

国外气象参考资料

第五辑

(大气遥感探测专集)

科学技术文献出版社重庆分社

(紧接第60页)

米之间(上边的回波层), $R_1 = 0.9$ 。这两个值都比临界值大,但无疑是估计过大了些,因为在这样薄的气层内计算风的切变,用气球测风是不适当的。因此,我们只能用风来表明凯尔文-亥姆霍兹波动层是以大的热稳定性和大的风切变来作标记的。虽然我们希望直接测定 R_1 数,但出现破碎的凯尔文-亥姆霍兹波本身就可能是临界 R_1 数存在的证据。但我们的观测结果表明,为了计算薄回波层处的 R_1 数和折射指数的垂直梯度,必须以极高的垂直分辨率测定有关的气象要素。

结 语

本文虽然只是一篇初步报告,但文内所述的 FM-CW 雷达显然能很好地探测折射

率精细尺度的不均匀性,这种雷达特别适用于在有陡峭折射指数梯度或折射指数梯度有变化的大气界面上。这种雷达的分辨能力比较高,这已经得到证实。散射层的厚度虽然可以扩展到20—30米,但常常只有一米或更小。这些回波层也常常成对地出现,高度相隔数十米。过去用甚低分辨率雷达观测不到这些多重回波层的出现。而且,这些回波层常常由周期为2—4分钟、峰-峰振幅仅10—15米的凯尔文-亥姆霍兹波来表征。用分辨率为1米的这种雷达测定回波层的反射率,也比早先测得的高10—100倍。

(参考文献11篇,略)

原载《Remote Sensing of the Troposphere》第20章附录

王庆华译 周诗健 程代华校

国外气象参考资料(第五辑)

中国科学技术情报研究所重庆分所 编辑
科学技术文献出版社重庆分社 出版
重庆市市中区胜利路91号
四川省新华书店重庆发行所 发行
科学技术文献出版社重庆分社印刷厂 印刷

开本: 787×1092毫米 1/16 印张: 9.00 字数: 23 万
1979年10月第一版 1979年10月第一次印刷
印 数: 4000

统一书号: 13176·57

定价: 0.95元

前 言

近年来,由于激光、声学、红外、微波以及卫星等新技术的发展和应用,由于军事活动、生产实践、科学研究等方面对环境空间的了解提出了越来越高的要求,这些都有力地促进了大气遥感探测的发展。尤其是卫星遥感探测,它所取得的资料在空间范围、时间频数等方面都远远超过直接(常规)大气探测的能力,使我们对大气环境有了更全面、更深入的了解,从而也有力地促进了大气科学的发展。所以说,大气遥感探测是大气科学中一门新兴的重要分支学科。

鉴于国内目前尚无全面介绍大气遥感探测的专著和文章,我们编译了国外一些有代表性的系统介绍的文章,它们既侧重介绍了这些新探测技术的基础知识和探测原理,又在一定程度上反映了国外在这些方面的研究进展和动态。通过这些介绍,对于有志从事这方面工作的同志可起到入门的作用,对于已从事这方面工作的同志也有相当的参考价值。

本专集共选十一篇文章。由于以往介绍微波雷达探测的书藉和文章较多,而红外遥感则可参看专著《大气红外遥测原理》(曾庆存著),故本专集没有编入这方面的文章。激光由于它的方向性强、单色性好、大能量、大功率等特点,而成为一种极有潜力的遥感探测手段,目前在探测大气污染、气象要素、云雾降水、大气成分、高层大气等方面都已取得不少成果,专集中第一篇对此作了系统全面的总结。第二、三篇主要介绍声雷达探测,由于大气不均匀结构引起的声散射信号极强,所以它能观测到边界层内的对流热羽、逆温等现象,是边界层探测的重要手段。第四篇介绍了一种高距离分辨率、高灵敏度的新型微波雷达——调频连续波雷达,它可用于对流层的不均匀结构的探测。第五篇是全面评介微波被动遥感探测的文章,由于微波辐射具有强烈穿透云雨的能力,因而微波是一种重要的全天候的探测手段。第六至第九篇都是关于卫星遥感方面的内容,由于卫星遥感的特殊意义,所以选文较多,它们分别介绍了卫星探测的优越性、卫星探测的基本知识、卫星探测的现况和发展计划等,由于卫星探测可以综合使用可见光、激光、红外、微波等技术,所以它是全面运用大气遥感探测手段的理想观测平台。第十篇综述了1963年以来地面气象仪器的研究进展情况,重点是遥测和遥感,对于全面了解当前气象仪器的发展情况有参考价值。第十一篇是介绍英国普莱西公司新近研制出来的一种激光云高计,该仪器全部采用固体元件,而且是模式结构,对眼睛无伤害,还采用了测距选通脉冲技术,精度较高,可供借鉴。

由于我们水平不高,选文及译文中肯定有不少错误或不当之处,敬希广大读者批评指出。

一九七九年四月

目 录

监测环境的激光系统.....	F. 小霍尔(1)
温度和风的结构的声雷达研究.....	F. 小霍尔(30)
声雷达探测展望.....	C. 利特尔(47)
对流层的高分辨率雷达探测.....	J. 里克特(54)
微波被动遥感.....	D. 斯特林(61)
卫星遥感.....	H. 耶茨(74)
卫星遥感在气象学中的应用.....	H. 耶茨、W. 班丁(94)
根据卫星测量资料估算大气水汽廓线的一种方法	M. 温列布、D. 克罗斯比(103)
美国气象卫星计划概要.....	A. 施耐普(108)
气象仪器的现状.....	小平信彦、村山信彦(117)
激光云高计.....	F. 勒德布鲁克、J. 温斯坦利(134)
缩写词表.....	(140)
《国外气象参考资料》第一—四辑目录.....	(142)

监测环境的激光系统

F. F. Hall, Jr.

(美国海洋大气局)

一、引言

激光系统在环境监测中的应用迄今主要限于大气研究方面,所以本文所述的工作中,大多数均与气象参数或高层大气参数的测量有关。

用光束探测环境并不是一种新方法。廷德尔(1869)在十九世纪就使用电灯来研究过暗室中烟散射光的偏振。赫尔伯特(1937)用探照灯研究过高达28公里的大气浑浊度和分子散射。弗里德兰等人(1956)使用脉冲探照灯技术作过大气探测,我们今天使用的一种浑浊大气模式,就是根据埃尔特曼(1966, 1968)所作的这种测量建立的。使用钨灯或电弧灯这种非相干光源的云幕灯,多年来就是测量云底高度的标准气象仪器(Thickstun, 1954),它是通过发射和接收光束的几何路径得到距离资料的。

在激光可供实用之前不久,霍尔曼(1961)就用一种产生一微秒脉冲的火花源来测量距离选通后向散射同能见度的关系。但是,梅曼(1960)发明了激光,麦克朗和赫尔沃奇(1962)发明了巨脉冲技术以后,环境的光学探测便发生了根本性的变革。激光的这种潜力很快就被戈耶和沃森(1963)所理解,他们对描绘云滴的空间分布和尺度分布的可能性作了研究,对用后向散射光的多普勒频移测风和湍流的可能性也作了研究。

菲奥索、斯马林(1963)和莱格达(1963)几乎同时报导了激光系统在野外的首次应用

情况。菲奥索等用脉冲红宝石激光系统记录了高层大气浑浊度产生的后向散射回波,莱格达则测量了低空霾和分子大气的后向散射以及对流层中云的后向散射。

以后各节将先对控制激光系统工作的基本方程进行考察,然后讨论激光在各种环境问题中的应用。文中将“激光探测和测距”一词简称作**激光雷达**,来表示激光光电测距系统。这是沿用了莱格达(1963)的术语。而在激光器发明之前,米德尔顿和斯皮尔豪斯(1953)似乎是首先提议使用这一名称的人。其他一些比较专门评论激光雷达的文章也值得注意,如科利斯(1970)的文章,里根(1968)的学位论文,格拉姆斯(1969)、肯特和赖特(1970)关于平流层的研究工作等。

除了脉冲激光测距系统外,有或者没有某种调制形式的连续波(CW)激光器对于监测环境参数也是有用的。这种连续波系统主要用于测风和湍流,这将在本文第四节加以讨论。

二、激光系统分析

1. 激光雷达方程

一台简单的脉冲激光雷达系统,其基本构件示于图1。控制单元用来调节储能电容器两端的电压,决定激光器头部闪光灯的放电时间。激光器射出的一部分光束从分束器反射进入能量监测器,提供一个零时间参考信号。来自大气的后向散射辐射由接收望远镜收集起来送入光度计,光度计产生的信号

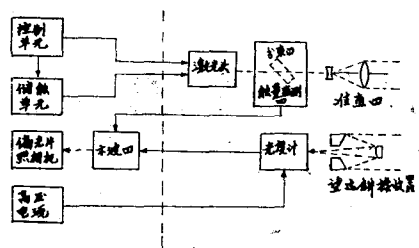


图1 简单的脉冲激光雷达系统的方框图

显示在示波器上。根据发射功率 Φ_t 、能给出后向散射到接收器的功率 Φ_r 的基本关系式，就是激光雷达方程：

$$\Phi_r = \Phi_t (c\delta/2) A r^{-2} f(r) \tau^2 \quad (1)$$

式中， c 是光速， δ 是光脉冲的持续时间， A 是接收器的接收面积， r 是到散射体积的距离， $f(r)$ 是后向散射函数，表征由于激光器的照射而产生的单位大气长度的辐射率， τ 是由激光雷达到散射体积的大气透过率。请注意， $f(r)$ 在米·千克·秒单位制中的量纲为米⁻¹立体角⁻¹。方程(1)是按光学术语进行改写的气象雷达方程(Battan, 1959)。激光雷达方程的形式和术语因人而异，取决于作者是从雷达、辐射传输，还是从光学辐射测量学出发来考虑。如果使用形式不同于方程(1)的人，仔细地全面理解所用术语的定义并花一些时间进行严格的因次分析，则不会造成混淆不清。因为激光雷达系统中的光接收器通常都有这样的特点，即立体角视场比较小，对视场有均匀的响应度，接收器通过使用孔径阑而在视场边缘突然截止，故不必考虑视场内的不同增益因子而使方程(1)复杂化。因此，在激光雷达系统的分析中可以略去发射器和接收器增益图形的褶合，这与普罗伯特-琼斯(1962)所述的雷达精确分析的要求不同。

大气透过率 τ 可按大气总消光系数 k_T 通过关系式

$$\tau = -\exp \int_0^r k_T(r) dr \quad (2)$$

· 原文为 $k_T = f(r)$ ，漏掉因子 4π 。——译注

确定，式中下标 T 表示所有各种原因包括大气气体、水汽和气溶胶的吸收和散射造成的消光。方程(2)就是布给-比尔斯定律。采用两种最常用的脉冲激光器，即红宝石和钕玻璃激光器，可以避免出现大气气体和水汽的重大吸收。朗(1963, 1966)的研究表明，水汽吸收线和氧分子的弱吸收线均位于这两种激光波长的侧翼，但是适当控制激光器工作物质的温度，可使发射的辐射处于吸收线之间较透明的光谱窗区。这些吸收线的存在，提出了探测大气成分的可能性。这个问题将在本文第五节讨论。

同样，虽然艾登(1966)发现某些气溶胶的折射指数是复杂的，有很弱的吸收，但经常碰到的大气气溶胶却可以认为是理想的光散射体，没有吸收。可以肯定，某些工业气溶胶，如烟筒排放的煤烟，有很强的吸收。除了这些明显而极端的情况之外，只要激光的波长中不包含有一条大气吸收谱线，就总可以放心地认为，总消光系数为两部分之和，一部分是由分子散射或瑞利散射产生的，另一部分是气溶胶散射或米氏散射产生的，即

$$k_T = k_R + k_M \quad (3)$$

通常，对于比光波波长小很多的粒子，如空气分子，瑞利散射定律是正确的，而大小可与光波波长相比拟的粒子，其散射需用较复杂的米氏散射理论，这在范德赫尔斯特(1957)的著作中作了详尽的论述。霍格等人(1968)测量过10.6微米 CO_2 激光辐射在雾中的衰减情况，与3.5或0.63微米波长相比，10.6微米波长的衰减要小得多。

2. 激光的散射

如果光被各向同性地散射，则 $k_T = 4\pi f(r)^*$ 成立。但是，即使瑞利散射，也要用一个类似于环状的辐射图来表征。较大粒子的散射几乎总是造成较强的前向散射。角散射特性的一种常用表示法是相函数 $P(\theta)$ ，描述单个粒子或由散射总功率作过归

一化的粒子群的散射的方向特性。典型的云滴和气溶胶谱分布的相函数,已由迪尔门德金(1964, 1969)对可见光和红外区的许多波长作了计算。

当相干激光源可用于环境探测时,曾产生过一个问题,就是粒子群的散射是否仍遵循非相干光中的那种角散射特征。卡里尔和纽金特(1965)在一篇报告中提出,用连续波氦氛气体激光器产生的散射,要比在同样波长下用窄带滤光片的钨灯光源的散射大几个数量级。这些实验是在加利福尼亚沿海有天然雾的条件下进行的。哈里斯等人(1967)用大小均一的橡胶球作了细致的实验,发现当散射角由 16° 变化到 150° 时,对于氦氛激光器和用带宽为10毫微米、中心在632.8毫微米的滤光片作过滤光的氙灯光源,无论是在垂直于或平行于偏振平面的方向上,角散射辐射率均无差别。谢尔曼等人(1968)继续进行这类实验,但他们用的粒子的直径范围更大,粒子的尺度分布也可控制,结果发现在最极端的情况下,相干光源和经过滤光的非相干光源的散射辐射率相差不到20%。赖斯曼等人(1967)在雾室中使用半径为2—3微米的雾滴,发现散射角为 40° 、 90° 和 140° 时,激光和单色非相干光的散射毫无差别。

尼斯特里克和柯乔(1967)让激光和经过滤光的非相干光在16.2公里路径上传输时,发现这两种632.8毫微米的光源在传输中没有很大差别。朱叶夫等人(1969)在雾室中用半宽为20毫微米的滤光片测量了694毫微米和1.06、1.15和3.39微米等波长的激光和非激光光源的透过率,表明衰减系数没有明显差别。伊凡诺夫和海鲁里娜(1967)从理论研究中得出结论,认为如果料到激光和滤光非相干光由于小粒子群而产生的散射有细小差别的话,则这种差别对折射指数比较小的小粒子在只有几弧分的散射角下最易观测到。对于其它的散射角和其他的粒子,散射方面的差别基本上探测不出。

霍普菲尔德(1967)提出,卡里尔和纽金

特(1965)测到的相干和非相干光的散射有差别,可能是没有考虑到这两种光源的信噪比有重大差异而引起的。哈里斯(1969)对这种争论作了总结,他根据许多细致进行的实验,得出激光和非相干光的散射没有本质差别的结论,他认为也预期不到有任何差异。被卡里尔和纽金特(1965)所观测到的明显差异,可能是在有雾的条件下实验性能所造成的,在他们依次进行相干光和非相干光的散射实验过程中,雾的状况发生了快速的变化。

根据提出的所有证据显然看出,激光和经过滤光的非相干光源的散射特性没有明显差别,或者说,只要适当控制实验条件,这种差别总是不会观测到的。布给-比尔斯指数衰减律可以放心地应用于激光,激光的谱宽小于任何邻近的或迭加的大气吸收线(Zuev等, 1969)。然而,可以证明,对于染料激光光源(其发射光谱线的宽度为10毫微米或更宽),必须将带吸收模式应用于这些由许多紧邻的吸收线所表征的光谱区。显然,对这一问题至今还未进行过试验。

3. 激光雷达系统的信噪比计算

讨论了激光雷达方程和激光光源的散射特性以后,现在准备分析脉冲激光雷达系统的性能,并计算一下能探测到什么。这一问题已由劳伦斯等人(1967)和里根(1968)作过仔细研究,他们考虑的一些细节超出了本文讨论的范围。

总之,接收信号 S 可用接收器光阴极(如对红外系统则是光敏二极管)的电流 i_s 来确定:

$$S \equiv i_s = \Phi_r \tau_0 R \quad (4)$$

式中 τ_0 是包含任何障碍在内的整于光学系统的透射率, R 是探测器的响应度,通常以安/瓦为单位。由于倍增管的噪声在串级式打拿极光电倍增管中基本可以略去,并且约翰逊噪声也很小,所以性能方程中的噪声项由熟悉的散粒噪声表达式给出:

$$N \equiv i_n = [2e\Delta f (i_s + i_b + i_d)]^{1/2} \quad (5)$$

式中, Δf 是系统放大器的电子带宽, e 是电

子电荷, 电流项的下标分别代表信号电流、背景辐射电流和暗电流。背景辐射电流可以依下式算出:

$$i_b = N_b(\lambda) \Delta\lambda \omega A \tau_0 R \quad (6)$$

式中 $\Delta\lambda$ 是滤光器的光谱宽度, ω 是接收器的视场立体角。联合(5)、(6)式并用(4)式, 便可求得信噪比(S/N)的表达式。

作为性能方程应用的实例, 下面分析一下研制在白天或夜间均能可靠探测对流层(直到10公里高度)浑浊度的轻便激光雷达系统的要求。浑浊度通常定义为气溶胶米氏衰减系数与分子瑞利衰减系数之比, 即

$$T = k_M/k_R \quad (7)$$

要正确测量浑浊度, 必须也能探测纯分子大气产生的瑞利散射。否则, 由近乎纯净气体空间来的浑浊大气的回波便将无法测量。任意取 $S/N=3$ 作为由任一已知激光雷达脉冲产生的分子回波的可接受的信噪比值, 能计算晴朗的(Eltzman, 1968)白天和夜间条件下激光雷达所能达到的垂直高度。性能方程指出如何才能用电子带宽或距离分辨率替换高度, 从而为性能曲线提供两条轴(图2)。对于典型的红宝石激光系统, 取功率为20兆瓦、脉宽为50毫微秒(即能量为1焦耳)的脉冲, 接收光路直径为20厘米, 接收器的光学透射率为0.30, 视场为1毫弧度, 接收器干涉滤光片的带宽为1毫微米。典型直径为5

厘米、S-20表面的光电倍增管, 暗电流取为 7×10^{-15} 安; 在694毫微米的响应度取为0.015安/瓦; 由地面产生的白天天顶天空辐射率, 根据克拉克(1969)的资料, 对晴朗的沙漠天空为 8×10^{-8} 瓦·米⁻²·立体角⁻¹·毫微米⁻¹, 而夜间值根据罗奇(1963)的资料为 1.0×10^{-8} 瓦·米⁻²·立体角⁻¹·毫微米⁻¹。在城市环境中, 红宝石波长的白天天顶天空辐射率可以比沙漠天空值大4倍(Kushpil和petrova, 1968)。

考虑图2可以看出, 在对流层中, 激光雷达白天和夜间的性能曲线没有很大的差异, 这是因为选择了晴朗的蓝色天空背景。有霾或卷云覆盖的城市环境, 白天和夜间的曲线在低空要发生分支。主要噪声源是后向散射激光辐射引起的散粒噪声, 暗电流噪声基本上可以忽略。选定系统参数的这种性能曲线, 很好地描绘了作者在许多场合所使用的激光雷达。阿杰诺(1968)描述过一种仪器, 是放在车载实验室旁边的, 仪器置于其中就可运输。诺森德(1966)、维齐和奥布拉纳斯(1969)描述过其它的简单激光雷达系统。图2的性能曲线已在加利福尼亚州内华达山脉的晴空条件下得到证实, 但实验中还发现夜间性能曲线在7公里高度以上有所改进。

虽然激光雷达脉冲照射体积中的分子是随机分布的, 但是一个数十毫微秒的脉冲可以让分子有时间采取许多独立的分布。因此, 分子回波辐射没有明显的随机起伏(Smith, 1965)。气溶胶运动比分子要慢得多, 因此在脉冲持续时间内它们本身不会有显著的新分布。在使用约100兆赫的特宽接收机电子带宽时, 这有可能使脉冲回波的起伏达两倍或三倍。这种起伏在云和降水的气象雷达测量中是众所周知的(Marshall和Hitscheld, 1953; Wallace, 1953)。然而, 由于气溶胶有强烈的不均匀混合, 甚至可能出现更大的起伏。

如果想用激光雷达测量浑浊度, 则必须认识到分子和气溶胶的后向散射函数提供了回波信号, 而且因为散射不是各向同性的,

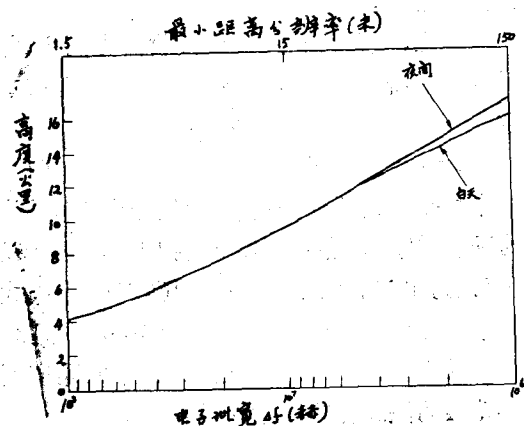


图2 $S/N=3$ 的标称对流层红宝石激光雷达的性能曲线(瑞利散射)

所以比值 $f(r)_M/f(r)_R$ 一般不等于浑浊度。如果气溶胶的尺度分布已知, 则总散射系数可由后向散射函数计算出来。麦考密克等人(1968)算过典型的指数律分布或荣格尺度分布(1963)的后向散射函数。达乌多娃(1968)描述过根据经验观测同能见度有关系的散射函数的另一种方法。科利斯(1969)曾指出, 计算后向散射函数与总散射之比时容易犯错误, 因为米氏理论后向散射函数有迅变性, 因此必须对粒子尺度很小的一个增量来进行这种计算。

4. 激光雷达的校准方法

为了对后向散射函数能作绝对测量, 激光雷达系统必须有定量校准方法。总则, 只能对大气后向散射辐射作相对测量。一种可能的校准方法是将非常干净的空气的回波归因于仅仅是瑞利散射 (Barrett和Ben-Dov, 1967; Sandford, 1967 a、b), 但要独立检验这种假定的正确性常常是实验工作所不能控制的。曾一度认为对流层顶附近的大气常常没有气溶胶 (Elterman, 1964), 但用改进后的探照灯技术进一步作大气散射试验 (Elterman, 1968), 或对散射作实地直接测量 (Kopvova, 1969), 都证明气溶胶对散射有明显影响至少可达35公里的高度。在对流层上部, 除存在气溶胶外, 还常常出现薄而弥散的卷云, 对没有仪器帮助的地面观测者而言, 这种云基本上是看不到的 (Hall, 1968)。

同假定大气散射性质无关的另一种校准方法, 是测量已知距离处漫反射靶的反射功率。此法在早期激光探测中就被使用过 (Franken等, 1965), 霍尔和阿杰诺 (1970b) 对这种方法作过严格分析, 指出此法能够确定激光雷达的响应度精度在 $\pm 10\%$ 之内。

设想有一种激光雷达, 反射率为 ρ , 与一个漫反射靶的距离为 r_c 。通过修改形式的激光雷达方程可将接收功率与发射功率联系起来, 写成:

$$\Phi_R = \Phi_T A \rho \tau_c^2 \tau_t \cos \zeta / (\pi r_c^2) \quad (8)$$

式中, τ_t 是置于激光雷达接收系统中的高衰减滤光片的透过率, ζ 是辐射功率对靶的入射角, 其余符号均与方程(1)相同。假定接收器视场完全覆盖了靶上的发射光束。试验证明, 一个标准的熏了氧化镁烟的靶或刷了白反射漆的靶都象理想的朗伯漫射体那样使相干光发生漫反射 (Hall和Ageno, 1970b)。

在校准阶段和测量大气的后向散射时, 让一小部分激光发射功率投射到监测光电传感器上。已有响应时间只有几毫微秒且电流-辐照度呈线性关系的硅光电二极管可供使用。由于它的响应度可以延伸到可见光区, 甚至可以延伸到钕玻璃激光器的工作波长1.06微米处, 所以对于激光雷达的功率监测器是很适用的。对于校准情况 (大写下标) 和激光雷达可以写出以下四个方程把发射功率和接收功率联系起来:

$$\begin{aligned} \Phi_R &= G_R V_R & \Phi_r &= G_r V_r \\ \Phi_T &= G_T V_T & \Phi_t &= G_t V_t \end{aligned} \quad (9)$$

式中 G 是激光雷达系统中光学和电子增益的乘积, 但由于这个参数在校准和大气探测情况下均不变化, 故有

$$G_R = G_r \quad G_T = G_t \quad (10)$$

代入激光雷达方程 (1), 则可解出后向散射函数为

$$f(r) = \frac{V_r}{V_t} \frac{V_T}{V_R} \frac{2r_a^2 \rho \tau_c^2 \tau_t \cos \zeta}{\pi r_c^2 c \delta \tau_a^2} \quad (11)$$

对于发射和接收光路系统失调, 以致在离激光雷达的某一距离上接收视场不能完全覆盖发射光束的激光系统, 仍可在这种近场区对系统进行校准, 方法是: 或者测定已知距离处从漫射靶接收到的发射功率的比值 (Hall和Ageno, 1970a), 或者在激光光束的功率分布特征为已知以及精确测定了接收器视场的时候通过分析研究进行校准 (Reagan, 1968)。

5. 数据显示和估算

关于 A 型显示法 (它可以用照相的方法留作以后进行估算), 将在第三节作详细的叙

述。若已知系统的校准参数,则可以通过测量这种显示的距离回波信号确定后向散射功率。由此可以根据激光雷达方程计算后向散射函数。这种计算意味着要知道沿路径的大气衰减函数。计算衰减,通常是假定总散射与后向散射之比来进行,并不比估算激光雷达方程省事。当需要更多的后向散射函数的定性信息时,由A型显示照片提取资料就较为缓慢,甚至在使用了与数据处理装置直接耦合的曲线跟随器时也是如此。

向着全数字化的定量数据处理也明确地提了出来,此时后向散射功率是作为时间的函数被依次取样送入资料存储库的。这种电路必须以优于1兆赫的电子带宽工作,具体带宽取决于该激光雷达所要求的距离分辨率。这种数字化系统已经制成,最早的一个是舒斯特(1970a)研制成的。随着微型计算机技术的迅猛发展,在进行激光雷达的野外实验时,由实时激光雷达信号取得定量后向散射函数的日子已为时不远了。

6. 安全

正是使激光在环境研究中如此有用的那些性质,即脉冲功率高和光束高度准直,使它在远距离上也有高的辐照度水平。对于工作在可见和近红外区(眼睛对这些波段是透过的)的这些激光器,眼睛的聚焦性质使角膜上的入射功率集中到视网膜的一小块面积上。对于可见光区的激光器,如694毫微米的红宝石激光器,实验表明角膜辐照度的安全水平,对于脉宽约30毫微秒的调Q激光器为0.7瓦/厘米²(Wyman, 1969)。这意味着,甚至对于每个脉冲的总能量为1焦耳或更小的易于运输的激光雷达,在10公里距离之外其辐照度水平对眼睛仍然不安全。这是对能见度为19公里浑浊大气考虑的。这样的激光雷达指向空中,对于正在对流层或平流层下部飞行的飞机上的人眼是有威胁的。

0.7瓦/厘米²这样一个安全辐照度水平是对曝露在白天条件下的收缩瞳孔而言的,或对约3毫米的瞳孔直径而言的。对于放大

了的瞳孔,甚至更小的能量也有危险。由于眼睛对红外辐射的聚焦不如可见光好,同时眼球的水晶体液对红外辐射有些吸收,所以在1.06微米工作的钕玻璃激光器,对于曝光水平为7瓦/厘米²还可以认为是安全的(Wyman, 1969)。据悉,计算上述最大安全辐照度水平时,已考虑了由于激光棒的不均匀光束花样造成激光光束中产生“热点”的可能性和由于大气折射指数结构造成聚焦的可能性。

眼睛对1.4微米以外的辐射基本上透不过,所以对于同样的辐照度水平,工作在红外较长波长上的激光器是安全的。较长波长上的能量很快被角膜组织吸收,而不聚焦在视网膜上。按照怀曼(1969)的结果,辐照度的安全水平应比可见光区的数值大 4×10^3 倍左右。使工作中的激光的危险降到最小的一个办法是改善光束的准直度,使飞机很少有可能会飞过激光光束。即使在大气湍流较强的条件下,可见光区激光对视网膜的危险性也是比较小的(Deitz, 1969)。然而,每个使用激光雷达研究环境的人,都有责任熟悉适当的安全预防措施,应该鼓励在取得所需结果的前提下,使用功率尽可能小的激光系统。

7. 激光大气探测小组

激光环境研究是一门边缘学科,没有一个科学协会能囊括这个学科的所有方面。因此,应成立一个比如可以叫激光大气探测小组(GLAP)的非正式组织,召开各种专题讨论会,使这方面的研究工作者能够会聚一堂,讨论他们正在进行的工作。第一次这样的会议是1968年4月在科罗拉多州博尔德市的国家大气研究中心召开的,这次会议产生了激光大气探测小组。此后,又分别于1969年在布鲁克海文国立实验室、1970年在牙买加和1972年初在亚利桑那州的塔克森举行了会议。除了会议摘要外,没有出版过会议文集。但是这个组织作为提出有关激光雷达探测技术和结果的进展报告的机构是极为有益的。它属定期改选的执行委员会领导。

三、环境悬浮微粒 的激光探测

由激光雷达性能的分析可以看到,甚至用中等大小的器件,也能探测几公里距离处大气中的分子散射光。本节将考察从大气气溶胶(直径比光波长小得多)到云滴甚至到雨滴(直径比激光波长大得多)这些悬浮微粒物质的光散射特性。还要考虑这些测量怎样与其它复杂的环境现象,如能见度,污染物的扩散,云雾的生消等联系起来。激光雷达在气象观测中作常规探测的种种可能性已由科利斯(1969)以及肯特和怀特(1970)作过评述。斯维德科夫斯基等人(1971)的文章描述了激光雷达技术在苏联的作用。

1. 浑浊度

如果大气层中没有气溶胶,只有 N_2 、 O_2 、Ar、 CO_2 和水汽等纯气体,则不存在能见度的问题。这就有一个有利的地方,就是若略去地球曲率的影响,便能看到以地平天空为背景的350公里远处的山脉。在海平面上也从未记录到过这样的能见度,即使在最洁净的条件下亦如此。对大气中始终存在的、限制能见度的霾有影响的气溶胶,其性质已由许多人,如荣格(1963)和布尔里奇(1964)作过研究。他们发现,气溶胶粒子的

半径为零点几毫微米到许多微米。通过激光雷达监测气溶胶的后向散射所要解决的一个问题,是这种悬浮微粒的空间分布以及它们随时间如何变化。

为了了解气溶胶的激光雷达回波如何进行分析,有必要考察一下常用来记录后向散射光的一种方法。如果由一具线性响应的光电探测器输出的电流通过一个电阻,则电阻两端的电压将正比于后向散射辐射率。若将此电压送往示波器的Y轴,并让X轴随时间作线性扫描,则获得一种叫做“A型显示”的显示方式,这一名称取自早期雷达术语。对晴朗的分子大气的A型显示,图3示出一个实例。让发射机和接收机的光路分隔开,垂直激光射束和接收机的视场在曲线上的A点之前均不完全重叠。在更远的距离上,回波信号因距离增大而按 $1/R^2$ 关系减小。为了补偿这种快速衰减,许多激光雷达系统都在信号电路中使用了对数或 R^2 放大器。

现在考虑大气含有气溶胶和垂直指向激光雷达的情况,在这些情况下获得如图4所示的回波。请注意,气溶胶对回波的贡献比干净大气要大(假定图3和图4用的是同样的放大器增益)。在高度B,空气浑浊度剧增*,而在C的回波几乎与分子大气中得到的回波相等。这种波形表示低空霾层在B、C高度

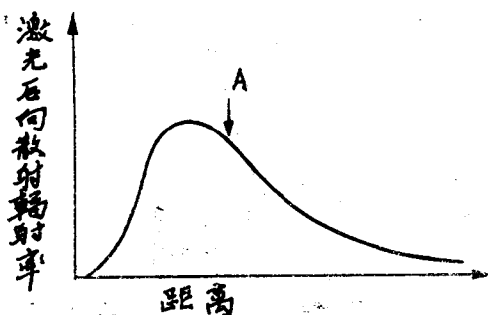


图3 激光雷达A型显示实例,示出了纯分子大气的回波信号

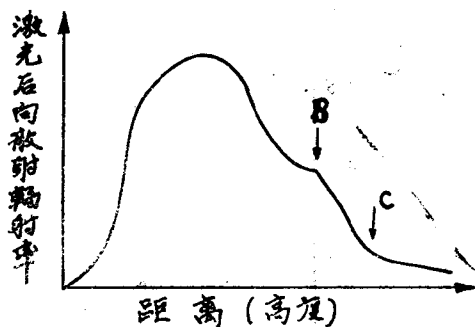


图4 激光雷达A型显示实例,表示出了低空霾层的回波

* 原文误为剧减。——译注

之间有一个明显的顶部。

为了记录 A 型显示，可以进行示波照相。用适当的系统校准（如第二节所述的方法），可以根据大气后向散射函数来解释辐射率的偏差。

只要激光雷达一进行对流层探测，就能获得如图4所示的回波。这种显示对加利福尼亚沿海的海洋型空气层是特别典型的 (Ligda, 1964)，图5就是一个实例。图5中还示出了显示大动态范围内辐射率回波的另一种方法。如果使用双线示波器，则可以进行时间选通显示。使一道线以较低的增益重现近处回波(曲线 A)，第二道线稍作延迟并以较高的增益显示远处的回波(曲线 B)，从而改进整个系统的动态灵敏度。注意图 5 中当发射光束完全被接收机视场覆盖之后的回波中存在着几个拐点，0.9 公里高度有一个截然分明的霾顶。图 5 资料使用激光雷达方程作出的真实估值见图6，图6更清楚地表现了海洋型霾层顶的浑浊度的相对减小。

由于气溶胶的尺度是相对湿度的函数 (Rosenberg, 1967; Georgiyevskiy, 1969)，

所以这种研究对监测水汽层的高度可能是有用的。因为无线电折射指数和水汽有关系，所以水汽层常起着无线电波导的作用 (Collis 和 Ligda, 1964; Collis 等, 1964)。阿什维

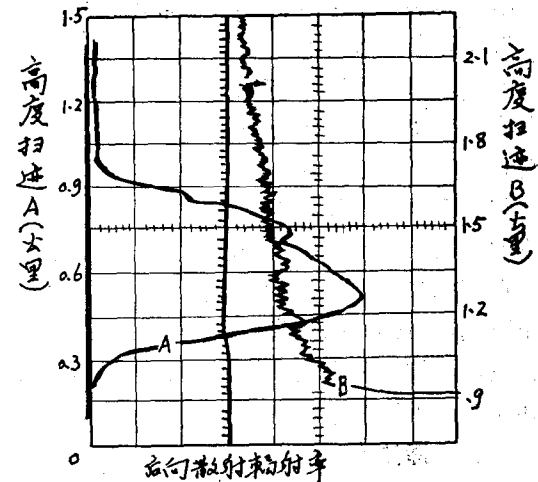


图5 海洋型霾层的激光雷达回波，图中示出用近处回波(曲线 A)的低增益和远处回波(曲线 B)的高增益的时间延迟改进了动态范围(加州帕萨迪纳的伊顿峡谷，1969年9月30日)

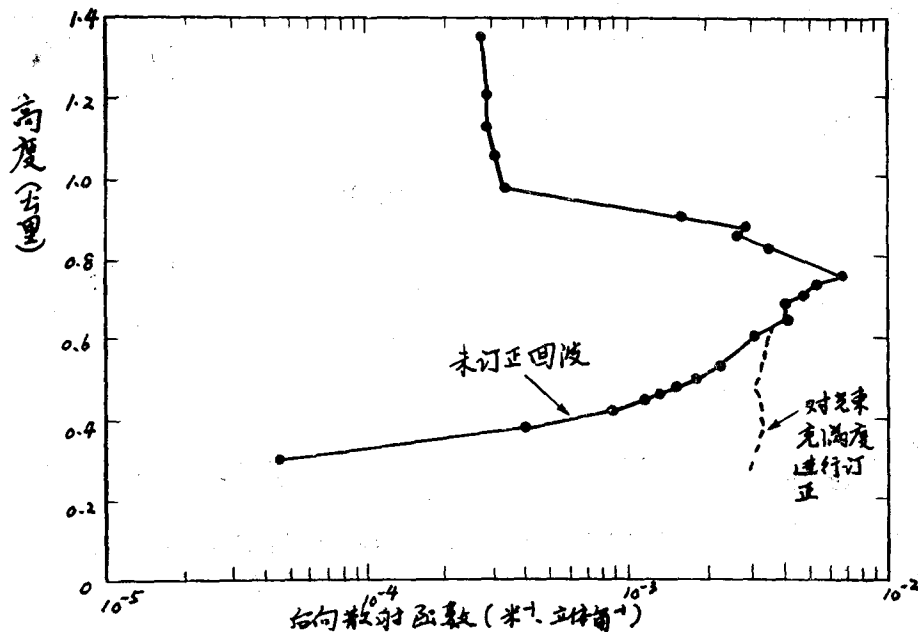


图6 海洋型霾层的后向散射函数，由图5显示的原始资料推算而得

尔和莱恩(1969)获得了激光雷达回波和无线电折射指数相关的直接证据,他们用每分钟有90个脉冲的1.06微米的激光雷达监测气溶胶回波,且将回波与折射指数相比较,后者是用安装在系留气球上的微波折射计测量的。气球就在附近,但是不在激光射束内,可以在低层大气中升降。观测到折射指数的明显减小与激光雷达测得的由地面向上延伸的霾层顶相关。在这类研究中,激光雷达的显示是“Z轴”调制的,此时示波器光束的强度被作了调制,以显示后向散射回波的强度。沿扫描线的距离代表高度,后一扫描稍稍偏离前一扫描,以显示后向散射回波的时间演变情况。当局地风使大气平流通过激光雷达测站时,或大气状况发生变化时,这种显示就提供了头顶浑浊度的时间变化图。

利等人(1966)的研究给出了另一种实例,它表明当结合其它大气探测方法时,激光雷达的大气遥感将会如何特别有用。他们使激光雷达沿加利福尼亚海岸探测,发现低层大气的气溶胶的激光雷达回波与球载化学探测器测得的臭氧含量存在着强烈的负相关。这一试验似乎表明,造成臭氧的污染,多半在洛杉矶地区上升,并沿海岸向上平流,约24小时之后到达观测点。臭氧正处于分解过程,但有浑浊空气存在时,由于它提供了许

多还原中心,这一过程将进行得更迅速。

维齐和奥布拉纳斯(1969)比较了激光雷达回波和火箭测得的温度廓线,发现温度廓线与激光雷达测得的浑浊度的间断面密切相关,在逆温地区尤其如此。抬升逆温之下的边界层,其变性可作为白天时间的函数进行监测,给出的激光雷达探测数值填补了火箭发射之间的资料空隙。

地面激光雷达通过浑浊大气时定量确定某一距离之外的气溶胶密度能达到何种精度呢?在一点测定浑浊度的一种方法,是使用累积能见度计。霍尔和阿杰诺(1970a)报导过用机载阿尔奎斯特和查尔逊(1968)型能见度计作的试验和用地面激光雷达测量后向散射的情况。研究结果列于表1。机载能见度计测量的只是一点的总散射函数,而对于激光雷达的每一个测量,均可确定沿射束上任一点的后向散射。由于激光雷达指向飞机周围太近不安全,故只对同一高度而没有对恰好同一体积进行比较。由表1看出,实地测得的散射与遥测的后向散射函数间存在较好的比值。仅仅表中的最后一个值与理论值相差甚远,理论值是根据M型霾模式(Deirmendjian, 1964)的假定算出的。领航员报告的能见度,是在各个高度上根据对附近山脉的观测估计出来的。他发现,霾的性质很不

表1 飞机探测的能见度与激光雷达测量的比较
(阿尔塔登纳 1969年3月20日)

时 间 (太平洋 标准时)	高 度 (平均海拔 高度,英尺)	累 积 能 见 度 计			激 光 雷 达	比 较
		散射函数 f_s ($\times 10^{-4}$ 米 $^{-1}$)	能见度 L_m (公里)	气溶胶质量 M (微克/米 3)	后向散射 f_{back} ($\times 10^{-4}$ 米 $^{-1}$)	$\frac{f_{back}}{f_s}$
1509	3200 (2100)(离地面)	12.5	3.76	475	0.55	0.044
1512	4500 (3400)	1.24	38.0	47	0.032	0.026
1515	4700 (3600)	0.66	71.8	25	0.037	0.056
1520	3500 (2400)	12.3	3.84	466	0.62	0.050
1523	2800 (1700)	12.9	3.65	489	2.9	0.22
f_{back}/f_s 的理论值为						0.045

均匀,常遇到浓密的团块,以致能见度计和激光雷达之间总的相符一般在20%以内就算很好。

激光雷达在阳光明媚的日子里进行低仰角探测时,由于地面加热所产生的对流强烈,故可观测到明显不均匀的气溶胶分布。里根(1968)注意到,当仰角比较小时,激光雷达回波上存在一些随时间、距离而变的极值。这一现象用垂直指向的激光雷达则探测不到。这些“尖刺状”的回波在日落时逐渐减缓,日落后完全消失。已由耕地上空的空气中获得这种回波,意味着反常回波是由对流向上携带的微粒所造成的。垂直方向运动的连续热羽,用声雷达作过探测和研究(Hall等,1971)。

巴雷特和本多夫(1967)论证了运用脉冲激光雷达监测大都市环境中滞留的污染空气的特征的问题。若用相对于晴空回波校准好了的系统,当天气条件造成芝加哥产生空气污染时,则可用来监测地面附近和高空的浑浊度变化。后向散射回波与风变化,特别是与密执安湖诱发的微尺度风型影响有

关,证明大气污染气象学家可用激光雷达半定量地监测低层大气的含尘量及其随风系的变化。

霍尔(1970)报导过利用激光雷达的窄射束测量山区附近浑浊度的另一种研究方法。在洛杉矶盆地,环抱盆地北部的圣加夫列尔山脉对影响风场和污染物浓度来说是重要的。当太阳照射山脉南坡时,产生上坡风,将低空的一些污染物抽运到高空。山坡表面附近浑浊气流的厚度作为白天时间的函数,从没有加热和没有上坡气流的日出开始直至中午和黄昏都进行了探测。用脉冲红宝石激光雷达探测的两幅有代表性的相对浑浊度等值线图如图7和图8所示,图7是早晨在山坡附近测得的相对浑浊度等值线,表明海洋气溶胶层有一个较水平的相对浑浊度顶,其厚度小于1公里。然而,在下午,海洋气溶胶层加厚,它的坡度在山脉附近上斜,表明山坡被太阳加热造成的地形渠道中有气溶胶流。图8证实,存在着通过地形渠道对流达数公里的浑浊物质的烟羽。需要作进一步的分析,通过激光雷达探测确定山风如何有效地

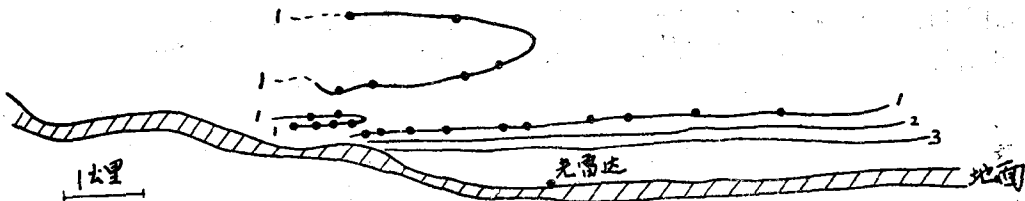


图7 激光雷达确定的相对浑浊度等值线(加州帕萨迪纳,伊顿峡谷的南北垂直剖面。1969年9月4日地方时08点)

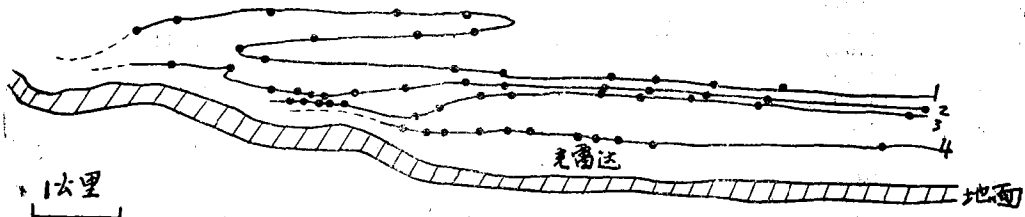


图8 激光雷达确定的相对浑浊度等值线(地方时16点,其他说明同图7)

抽运洛杉矶盆地的污染物的。

激光雷达观测的优点在于不一定限于地面台站，它已成功地在飞机上监测加勒比海上空的大气层结构和分布有气溶胶的高度 (Collis, 1970b)。在同一次研究中，机载激光雷达提供了沿大气中一倾斜平面的浑浊度的空间分布情况。低空气溶胶层由于云层遮挡而偶然中断也有一定意义，激光雷达能够由此监测云顶高度，进一步提供低空大气水汽混合的情况。

离地一公里高度的大气层或地表附近的浑浊度通常较大。大多数气溶胶来自自然源或地面人类活动。虽然气溶胶在稳定大气中经常限于层状结构形式，但激光雷达观测也证实了浑浊层中存在波状结构 (Lane 等, 1971)，这是稳定层中重力波的标志。

激光雷达测站上空气柱中相对浑浊度随时间的变化，可用许多并列的、亮度经过调制的示波射线的显示方式来进行有效的研究。此时高度为纵坐标，时间为横坐标。这种激光雷达探测情况可见厄希 (1972) 的文章。

农业区和林区的空气污染源，经常是燃烧收割后的田野和已采伐区。麦考密克等人 (1972) 曾用脉冲红宝石激光雷达确定混合层的厚度，烟可以穿过混合层消散，表明遥感的光学数值可以作为预测可接受的燃烧天数的一种手段。这些试验是在俄勒冈州的威拉米特流域进行的。由轻型飞机进行实地观测来证实霾顶的高度。这再一次证实，用遥感探测作可能性实验时，需要单独进行验证。激光雷达在监测空气污染方面的其它应用由汉密尔顿 (1966) 和约翰逊 (1969a) 作过概括。

关于激光雷达探测气溶胶谱的问题能说什么呢？山本和田中 (1969) 研究过的一种方法是对几个波长的传输方程进行反演。他们指出，只测量衰减，用几次迭代就可获得合适的尺度分布。然而，必须使用 10 个波长。因为散射与波长有关，所以激光是这种多波长单色探测的理想光源。可调谐染料激

光器现在已用于研究这种确定气溶胶尺度分布的方法。瑞曼柯 (1971) 提出了一种获得霾中气溶胶尺度分布的双波长后向散射激光雷达。因为气溶胶粒子的运动比空气分子要慢得多，所以气溶胶后向散射辐射率在多普勒频谱中将显示出较小的变差，这一效应可提供浑浊度的一种度量方法 (Fiocco 和 Dewolf, 1968)。

确定尺度分布的另一种方法就是测量不同角度的散射辐射和偏振。为了使结果更加明确，这种方法也能使用多波长。哈里斯 (1969b) 的理论研究表明，在云形成期间对云滴的尺度进行某些甄别是可能的，甚至只要有限数目的散射角即可。激光雷达使用这种方法需要如图 9 所示的配置方式。改变发射器和接收器的仰角，散射角即发生变化。如果气溶胶是均匀分层的，这种角度的扫描是迅速进行的，则霾的特征基本保持恒定，记录到的散射辐射率便包含有尺度分布的信息。

双点探测几何光路的优点是散射体积仅由激光雷达发射光束的发散度和接收系统的视场决定。因此，不需要使用持续时间极短的激光脉冲来获得优良的空间分辨率。锦织等人 (1965) 利用了这个优点，他们使用未调 Q 的一般脉冲式红宝石激光器研究直至 30 公里高度的大气浑浊度，激光发射器和接收器相隔距离为 8.5 公里。

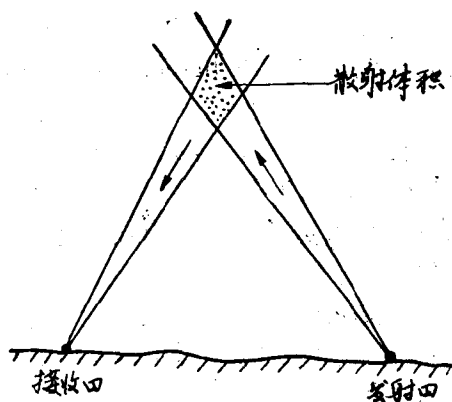


图 9 双点激光雷达散射探测的几何光路图

里根和赫尔曼(1970)报导了用亚利桑那大学研制的一种单点-双点红宝石激光雷达综合系统获得的结果。所用的方法是测量散射光的斯托克斯参数,这些参数取决于正交偏振平面内散射辐射率的比值、偏振椭圆率以及偏振椭圆角。为了单独挑出气溶胶的贡献,必须减去分子散射的贡献。里根和赫尔曼(1970)报导了一组测量结果,表明大多数实测的散射由分子造成。在另一些条件下,也测量了剩余散射的斯托克斯参数。他们采用球形粒子、折射指数 $m=1.54$ 以及指数律或荣格(1963)尺度分布等假定,估算了尺度分布常数,并获得了数值在3—4之间,这是用实地气溶胶尺度分布测量仪器(如碰撞器或质谱仪)求得的典型指数律常数。赫尔曼等人(1971)对双点散射的理论处理作过进一步讨论。估计,由这些理论研究可测出气溶胶指数分布律系数的测量误差在 ± 0.3 以内,尽管确定小气溶胶尺度(即半径小于0.1微米的粒子)的资料有困难。

气溶胶特性的双点探测取得的信息虽然无疑比单点(或后向)多,但有关均匀折射指数球形粒子的假定以及指数律尺度分布的假定等,是否符合真实大气仍存在一些问题。必须用双点探测和实地气溶胶取样进行更多的研究试验,才能回答这些问题。

2. 能见度研究

能见度,或更恰当地叫气象视距(MR),定义为一个大的黑色物体以水平天空为背景,当其从固有对比值1.0减少到视见对比值0.02时的距离(Middleton, 1952)。气象视距与眼睛最敏感的波长(555毫微米)处测得的衰减系数有关,其表达式为

$$MR = 3.912/k_T. \quad (12)$$

如果忽略吸收,则衰减系数直接与气溶胶和分子的散射有关。

光学衰减系数用透明度仪测量较为方便,此时光源和接收器相隔一已知的距离,通过监测接收器处的辐照度测定该距离上的衰减。激光可作为普通透明度仪的光源,它

的高度方向性和高辐射率可提高设计的效率。哈格德(1970)报导过一个用氦氖激光器作为透明度仪光源的实验,反射体位于1公里远的地方。用5毫瓦的光源,收集面积仅 $1.25 \times 10^{-3} \text{米}^2$,当能见度低至1.4公里时仍能获得满意结果。透射光束与内部参考光束进行比较,后者按一个可变的灰度级衰减。

当然,使能见度降低的是光的总散射。于是会提出问题:使用单点激光雷达,仅仅测量后向散射,是否能得到总散射以至气象视距呢?这个问题由芬恩(1966)作过研究,他的结论是,对于真实大气中的大多数气溶胶尺度分布而言,后向散射和气象视距之间只存在一个普遍的比值,所以对任一给定条件下由后向散射测量推求能见度,误差将高达50%。

由麦考密克和鲍奇(1962)以及诺尔等人(1968)的早期研究可知,能见度是大气中气溶胶含量的一个标志,所以如果能用激光雷达测出气象视距,则也能得到大气污染的一些情况。就某些方面而言,单色激光通过后向散射测能见度还不如白光理想,如果白光能构成具有同样信噪比的探测系统的话。单色光有局限性的原因是,一些不常见的气溶胶尺度分布会使后向散射与总散射的比值发生很大变化,而白光却不至于如此(Two-mey 和 Howell, 1965)。

考虑了这些固有限制,也有几次试图把激光后向散射与能见度联系起来,并取得了相当成功。布朗(1966, 1968)指出,A型显示(激光光束与接收器视场相交处开始)与后向散射有关。他得到了这种A型显示特征与霾和雾中水平路径透过率的独立测量结果密切相关。于是,监测A型显示上最大回波区的高度和宽度即可。当然,这种方法对保持激光雷达发射器和接收器之间位置的重复性极为敏感,用轻便激光雷达系统很难达到目的。

伯托洛蒂等人(1969)把红宝石激光后向散射测量结果与气象视距作过对比,当霾

使能见度为4—5公里时,此法的概差大于50%。甚至对很符合指数律尺度分布的气溶胶,也会有这种误差,这一点已被霍尔和阿杰诺(1970b)证实。另一方面,如果气溶胶尺度分布是用碰撞器或质谱仪独立测定的,同时又如粒子服从荣格分布,指数律的斜率在0.25以内,则后向散射与气象视距的测量应该符合到10%以内。

一个最困难的能见度监视问题发生在机场的斜坡上,在那里地面透明度仪的读数不完全能代表飞机驾驶员透过霾和雾看跑道或灯光的情况。使用激光雷达沿斜坡遥感能见度的问题,维齐等人(1969)作过研究,结果表明,使用这种方法肯定会改进对能见度的了解,超过现在所能得到的结果。留下的一个问题是在如此靠近重型运输机的地方使用可见或近红外激光雷达有安全上的问题。

使用短激光脉冲作发射光源,用时间选通接收系统,则可改进能见度测量。米宁和东恰洛夫为了改进浑浊水中的视见情况,曾研究过这样一种系统。

3. 大气中的扩散研究

大气科学中的困难问题之一,也是大气污染研究中极为重要的问题之一,是弄清楚扩散的动力学过程。如果说得详细一点,就是沿大气中一个点或一条线释放出来的悬浮微粒或气体,若干时间之后下风方将如何分布呢?激光雷达系统对于研究这一问题是很适合的,因为它能探测很微弱地超过纯分子大气的散射量。当烟羽或水沫体积扩展得很大以至用肉眼已看不见之后,激光雷达还能很容易作出这些气溶胶云层的空间分布图。这种工作方式,由于烟羽有空间连续性,可以明确地辨认出它的范围,故激光雷达不必要进行绝对校准。下面列举几个使用激光雷达研究扩散的例子。

为了保证所要求的覆盖范围既无间隙又无不必要的重迭,知道飞机喷洒的杀虫剂所覆盖的区域是重要的。科利斯(1968a、c)使用脉冲红宝石和钕玻璃激光雷达监测林区上

空飞机喷洒物的扩散和随风飘移的情况。这里,遥感的优点是显而易见的。把激光雷达放在喷洒物弥漫的山谷对面,就很容易测量喷洒区的情况,这比密林中的实地测量要好得多。在无风的早晨,在气流的对流作用使喷洒物驱散之前进行喷洒的优越性,由此研究得到了清楚的证实。

海浪产生的海水溅沫中,盐粒的自然扩散问题在气象学中是相当重要的,它对于了解微观凝结核怎样进入大气而后影响云滴的生成有很大作用。霍尔和阿杰诺(1968)利用脉冲激光雷达研究加利福尼亚海岸外面一块孤立礁石被海浪冲击所产生的小水滴的扩散情况。海风将这肉眼看不见的漫漫水雾向岸上输送。雾羽随时间和空间增大的情况,用脉冲红宝石激光雷达很容易证实。大气静力稳定度在限制这种雾羽伸展高度中的作用也在这种研究中得到了明显地证实。图10表示研究中记录到的资料,水平横线上的每根垂直短划表示三个羽宽测量结果的平均值。最低测量值是在海面以上0.5米处得到的,较高的值是在2米高度得到的。影线区表示根据中性稳定大气的假定所预计出来的雾羽范围。很清楚地看到,激光测得了一个低而宽的雾羽范围,这可能是因为冷洋面上空的温暖大气产生了高度稳定的大气的缘故。

核试验时产生的尘埃的范围和位置是很重要的。遥感探测这种尘埃云的优点,已由科利斯(1969a)作过描述。在内华达州一

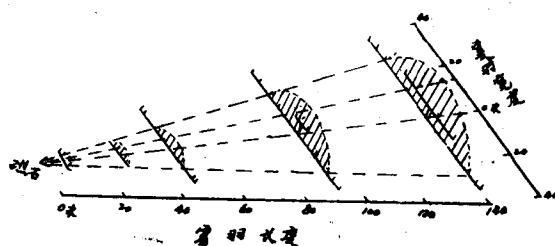


图10 激光雷达测得的海沫粒子的分布,粒子是由海浪冲击一块孤立礁石产生的(加州欧文海湾)