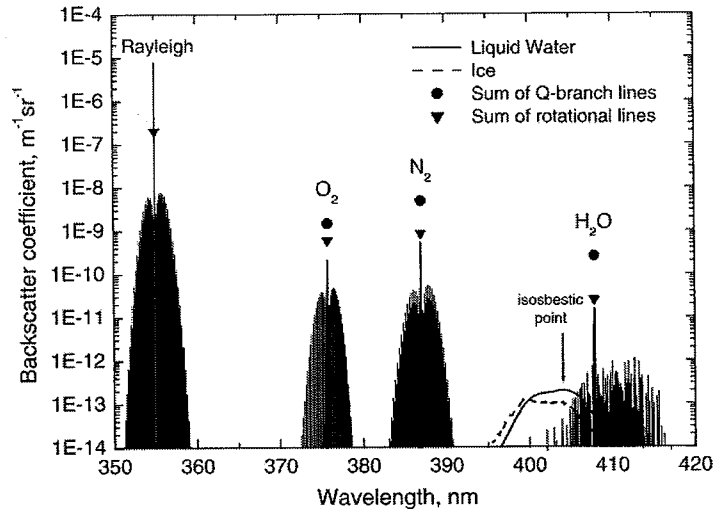


图 8.23 354.7nm 激发时 N_2 、 O_2 、水汽、液态水和冰 Raman 后向散射谱 (液态水和冰的谱线线形仅为示意图)

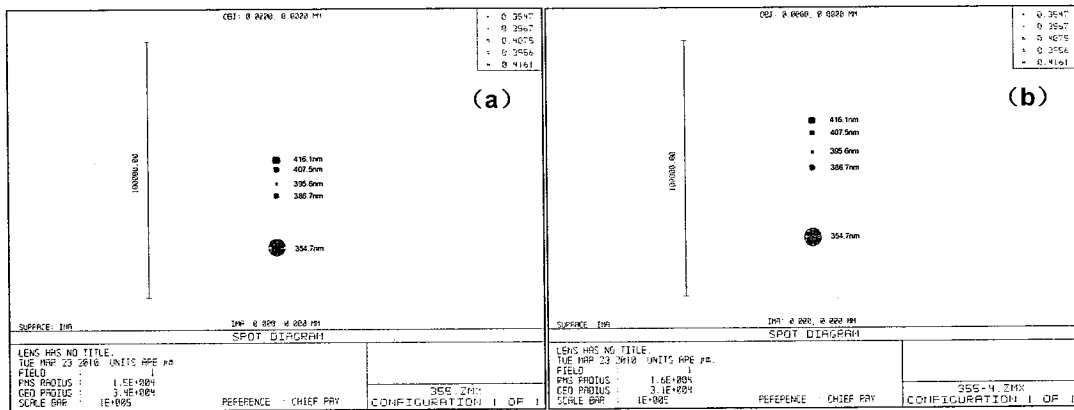


图 8.24 CH_4 和 H_2 受 354.7nm 激发 Raman 散射光在分光系统像面上形成的光斑 (点列图) 相对于 Raman 信号和米散射光斑 (点列图) 的位置. (a) 基于 3 个棱镜的 354.7nm 水汽探测分光系统情况; (b) 基于 4 个棱镜的 354.7nm 水汽探测分光系统情况

354.7nm 水汽探测时,各 Raman 通道的位置标定方法采用 354.7nm 激发 Raman 管内气体和液态水,基本过程与上述相同,这里不再赘述。 CH_4 与 H_2 受 354.7nm 激发,产生受激 Raman 散射光的中心波长分别为 395.6nm 和 416.1nm。图 8.24 给出了 ZEMAX 仿真的 CH_4 、 H_2 受激 Raman 散射光在 354.7nm 水汽探测分光系统像面上形成光斑的相对位置。

本章小结

- ① 提出基于棱镜分光系统的水汽 Raman 激光雷达总体方案。本章给出了分别针对日盲区 (266nm) 和非日盲区 (354.7nm) 水汽探测的两套棱镜分光系统的设计。棱镜分光系统由光纤、准直透镜、宽带滤光片 (或截止滤光片)、棱镜组和聚焦透镜构成。
- ② 推导了棱镜分光系统的最小分辨波长计算公式。对于 266nm 水汽探测, 由于 N_2 和 O_2 Raman 散射波长接近, 采用四个棱镜的分光系统设计以分离各 Raman 散射信号和弹性散射信号。对于 355nm 水汽探测, 分别给出了基于三个和四个棱镜的分光系统设计和参数。
- ③ 在不考虑分光系统中宽带滤光片 (或截止滤光片) 的透过率情况下, ZEMAX 软件模拟结果表明: 高效增透膜可使得棱镜分光系统总体透过率达 90% 以上, 即使不镀有任何增透膜透过率均大于 50%。
- ④ 提出对棱镜分光系统的标定方法, 并进行了实验标定: 以激光激发 Raman 管内高压气体和液态水替代 Raman 回波信号, 并结合 ZEMAX 模拟结果, 即可确定分光系统分开 Raman 信号光束后在聚焦镜像面上形成光斑的位置, 从而可在像面附近设置分束片让信号进入光电倍增管。

第九章 边界层水汽初步探测试验

§9.1 266nm 激发水汽 Raman 信号初步探测

为了验证基于棱镜分光系统水汽激光雷达方案 266nm 探测水汽的可行性,我们初步搭建了水汽信号探测的试验平台,由于目前实验条件的限制,初步分别于白天和夜晚分次测得了 N_2 和 H_2O 的 Raman 散射回波信号,实例如图 9.1-图 9.4。其试验平台借助实验室 CO_2 Raman 激光雷达系统^[8],其接收望远镜配置三维扫描镜,如同第五章图 5.5,镜面均镀有铝膜,发射系统改用 12 倍扩束(取 $\Phi 50mm$ 发射),棱镜分光系统未镀增透膜,试验平台具体参数列于表 9.1^[8]。

表 9.1 266nm 水汽探测试验平台参数

单元名称	技术参数
激光发射单元	
激光器型号	Quantel Brillinat B Nd:YAG
波长 / nm	266nm (外置倍频晶体)
脉冲重复频率 / Hz	20
光源单脉冲能量 / mJ	约 40
出射光束能量 / mJ	<10
激光发散角 / mrad	<1
脉冲宽度 / ns	4
扩束镜倍率	12 (反射式)
扫描镜	
有效通光孔径 / mm	300
扫描空间范围	$0^\circ \sim 360^\circ$ (水平), $0^\circ \sim 90^\circ$ (垂直)
接收光学单元	
望远镜类型	近牛顿式
通光口径 / mm	300
接收视场 / mrad	0.7
焦距 / m	1
耦合光纤	
望远镜输出光纤芯径 / mm	1.5
望远镜输出光纤数值孔径 N.A.	0.22
分光系统输入光纤芯径 / mm	0.4
分光系统输出光纤数值孔径 N.A.	0.22
信号探测和采集单元	
探测器 PMT 型号	9813QB
频谱响应范围 / nm	160~630

响应面积 / mm	46
光子计数卡型号	MCA-3 /P7882
最大采样频率 / MHz	5
前置放大器（型号，增益，带宽）	Phillips 6954, 20, 100kHz-1.5GHz

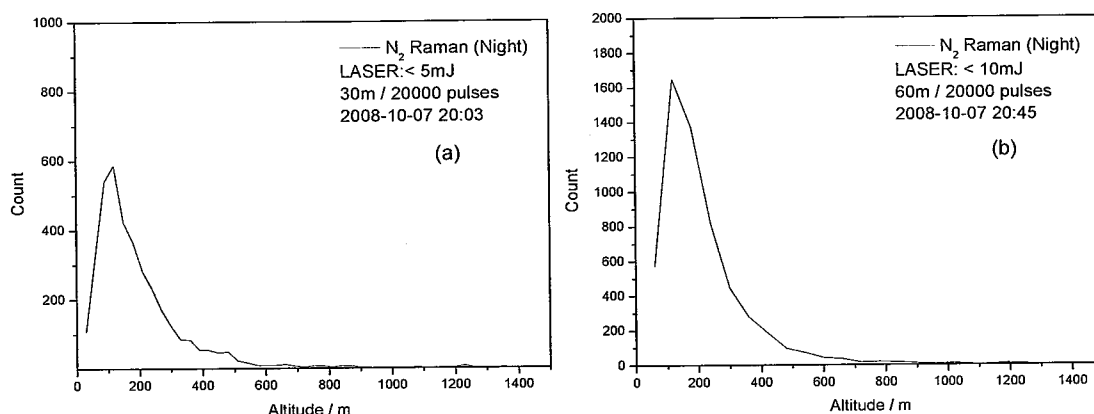


图 9.1 266nm 激发波长下，在夜间，棱镜分光系统分离获得的 N₂ Raman 回波信号。(a) 分辨率为 30m 情况下（采样率为 5M），2 万次脉冲累积获得的 N₂ Raman 信号；(b) 分辨率为 60m 情况下（采样率 2.5M），2 万次脉冲累积获得的 N₂ Raman 信号

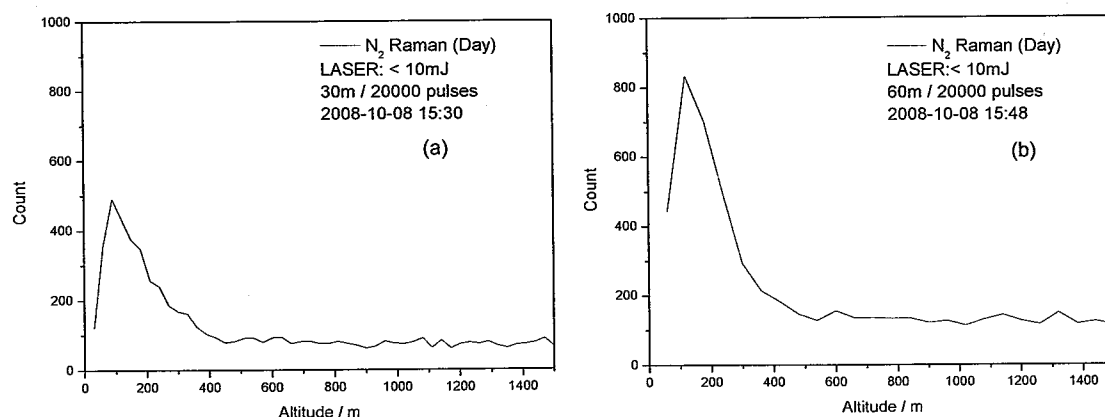


图 9.2 266nm 激发波长下，在白天，棱镜分光系统分离获得的 N₂ Raman 回波信号。(a) 分辨率为 30m 情况下（采样率为 5M），2 万次脉冲获得的 N₂ Raman 信号；(b) 分辨率为 60m 情况下（采样率 2.5M），2 万次脉冲获得的 N₂ Raman 信号

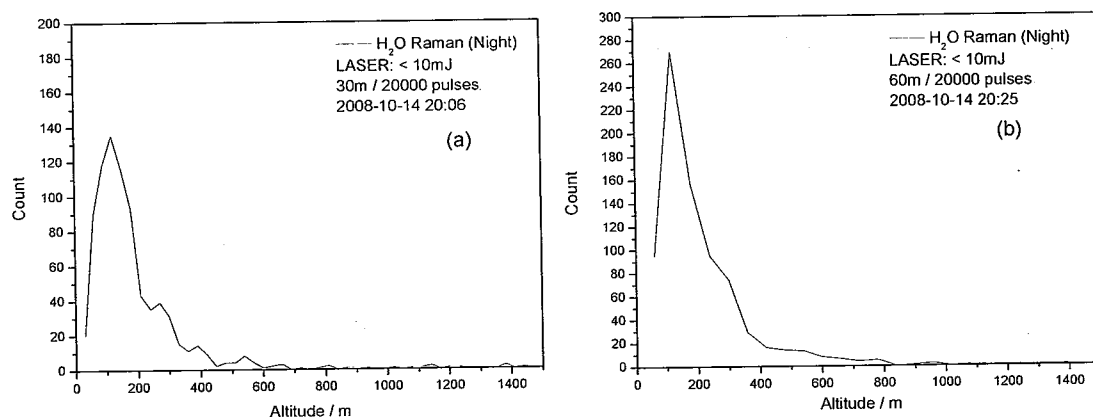


图 9.3 266nm 激发波长下, 在夜间, 棱镜分光系统分离获得的 H₂O Raman 回波信号. (a) 分辨率为 30m 情况下 (采样率为 5M), 2 万次脉冲获得的 H₂O Raman 信号; (b) 分辨率为 60m 情况下 (采样率 2.5M), 2 万次脉冲获得的 H₂O Raman 信号

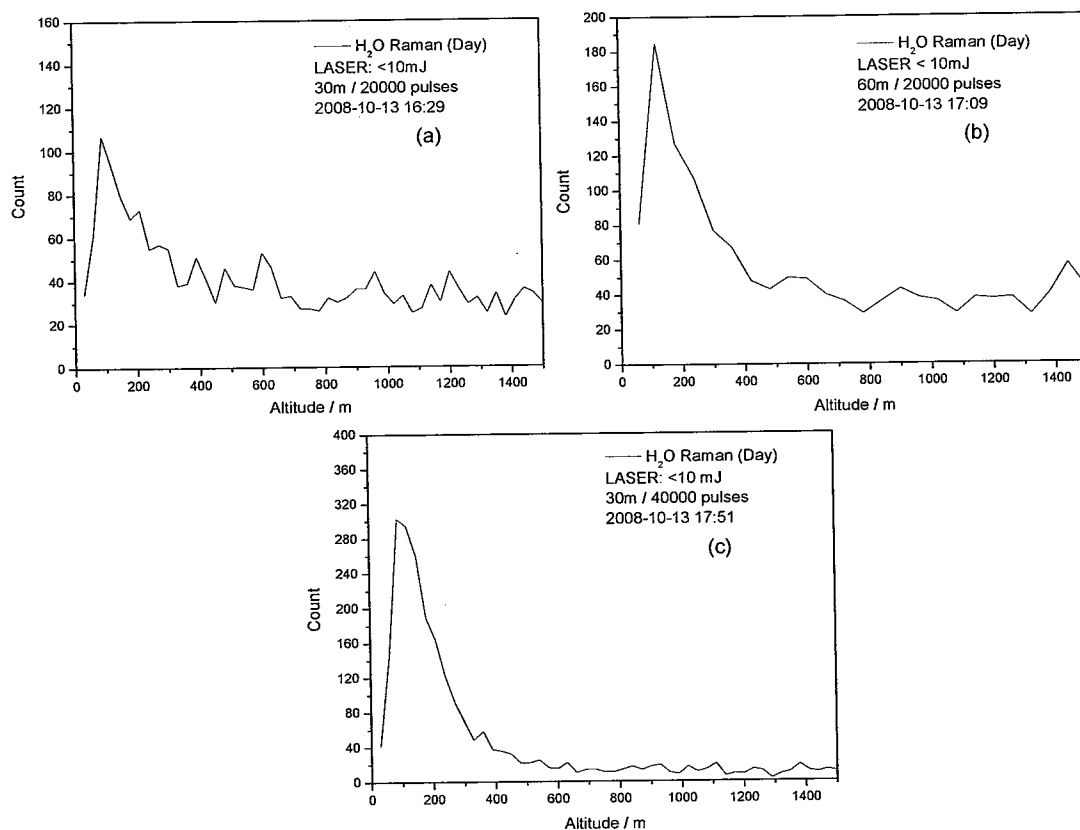


图 9.4 266nm 激发波长下, 在白天, 棱镜分光系统分离获得的 H₂O Raman 回波信号. (a) 分辨率为 30m 情况下 (采样率为 5M), 2 万次脉冲获得的 H₂O Raman 信号; (b) 分辨率为 60m 情况下 (采样率 2.5M), 2 万次脉冲获得的 H₂O Raman 信号; (c) 分辨率为 30m 情况, 4 万次脉冲黄昏时分获得的 H₂O Raman 信号

从表 9.1 中参数可以分析实验室基于 CO₂ Raman 激光雷达系统搭建的水汽试验平台整体效率很低, 但从图 9.1-图 9.4 的 N₂ 和 H₂O Raman 回波信号可以看出,

相对而言信号强度较为理想，白天和夜晚的探测背景均能很好的反映出时间变化特征，可初步证明，若针对水汽 Raman 探测，提高系统发射能量并提高接收效率情况下，第八章方案中基于棱镜系统的日盲区探测水汽激光雷达具有可行性。对于实验室下一步在此基础上搭建完善的日盲区水汽探测激光雷达，可作如下改进：

- (1) 直接采用垂直探测，去除扫描系统，避免扫描系统降低发射和接收效率。
- (2) 提高激光器能量，采用 6 倍左右全发射扩束镜。
- (3) 减小望远镜接收视场至 0.2mrad 左右，以压缩对白天大气辐射背景噪声。
- (4) 减小望远镜输出光纤以便提高与较细的分光系统输入光纤耦合，也可采用分光系统输入光纤直接作为望远镜输出光纤，根据表 9.1 中参数，0.4mm 分光系统光纤直接耦合表 9.1 中望远镜焦平面最大可获得 0.4mrad 视场(由第四章式 (4.8) 计算)，在光纤前端设置可调光阑即可实现 RFOV 由更小至 0.4mrad 之间的调节。

§9.2 355nm 激发水汽 Raman 信号初步探测

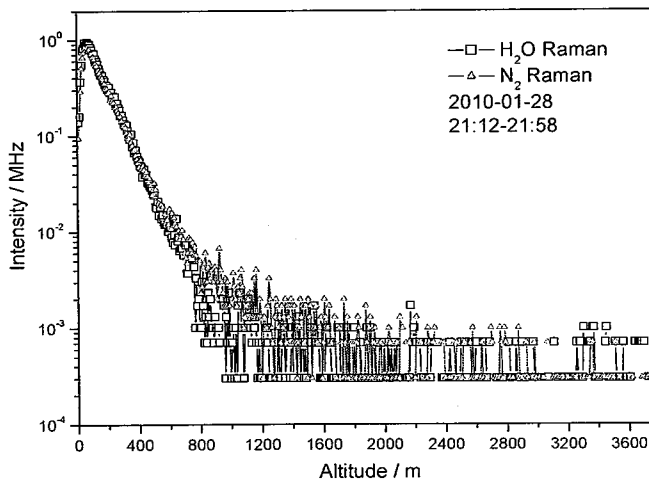


图 9.5 354.7nm 探测的一组 H₂O 和 N₂ Raman 回波信号

为了验证基于棱镜分光系统水汽 Raman 激光雷达方案在 354.7nm 探测的可行性，我们基于转动 Raman 测温激光雷达系统 (PRRL) 搭建了试验平台 (望远镜参数及采集系统参数可参见第四章表 4.2，激光能量约 40mJ)，成功同时测得了 H₂O 及 N₂ Raman 散射回波信号，实例如图 9.5，纵坐标为计数率，并初步反

演出边界层水汽垂直分布廓线。用于 354.7nm 水汽探测试验的分光系统各光学器件与 266nm 水汽探测相同，为使得分光效果理想，我们采用四个棱镜分离 N_2 和 H_2O Raman 散射回波信号。

关于非日盲区水汽 Raman 探测的定标方法及数据处理方法，文献[7,8]中皆详细论述，本文不再复述。对于本文 354.7nm 水汽 Raman 探测试验平台，目前可采用地面水汽测量数据进行初步定标。有地面湿度计测得 2010-01-29 日夜间 01:59-02:33 时段地面相对湿度约为 77%，近地面温度为约 $2^{\circ}C$ ，气象数据显示合肥地区此刻海平面气压 1025mbar，而 Raman 雷达系统探测的水汽含量值为混合比 s_h ，其与地面相对湿度 f 的转化关系为：

$$s_h(g/kg) = 622 \frac{f \times E(mbar)}{(P - f \times E)(mbar)} \quad (9.1)$$

式中 E 为饱和水汽压。可由第二章式 (2.1) 计算约海拔 300m 高度附近 $E=6.13$ ，此时可由大气静力学方程计算此高度气压约为 983mbar。以上数据代入式 (9.1) 可计算出此高度上的水汽混合比约为 3g/kg。

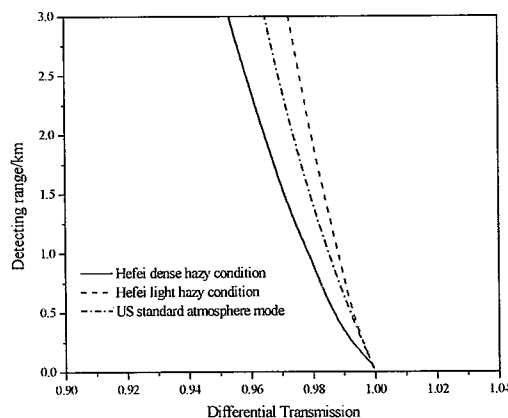


图 9.6 透过率修正项值模拟

在探测距离 3km 以下，第七章式 (7.5) 透过率修正项 $\Delta T_r(R)$ 在不同天气情况下透过率差值 $<5\%$ ，如图 9.6 所示^[8]。Raman 激光雷达通常工作在晴朗能见度较好的天气条件下，因此在这种情况下透过率修正项值在 2% 左右，在边界层以下会更低，故在本文的水汽探测试验中可暂不考虑，可认为透过率修正项 $\Delta T_r(R) \approx 1$ 。由 H_2O Raman 散射回波信号及 N_2 Raman 散射回波信号之比 S_{H_2O}/S_{N_2}

及第七章式(7.4)可计算,定标常数 C 为 2.8。图 9.7 为 2010-01-29 夜间 01:59-02:33 时段 S_{H_2O} / S_{N_2} 经定标前后廓线。

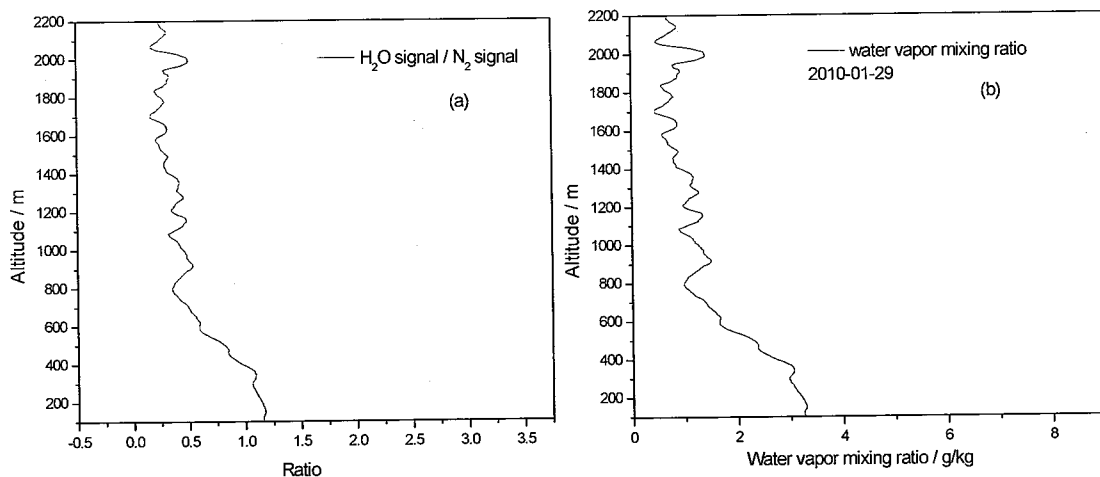


图 9.7 (a) H_2O Raman 信号及 N_2 Raman 信号之比; (b) 定标后的水汽垂直分布廓线

如图 9.8-图 9.10 是在 2010-01-28 夜间至 2010-01-29 清晨, 经上述定标后的初步探测结果。

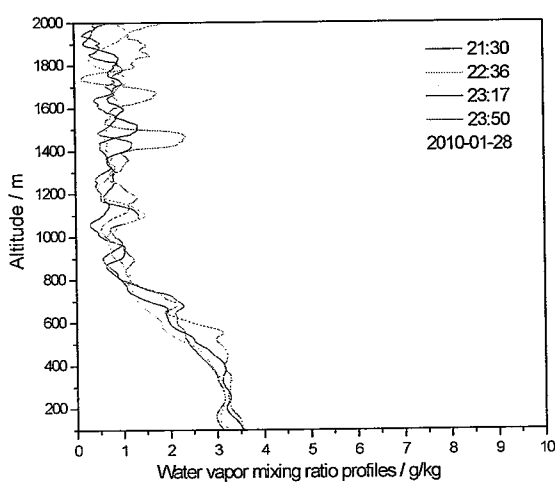


图 9.8 2010-01-28 日夜间 354.7nm 水汽探测结果

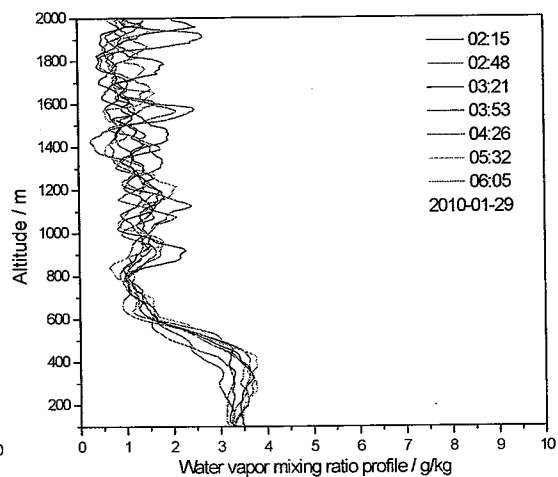


图 9.9 2010-01-29 日凌晨至清晨 354.7nm 水汽探测结果

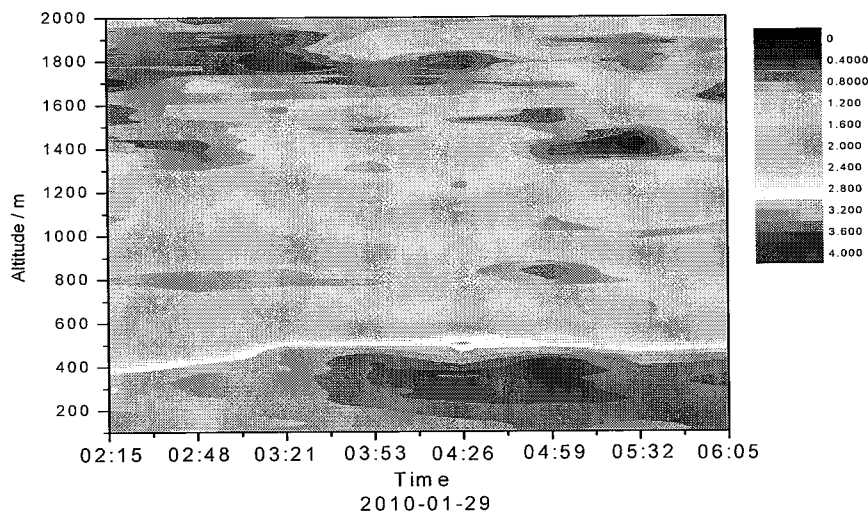


图 9.10 2010-01-29 日凌晨至清晨水汽混合比时空演化图

§9.3 266nm 水汽探测吸收气体干扰误差分析

关于非日盲区的水汽探测,由信号随机起伏性和噪声带来的误差国内外均已经做了大量研究和讨论,本文不再重复。这里值得注意的是在利用日盲区水汽 Raman 探测中,由于波长较短,很多痕量气体对激光发射波长及各 Raman 回波皆有较强的吸收,其带来的误差往往不能忽视,尤其是除了痕量气体 O_3 的吸收作用外, SO_2 和 NO_2 在大气中往往浓度较高,它们的吸收作用值得分析,以上三者在紫外波段的吸收谱如图 9.11^[22], 气体分子具体吸收截面积与温度和压力有关,表 9.2 给出了常温下,以上三种气体对各 Raman 回波中心波长吸收截面积的近似值。

表 9.2 O_3 、 SO_2 、 NO_2 在 N_2 、 O_2 和 H_2O Raman 散射中心波长的吸收截面

气体	N_2	O_2	H_2O
拉曼频移 / cm^{-1}	2330.7	1555	3651.7
对应拉曼回波中心波长 λ_{Raman} / nm	283.6	277.5	294.6
O_3 对拉曼波长 λ_{Raman} 吸收截面 ($10^{-20}cm^2/molecule$)	296.3	490.6	81.9
SO_2 对拉曼波长 λ_{Raman} 吸收截面 ($10^{-20}cm^2/molecule$)	86.5	64.4	92.3
NO_2 对拉曼波长 λ_{Raman} 吸收截面 ($10^{-20}cm^2/molecule$)	6.3	4.8	10.4

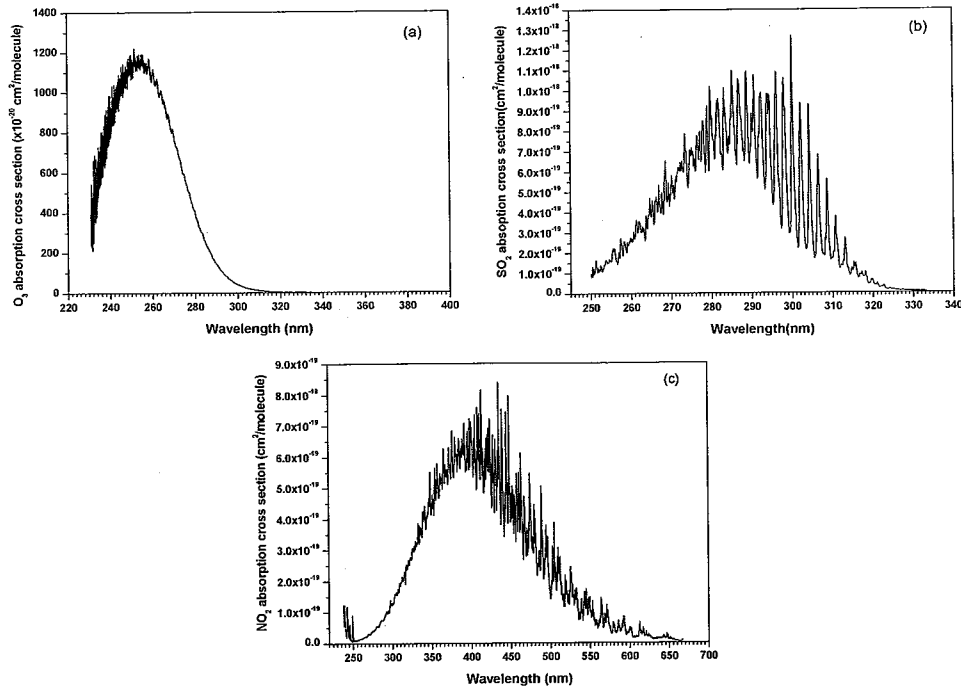


图 9.11 (a) O_3 气体吸收谱线; (b) SO_2 气体吸收谱线; (c) NO_2 气体吸收谱线

9.3.1 O_3 、 SO_2 和 NO_2 的吸收作用对水汽探测的直接影响

对于 266nm 水汽廓线的反演， O_3 的影响主要表现为对 N_2 及 H_2O Raman 散射信号的吸收（对发射波长的吸收对 H_2O 的反演不会造成影响），其产生的大气透过率修正项如第七章式(7.9)。同时考虑大气中 SO_2 和 NO_2 对信号的吸收作用，则水汽反演公式可进一步写成：

$$N_{H_2O} = C \frac{P_{H_2O}(R)}{P_{N_2}(R)} \Delta T_r(R) \Delta T_{O_3}(R) \Delta T_{SO_2}(R) \Delta T_{NO_2}(R) \quad (9.2)$$

式中 ΔT_{O_3} 、 ΔT_{SO_2} 、 ΔT_{NO_2} 对应大气中气体 O_3 、 SO_2 和 NO_2 对信号的吸收作用造成的透过率修正项。由于在低层，以上三种污染气体含量分布不稳定，为了方便分析三种气体对边界层水汽反演的影响，作如下假设：假设低层 3km 以下，以上三种气体绝对浓度均匀，且分别为 0.05 mg/m^3 ， 0.1 mg/m^3 ， 0.2 mg/m^3 。可根据表 9.2 中三种气体对 N_2 及 H_2O 两 Raman 散射信号中心波长的吸收截面参数计算获得对应的透过率修正项值，如图 9.12。从图中可以看出，在不进行气体吸收透过率项修正情况下， O_3 对信号的吸收作用对水汽反演的干扰最大，若按上述浓度计算，3km 处最大可引起约 80% 的误差，并使得水汽反演值小于实际值； SO_2

与 NO_2 对水汽反演的干扰较小, 若按上述浓度计算 3km 处引起的最大误差均小于 5%, 其干扰使得水汽反演值倾向大于实际值。

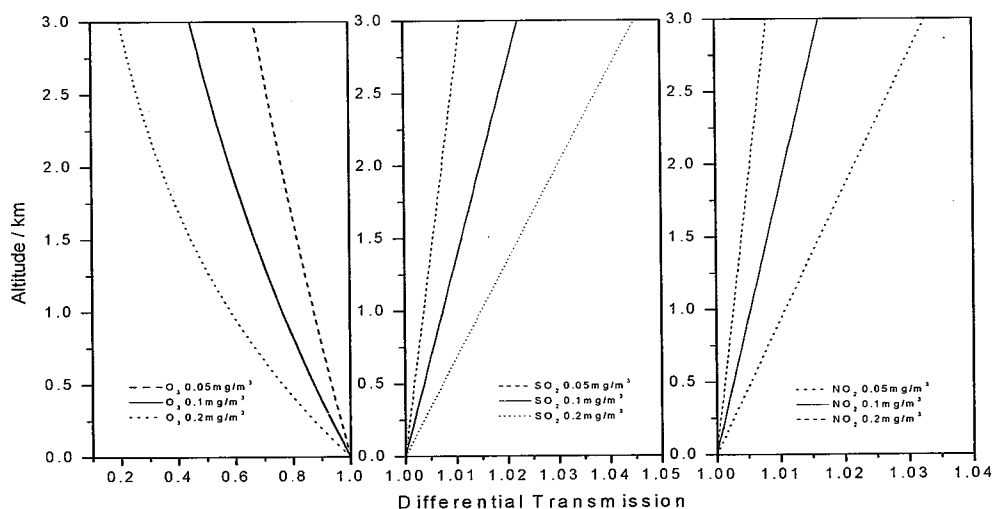


图 9.12 3km 以下 O_3 、 SO_2 和 NO_2 绝对浓度均匀为 0.05mg/m^3 , 0.1mg/m^3 , 0.2mg/m^3 时, 它们导致的透过率修正项随高度的变化

综合以上分析, 在 266nm 水汽的 Raman 测量中, O_3 的吸收作用必须在水汽反演中予以修正, 即须同时获得 O_3 垂直分布廓线, 从而计算透过率修正项。由于 3km 以下 SO_2 和 NO_2 整层含量一般不可能超过 0.1mg/m^3 , 所以在边界层以内 SO_2 与 NO_2 的吸收作用对水汽反演的直接影响很小, 可不考虑其透过率修正项。

9.3.2 SO_2 、 NO_2 吸收作用对 O_3 反演的影响

如第七章所述, 通常利用日盲区探测水汽时, O_3 浓度依靠接收大气中 O_2 Raman 散射信号与 N_2 Raman 散射信号差分反演获得。 O_2 与 N_2 的 Raman 回波信号波长仍处在 $<300\text{nm}$ 的紫外波段, SO_2 和 NO_2 对 O_2 与 N_2 的 Raman 回波信号同样具有吸收作用。以下分析该吸收作用对 O_3 浓度反演的影响。

从图 9.11 中 SO_2 、 NO_2 的吸收截面图, 可以看出 SO_2 在 $<300\text{nm}$ 紫外波段有着较强的吸收特性, NO_2 在此波段的吸收作用不明显。从表 9.2 参数可知: O_3 在 O_2 与 N_2 的 Raman 回波信号两中心波长吸收截面差很大, 其次是 SO_2 , 而 NO_2 在两波长的吸收截面差很小。由于 O_3 浓度的反演是利用 O_3 在这两个波长不同的吸收特性 (即吸收截面差) 获得, 所以相同浓度下, NO_2 对 O_3 浓度的反演影响要远小于 SO_2 。

单独考虑 SO_2 的影响：由于 SO_2 在紫外波段的吸收特性，大气消光系数可表示为：

$$\alpha(\lambda, R) = \alpha(\lambda, R) + N_{\text{O}_3}(R)\sigma_{\text{O}_3}(\lambda, R) + N_{\text{SO}_2}(R)\sigma_{\text{SO}_2}(\lambda, R) \quad (9.3)$$

其中 $\alpha_A(\lambda, R)$ 表示无 O_3 吸收时的大气消光系数。式 (9.3) 代入 Raman 激光雷达方程，可得 O_3 实际浓度表示为：

$$N_{\text{O}_3}(R) = \frac{1}{\Delta\sigma_{\text{O}_3}} \left(\frac{d \ln \frac{P_{\text{O}_2}(R)}{P_{\text{N}_2}(R)}}{dR} - N_{\text{SO}_2}(R)\Delta\sigma_{\text{SO}_2} \right) - \frac{\alpha(\lambda_{\text{N}_2}, R) - \alpha(\lambda_{\text{O}_2}, R)}{\Delta\sigma_{\text{O}_3}} \quad (9.4)$$

式中 $\Delta\sigma_{\text{O}_3} = \sigma_{\text{O}_3}(\lambda_{\text{N}_2}) - \sigma_{\text{O}_3}(\lambda_{\text{O}_2})$ ， $\Delta\sigma_{\text{SO}_2} = \sigma_{\text{SO}_2}(\lambda_{\text{N}_2}) - \sigma_{\text{SO}_2}(\lambda_{\text{O}_2})$ ，分别表示 O_3 和 SO_2 在 N_2 、 O_2 Raman 散射中心波长 283.6nm、277.5nm 的吸收截面差。代入表 9.2 中参数可知，按式 (9.4) 反演水汽含量则必然大于第七章式 (7.7) 反演结果，即 SO_2 的影响使得 O_3 测量值小于其实际值。结合第七章式 (7.7) 可以计算出由于 SO_2 的影响造成的测量 O_3 浓度的相对误差：

$$\Delta\xi = \left| \frac{k\Delta\sigma_{\text{SO}_2}}{\Delta\sigma_{\text{O}_3}} \right| \quad (9.5)$$

式中 $k = \frac{N_{\text{SO}_2}(z)}{N_{\text{O}_3}(z)}$ ，表示大气中 SO_2 与 O_3 的粒子浓度比。

同理可以计算出 NO_2 的影响也使得 O_3 测量值小于其实际值。造成的相对误差：

$$\Delta\xi' = \left| \frac{k'\Delta\sigma_{\text{NO}_2}}{\Delta\sigma_{\text{O}_3}} \right|, \text{ 其中 } k' = \frac{N_{\text{NO}_2}(z)}{N_{\text{O}_3}(z)}.$$

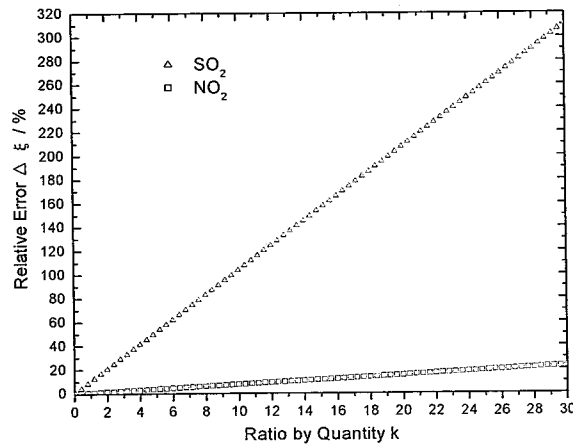


图 9.13 SO_2 与 NO_2 的吸收作用造成的 O_3 反演的相对误差

图 9.13 分别给出了 SO_2 和 NO_2 造成的相对误差随其与 O_3 粒子浓度(k 和 k') 比的关系图。可以看出, 在 266nm 激发下, 利用 N_2 与 O_2 Raman 回波差分反演 O_3 浓度, SO_2 的吸收作用对其影响远大于 NO_2 。当 SO_2 与 O_3 的粒子浓度比约 $k > 2$ 时, SO_2 造成的 O_3 反演相对误差即可大于 20%, 当 $k > 10$ 时, 即大气中 SO_2 粒子浓度是 O_3 十倍以上时, SO_2 造成的 O_3 反演相对误差可达到 100% 以上。 NO_2 与 O_3 的粒子浓度比 $k' > 29$ 时造成的相对误差才会大于 20%, 若两者粒子浓度相当时, 其造成 O_3 反演的相对误差小于 1%。值得注意的是, 这并不意味着 SO_2 与 O_3 粒子浓度比 k 较大时就不能反演水汽。 O_3 等吸收气体对水汽反演的影响由粒子浓度(绝对浓度)决定, 一般情况下, k 值较大时即说明 O_3 的粒子浓度很低, 即便相对误差达到 100%, 其对 O_3 的反演影响仍然有限。这里可假定大气低层 O_3 粒子浓度均匀, 此时 O_3 产生的从地面到 3km 透过率修正项随 O_3 浓度变化如图 9.14。从中“抽出”2km 高度处透过率修正项随 O_3 浓度的变化如图 9.15 所示, 可以看出, 若 O_3 浓度 $< 0.025 \text{ mg/m}^3$ 时, 即使当 O_3 浓度的相对误差达到 100% 时, 造成透过率修正项的误差小于 20%。

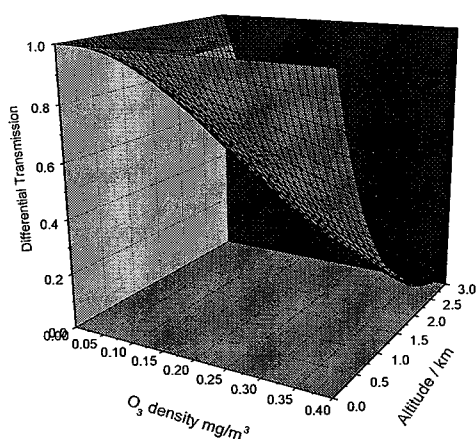


图 9.14 从地面到 3km 高度 O_3 导致的透过率修正项随 O_3 浓度变化

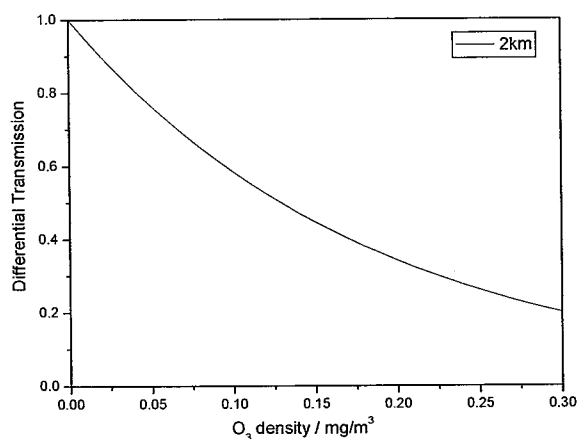


图 9.15 2km 高度处 O_3 导致的透过率修正项随 O_3 浓度的变化曲线

9.3.3 SO_2 吸收作用对水汽反演的总体影响

由以上分析可知, SO_2 的吸收作用对 O_3 的浓度反演影响较为明显, 故其必然通过对 O_3 浓度反演的影响间接影响水汽含量的反演。以下分析这两种影响对水汽反演的最终作用。 NO_2 的吸收作用对 H_2O 反演的直接影响以及对 O_3 反演的

影响都很小，以下可不予以考虑，于是实际水汽含量可以表示为：

$$N_{H_2O} = C \frac{P_{H_2O}(R)}{P_{N_2}(R)} \Delta T_r(R) \exp \left\{ \int_0^R N_{O_3}(R) [\sigma_{O_3}(\lambda_{H_2O}, R) - \sigma_{O_3}(\lambda_{N_2}, R)] + N_{SO_2}(R) [\sigma_{SO_2}(\lambda_{H_2O}, R) - \sigma_{SO_2}(\lambda_{N_2}, R)] dR \right\} \quad (9.6)$$

而实际利用日盲区探测水汽的反演公式为：

$$N_{H_2O}' = C \frac{P_{H_2O}(R)}{P_{N_2}(R)} \Delta T_r(R) \exp \left\{ \int_0^R N_{O_3}'(R) [\sigma_{O_3}(\lambda_{H_2O}, R) - \sigma_{O_3}(\lambda_{N_2}, R)] \right\} \quad (9.7)$$

式中 $N_{O_3}'(R)$ 为通过 N_2 和 O_2 Raman 回波信号由第七章式 (7.7) 反演的值。将式 (7.7) 和式 (9.4) 代入式 (9.6) 和式 (9.7) 后，可计算此时的水汽反演相对误差：

$$\Delta \xi'' = \left| \exp \left\{ N_{SO_2}(R) \left\{ \frac{-[\sigma_{SO_2}(\lambda_{H_2O}, R) - \sigma_{SO_2}(\lambda_{N_2}, R)]}{\sigma_{O_3}(\lambda_{N_2}, R) - \sigma_{O_3}(\lambda_{O_2}, R)} + \frac{\sigma_{SO_2}(\lambda_{N_2}, R) - \sigma_{SO_2}(\lambda_{O_2}, R)}{\sigma_{O_3}(\lambda_{N_2}, R) - \sigma_{O_3}(\lambda_{O_2}, R)} [\sigma_{O_3}(\lambda_{H_2O}, R) - \sigma_{O_3}(\lambda_{N_2}, R)] \right\} \right\} - 1 \right| \quad (9.8)$$

此时的误差是考虑 O_3 吸收时，由激光雷达实际反演公式式 (9.7) 计算水汽时带来的误差，其是 SO_2 的吸收作用直接和通过对 O_3 浓度反演的影响间接共同带来的。这里可再次假设 SO_2 在大气中 3km 以下分布均匀，含量分别为 0.05mg/m^3 ， 0.1mg/m^3 和 0.2mg/m^3 三种情况，可得其对水汽反演的最终影响情况，如图 9.16。3km 以下的 SO_2 含量平均值一般不可能超过 0.1mg/m^3 ，从图中可以看出 3km 以下 SO_2 吸收作用对 Raman 三通道测水汽的最终影响一般小于 6%，而在边界层以下这种影响会更低，约小于 <3%。

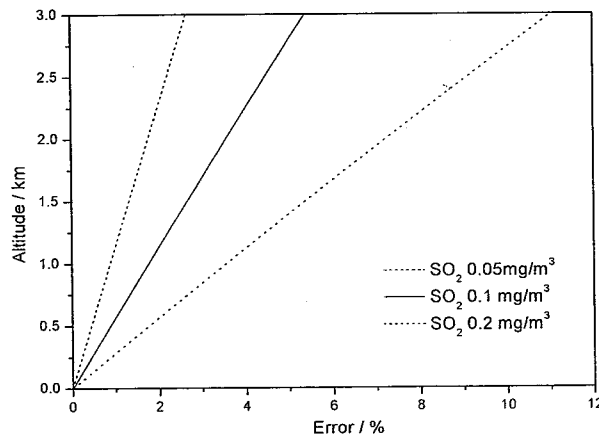


图 9.16 SO_2 吸收作用对水汽反演的总体影响误差

综合以上分析, 可认为在 266nm 作为探测波长的水汽 Raman 激光雷达中, 一般情况下 SO_2 对水汽探测的影响可以不考虑。虽然 SO_2 对 O_3 浓度反演较为明显, 同时也会通过这种作用间接影响水汽的反演, 但影响程度并不大。尽管如此, 比较图 9.12 和图 9.16, 可以看出 SO_2 对 H_2O 浓度反演的这种间接影响大于它对 H_2O 信号吸收作用造成的直接影响。大气中 O_3 、 SO_2 和 NO_2 含量不稳定, 变化较快, 由于光化学反应, 白天 O_3 浓度一般高于夜间, 故采用 Raman 差分法反演 O_3 浓度的相对误差小于夜间。当 SO_2 浓度在大气中的含量很高时, 对 O_3 浓度的反演影响较大, 故若在 SO_2 气体排放源附近, 采用 266nm 为激发波长进行 H_2O 和 O_3 Raman 激光雷达探测, 需同时监测 SO_2 浓度。

本章小结

- ① 基于实验室 CO_2 激光雷达系统搭建实验平台, 初步成功测得 266nm 激发下白天和夜间的 N_2 和水汽的 Raman 散射信号。
- ② 基于 PRRL 系统平台, 成功测得 355nm 激发下 N_2 和水汽的 Raman 散射信号, 并初步反演了边界层水汽含量廓线, 给出了边界层水汽夜间时空演化图。
- ③ 定量分析了 266nm 探测水汽时, 污染气体 O_3 、 SO_2 和 NO_2 对 Raman 信号的吸收作用对水汽反演的直接影响, 其中 O_3 的影响占主导地位, 需计算 O_3 浓度修正水汽的反演。
- ④ SO_2 对信号的吸收作用会对 O_3 浓度的反演造成影响, 同时会通过对 O_3 的这种影响间接影响水汽的反演, 而且这种对水汽反演的间接影响大于 SO_2 对水汽反演的直接影响。总体上, 在边界层, SO_2 对水汽反演的影响一般小于 3%。而对于 NO_2 , 由于其对水汽反演的直接影响和对 O_3 反演的影响都很小, 可以忽略不计。

第十章 总结与展望

本文主要对对流层纯转动 Raman 测温激光雷达系统以及边界层水汽 Raman 探测方法进行了详细的阐述和实验研究,在对流层纯转动 Raman 激光雷达方面,论述其设计方案、各部件关键技术,以及实验方法和数据处理方法,给出了大气温度典型探测结果;在边界层水汽 Raman 探测方面,着重论述了棱镜分光系统在 Raman 水汽激光雷达中的应用,详述了其设计过程和思路,并初步在白天(利用日盲区)和夜间探测了水汽 Raman 信号,同时分析了大气中的 O_3 、 SO_2 和 NO_2 对 266nm Raman 激光雷达探测水汽的影响。

一、本论文主要完成了以下工作:

1. 对国内外温度探测激光雷达进行了充分的调研和研究,完成新的纯转动 Raman 测温激光雷达系统(PRRL)的总体研制;该激光雷达采用 Nd:YAG 激光器二倍频 532nm 作为激发波长,利用施密特-卡塞格林望远镜接收大气纯转动 Raman 散射回波信号,并采用光子计数方式采集信号,可探测夜间大气对流层中下层温度垂直分布廓线。
2. 深入调研和研究了纯转动 Raman 测温激光雷达温度反演理论;计算分析了 N_2 分子 Stokes 和 anti-Stokes 各谱线强度随温度变化的敏感度;推导了单谱线反演温度的公式,并计算了单谱线温度反演公式定标常数的理论值;介绍了多谱线温度反演公式及公式本身带来的误差。
3. 预先考虑了 PRRL 系统发射光路激光损伤问题,并设计了光路;提出了控制望远镜接收视场的方案;在望远镜输出光纤和分光系统光纤中设置扰模器,并给出了激光雷达中导光光纤扰模必要性解释;详细论述了 PRRL 双光栅分光系统的分辨能力和光谱分离的计算方法,并以 532nm 为中心波长计算了各通道的光谱分辨情况,给出了透过率线型;同时提出了新的双光栅分光系统设计方案;完成了 PRRL 系统数据处理软件的编写。
4. 给出 PRRL 系统大气温度实验测量流程,阐述了实验中对双光栅分光系统的对光调节方法;通过出射激光照射厚云层的实验方法,验证了双光栅分光系统对弹性散射信号的抑制能力;利用气球探空数据完成了纯转动 Raman 激光雷

达 PRRL 首次定标实验；阐述了 PRRL 系统数据处理方法，给出了 PRRL 系统大气温度典型探测结果。

5. 提出基于多级 Fabry-Perot 标准具的测温激光雷达方案，该方案可实现 N_2 单谱线反演温度，可在白天探测大气温度廓线；初步讨论了分光系统窄带宽接收时，谱线展宽作用可能带来的影响。

6. 介绍了水汽日盲区和非日盲区探测原理；提出了边界层水汽激光雷达探测方案，即利用 Nd:YAG 激光器四倍频 266nm 和三倍频 355nm 作为发射波长，分别于白天和夜晚接收 Raman 散射信号探测水汽。

7. 详细阐述了水汽探测方案中棱镜分光系统的设计过程和标定方法，给出棱镜分光系统的结构方案，针对 266nm 和 355nm 水汽探测的两套分光系统给出详细参数。

8. 在白天利用日盲区采用 266nm 发射波长初步成功测得水汽和 N_2 Raman 散射回波信号；利用 355nm 激发波长在夜间测得水汽和 N_2 Raman 散射回波信号，并进行了水汽廓线的反演；分析了 266nm 探测水汽过程中 O_3 、 SO_2 和 NO_2 对 Raman 信号的吸收作用，计算了大气中 SO_2 和 NO_2 对 O_3 浓度反演造成的误差，并计算了各种吸收作用对水汽反演的直接和间接影响。

二、论文的主要创新点：

1. 计算分析了 N_2 纯转动 Raman 后向散射谱线强度对温度的敏感度，推导了单谱线反演温度公式，给出了 N_2 分子多种单谱线反演温度配对，并计算了它们的定标常数理论值。

2. 提出 PRRL 系统望远镜接收视场的控制方法，并给出了方案和参数；提出激光雷达发射光路中激光损伤问题考虑方法；阐述了激光雷达导光光纤扰模的必要性。

3. 提出新的双光栅分光系统的设计方案，优点在于双光栅分光系统中光栅无须满足特定的闪耀角要求，即可使得分光系统效率达到最大；提出采用激光照射云层检验双光栅分光系统对弹性散射信号抑制能力的方法，并实验检验了现用双光栅分光系统的可靠性。

4. 利用气球探空数据对 PRRL 系统两个多谱线温度反演公式进行了定标，并进行了相互比较。在 PRRL 系统数据处理中，给出了对信号和结果数据小波分

解后的细节部分阈值设置的方法。

5. 提出基于多级 Fabry-Perot 标准具的测温激光雷达方案, 针对分离 $N_2 j=6$ 和 $j=12$ 转动谱线, 计算了 F-P 标准具的组合参数, 并初步讨论窄带宽接收 N_2 转动 Raman 信号时, 须考虑谱线的多普勒展宽和压力展宽对温度反演可能带来影响。

6. 针对 266nm 和 355nm 水汽 Raman 激光雷达探测, 优化设计了棱镜分光系统, 给出了其结构和参数; 推导了棱镜分光系统最小分辨波长的计算公式; 提出了棱镜分光系统的标定方法, 且进行了实验标定。

7. 定量分析了 266nm 探测水汽时, 吸收气体 O_3 、 SO_2 和 NO_2 对水汽含量反演的直接和间接影响以及 SO_2 和 NO_2 对 O_3 浓度反演的影响。

三、论文存在不足及下一步打算:

1. PRRL 系统总体透过率及激光发射能量有待进一步提高, 以增强信噪比。

2. 由于 PRRL 系统的研制于近期完成, 目前获得的定标后的大气温度测量数据较少, 以后待定期定标, 以获得有效可靠的大气温度数据的积累, 且同时 PRRL 系统数据处理方法有待形成规范。

3. 窄带宽接收 Raman 谱线反演大气温度中, 多普勒展宽和压力展宽效应的利弊待进一步理论研究。

4. 边界层水汽探测系统希望能设计独立的实验平台, 以便进一步实验研究, 棱镜分光系统的通道抑制比有待从夫琅禾费衍射角度理论计算并实验验证, 从而考虑前置滤光片的使用情况并确定其相关参数。

5. 边界层水汽探测激光雷达有待往小型化和实用化方向发展。