第15卷 第1期　　空间科学学报　　Vol. 15, No. 1
1995 年 1 月　　CHINESE JOURNAL OF SPACE SCIENCE　　Jan., 1995

激光雷达变脉宽模拟与探测数据的分析*

吴 丰　梁振梅　罗福山
（中国科学院空间科学与应用研究中心，北京 100080）

摘　　要

本文提出理想激光雷达回波功率 P_m 与实际回波功率 $\bar{P}_r$ 的概念。用数值方法求得不同脉冲宽度、可变背景、可变 β 层及不同接收门宽情况下的 $\bar{P}_r/P_m$ 与高度关系。应用计算结果处理了部分探测数据，显示了北京上空气溶胶层和到 50 km分子散射的某些形式与特征。

关键词　激光雷达，光散射，大气模式，气溶胶

一、引　　言

位于北京小牛坊的中层大气激光雷达已经建立，这是一台大脉冲能量红宝石激光器为发射源，具有 Φ1.56m 直径的接收镜系统，并配有高速光开关和模拟与光子计数接收系统**。

在设计激光雷达系统和分析探测数据中提出合理确定发射脉冲宽度以及评估背景功率的影响等问题。经过变脉宽模拟计算表明在系统设计中将原定激光器脉冲宽度从 10μs 减到 3μs 的正确性。应用计算结果处理了部分探测数据，包含 1990.1—3 月间国际Dyana计划联测结果。

二、激光雷达方程的变脉宽模拟

激光雷达方程以脉冲功率 P_0 射出的光经过延时到达距离为 R 的空间，经过大气的散射返回地面的光强所对应的接收功率 P_r 表示。

$$P_r = P_0\left(\frac{c\tau}{2}\right)\cdot\beta_R\cdot\frac{A}{R^2}\cdot\exp\left[-2\int_0^R\alpha\mathrm{d}h\right]. \tag{1}$$

β_R 是在 R 处大气的体后向散射系数，定义为在单位长度上单位立体角内后向散射光强与入射光强之比[2]，A 为接收镜面积，c 为光速，τ 为发射激光脉冲宽度。如果 P_r 以接收的电量表示还应乘上光电转换与光学系统的效率因子 Q，如果发射光与接收光不共

* 国家自然科学基金资助课题。
** 吴丰等，空间物理与探测技术，第 6 卷，第 177 页，1991。
本文于 1992 年 12 月 25 日收到，于 1994 年 6 月 1 日收到修改稿。

轴，还应乘上几何因子 G[1,2]. 应用(1)应当注意，弥散目标总有一定的厚度，而传感器反应又有一定响应时间，实际信号不是代表空间 R 处一层而是一个区间的，信号到地面后还有传感器响应时间的平滑，在模拟计算中将对此过程作分析.

假设已经得到代表当地大气光散射回波功率 P_r 记录，利用(1)可导出大气消光系数 α，大气数密度 N，或密度 ρ，大气温度 T 以及存在气溶胶时的散射比 r[3-5]. 设激光回波信号为 V，代表电压或光子计数值. 由方程(1)有

$$V = B\rho \cdot \frac{1}{R^2}, \tag{2}$$

B 综合了所有常数项，相当于系统常数，ρ 是大气质量密度. 由(2)得

$$VR^2 = B\rho. \tag{3}$$

如果与激光探测同步给出当地大气探空数据，例如 30 公里 ρ 值，则由(3)定出常数 B，从而定出整个剖面 ρ 值. 由 V 的剖面值求大气温度应用由压高公式导出的方程，将距离变量改写为高度 h，

$$T = \frac{T_{h_0}V_0h_0^2}{Vh^2} - \frac{1}{R_*} \cdot 1/Vh^2 \int_{h_0}^{h} Vh^2 \cdot g \cdot \mathrm{d}h, \tag{4}$$

R_* 为普适气体常数. 可以从下向上或从上向下积分，如果激光可探测到高高度，则从上向下积分时方程(4)第一项变得不重要，可引用模式数值，不必引用探空温度起始值 T_{h_0}.

应用方程(3)应假定有纯分子大气，存在气溶胶层时是不成立的，此时定系统常数困难，在没有双波长激光探测时我们利用十几公里处大气近分子状况将 VR^2 线与实测 ρ 线拟合定出系统常数和散射比 r.

$$r = 1 + \beta_a/\beta_R, \tag{5}$$

β_a 为气溶胶体后向散射系数. 激光雷达方程的微分形式为

$$\mathrm{d}P_r = P_0 \cdot \frac{c\mathrm{d}t}{2} \cdot \beta_R \cdot \frac{A}{R^2} \cdot \exp\left[-2\int_0^R \alpha \mathrm{d}h\right]. \tag{6}$$

相当于光脉冲宽度为 $\mathrm{d}t$，地面接收功率为 $\mathrm{d}P_r$，此时散射空间层厚为 $\frac{c\mathrm{d}t}{2}$. 实际激光脉冲宽度有限，脉冲强度分布不一定均匀，大气体后向散射系数 β_R 也是空间的函数，应用前沿触发假定和不同散射空间上的光在时间上同时到的概念在空间积分，可得到在某一时刻从任意距离 R 到 $R - \frac{c\tau}{2}$ 同时到达地面的功率.

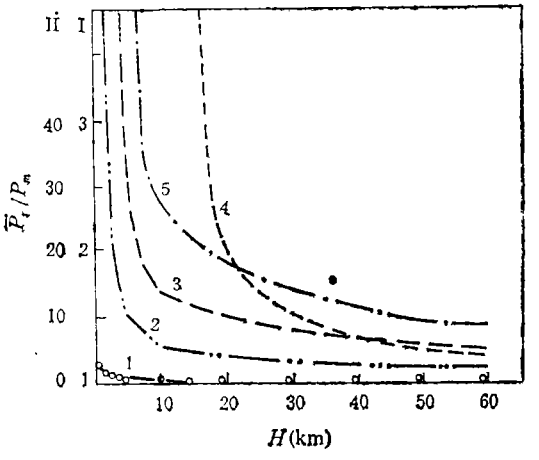
$$\bar{P}_r = \frac{1}{2}\int_R^{R-\frac{c\tau}{2}} P_0\beta_R \cdot \exp\left[-2\int_0^R \alpha \mathrm{d}h\right] \cdot \frac{A}{h^2}\mathrm{d}h. \tag{7}$$

如果 $\tau \to 0$，回到了方程(1)，相当于理想的回波功率记为 P_m. 当 τ 有限时，考虑积分号下的变量，求得 $\bar{P}_r$. 积分号下 P_0 也可以是 t 的函数，而且接收系统还有一定响应时间. 上述变量的(6)式的积分模拟得到一系列有意义的结果详见图 1—4. 与 β_R 对应的大气密度采用 CIRA1986 模式三次样条函数插值逼近，其它计算条件与结果分别为：

1. 变脉宽模拟在中性大气中的散射. 激光脉宽取 $\tau = 1, 10, 20, 30, 100\mu m$，求得 $\bar{P}_r/P_m$，一般 $\bar{P}_r/P_m > 1$，表示与实际大气的偏离. 当采用 $\tau = 1\mu s$，在 10km 上，$\bar{P}_r/P_m$

值近于 1；当 $\tau = 10\mu s$，在 10km 高度，$\bar{P}_r/P_m$ 为 1.27。见图 1。

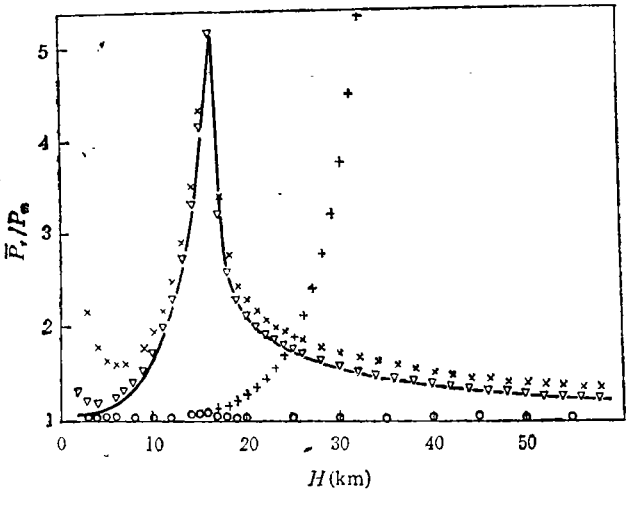
2. 变脉宽与背景光模拟，仍然在中性大气中。设激光脉宽为 t_1，背景光脉宽为 t_2，并处于主激光脉冲后沿，两种光功率比 $P_2/P_1 = 1 \times 10^{-3} - 1 \times 10^{-5}$，计算结果见图 2。可见对于 $t_1 = 1\mu s$，$t_2 = 1000\mu s$，$P_2/P_1 = 1 \times 10^{-5}$，在 20km 上，$\bar{P}_r/P_m \geqslant 1.26$。当 $t_1 = 1\mu s$，$t_2 = 100\mu s$，$P_2/P_1 = 1 \times 10^{-5}$，在 16km，$\bar{P}_r/P_m$ 最大为 1.08。



I: 1.1μs, 2.10μs, 3.20μs, 5.30μs
II: 4.100μs

图 1 变脉宽模拟

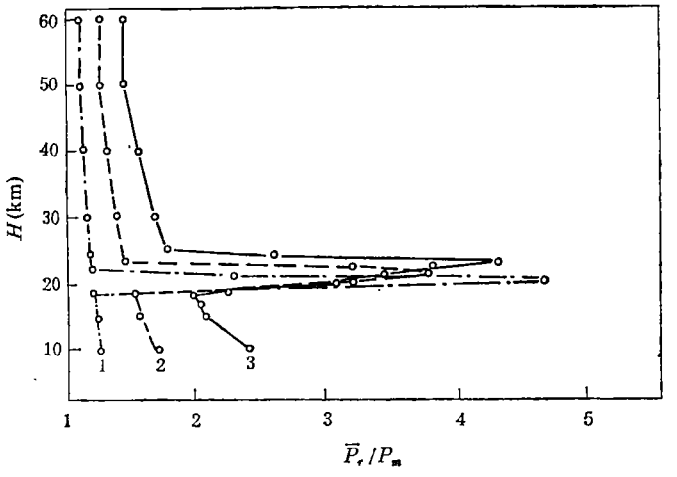
Fig. 1 Numerical simulation of different laser pulse width



○——$t_1 = 1\mu s$ $t_2 = 100\mu s$ $P_2/P_1 = 1 \cdot 10^{-4}$
+——$t_1 = 1\mu s$ $t_2 = 1000\mu s$ $P_2/P = 1 \cdot 10^{-5}$
▽——$t_1 = 3\mu s$ $t_2 = 100\mu s$ $P_2/P_1 = 5 \cdot 10^{-4}$
×——$t_1 = 10\mu s$ $t_2 = 100\mu s$ $P_2/P_1 = 5 \cdot 10^{-4}$

图 2 变脉宽与背景模拟

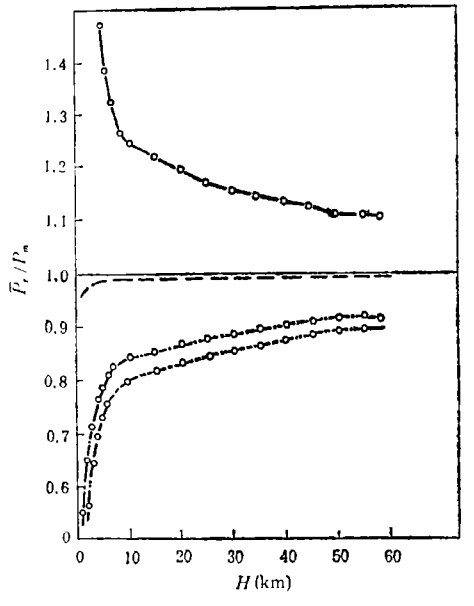
Fig. 2 Numerical simulation of different laser pulse width and background.



1.10μs，　2.20μs，　3.30μs

图 3　局部大散射层模拟

Fig. 3　Numerical simulation of local great scattering layer



(图中曲线自上至下分别为1，2,3,4)

1. $t_1 = 10\mu s$，　$t_2 = 1\mu s$

2. $t_1 = 1\mu s$，　$t_2 = 1\mu s$

3. $t_1 = 3\mu s$，　$t_2 = 10\mu s$

4. $t_1 = 1\mu s$，　$t_2 = 10\mu s$

图 4　可变接收门宽模拟

Fig. 4　Numerical simulation of defferent receiving width of gate

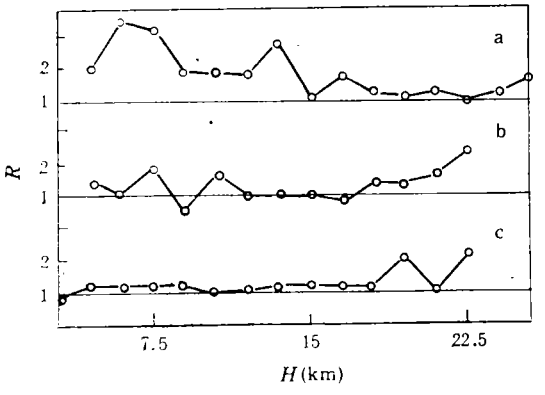
3. 变脉宽局部大散射层模拟，相当于有局部气溶胶层。实取激光脉宽为 10，20，30μs，在 18.5—20km 有 4 倍于瑞利散射的大气，相当于 $r = 3$，计算结果见图 3。脉宽加大后虽然接收光强仍反应 β 变化，然而比实际散射层范围宽，即产生了“模糊”，且峰值变化

不够尖锐. 例如对 $\tau = 10\mu s$, 20km 处,$\bar{P}_r/P_m$ 为 4.62, 在大散射层外为 1.22; 对 $\tau = 30\mu s$, 峰值移到 21.5km, $\bar{P}_r/P_m$ 降到 4.3, 在大散射层外为 2.

4. 可变接收门宽模拟. 激光脉宽取 t_1, 接收门宽取 t_2, 结果见图 4. 对于 $t_1 = 3\mu s$, $t_2 = 10\mu s$. $\bar{P}_r/P_m$ 值变化平缓, 例如 10km 为 0.842, 20km 为 0.864, 30km 为 0.886.

三、探 测 结 果

较多的探测数据是在模拟通道上作出的, 时间覆盖 1988—1991, 重点处理 1990.1—3 月国际 Dyana 计划联测结果. 划出从几公里到约 25 公里的散射比 r 与高度关系见图 5. 虽然在决定 r 时偏差较大, 从各次数据上仍然有合理的结果, 例如总的变化趋势与[6]的实测气溶胶分布相近. 近地层到约 9 公里有峰值, 以后出现较平坦区, 近瑞利散射区, 到 20 公里有上升趋势与 Junge 层有关. 探测表明平流层气溶胶是细结构与多变的, 常有多峰结构, 也有相当平坦 $R \sim 1$ 的情况, 如 90.3.16.



a——90.1.24, b——90.2.26, c——90.3.16

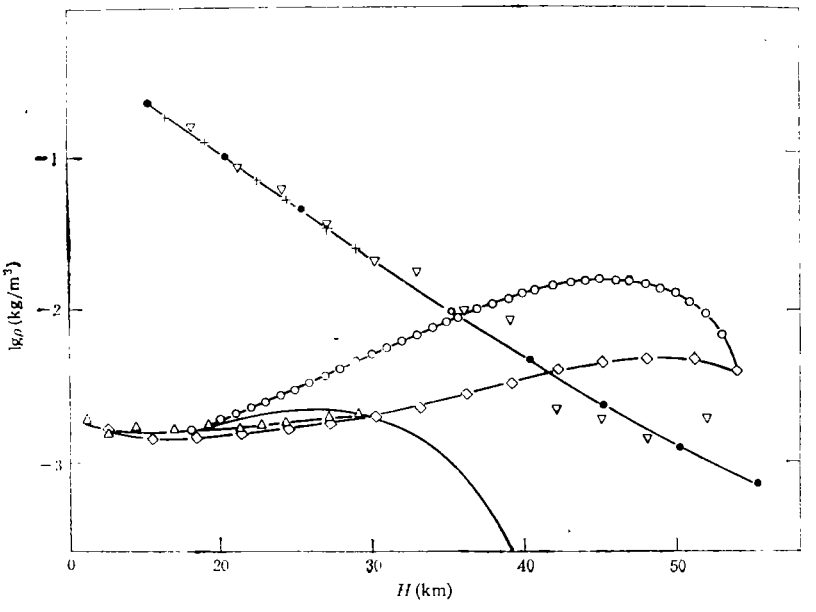
图 5 探测结果

Fig. 5 Observation results with circuitry of analog channel

1990 年 6 月后录取到 50km 处的光子计数信号, 这是发射开关与光子计数接收系统成功运转的结果. 对原始数据作脉宽修正, 背景修正, 引用方程(3),(4), 和北京气象台实测 p,T 剖面与 CIRA 1986 模式, 可以计算各层大气温度与密度, 见图 6. 温度分布模式相差较大可能与数据取样数不够及统计噪音有关, 也不能排除在 30km 处仍有气溶胶成分而导致温度归算的大误差.

光子计数值 V 是由多次激光发射各层光子计数值累加的结果, 根据统计理论, V 的统计精度正比于 $1/\sqrt{V}$[7], V 是总的计数值, 为了提高 V 值, 发射激光次数可达上千次, 例如著名的牙买加系统总发射次数达到 1500 次[8].

图 6 的数据由 15 次激光发射平均而得, 因此统计起伏大, 到 50km, 对应密度偏差达到 20%. 如果发射次数提高 100 倍, 则密度偏差将减小到 2%. 图 6 列出利用光子计数剖面和式 (4) 计算温度的结果. 计算中采用起始点从 54km 向下, 从 30km 向上和向下积



▽——Lidar ρ 90.6.10，　●——模式 ρ CIRA 86，　+——气球 ρ 90.6.10
◇——模式 T，　⊙——计算 T，　△——气球 T

图 6　大气密度与温度分布

Fig. 6　Density and temperature profiles recorded by photon counter and data from sounding ballon and CIRA 1986 model

分的方法，从上向下积分显示，虽然与密度精度相当的光子计数起伏大，计算温度仍有收敛性，并逐渐接近于气球实测值，从 30km 向下积分更好，因为这一段光子计数统计精度高．如果取从下向上积分则结果急速发散，见图 6 上 30km 向上积分的温度计算值．

如果令方程(4)中的 $Vh^2 = D$，求温度差分 ΔT，用求和近似积分，令 Di 表示第 i 层的值，下标 $i = 0—n$，h_0 相当积分下限高度，h_n 为积分上限高度，即所要计算层的高度，可以求得关于 T 的误差传递式，

$$\Delta T_n = -\frac{\Delta D_n}{D_n} T_n + T_0 \frac{\Delta D_0}{D_n} - \frac{mg}{R_*} \sum_i (\Delta D_i / D_n) \Delta h. \tag{8}$$

显然，任意高度计算温度的偏差 ΔT_n 与所测回波对应的 D_n 值偏差成正比，与各层的 ΔD_i 值也有关，如果从下向上积分，则 $\Delta D_0/D_n$ 值急速上升，因为 D_n 值随高度急速下降，如从上向下积分，D_n 值渐变大，第一项 $\Delta D_n/D_n$ 起主要作用．如果 $T_n \sim 2 \cdot 10^2$K，则当 $\Delta D_n/D_n = 20\%$，ΔT_n 将达到 40K，与图 6 表现的 54km 向下积分计算 T 的偏差值相近．由式(8)右第二、三项可见，起始点过大的 ΔD_0 将传递到下面各层，影响整个计算温度剖面的精度，这可以解释为什么从 54km 向下积分不如从 30km 向下积分好．空间探测中其它利用密度数值计算各层温度分布方法有类似的问题，如利用火箭落球方法测密度或用卫星阻尼法计算大气密度．激光瑞利散射法的主要优点是不必对系统常数作精确测定，只要有足够次数的激光发射，测定各层大气散射回波值，利用回波值的比而得到大气温度剖面，当 D_n 值有高的统计精度，计算温度值的精度可以与火箭直接探

测方法相当[9].

参 考 文 献

[1] Penndorf, R., *J. of the optical Society of America*, Vol. **47**, p. 176, 1957.
[2] Hinkley, E. D., Laser Monitoring of The Atmosphere, Spring-Verlag, P. 52., 1976.
[3] Evans, B. T. N. AD-A149653, 1984.
[4] Paulson, M. R., AD-A152082. 1985.
[5] Yee, Eugene, *Applied Optics*, V**28**, p. 1628, 1989.
[6] 任丽新等,科学通报,第**18**卷,第 1121 页,1984.
[7] Kent, G. S. and R. W. H. Wright, *J. Appl. Terr. Physics*, Vol. **32**, p. 917, 1970.
[8] Kent, G. S., P. Sandland and R. W. H. Wright, *J. of Applied Meteorology*, Vol. **10**, p. 443, 1971.
[9] Chanin, M. L. and A. Hauchecorne,MAP Handbook (Ed. by R. A. Vincent), Vol. **13**, p. 87, 1984.

CHANGABLE PULSE WIDTH LIDAR SIMULATION AND RECORDED DATA ANALYSIS

Wu Feng Liang Zhen-mei Luo Fu-shan
(Center for Space Science and Applied Reasearch, Academia Sinica, Beijing 100080)

Abstract

Conception of ideal LIDAR received power P_m and real received power are suggested. By numerical calculation, relations of P_r/P_m with height under different laser pulse width, various background, β layer and receiving gate width are obtained. The results are applied in observational data analysis and results which show the feature of aerosol and molecule scattering up to 50km in Beijing.

Key words LIDAR, Light scattering, atomospheric model, aerosol