

内部资料

注意保存

现代大气传输

(专号)



中国科学院

安徽光学精密机械研究所

1

毛主席语录

人类的历史，就是一个不断地从必然王国向自由王国发展的历史。这个历史永远不会完结。

在生产斗争和科学实验范围内，人类总是不断发展的，自然界也总是不断发展的，永远不会停止在一个水平上。因此，人类总得不断地总结经验，有所发现，有所发明，有所创造，有所前进，停止的论点，悲观的论点，无所作为和骄傲自满的论点，都是错误的。

中国应当对于人类有较大的贡献。

前 言

激光是60年代出现的新技术。随着激光技术的迅速发展和普及。它在国防建设、工农业生产以及科学实验等方面都有广泛的应用。

在激光应用中，尤其是激光雷达、激光通讯、激光测距和激光武器等方面，都涉及大气传输问题，因此日益引起人们对激光大气传输的注意。几年来，在我国初步开展了这方面的工作，积累了一些资料。我所激光大气传输研究室成立以来，在党的正确领导下，在科研人员积极工作和兄弟单位的大力支持下，研究工作取得了一定的成绩，有所前进。

根据毛主席“**要认真总结经验**”的教导，我们对前几年的工作重新进行了整理分析，并准备对目前所做工作逐步进行总结，陆续写出工作报告。为了开展科技情报交流，促进科研工作发展，即不定期出版“激光大气传输”专辑，陆续刊登研究工作报告、译文、国内外动态等。供有关单位参考。

本期所刊登的文章，大部分是以大气物理研究所原105组和上海光机所原大气站集体工作的总结报告为基础，现由曾参加过上述工作的部分同志重新进行整理后发表。由于我们水平有限，不免发生缺点和错误，望读者指正。

安徽光机所

“激光大气传输”编辑组

一九七二年十一月

目 录

一、1.06微米激光光束在大气中的衰减·····	1
二、10.6微米激光水平衰减的相对测量·····	10
三、大气二氧化碳对 CO_2 激光辐射各谱线的吸收·····	11
四、10.6微米激光在大气中的衰减·····	37
五、砷化镓激光在大气中相对衰减的测量·····	51
六、10.6微米激光大气闪烁实验·····	53
七、1.06微米激光方向抖动的观测·····	62

1.06 微米激光光束在大气中的衰减

提 要

本文分别采用雷达系统的目标漫反射方法以及全接收方法,对1.06微米钕玻璃脉冲激光光束进行了水平大气衰减的测量。传输距离为2.0公里和1.8公里。初步得到了各种天气类型的水平衰减资料。分析指出影响1.06微米激光大气衰减的主要因子是气溶胶散射。此外,本文还利用文献[1]的资料,推算了作用距离为80公里不同仰角的斜程衰减。

一、问题的提出

1.06微米钕玻璃脉冲激光器件是实现大能量大功率输出最有前途的器件之一。同时,由于它具有保密性好,阈值低,运转方便和可以加工成大块任意形状等突出优点,所以它又是当前军用雷达、测距等系统中常用的器件之一。然而,1.06微米激光光束在大气中传输的衰减情况怎么样?这是人们目前迫切需要了解的问题。

本文首先介绍测量1.06微米钕玻璃脉冲激光水平大气衰减的两种方法及实验装置。并对两种方法所取得的衰减资料进行了分析比较。其次是利用文献1的资料,推算了1.06微米波段作用距离80公里不同仰角的大气斜程衰减。

二、实验原理和装置

前面已经指出,我们采用了两种方法对1.06微米脉冲激光进行了大气衰减的测量:一是所谓雷达系统的目标漫反射方法(双程传输);二是直观的全接收方法(单程传输)。这里,首先分别描述这两种方法的基本原理和实验装置。

1. 雷达系统目标漫反射方法

这种方法只适用于发光时间极短的脉冲光源。我们假设:(1)大气水平均匀,激光在大气中的衰减服从朗伯定律,即 $I = I_0 e^{-\beta \gamma}$; (2)大气条件相对稳定,即在某一短时间间隔内(本实验取5分钟)宏观气象条件不变;(3)光源输出稳定。前面两个假设在一般情况下是能满足的,最后一个假设所引入的误差可以通过监视装置加以修正。

假设激光光源在时间间隔5分钟之内接连发出两个光脉冲,强度为 I_0 。第一个光脉冲经射程为 γ_1 的大气传输之后投射到漫反射目标 P_1 上,若目标比光束大,那么在发射机处接收到的后向回波强度应为:

$$I_1 = I_0 K A_1 \frac{\pi D^2}{4\gamma_1^2} e^{-2\beta\gamma_1} \quad (1)$$

这里 D 是接收望远镜物镜的直径, A_1 是目标反射系数, K 是与探测器灵敏度、望远镜透过率

等有关的常数, β 为衰减系数。第二个光脉冲经射程为 γ_2 的大气传输之后投射到漫反射目标 P_2 上, 同样有:

$$I_2 = I_0 K A_2 \frac{\pi D^2}{4 \gamma_2^2} e^{-2\beta \gamma_2}. \quad (2)$$

我们采用两个目标的反射光学特性一样, 即 $A_1 = A_2$, 则将两式相比并简化后得

$$T_{2(\gamma_2 - \gamma_1)} = \frac{I_2}{I_1} \left(\frac{\gamma_2}{\gamma_1} \right)^2, \quad (3)$$

$$\beta = -\frac{1}{2(\gamma_2 - \gamma_1)} \ln T. \quad (4)$$

$T_{2(\gamma_2 - \gamma_1)}$ 表示在光程 $2(\gamma_2 - \gamma_1)$ 上的大气透射率。

实验是用一台简单的激光测距仪来完成的, 实验装置如图 1。所用的光源是染料开关钕玻璃脉冲激光器, 输出功率约为 10 兆瓦, 脉冲宽度约 50 毫微秒, 光束发散角约为 3 毫弧度。用直径 100 毫米放大倍率为 10 倍的加利略望远镜发射和接收。探测元件是用 $M_{12}F_{35}$ 型光电倍增管, 回波讯号直接由示波器显示。漫反射目标是选用两块淡黄色的水泥墙壁, 墙壁的取向与光束基本垂直。实验是在 1969 年上海嘉定地区进行的, 光程离地面平均高度约为 20 米。下垫面有平房、马路和田野, 较为复杂。观测时的气象要素系由当地气象站提供。

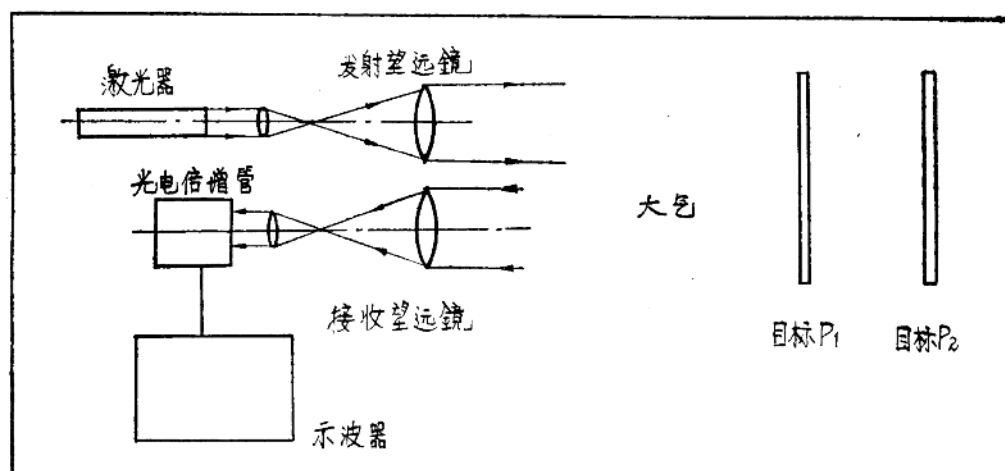


图1. 用雷达系统目标漫反射方法测量激光水平大气衰减简图

2. 全接收方法

全接收方法是一种常用的直观而可靠的测量方法。它是通过分别测量经过大气之前和经过大气之后的全部光通量 F_0 和 F , 从而决定在大气路程上的衰减系数为:

$$\beta = -\frac{1}{R} \ln \frac{F}{F_0}. \quad (5)$$

式(5)中的 R 为传输距离。

实验装置如图 2 所示。光源为非调 Q 的钕玻璃脉冲激光, 光束发散角约为 2 毫弧度, 脉冲宽度约为 2 毫秒。激光输出后由光束分割器分成两束。一束直接由直径 40 毫米的锥形炭斗监测其输出能量; 另一束经孔径直径为 120 毫米, 倍率为 20 倍的折射式望远镜发射进入大气。经发射望远镜后的激光输出能量约为 4 焦耳。接收是用一个直径 350 毫米, 焦距 1.7 米

的透镜将光束聚焦到直径为40毫米的锥形炭斗上。监测和接收均用多次反射式检流计读数。

设监测和接收检流计的读数分别为 m_1 和 m_2 , (5) 式可改写为

$$\beta = -\frac{1}{K} \ln R \frac{m_2}{m_1} \tag{6}$$

该传输路程 R 上的大气透过率为

$$T = K \frac{m_2}{m_1}, \tag{7}$$

式中 K 是与光学分割器, 发射和接收光学系统以及探测器灵敏度等有关的常数, 实验观测之前预先测定。

实验中配备一般的气象要素测量。我们在发射端与光程相同的高度(约20米)处设百叶箱(高度1.5米)自记气温, 相对湿度, 气压; 风向风速每2小时以轻便风向风速计观测一次; 能见度、天气类型随变化而记录; 绝对湿度、饱和差以自记的相对湿度和气压值查表而得。

实验场所与前者相同。光程的取向是由西向东进行。

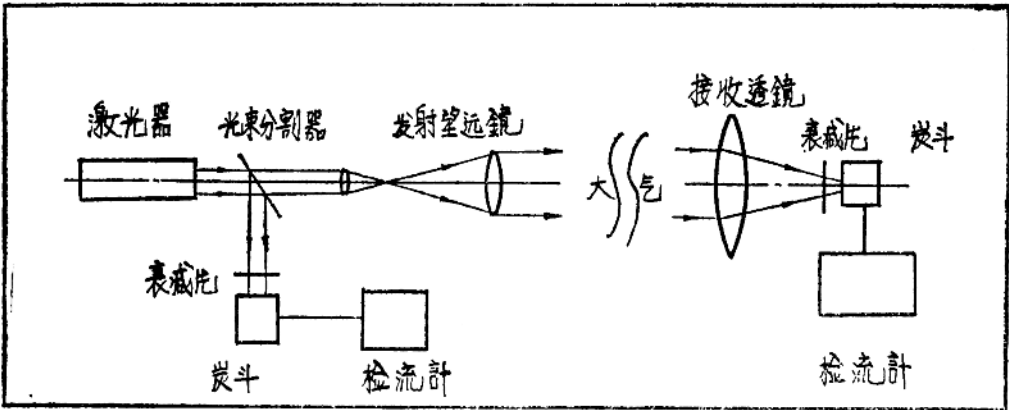


图2. 用全接收方法测量激光水平大气衰减实验装置图

三、实验结果和讨论

1969年6月至11月间, 我们首先采用雷达系统目标漫反射方法, 在2公里的水平光程上对1.06微米激光进行了大量的衰减观测。实验结果归纳于表1。考虑本装置的各种误差来源后, 表1中2公里透过率的系统误差估计为约10%。由于即使在同一级能见度下, 能见距离仍有很宽的变化范围, 所以光束的透过率也有一定的变化范围。

表1. 用雷达系统目标漫反射方法测量1.06微米激光水平大气衰减的结果

天气状况	能见度 (级)	2公里的透 过率(%)	衰 减 系 数 β (公里 ⁻¹)	温 度 (°C)	相对湿度 (%)	气 压 (毫巴)
晴	8 (20—50 公里)	85—90	0.052—0.082	17—18	24—28	1018—1019
晴、多云、阴	7 (10—20 公里)	65—85	0.082—0.22	5—32	20—90	1003—1032
阴、小雨	6 (4—10 公里)	50—65	0.22—0.35	7—23	50—90	1005—1032

按照毛主席关于“实践、认识、再实践、再认识”的伟大教导，为进一步了解1.06微米激光在水平光程上传输的大气衰减及其与气象要素的关系，1970年11月至1971年2月间，我们采用全接收方法在1.8公里的水平大气光程上，进行了较为系统性的测量。并配备一般宏观气象要素的记录。实验共进行了9个昼夜和15个白天的连续观测，获得了大量的资料。典型的原始记录如图3——图5。从所获得的资料来看，在实验误差范围之内，看不出透过率与气温、气压、相对湿度、风向风速的依赖关系，也看不出下垫面辐射变化对透过率的影响。然而，随着能见度的变坏透过率显著地减少。雨、雾、烟对光束有严重的衰减，图5示出了阴雨天透过率变化情况。观测期间常常由于较大的雨(能见度低于3级)致使实验中断。

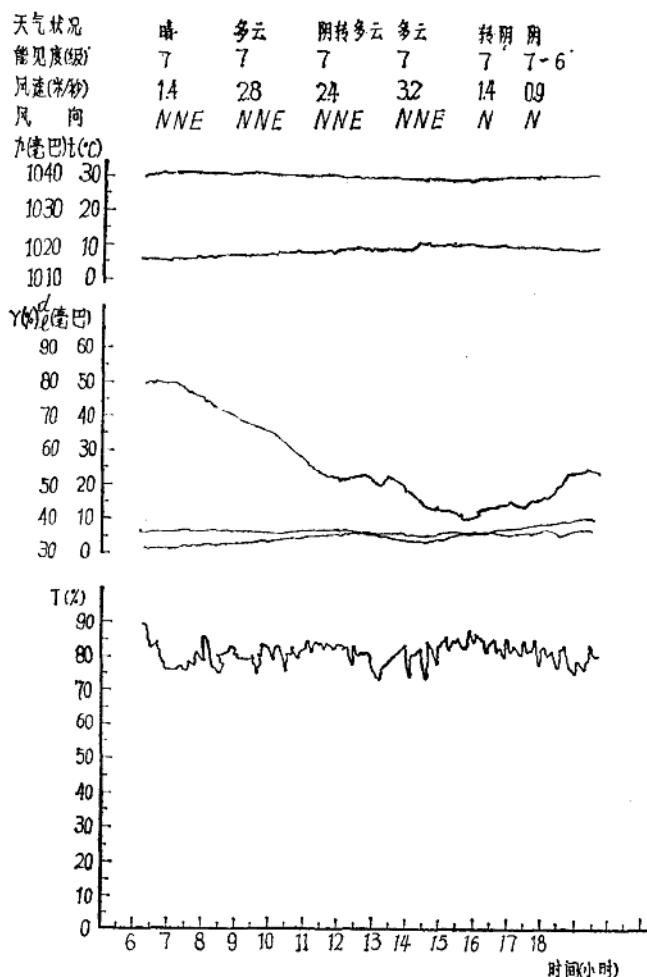


图3. 1970.12.30的记录

h——气压 t——温度
 γ——相对湿度 e——绝对湿度
 d——饱和差 T——1.8公里光程上的透过率

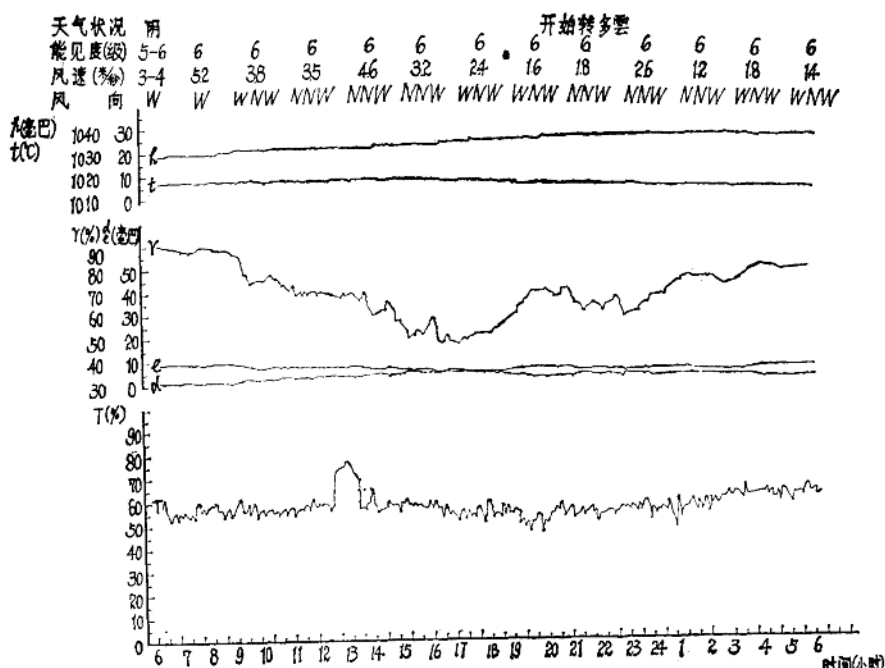


图 4. 1970.12.2.6:00—12.3.6:00 的记录

h——气压 t——温度 γ——相对湿度 e——绝对湿度 d——饱和差 T——1.8 公里的透过率

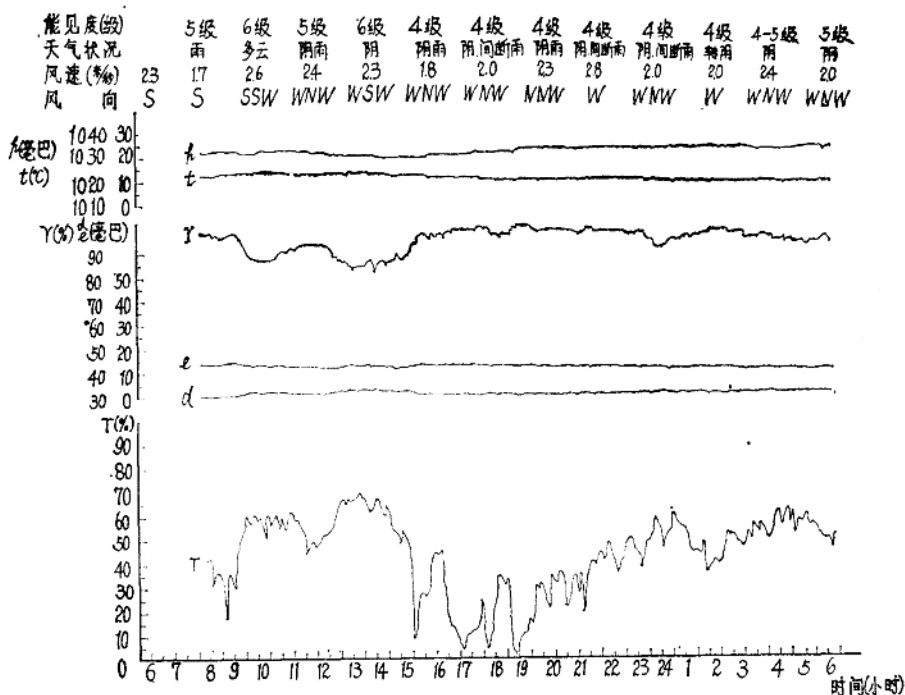


图 5. 1970.11.25.6—11.26.6 的记录

h——气压 t——温度 γ——相对湿度 e——绝对湿度 d——饱和差 T——1.8 公里的透过率

表 2 是所有观测资料的综合结果。它粗略地给出了各种能见度下的衰减系数，表中的气温、气压和相对湿度是观测时它们的变化范围。

表 2. 用全接收方法测量 1.06 微米激光水平大气衰减的结果

天气状况	能见度 (级)	1.8 公里的 透过率(%)	衰减系数 β (公里 ⁻¹)	温度 (°C)	相对湿度 (%)	气压 (毫巴)
晴、多云、阴	7 (10—20 公里)	75 ± 10	0.16 ± 0.07	0—12	22—90	1004—1044
多云、阴	6 (4—10 公里)	60 ± 10	0.29 ± 0.09	-2—17	30—95	1003—1041
阴雨、轻雾	5 (3—4 公里)	45 ± 15	0.45 ± 0.19	1—17	65—100	1003—1041
阴雨、轻雾	4 (1—2 公里)	25 ± 15	0.78 ± 0.34	8—13	80—100	1003—1035

从表 1 和表 2 可见，两个实验所用的光源和观测方法虽然不同，但在同一级能见度下的结果基本一致。这说明两种观测方法都是可行的，同时也说明在实验所用的激光输出能量和功率水平下，大气衰减与发光持续时间无关。

分析这两种方法所取得的资料，我们对 1.06 微米脉冲激光在大气中的衰减有如下两点认识：

(1) 1.06 微米激光在大气中传输的衰减与能见度有密切的关系。从表 1 和表 2 可见，在实验中最常见的中等晴好天气条件（7 级能见度）下，水平光程每公里的透过率约为 85%，即衰减系数 $\beta \approx 0.16$ 公里⁻¹；在少数特别晴朗的天气条件下（能见度 8 级以上），水平光程每公里的透过率可达到 93%，即衰减系数 $\beta \approx 0.067$ 公里⁻¹。

(2) 雨、雾、烟对 1.06 微米激光有严重的衰减。在我们观测过程中，遇到较大的雨或雾时，由于衰减过大讯号太小而致使实验中断。

以上两点认识是比较合理的。因为根据太阳光谱分析，在 1.06 微米处 60 埃带宽内没有吸收线，只存在水汽的带翼吸收。而从 Plass 等人〔2〕的计算可知，在 1 个大气压和 300°K 的情况下，凝结水含量为 5 厘米时，1.06 微米的透过率约为 98%，凝结水含量为 50 厘米时，透过率约为 90%。如果估计一下极限情况：30°C 时的饱和水汽压为 42 毫巴这相当于每公里水平光程凝结水含量仅有 3.2 厘米。可见水汽对 1.06 微米的带翼吸收，衰减是可以忽略的。另外，根据 Elterman〔3〕的计算，在晴朗（能见距离 25 公里以上）天气条件下，海平面水平光程 1.06 微米的瑞利散射系数为 0.001 公里⁻¹，气溶胶的散射系数为 0.113 公里⁻¹。气溶胶散射系数要比瑞利散射系数大两个数量级。因此，瑞利散射也可以忽略不计。综合上述分析，可以看出对 1.06 微米而言，气溶胶散射是引起衰减的主要因子。而气溶胶含量的大小与能见度有着极其密切的关系，这就是为什么在我们的观测中衰减数值主要与能见度有关的原因。

应该指出，由于能见度的观测比较粗糙，误差较大，这只能反映一些宏观的特征，要进一步了解衰减与气象要素的关系及其规律性，应在光程上适当配置气溶胶浓度和谱分布，水汽含量等有关气象要素的观测。同时对能见度的测量也需加以改进。

四、1.06 微米激光的大气斜程衰减

大多数的激光应用工程都涉及到激光光束的斜程大气传输问题。[为此, 如何将已经获得的水平传输衰减资料换算为激光光束通过斜程大气传输时的衰减资料是一个相当重要的课题。

文献[1]曾采用斜程传输作用距离等效于海平面水平传输作用距离(下面简称水平等效距离)的方法, 将水平衰减资料换算成斜程衰减值, 其详细推导可参见文献[1]。文献[1]从朗伯定律出发, 考虑各种大气成分的吸收、分子散射和气溶胶散射对衰减的作用后, 导出了水平等效距离的普遍方程式。然后对 1.06 微米、10.6 微米等常用的激光波段做了具体的分析和简化。正如我们在第三节中所讨论的那样, 对 1.06 微米激光而言, 大气中的衰减主要是由于气溶胶散射所致, 水汽的吸收和分子散射可以忽略不计。所以在进行斜程换算时只需考虑气溶胶散射就够了。对于气溶胶散射衰减的水平光程等效距离, 文献[1]在假设气溶胶浓度分布的基本特征和谱分布随高度不变(浓度可以变)的情况下, 采用美国标准大气资料计算出了一组气溶胶散射水平等效距离曲线。

这里, 我们根据文献[1]中的气溶胶散射水平等效距离曲线和水平传输实验资料, 分别在 6、7、8 级能见度的情况下, 计算了 1.06 微米激光 0—80 公里斜程不同仰角的透过率。其结果示于图 6—图 8。

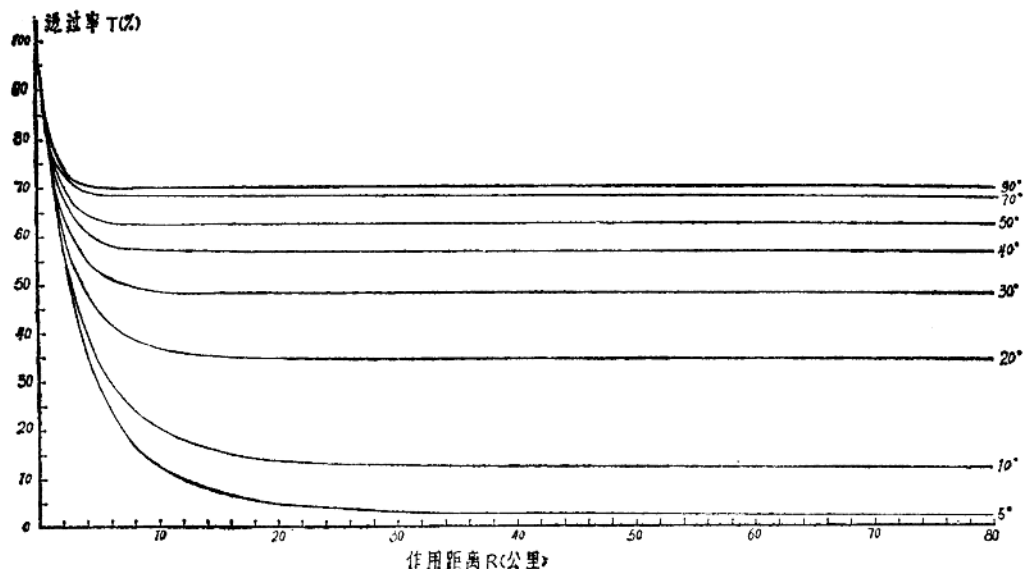


图 6. 1.06 微米激光斜程大气传输的透过率。

能见度: 6 级, 水平衰减系数取 $\beta = 0.29 \text{ 公里}^{-1}$ 。

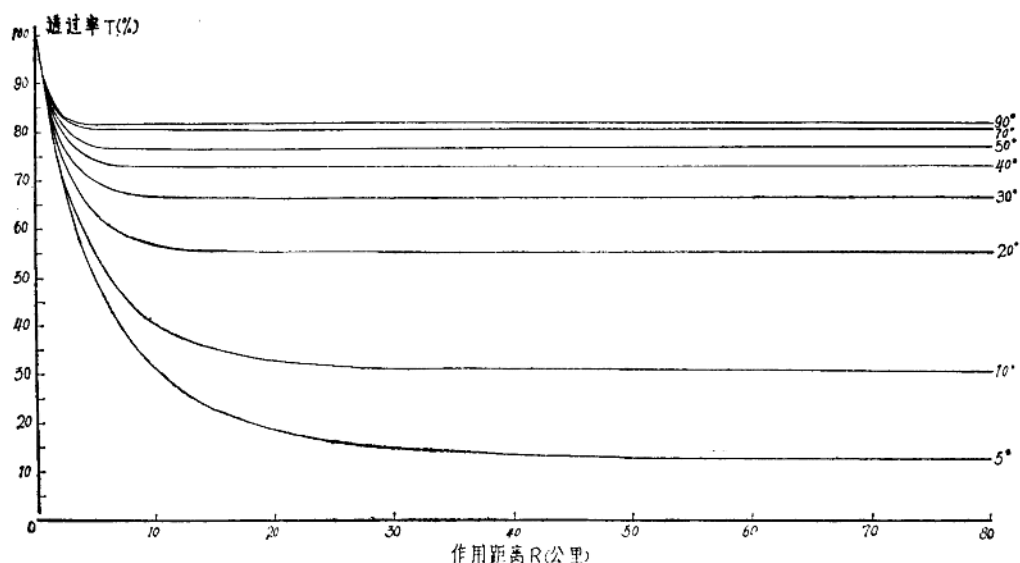


图 7. 1.06 微米激光斜程大气传输的透过率。

能见度 7 级, 水平衰减系数取 $\beta = 0.16 \text{ 公里}^{-1}$ 。

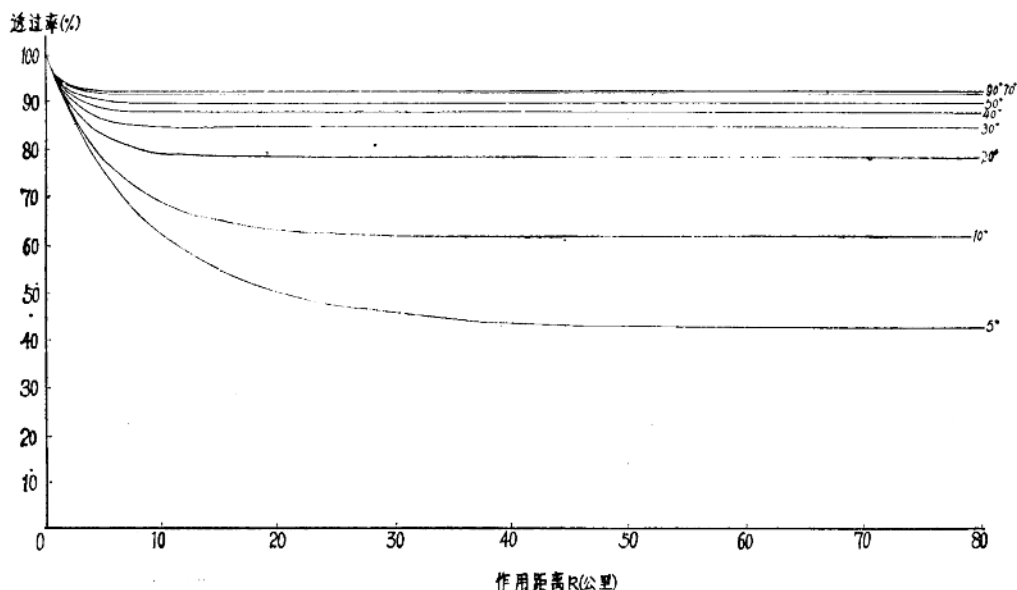


图 8. 1.06 微米激光斜程大气传输的透过率。

能见度 8 级, 水平衰减系数取 $\beta = 0.067 \text{ 公里}^{-1}$ 。

由图可见, 1.06 微米激光在通过斜程大气传输时, 衰减主要发生在离地面高度 3 公里左右的范围内, 3 公里高度以上的衰减几乎可以忽略不计。以图 7 为例 (下面均以此图讨论), 当仰角为 90 度时, 离地面 3 公里作用距离的衰减为 17.5%, 而整层衰减为 18.5%, 其差值

小于1%。另外当仰角越低，起衰减作用的斜程作用距离也越长，衰减也就越大。例如当仰角为5度时起衰减作用的作用距离约30公里，衰减值约为85%，要比仰角90度时起衰减作用的作用距离大10倍！其衰减值也要大5倍！这是因为气溶胶分布主要在低层。当仰角越低，激光通过低层大气的路程越长，因而衰减也就必然越大。为此，如果把光学仪器携带至3公里以上高空或提高仰角都可以大大地减小1.06微米激光的大气衰减。

最后必须指出，上述结果在下雨和有雾的情况下是不适用的。同时当激光光束通过云层时，云的衰减还需另加考虑。

五、结 束 语

伟大领袖毛主席教导我们：“人们的认识，不论对于自然界方面，对于社会方面，也都是一步一步地由低级向高级发展，即由浅入深，由片面到更多的方面。”我们对1.06微米钕玻璃脉冲激光在大气中传输的衰减，虽然已经做了一些工作，有了一定的认识。但是还不够，特别是斜程传输的衰减我们只做了理论上的估计，目前还未取得直接的实验资料。同时，气象因子对1.06微米激光传输衰减影响的规律性如何，大能量大功率激光光束在大气中传输是否产生非线性效应等问题，目前还不是很清楚。这些都有待今后进一步的研究。

(吴际华整理)

参 考 文 献

- [1] 龚知本，“关于激光在大气中水平衰减实验资料换算为斜程衰减的研究”，尚未发表。
- [2] G. N. Plass, P. J. Wyatt, and V. R. Stull, “The Infrared Transmittance of Water Vapor”, Appl. Opt., Vol. 3, No. 2, (1964)
- [3] Elteman, L., “Atmospheric Attenuation Model, 1964, in the Ultraviolet, Visible, and Infrared Region for Altitudes to 50 Km”, Rep AFCRL-67-740, (1964)。

10.6 微米激光波段水平衰减的相对测量

一九六八年一月至九月，在北京北郊沙河地区进行了10.6微米激光波段水平衰减的相对测量，传输距离为2.2公里，接收和发射装置离地面高度为5米，下垫面是田野。

测量方案是假定晴天能见度大于30公里情况下，在2.2公里的传输距离上的衰减为零，以此为标准，相对测量能见度小于30公里的各种天气情况的衰减值。

得到测量结果如下：

天气状况，能见度 (KM)	温度 °C	相对湿度	衰 减 (分贝/公里)
10—20	-4.6	58%	≈ 0.3
10			0.8
10—15	-6.0	66%	1.5
6—8	20.0	40%	3*
小雨 15—17			2.8*
小雨 1.5—2			6.5**
小雨 3—5			3.8**
中雨 10—13			4.3*
中雨 1.5—2			7.4**
中雨 2—3			6.0**
大雨 1—1.5			15.0**
大雨 2—3			<10.3> ** 12.4
大雪 2—3			8.1
轻雾 1.5			11.0

图中 *表示4月份测量结果，

**表示9月份测量结果，

应该指出，上述结果是采用相对测量方法得到的。由于大气中的CO₂和水汽对10.6微米激光的吸收比较严重，而CO₂与水汽的含量和大气能见度基本上无直接关系，所以假定能见度大于30公里以上衰减为零是不够合理的，特别在能见度10公里以上测得的结果其值必然偏小，相对误差也就较大，因此上表只能反映坏天气情况下的衰减值。

(王定华整理)

大气二氧化碳对 CO_2 激光辐射 各谱线的吸收

提 要

本文首先推导了大气二氧化碳对 CO_2 激光辐射各谱线的吸收的计算公式, 并利用标准大气计算了各谱线的吸收, 发现 P(16) 线吸收最大。当转动能级 J 值大于 16 时, 吸收值随 J 值的增大而成指数减小。其次, 利用 P(20) 线吸收计算公式, 对分布于全国的 30 个台站一、七两个月的大气 CO_2 对 10.6 微米激光辐射吸收进行了计算。最后, 在实验室内, 进行了模拟大气测量, 其结果与理论计算结果相当一致, 并发现 CO_2 的自压力加宽和空气压力加宽相差不多。

一、问题的提出

伟大领袖毛主席教导我们: “在生产斗争和科学实验范围内, 人类总是不断发展的, 自然界也总是不断发展的, 永远不会停止在一个水平上。因此人类总得不断地总结经验, 有所发现, 有所发明, 有所创造, 有所前进。停止的论点, 悲观的论点, 无所作为和骄傲自满的论点都是错误的。” 在我们初步总结了上阶段的 CO_2 激光辐射的吸收测量^[1], 发现由于我们采用了相对测量方法, 即作了在能见度极好的 (≥ 30 公里) 情况下, 衰减为零的假定。由于大气中 CO_2 的分布与能见度基本上没有关系, 因此在我们过去测量的结果中, 实际上没有包括大气中的 CO_2 吸收。至于 CO_2 吸收的重要性国外最近已有报导^{[2] [3]}。但他们仅推导了 P(20) 线的计算公式, 而且在推导过程中还存在着不少问题。例如资料^[2]中所考虑的温度效应以及低态分子浓度正比 $\frac{10^{-970}}{T}$ 看来并不完全适当。至于资料^[3], 它没有给出计算 k_r 值的最后公式, 我们并不清楚他们如何得到文中表(1), 但是在该文中用的公式(8)来计算 S 显然是不对的。这里我们仅举出了他们工作中若干明显的问题, 还有其它一些值得讨论的问题, 这里不再一一列举。基于上述原因, 我们重新推导了 P(20) 线的计算公式。为了比较大气 CO_2 对 10.4 微米 ($00^{\circ}1 - 10^{\circ}0$) 振动带 P 支各谱线吸收的差别, 我们也导出了 10.4 微米带 P 支各谱线的吸收公式。并都采用标准大气对各个不同天顶角计算其吸收值。另外由于 CO_2 的吸收系数与温度有密切关系, 因此我们计算了我国不同地区一、七两个月大气 CO_2 对 CO_2 激光辐射 P(20) 线的吸收。(因为对于一般激光器经常输出 P(20) 线)。

为了进一步证实理论计算结果, 我们在实验室中进行了模拟大气测量。

根据资料^[4], 式中 S_{lu} 为:

$$S_{lu} = \frac{C}{8\pi \gamma_{lu}^2 P_{\text{CO}_2}} \cdot N_l \cdot A_{u \rightarrow l} \frac{g_u}{g_l} \left[1 - \exp\left(-\frac{h \gamma_{lu}}{kT}\right) \right] \quad (5)$$

其中 S_{lu} 为积分线强度；单位为厘米⁻²大气压⁻¹； C 为光速； N_l 为低态单位体积内的分子数； g_u 、 g_l 分别为高态和低态的统计权重； $A_{u \rightarrow l}$ 为爱因斯坦自发放射系数； h 为普朗克常数； k 为波尔茨曼常数； γ_{lu} 为频率。

在一般情况下， $k \gamma_{lu} \gg kT$ ，所以(4)式可以简化为：

$$S_{lu} = \frac{1}{8\pi\gamma_{lu}^2 P_{CO_2}} \cdot N_l \cdot A_{u \rightarrow l} \frac{g_u}{g_l} \quad (6)$$

根据麦克斯威尔——波尔茨曼分布，式(6)中 N_l 为：

$$N_l = N_T \cdot \frac{g_l \cdot e^{-\frac{E_l}{kT}}}{\theta(T)} \quad (7)$$

其中 $\theta(T)$ 为总配分函数。

若不考虑振转的相互作用，则：

$$Q(T) = Q_{v(T)} \cdot Q_{J(T)} \quad (8)$$

其中

$$Q_{v(T)} = \sum_v g_v \exp\left[-\frac{\epsilon_v}{kT}\right] \quad (9)$$

$$Q_{J(T)} = \sum_J g_J \exp\left[-\frac{\epsilon_J}{kT}\right] \quad (10)$$

Q_v 、 Q_J 分别为振动配分函数和转动配分函数； g_v 、 g_J 分别为振动统计权重和转动统计权重； ϵ_v 、 ϵ_J 分别为振动能与转动能。

资料^[8] 将(10)式简化为：

$$Q_{J(T)} = \frac{kT}{k_{CB}} + \frac{1}{3} + \frac{1}{315} \left(\frac{h_C}{kT} \right) (21B - BD - 6F) \quad (11)$$

二、计算公式推导

根据我们计算与模拟实验发现，在大气垂直高度为 0—20 公里左右，分子碰撞加宽远大于多普勒加宽，因此，在这高度范围内，只要考虑碰撞加宽就足够了。即 CO_2 线吸收系数 k_v 满足劳伦兹线型：

$$k_v = \frac{S\alpha_L}{\pi[(\gamma - \gamma_0)^2 + \alpha_L^2]} \quad (1)$$

式中 S 为积分线强度单位为(厘米)⁻²， α_L 为劳伦兹线型半宽度单位为厘米⁻¹， γ 为波数单位为厘米⁻¹， γ_0 为线中心频率。

由于大气 CO_2 对 10.4 微米带谱线吸收是线中心吸收，因此(1)式可简化为：

$$k_{v0} = \frac{S}{\pi\alpha_L} \quad (2)$$

根据分子碰撞理论与实验修正：

$$\alpha_L = \alpha_{L0} P \left(\frac{T_0}{T} \right)^{0.58} \quad (3)$$

其中 P 为大气的气压(单位为大气压)； α_{L0} 为一个大气压温度为 T_0 情况下的劳伦兹半宽

度(单位为1/厘米大气压)。

式(2)中 S 为:

$$S = S_{10} \cdot P_{CO_2} \quad (4)$$

P_{CO_2} 为 CO_2 的气压, 单位为大气压。

并将(11)式简化为一个多项式。应该指出, (11)式仅在低温时成立^[6]。在大气温度下, 究竟会有多大误差, 是否象资料^[3]中指出的那样小, 是值得研究的。

我们没有利用(11)式进行计算, 而直接根据资料^[6], 利用(8)式、(9)式、(10)式来计算 Q 值(见资料^[6]表^[11])。

(7)式中 ε_1 为:

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_v + \varepsilon_j \quad (12)$$

而 ε_v 为:

$$\varepsilon_v = W_v'(000) - W_v'(n_1 n_2 n_3) \quad (13)$$

对于 CO_2 分子, W_v' 值为^[7]

$$\begin{aligned} W_v'(n_1 n_2 n_3) = & h_{CL} 1351.2(n_1 + \frac{1}{2}) + 672.2(n_2 + 1) + 2396.4(n_3 + \frac{1}{2}) \\ & - 0.3(n_1 + \frac{1}{2}) - 1.3(n_2 + 1)^2 - 12.5(n_3 + \frac{1}{2})^2 + 5.7(n_1 + \frac{1}{2})(n_2 + 1) \\ & - 21.9(n_1 + \frac{1}{2})(n_3 + \frac{1}{2}) - 11.0(n_2 + 1)(n_3 + \frac{1}{2}) \end{aligned} \quad (14)$$

对于线型多原子分子, 转动能有如下的近似关系式^[5]:

$$\varepsilon_j = B h c_{(J+1)} J \quad (15)$$

B 为转动常数, 对于 CO_2 分子而言, B 值为 0.3897 厘米^{-1} ^[8]。

将(12)、(13)、(14)各式代入(7)式, 则 CO_2 (100) 态各能级 (J 从 12 到 38, 这些谱线已在 CO_2 激光器中观测到^[8]) 的 N_i 值为:

$$\begin{aligned} N_{112} &= N_T g_1 \cdot \frac{10}{Q_{(T)}} \cdot \frac{-879}{T} & N_{114} &= N_T g_1 \cdot \frac{10}{Q_{(T)}} \cdot \frac{-892}{T} \\ N_{116} &= N_T g_1 \cdot \frac{10}{Q_{(T)}} \cdot \frac{-907}{T} & N_{118} &= N_T g_1 \cdot \frac{10}{Q_{(T)}} \cdot \frac{-924}{T} \\ N_{120} &= N_T g_1 \cdot \frac{10}{Q_{(T)}} \cdot \frac{-943}{T} & N_{122} &= N_T g_1 \cdot \frac{10}{Q_{(T)}} \cdot \frac{-964}{T} \\ N_{124} &= N_T g_1 \cdot \frac{10}{Q_{(T)}} \cdot \frac{-987}{T} & N_{126} &= N_T g_1 \cdot \frac{10}{Q_{(T)}} \cdot \frac{-1012}{T} \\ N_{128} &= N_T g_1 \cdot \frac{10}{Q_{(T)}} \cdot \frac{-1039}{T} & N_{130} &= N_T g_1 \cdot \frac{10}{Q_{(T)}} \cdot \frac{-1068}{T} \\ N_{132} &= N_T g_1 \cdot \frac{10}{Q_{(T)}} \cdot \frac{-1098}{T} & N_{134} &= N_T g_1 \cdot \frac{10}{Q_{(T)}} \cdot \frac{-1136}{T} \\ N_{136} &= N_T g_1 \cdot \frac{10}{Q_{(T)}} \cdot \frac{-1165}{T} & N_{138} &= N_T g_1 \cdot \frac{10}{Q_{(T)}} \cdot \frac{-1202}{T} \end{aligned} \quad (16)$$