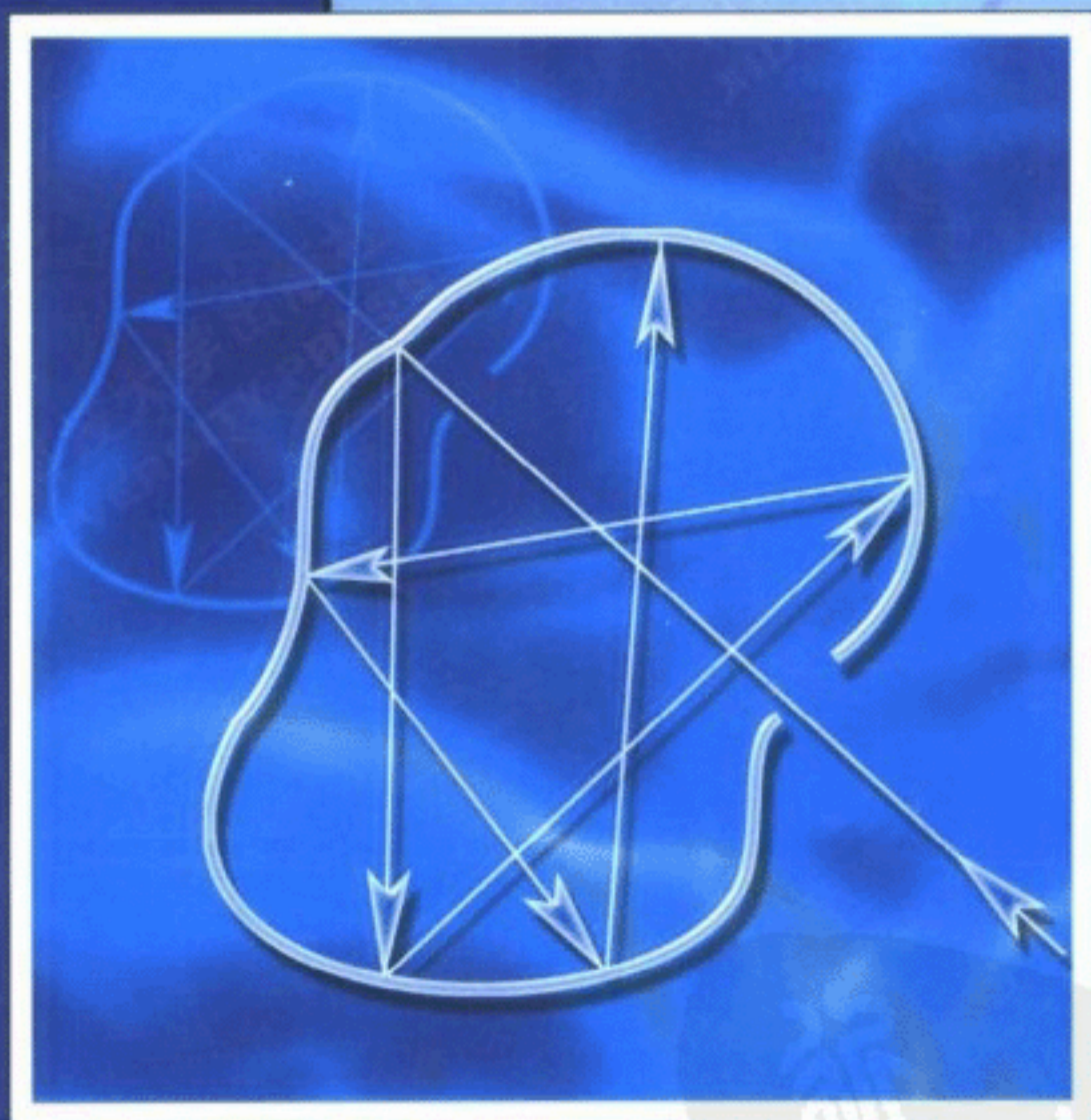





研究生系列教材

红外物理



张建奇 方小平 编著

西安电子科技大学出版社
<http://www.xduph.com>

 研究生系列教材

红外物理

张建奇 方小平 编著

西安电子科技大学出版社



内 容 简 介

本书系统地论述了红外辐射的发射、传输及测量等过程中的基本原理和规律。

全书共分为7章。第1章介绍了红外辐射的基本知识；第2章讨论了辐射度学和光度学的一些基本概念、基本规律和辐射量的计算；第3章讨论了黑体的辐射规律，并通过确定某一温度下物体的发射率把任意物体的辐射与黑体的辐射联系起来；第4章讨论了作为标准用于校准的黑体型辐射源以及实验室常用的其他标准辐射源；第5章讨论了目标与背景的红外辐射特性；第6章讨论了红外辐射在大气中传输时发生衰减的物理起因以及大气透射率的计算方法；第7章介绍了红外辐射测量中常用的基本设备、红外辐射参数测量的原理和方法。

本书叙述由浅入深、循序渐进；内容全面、系统，重点突出。

本书可作为红外技术、光电子技术、光学工程等专业的本科高年级学生及研究生的专业教材，也可供这些专业的科技工作者参考。

图书在版编目(CIP)数据

红外物理/张建奇,方小平编著. —西安:西安电子科技大学出版社,2004.6

(研究生系列教材)

ISBN 7 - 5606 - 1364 - 0

I. 红… II. ①张… ②方… III. 红外辐射-研究生-教材 IV. 0434.3

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2004)第 012340 号

策 划 夏大平

责任编辑 宁殿艳

出版发行 西安电子科技大学出版社(西安市太白南路2号)

电 话 (029)88242885 88201467 邮 编 710071

http://www.xduph.com E-mail: xdupfb@pub.xaonline.com

经 销 新华书店

印刷单位 陕西画报社印刷厂

版 次 2004年6月第1版 2004年6月第1次印刷

开 本 787毫米×1092毫米 1/16 印张 15

字 数 347千字

印 数 1~4 000册

定 价 20.00元

ISBN 7 - 5606 - 1364 - 0/O · 0069(课)

XDUP 1635001 - 1

*** 如有印装问题可调换 ***

本社图书封面为激光防伪覆膜,谨防盗版。



前 言

自然界一切温度高于绝对零度的物体(物质)无不在每时每刻产生着红外辐射,且这种辐射都载有物体的特征信息,这就为探测和识别各种目标提供了客观基础。因此,自从英国天文学家赫谢耳(Herschel)在1800年发现红外线以来,随着红外辐射理论、红外探测器、红外光学以及红外探测及跟踪系统等的发展,红外技术在国民经济、国防和科学研究中得到了广泛的应用,已成为现代光电子技术的重要组成部分,受到世界各国的普遍关注。

红外探测器是红外系统的核心部件,是发展红外技术的先导。200年来的红外发展历史证明:每一种性能更好的新型红外探测器的出现都标志着人类认识红外辐射的进步,它将有力地推动着整个红外技术的发展。20世纪50年代中期,由于高灵敏度硫化铅红外探测器的出现,导致红外制导的空—空导弹的研制成功并在实战中得到应用;60年代初期,应用长波红外探测器的行扫描仪在高空飞机侦察方面起了重要作用;60年代中期,机载红外前视装置研制成功并在越南战场上使用;70年代初期,由于碲镉汞等三元系化合物半导体红外探测器的出现和多元技术的发展,使得红外技术在卫星预警、侦察、民用遥感技术中得到应用。此后,军事红外装备,如红外夜视、机载红外前视、红外制导导弹、红外侦察等成为现代军事装备的重要组成部分。近30年来,红外探测器技术已从第一代的单元和线阵列发展到了第二代的二维时间延迟与积分(TDI)8~12 μm 的扫描和3~5 μm 的640×480元InSb凝视阵列。目前红外探测器技术正在由第二代阵列技术向第三代微型化高密度和高性能红外焦平面阵列技术方向发展。目前红外探测器具有如下特点:

1. 超高集成度的焦平面探测器像元

像可见光CCD之类的摄像阵列一样,要提高系统成像的分辨率和目标识别能力,大幅度地提高系统焦平面红外探测像元的集成度是一种重要的途径。各公司厂家都在尽力增加焦平面阵列的像元数,发展各种格式的大型或特大型红外焦平面阵列。在1~3 μm 的短波红外(SWIR)焦平面阵列方面,由于多年来的军用都集中在中波红外(MWIR)和长波红外(LWIR)波段,因而SWIR焦平面阵列技术的发展受到忽略,但由于这个波段的许多应用是MWIR和LWIR应用达不到的,因而近几年来加快了对SWIR焦平面阵列技术的发展步伐,目前的阵列规模已达到2048×2048元。

2. 高性能

由于采用诸如 MBE、MOCVD 这样的高精度控制制作工艺，微机械加工技术和 CMOS 这样的大型或特大型集成多路传输器不但实现了如 1024×1024 元、 2048×2048 元这样的大型二维凝视红外焦平面阵列的高速大容量的信号处理，而且获得了高度均匀性的阵列焦平面响应特性，进一步提高了阵列的性能。

3. 高密度小像元尺寸

大型或特大型高密度集成，特别是 100 万及其以上的探测器元集成焦平面阵列要求采用高精度的超大规模集成电路加工技术(如亚微米)和微机械加工技术，焦平面阵列技术的发展很大程度上取决于超大规模集成电路的进展。DRAM 每个单元仅要求有一个晶体管，而红外焦平面阵列读出电路则需有三个或更多的晶体管，而且其中有一个必须是低噪声模拟的。目前 DRAM 生产水平设计规格为 $0.25 \mu\text{m}$ ，预生产设计规格已是 $0.18 \mu\text{m}$ ，在这样先进的加工条件下，焦平面阵列多路传输器和探测器元尺寸都可进一步缩小，阵列元数集成度更高。目前的红外焦平面阵列由于采用亚微米加工技术，像元尺寸大为缩小，实现了小像元高密度的红外焦平面集成的进一步发展。

4. 多色工作

随着红外焦平面阵列制作技术的迅速进展，近期在双色或多色红外焦平面阵列技术发展方面取得了显著的进展。目前已研制出了 $8 \sim 9 \mu\text{m}$ 和 $14 \sim 15 \mu\text{m}$ 的双色 640×486 元 GaAs/AlGaAs 量子阱红外焦平面阵列，但这种技术目前的工作温度尚不到 77 K。同时探测器像元要求两种工作电压，长波敏感区需极高的偏压 ($>8 \text{ V}$) 实现长波红外探测，虽然电压可调，但它不能同时提供两个波段的数据。

目前先进的红外焦平面阵列技术正处在从第二代向第三代更为先进的阵列技术发展的转变时期。世界各国正在加紧确定第三代红外焦平面阵列技术的概念，各有关公司和厂家机构的注意力已转向第三代红外焦平面阵列传感器的发展。第三代红外焦平面阵列技术要满足以下几种要求：

- (1) 焦平面上探测器像元的集成度进一步提高，至少双色工作；
- (2) 高的工作温度，以便实现低功耗和小型轻量化的系统应用；
- (3) 非致冷工作红外焦平面阵列传感器的性能达到或接近目前第二代致冷工作红外焦平面阵列传感器的水平；
- (4) 必须是极低成本的微型传感器，甚至是一次性应用的传感器。

最终的第三代红外焦平面阵列将是极低成本的微型传感器，它将占领整个红外市场，其未来的应用将是无人操作的一次性应用传感器，如微型无人驾驶航空飞行器，头盔安装式红外摄像机和微型机器人等。跨入 21 世纪以来，红外

热成像技术的发展已经历了 30 多个年头。它已从当初的机械扫描机构发展到了目前的固体小型化全电子自扫描凝视摄像，特别是非致冷技术的发展使红外热摄像技术从长期的主要军事目的扩展到诸如工业监控测温、执法缉毒、安全防范、医疗卫生、遥感、设备先期性故障诊断与维护、海上救援、天文探测，以及车辆、飞行器和舰船的驾驶员夜视增强观察仪等广阔的民用领域。

红外遥感技术是红外物理与技术研究和应用进展的重要标志。红外遥感由于具有保密性好、抗干扰本领强、能昼夜连续工作等优点，因此首先在空中军事侦察中占有十分重要的位置。同时在气象、土地资源管理、自然灾害、环境污染分析等方面得到广泛的应用，并取得了令世人瞩目的成果。红外光学遥感器是空间光学遥感器中研制难度最大、用途最广的。它集合了光学、精密机械、空间制冷、温度控制、探测器和系统控制等多种领域的技术成果，体现着一个国家的综合科技实力。目前国际上只有少数发达国家具有研制和开发红外光学遥感器的技术实力。从美国 1960 年发展气象卫星、1972 年发射陆地卫星和 1978 年发射海洋卫星以来，这三个应用领域使用的光学遥感器无论是地面分辨率、温度分辨率、辐射分辨率、光谱分辨率和重复观测周期，还是波段范围的开发利用都有长足的进展。

以傅里叶变换光谱技术为代表的红外光谱学在气态、液态、固态等不同形态分析对象中得到了广泛的应用，例如，大气污染分析、混合气体中大气毒物定量分析、燃烧废气的检测、润滑油品质分析、化妆品质量分析等。红外光谱技术无论是在对固体、液体、气体的定量还是定性分析中都有广泛的应用，如果能够选取恰当的定量分析方法，就可以达到非常有用的结果，并且红外光谱技术与气相色谱的联用使定量和定性分析更加准确。

目前，军事应用仍主宰着红外市场，预计在将来的一段时期内这种趋势还将持续下去。与此同时，商用红外市场的销售额也正在逐渐增长。很多生产商为降低红外系统单位成本，正在朝着合并其军用和商用生产线的方向发展。近几年，方兴未艾的红外技术在商业市场中占有份额的不断增长，也从另一个侧面说明红外技术还具有大量的潜在用户。

红外市场的增长受到多方因素推动。传统上，红外成像系统一般比较庞大、沉重并且价格昂贵。而近几年由于新技术的诞生、生产过程的改良、军用与商用生产线的合作等诸多因素，促进了更小、更轻和更经济的红外器件不断推出。生产成本的下降和技术逐渐成熟使红外技术的生产发展达到了一个新的水平，并涌现出很多新的应用。此外，多重超光谱效用和基本的红外技术相结合，也大大增强了红外技术的应用范围。

在市场销售方面，红外成像市场是一个具有较高经济效益的市场，以美国为例，2000 年，美国红外成像与红外测温系统的市场销售总额为 18.2 亿美元，

比上一年增长了3%，预计到2008年，总的市场销售额将达到28.2亿美元，年综合增长率达到6.5%。

由以上简述可知，红外技术在国防、国民经济和科学研究中得到了广泛的应用，并受到商业领域的密切关注。同时，红外技术也是一门正在迅速发展的学科，而且作为红外技术基础的红外物理涉及的内容十分广泛。

本书为西安电子科技大学研究生系列教材，由西安电子科技大学张建奇教授担任主编。

本书的参考学时为46~60学时，其内容分为7章。第1章介绍了红外辐射的基本概念和基本知识；第2章着重讨论了辐射度学中的一些基本规律和辐射量的计算，同时对光度学中的一些重要概念、定义和单位进行了说明；第3章讨论了黑体的辐射规律，即普朗克公式、维恩位移定律、斯蒂芬-波尔兹曼定律，并通过确定某一温度下物体的发射率把任意物体的辐射与黑体的辐射联系起来；第4章讨论了作为标准用于校准的黑体型辐射源以及实验室常用的其他标准辐射源；第5章讨论了红外系统所作用的目标与背景红外辐射特性以及目标与背景红外辐射特性研究中所涉及的一些理论问题；第6章讨论了红外辐射在大气中传输时发生衰减的物理起因以及大气透射率的计算方法，同时介绍了几个常用的大气辐射计算软件；第7章介绍了红外辐射测量中常用的基本设备、红外辐射参数测量的原理和方法。

本书第1~6章由张建奇编写，第7章由方小平编写。

在本书的编著过程中曾参阅多种国内、外书籍和文章，在此谨向各位作者一并表示感谢。

由于作者水平有限，书中难免会有不当或错误之处，希望各位读者批评指正。

此书的出版得到了西安电子科技大学研究生建设基金的资助。

编者

2004年4月



目 录

第 1 章 绪论	1
1.1 红外辐射的基本特征	1
1.1.1 电磁波谱	1
1.1.2 红外辐射	2
1.1.3 红外辐射的基本特点	4
1.2 红外物理及红外技术	4
第 2 章 辐射度学和光度学基础	7
2.1 引言	7
2.2 常用辐射量	8
2.2.1 辐射能	8
2.2.2 辐射功率	8
2.2.3 辐射强度	8
2.2.4 辐射出射度	9
2.2.5 辐射亮度	10
2.2.6 辐射照度	11
2.3 光谱辐射量与光子辐射量	12
2.3.1 光谱辐射量	12
2.3.2 光子辐射量	13
2.4 光度量	15
2.4.1 最大光谱光视效能和光谱光视效率	15
2.4.2 光通量	18
2.4.3 发光强度	19
2.4.4 光出射度	19
2.4.5 光亮度	19
2.4.6 光照度	20
2.4.7 发光效率	21
2.4.8 光量	21
2.5 朗伯余弦定律	21
2.5.1 朗伯辐射源的辐射亮度	22
2.5.2 朗伯辐射源的特征	22
2.5.3 朗伯辐射源的 L 与 M 关系	23
2.5.4 朗伯小面源的 I 、 L 、 M 的相互关系	23
2.6 辐射度量中的基本规律	23
2.6.1 距离平方反比定律	23
2.6.2 互易定理	24
2.6.3 立体角投影定理	25
2.6.4 Sumpner 定理	25
2.6.5 角系数的基本概念	26
2.7 辐射量计算举例	28
2.7.1 圆盘的辐射强度和辐射功率	28

2.7.2	球面的辐射强度和辐射功率	29
2.7.3	半球面的辐射强度和辐射功率	29
2.7.4	点源产生的辐射照度	30
2.7.5	小面源产生的辐射照度	30
2.7.6	扩展源产生的辐射照度	31
2.7.7	线状辐射源产生的辐射照度	32
2.7.8	简单几何形状辐射源的辐射特性	34
2.8	辐射传输中的相关定律	36
2.8.1	总功率定律	36
2.8.2	朗伯定律和朗伯-比耳定律	37
2.8.3	阿贝定律	40
2.9	光学系统中的辐射量计算	42
2.9.1	像的辐射亮度和辐射强度	42
2.9.2	像的辐射照度	45
2.9.3	系统的总辐射功率	46
	习题	47
	第3章 热辐射的基本规律	51
3.1	发光种类简介	51
3.2	理想黑体	51
3.2.1	基尔霍夫定律	51
3.2.2	密闭空腔中的辐射为黑体的辐射	52
3.2.3	辐射亮度与能量密度的关系	53
3.2.4	黑体为朗伯辐射体	53
3.3	普朗克公式	54
3.3.1	普朗克公式的推导	54
3.3.2	普朗克公式及其意义	57
3.3.3	普朗克公式的近似	58
3.3.4	用光子数表示的普朗克公式	58
3.3.5	用其他变量表示的普朗克公式	58
3.3.6	广义普朗克函数	59
3.4	维恩位移定律	60
3.4.1	维恩位移定律推导	60
3.4.2	黑体光谱辐射出射度的峰值	61
3.4.3	光子辐射量的维恩位移定律	61
3.4.4	维恩位移定律的广义表达式	62
3.5	斯蒂芬-玻尔兹曼定律	62
3.5.1	斯蒂芬-玻尔兹曼定律推导	62
3.5.2	用光子数表示的斯蒂芬-玻尔兹曼定律	63
3.6	黑体辐射的简易计算	63
3.6.1	黑体辐射函数	63
3.6.2	计算举例	64
3.7	辐射效率和辐射对比度	65
3.7.1	辐射效率	65
3.7.2	辐射对比度	67

3.8 发射率和实际物体的辐射	69
3.8.1 各种发射率的定义	69
3.8.2 朗伯辐射体的发射率	70
3.8.3 物体发射率的一般变化规律	72
3.8.4 热辐射体的分类	73
3.9 红外辐射测温	74
3.9.1 辐射温度	74
3.9.2 亮温度	75
3.9.3 色温度	75
习题	76
第4章 红外辐射源	79
4.1 腔体辐射理论	79
4.1.1 Gouffé 理论	79
4.1.2 Devos 理论	85
4.2 黑体型辐射源	91
4.3 实用红外辐射源	94
4.3.1 电热固体辐射源	94
4.3.2 气体放电辐射源	97
4.4 红外激光器	101
4.4.1 激光的特性	101
4.4.2 常用的激光器	102
习题	103
第5章 目标和背景红外辐射特性	105
5.1 环境的光辐射特性	105
5.1.1 太阳的光辐射特性	105
5.1.2 月亮的光辐射特性	108
5.1.3 天空背景的光辐射特性	108
5.1.4 地物的光辐射特性	111
5.1.5 海洋背景的光辐射特性	113
5.2 目标的光辐射特性	115
5.2.1 火箭的红外辐射特性	115
5.2.2 飞机的红外辐射特性	117
5.2.3 坦克的红外辐射特性	121
5.2.4 火炮的红外辐射特性	122
5.2.5 红外诱饵的辐射特性	123
5.2.6 人体的红外辐射特性	124
习题	124
第6章 红外辐射在大气中的传输	126
6.1 地球大气的基本组成	127
6.2 大气的气象条件	128
6.2.1 大气温度	128
6.2.2 大气压强	130
6.2.3 大气密度	132
6.3 大气中的主要吸收气体	135

6.3.1	水蒸气	135
6.3.2	二氧化碳	138
6.3.3	臭氧	140
6.4	大气中的主要散射粒子	141
6.5	大气的吸收衰减	144
6.5.1	大气的选择吸收	144
6.5.2	光谱线的展宽和线型	146
6.5.3	分子的单线吸收	154
6.5.4	分子的带吸收模型	157
6.5.5	斜程的大气吸收	165
6.5.6	表格法计算大气的吸收	166
6.6	大气的散射衰减	178
6.6.1	一般方程	179
6.6.2	瑞利散射	180
6.6.3	米氏散射	181
6.6.4	散射衰减的工程算法	183
6.7	大气透射率的计算举例	186
6.7.1	大气透射率的计算步骤	186
6.7.2	计算举例	187
6.8	清洁大气在宽谱段内的积累吸收	188
6.9	大气红外辐射传输计算软件介绍	189
6.9.1	各种软件简介	190
6.9.2	LOWTRAN 软件	193
	习题	199
第7章	红外辐射测量仪器及基本参数测量	200
7.1	红外辐射测量仪器	200
7.1.1	单色仪	200
7.1.2	光谱辐射计	202
7.1.3	红外分光光度计	203
7.1.4	傅里叶变换红外光谱仪	206
7.1.5	多通道光谱仪	208
7.2	基本辐射量的测量	209
7.2.1	辐射亮度的测量	209
7.2.2	辐射强度的测量	210
7.2.3	总辐射通量的测量	210
7.3	红外发射率测量	213
7.3.1	半球全发射率测量	213
7.3.2	法向光谱发射率测量	215
7.4	红外反射比测量	219
7.4.1	反射比的定义	219
7.4.2	积分球反射计	222
7.5	红外吸收比和透射比测量	226
	习题	227
	参考文献	228

第 1 章 绪 论

本章主要介绍红外辐射的基本知识，明确红外物理所涉及的主要内容。

1.1 红外辐射的基本特征

红外辐射的基本概念及其特点是讨论其他问题的出发点。

1.1.1 电磁波谱

从电磁学理论知道，物质内部带电粒子(如电子)的变速运动都会发射或吸收电磁辐射。电磁辐射在空间传播过程中所携带的能量称为电磁辐射能。

在日常生活中，我们遇到的各种辐射，如 γ 射线、X射线、紫外线、可见光、红外线、微波、无线电波等都是电磁辐射。由于产生或探测各种辐射的方法不同，因此，历史上它们就得到了上述各种不同的名称，但在本质上它们是相同的，所以把各种辐射统称为电磁辐射。如果把这些辐射按其波长(或频率)的次序排列成一个连续谱，就称之为电磁波谱，如图 1-1 所示。所有的电磁辐射都具有波动性，因此电磁辐射又称为电磁波。所有电磁波都遵循同样形式的反射、折射、干涉、衍射和偏振定律，且在真空中传播的速度具有同样的数值，称之为真空中的光速，其值为 $c = (2.997\ 924\ 58 \pm 0.000\ 000\ 12) \times 10^8$ m/s。

在真空中，频率为 ν 的电磁波，波长为 λ ，真空中的光速为 c ，则有

$$\lambda\nu = c \quad (1\ 1)$$

在介质中，同样频率 ν 的电磁波，波长为 λ' ，速度为 c' ，则有

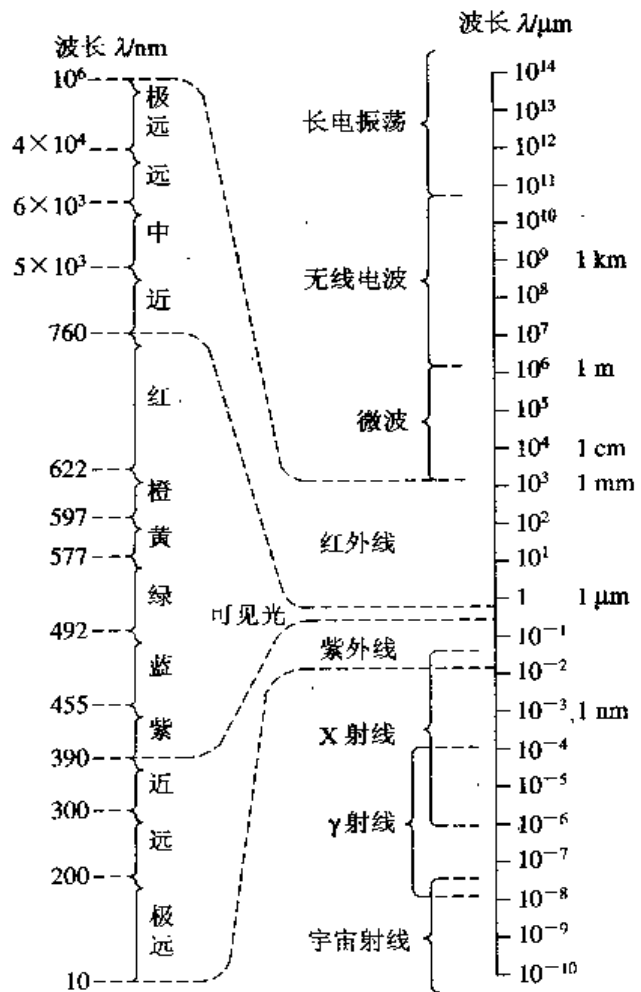


图 1-1 电磁波谱

$$\lambda' \nu = c' \quad (1-2)$$

由前面二式得到

$$\lambda = \frac{c}{c'} \lambda' = n \lambda' \quad (1-3)$$

式中, $n=c/c'$ 称为介质对真空的折射率。式(1-3)表明, 同一频率的电磁波, 在介质中的波长是真空中波长的 $1/n$ 。

在光谱学中, 由于电磁波的频率是很大的数值, 不能直接测量, 并且测得的频率数值精度通常比测得的波长数值精度低, 因此, 多用波长来标志紫外线、可见光和红外线。如无特殊说明, 后面所引用的波长数值均是指在真空中的数值。

在描述红外辐射时, 波长的单位通常用微米(μm)表示, 它与纳米(nm)以及埃(\AA)的关系为

$$1 \mu\text{m} = 10^{-3} \text{mm} = 10^{-4} \text{cm} = 10^{-6} \text{m}$$

$$1 \mu\text{m} = 10^3 \text{nm} = 10^4 \text{\AA}$$

在光谱学中, 电磁波除了用波长 λ 或频率 ν 等参数来表征外, 还经常用波数 $\tilde{\nu}$ 来表示。如果电磁辐射在真空中的波长用米(m)表示, 则波长值的倒数就是波数值, 即

$$\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda} \quad (1-4)$$

在国际单位制中, 波数的单位是 m^{-1} 。它的意义相当于在真空中 1 m 长的路程上包含有多少个波长的数值。利用式(1-1), 可得到波数 $\tilde{\nu}$ 和频率 ν 的关系为

$$\tilde{\nu} = \frac{\nu}{c} \quad (1-5)$$

即波数和频率成正比, 波数大小同样可反映频率的高低, 因此, 在光谱学中, 有时又把波数 $\tilde{\nu}$ 称为“频率”。应该注意, 在使用“频率”一词时, 不要将它与真正的频率弄混。

由于电磁辐射具有波粒二象性, 因此, 电磁辐射除了作为一种电磁波而遵守上述的波动规律以外, 它还以光量子的形式存在。在考虑电磁辐射的辐射和吸收问题时, 必须把电磁辐射看成分立的微粒集合, 这种微粒称为光子。一个光子具有的能量为

$$\varepsilon = h\nu \quad (1-6)$$

式中, $h=(6.626\ 176 \pm 0.000\ 036) \times 10^{-34} \text{J} \cdot \text{s}$ 称为普朗克(Planck)常数。

由式(1-1)与式(1-4)得, 光子能量与波长和波数的关系为

$$\varepsilon = \frac{hc}{\lambda} = hc\tilde{\nu} \quad (1-7)$$

即光子的能量与波长 λ 成反比, 或者说, 光子的能量与波数 $\tilde{\nu}$ 成正比。在光谱学中, 有时直接用波数 $\tilde{\nu}$ 来表示光子的能量。

光子的能量还常用电子伏特(eV)来表示。一个电子伏特的能量是指在真空中一个自由电子在 1 V 电位差的加速下所获得的动能。

电子伏特和焦耳(J)之间的换算关系为

$$1 \text{eV} = 1.602\ 189\ 2 \times 10^{-19} \text{J}$$

1.1.2 红外辐射

红外辐射也称红外线, 是 1800 年由英国天文学家赫谢耳(Herschel)在研究太阳七色光

的热效应时发现的。他用分光棱镜将太阳光分解成从红色到紫色的单色光，依次测量不同颜色光的热效应。他发现：当水银温度计移到红光边界以外，人眼看不见有任何光线的黑暗区时，温度反而比红光区域高。反复实验证明，在红光外侧，确实存在一种人眼看不见的“热线”，后来称之为“红外线”。

红外线存在于自然界的任何一个角落。事实上，一切温度高于绝对零度的有生命和无生命的物体时时刻刻都在不停地辐射红外线。太阳是红外线的巨大辐射源，整个星空都是红外线源，而地球表面，无论是高山大海，还是森林湖泊，甚至是冰川雪地，也在日夜不断地辐射红外线。特别是活动在地面、水面和空中的军事装置，如坦克、车辆、军舰、飞机等，由于它们有高温部位，往往都是强红外辐射源。在人们的生活环境中，如居住的房间里，到处都有红外线源，如照明灯、火炉，甚至一杯热茶，都在放出大量红外线。更有趣的是，人体自身就是一个红外线源，而且一切飞禽走兽也都是红外线源。总之，红外线充满整个空间。

由图 1-1 可知，红外辐射从可见光的红光边界开始，一直扩展到电子学中的微波区边界。红外辐射的波长范围是 $0.75 \sim 1000 \mu\text{m}$ ，是个相当宽的区域。

在电磁波谱中，红外辐射只占有小部分波段。整个电磁波谱包括 20 个数量级的频率范围，可见光谱的波长范围 ($0.38 \sim 0.75 \mu\text{m}$) 只跨过一个倍频程，而红外波段 ($0.75 \sim 1000 \mu\text{m}$) 却跨过大约 10 个倍频程。因此，红外光谱区比可见光谱区含有更丰富的内容。在红外技术领域，通常把整个红外辐射光谱区按波长分为四个波段，见表 1-1。

表 1-1 红外辐射光谱区划分

波段	近红外	中红外	远红外	极远红外
波长/ μm	0.75~3	3~6	6~15	15~1000

以上的划分方法基本上是考虑了红外辐射在地球大气层中的传输特性而确定的。例如，前三个波段中，每一个波段都至少包含一个大气窗口。所谓大气窗口，是指在这一波段内，大气对红外辐射基本上是透明的，如图 1-2 所示。

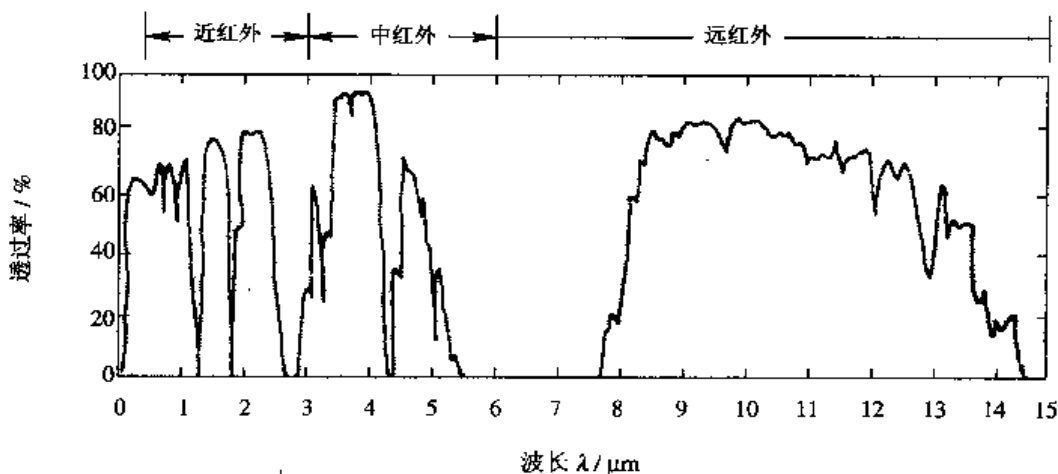


图 1-2 红外大气窗口

另外,需要说明的是,在光谱学中,根据红外辐射产生的机理不同,红外辐射按波长分为三个区域:

近红外区: $0.75\sim 2.5\ \mu\text{m}$, 对应原子能级之间的跃迁和分子振动泛频区的振动光谱带;

中红外区: $2.5\sim 25\ \mu\text{m}$, 对应分子转动能级和振动能级之间的跃迁;

远红外区: $25\sim 1000\ \mu\text{m}$, 对应分子转动能级之间的跃迁。

1.1.3 红外辐射的基本特点

红外辐射是一种电磁辐射,它既具有与可见光相似的特性,如反射、折射、干涉、衍射和偏振,又具有粒子性,即它可以以光量子的形式被发射和吸收。这已在电子对产生、康普顿散射、光电效应等实验中得到充分证明。此外,红外辐射还有一些与可见光不一样的独有特性:

(1) 红外辐射对人的眼睛不敏感,所以必须用对红外辐射敏感的红外探测器才能探测到;

(2) 红外辐射的光量子能量比可见光的小,例如 $10\ \mu\text{m}$ 波长的红外光子的能量大约是可见光光子能量的 $1/20$;

(3) 红外辐射的热效应比可见光要强得多;

(4) 红外辐射更易被物质所吸收,但对于薄雾来说,长波红外辐射更容易通过。

1.2 红外物理及红外技术

红外物理学是现代物理学的一个分支,它以电磁波谱中的红外辐射为特定研究对象,是研究红外辐射与物质之间相互作用的学科。红外物理学运用物理学的理论和方法,研究分析红外辐射的产生、传输及探测过程中的现象、机理、特征和规律,从而为红外辐射的技术应用,探索新的原理、新的材料、新型器件和开拓新的波谱区提供理论基础和实验依据。此外,近年来,随着红外技术在各个领域内的推广和应用,提出了不少新的物理技术问题,这也需用红外物理的理论方法,结合使用对象去具体地加以解决。在实际工作中,红外物理学不仅能预言各种技术应用方案的可行性,而且它可通过对各种物质、不同目标和背景红外辐射特性的研究,对地球大气层红外光学性质的研究,对不同材料红外吸收特性以及由此而引起的各种物理效应的研究,为红外系统工程的设计和新型元器件的研制提供了可靠依据。

红外物理的主要内容包括:红外光谱学,各种类型的红外探测器(包括多元列阵和成像器件)及相关联的信息处理和制冷技术,红外波段的光学材料、光学系统、滤波器件、偏振器件、空间滤波以及调制技术,固体、液体、气体(尤其是大气)的红外波段的性质及其测量,红外激光等。由上述内容可以看出,红外物理学研究的内容很广泛,实质上它是以红外技术应用为目的的一门应用学科。

一个比较完整的红外系统通常包括光学系统、调制盘(或扫描器)、红外探测器、电子线路和显示记录装置等。目标是红外系统所探测的对象,目标的辐射在传输过程中将受到大气中某些气体分子的选择性吸收以及大气中悬浮微粒的散射而衰减。透过大气的目标辐

射被光学系统接收，并聚焦到红外探测器平面上。调制盘将连续光调制成交变信号并进行空间滤波，而扫描器将红外辐射的空间分布进行时序分解。红外探测器接收交变的红外辐射并把它转变为电信号，由探测器输出的信号经过电子线路完成放大处理。显示记录装置将经过处理的信号进行显示和记录。如果是用于监控的红外系统，还需将处理后的信号输入监控装置，以驱动执行机构工作，实现自动监控。与雷达系统和可见光仪器相比，红外系统具有如下特点：

- (1) 尺寸小，重量轻；
- (2) 能有效地抗可见光波段的伪装；
- (3) 能在白天和夜间工作；
- (4) 比雷达有更高的角精确度；
- (5) 对辅助装置要求最少。

随着红外物理及相关技术的发展，红外技术已得到广泛的应用。早在 19 世纪，随着红外探测器的出现，人们就利用它研究天文星体的红外辐射。但是，红外技术真正获得实际应用是从 20 世纪开始的。红外技术首先受到军事部门的关注，因为它提供了在黑暗中观察、探测军事目标自身辐射及进行保密通信的可能性。第一次世界大战期间，为了战争的需要，研制出了一些实验性的红外装置，如信号闪烁器、搜索装置等。虽然这些红外装置没有投入批量生产，但它已显示出红外技术的军用潜力。第二次世界大战前夕，德国第一个研制出了红外变像管，并在战场上应用。战争期间，德国一直全力投入对其他红外设备的研究。同时，美国也大力研究各种红外装置，如红外辐射源、窄带滤光片、红外探测器、红外望远镜、测辐射热计等。第二次世界大战后，前苏联也开始重视并大力发展红外技术的研究。

20 世纪 50 年代以后，随着现代红外探测技术的进步，军用红外技术获得了广泛的应用。美国研制的响尾蛇导弹上的寻的器制导装置和 U-2 间谍飞机上的红外照相机代表着当时军用红外技术的水平。因军事需要发展起来的前视红外装置 (FLIR) 获得了军界的重视，并得到广泛使用。机载前视红外装置能在 1.5×10^3 m 上空探测到人、小型车辆和隐蔽目标，在 2.0×10^4 m 高空能分辨出汽车，特别是能探测水下 40 m 深处的潜艇。在海湾战争中，充分显示了红外技术，尤其显示了热成像技术在军事上的作用和威力。海湾战争从开始、作战到获胜的整个过程都是在夜间，夜视装备应用的普遍性乃是这次战争的最大特点之一。在战斗中投入的夜视装备之多，性能之好，是历次战争不能比拟的。美军每辆坦克、每个重要武器都配有夜视瞄准具，仅美军第二十四机械化步兵师就装备了上千套夜视仪。多国部队除了地面部队、海军陆战队广泛装备了夜视装置外，美国的 F-117 隐形战斗轰炸机、“阿帕奇”直升机、F-15E 战斗机、英国的“旋风”GRI 对地攻击机等都装有先进的热成像夜视装备。正因为多国部队在夜视和光电装备方面的优势，所以在整个战争期间他们掌握了绝对的主动权。多国部队利用飞机发射的红外制导导弹在海湾战争中发挥了极大的作用，他们仅在 10 天内就摧毁伊军坦克 650 辆、装甲车 500 辆。

目前，红外技术作为一种高科技技术，它与激光技术并驾齐驱，在军事上占有举足轻重的地位。红外成像、红外侦察、红外跟踪、红外制导、红外预警、红外对抗等在现代和未来战争中都是很重要的战略和战术手段。

在 20 世纪 70 年代以后，军事红外技术又逐步向民用部门转化。红外加热和干燥技术

广泛应用于工业、农业、医学、交通等各个行业和部门。红外测温、红外理疗、红外检测、红外报警、红外遥感、红外防伪更是各行业争相选用的先进技术。由于这些新技术的采用，使测量精度、产品质量、工作效率及自动化程度大大提高。特别是标志红外技术最新成就的红外热成像技术，不但在军事上具有很重要的作用，在民用领域也大有用武之地。它与雷达、电视一起构成当代三大传感系统，尤其是焦平面列阵技术的采用，将使其发展成可与眼睛相媲美的凝视系统。

第 2 章 辐射度学和光度学基础

本章从辐射量的定义和一些基本概念出发,着重讨论了辐射度学中的一些基本规律和辐射量的计算。同时,本章也对光度学中一些重要的光度量的基本概念、定义和单位进行了说明。

2.1 引言

辐射度学是一门研究电磁辐射能测量的科学与技术。在图 1-1 所示的整个电磁波谱范围内,辐射度学的基本概念和定律都是适用的,但是对于电磁辐射的不同波段,针对它们的特殊性质,又往往有不同的测量方法和手段。

本章主要限于阐述电磁辐射波谱内光学波段的辐射能的测量。

辐射度学主要建立在几何光学的基础上,基于以下两个假设:第一,辐射按直线传播,因此,辐射的波动性不会使辐射能的空间分布偏离一条几何光线所规定的光路;第二,辐射能是不相干的,所以辐射度学不考虑干涉效应。

与其他物理量的测量相比较,辐射能的测量误差是很大的,能达到 1% 的误差就认为是很精确的了。这也只能在操作非常小心,所采用的元件、技术、测试标准与上述误差十分匹配的条件下才能达到。一般认为,10% 或稍大一点的误差就可满足要求,而达到这种精度也是在采用较好测量技术时才有的结果。

误差较大的原因之一在于辐射能是扩散的,这种扩散与位置、方向、波长、时间和偏振态等五个参量有关。此外,辐射与物质的相互作用——吸收和散射、反射和折射也都与上述五个辐射参量有关。仪器参量 and 环境参量(如温度、湿度、磁场等)也会影响测量。

除测量误差大以外,由于历史的原因,在一些技术领域,如照明工程、大气物理、气象学以及辐射传输等,已经建立了相应的术语体系。辐射度学的一些术语、符号、定义和单位与此容易混淆,使用时应特别注意。

由于最先感知的是可见光,历史上人们首先对可见光的度量进行了比较充分的研究,引入了一些描述人眼对光敏感程度的物理量,并创建了研究光能测量的科学与技术——光度学。可见光在传输过程中携带的能量称为光能,而研究可见光就必须把相应的辐射度量加上人眼的视觉特性,这样光度学除了包括辐射能这一客观物理量的度量外,还应考虑人眼视觉机理的生理和感觉印象等心理因素。所以光度学的方法是心理物理学方法,而不是纯粹的物理学方法。此时光度学也不可能单纯地依据质量、长度、时间等类似的物理量来描述,所以,光度学的一些概念只能适用于可见光范围。而辐射量是建立在物理测量基础上的客观物理量,它不受人们主观视觉的限制,因此,辐射度学的一些概念适用于整个电磁波谱范围。

辐射量是纯物理量，而光度量则是通过标准视觉观测者进行测量和计算的。在红外物理和红外技术中，各种辐射量的计算和测量，显然不能用光度量，必须用不受人们主观视觉限制而又建立在物理测量基础上的辐射度量。就名称而言，辐射度量尽量与光度量一致。二者的对应量用相同的符号表示，仅用不同的下标来区分。对于辐射量用下标“e”或不用下标，对于光度量则用下标“v”，例如 X_e 和 X_v 。

2.2 常用辐射量

辐射度学中所用到的辐射量较多，其符号、名称也不尽统一。现分别说明红外物理和红外技术中常用的辐射量。

2.2.1 辐射能

所谓辐射能，就是以电磁波的形式发射、传输或接收的能量，用 Q 表示，单位是 J。辐射场内单位体积中的辐射能称为辐射能密度，用 w 表示，单位是 J/m^3 ，其定义式为

$$w = \frac{\partial Q}{\partial V} \quad (2-1)$$

其中， V 为体积，单位是 m^3 。

因为辐射能还是波长、面积、立体角等许多因素的函数，所以 w 和 Q 的关系用 Q 对 V 的偏微分来定义。同理，后面讨论的其他辐射量也将用偏微分来定义。

2.2.2 辐射功率

辐射功率就是发射、传输或接收辐射能的时间速率，用 P 表示，单位是 W，其定义式为

$$P = \frac{\partial Q}{\partial t} \quad (2-2)$$

其中， t 为时间，单位为 s。

辐射功率 P 与辐射通量 Φ 混用。辐射在单位时间内通过某一面积的辐射能称为经过该面积的辐射通量，辐射通量也称为辐通量。

2.2.3 辐射强度

辐射强度是描述点辐射源特性的辐射量。我们先说明一下什么是点辐射源(简称点源)和扩展辐射源(简称扩展源或面源)。

顾名思义，所谓点源，就是其物理尺寸可以忽略不计，理想上将其抽象为一个点的辐射源。否则，就是扩展源。真正的点源是不存在的。在实际情况下，能否把辐射源看成是点源，首要问题不是辐射源的真实物理尺寸，而是它相对于观测者(或探测器)所张的立体角度。例如，距地面遥远的一颗星体，它的真实物理尺寸可能很大，但是我们却可以把它看作是点源。同一辐射源，在不同场合，可以是点源，也可以是扩展源。例如，喷气式飞机的尾喷口，在 1 km 以外处观测，可以作为点源处理，而在 3 m 处观测，就表现为一个扩展源。一般地讲，如果测量装置没有使用光学系统，只要在比辐射源的最大尺寸大 10 倍的距

离处观测，辐射源就可视为一个点源。如果测量装置使用了光学系统，则基本的判断标准是探测器的尺寸和辐射源像的尺寸之间的关系：如果像比探测器小，辐射源可以认为是一个点源；如果像比探测器大，则辐射源可认为是一个扩展源。

现在我们来定义辐射强度。辐射源在某一方向上的辐射强度是指辐射源在包含该方向的单位立体角内所发出的辐射功率，用 I 表示。

如图 2-1 所示，若一个点源在围绕某指定方向的小立体角元 $\Delta\Omega$ 内发射的辐射功率为 ΔP ，则 ΔP 与 $\Delta\Omega$ 之比的极限就是辐射源在该方向上的辐射强度 I ，即

$$I = \lim_{\Delta\Omega \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta P}{\Delta\Omega} \right) = \frac{\partial P}{\partial\Omega} \quad (2-3)$$

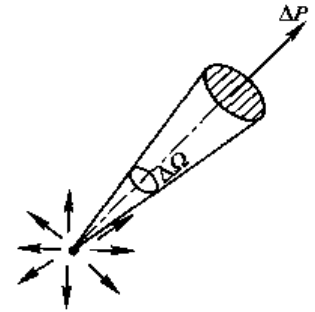


图 2-1 辐射强度的定义

辐射强度是辐射源所发射的辐射功率在空间分布特性的描述。或者说，它是辐射功率在某方向上的角密度的度量。按定义，辐射强度的单位是 W/sr。

辐射强度对整个发射立体角 Ω 的积分，就可给出辐射源发射的总辐射功率 P ，即

$$P = \int_{\Omega} I \, d\Omega \quad (2-4)$$

对于各向同性的辐射源， I 等于常数，则由 (2-4) 式得 $P = 4\pi I$ 。对于辐射功率在空间分布不均匀的辐射源，一般说来，辐射强度 I 与方向有关，因此计算起来比较繁琐。

2.2.4 辐射出射度

辐射出射度简称辐出度，是描述扩展源辐射特性的量。辐射源单位表面积向半球空间 (2π 立体角) 内发射的辐射功率称为辐射出射度，用 M 表示。

如图 2-2 所示，若面积为 A 的扩展源上围绕 x 点的一个小面元 ΔA ，向半球空间内发射的辐射功率为 ΔP ，则 ΔP 与 ΔA 之比的极限值就是该扩展源在 x 点的辐射出射度，即

$$M = \lim_{\Delta A \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta P}{\Delta A} \right) = \frac{\partial P}{\partial A} \quad (2-5)$$

辐射出射度是扩展源所发射的辐射功率在源表面分布特性的描述。或者说，它是辐射功率在某一点附近的面密度的度量。按定义，辐射出射度的单位是 W/m^2 。

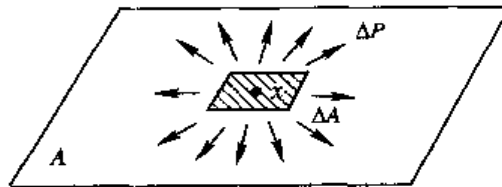


图 2-2 辐射出射度的定义

对于发射不均匀的辐射源表面，表面上各点附近将有不同的辐射出射度。一般地讲，辐射出射度 M 是源表面上位置 x 的函数。辐射出射度 M 对源发射表面积 A 的积分，就是该辐射源发射的总辐射功率，即

$$P = \int_A M dA \quad (2-6)$$

如果辐射源表面的辐射出射度 M 为常数, 则它所发射的辐射功率为 $P=MA$ 。

2.2.5 辐射亮度

辐射亮度简称辐亮度, 是描述扩展源辐射特性的量。由前面定义可知, 辐射强度 I 可以描述点源在空间不同方向上的辐射功率分布, 面辐射出射度 M 可以描述扩展源在源表面不同位置上的辐射功率分布。为了描述扩展源所发射的辐射功率在源表面不同位置上沿空间不同方向的分布特性, 特别引入辐射亮度的概念。其描述如下: 辐射源在某一方向上的辐射亮度是指在该方向上的单位投影面积向单位立体角中发射的辐射功率, 用 L 表示。

如图 2-3 所示, 若在扩展源表面上某点 x 附近取一小面元 ΔA , 该面积向半球空间发射的辐射功率为 ΔP 。如果进一步考虑, 在与面元 ΔA 的法线夹角为 θ 的方向上取一个小立体角元 $\Delta\Omega$, 那么, 从面元 ΔA 向立体角元 $\Delta\Omega$ 内发射的辐射通量是二级小量 $\Delta(\Delta P)=\Delta^2 P$ 。由于从 ΔA 向 θ 方向发射的辐射(也就是在 θ 方向观察到来自 ΔA 的辐射), 在 θ 方向上看到的面元 ΔA 的有效面积, 即投影面积是 $\Delta A_\theta = \Delta A \cos\theta$, 所以, 在 θ 方向的立体角元 $\Delta\Omega$ 内发出的辐射, 就等效于从辐射源的投影面积 ΔA_θ 上发出的辐射。因此, 在 θ 方向观测到的辐射源表面上位置 x 处的辐射亮度, 就是 $\Delta^2 P$ 比 ΔA_θ 与 $\Delta\Omega$ 之积的极限值, 即

$$L = \lim_{\substack{\Delta A \rightarrow 0 \\ \Delta\Omega \rightarrow 0}} \left\{ \frac{\Delta^2 P}{\Delta A_\theta \Delta\Omega} \right\} = \frac{\partial^2 P}{\partial A_\theta \partial \Omega} = \frac{\partial^2 P}{\partial A \partial \Omega \cos\theta} \quad (2-7)$$

这个定义表明: 辐射亮度是扩展源辐射功率在空间分布特性的描述。辐射亮度的单位是 $W/(m^2 \cdot sr)$ 。

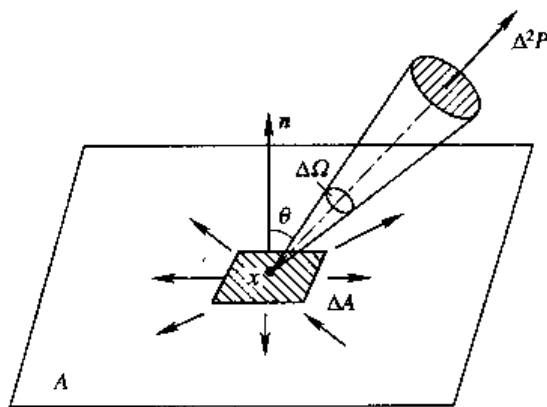


图 2-3 辐射亮度的定义

一般来说, 辐射亮度的大小应该与源面上的位置 x 及方向 θ 有关。

既然辐射亮度 L 和辐射出射度 M 都是表征辐射功率在表面上的分布特性, 而 M 是单位面积向半球空间发射的辐射功率, L 是单位表观面积向特定方向上的单位立体角发射的辐射功率, 所以我们可以推出两者之间的相互关系。

由式(2-7)可知, 源面上的小面元 dA , 在 θ 方向上的小立体角元 $d\Omega$ 内发射的辐射功率为 $d^2 P = L \cos\theta d\Omega dA$, 所以, dA 向半球空间发射的辐射功率可以通过对立体角积分得到, 即

$$dP = \int_{\text{半球空间}} d^2P = \int_{2\pi\text{球面度}} L \cos\theta d\Omega dA$$

根据 M 的定义式(2-5), 我们就得到 L 与 M 的关系式, 为

$$M = \frac{dP}{dA} = \int_{2\pi\text{球面度}} L \cos\theta d\Omega \quad (2-8)$$

在实际测量辐射亮度时, 总是用遮光板或光学装置将测量限制在扩展源的一小块面元 ΔA 上。在这种情况下, 由于小面元 ΔA 比较小, 就可以确定处于某一 θ 方向上的探测器表面对 ΔA 中心所张的立体角元 $\Delta\Omega$ 。此时, 用测得的辐射功率 $\Delta(\Delta P(\theta))$ 除以被测小面积元 ΔA 在该方向上的投影面积 $\Delta A \cos\theta$ 和探测器表面对 ΔA 中心所张的立体角元 $\Delta\Omega$, 便可得到辐射亮度 L 。从理论上讲, 将在立体角元 $\Delta\Omega$ 内所测得的辐射功率 $\Delta(\Delta P)$, 除以立体角元 $\Delta\Omega$, 就是辐射强度 I 。

在定义辐射强度时特别强调, 辐射强度是描述点源辐射空间角分布特性的物理量。同时指出, 只有当辐射源面积(严格讲, 应该是空间尺度)比较小时, 才可将其看成是点源。此时, 将这类辐射源称为小面源或微面源。可以说, 小面源是具有一定尺度的“点源”, 它是联系理想点源和实际面源的一个重要的概念。对于小面源而言, 它既有点源特性的辐射强度, 又有面源的辐射亮度。

对于上述所测量的小面积元 ΔA , 有

$$L = \frac{\partial}{\partial A \cos\theta} \left(\frac{\partial P}{\partial \Omega} \right) = \frac{\partial I}{\partial A \cos\theta} \quad (2-9)$$

和

$$I = \int_{\Delta A} L dA \cos\theta \quad (2-10)$$

如果小面源的辐射亮度 L 不随位置变化(由于小面源 ΔA 面积较小, 通常可以不考虑 L 随 ΔA 上位置的变化), 则小面源的辐射强度为

$$I = L \Delta A \cos\theta \quad (2-11)$$

即小面源在空间某一方向上的辐射强度等于该面源的辐射亮度乘以小面源在该方向上的投影面积(或表观面积)。

2.2.6 辐射照度

以上讨论的各辐射量都是用来描述辐射源发射特性的量。对一个受照表面接收辐射的分布情况, 就不能用上述各辐射量来描述了。为了描述一个物体表面被辐照的程度, 在辐射度学中, 引入辐射照度的概念。

被照表面的单位面积上接收到的辐射功率称为该被照射处的辐射照度。辐射照度简称为辐照度, 用 E 表示。

如图 2-4 所示, 若在被照表面上围绕 x 点取小面元 ΔA , 投射到 ΔA 上的辐射功率为 ΔP , 则表面上 x 点处的辐射照度为

$$E = \lim_{\Delta A \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta P}{\Delta A} \right) = \frac{\partial P}{\partial A} \quad (2-12)$$

辐射照度的数值是投射到表面上每单位面积的辐射功率, 辐射照度的单位是 W/m^2 。

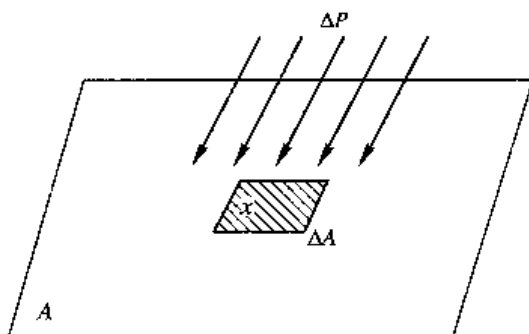


图 2-4 辐射照度的定义

一般说来，辐射照度与 x 点在被照面上的位置有关，而且与辐射源的特性及相对位置有关。

辐射照度和辐射出射度具有同样的单位，它们的定义式相似，但应注意它们的差别。辐射出射度描述辐射源的特性，它包括了辐射源向整个半球空间发射的辐射功率；辐射照度描述被照表面的特性，它可以是由一个或数个辐射源投射的辐射功率，也可以是来自指定方向的一个立体角中投射来的辐射功率。

2.3 光谱辐射量与光子辐射量

以上所讨论的六个基本辐射量都只考虑了辐射功率的几何分布特征，如在表面上的面密度和空间的角分布等，并没有明确指出这些辐射功率是在怎样的波长范围内发射的。实际上，自任何一个辐射源发出的辐射，或投射到一个表面上的辐射功率，均有一定的波长分布范围(或光谱特性)。因此，已讨论过的基本辐射量均应有相应的光谱辐射量，而且，在红外物理和红外技术中也往往要考虑这些反映光谱特性的光谱辐射量。

2.3.1 光谱辐射量

以上所讨论过的六个基本辐射量事实上是默认为包含了波长 $\lambda(0 \sim \infty)$ 的全部辐射的辐射量，因此把它们叫做全辐射量。如果我们关心的是在某特定波长 λ 附近的辐射特性，那么，就可以在指定波长 λ 处取一个小的波长间隔 $\Delta\lambda$ ，在此小波长间隔内的辐射量 X (它可以是 Q 、 P 、 M 、 I 、 L 和 \mathcal{E}) 的增量 ΔX 与 $\Delta\lambda$ 之比的极限，就定义为相应的光谱辐射量，并记为

$$X_\lambda = \lim_{\Delta\lambda \rightarrow 0} \left\{ \frac{\Delta X}{\Delta\lambda} \right\} = \frac{\partial X}{\partial \lambda} \quad (2-13)$$

例如，光谱辐射功率

$$P_\lambda = \lim_{\Delta\lambda \rightarrow 0} \left\{ \frac{\Delta P}{\Delta\lambda} \right\} = \frac{\partial P}{\partial \lambda}$$

它表征在指定波长 λ 处单位波长间隔内的辐射功率，其单位是 $W/\mu\text{m}$ 。 P_λ 通常是 λ 的函数，即

$$P_\lambda = P(\lambda) \quad (2-14)$$

式中下标 λ 表示对 λ 的偏微分，而括号中的 λ 表示关于 λ 的函数。

从光谱辐射功率的定义式可得，在波长 λ 处的小波长间隔 $d\lambda$ 内的辐射功率为

$$dP = P_\lambda d\lambda \quad (2-15)$$

只要 $d\lambda$ 足够小, 此式中的 dP 就可以称为波长为 λ 的单色辐射功率。将(2-15)式从 λ_1 到 λ_2 积分, 即可得到在光谱带 $\lambda_1 \sim \lambda_2$ 之间的辐射功率

$$P_{\Delta\lambda} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} P_\lambda d\lambda \quad (2-16)$$

如果 $\lambda_1 = 0$, 而 $\lambda_2 = \infty$, 就得到全辐射功率, 即

$$P = \int_0^\infty P_\lambda d\lambda \quad (2-17)$$

上述几个量的物理意义是有区别的。光谱辐射功率 P_λ 是单位波长间隔的辐射功率, 它是表征辐射功率随波长分布特性的物理量, 并非真正的辐射功率的度量。单色辐射功率 dP 指在足够小的波长间隔内的辐射功率。光谱带内的辐射功率 $P_{\Delta\lambda}$ 是指在较大的波长间隔内的辐射功率。全辐射功率 P 是指 $0 \sim \infty$ 的全部波长内的辐射功率。 dP 和 $P_{\Delta\lambda}$ 的不同之处在于所占的波长范围不同, 而单位都是 W, 都是真正辐射功率的度量。

与光谱辐射功率的定义相类似, 其他光谱辐射量的定义如下:

光谱辐射强度为

$$I_\lambda = \lim_{\Delta\lambda \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta I}{\Delta\lambda} \right) = \frac{\partial I}{\partial\lambda} \quad (2-18)$$

光谱辐射出射度为

$$M_\lambda = \lim_{\Delta\lambda \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta M}{\Delta\lambda} \right) = \frac{\partial M}{\partial\lambda} \quad (2-19)$$

光谱辐射亮度为

$$L_\lambda = \lim_{\Delta\lambda \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta L}{\Delta\lambda} \right) = \frac{\partial L}{\partial\lambda} \quad (2-20)$$

光谱辐射照度为

$$E_\lambda = \lim_{\Delta\lambda \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta E}{\Delta\lambda} \right) = \frac{\partial E}{\partial\lambda} \quad (2-21)$$

只要以各光谱辐射量取代式(2-15)中的 P , 就能得到相应的单色辐射量; 利用式(2-16)式作类似的代换, 就能得到相应的波段辐射量; 利用(2-17)式作类似的代换, 就能得到相应的全辐射量。

2.3.2 光子辐射量

在红外技术中常用的探测器中, 光子探测器是很重要的一类。这类探测器, 对于入射辐射的响应, 往往不是考虑它入射辐射的功率, 而是考虑它每秒钟接收到的光子数目。因此, 描述这类探测器的性能和与其有关的辐射量时, 通常采用每秒接收(或发射、传输)的光子数代替辐射功率来定义各辐射量。这样定义的辐射量叫做光子辐射量。

1. 光子数

光子数是指由辐射源发出的光子数量, 用 N_p 表示, 是无量纲量的。

我们可以从光谱辐射能 Q_λ 推导出光子数的表达式为

$$dN_p = \frac{Q_\nu}{h\nu} d\nu \quad (2-22)$$

$$N_\nu = \int dN_\nu = \frac{1}{h} \int \frac{Q_\nu}{\nu} d\nu \quad (2-23)$$

其中, ν 为频率; h 为普朗克常数。

2. 光子通量

光子通量是指在单位时间内发射、传输或接收到的光子数, 用 Φ_ν 表示, 即

$$\Phi_\nu = \frac{\partial N_\nu}{\partial t} \quad (2-24)$$

Φ_ν 的单位是 $1/s$ 。

3. 光子辐射强度

光子辐射强度是光源在给定方向上的单位立体角内所发射的光子通量, 用 I_ν 表示, 即

$$I_\nu = \frac{\partial \Phi_\nu}{\partial \Omega} \quad (2-25)$$

I_ν 的单位是 $1/(s \cdot sr)$ 。

4. 光子辐射亮度

辐射源在给定方向上的光子辐射亮度是指在该方向上的单位投影面积向单位立体角中发射的光子通量, 用 L_ν 表示。

在辐射源表面或辐射路径的某一点上, 离开、到达或通过该点附近面元并在所给定方向上的立体角元传播的光子通量除以该立体角元和面元在该方向上的投影面积的商为光子辐射亮度, 即

$$L_\nu = \frac{\partial^2 \Phi_\nu}{\partial \Omega \partial A \cos \theta} \quad (2-26)$$

L_ν 的单位是 $1/(s \cdot m^2 \cdot sr)$ 。

5. 光子辐射出射度

辐射源单位表面积向半球空间 2π 内发射的光子通量, 称为光子辐射出射度, 用 M_ν 表示, 即

$$M_\nu = \frac{\partial \Phi_\nu}{\partial A} = \int_{2\pi} L_\nu \cos \theta d\Omega \quad (2-27)$$

M_ν 的单位是 $1/(s \cdot m^2)$ 。

6. 光子辐射照度

光子辐射照度是指被照表面上某一点附近, 单位面积上接收到的光子通量, 用 E_ν 表示, 即

$$E_\nu = \frac{\partial \Phi_\nu}{\partial A} \quad (2-28)$$

E_ν 的单位是 $1/(s \cdot m^2)$ 。

7. 光子曝光量

光子曝光量是指表面上一点附近单位面积上接收到的光子数, 用 H_ν 表示, 即

$$H_\nu = \frac{\partial N_\nu}{\partial A} = \int E_\nu dt \quad (2-29)$$

光子曝光量 H_p 。还有一个等效的定义，即光子照度与辐射照射的持续时间的乘积。

2.4 光度量

在绪论中曾提到过，光就是能引起人眼光亮感觉的电磁辐射。实际上，人眼对很强的紫外线或红外线也会有反应，但这种反应实质上并不是光亮感觉，而是属于其他物理的或生理的现象。因此，讨论视觉时，光的概念自然就是指可见光。

光线进入眼睛后产生的知觉称为视觉，它包括对视场内物体的明暗、形状、颜色等的知觉。但是，只靠眼睛是不能形成视觉的。物体成像的信息还要经过神经纤维传送到大脑进行“处理”，才能使人眼中产生的原始信息变成一定的生理信号，形成定态的视觉。

光度量是具有“标准人眼”视觉响应特性的人眼对所接收到的辐射量的度量。这样，光度学除了包括辐射能客观物理量的度量外，还应考虑人眼视觉机理的生理和感觉印象等心理因素。评定辐射能对人眼引起视觉刺激值的基础是辐射的光谱光视效能 $K(\lambda)$ ，即人眼对不同波长的光的光能产生光感觉的效率。有了 $K(\lambda)$ 就可定义光通量等一些光度量了。

2.4.1 最大光谱光视效能和光谱光视效率

光视效能 K 定义为光通量 Φ_v 与辐射通量 Φ_e 之比，即

$$K = \frac{\Phi_v}{\Phi_e} \quad (2-30)$$

由于人眼对不同波长的光的响应是不同的，随着光的光谱成分的变化（即波长 λ 不同）， K 值也在变化，因此人们又定义了光谱光视效能 $K(\lambda)$ ，即

$$K(\lambda) = \frac{\Phi_{v\lambda}}{\Phi_{e\lambda}} \quad (2-31)$$

$K(\lambda)$ 值表示在某一波长上每 1 W 光功率对目视引起刺激的光通量，它是衡量光源产生视觉效能大小的一个重要指标，量纲是 lm/W （流明/瓦）。显然，由于人眼对不同波长的光敏感程度不同，因此， $K(\lambda)$ 值在整个可见光谱区的每一波长处均不同。

光视效能与光谱光视效能的关系为

$$K = \frac{\int \Phi_{v\lambda} d\lambda}{\int \Phi_{e\lambda} d\lambda} = \frac{\int K(\lambda) \Phi_{e\lambda} d\lambda}{\int \Phi_{e\lambda} d\lambda} \quad (2-32)$$

实验表明，光谱光视效能 $K(\lambda)$ 的最大值在波长 $\lambda = 555 \text{ nm}$ 处。一些国家的实验室测得平均光谱光视效能的最大值为 $K_m = 683 \text{ lm/W}$ 。

光视效率 V 定义为光视效能 K 与最大光谱光视效能 K_m 之比，即

$$V = \frac{K}{K_m} \quad (2-33)$$

随着光的光谱成分的变化（即波长 λ 不同）， V 值也在变化，因此定义了光谱光视效率（视在函数），即

$$V(\lambda) = \frac{K(\lambda)}{K_m} \quad (2-34)$$

光视效率与光谱光视效率的关系为

$$V = \int V'(\lambda) d\lambda = \frac{1}{K_m} \cdot \frac{\int \Phi_{v\lambda} d\lambda}{\int \Phi_{e\lambda} d\lambda} = \frac{\int V(\lambda) \Phi_{e\lambda} d\lambda}{\int \Phi_{e\lambda} d\lambda} \quad (2-35)$$

在人眼视网膜上分布的有两种感光细胞——锥体细胞和杆体细胞，数目分别为 7×10^6 和 1.3×10^8 个左右。一般来说，一个锥体细胞连着一个双极细胞，而几个杆体细胞与同一个双极细胞相连，因此，杆体细胞感光能力比较强，它能够感受到微弱光的刺激，但它并不能分辨颜色。在杆体细胞的末端有起感光作用的化学物质，叫视紫红素。它吸收入射光后改变本身的性质，同时产生视觉信号。当遇到强光时，视紫红素会退色而失去作用，当光变弱时（即经过暗适应过程），视紫红素逐渐恢复，对弱光敏感的杆体细胞重新发生作用。视紫红素的恢复需要一定的时间，从亮环境进入暗环境要达到完全适应大约需要 30 分钟，但视紫红素不被红光破坏。为了缩短这种恢复需要的时间，进入强光环境时可配戴一副红色眼镜。锥体细胞在较强光线的作用下反应才灵敏，所以能感受强光刺激，同时它还具有分辨颜色的能力。眼睛对强光和弱光的视觉适应过程是由这两种不同的视细胞来完成的。这两种感光细胞的光谱响应特性是不同的。因此，将亮适应的视觉称为明视觉（或亮视觉及白昼视觉），将暗适应的视觉称为暗视觉（或微光视觉）。明视觉一般指人眼已适应在亮度为几个尼特（光亮度单位）以上的环境，这时起作用的是锥体细胞；暗适应一般指眼睛已适应在亮度为百分之几尼特以下的很低的亮度水平，由杆体细胞的作用来完成视觉过程。如果亮度处于明视觉和暗视觉所对应的亮度水平之间，视网膜的锥体细胞和杆体细胞同时起作用，则称为介视觉。通常明视觉和暗视觉的光谱光视效率分别用 $V(\lambda)$ 和 $V'(\lambda)$ 表示，如图 2-5 所示。

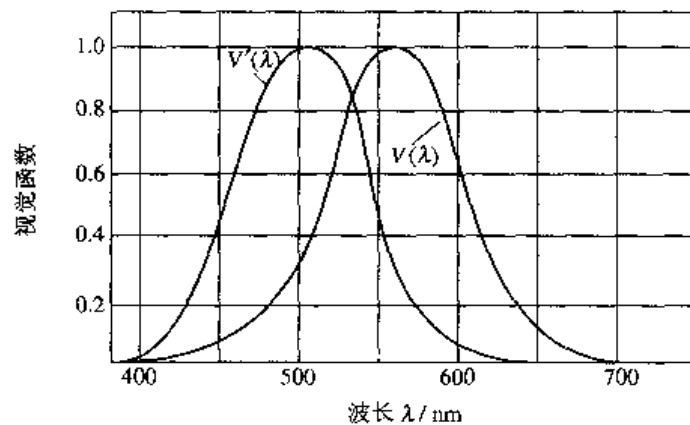


图 2-5 光谱光视效率曲线

不同人的视觉特性是有差别的。1924 年国际照明委员会(CIE)根据几组科学家对 200 多名观察者测定的结果，推荐了一个标准的明视觉函数，从 400~750 nm 每隔 10 nm 用表格的形式给出，若将其画成曲线，则结果如图 2-5 所示，是一条有一中心波长，两边大致对称的光滑的钟形曲线。这个视觉函数所代表的观察者称为 CIE 标准观察者。表 2-1 所列是经过内插和外推的称以 5 nm 为间隔的标准的 $V(\lambda)$ 函数值。在大多数情况下，用这个表列值来进行的各种光度计算，可达到足够高的精度。

表 2-1 $V(\lambda)$ 及 $V'(\lambda)$ 函数表

波长/nm	$V(\lambda)$	$V'(\lambda)$	波长/nm	$V(\lambda)$	$V'(\lambda)$
380	0.000 04	0.000 59	585	0.816 30	0.0889
385	0.000 06	0.001 08	590	0.757 00	0.0655
390	0.000 12	0.000 21	595	0.694 90	0.0469
395	0.000 22	0.001 53	600	0.631 00	0.033
400	0.000 40	0.009 29	605	0.566 80	0.0231
405	0.000 64	0.018 52	610	0.503 00	0.015 93
410	0.001 21	0.034 84	615	0.441 20	0.010 88
415	0.002 18	0.0604	620	0.381 00	0.007 37
420	0.004 00	0.0966	625	0.321 00	0.004 97
425	0.007 30	0.1436	630	0.265 00	0.003 35
430	0.011 60	0.1998	635	0.217 00	0.002 24
435	0.016 84	0.2625	640	0.175 00	0.001 50
440	0.023 00	0.3281	645	0.138 20	0.001 01
445	0.029 80	0.3931	650	0.107 00	0.000 68
450	0.038 00	0.455	655	0.081 60	0.000 46
455	0.048 00	0.513	660	0.061 00	0.000 31
460	0.060 00	0.567	665	0.044 58	0.000 21
465	0.073 90	0.620	670	0.032 00	0.000 15
470	0.090 98	0.676	675	0.023 20	0.000 10
475	0.112 60	0.734	680	0.017 00	0.000 07
480	0.139 02	0.793	685	0.011 92	0.000 05
485	0.169 30	0.851	690	0.008 21	0.000 04
490	0.208 02	0.904	695	0.005 72	0.000 03
495	0.258 60	0.949	700	0.004 10	0.000 02
500	0.323 00	0.982	705	0.002 93	0.000 01
505	0.407 30	0.998	710	0.002 09	0.000 01
510	0.503 00	0.997	715	0.001 48	0.000 01
515	0.608 20	0.975	720	0.001 05	0.000 00
520	0.710 00	0.935	725	0.000 74	0.000 00
525	0.793 20	0.880	730	0.000 52	0.00000
530	0.862 00	0.811	735	0.000 36	
535	0.914 85	0.733	740	0.000 23	
540	0.954 00	0.650	745	0.000 17	
545	0.980 30	0.564	750	0.000 12	
550	0.994 95	0.481	755	0.000 08	
555	1.000 00	0.402	760	0.000 06	
560	0.995 00	0.3288	765	0.000 04	
565	0.978 60	0.2693	770	0.000 03	
570	0.952 00	0.2076	775	0.000 02	
575	0.915 40	0.1602	780	0.000 01	
580	0.870 00	0.1212			

图 2-5 和表 2-1 给出了 $V'(\lambda)$ 的函数曲线和数值。这是 1951 年由国际照明委员会公布的暗视觉函数的标准值，并经内插而得到的，峰值波长为 507 nm。

有了 $V(\lambda)$ 和 $V'(\lambda)$ 便可借助下面关系式，通过光谱辐射量的测定来计算光度量或光谱光度量。这些关系式为

$$X_{v\lambda} = K_m V(\lambda) X_{e\lambda} \quad (2-36)$$

$$X_v = \int X_{v\lambda} d\lambda = K_m \int V(\lambda) X_{e\lambda} d\lambda \quad (2-37)$$

式中， X_v 为光度量； $X_{v\lambda}$ 为光谱光度量； $X_{e\lambda}$ 为光谱辐射量。

2.4.2 光通量

应当记住，只要用到光通量这个术语，首先它已把看不见的红外线和紫外线排除在外了。而且在数量上，也并不等于看得见的那部分光辐射的功率值。那么，光通量的大小是如何度量的呢？如前所述，它表示用“标准人眼”来评价的光辐射通量，由 2-36 式可知，光通量的表达式，对于明视觉为

$$\Phi_v = K_m \int_{380 \text{ nm}}^{780 \text{ nm}} V(\lambda) \Phi_{e\lambda} d\lambda \quad (2-38)$$

对于暗视觉为

$$\Phi'_v = K'_m \int_{380 \text{ nm}}^{780 \text{ nm}} V'(\lambda) \Phi_{e\lambda} d\lambda \quad (2-39)$$

前面已经讲过，在标准明视觉函数 $V(\lambda)$ 的峰值波长 555 nm 处的光谱光效能 K_m 值，是一个重要的常数。这个值经过各国的测定和理论计算，于 1977 年由国际计量委员会讨论通过，确定为 683 (lm/W)，并且指出这个值是 555 nm 的单色光的光效率，即每瓦光功率发出 683 lm 的可见光。

对于明视觉，由于峰值波长在 555 nm 处，因此它自然就是最大光谱光效能值，即

$$K_m = 683 \text{ lm/W}$$

但对于暗视觉， $\lambda = 555 \text{ nm}$ ，所对应的 $V'(555) = 0.402$ ，而峰值波长是 507 nm，即 $V'(507) = 1.000$ ，所以暗视觉的最大光谱光效率为

$$K'_m = 683 \times \frac{1.000}{0.402} = 1699 \text{ lm/W}$$

国际计量委员会将其标准化为

$$K'_m = 1700 \text{ lm/W}$$

由式 (2-38) 和式 (2-39) 可知，从辐射通量变换到光通量一般没有简单的关系，这是因为光谱光视效率 $V(\lambda)$ 没有简单的函数关系，因而，积分值只能用图解法或离散数值法计算。例如，对线光谱，其光通量为

$$\Phi_v = \sum_{\lambda} \int_{380 \text{ nm}}^{780 \text{ nm}} 683 V(\lambda) \Phi_{e\lambda}(\lambda) \Delta\lambda \quad (2-40)$$

由于在可见光谱范围之外， $V(\lambda)$ 和 $V'(\lambda)$ 的值为零，因此，在此范围内不管光辐射功率有多大，对光通量的贡献均为零，即“看不见”。

这里，光通量是以一个特殊的单位：流明 (lm) 来表示的。光通量的大小是反映某一光源所发出的光辐射引起人眼的光亮感觉的能力的大小。

1 W 的辐射通量相当的流明数随波长的不同而异。在红外区和紫外区,与 1 W 相当的流明数为零。而在 $\lambda=555 \text{ nm}$ 处,光谱光视效能最大,即 $K_m=683 \text{ lm/W}$,并规定 $V(555)=1$,则 1 W 相当于 683 lm。对于其他波长,1 W 的辐射通量相当于 $683V(\lambda) \text{ lm}$ 。例如,对于 650 nm 的红光而言, $V(\lambda)=0.1070$,所以 1 W 的辐射通量就相当于 $0.1070 \times 683=73.08 \text{ lm}$ 。相反,对于 $\lambda=555 \text{ nm}$ 时,由于 $V(555)=1$,要得到 1 lm 的光通量,需要的辐射通量的值最小,为 $1/683 \text{ W}$,即为 $1.46 \times 10^{-3} \text{ W}$ 。一般说来,不能从光通量直接变到辐射通量,除非光通量的光谱分布已知,且所研究的全部波长在光谱的可见区。

以上是从人眼对光辐射是否敏感这个角度来考虑的。反过来,我们也可以把光辐射引起视亮度的能力当作是光辐射的一种属性来考虑,可以用此来描述一个光源发出可见光的效率,简称为发光效率。例如一个 1 kW 的电炉,尽管它很热,看起来却只是暗红,在黑暗中起不了多大的作用;而一个 1 kW 的电灯泡,点起来就很亮。我们就说,电灯泡的发光效率高于电炉的发光效率,虽然两者所消耗的电功率是一样的。

2.4.3 发光强度

点光源在包含给定方向上的单位立体角内所发出的光通量,称为该点光源在该给定方向上的发光强度,用 I_v 表示,即

$$I_v = \frac{\partial \Phi_v}{\partial \Omega} \quad (2-41)$$

发光强度在数值上等于在单位立体角内所发出的光通量。因此,在 MKS 单位制中,它的单位是 lm/sr 。但是,在国际单位制(SI)中,发光强度单位是基本单位之一,单位名称为坎德拉,简写成“坎”,是 Candela 的译音,简写成 cd 。

2.4.4 光出射度

光源单位面积向半球空间发出的全部光通量,称为光出射度,用 M_v 表示,即

$$M_v = \frac{\partial \Phi_v}{\partial A} \quad (2-42)$$

M_v 的单位是流明每平方米(lm/m^2)。

2.4.5 光亮度

光源在给定方向上的光亮度 L_v 是指在该方向上的单位投影面积向单位立体角中所发出的光通量。在与面元 dA 法线成 θ 角的方向上,如果面元 dA 在该方向上的立体角元 $d\Omega$ 内发出的光通量为 $d^2\Phi_v$,则其光亮度为

$$L_v = \frac{d^2\Phi_v}{\partial \Omega \partial A \cos \theta} \quad (2-43)$$

注意到发光强度的定义,光亮度又可表示为

$$L_v = \frac{\partial I_v}{\partial A \cos \theta} \quad (2-44)$$

即在给定方向上的光亮度也就是该方向上单位投影面积上的发光强度。光亮度简称亮度。

在国际单位制中,光亮度的单位是坎德拉每平方米(cd/m^2)。过去,人们曾采用过不同的光亮度单位,这些单位之间的换算关系如表 2-2 所示。

表 2-2 光亮度单位换算表

光亮度单位 名称和符号	尼特 (Nit)	熙提 (Stilb)	阿熙提 (Apostilb)	朗伯 (Lambert)	毫朗伯 (M-Lambert)	英尺朗伯 (Footlambert)	烛光/英尺 ² (Candle/feet ²)	烛光/英寸 ² (Candle/inch ²)
	nt	sb	asb	L	ml.	fl	cd/ft ²	cd/in ²
1 尼特 (坎德拉/米 ² 或 流明/球面·米 ²)	1	10 ⁻¹	3.1416	3.742 ×10 ⁻⁴	3.142 ×10 ⁻¹	2.919 ×10 ⁻¹	9.290 ×10 ⁻²	6.450 ×10 ⁻⁴
1 熙提 (坎德拉/厘米 ²)	10 ⁴	1	3.142 ×10 ⁴	3.1416	3.142 ×10 ¹	2.919 ×10 ³	9.290 ×10 ²	6.450
1 阿熙提 ($\frac{1}{\pi}$ 坎德拉/厘米 ²)	3.183 ×10 ⁻¹	3.183 ×10 ⁻⁵	1	10 ⁻⁴	10 ⁻¹	9.920 ×10 ⁻²	2.957 ×10 ⁻²	2.050 ×10 ⁻⁴
1 朗伯 ($\frac{1}{\pi}$ 烛光/厘米 ²)	3.183 ×10 ³	3.183 ×10 ⁻¹	10 ⁴	1	10 ³	9.920 ×10 ²	2.957 ×10 ²	2.050
1 毫朗伯	3.183	3.183 ×10 ⁻⁴	10	10 ⁻³	1	9.290 ×10 ⁻¹	2.957 ×10 ⁻¹	2.050 ×10 ⁻⁴
1 英尺朗伯 ($\frac{1}{\pi}$ 坎德拉/英尺 ²)	3.426	3.426 ×10 ⁻⁴	1.076 ×10	1.076 ×10 ⁻¹	1.076	1	3.183 ×10 ⁻¹	2.210 ×10 ⁻¹
1 烛光/英尺 ²	1.076 ×10	1.076 ×10 ⁻³	3.382 ×10	3.382 ×10 ⁻¹	3.382	3.1416	1	6.940 ×10 ⁻³
1 烛光/英寸 ²	1.550 ×10 ¹	1.550 ×10 ⁻¹	1.870 ×10 ³	4.870 ×10 ⁻¹	4.870 ×10 ²	4.520 ×10 ²	1.440 ×10 ²	1

2.4.6 光照度

被照表面的单位面积上接收到的光通量称为该被照表面的光照度，用 E_v 表示，有

$$E_v = \frac{\partial \Phi_v}{\partial A} \quad (2-45)$$

光照度的 SI 单位是勒克斯 (lx)。光照度还有以下单位：在 SI 和 MKS 制中是勒克斯 (1 lx = 1 lm/m²)，在 CGS 制中是辐透 (1 ph = 1 lm/cm²)，在英制中是英尺烛光 (1 fc = 1 lm/ft²)。光照度也简称为照度。常用的光照度单位之间的换算关系如表 2-3 所示。

表 2-3 光照度单位换算表

光照度单位	英尺烛光 (fc)	勒克斯 (lx)	辐透 (ph)	毫辐透 (mph)	流明/单位面积
1 英尺烛光 (fc)	1	1.076 × 10	1.080 × 10 ⁻¹	1.076	1 lm/ft ²
1 勒克斯 (lx)	9.290 × 10 ⁻²	1	10 ⁻²	10 ⁻¹	1 lm/m ²
1 辐透 (ph)	9.290 × 10 ²	10 ⁴	1	10 ³	1 lm/cm ²
1 毫辐透 (mph)	9.290 × 10 ⁻¹	10	10 ⁻³	1	10 ³ lm/cm ²

2.4.7 发光效率

上面已经阐明,一个光源发出的总光通量的大小,代表了光源发出可见光能力的大小。由于光源的发光机制不同,或其设计、制造工艺不同,因此尽管它们消耗的功率一样,但发出的光通量却可能相差很远。发光效率定义为每瓦消耗功率所发出的光通量数,用 η_v 表示,有

$$\eta_v = \frac{\Phi_v}{P} \quad (2-46)$$

发光效率的单位是 lm/W 。在蜡烛和煤灯等火焰光源的时代,发光效率估计在 $0.1 \sim 0.3 \text{ lm/W}$ 之内。爱迪生发明的碳丝电灯泡,把发光效率提高到 2.5 lm/W 左右。1906 年开始使用钨作灯丝,发光效率又有一个较大的提高。从第一个实用的气体放电灯于 1932 年问世以来,发光效率又有了很大的发展,如高压汞灯的发光效率从 32 lm/W 提高到近 60 lm/W , 高压钠灯的发光效率从 90 lm/W 提高到 120 lm/W , 低压钠灯的发光效率从 60 lm/W 提高到 180 lm/W , 这在目前来讲,差不多是最高峰了。

理论分析表明,接近白光的发光效率的理论极限是 250 lm/W 。可见还有很大的发展余地。

2.4.8 光量

光量定义为光通量与辐射照射持续时间的乘积,用 Q_v 表示。如果光通量在所考虑的照射时间内是恒定的,则有

$$Q_v = \Phi_v \cdot t \quad (2-47)$$

光量的单位是 $\text{lm} \cdot \text{s}$ 。

如果光通量在所考虑的照射时间内不是恒定的,则有

$$Q_v = \int \Phi_v(t) dt \quad (2-48)$$

光量的概念与电学中的瓦特秒、千瓦小时等电能单位是相似的。光量 Q_v 对于描述发光时间很短的闪光特别有用。例如,照相时使用的闪光灯,在闪光的瞬间,看起来十分亮,也就是说它能在极短的时间里发出很大的光量。一般照相用的闪光灯,发出光的脉冲持续时间为 1 ms 左右。当用闪光灯进行拍摄时,照相机的快门一般放在 $1/50 \text{ s}$, 即 20 ms 左右,只要闪光是在快门打开的期间内发生的,那么底片上的感光程度主要取决于闪光灯的光量大小。

仿照式(2-13)和式(2-18)~(2-21),用 $X_{v,\lambda} = \partial X_v / \partial \lambda$ 可定义一系列的光谱光度量,此处不再一一赘述。

2.5 朗伯余弦定律

与一般激光辐射源的辐射有较强的方向性不同,红外辐射源大都不是定向发射辐射的,而且,它们所发射的辐射通量在空间的角分布并不均匀,往往有很复杂的角分布,这样,辐射量的计算通常就很麻烦了。例如,若不知道辐射亮度 L 与方向角 θ 的明显函数关

系, 则利用式(2-8)由 L 计算辐射出射度 M 是很复杂的。

在生活实践中有这样的现象, 即对于一个磨得很光或镀得很好的反射镜, 当有一束光入射到它上面时, 反射的光线具有很好的方向性, 只有恰好逆着反射光线的方向观察时, 才感到十分耀眼, 这种反射称为镜面反射。然而, 对于一个表面粗糙的反射体(如毛玻璃), 其反射的光线没有方向性, 在各个方向观察时, 感到没有什么差别, 这种反射称为漫反射。对于理想的漫反射体, 所反射的辐射功率的空间分布由下式描述

$$\Delta^2 P = B \cos\theta \Delta A \Delta\Omega \quad (2-49)$$

也就是说, 理想反射体单位表面积向空间某方向单位立体角反射(发射)的辐射功率和该方向与表面法线夹角的余弦成正比。这个规律就称为朗伯余弦定律。式中 B 是一个与方向无关的常数。凡遵守朗伯余弦定律的辐射表面称为朗伯面, 相应的辐射源称为朗伯源或漫辐射源。

虽然朗伯余弦定律是一个理想化的概念, 但是实际遇到的许多辐射源, 在一定的范围内都十分接近于朗伯余弦定律的辐射规律。例如, 第3章将讨论的黑体辐射, 就精确地遵守朗伯余弦定律。大多数绝缘材料表面, 在相对于表面法线方向的观察角不超过 60° 时, 都遵守朗伯余弦定律。导电材料表面虽然有较大的差异, 但在工程计算中, 在相对于表面法线方向的观察角不超过 50° 时, 也还能运用朗伯余弦定律。

2.5.1 朗伯辐射源的辐射亮度

由辐射亮度的定义式(2-7), 和朗伯余弦定律的表示式(2-49), 我们可以得出朗伯辐射源辐射亮度的表示式为

$$L = \lim_{\substack{\Delta A \rightarrow 0 \\ \Delta\Omega \rightarrow 0}} \frac{\Delta^2 P}{\cos\theta \Delta A \Delta\Omega} = B \quad (2-50)$$

此式表明: 朗伯辐射源的辐射亮度是一个与方向无关的常量。这是因为辐射源的表观面积随表面法线与观测方向夹角的余弦面变化, 而朗伯源的辐射功率的角分布又遵守余弦定律, 所以观测到辐射功率大的方向, 所看到的辐射源的表观面积也大。两者之比, 即辐射亮度, 应与观测方向无关。

2.5.2 朗伯辐射源的特征

如图2-6所示, 设面积 ΔA 很小的朗伯辐射源的辐射亮度为 L , 该辐射源向空间某一方向与法线成 θ 角, $\Delta\Omega$ 立体角内辐射的功率为

$$\Delta P = L \Delta A \cos\theta \Delta\Omega \quad (2-51)$$

由于该辐射源面积很小, 可以看成是小面源, 可用辐射强度度量其辐射空间特性。因为该辐射源的辐射亮度在各个方向上相等, 则与法线成 θ 角方向上的辐射强度 ΔI_θ 为

$$I_\theta = \frac{\Delta P}{\Delta\Omega} = L \Delta A \cos\theta = I_0 \cos\theta \quad (2-52)$$

其中 $I_0 = L \Delta A$ 为其法线方向上的辐射强度。

上式表明, 各个方向上辐射亮度相等的小面源, 在某一方向上的辐射强度等于这个面

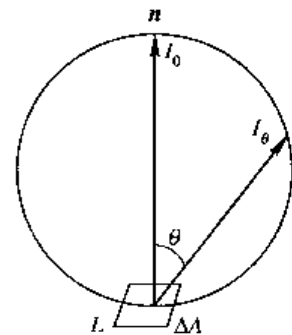


图 2-6 朗伯辐射源的特征

垂直方向上的辐射强度乘以方向角的余弦，就是朗伯余弦定律的最初形式。

式(2-52)可以描绘出小朗伯辐射源的辐射强度分布曲线，如图2-6所示，它是一个与发射面相切的整圆形。在实际应用中，为了确定一个辐射面或漫反射面接近理想朗伯面的程度，通常可以测量其辐射强度分布曲线。如果辐射强度分布曲线很接近图2-6所示的形状，我们就可以认为它是一个朗伯面。

2.5.3 朗伯辐射源的 L 与 M 关系

L 与 M 关系的普遍表示式由式(2-8)给出。在一般情况下，如果不知道 L 与方向角 θ 的明显函数关系，就无法由 L 计算出 M 。但是，对于朗伯辐射源而言， L 与 θ 无关，于是式(2-8)可写为

$$M = L \int_{2\pi \text{球面度}} \cos\theta \, d\Omega$$

因为球坐标的立体角元 $d\Omega = \sin\theta \, d\theta \, d\varphi$ ，所以有

$$M = L \int \cos\theta \, d\Omega = L \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos\theta \sin\theta \, d\theta = \pi L \quad (2-53)$$

利用这个关系，可使辐射量的计算大为简化。

2.5.4 朗伯小面源的 I 、 L 、 M 的相互关系

对于朗伯小面源，由于 L 值为常数，利用式(2-11)，有

$$I = L \cos\theta \, \Delta A \quad (2-54)$$

利用 $M = \pi L$ ，有如下关系

$$I = L \cos\theta \, \Delta A = \frac{M}{\pi} \cos\theta \, \Delta A \quad (2-55)$$

或

$$L = \frac{M}{\pi} = \frac{I}{\Delta A \cos\theta} \quad (2-56)$$

$$M = \pi L = \frac{\pi I}{\Delta A \cos\theta} \quad (2-57)$$

对于朗伯小面源，可利用这些关系式简化运算。

2.6 辐射度量中的基本规律

现将辐射度量 and 辐射量计算中常用的一些概念和基本规律叙述如下。

2.6.1 距离平方反比定律

距离平方反比定律是描述点源(或小面源)的辐射强度 I 与其所产生的辐射照度 E 之间的关系。如图2-7所示，设点源的辐射强度为 I ，它与被照面上 x 点处面积元 dA 的距离为 l ， dA 的法线与 l 的夹角为 θ ，则投射到 dA 上的辐射功率为 $dP = I \, d\Omega = I \, dA \cos\theta / l^2$ ，所以，点源在被照面上 x 点处产生的辐射照度为

$$E = \frac{dP}{dA} = \frac{I \cos\theta}{l^2} \quad (2-58)$$

上式表明，一个辐射强度为 I 的点源，在距离它 l 处且与辐射线垂直的平面上产生的辐射照度与这个辐射源的辐射强度成正比，与距离的平方成反比，这个结论称为照度与距离平方反比定律。如果平面与射线不垂直，则必须乘以平面法线与射线之间的夹角的余弦，称之为照度的余弦法则。

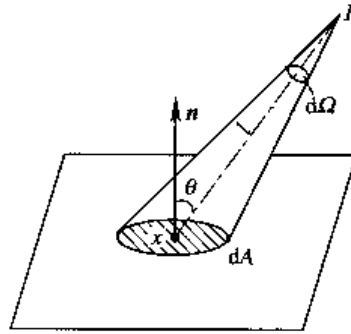


图 2-7 点源产生的辐射照度

2.6.2 互易定理

如图 2-8 所示，设有两个面积分别为 A_1 和 A_2 的均匀朗伯辐射面，其辐射亮度分别为 L_1 和 L_2 。现考查这两个朗伯面之间的辐射能量传递。为此在 A_1 和 A_2 上分别取面积元 ΔA_1 和 ΔA_2 ，两者相距为 l ， θ_1 和 θ_2 分别为 ΔA_1 和 ΔA_2 的法线与 l 的夹角。 ΔA_2 从 ΔA_1 接收到的辐射功率 $\Delta P_{1 \rightarrow 2}$ 为

$$\Delta P_{1 \rightarrow 2} = \frac{L_1 \cos \theta_1 \cdot \cos \theta_2 \cdot \Delta A_1 \cdot \Delta A_2}{l^2}$$

而 ΔA_1 从 ΔA_2 接收到的辐射功率 $\Delta P_{2 \rightarrow 1}$ 为

$$\Delta P_{2 \rightarrow 1} = \frac{L_2 \cos \theta_1 \cdot \cos \theta_2 \cdot \Delta A_1 \cdot \Delta A_2}{l^2}$$

于是，两朗伯面所接收的辐射功率之比为

$$\frac{\Delta P_{1 \rightarrow 2}}{\Delta P_{2 \rightarrow 1}} = \frac{L_1}{L_2} \quad (2-59)$$

该式表明：两面元所传递的辐射功率之比等于两辐射面的辐射亮度之比。由于 A_1 和 A_2 可以看成是由许多面元组成的，且每一对组合的面元都具有上述性质，因此，对于整个表面有

$$\frac{P_{1 \rightarrow 2}}{P_{2 \rightarrow 1}} = \frac{\sum \Delta P_{1 \rightarrow 2}}{\sum \Delta P_{2 \rightarrow 1}} = \frac{L_1}{L_2} \quad (2-60)$$

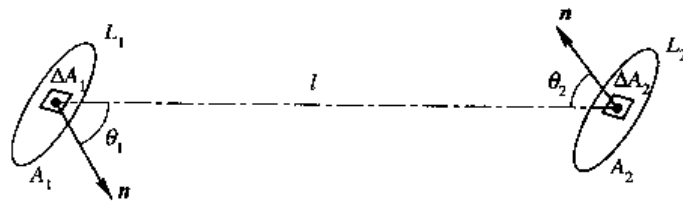


图 2-8 互易定理

上式称为互易定理。互易定理在辐射传输计算中有广泛的用途，某些情况下，使用互易定理可使计算大为简化。

2.6.3 立体角投影定理

如图 2-9 所示，小面源的辐射亮度为 L ，小面源和被照面的面积分别为 ΔA_s 和 ΔA ，两者相距为 l ， θ_s 和 θ 分别为 ΔA_s 和 ΔA 的法线与 l 的夹角。小面源 ΔA_s 在 θ_s 方向的辐射强度为 $I = L\Delta A_s \cos\theta_s$ ，利用公式(2-58)，可写出 ΔA_s 在 ΔA 上所产生的辐射照度为

$$E = \frac{I \cos\theta}{l^2} = L \cdot \frac{\Delta A_s \cos\theta_s \cos\theta}{l^2} \quad (2-61)$$

因为 ΔA_s 对 ΔA 所张开的立体角 $\Delta\Omega_s = \Delta A_s \cos\theta_s / l^2$ ，所以有

$$E = L\Delta\Omega_s \cos\theta \quad (2-62)$$

上式称为立体角投影定理。即 ΔA_s 在 ΔA 上所产生的辐射照度等于 ΔA_s 的辐射亮度与 ΔA_s 对 ΔA 所张的立体角以及被照面 ΔA 的法线和 l 夹角的余弦三者的乘积。

当 $\theta_s = \theta = 0$ 时，即 ΔA_s 与 ΔA 相互平行且垂直于两者的连线时， $E = L\Delta\Omega_s$ 。若 l 一定， ΔA_s 的周界一定，则 ΔA_s 在 ΔA 上所产生的辐射照度与 ΔA_s 的形状无关，如图 2-10 所示。此定理可使许多具有复杂表面的辐射源所产生的辐射照度的计算变得较为简单。

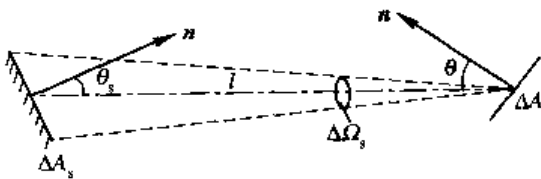


图 2-9 立体角投影定理

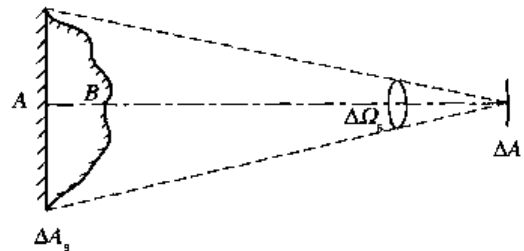


图 2-10 不同形状的辐射源对 ΔA 所产生的辐射照度

2.6.4 Sumpner 定理

在球形腔内，腔内壁面积元 dA_1 从另一面积元 dA_2 接收的辐射功率与 dA_1 在球面上的位置无关，即球内壁某一面积元辐射的能量均匀照射在球形腔内壁，称其为 Sumpner 定理。

球形腔体如图 2-11 所示。按辐射亮度的定义， dA_1 接收 dA_2 的辐射功率为

$$dP = L \cos\theta \, dA_2 \, d\Omega$$

式中 L 为腔内壁表面的辐射亮度。若腔内壁表面为理想的朗伯面，则 L 为常数。因为立体角 $d\Omega = dA_1 \cos\theta / r^2$ ，所以

$$dP = L \, dA_1 \, dA_2 \frac{\cos^2\theta}{r^2}$$

由图 2-11 可知 $\cos\theta = (r/2)/R$ ， R 为球腔的半径，则

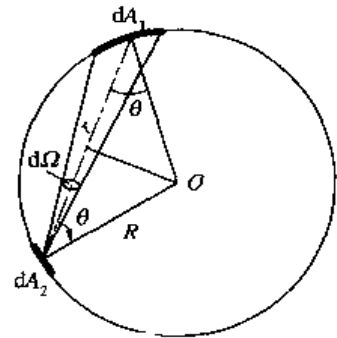


图 2-11 Sumpner 定理

$$dP = L dA_1 dA_2 \frac{1}{4R^2} \quad (2-63)$$

因为 L, R 均为常数, 所以 dA_1 接收 dA_2 的辐射功率 dP 与 dA_1 的位置无关。又因为腔内壁表面为朗伯面, 有 $M = \pi L$, 腔壁面积 $A = 4\pi R^2$, 所以式(2-63)可改写为

$$dP = \frac{M}{\pi} dA_1 dA_2 \frac{1}{4R^2} = \frac{M dA_1 dA_2}{A}$$

于是, dA_1 单位面积接收的辐射功率, 即辐射照度为

$$\frac{dP}{dA_1} = \frac{M dA_2}{A} = \text{常数} \quad (2-64)$$

这就证明了 dA_2 的辐射能量均匀地辐照在球形腔内壁。

将 dA_2 推广至部分球面积 ΔA_2 , 同样有 ΔA_2 在球内壁产生的辐射照度是均匀的。注意, 在这个定理的讨论中, 我们没有考虑辐射在球内壁上的多次反射。

2.6.5 角系数的基本概念

角系数又称形状因子, 在计算规则几何形状表面的辐射能量传递中, 利用角系数可使计算非常简便。下面我们就来简单讨论角系数的基本概念。

1. 角系数的表示式

如图 2-12 所示, 设有两个朗伯微表面元 dA_1 和 dA_2 , 相距为 l , 辐射亮度分别为 L_1 和 L_2 , 两面的法线与 l 的夹角分别为 θ_1 和 θ_2 。根据辐射亮度的定义式, 由 dA_1 向 dA_2 发射的辐射功率为

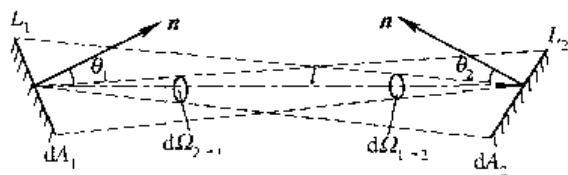


图 2-12 两微元之间的辐射变换

$$dP_{1 \rightarrow 2} = L_1 \cos\theta_1 dA_1 d\Omega_{2 \rightarrow 1}$$

因为 dA_2 对 dA_1 所张的立体角元为

$$d\Omega_{2 \rightarrow 1} = \frac{dA_2 \cos\theta_2}{l^2}$$

所以

$$dP_{1 \rightarrow 2} = L_1 \cos\theta_1 dA_1 \frac{dA_2 \cos\theta_2}{l^2} = \frac{M_1}{\pi} \frac{dA_1 \cos\theta_1 dA_2 \cos\theta_2}{l^2} \quad (2-65)$$

式中 M_1 为 dA_1 的辐出度。同理, 由 dA_2 向 dA_1 发射的辐射功率为

$$dP_{2 \rightarrow 1} = L_2 \cos\theta_2 dA_2 \frac{dA_1 \cos\theta_1}{l^2} = \frac{M_2}{\pi} \frac{dA_2 \cos\theta_2 dA_1 \cos\theta_1}{l^2} \quad (2-66)$$

式中 M_2 为 dA_2 的辐出度。于是, 两微面元相互传递的净辐射功率为

$$\Delta dP_{1 \rightarrow 2} = \left[\frac{M_1}{\pi} - \frac{M_2}{\pi} \right] \frac{\cos\theta_1 \cos\theta_2}{l^2} \cdot dA_1 \cdot dA_2 \quad (2-67)$$

利用上式可以计算两个微面元间辐射能量的传递。为了简化计算, 引入角系数的概念。根据式(2-65)和式(2-66), 令

$$dF_{1 \rightarrow 2} = \frac{dP_{1 \rightarrow 2}}{M_1 dA_1} = \frac{\cos\theta_1 \cos\theta_2}{\pi l^2} \cdot dA_2 \quad (2-68)$$

$$dF_{2 \rightarrow 1} = \frac{dP_{2 \rightarrow 1}}{M_2 dA_2} = \frac{\cos\theta_2 \cos\theta_1}{\pi l^2} \cdot dA_1 \quad (2-69)$$

$dF_{1 \rightarrow 2}$ 和 $dF_{2 \rightarrow 1}$ 分别称为微面元 dA_1 对 dA_2 和 dA_2 对 dA_1 的角系数。其物理意义为从一微面元发出，被另一微面元接收的辐射功率与微面元发射的总辐射功率的比值。

根据微面元角系数的表示式(2-68)和式(2-69)，可以得到

$$dF_{1 \rightarrow 2} \cdot dA_1 = dF_{2 \rightarrow 1} \cdot dA_2 \quad (2-70)$$

这就是微面元对微面元角系数的互换性关系式。

对于有限的朗伯辐射表面 A_1 和 A_2 ，可以写出 A_1 向 A_2 发射的辐射功率为

$$P_{1 \rightarrow 2} = M_1 \int_{A_1} \int_{A_2} \frac{\cos\theta_1 \cos\theta_2}{\pi l^2} dA_1 dA_2$$

A_2 向 A_1 发射的辐射功率为

$$P_{2 \rightarrow 1} = M_2 \int_{A_1} \int_{A_2} \frac{\cos\theta_2 \cos\theta_1}{\pi l^2} dA_2 dA_1$$

根据微面元角系数的定义，同样有两个有限表面的角系数为

$$F_{1 \rightarrow 2} = \frac{P_{1 \rightarrow 2}}{M_1 A_1} = \frac{1}{A_1} \int_{A_1} \int_{A_2} \frac{\cos\theta_1 \cos\theta_2}{\pi l^2} dA_1 dA_2 \quad (2-71)$$

$$F_{2 \rightarrow 1} = \frac{P_{2 \rightarrow 1}}{M_2 A_2} = \frac{1}{A_2} \int_{A_1} \int_{A_2} \frac{\cos\theta_1 \cos\theta_2}{\pi l^2} dA_1 dA_2 \quad (2-72)$$

而有限面源间的角系数互换性关系式为

$$F_{1 \rightarrow 2} \cdot A_1 = F_{2 \rightarrow 1} \cdot A_2 \quad (2-73)$$

由上面角系数的表示式可以看到，只要知道发射表面所发射的辐射总功率以及发射和接收面间的角系数，就可以计算出发射面向接收面发射的辐射功率。另外，不论 A_2 距 A_1 远或近，或是形状、方向异同，只要 A_1 对 A_2 具有相同的立体角， A_1 对 A_2 的角系数就是相同的。如图 2-13 所示， A_1 对曲面 A_2' 和平面 A_2'' 的角系数相等。

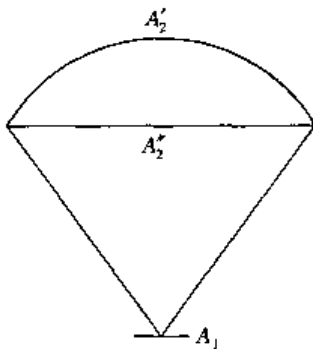


图 2-13 A_1 对曲面和平面的角系数相等

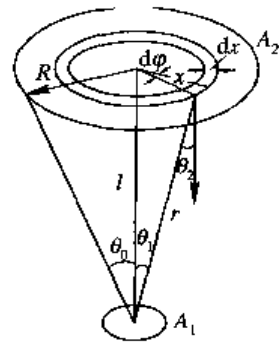


图 2-14 两平行圆盘间的角系数

2. 角系数的计算举例

如图 2-14 所示，设两朗伯圆盘 A_1 与 A_2 ，相距为 l ， A_1 很小， A_2 的半径为 R 。求它们之间的角系数。

在 A_2 上取 $dA_2 = x dx d\varphi$ ，且有 $\cos\theta_1 = \cos\theta_2 = l/r$ 及 $r^2 = x^2 + l^2$ 。根据式(2-71)，考虑到 A_1 很小，则 A_1 对 A_2 的角系数为

$$F_{1 \rightarrow 2} = \frac{1}{A_1} \int_{A_1} \int_{A_2} \frac{\cos\theta_1 \cos\theta_2}{\pi r^2} dA_1 dA_2 = \int_0^R \frac{2l^2}{(x^2 + l^2)^2} x dx = \frac{R^2}{l^2 + R^2} \quad (2-74)$$

再由式(2-73)可得 A_2 对 A_1 的角系数为

$$F_{2 \rightarrow 1} = \frac{A_1}{A_2} \cdot F_{1 \rightarrow 2} = \frac{A_1}{A_2} \cdot \frac{R^2}{l^2 + R^2} \quad (2-75)$$

若 A_2 的辐射亮度为 L_2 , 则 A_1 接收 A_2 的辐射功率为

$$P_{2 \rightarrow 1} = F_{2 \rightarrow 1} \pi L_2 A_2 = L_2 \frac{\pi R^2}{l^2 + R^2} A_1$$

A_1 上的辐射照度为

$$E_1 = \frac{P_{2 \rightarrow 1}}{A_1} = L_2 \frac{\pi R^2}{l^2 + R^2} = \pi L_2 \sin^2 \theta_0$$

这与 2.7.6 节将要讨论的朗伯扩展源产生的辐射照度公式相同。

如图 2-15 所示, 两朗伯球的辐出度分别为 M_1 和 M_2 , 半径分别为 R_1 和 R_2 , 求两球间的角系数和两球的净辐射功率。

因为内球 A_1 发射的辐射功率全部到达外球 A_2 , 所以 $F_{1 \rightarrow 2} = 1$ 。根据角系数的互换关系式,

$$F_{2 \rightarrow 1} = F_{1 \rightarrow 2} \times \frac{A_1}{A_2} = \frac{R_1^2}{R_2^2}$$

内球 A_1 向外球 A_2 传递的净辐射功率为

$$\Delta P_{1 \rightarrow 2} = P_{1 \rightarrow 2} - P_{2 \rightarrow 1} = F_{1 \rightarrow 2} M_1 A_1 - F_{2 \rightarrow 1} M_2 A_2 = (M_1 - M_2) 4\pi R_1^2$$

此式没有考虑两者之间的反射。

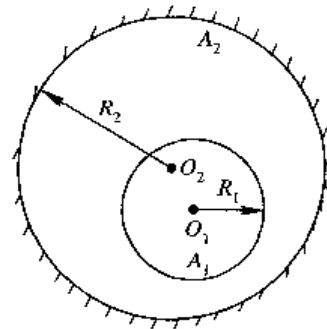


图 2-15 套在一起的球间的角系数

2.7 辐射量计算举例

在以下讨论中, 若无特殊说明, 所涉及的辐射源均为朗伯体。

2.7.1 圆盘的辐射强度和辐射功率

设圆盘的辐射亮度为 L , 面积为 A , 如图 2-16 所示。圆盘在与其法线成 θ 角的方向上的辐射强度为

$$I_\theta = LA \cos \theta = I_0 \cos \theta \quad (2-76)$$

式中 $I_0 = LA$, 为圆盘在其法线方向上的辐射强度。

圆盘向半球空间发射的辐射功率为 P , 按辐射亮度的定义有

$$dP = LA \cos \theta d\Omega$$

因为球坐标的 $d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi$, 则

$$P = LA \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos \theta \sin \theta d\theta = \pi LA = \pi I_0 \quad (2-77)$$

也可按辐射强度的定义, 求得

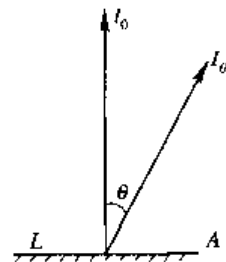


图 2-16 圆盘辐射强度

$$P = \int_{2\pi} I_0 d\Omega = \int_{2\pi} I_0 \cos\theta d\Omega = LA \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos\theta \sin\theta d\theta = \pi LA = \pi I_0$$

或按朗伯源的辐射规律 $M = \pi L$, 同样可得

$$P = MA = \pi LA = \pi I_0$$

可见, 对于朗伯面, 利用辐射出射度计算辐射功率最简单。

2.7.2 球面的辐射强度和辐射功率

设球面的辐射亮度为 L , 球半径为 R , 球面积为 A , 如图 2-17 所示, 若球面在 $\theta=0$ 方向上的辐射强度为 I_0 , 则在球面上所取得的小面源 $dA = R^2 \sin\theta d\theta d\varphi$, 在 $\theta=0$ 方向上的辐射强度为 $dI_0 = L dA \cos\theta = LR^2 \sin\theta \cos\theta d\theta d\varphi$, 则

$$I_0 = \int_{2\pi} dI_0 = LR^2 \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos\theta \sin\theta d\theta = \pi LR^2 \quad (2-78)$$

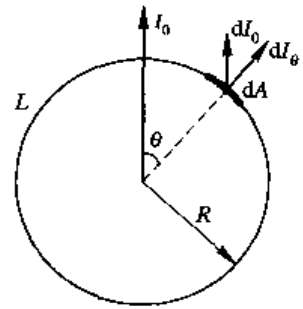


图 2-17 球面辐射强度

同样的计算可以求得球面在 θ 方向的辐射强度 $I_\theta = I_0 = \pi LR^2$ 。可见球面在各方向上的辐射强度相等。

球面向整个空间发射的辐射功率为

$$P = \int_{4\pi} I_\theta d\Omega = \pi LR^2 \int_{4\pi} d\Omega = 4\pi^2 LR^2 = 4\pi I_0 \quad (2-79)$$

式中 $I_0 = \pi LR^2$, 为球面的辐射强度。

2.7.3 半球面的辐射强度和辐射功率

设半球球面的辐射亮度为 L , 球半径为 R , 如图 2-18 所示, 若球面在 $\theta=0$ 方向上的辐射强度为 I_0 , 则有

$$I_0 = \pi LR^2 \quad (2-80)$$

半球球面在 θ 方向的辐射强度为

$$I_\theta = \frac{1}{2} \pi LR^2 (1 + \cos\theta) \quad (2-81)$$

可见半球球面在各方向上的辐射强度是不相等的。

半球球面向整个空间发射的辐射功率为

$$\begin{aligned} P &= \int_{4\pi} I_\theta d\Omega \\ &= \frac{1}{2} \pi LR^2 \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi (1 + \cos\theta) \sin\theta d\theta \\ &= 2\pi I_0 \end{aligned} \quad (2-82)$$

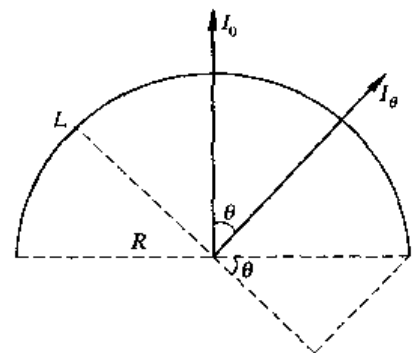


图 2-18 半球面辐射强度

以上的计算都是辐射亮度为常数的朗伯源的情况。对于非朗伯源, 辐射亮度不为常数, 而与方向有关。若给出辐射源的辐射亮度与方向的关系, 则可利用式(2-10)求得辐射强度。

2.7.4 点源产生的辐射照度

如图 2-19 所示, 设点源的辐射强度为 I , 它与被照面上 x 点处面积元 dA 的距离为 l , dA 的法线与 l 的夹角为 θ , 则投射到 dA 上的辐射功率为 $dP = I d\Omega = I dA \cos\theta / l^2$, 所以, 点源在被照面上 x 点处产生的辐射照度为

$$E = \frac{dP}{dA} = \frac{I \cos\theta}{l^2} \quad (2-83)$$

此式即为照度与距离的平方反比定律。

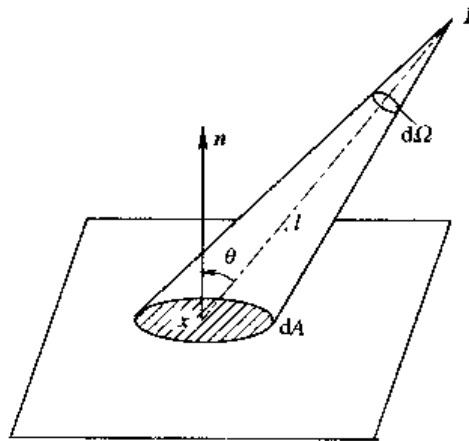


图 2-19 点源产生的辐射照度

2.7.5 小面源产生的辐射照度

如图 2-20 所示, 设小面源的面积为 ΔA_s , 辐射亮度为 L , 被照面面积为 ΔA , ΔA_s 与 ΔA 相距为 l , ΔA_s 和 ΔA 的法线与 l 的夹角分别为 θ_s 和 θ . 小面源 ΔA_s 的辐射强度为

$$I = L \cos\theta_s \Delta A_s$$

小面源产生的辐射照度为

$$E = \frac{I \cos\theta}{l^2} = L \Delta A_s \frac{\cos\theta_s \cos\theta}{l^2} \quad (2-84)$$

上式也可以直接利用立体角投影定理计算。小面源 ΔA_s 对被照点所张的立体角为 $\Delta\Omega_s = \Delta A_s \cos\theta_s / l^2$, 由立体角投影定理有

$$E = L \Delta\Omega_s \cos\theta = L \Delta A_s \frac{\cos\theta_s \cos\theta}{l^2} \quad (2-85)$$

应用以上式子时, 要求小面积的线度比距离 l 要小得多。

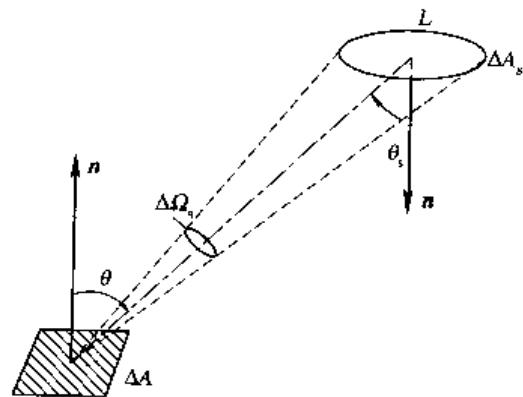


图 2-20 小面源产生的辐射照度

2.7.6 扩展源产生的辐射照度

设有一个朗伯大面积扩展源(如在室外工作的红外装置面对的天空背景),其各处的辐射亮度均相同。我们来讨论在面积为 A_d 的探测器表面上的辐射照度。

如图 2-21 所示,设探测器半视场角为 θ_0 ,在探测器视场范围内(即扩展源被看到的那部分)的辐射源面积为 $A_s = \pi R^2$,该辐射源与探测器之间的距离为 l ,且辐射源表面与探测器表面平行,所以 $\theta_s = \theta_0$ 。

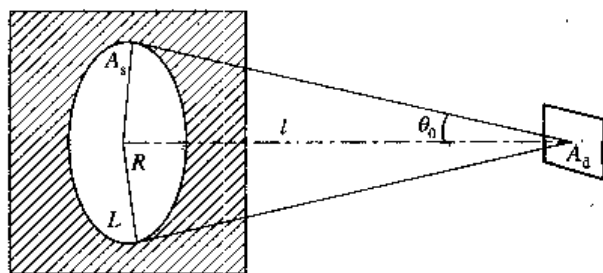


图 2-21 大面积扩展源产生的辐射照度

利用角系数的概念,由(2-75)式可知,辐射源盘对探测器的角系数为

$$F_{s \rightarrow d} = \frac{A_d}{A_s} \frac{R^2}{l^2 + R^2} \quad (2-86)$$

于是,从辐射源 A_s 发出被 A_d 接受的辐射功率为

$$P_{s \rightarrow d} = F_{s \rightarrow d} A_s \pi L = \frac{A_d}{A_s} \cdot A_s \pi L \cdot \frac{R^2}{l^2 + R^2} = A_d \pi L \cdot \frac{R^2}{l^2 + R^2} \quad (2-87)$$

则大面积扩展源在探测器表面上产生的辐射照度为

$$E = \frac{P_{s \rightarrow d}}{A_d} = \pi L \frac{R^2}{l^2 + R^2} = \pi L \sin^2 \theta_0 \quad (2-88)$$

对朗伯辐射源, $M = \pi L$, 上式也可写为

$$E = M \sin^2 \theta_0 \quad (2-89)$$

由此可见,大面积扩展源在探测器上产生的辐射照度,与辐射源的辐出度或者辐射亮度成正比,与探测器的半视场角 θ_0 的正弦平方成正比。如果探测器视场角达到 π ,辐射源面积又充满整个视场(如在室外工作的红外装置面对的天空背景),则在探测器表面上产生的辐射照度等于辐射源的辐出度,即当 $2\theta_0 = \pi$ 时,

$$E = M \quad (2-90)$$

这是一个很重要的结论。

用互易定理求解,也可获得同样的结论:假设 A_d 的辐射亮度也为 L ,则按互易定理有

$$P_{s \rightarrow d} = P_{d \rightarrow s}$$

即朗伯圆盘与接收面 A_d 之间相互传递的辐射功率相等。而 A_d 向朗伯圆盘发射的辐射功率为

$$P_{d \rightarrow s} = \int_{\Omega} L A_d \cos \theta \, d\Omega = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\theta_0} L A_d \sin \theta \cos \theta \, d\theta = \pi L A_d \sin^2 \theta_0$$

所以圆盘在 A_d 上产生的辐射照度为

$$E = \frac{P_{s \rightarrow d}}{A_d} = \frac{P_{d \rightarrow s}}{A_d} = \pi L \sin^2 \theta_0$$

此结果与扩展源产生的辐照公式(2-88)相同。在某些情况下,使用互易定理可使计算大为简化。

下面我们利用以上结论讨论一下将辐射源作为小面源(点源)的近似条件和误差。

从图 2-21 得到

$$\sin^2 \theta_0 = \frac{R^2}{l^2 + R^2}$$

包括在探测器视察范围内的辐射源面积为 $A_s = \pi R^2$, 所以式(2-88)可改写为

$$E = L \frac{A_s}{l^2 + R^2} \quad (2-91)$$

若 A_s 小到可以近似为小面源(点源), 则它在探测器上产生的辐射照度, 可由式(2-85)(此时 $\theta_s = \theta = 0$)得到

$$E_0 = L \frac{A_s}{l^2} \quad (2-92)$$

所以, 从式(2-91)和式(2-92)得到将辐射源看作小面源(点源)的相对误差为

$$\frac{E_0 - E}{E} = \left(\frac{R}{l} \right)^2 = \tan^2 \theta_0 \quad (2-93)$$

式中, E 是精确计算给出的扩展源产生的辐射照度, E_0 是将扩展源当作小面源(点源)近似时得到的辐射照度。

如果 $(R/l) \leq 1/10$, 即当 $l \geq 10R$ ($\theta_0 \leq 5.7^\circ$) 时, 有

$$\frac{E_0 - E}{E} \leq \frac{1}{100} \quad (2-94)$$

上式表明, 如果辐射源的线度(即最大尺寸)小于等于辐射源与被照面之间距离的 10%, 或者辐射源对探测器所张的半视场角 $\theta_0 \leq 5.7^\circ$, 可将扩展源作为小面源来进行计算, 所得到的辐射照度与精确计算值的相对误差将小于 1%。

2.7.7 线状辐射源产生的辐射照度

如果一个辐射亮度均匀、各方向相同的圆筒形辐射源的直径与其长度之比相对很小, 我们可把它看成一条细线辐射源, 称为线辐射源。例如, 日光灯、管状碘钨灯、能斯脱灯、硅碳棒和陶瓷远红外加热管等均属于此类辐射源。线辐射源的辐射强度分布曲线如图 2-22 所示, 是以其本身为对称轴并相切于 O 点的圆环。

设线辐射源的长度为 l 、半径为 R 、辐射亮度为 L , 如图 2-22 所示。则与线辐射源垂直方向上的辐射强度为 $I_0 = 2LRl$, 与其法线成 α 角的方向上的辐射强度为 I_α , 有

$$I_\alpha = I_0 \cos \alpha \quad (2-95)$$

因为 θ 角与 α 角互为余角, 所以有

$$I_\theta = I_0 \sin \theta \quad (2-96)$$

下面我们计算线辐射源发出的总功率。为此, 我们采用球坐标系, 如图 2-22 所示。显然, 由于辐射强度的对称性, I_α 仅与 θ 角(或 α 角)有关, 而与 φ 角无关。首先在 θ 角方向上取一微小立体角 $d\Omega$, 在该立体角中, 线辐射源辐射的功率为

$$dP = I_{\theta} d\Omega = I_{\theta} \sin\theta d\theta d\varphi$$

又因为 $I_{\theta} = I_0 \sin\theta$, 所以

$$dP = I_0 \sin^2\theta d\theta d\varphi$$

线辐射源发出的总辐射功率为

$$P = I_0 \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi} \sin^2\theta d\theta = \pi^2 I_0 \quad (2-97)$$

直接利用辐射出射度计算得

$$P = 2\pi R l M = 2\pi^2 L R l = \pi^2 I_0 \quad (2-98)$$

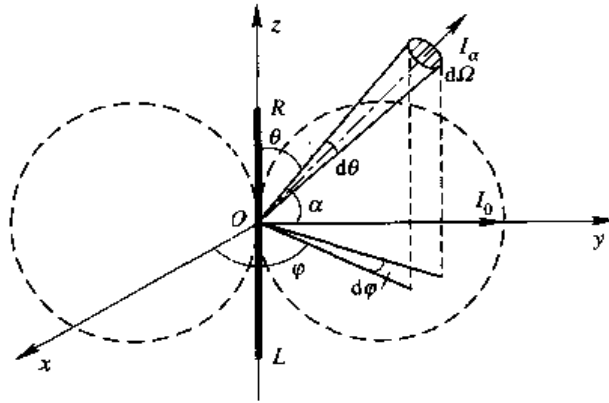


图 2-22 线辐射源产生的辐射强度

下面我们讨论有限线状辐射源产生的辐射照度。如图 2-23 所示, AB 代表一个线辐射源, 其辐射亮度为 L , 长为 l , 半径为 R , 求在 X 点的辐射照度。

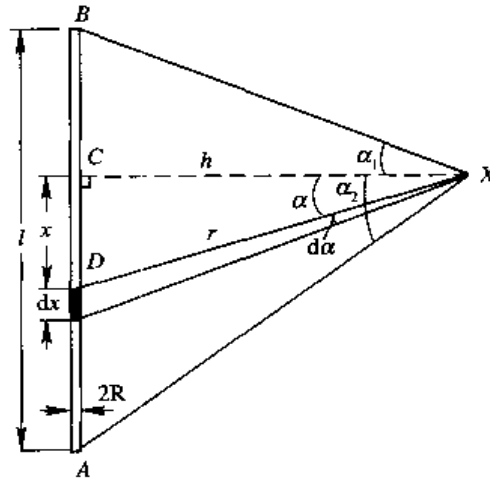


图 2-23 线源在平行平面上 X 点处的辐射照度

设单位长度上的最大辐射强度为 $I_l = I_0/l = 2LR$ 表示, X 点到线辐射源的垂直距离用 h 表示, XB 、 XA 与 XC 的夹角分别用 α_1 和 α_2 表示, 借助这些量, 我们可以得到 X 点的辐射照度公式。

首先计算线辐射源 AB 上一微小长度 dx 对 X 点所产生的辐射照度。设所考虑的 dx 位于图中距 C 点距离为 x 的 D 处, 距离 DX 用 r 表示, dx 对 X 点的张角为 $d\alpha$ 。 dx 在 DX 方

向上的辐射强度为

$$dI_a = I_l dx \cos\alpha$$

而 dx 在 X 点的辐射照度为

$$dE_a = \frac{dI_a}{r^2} \cos\alpha$$

式中的 r 和 dx 可以借助于 h 、 α 来表示, 即

$$r = \frac{a}{\cos\alpha}, \quad x = h \tan\alpha$$

$$dx = \frac{h d\alpha}{\cos^2\alpha}$$

将上述各量代入上式, 则有

$$dE_a = I_l \frac{1}{h} \cos^2\alpha d\alpha \quad (2-99)$$

在 α_1 和 α_2 之间积分, 可得线辐射源 AB 在 X 点的辐射照度为

$$E = \int dE_a = I_l \frac{1}{h} \int_{\alpha_2}^{\alpha_1} \cos^2\alpha d\alpha = I_l \frac{1}{h} \frac{1}{4} [2|\alpha_2 - \alpha_1| + |\sin 2\alpha_1 - \sin 2\alpha_2|] \quad (2-100)$$

如果 X 点位于该线辐射源中心垂直向外的地方, 此时 AB 对 X 点的张角为 2α 。在这种情况下, 公式(2-100)中的 α_1 和 α_2 有相等的数值, 但符号相反。所以, 有

$$E = \frac{I_l}{h} \frac{1}{2} (2\alpha + \sin 2\alpha) \quad (2-101)$$

因为 $\tan\alpha = l/2h$, 所以因子 $(2\alpha + \sin 2\alpha)/2$ 可由 l 与 h 之比求得。

现在我们对式(2-101)的两种极端情况进行讨论:

第一种是 $h \gg l$ 的情况。在这种情况下, 可以把线辐射源 AB 看作是在 C 点的点源, 其辐射强度为

$$I_c = I_l l$$

所以, X 点的辐射照度为

$$E = \frac{I_c}{h^2} = \frac{I_l l}{h^2} \quad (2-102)$$

计算结果表明, 当 $h/l=2$ 时, 用式(2-102)代替式(2-101), 所带来的相对误差是 4%。如果 $h/l \gg 2$, 那么误差会更小。

第二种情况是 $h \ll l$ 。在这种情况下, $\alpha = \pi/2$, 所以, 式(2-101)化为

$$E = \frac{\pi}{2} \frac{I_l}{h} \quad (2-103)$$

计算结果表明, 当 $h < l/4$ 时, 用式(2-103)代替式(2-101)可以得出足够精确的结果。

2.7.8 简单几何形状辐射源的辐射特性

任何一个辐射源的辐射, 都可用如下三个基本参数来描述: 辐射源的总功率、辐射的空间分布和辐射的光谱分布。

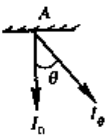


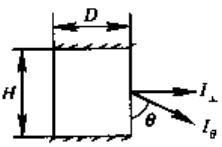
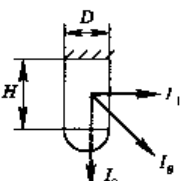
总辐射功率 P 就是目标在各个方向上所发射的辐射功率的总和, 也就是目标的辐射强度 I 对整个发射立体角的积分, 即 $P = \int_{\text{发射立体角}} I d\Omega$ 。

辐射的空间分布表示辐射强度在空间的分布情况。

辐射的光谱分布表征物体发射的辐射能量在不同波段(或各光谱区域)中的数值。

一般情况下, 任何目标的辐射都是由辐射源的固有辐射和它的反射辐射组成的。目标的固有辐射决定于它的表面温度、形状、尺寸和辐射表面的性能等。由前面的讨论, 可列出几种简单形状的均匀辐射源的辐射特性, 如表 2-4 所示。根据这个表, 并通过综合方法, 往往可以简化较复杂形状辐射源的计算。

表 2-4 简单形状辐射源的辐射特性

辐射体类型	辐射强度	辐射指向	辐射通量
圆盘	$I_{\theta} = I_0 \cos\theta$ 式中 $I_0 = LA$		$\Phi = \pi I_0$
球	$I_{\theta} = I_0 = L \frac{\pi D^2}{4}$		$\Phi = 4\pi I_0$
半球	$I_{\theta} = \frac{I_0}{2} (1 + \cos\theta)$ 式中 $I_0 = L \frac{\pi D^2}{4}$		$\Phi = 2\pi I_0$
圆柱	$I_{\theta} = I_{\perp} \sin\theta$ 式中 $I_{\perp} = LHD$		$\Phi = \pi^2 I_{\perp}$
有球面底的圆柱	$I_{\theta} = \frac{I_0}{2} (1 + \cos\theta) + I_{\perp} \sin\theta$ 式中 $I_0 = L \frac{\pi D^2}{4}$, $I_{\perp} = LHD$		$\Phi = 2\pi I_0 + \pi^2 I_{\perp}$

2.8 辐射传输中的相关定律

为了突出辐射量的基本概念和计算方法,前面的讨论都没有考虑辐射在传输介质中的衰减。事实上,在距辐射源一定距离上,来自辐射源的辐射都要受到所在介质、光学元件等的表面反射、内部吸收、散射等过程的衰减,只有一部分辐射功率通过介质。为了描述辐射在介质中的衰减,本节将讨论一些相关的定律。

2.8.1 总功率定律

如图 2-24 所示,如投射到某介质表面上的辐射功率为 P_i , 其中一部分 P_ρ 被表面反射,一部分 P_a 被介质吸收,如果介质是部分透明的,就会有一部分辐射功率 P_τ 从介质中透射过去。由能量守恒定律有

$$P_i = P_\rho + P_a + P_\tau$$

或写为

$$1 = \frac{P_\rho}{P_i} + \frac{P_a}{P_i} + \frac{P_\tau}{P_i}$$

即

$$1 = \rho + \alpha + \tau \quad (2-104)$$

其中反射率、吸收率和透射率的定义如下:

反射率为

$$\rho = \frac{P_\rho}{P_i} \quad (2-105)$$

吸收率为

$$\alpha = \frac{P_a}{P_i} \quad (2-106)$$

透射率为

$$\tau = \frac{P_\tau}{P_i} \quad (2-107)$$

反射率、吸收率和透射率与介质的性质(如材料的种类、表面状态和均匀性等)和温度有关。

如果投射到介质上的辐射是波长为 λ 的单色辐射,即 $P_i = P_{i\lambda} d\lambda$, 则反射、吸收和透射的辐射功率也是单色的。可分别表示为 $P_\rho = P_{\rho\lambda} d\lambda$, $P_a = P_{a\lambda} d\lambda$, $P_\tau = P_{\tau\lambda} d\lambda$ 。由此可得:

光谱反射率为

$$\rho(\lambda) = \frac{P_{\rho\lambda}}{P_{i\lambda}} \quad (2-108)$$

光谱吸收率为

$$\alpha(\lambda) = \frac{P_{a\lambda}}{P_{i\lambda}} \quad (2-109)$$

光谱透射率为

$$\tau(\lambda) = \frac{P_{\tau\lambda}}{P_{i\lambda}} \quad (2-110)$$

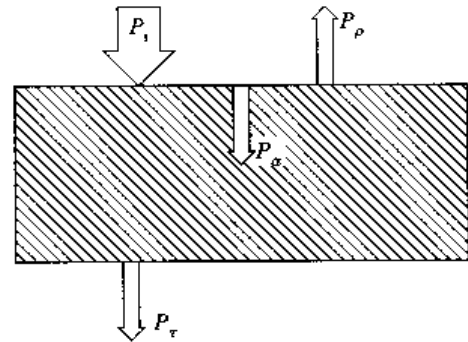


图 2-24 入射辐射在介质上的反射、吸收和透射

$\rho(\lambda)$ 、 $\alpha(\lambda)$ 和 $\tau(\lambda)$ 都是波长的函数，它们也满足式(2-104)。

若入射的辐射功率是全辐射功率，即 $P_i = \int_0^\infty P_{i\lambda} d\lambda$ ，则反射、吸收和透射的全辐射功率可以从式(2-105)、(2-106)和式(2-107)得到。于是，我们就可以得到全反射率与光谱反射率、全吸收率与光谱吸收率以及全透射率与光谱透射率之间的关系为

$$\rho = \frac{P_r}{P_i} = \frac{\int_0^\infty \rho(\lambda) P_{i\lambda} d\lambda}{\int_0^\infty P_{i\lambda} d\lambda} \quad (2-111)$$

$$\alpha = \frac{P_a}{P_i} = \frac{\int_0^\infty \alpha(\lambda) P_{i\lambda} d\lambda}{\int_0^\infty P_{i\lambda} d\lambda} \quad (2-112)$$

$$\tau = \frac{P_\tau}{P_i} = \frac{\int_0^\infty \tau(\lambda) P_{i\lambda} d\lambda}{\int_0^\infty P_{i\lambda} d\lambda} \quad (2-113)$$

对于在光谱带 $\lambda_1 \sim \lambda_2$ 之内的情况，我们也可以定义相应的各量。只要将式(2-111)、式(2-112)和式(2-113)中的积分限换成 $\lambda_1 \sim \lambda_2$ 即可。

2.8.2 朗伯定律和朗伯-比耳定律

1. 朗伯定律

现在我们来讨论辐射在介质内传播时产生衰减的主要原因：介质对辐射的吸收和散射。首先，假设介质对辐射只有吸收作用，我们来讨论辐射的传播规律。如图 2-25 所示，设有一平行辐射束在均匀(即不考虑散射)的吸收介质内传播距离为 dx 路程之后，其辐射功率减少 dP 。实验证明，被介质吸收掉的辐射功率的相对值 dP/P 与通过的路程 dx 成正比，即

$$-\frac{dP}{P} = a dx \quad (2-114)$$

式中 a 称为介质的吸收系数，负号表示 dP 是从 P 中减少的数量。

将上式从 0 到 x 积分，得到在 x 点处的辐射功率为

$$P(x) = P(0)e^{-ax} \quad (2-115)$$

式中 $P(0)$ 是在 $x=0$ 处的辐射功率。上式就是吸收定律，它表明，辐射功率在传播过程中，由于介质的吸收，数值随传播距离增加作指数衰减。

吸收率和吸收系数是两个不同意义的概念。按式(2-106)，吸收率是被介质吸收的辐射功率与入射辐射功率的比值。它是一个无量纲的纯数，其值在 0 与 1 之间。由式(2-114)可以看出，吸收系数 $a = -(dP/P)/dx$ ，表示在通过介质单位距离时辐射功率衰减的百分比。因此，吸收系数 a 是个有量纲的量。当 x 的单位取米时， a 的单位是 $1/m$ ，且 a 的值可等于 1 或大于 1。很显然， a 值越大，吸收就越严重。从式(2-115)可以看出，当辐

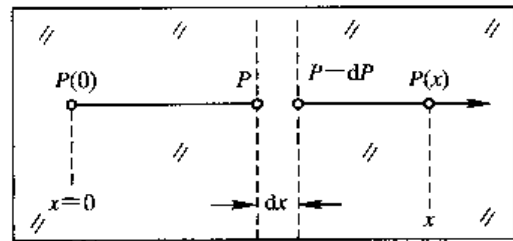


图 2-25 在吸收介质内辐射的传播

射在介质中传播 $1/a$ 距离时, 辐射功率就衰减为原来值的 $1/e$ 。所以在 a 值很大的介质中, 辐射传播不了多远就被吸收掉了。

介质的吸收系数一般与辐射的波长有关。对于光谱辐射功率, 可以把吸收定律表示为

$$P_{\lambda}(x) = P_{\lambda}(0)e^{-a(\lambda) \cdot x} \quad (2-116)$$

式中 $a(\lambda)$ 为光谱吸收系数。

通常, 将比值 $P_{\lambda}(x)/P_{\lambda}(0)$ 称为介质的内透射率。由式(2-116)不难得到内透射率为

$$\tau_i(\lambda) = \frac{P_{\lambda}(x)}{P_{\lambda}(0)} = e^{-a(\lambda) \cdot x} \quad (2-117)$$

内透射率表征在介质内传播一段距离 x 后, 透射过去的辐射功率所占原辐射功率的百分数。

图 2-26 所示的是具有两个表面的介质的透射情形。设介质表面(1)的透射率为 $\tau_1(\lambda)$, 表面(2)的透射率为 $\tau_2(\lambda)$ 。对表面(1)有 $P_{\lambda}(0) = \tau_1(\lambda)P_{\lambda i}$ 。若表面(1)和(2)的反射率比较小, 且只考虑在表面(2)上的第一次透射(即不考虑在表面(2)与表面(1)之间来回反射所产生的各项透射), 则有 $P_{\lambda i} = \tau_2(\lambda)P_{\lambda}(x)$ 。于是, 利用以上两式, 得到介质的透射率为

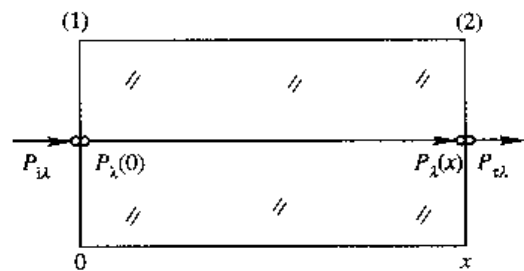


图 2-26 辐射在两个表面的介质中传输

$$\begin{aligned} \tau(\lambda) &= \frac{P_{\lambda t}}{P_{\lambda i}} = \frac{\tau_2(\lambda)P_{\lambda}(x)}{P_{\lambda}(0)/\tau_1(\lambda)} = \tau_1(\lambda) \cdot \tau_2(\lambda) \frac{P_{\lambda}(x)}{P_{\lambda}(0)} \\ &= \tau_1(\lambda) \cdot \tau_2(\lambda) \cdot \tau_i(\lambda) \end{aligned} \quad (2-118)$$

由上式可以看出, 一介质的透射率 $\tau(\lambda)$ 等于两个表面的透射率 $\tau_1(\lambda)$ 、 $\tau_2(\lambda)$ 和内透射率 $\tau_i(\lambda)$ 的乘积。

当表面(1)和(2)的反射率比较大时, 辐射功率将在两表面之间来回多次反射。而每反射一次, 在表面(2)均有一部分辐射功率透射过去(对表面(1)也有同样的现象)。由于电磁波的波动性, 将产生多光束干涉, 因此透射率的公式要比上式复杂些, 这里不做讨论。

以上我们讨论了辐射在介质内传播时产生衰减的主要原因之一, 即吸收问题。导致衰减的另一个主要原因是散射。假设介质中只有散射作用, 我们来讨论辐射在介质中的传输规律。

设有一功率为 P_{λ} 的平行单色辐射束, 入射到包含许多微粒的非均匀介质上, 如图 2-27 所示。由于介质中微粒的散射作用, 使一部分辐射偏离原来的传播方向, 因此, 在介质内传播距离 dx 路程后, 继续在原来方向上传播的辐射功率(即透过 dx 之后透射的辐射功率) P_{λ} , 比原来入射功率 P_{λ} 衰减了 dP_{λ} , 实

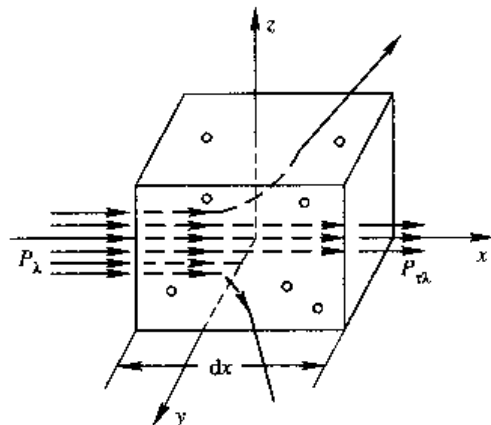


图 2-27 辐射在介质内的散射

验证明, 辐射衰减的相对值 dP_λ/P_λ 与在介质中通过的距离 dx 成正比, 即

$$-\frac{dP_\lambda}{P_\lambda} = \gamma(\lambda) dx \quad (2-119)$$

其中, 称 $\gamma(\lambda)$ 为散射系数。式中的负号表示 dP_λ 是减少的量。散射系数与介质内微粒(或称散射元)的大小和数目以及散射介质的性质有关。

如果把上式从 0 到 x 积分, 则得

$$P_\lambda(x) = P_\lambda(0)e^{-\gamma(\lambda)x} \quad (2-120)$$

式中, $P_\lambda(0)$ 是在 $x=0$ 处的辐射功率, $P_\lambda(x)$ 是在只有散射的介质内通过距离 x 后的辐射功率。介质的散射作用, 也使辐射功率按指数规律随传播距离增加而减少。

以上我们分别讨论了介质只有吸收或只有散射作用时, 辐射功率的传播规律。只考虑吸收的内透射率 $\tau'_i(\lambda)$ 和只考虑散射的内透射率 $\tau''_i(\lambda)$ 的表示式为

$$\tau'_i(\lambda) = \frac{P'_\lambda(x)}{P'_\lambda(0)} = e^{-a(\lambda)x} \quad (2-121)$$

$$\tau''_i(\lambda) = \frac{P''_\lambda(x)}{P''_\lambda(0)} = e^{-\gamma(\lambda)x} \quad (2-122)$$

如果在介质内同时存在吸收和散射作用, 并且认为这两种衰减机理彼此无关。那么, 总的内透射率应该是

$$\tau_i(\lambda) = \frac{P_{\lambda i}(x)}{P_{\lambda i}(0)} = \tau'_i(\lambda) \cdot \tau''_i(\lambda) = \exp\{-[a(\lambda) + \gamma(\lambda)]x\} \quad (2-123)$$

于是, 我们可以写出, 在同时存在吸收和散射的介质内, 功率为 $P_{\lambda i}$ 的辐射束传播距离为 x 的路程后, 透射的辐射功率为

$$P_{\lambda i}(x) = P_{\lambda i}(0) \exp\{-[a(\lambda) + \gamma(\lambda)]x\} = P_{\lambda i}(0) \exp[-K(\lambda)x] \quad (2-124)$$

式中, $K(\lambda) = a(\lambda) + \gamma(\lambda)$ 称为介质的消光系数。式(2-124)就叫朗伯定律。

2. 朗伯-比耳定律

在讨论吸收现象时, 比较方便的办法是用引起吸收的个别单元来讨论。假设在一定的条件下, 每个单元的吸收不依赖于吸收元的浓度。则吸收系数就正比于单位程长上所遇到的吸收元的数目, 即正比于这些单元的浓度 n_a , 可以写为

$$a(\lambda) = a'(\lambda)n_a \quad (2-125)$$

式中 $a'(\lambda)$ (通常是波长的函数) 是单位浓度的吸收系数。式(2-125)叫做比耳定律。

上面关于 $a'(\lambda)$ 与浓度 n_a 无关的假设, 在某些情况下是不适用的。例如浓度的变化可能改变吸收分子的本质或引起吸收分子间的相互作用。

用同样的方法, 散射系数可以写为

$$\gamma(\lambda) = \gamma'(\lambda)n_\gamma \quad (2-126)$$

式中, n_γ 是散射元的浓度, $\gamma'(\lambda)$ 是单元浓度的散射系数。

因为 $a'(\lambda)$ 和 $\gamma'(\lambda)$ 具有面积的量纲, 所以又称为吸收截面和散射截面。

应用这些定义, 我们就可以把朗伯定律写为

$$P_{\lambda i}(x) = P_{\lambda i}(0) \exp\{-[a'(\lambda)n_a + \gamma'(\lambda)n_\gamma]x\} \quad (2-127)$$

式(2-127)称为朗伯-比耳定律。该定律表明: 在距离表而为 x 的介质内透射的辐射功率将随介质内的吸收元和散射元的浓度的增加而以指数规律衰减。这个定律的重要应用之

一是用红外吸收法做混合气体组分的定量分析。常用的红外气体分析仪就是按此原理工作的。

红外气体分析仪可以根据不同的要求设计成多种形式，如图 2-28 所示是其中的一种。用这种仪器可以测量大气中二氧化碳的含量。

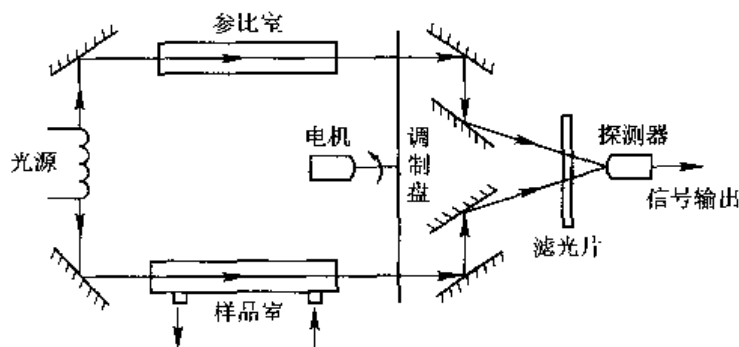


图 2-28 红外气体分析仪的工作原理

从光源发出的红外辐射分成两束，被反射镜反射后分别通过样品室和参比室，再经过反射镜系统投射到红外探测器上。探测器的前面是一块滤光片，只让中心波长为 $4.35 \mu\text{m}$ 的一个窄波段的红外辐射通过。因此探测器所接收的仅是 $4.35 \mu\text{m}$ 这个窄波段的辐射，而 $4.35 \mu\text{m}$ 则是二氧化碳的主要吸收带中心波长。

调制盘是一个齿轮式的圆盘，利用调制盘把投射到探测器上的辐射变为交变辐射。样品室与参比室的位置如图 2-28 安置，当调制盘的齿遮住从参比室出来的辐射时，从样品室出来的辐射正好从调制盘的齿间通过。这样探测器就可以交替地接收通过样品室和参比室的辐射。

如参比室里没有二氧化碳，通过样品室的气体也没有二氧化碳，调节仪器使两束辐射完全相等，那么，探测器所接收到的就是功率恒定的辐射。此时探测器就只有直流响应，接在探测器后的放大器的输出就是零。如果样品室的气体中有二氧化碳气体，对 $4.35 \mu\text{m}$ 波段的辐射就有吸收，那么两束辐射的功率就不相等，探测器所接收到的就是交变的辐射，放大器的输出信号就不再为零。因为二氧化碳的吸收与二氧化碳的浓度有关，即与二氧化碳的含量有关，所以，当气体中二氧化碳含量增加时，放大器的输出信号就增大。经过适当的定标，就可以测量二氧化碳的含量。

2.8.3 阿贝定律

1. 辐射在均匀无损耗介质中传播时辐射亮度不变

如图 2-29 所示，一辐射束在均匀无损耗介质中传播，在传播路程上任取两点 P_1 和 P_2 ，相距 l 。过两点作两面元 dA_1 和 dA_2 ，若面元 dA_1 的辐射亮度为 L_1 ，则由 dA_1 发出并到达 dA_2 的辐射功率为

$$dP_1 = L_1 dA_1 \cos\theta_1 d\Omega_2 = L_1 A_1 \cos\theta_1 \cdot \left(\frac{dA_2 \cos\theta_2}{l^2} \right)$$

由于辐射在无损耗的介质中传播，因此 dA_2 接受到的辐射功率 $dP_2 = dP_1$ ，假设 dA_2 的辐射亮度为 L_2 ，则由辐射亮度的定义可知

$$\begin{aligned}
 L_2 &= \frac{dP_2}{dA_2 \cos\theta_2 d\Omega_2} = \frac{L_1 dA_1 \cos\theta_1 \cdot (dA_2 \cos\theta_2 / l^2)}{dA_2 \cos\theta_2 d\Omega_2} \\
 &= L_1 \frac{dA_1 \cos\theta_1 \cdot (dA_2 \cos\theta_2 / l^2)}{dA_2 \cos\theta_2 \cdot (dA_1 \cos\theta_1 / l^2)} \\
 &= L_1
 \end{aligned}
 \tag{2-128}$$

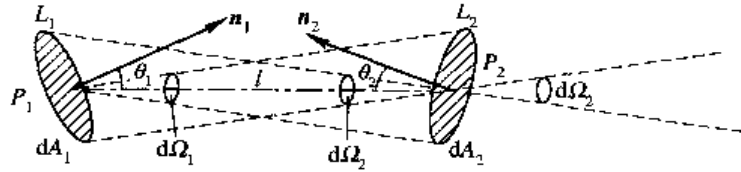


图 2-29 均匀无损耗介质中辐射的传播

由于 dA_1 和 dA_2 为任意取的两个面元，因此上述结论对一般情况成立。即辐射在均匀无损耗介质中传播时，辐射亮度不变。

2. 辐射亮度定理

现在将上面得到的结论加以推广。首先定义 L/n^2 为辐射束的基本辐射亮度，其中 n 是介质的折射率。辐射亮度定理的基本含意是指当辐射光束通过任意无损耗的光学系统时，辐射束的基本辐射亮度不变。

如图 2-30 所示，设两种介质的折射率为 n_1 和 n_2 ，介质表面的反射率 $\rho=0$ ，在两介质交界面上取面积元 dA ，辐射亮度为 L_1 的一束辐射与 dA 法线之间的夹角为 θ_1 ，这束辐射在 $d\Omega_1$ 立体角内入射到 dA 表面上的辐射功率为

$$d^2P_1 = L_1 dA \cos\theta_1 d\Omega_1$$

设想 dA 在折射率为 n_2 的介质中，通过 dA 输出的辐射功率为 $d^2P_2 = L_2 dA \cos\theta_2 d\Omega_2$ 。由已知条件可知，辐射束在两介质表面折射时无损耗，则

$$d^2P_1 = d^2P_2$$

并有

$$\frac{L_2}{L_1} = \frac{\cos\theta_1 d\Omega_1}{\cos\theta_2 d\Omega_2}$$

利用球坐标有

$$\frac{d\Omega_1}{d\Omega_2} = \frac{\sin\theta_1 d\theta_1 d\varphi_1}{\sin\theta_2 d\theta_2 d\varphi_2}$$

根据折射定律，入射线、法线和折射线在同一平面内，所以 $d\varphi_1 = d\varphi_2 = d\varphi$ ，且入射角和折射角满足

$$n_1 \sin\theta_1 = n_2 \sin\theta_2$$

微分后得

$$n_1 \cos\theta_1 d\theta_1 = n_2 \cos\theta_2 d\theta_2$$

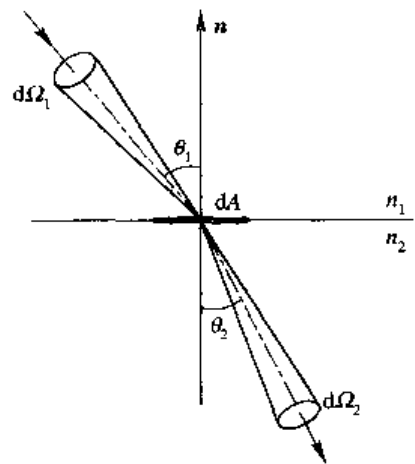


图 2-30 基本辐射亮度守恒

利用以上这些关系，我们可以得到

$$\frac{L_1}{n_1^2} = \frac{L_2}{n_2^2} \quad (2-129)$$

此式通常称为阿贝定律。它表明辐射束通过不同折射率无损耗介质表面时，基本辐射亮度是守恒的。从而可以断定，当辐射通过光学系统时，在辐射方向上沿视线测量的每一点的基本辐射亮度是不变的。

如果介质表面的反射率 $\rho \neq 0$ ，则式(2-129)应改为

$$\frac{L_1}{n_1^2}(1 - \rho) = \frac{L_2}{n_2^2} \quad (2-130)$$

2.9 光学系统中的辐射量计算

在红外系统设计中，常常要涉及到不同的光学系统，下面简单介绍一下不同光学系统中的辐射量的计算问题。

2.9.1 像的辐射亮度和辐射强度

1. 反射系统

我们只讨论镜而反射情况下，光源像的辐射亮度与光源的辐射亮度的关系。

图 2-31 示意了反射镜 M 的镜而反射。光源 C 的辐射亮度为 L ，它发出的光束在 P 点入射，入射光束的立体角为 $d\Omega$ 。在研究光束时，必须把 P 点看成是在该点与 M 相切的平面 M' 上的一个微元 dS 。 M' 在 P 点的法线是 PN 。由于反射光线与入射光线对称于法线 PN ，因此，反射光束的立体角等于入射光束的立体角，从反射光线的方向回观微面元 dS 的辐射亮度即光源像的辐射亮度。

由立体角投影定理可知，光源 C 在 dS 上产生的辐射照度为

$$E = L d\Omega \cos\theta$$

所以，入射在 dS 上的辐射通量为

$$dP = E dS = L dS d\Omega \cos\theta$$

如果用 ρ 表示反射镜的反射率，则反射光束通量为

$$dP' = \rho dP = \rho L dS \cos\theta d\Omega$$

由辐射亮度的定义可以看出，反射光束的辐射通量 dP' 相当于辐射亮度 $L' = \rho L$ 的微面元 dS 在与法线下成 θ 角的方向上 $d\Omega$ 立体角内发出的辐射通量，所以 dS 的亮度 L' 为

$$L' = \rho L \quad (2-131)$$

由上述可知，此辐射亮度正是光源像 C' 的辐射亮度。所以，我们得出结论：光源像的

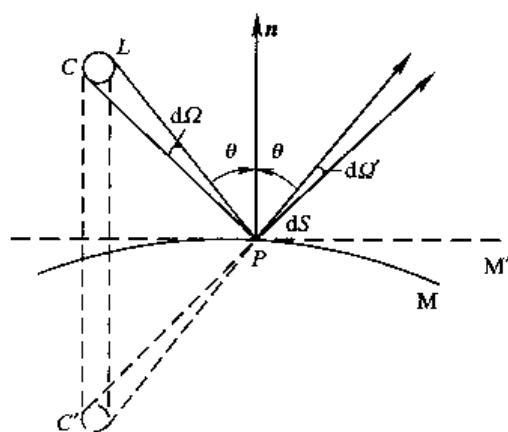


图 2-31 镜反射

辐射亮度等于光源辐射亮度与反射镜面的反射率的乘积。由于 M 是任意的，因此该结论对整个镜反射表面都是正确的。

由式(2-131)可知，光源像的辐射亮度只与镜面反射率及光源本身的辐射亮度有关，与反射镜表面的照度无关。因此，任何形状的反射镜表面，只要各处的反射率 ρ 相同，则整个反射镜表面的辐射亮度就是光源辐射亮度与 ρ 的乘积。

现在我们来讨论光源像的辐射强度与光源的辐射强度的关系。对于平面反射镜的情形，如图 2-32 所示，一个强度为 I 的点源 C ，在一个立体角 $d\Omega$ 内发出的光束被一平面镜 M 反射。由光的反射定律可知，点源的像 C' 与点源 C 相对于反射镜 M 对称，并且反射光束的立体角 $d\Omega$ 与入射光束的立体角 $d\Omega$ 也相等。

点源 C 在 $d\Omega$ 立体角内投射到镜面 M 上的辐射通量为

$$dP = I d\Omega$$

假定平面的反射率为 ρ ，则反射通量为 ρdP ，并且该辐射通量也是在 $d\Omega'$ 中，所以光源像的辐射强度为

$$I' = \frac{\rho dP}{d\Omega'} = dI \quad (2-132)$$

上式表明，在平面反射镜的情况下，光源像的辐射强度等于光源本身的辐射强度与反射率的乘积。

对于凹面镜的情况，如图 2-33 所示，一个辐射强度为 I 的点源 C 位于凹面镜主光轴上的一点，在立体角 Ω 内向凹面镜投射的通量为

$$P = I\Omega$$

假定凹面镜的反射率为 ρ ，则反射的通量 P' 为

$$P' = \rho P = \rho I\Omega$$

该反射通量 P' 相当于强度为 I' 的点光源 C' 在立体角 Ω' 内发出的通量，而 I' 为

$$I' = \frac{P'}{\Omega'} = \rho I \frac{\Omega}{\Omega'} \quad (2-133)$$

凹面镜的反射率一般都很高(接近于 1)，所以光源像的强度增大到 $\rho\Omega/\Omega'$ 。当发射光束的半顶角 α 很小时， $\Omega' = 4\pi \sin^2 \frac{\alpha}{2} = \pi\alpha^2$ ，则

$$I' = \rho I \frac{\Omega}{\pi\alpha^2} \quad (2-134)$$

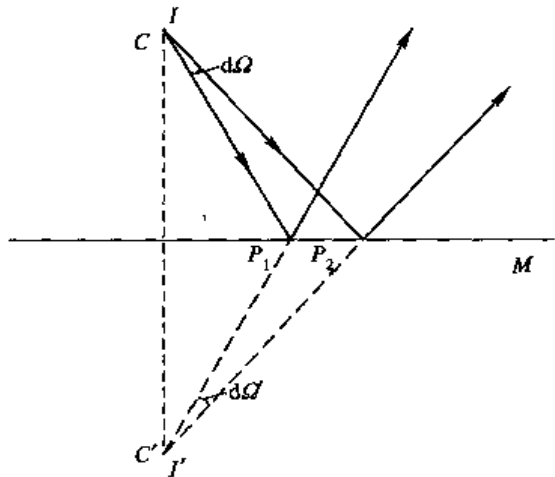


图 2-32 平面镜反射时像的强度

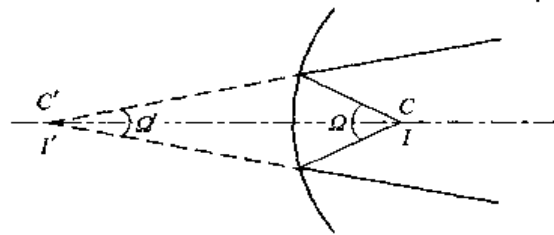


图 2-33 凹面镜反射时像的强度

2. 透射系统

经光学系统后得出的辐射亮度如何,在实际应用中是很重要的。现在我们来求辐射通过透射系统所形成的像的辐射亮度。这个问题可以从基本辐射亮度守恒定理得出,但由于可能存在像差,因此会引入某些微小差别,如球差能使边缘光线偏离近轴像。所以像的辐射亮度必须建立在成像质量的基础上。

让我们考虑一个如图 2-34 所示的理想透镜 AB , 设发光物体是与透镜主光轴垂直的长方形面积元 $dS = dx dy$, 其辐射亮度为 L , 它的像 dS' 也是一长方形面积元, 并且也垂直于主光轴。设此光学系统遵守阿贝正弦条件, 即

$$nh \sin\theta_0 = n'h' \sin\theta'_0 \quad (2-135)$$

式中, n 和 n' 是物空间和像空间的折射率, h 和 h' 是物高和像高, θ_0 和 θ'_0 是物空间和像空间射线与轴的夹角。

由 dS 辐射到光学系统入射光瞳处 $d\Omega_0 = \sin\theta_0 d\theta_0 d\varphi$ 立体角元内的辐射功率为

$$dP = L(\theta, \varphi) dx dy \sin\theta_0 \cos\theta_0 d\theta_0 d\varphi$$

如果该系统无损耗, 则这个功率必须从立体角元 $d\Omega' = \sin\theta'_0 d\theta'_0 d\varphi$, 通过像空间的面积元 $dS' = dx' dy'$ 。设像的辐射亮度为 $L'(\theta', \varphi)$, 则

$$dP' = L'(\theta', \varphi) dx' dy' \sin\theta'_0 \cos\theta'_0 d\theta'_0 d\varphi$$

根据正弦条件, 有

$$n dx \sin\theta_0 = n' dx' \sin\theta'_0$$

$$n dy \sin\theta_0 = n' dy' \sin\theta'_0$$

且有

$$\varphi = \varphi'$$

即

$$d\varphi = d\varphi'$$

对 θ 求微分得

$$n dy \cos\theta_0 = n' dy' \cos\theta'_0$$

由以上各式就可以得到

$$\frac{L'(\theta', \varphi)}{n'^2} = \frac{L(\theta, \varphi)}{n^2} \quad (1-136)$$

式(1-136)就是像的辐射亮度定理的一般描述。这个结果表明, 平面朗伯源的像也可看成是朗伯体, 而且像的基本辐射亮度等于源的基本辐射亮度。

如果物方和像方处于同一介质, 则有

$$L'(\theta', \varphi) = L(\theta, \varphi) \quad (1-137)$$

可见, 在忽略反射和吸收损失的条件下, 像的辐射亮度等于源的辐射亮度。

事实上, 反射和吸收总是存在的, 如果考虑到这些损失, 且光学系统的透射率为 τ , 则式(2-137)可变为

$$L'(\theta', \varphi) = \tau L(\theta, \varphi) \quad (1-138)$$

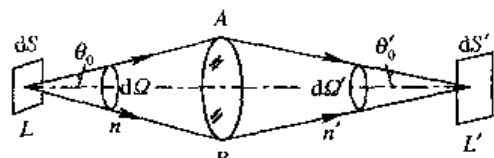


图 2-34 像的辐射亮度

事实上像的辐射亮度总是小于源的辐射亮度。

2.9.2 像的辐射照度

如图 2-34 所示, 辐射亮度为 L , 面积为 dA 的朗伯源, 它辐射出的射线通过校准过的光学系统在垂直于光轴的屏上成像。该系统假设是消像差的, 且遵守阿贝正弦条件。

辐射源 dA 入射到光学系统上的辐射功率为

$$dP = \pi L dA \sin^2 \theta$$

若光学系统为无损系统, 通过像面上的辐射功率为 $dP' = dP$, 则像的辐射照度为

$$E' = \frac{dP'}{dA'} = \pi L \frac{dA}{dA'} \cdot \sin^2 \theta \quad (2-139)$$

如果 dA 和 dA' 为圆形面积, 则正弦条件可表示为

$$n r \sin \theta = n' r' \sin \theta'$$

其中 r 为物的半径, r' 为像的半径。这样

$$\frac{dA}{dA'} = \frac{n'^2 \sin^2 \theta'}{n^2 \sin^2 \theta}$$

从而像的辐射照度就能表示为

$$E' = \pi \frac{L}{n^2} \cdot n'^2 \cdot \sin^2 \theta' \quad (2-140)$$

此式中的 $n' \sin \theta' = NA$ 叫做成像系统的数值孔径。这就可以得到, 像的辐射照度正比于光学系统的数值孔径的平方。

如果辐射源和像处于同一介质, 则有

$$E' = \pi L \sin^2 \theta' \quad (2-141)$$

由此可见, 式(2-141)与均匀圆盘辐射源所产生的辐射照度公式具有完全相同的形式, 因此, 可以把透镜看成是与辐射源辐射亮度相同的圆盘辐射源。

我们知道, 光学系统的 $f_{\text{数}}$ 定义为

$$f_{\text{数}} = \frac{f}{D}$$

式中, f 是系统的第二焦距, D 是入瞳直径。所以像的辐射照度公式又可表示为

$$E' = \frac{\pi L}{4} \cdot \frac{n'^2}{n^2} \cdot \frac{1}{f_{\text{数}}^2} \quad (2-142)$$

如果考虑光学系统的衰减效应, 则式(2-140)、式(2-141)和式(2-142)将变为

$$E' = \pi \frac{\tau L}{n^2} \cdot n'^2 \cdot \sin^2 \theta' \quad (2-143)$$

$$E' = \pi \tau L \sin^2 \theta' \quad (2-144)$$

$$E' = \frac{\pi \tau L}{4} \cdot \frac{n'^2}{n^2} \cdot \frac{1}{f_{\text{数}}^2} \quad (2-145)$$

上面得出了轴上像的辐射照度公式。如果知道了轴上点和轴外点的辐射照度之间的关系, 就可求得轴外点的辐射照度。

假设物平面的辐射亮度是均匀的, 并且轴上点和轴外点对应的光截面相等, 即不存在斜光束渐晕, 如图 2-35 所示。

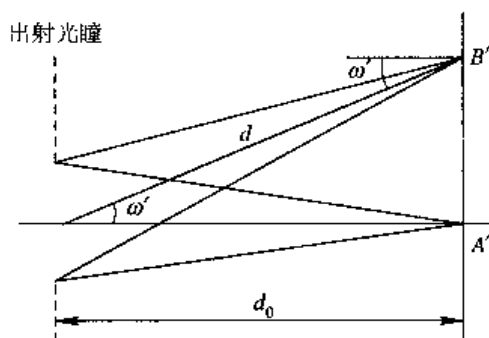


图 2-35 轴外像点的辐照度

由图可知，像平面上每一点对应的光束都充满了整个出射光瞳，光学系统的出射光瞳好像是一个发射面，辐照了像平面上的每个点。出射光瞳发射到像平面上不同像点的光束是由物平面上不同的对应点发出的。由于物平面上的辐射亮度是均匀的，因此，出射孔射向不同方向的光辐射亮度也是相同的。因为出射光瞳可以认为是朗伯辐射面，所以，其射向轴外像点的辐射强度应为

$$I = I_0 \cos \omega'$$

式中 I_0 为出射光瞳沿轴方向的辐射强度； ω' 为像方视场角。

假定出射光瞳的直径和出射光瞳离开像平面的距离比较是很小的，即光速汇聚角较小，则可近似地应用距离平方比定律。这样 B' 点的辐射照度为

$$E'_B = \frac{I}{d^2} \cos \omega'$$

式中 d 为辐照距离， d 与 A' 的距离 d_0 的关系为

$$d = \frac{d_0}{\cos \omega'}$$

把 I 和 d 的表达式代入 E'_B ，则有

$$E'_B = E'_A \cos^3 \omega' \quad (2-146)$$

式中 E'_A 为轴上像点的辐射照度。

上式表明，在没有斜光束渐晕时，随着像方角 ω' 的增加，像平面辐射照度按 $\cos^3 \omega'$ 的四次方下降。当像方视场角达到 60° 时，边缘辐射照度只是视场中央辐射照度的 6.25%，还不到 10%。这是设计 $100^\circ \sim 120^\circ$ 特大角照相物镜所遇到的主要困难之一。

在实际光学系统中，往往存在斜光束渐晕现象。假定斜光束的通光面积和轴向光束的通光面积之比为 K ，则

$$\frac{E'_B}{E'_A} = K \cos^4 \omega' \quad (2-147)$$

在一般系统中， K 均小于 1，因此像平面边缘的辐射照度比轴上像点的辐射照度要小更多。

2.9.3 系统的总辐射功率

如果光学系统的各部件既不吸收也不反射辐射，也就是说，辐射通过光学系统时没有能量损失，而且所有的射线在光学系统的出口端没有遇到任何限制光栏，即不存在渐晕。

则系统收集到的总功率为

$$P = \iint L \, dA \cos\theta \, d\Omega \quad (2-148)$$

式中, L 为光源上任意点的辐射亮度, dA 为源上所取的微积分面积元, $d\Omega$ 为入瞳上的面积元对源上任意点所张的立体角。

如果假设源是均匀的, 辐射亮度为 L 的朗伯体, 则光学系统所传递的辐射功率为

$$P = L \iint dA \cos\theta \, d\Omega = \frac{\epsilon L}{n^2} \quad (2-149)$$

其中

$$\epsilon = n^2 \iint dA \cos\theta \, d\Omega \quad (2-150)$$

是一个表示系统对辐射功率收集能力的几何量。它与源的基本辐射亮度的乘积给出了被收集的辐射功率。

若源的面积为 A , 则

$$\epsilon = n^2 A \int \cos\theta \, d\Omega = n^2 A \cdot \Omega_0 \quad (2-151)$$

其中

$$\Omega_0 = \int_0^{\theta_0} 2\pi \sin\theta \cos\theta \, d\theta = \pi \sin^2\theta_0$$

为光源的投影立体角, 从而有

$$\epsilon = \pi n^2 A \sin^2\theta_0 \quad (2-153)$$

根据阿贝正弦条件可得

$$\epsilon = \pi n'^2 A' \sin^2\theta'_0 \quad (2-154)$$

由于光学系统是无损耗的, 且 $L/n^2 = L'/n'^2$, 因此光学系统所传递的辐射功率为

$$P = \frac{L}{n^2} \cdot \epsilon = \frac{L'}{n'^2} \cdot \epsilon \quad (2-155)$$

习 题

1. 试用波长(μm)、频率(Hz)、波数($1/\text{cm}$)和光子能量(eV)分别表示近、中、远和极远红外区的范围。

2. 已知一点辐射源, 辐射强度为 2.5 W/sr , 求相距 50 cm 的仪器(仪器物镜面积是 25 cm^2)所接收到的辐射功率。

3. 一点辐射源在上半空间发出的辐射通量为 62.8 W , 求该辐射源在上半空间的平均辐射强度。

4. 房间的面积为 $4.58 \text{ m} \times 3.66 \text{ m}$, 用 100 cd 的电灯照明, 灯悬于天花板中央, 离地 2.44 m , 求地面上如下不同位置的照度:

(1) 灯的正下方;

(2) 房屋的一角(假设灯在各个方向的发光强度均相同)。

5. 在一平面 S 之上方 4 m 高处有一发光强度为 100 cd 的各向同性点光源 C , S 平面上

有一点 P , $\angle OCP=60^\circ$, 求点源 C 对它正下方 S 上的 O 点产生的照度, 以及对 S 面上 P 点产生的照度。

6. 表面积分别为 A_1 和 A_2 的两个小球, 相距一较远的距离 l , 如第一个小球的辐出度为 M , 证明第二个小球接收到第一个小球的辐射功率为 $MA_1A_2/16\pi l^2$ 。

7. 如图 2-36 所示, 小面源面积为 A_s , 辐射亮度为 L , 写出距其为 l 和 $l/\cos\theta$ 的接收面 A_d , 在如图所示的五个位置上所接收的辐射功率。

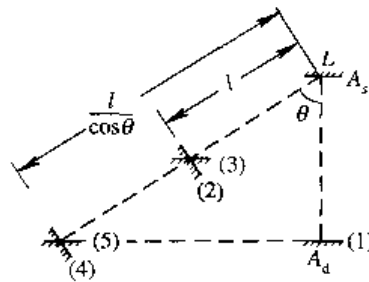


图 2-36 题 7 图

8. 某平面上有两点 A 和 B , 相距 x , 若在 A 点上方 h 处悬挂一个辐射源, 其辐射强度为 I , 试求 B 点的辐射照度。

9. 阳光垂直照射地面时, 照度为 10^5 lx , 若认为太阳是朗伯辐射体, 并忽略大气衰减, 已知地球轨道半径为 $1.5 \times 10^8 \text{ km}$, 太阳直径为 $1.4 \times 10^7 \text{ km}$, 求太阳的亮度和辐射亮度。

10. 有一个半径为 1.0 m 的圆形桌子, 在桌子中心正上方 2.0 m 的高度处置一点光源, 这时桌子的中心照度为 90.01 lx , 在桌面其他点的照度随中心距离增大而下降, 那么当把光源置于离桌子中心 3.00 m 高度处时, 求桌子中心处和边缘上的照度。

11. 在一水平面的上方有一个点辐射源 S , 在平面上有一点 B , B 点与源正下方 A 点的距离为 l 。当源 S 垂直下移时, 问在怎样的高度处时, 可使 B 点的辐射照度最大。

12. 有一个半径为 R 的圆盘, 其辐射亮度为 $L_0 \cos\theta$, 其中 θ 为观测方向与圆盘面法线的夹角。求圆盘的辐射出射度和距中心垂直距离为 l 处 p 点的辐射亮度。

13. 已知飞机尾喷口直径 $D_s=60 \text{ cm}$, 光学接收系统直径 $D=30 \text{ cm}$, 喷口与光学系统相距 $d=1.8 \text{ km}$, 当飞机尾喷口的辐射出射度 $M=1 \text{ W/cm}^2$ 时, 忽略大气的影响, 求光学系统所接收的辐射功率。

14. 波长为 460 nm , 光通量为 620 lm 的蓝光, 射在一个白色屏幕上, 问屏幕上在 1 分钟内接收多少焦耳的能量。

15. 两个具有一定距离的辐射源 A 和 B , 在两者的连线上用辐射计测得辐射照度相等, 但辐射计到两个辐射源的距离之比为 $2:5$ 。将一红外滤光片置于 B 之前, 再测平衡位置, 距离比变为 $6:5$, 求在探测器响应的波段内该滤光片的透射率。

16. 有一发光面 $S=8 \text{ cm}^2$, 其辐射亮度为 $10^4 \text{ W/(m}^2 \cdot \text{sr)}$ 。如果是按余弦发射体发出辐射, 求在半顶角 5° 和 1.5° 之间的立体角内发出的辐射通量。

17. 一支 He-Ne 激光器, 发射出波长为 632.8 nm 的激光束, 其功率为 10 mW , 发散角为 2 mrad 。如果光束截面直径为 1 mm , 投射到距激光器 10 m 远的屏上。试求此激光束的辐射强度、辐射亮度、光通量、发光强度以及在屏上的辐射照度、照度(波长 632.8 nm 的 $V=0.235$)。

18. 面积为 A 的微面元, 按余弦发射体发出辐射, 其辐射亮度为 L , 在与其法线成 θ 角的方向上发出辐射, 求在与 A 平行且相距为 d 的平面上一点 B 处产生的辐射照度。如果把 B 点所在的平面在 B 处逆时针转动 φ 角, 在 B 点处的辐射照度如何?

19. 一个发光表面 S 的面积是 0.5 cm^2 , 与其法线成 45° 角的 CP 方向的亮度为 $5 \times 10^6 \text{ cd/m}^2$, CP 与接收面元 dS 的法线成 60° 角, $CP=50 \text{ cm}$, 求 dS 上 P 点的照度。

20. 满月能够在地球上产生 0.2 lx 的照度。假设满月等价于直径为 3476 km 的圆形面光源, 距地面平均距离为 $3.844 \times 10^5 \text{ km}$, 如果忽略大气衰减, 计算月亮的亮度。

21. 有一直径为 0.060 m 的圆形均匀漫反射玻璃片, 该玻璃片在某波段内的透射率为 0.5 。用一光源照射玻璃片, 小光源距离玻璃片为 1 m , 在玻璃片前方(中心线) 3 m 处放一个带有直径为 0.0400 m 孔的光栏, 这时, 通过该孔的辐射通量是多少? 小光源的辐射强度 $I=8.00 \text{ W/sr}$ 。

22. 如图 2-37 所示, 一主动红外系统所发射的辐射被一圆盘目标漫反射, 该系统所发射的辐射强度为 I_s , 接收孔径为 D_0 , 目标的半径为 R , 漫反射率为 ρ , 目标与系统相距 l 。大气透射率为 1, 证明系统接收目标反射的辐射功率为 $\pi R^2 D_0^2 I_s \rho / 4l$ 。

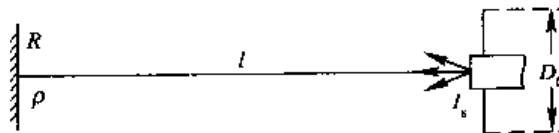


图 2-37 题 22 图

23. 一细长的朗伯面, 辐射亮度为 L , 长和宽分别为 l 和 D , 求在其中垂线上, 距离为 d 处 P 点的辐射照度。当 $D \ll l$ 时, 其辐射照度又如何表示?

24. 半径为 R 的球体, 其表面为朗伯辐射面, 辐射亮度为 L , 求距球心为 l 的点上球所产生的辐射照度的表示式。

25. 如图 2-38 所示, 圆柱的底面和内壁均为朗伯面, 辐射亮度均为 L , 试证明面积 A_d 的小圆盘从圆柱底面 a, b 接收的辐射功率之差等于 A_d 从 a 和 b 之间的圆柱内壁接收的辐射功率。

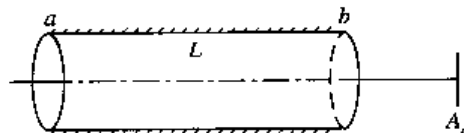


图 2-38 题 25 图

26. 非朗伯辐射圆盘, 其辐射亮度为 $L(\theta) = L_0 \cos \theta$, 其中 θ 为圆盘法线与观察方向的夹角。求由半锥角 θ_0 所确定的立体角内的辐出度和此立体角以外的辐出度, 并利用朗伯圆盘的辐射特性验证所求的结果。

27. 如果系统的视场充满云层, 云层反射太阳的辐射。设云层的反射率与波长无关, 数值为 0.7 , 太阳在云层上的辐射照度为 0.14 W/cm^2 , 系统的视场立体角为 $2.45 \times 10^{-4} \text{ sr}$, 试计算云层的反射在系统入瞳上的辐射照度。

28. 试证明如图 2-39 所示的点源向圆盘发射的辐射功率为

$$P = 2\pi I \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + R^2/l^2}} \right)$$

29. 积分球的示意图如图 2-40 所示。球的半径为 R ，内壁涂以高漫反射率为 ρ 的涂层。球上开有两小孔，一孔有辐射功率为 P 的入射。写出另一孔可得到正比于 P 的均匀辐射照度的表达式。

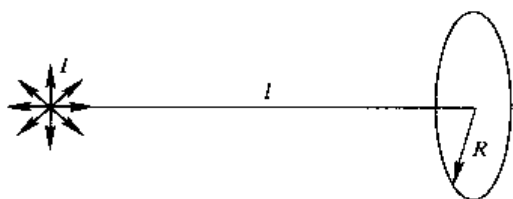


图 2-39 题 28 图

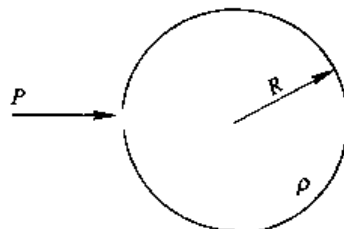


图 2-40 题 29 图

30. 两点辐射源 A 、 B 相距 l ，辐射强度分别为 I_1 和 I_2 ，求在 AB 连线上两点辐射源产生辐射照度相等的位置距 A 的距离。

31. 如图 2-41 所示，一点源辐射强度为 I ，其后方 l_1 处有一不透明朗伯辐射源圆盘，圆盘的半径为 R 、反射率为 ρ 。若 P 点距点源为 l_2 ，求 P 点处的辐射照度。

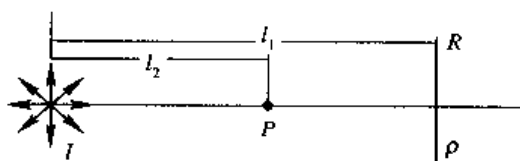


图 2-41 题 31 图

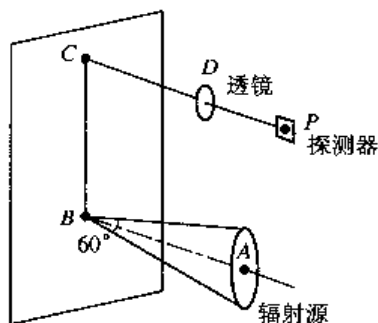


图 2-42 题 32 图

32. 如图 2-42 所示， A 是一个圆盘形朗伯辐射源，辐射亮度为 $10 \text{ W}/(\text{cm}^2 \cdot \text{sr})$ ，它向平面 BC 辐射能量。 A 对 B 点的最大张角是 60° ，距离 $AB=100 \text{ cm}$ ， $BC=100 \text{ cm}$ 。 D 处的一个透镜将 C 点附近区域成像在探测器 P 上。平板 BC 是一块漫反射板，反射率为 70% 。镜头孔的面积为 2.54 cm^2 ，透射率为 0.8 。 D 到 P 的距离是 254 cm 。试求探测器 P 处每平方厘米上接收到的辐射通量。探测器的面积为 1 cm^2 。

33. 假设某单元探测器组成的光机扫描系统为理想系统，即不考虑其光学系统的像差及衍射光斑大小，且忽略大气投射的影响。系统参数如下：探测器半径为 0.1 mm ，光学系统焦距为 200 mm ，被探测的目标是直径为 1 m 的飞机尾喷口，探测距离从 30 km 至 100 m 。请说明该系统在规定探测距离内的信号动态范围。

第 3 章 热辐射的基本规律

本章首先讨论任意物体在热平衡条件下的辐射规律，即基尔霍夫定律。接着讨论黑体的辐射规律，即普朗克公式、维恩位移定律、斯蒂芬-波尔兹曼定律。最后通过确定某一温度下物体的光谱发射率，把任意物体的辐射与黑体的辐射联系起来。

3.1 发光种类简介

物体的发光(即物体的辐射)要消耗能量。物体发光消耗的能量一般有两种：一种是物体本身的能量；另一种是物体从外界得到的能量。由于能量的供给方式不同，可把发光分为如下不同的类型：

化学发光：在发光过程中，物质内部发生了化学变化，如腐木的辉光、磷在空气中逐渐氧化的辉光等，都属于化学发光。在这种情况下，辐射能的发射与物质成分的变化和物质内能的减少是同时进行的。

光致发光：物体的发光是由预先照射或不断照射所引起的。在这种情况下，要想维持发光，就必须以光的形式把能量不断地输给发光物体，即消耗的能量是由外光源提供的。

电致发光：物体发出的辉光是由电的作用直接引起的。这类最常见的辉光是气体或金属蒸气在放电作用下产生的。放电可以有各种形式，如辉光放电、电弧放电、火花放电等。在这些情况下，辐射所需要的能量是由电能直接转化而来的。除此之外，用电场加速电子轰击某些固体材料也可产生辉光，例如变像管、显像管、荧光屏的发光就属于这类情况。

热辐射：物体在一定温度下发出电磁辐射。显然，要维持物体发出辐射就必须给物体加热。热辐射的性质可由热力学预测和解释，且如果理想热辐射体表面温度已知，那么其辐射特性就可以完全确定。一般的钨丝灯泡发光表面上看似电致发光，其实，钨丝灯因为所供给灯丝的电能并不是直接转化为辐射能，而是首先转化为热能，使钨丝灯的温度升高，导致发光，因而钨丝灯的辐射属于热辐射。

3.2 理想黑体

基尔霍夫定律是热辐射理论的基础之一。它不仅把物体的发射与吸收联系起来，而且还指出了一个好的吸收体必然是一个好的发射体。

3.2.1 基尔霍夫定律

如图 3-1 所示，任意物体 A 置于一等温腔内，腔内为真空。物体 A 在吸收腔内辐射的同时又在发射辐射，最后物体 A 将与腔壁达到同一温度 T ，这时称物体 A 与空腔达到了热

平衡状态。在热平衡状态下，物体 A 发射的辐射功率必等于它所吸收的辐射功率，否则物体 A 将不能保持温度 T 。于是有

$$M = \alpha E \quad (3-1)$$

式中， M 是物体 A 的辐射出射度， α 是物体 A 的吸收率， E 是物体 A 上的辐射照度。上式又可写为

$$\frac{M}{\alpha} = E \quad (3-2)$$

这就是基尔霍夫定律的一种表达形式，即在热平衡条件下，物体的辐射出射度与其吸收率的比值等于空腔中的辐射照度，这与物体的性质无关。物体的吸收率越大，则它的辐射出射度也越大，即好的吸收体必是好的发射体。

对于不透明的物体，透射率为零，则 $\alpha = 1 - \rho$ ，其中 ρ 是物体的反射率。这表明好的发射体必是弱的反射体。

式(3-2)用光谱量可表示为

$$\frac{M_\lambda}{\alpha_\lambda} = E_\lambda \quad (3-3)$$

3.2.2 密闭空腔中的辐射为黑体的辐射

所谓黑体(或绝对黑体)，是指在任何温度下能够全部吸收任何波长入射辐射的物体。按此定义，黑体的反射率和透射率均为零，吸收率等于1，即

$$\alpha_{bb} = \alpha_{\lambda bb} = 1 \quad (3-4)$$

其中下角标 bb 特指黑体。

黑体是一个理想化的概念，在自然界中并不存在真正的黑体。然而，一个开有小孔的空腔就是一个黑体的模型。如图 3-2 所示，在一个密封的空腔上开一个小孔，当一束入射辐射由小孔进入空腔后，在腔体表面上要经过多次反射，每反射一次，辐射就被吸收一部分，最后只有极少量的辐射从腔孔逸出。譬如腔壁的吸收率为 0.9，则进入腔内的辐射功率只经三次反射后，就吸收了入射辐射功率的 0.999。故可以认为进入空腔的辐射完全被吸收。因此，腔孔的辐射就相当于一个面积等于腔孔面积的黑体辐射。

现在我们来证明，密闭空腔中的辐射就是黑体的辐射。

如果在图 3-1 中，真空腔体中放置的物体 A 是黑体，则由式(3-3)得到

$$E_\lambda = M_{\lambda bb} \quad (3-5)$$

即黑体的光谱辐射出射度等于空腔容器内的光谱辐射照度。而空腔在黑体上产生的光谱辐射照度可用大面源所产生的辐照公式 $E_\lambda = M_\lambda \sin^2 \theta_0$ 求得。因为黑体对大面源空腔所张的半视场角 $\theta_0 = \pi/2$ ，则 $\sin^2 \theta_0 = 1$ ，于是得到 $E_\lambda = M_\lambda$ ，即空腔在黑体上的光谱辐射照度等于空腔的光谱辐射出射度。与式(3-5)联系，则可得到

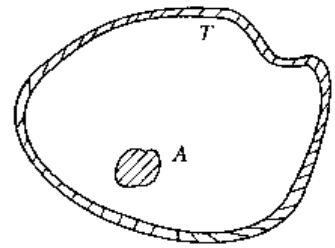


图 3-1 等温腔内的物体

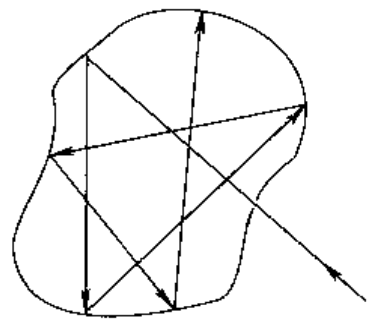


图 3-2 黑体模型

$$M_{\lambda} = M_{\text{abb}} \quad (3-6)$$

即密闭空腔的光谱辐射出射度等于黑体的光谱辐射出射度。所以，密闭空腔中的辐射即为黑体的辐射，而与构成空腔的材料性质无关。

3.2.3 辐射亮度与能量密度的关系

考虑一个均匀的辐射场。首先确定辐射到达一给定立体角元 $d\Omega$ 的那部分场对能量密度的贡献，然后再把所有可能方向对能量密度的贡献相加。为此，在辐射场中取一面积元 dA ，如图 3-3 所示。 dA 在与其法线夹角为 θ 的方向上，在立体角元 $d\Omega$ 内的辐射功率为

$$d^2P = L dA \cos\theta d\Omega \quad (3-7)$$

式中 L 为 dA 的辐射亮度。在 dt 时间内，通过 dA 的能量为

$$d^3Q = L dA \cos\theta d\Omega dt \quad (3-8)$$

因为该能量包含在以 dA 为底，以 $c dt \cos\theta$ 为高的体积内 (c 为光速)，所以包含能量密度为

$$dw = \frac{d^3Q}{d^3V} = \frac{L dA \cos\theta d\Omega dt}{dA c dt \cos\theta} = \frac{L d\Omega}{c} \quad (3-9)$$

场内所有方向对 dw 的贡献为

$$w = \int dw = \frac{4\pi L}{c} \quad (3-10)$$

或

$$L = \frac{cw}{4\pi} \quad (3-11)$$

因为能量密度 w 与光子数密度 n 的关系为 $w = nh\nu$ ，辐射亮度 L 与光子辐射亮度 L_p 的关系为 $L/(h\nu) = L_p$ ，所以有

$$L_p = \frac{cn}{4\pi} \quad (3-12)$$

3.2.4 黑体为朗伯辐射体

上面已经明确了密闭等温空腔中的辐射为黑体辐射。这里将推证黑体辐射遵守朗伯体的辐射规律。

如图 3-4 所示，在一密闭等温空腔中取一假想的面 dA ，其辐射亮度为 L ， dA 在腔壁上的辐射照度按立体角投影定理有

$$dE = L \cos\theta d\Omega \quad (3-13)$$

上式对 2π 立体角求积分，得腔壁面上的总辐射照度为

$$E = \int_{2\pi} L \cos\theta d\Omega \quad (3-14)$$

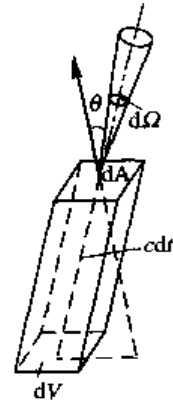


图 3-3 辐射亮度与能量密度的关系

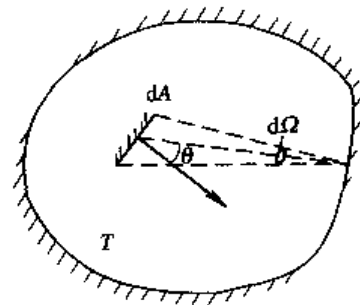


图 3-4 腔壁的辐射照度

因为空腔是等温的，所以其能量密度是均匀的，按式(3-11)，辐射亮度应为常数，与方向无关。于是有

$$E = \pi L = \frac{cW}{4} \quad (3-15)$$

假如在腔壁上开一小孔，腔内辐射将通过小孔向外辐射。小孔的辐射辐射度就等于腔壁的总辐射照度，即 $M = E = \pi L$ 。这说明小孔的辐射遵守朗伯体的辐射规律，或说小孔为朗伯源。

3.3 普朗克公式

普朗克公式在近代物理发展中占有极其重要的地位。普朗克关于微观粒子能量不连续的假设，首先用于普朗克公式的推导上，并得到了与实验一致的结果，从而奠定了量子论的基础。

3.3.1 普朗克公式的推导

由于普朗克公式是黑体辐射理论最基本的公式，因此在这里进行此公式的推导。我们采用半经典的推导方法，以空腔为黑体模型。空腔壁的原子看作是电磁振子，发射的电磁波在空腔内叠加而形成驻波。当空腔处于热平衡状态时，空腔中形成稳定的驻波。首先确定空腔中的驻波数，即模式数，然后用普朗克假设和玻尔兹曼分布规律确定每个模式的平均能量，最后求出单位体积和波长间隔的辐射能量，即普朗克公式。

1. 光子的状态和状态数

在经典力学中，质点的运动状态完全由其坐标 (x, y, z) 和动量 (p_x, p_y, p_z) 确定。若采用广义迪卡尔坐标 x, y, z, p_x, p_y, p_z 所组成的六维空间来描述质点的运动状态，则将这六维空间称为相空间。相空间内的点表示质点的一个运动状态。但是光子的运动状态和经典宏观质点的运动状态有着本质的区别，它受量子力学测不准关系的制约。测不准关系表明：微观粒子的坐标和动量不能同时准确测定。在三维运动情况下，测不准关系为

$$\Delta x \Delta y \Delta z \Delta p_x \Delta p_y \Delta p_z \cong h^3 \quad (3-16)$$

式中， $h = 6.624 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$ ，称为普朗克常数。于是在六维相空间中，一个光子对应的相空间体积元为 h^3 ，该相空间体积元称为相格。光子的运动状态在相空间中对应的不是一个点，而是一个相格。从上式还可得出一个相格所占有的坐标空间体积为

$$\Delta x \Delta y \Delta z = \frac{h^3}{\Delta p_x \Delta p_y \Delta p_z} \quad (3-17)$$

现在考虑一个体积为 V 的空腔内的光子的集合。设空腔线度远远大于光波波长，光子频率连续分布，光子的行进方向按 4π 立体角均匀分布。该空腔内的光子集合所包含的所有可能状态是与六维相空间一定的相体积对应的。动量绝对值处于 p 到 $p+dp$ 内的光子集合所对应的体积为

$$V_{\#} = 4\pi p^2 \Delta p V \quad (3-18)$$

利用关系 $p = mc = h\nu/c$ (m 为光子的运动质量， c 为光速， ν 为光子的频率) 可将上式化为频率处于 ν 到 $\nu+d\nu$ 内的光子集合所对应的相体积：

$$V_{\text{相}} = 4\pi \frac{h^3}{c^3} \nu^2 \Delta\nu V \quad (3-19)$$

因为一个光子状态对应的相体积元为 h^3 ，所以按上式可求出在空间 V 内频率处于 $\Delta\nu$ 内的光子集合所对应的状态数为

$$g_{\Delta\nu} = 4\pi \frac{\nu^2}{c^3} \Delta\nu V \quad (3-20)$$

若进一步考虑到光子的偏振特性，上式应变为

$$g_{\Delta\nu} = 8\pi \frac{\nu^2}{c^3} \Delta\nu V \quad (3-21)$$

2. 电磁波的模式数

按经典电磁理论，单色平面波函数是麦克斯韦方程的一种特解，而麦克斯韦方程的通解可表示为一系列的单色平面波的线性叠加。在自由空间内，具有任意波矢 k 的单色平面波都可以存在。但在一个有边界条件限制的空间 V 内，只能存在一系列独立的具有特定波矢 k 的平面单色驻波。这种能够存在的驻波称为电磁波的模式，在 V 内能够存在的平面单色驻波数即为模式数或称状态数。

现在来确定空腔内的模式数。设空腔体积为 $V = \Delta x \Delta y \Delta z$ 的立方体，并设空腔线度远大于电磁波波长 λ 。沿三个坐标传播的波分别满足驻波条件，即

$$\Delta x = m \frac{\lambda}{2}, \Delta y = n \frac{\lambda}{2}, \Delta z = q \frac{\lambda}{2} \quad (3-22)$$

式中 m, n, q 为正整数。而波矢 k 应满足的条件为 ($k = 2\pi/\lambda$)

$$k_x = m \frac{\pi}{\Delta x}, k_y = n \frac{\pi}{\Delta y}, k_z = q \frac{\pi}{\Delta z} \quad (3-23)$$

每一组正整数 m, n, q 对应腔内一种模式。

如果在以 k_x, k_y, k_z 为轴的直角坐标中，即在波矢空间中表示波的模式，则每一模式对应波矢空间的一个点。在三个坐标方向上，每一模式与相邻模式的间隔为

$$\Delta k_x = \frac{\pi}{\Delta x}, \Delta k_y = \frac{\pi}{\Delta y}, \Delta k_z = \frac{\pi}{\Delta z} \quad (3-24)$$

因此，每个模式在波矢空间占有的一个体积元为

$$\Delta k_x \Delta k_y \Delta k_z = \frac{\pi^3}{\Delta x \Delta y \Delta z} = \frac{\pi^3}{V} \quad (3-25)$$

在 k 空间，波矢绝对值处于 k 到 $k + \Delta k$ 区间的体积为 $4\pi k^2 \Delta k / 8$ ，故在此体积内的模式数为

$$g_{\Delta k} = \frac{1}{8} 4\pi k^2 \Delta k \frac{V}{\pi^3} \quad (3-26)$$

利用关系式 $k = 2\pi/\lambda = 2\pi\nu/c$ 和 $\Delta k = 2\pi \Delta\nu/c$ ，上式可化为频率处于 ν 到 $\nu + \Delta\nu$ 内的模式数

$$g_{\Delta\nu} = 4\pi \frac{\nu^2}{c^3} \Delta\nu V \quad (3-27)$$

再考虑对应同一 k 有两种不同的偏振，上式应为

$$g_{\Delta\nu} = 8\pi \frac{\nu^2}{c^3} \Delta\nu V \quad (3-28)$$

将上式与式(3-21)比较，可以看出光子态和电磁波模式是等效的，光子态数与电磁波

模式数是相同的。

3. 普朗克公式

普朗克假设在一个等温空腔内，电磁波的每一模式的能量是不连续的，只能取 $E_n = nh\nu$ ($n=1, 2, 3, \dots$) 中的任意一个值。而腔内电磁波的模式与光子态相对应，即每一光子态的能量也不能取任意值，而只能取一系列不连续值。

根据普朗克的这一假设，每个模式的平均能量为

$$\bar{E} = \frac{\sum_{n=0}^{\infty} nh\nu e^{-nh\nu/K_B T}}{\sum_{n=0}^{\infty} e^{-nh\nu/K_B T}} = \frac{\sum_{n=0}^{\infty} nh\nu e^{-nx}}{\sum_{n=0}^{\infty} e^{-nx}} \quad (3-29)$$

式中， T 为空腔的绝对温度(K)， K_B 为玻尔兹曼常数，其值为 1.38×10^{-23} (J/K)，

$x = h\nu/(K_B T)$ 。因为 $\sum_{n=0}^{\infty} e^{-nx} = 1/(1 - e^{-x})$ ，所以上式可写为

$$\begin{aligned} \bar{E} &= h\nu(1 - e^{-x}) \sum_{n=0}^{\infty} n e^{-nx} \\ &= -h\nu(1 - e^{-x}) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{d}{dx} e^{-nx} \\ &= -h\nu(1 - e^{-x}) \frac{d}{dx} \sum_{n=0}^{\infty} e^{-nx} \\ &= h\nu(1 - e^{-x}) \frac{d}{dx} \left(\frac{1}{1 - e^{-x}} \right) \\ &= h\nu \frac{e^{-x}}{1 - e^{-x}} \\ &= \frac{h\nu}{e^x - 1} \\ &= \frac{h\nu}{e^{h\nu/(K_B T)} - 1} \end{aligned} \quad (3-30)$$

因为处于频率 ν 到 $\nu + \Delta\nu$ 内的模式数为

$$g_{d\nu} = \frac{8\pi\nu^2 V d\nu}{c^3}$$

则处于这个范围内的总能量为

$$E_{d\nu} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} V \cdot \frac{1}{e^{h\nu/(K_B T)} - 1} d\nu \quad (3-31)$$

将上式除以 V ，可得单位体积和 $d\nu$ 范围内的能量为

$$w_\nu d\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{e^{h\nu/(K_B T)} - 1} d\nu \quad (3-32)$$

式中 w_ν 为单位体积和单位频率间隔内的辐射能量，即为辐射场的光谱能量密度，其单位是 $J/(m^3 \cdot Hz)$ 。

也可根据 $w_\nu d\nu = w_\lambda(-d\lambda)$ 以及 $\lambda = c/\nu$ 和 $d\lambda = -c d\nu/\nu^2$ ，由上式求得单位体积和单位波长间隔的辐射能量为

$$w_\lambda = \frac{8\pi hc}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{hc/(\lambda K_B T)} - 1} \quad (3-33)$$

这就是以波长为变量的普朗克公式。

3.3.2 普朗克公式及其意义

上面我们已导出以波长为变量的黑体辐射普朗克公式，其形式为

$$w_\lambda = \frac{8\pi hc}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{hc/(\lambda K_B T)} - 1} \quad (3-34)$$

按光谱辐射亮度与光谱能量密度的关系 $L_\lambda = cw_\lambda/(4\pi)$ ，以及黑体所遵守的朗伯辐射规律 $M_\lambda = \pi L_\lambda$ ，得黑体的光谱辐射出射度为

$$M_{\text{abb}} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{hc/(\lambda K_B T)} - 1} = \frac{c_1}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{c_2/(\lambda T)} - 1} \quad (3-35)$$

上式即为描述黑体辐射光谱分布的普朗克公式，也叫做普朗克辐射定律。式中， M_{abb} 是黑体的光谱辐射出射度 ($\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \mu\text{m})$)， λ 是波长 (μm)， T 是绝对温度 (K)， c 是光速 (m/s)， c_1 是第一辐射常数， c_2 是第二辐射常数， K_B 是波尔兹曼常数 (J/K)。其中 $c_1 = 2\pi hc^2 = (3.7415 \pm 0.0003) \times 10^8$ ($\text{W} \cdot \mu\text{m}^4/\text{m}^2$)， $c_2 = hc/K_B = (1.438\ 79 \pm 0.000\ 19) \times 10^4$ ($\mu\text{m} \cdot \text{K}$)。

图 3-5 给出了温度在 500 K~900 K 范围的黑体光谱辐射出射度随波长变化的曲线，图中虚线表示 M_{abb} 取极大值的位置。

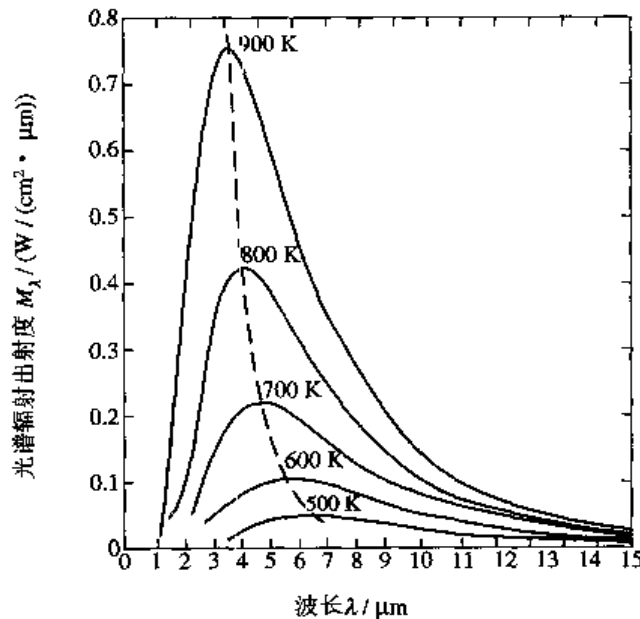


图 3-5 几种不同温度下黑体辐射出射度随波长的变化曲线

由该图可以看出黑体辐射具有以下几个特征：

(1) 光谱辐射出射度随波长连续变化，每条曲线只有一个极大值。

(2) 曲线随黑体温度的升高而整体提高。在任意指定波长处，与较高温度对应的光谱辐射出射度也较大，反之亦然。因为每条曲线下包围的面积正比于全辐射出射度，所以上述特性表明黑体的全辐射出射度随温度的增加而迅速增大。

(3) 每条曲线彼此不相交，故温度越高，在所有波长上的光谱辐射出射度也越大。

(4) 每条曲线的峰值 M_{λ_m} 所对应的波长叫峰值波长 λ_m 。随温度的升高, 峰值波长减小。也就是说随温度的升高, 黑体的辐射中包含的短波成分所占比例增加。

(5) 黑体的辐射只与黑体的绝对温度有关。

3.3.3 普朗克公式的近似

下面讨论普朗克公式(3-35)在以下两种极限条件下的情况。

(1) 当 $c_2/(\lambda T) \gg 1$ 时, 即 $hc/\lambda \gg K_B T$, 此时对应短波或低温情形, 普朗克公式中的指数项远大于 1, 故可以把分母中的 1 忽略, 这时普朗克公式变为

$$M_{\lambda_{bb}} = \frac{c_1}{\lambda^5} \cdot e^{-\frac{c_2}{\lambda T}} \quad (3-36)$$

这就是维恩公式, 它仅适用于黑体辐射的短波部分。

(2) 当 $c_2/(\lambda T) \ll 1$ 时, 即 $hc/\lambda \ll K_B T$, 此时对应长波或高温情形, 可将普朗克公式中的指数项展成级数, 并取前两项: $e^{\frac{c_2}{\lambda T}} = 1 + c_2/(\lambda T) + \dots$, 这时普朗克公式变为

$$M_{\lambda_{bb}} = \frac{c_1}{c_2} \cdot \frac{T}{\lambda^4} \quad (3-37)$$

这就是瑞利-普金公式, 它仅适用于黑体辐射的长波部分。

3.3.4 用光子数表示的普朗克公式

普朗克公式也能以光子的形式给出, 这在研究光子探测器的性能时是很有用的。如果将普朗克公式(3-35)除以一个光子的能量 $h\nu = hc/\lambda$, 就可以得到以光谱光子辐射出射度表示的普朗克公式为

$$M_{p_{bb}} = \frac{c_1}{hc\lambda^4} \cdot \frac{1}{e^{c_2/(\lambda T)} - 1} = \frac{c_1'}{\lambda^4} \cdot \frac{1}{e^{c_2'/(\lambda T)} - 1} \quad (3-38)$$

式中 $c_1' = 2\pi c = 1.88365 \times 10^{37} (\mu\text{m}^3/(\text{s} \cdot \text{m}^2))$, $M_{p_{bb}}$ 表示单位时间内, 黑体单位面积、单位波长间隔、向空间半球发射的光子数, 单位是 $1/(\text{s} \cdot \text{m}^2 \cdot \mu\text{m})$ 。

3.3.5 用其他变量表示的普朗克公式

除了以波长为变量来表示普朗克公式外, 还可以用其他变量来表示。这些变量是频率 ν 、圆频率 ω 、波数 $\bar{\nu}$ 、波矢 k 、归一化辐射变量 $x(x = h\nu/(K_B T))$ 。

这些变量(包括波长变量)又叫光谱变量, 他们之间的关系为

$$\nu = c\bar{\nu} = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{c}{2\pi}k = \frac{K_B T}{h}x = \frac{c}{\lambda} \quad (3-39)$$

$$\lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{1}{\bar{\nu}} = 2\pi c \frac{1}{\omega} = (2\pi) \frac{1}{k} = \frac{hc}{K_B T} \frac{1}{x} \quad (3-40)$$

由以上关系可以得到它们的微分关系

$$d\nu = c d\bar{\nu} = \frac{1}{2\pi} d\omega = \frac{c}{2\pi} dk = \frac{K_B T}{h} dx = -c \frac{d\lambda}{\lambda^2} \quad (3-41)$$

$$d\lambda = -c \frac{d\nu}{\nu^2} = -\frac{d\bar{\nu}}{\bar{\nu}^2} = -(2\pi c) \frac{d\omega}{\omega^2} = -(2\pi) \frac{dk}{k^2} = -\left(\frac{hc}{K_B T}\right) \frac{dx}{x^2} \quad (3-42)$$

有了上面这些变量之间的关系和变量微分之间的关系，就可以利用波长为变量的普朗克公式(3-35)和式(3-38)求出用其他变量表示的普朗克公式。例如，求以频率表示的普朗克公式，可由

$$M_{\lambda bb}(-d\lambda) = M_{\nu bb}(d\nu) \quad (3-43)$$

得到。由上式可知，无论用什么变量来表示，单位时间、单位面积该黑体发射的光子数是不变的。按上式有

$$\frac{2\pi c}{\lambda^4} \cdot \frac{d\lambda}{e^x - 1} = \frac{2\pi c}{(c/\nu)^4} \cdot \frac{1}{e^x - 1} \cdot \frac{c d\nu}{\nu^2} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \cdot \frac{d\nu}{e^x - 1} \quad (3-44)$$

于是得

$$M_{\nu bb} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \cdot \frac{1}{e^x - 1} \quad (3-45)$$

由 $M_{\lambda bb} = M_{\nu bb} \cdot h\nu$ 得

$$M_{\lambda bb} = \frac{2\pi h\nu^3}{c^2} \cdot \frac{1}{e^x - 1} \quad (3-46)$$

类似的推导可得如下关系：

$$M_{\lambda bb}\lambda = M_{\nu bb}\nu = M_{\omega bb}\omega = M_{\tilde{\nu} bb}\tilde{\nu} = M_{k bb}k = M_{x bb}x \quad (3-47)$$

表 3-1 列出了利用相同方法求出的其余几个变量表示的普朗克公式，包括辐射出射度、辐射亮度，光子数密度和能量密度的表示式。

表 3-1 各种变量的 n 、 ω 、 M 、 $L \times (e^x - 1)^{-1}$

函数 \ y	λ	ν	ω	$\tilde{\nu}$	k	$x = \frac{h\nu}{K_B T}$
$n_y = \frac{4}{c} M_{\nu y} \cdot \frac{N_y}{V}$	$\frac{8\pi}{\lambda^4}$	$\frac{8\pi\nu^2}{c^3}$	$\frac{\omega^2}{\pi^2 c^3}$	$8\pi\tilde{\nu}^2$	$\frac{k^2}{\pi^2}$	$8\pi \left(\frac{K_B T}{ch} \right)^3 x^2$
$\omega_y = \frac{4}{c} M_{\nu y} = h\nu n_y$	$\frac{8\pi hc}{\lambda^5}$	$\frac{8\pi h\nu^3}{c^3}$	$\frac{h\omega^3}{2\pi^3 c^3}$	$8\pi hc\tilde{\nu}^3$	$\frac{chk^3}{2\pi^3}$	$\frac{8\pi h}{c^3} \left(\frac{K_B T}{h} \right)^4 x^3$
$M_{\nu y} = n \frac{c}{4}$	$\frac{2\pi c}{\lambda^4}$	$\frac{2\pi\nu^2}{c^2}$	$\frac{\omega^2}{4\pi^2 c^2}$	$2\pi c\tilde{\nu}^2$	$\frac{ck^2}{4\pi^2}$	$\frac{2\pi}{c^2} \left(\frac{K_B T}{h} \right)^3 x^3$
$M_y = \omega_y \frac{c}{4}$	$\frac{2\pi hc^2}{\lambda^5}$	$\frac{2\pi h\nu^3}{c^2}$	$\frac{h\omega^3}{8\pi^3 c^2}$	$2\pi c^2 h\tilde{\nu}^3$	$\frac{c^2 hk^3}{8\pi^3}$	$\frac{2\pi h}{c^2} \left(\frac{K_B T}{h} \right)^4 x^3$
$L_{\nu y} = \frac{M_{\nu y}}{\pi}$	$\frac{2c}{\lambda^4}$	$\frac{2\nu^2}{c^2}$	$\frac{\omega^2}{4\pi^3 c^2}$	$2c\tilde{\nu}^2$	$\frac{ck^2}{4\pi^3}$	$\frac{2}{c^2} \left(\frac{K_B T}{h} \right)^3 x^2$
$L_y = \frac{M_y}{\pi}$	$\frac{2hc^2}{\lambda^5}$	$\frac{2h\nu^3}{c^2}$	$\frac{h\omega^3}{8\pi^4 c^2}$	$2c^2 h\tilde{\nu}^3$	$\frac{c^2 hk^3}{8\pi^4}$	$\frac{2h}{c^2} \left(\frac{K_B T}{h} \right)^4 x^3$

3.3.6 广义普朗克函数

表 3-1 列出的各表示式用一个通用的函数 R 可表示为

$$R(x, T) = \frac{CT^l x^m}{e^x - 1} \quad (3-48)$$

式中 C 为常数， m 、 l 为整数。若 $T = \text{常数}$ ，上式也可写成

$$R = \frac{Ay^m}{e^y - 1} \quad (3-49)$$

式中, y 代表各个变量中的某一个变量, A 为常数。式(3-48)和式(3-49)就称为广义普朗克函数。

广义普朗克函数从 $0 \sim \infty$ 对 x 积分, 称为广义普朗克函数的积分

$$I_m = CT^m \int_0^{\infty} \frac{x^m}{e^x - 1} dx \quad (3-50)$$

为计算上式中的积分, 首先利用关系式

$$\frac{1}{1 - e^{-x}} = 1 + e^{-x} + e^{-2x} + \dots = \sum_{n=0}^{\infty} e^{-nx}$$

于是

$$\int_0^{\infty} \frac{x^m}{e^x - 1} dx = \int_0^{\infty} x^m \frac{e^{-x}}{1 - e^{-x}} dx = \int_0^{\infty} x^m \sum_{n=0}^{\infty} e^{-(n+1)x} dx = \sum_{n=0}^{\infty} \int_0^{\infty} x^m \cdot e^{-(n+1)x} dx \quad (3-51)$$

再利用积分公式

$$\int_0^{\infty} x^m \cdot e^{-ax} dx = \frac{m!}{a^{m+1}}$$

则上面的积分可化为

$$\int_0^{\infty} \frac{x^m}{e^x - 1} dx = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{m!}{(n+1)^{m+1}} = m! \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{(n+1)^{m+1}} \quad (3-52)$$

最后再引用 ζ 函数

$$\zeta(x) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^x}$$

就可得出

$$\int_0^{\infty} \frac{x^m}{e^x - 1} dx = m! \zeta(m+1) \quad (3-53)$$

表 3-2 列出了 $m=1, 2, 3, 4, 5$ 的 $\zeta(m+1)$ 和 $m! \zeta(m+1)$ 的值, 以供计算时引用。

表 3-2 $\zeta(m+1)$ 和 $m! \zeta(m+1)$ 的值

m	1	2	3	4	5
$\zeta(m+1)$	$\frac{\pi^2}{6}$	1.2021	$\frac{\pi^4}{90}$	1.0369	$\frac{\pi^6}{945}$
$m! \zeta(m+1)$	$\frac{\pi^2}{6}$	2.4041	$\frac{\pi^4}{15}$	24.9863	$\frac{8\pi^6}{63}$

3.4 维恩位移定律

此定律给出了黑体光谱辐射出射度的峰值 M_{λ_m} 所对应的峰值波长 λ_m 与黑体绝对温度 T 的关系表示式。

3.4.1 维恩位移定律推导

维恩位移定律可由普朗克公式(3-35)对波长求导数, 并令导数等于零求得, 即令

$$\frac{dM_{\text{bb}}}{d\lambda} = \frac{d}{d\lambda} \left(\frac{c_1}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{c_2/(\lambda T)} - 1} \right) = 0 \quad (3-54)$$

由上式可得

$$\left(1 - \frac{x}{5}\right) \cdot e^x = 1$$

其中 $x = c_2/(\lambda T)$ 。可以用逐次逼近的方法解得

$$x = \frac{c_2}{\lambda_m T} = 4.965\ 114\ 2$$

由此得到维恩位移定律的最后表示式为

$$\lambda_m T = b \quad (3-55)$$

式中常数 $b = c_2/x = 2898.8 \pm 0.4 \mu\text{m} \cdot \text{K}$ 。

维恩位移定律表明，黑体光谱辐射出射度峰值对应的峰值波长 λ_m 与黑体的绝对温度 T 成反比。图 3-5 中的虚线，就是这些峰值的轨迹。由维恩位移定律可以计算出：人体 ($T = 310\ \text{K}$) 辐射的峰值波长约为 $9.4\ \mu\text{m}$ ；太阳 (看作 $T = 6000\ \text{K}$ 的黑体) 的峰值波长约为 $0.48\ \mu\text{m}$ 。可见，太阳辐射的 50% 以上功率是在可见光区和紫外区，而人体辐射几乎全部在红外区。

3.4.2 黑体光谱辐射出射度的峰值

将维恩位移定律 $\lambda_m T$ 的值代入普朗克公式，可得到黑体光谱辐射出射度的峰值 $M_{\lambda_m \text{bb}}$

$$M_{\lambda_m \text{bb}} = \frac{c_1}{\lambda_m^5} \cdot \frac{1}{e^{c_2/(\lambda_m T)} - 1} = \frac{c_1}{b^5} \cdot \frac{T^5}{e^{c_2/b} - 1} = b_1 T^5 \quad (3-56)$$

式中常数 $b_1 = 1.2862 \times 10^{11} \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \mu\text{m} \cdot \text{K}^5)$ 。

上式表明，黑体的光谱辐射出射度峰值与绝对温度的五次方成正比。与图(3-5)中的曲线随温度的增加辐射曲线的峰值迅速提高相符。

3.4.3 光子辐射量的维恩位移定律

将用光子数表示的普朗克公式(3-38)对波长求导，并令其导数等于零，得

$$\frac{dM_{\text{phbb}}}{d\lambda} = \frac{d}{d\lambda} \left(\frac{c_1'}{\lambda^4} \frac{1}{e^x - 1} \right) = 0 \quad (3-57)$$

由上式可得到

$$\left(1 - \frac{x}{4}\right) e^x = 1$$

其中 $x = c_2/(\lambda T)$ 。仍可以用逐步逼近的方法，得

$$x = 3.920\ 690\ 395$$

所以，可得到黑体光谱光子辐射出射度峰值对应的峰值波长 λ'_m 与绝对温度 T 所满足的关系为

$$\lambda'_m T = b' \quad (3-58)$$

式中 $b' = 3669.73 \mu\text{m} \cdot \text{K}$ 。

它与维恩位移定律式(3-55)具有相同的形式。所不同的是，两种情况下的常数 b 和 b' 的数值并不相等。它表明，光谱辐射出射度与光谱光子辐射出射度的峰值所对应的波长并不相同。一般讲，光谱光子辐射出射度的峰值波长要比光谱辐射出射度长 25% 左右。

将式(3-58)代入式(3-38), 则可得到黑体光谱光子辐射出射度的峰值为

$$M_{\text{phb}} = \frac{c_1'}{(b'/T)^4} \cdot \frac{1}{e^{c_2'/b'} - 1} = b_1' T^4 \quad (3-59)$$

式中常数 $b_1' = 2.10098 \times 10^{-1} [1/(s \cdot m^2 \cdot \mu m \cdot K^4)]$ 。

3.4.4 维恩位移定律的广义表达式

为得到某确定温度下, 广义普朗克函数的峰值 R_{max} 所对应的峰值变量 x_{max} , 可由广义普朗克函数式 $R = Ay^m / (e^x - 1)$ 出发, 将 x 看作 y 、 T 的函数, 将 R 对 y 求导数, 并令其导数等于零, 可以得到

$$\pm m \frac{1}{y} + \frac{xe^x}{e^x - 1} \left(\frac{1}{T} \frac{dT}{dy} \mp \frac{1}{y} \right) = 0 \quad (3-60)$$

因为是在等温情况下, 则有

$$\frac{xc^x}{e^x - 1} = m \quad (3-61)$$

这就是维恩位移定律的广义表达式。由此得到峰值变量 x_{max} 。将 x_{max} 代入广义普朗克函数, 可以得到

$$R_{\text{max}} = C \cdot x_{\text{max}}^m \cdot \frac{T^m}{e^{x_{\text{max}}} - 1}$$

式中 C 为常数, 令 $R'_{\text{max}} = x_{\text{max}}^m / (e^{x_{\text{max}}} - 1)$, 则

$$R_{\text{max}} = R'_{\text{max}} \cdot C \cdot T^m \quad (3-62)$$

表 3-3 给出了几种情况下的 x_{max} 和 R_{max} 的值。

表 3-3 广义维恩位移定律的 x_{max} 和 R'_{max} 值

函 数		m	x_{max}	$R'_{\text{max}} = \frac{x_{\text{max}}^m}{e^{x_{\text{max}}} - 1}$
应变变量	自变量			
光子量	$\bar{\nu}$	2	1.593 624 260	0.6474
功率量	ν	3	2.821 439 372	1.4214
光子量	λ	4	3.920 690 395	4.7796
功率量	λ	5	4.965 114 230	21.2036
功率对比度	λ	6	5.969 409 170	115.9359

3.5 斯蒂芬-玻尔兹曼定律

此定律给出了黑体的全辐射出射度与温度的关系。

3.5.1 斯蒂芬-玻尔兹曼定律推导

利用普朗克公式(3-35), 对波长从 0 到 ∞ 积分可得

$$M_{\text{bb}} = \int_0^{\infty} M_{\text{bb}} d\lambda = \int_0^{\infty} \frac{c_1}{\lambda^5} \cdot \frac{d\lambda}{e^{c_2/\lambda T} - 1} \quad (3-63)$$

利用 $\lambda=c_2/(xT)$ 及 $d\lambda=-c_2 dx/(Tx^2)$, 把上式变量 λ 换为 x , 有

$$\begin{aligned} M_{\text{bb}} &= \int_{\infty}^0 \frac{c_1}{(c_2/(xT))^5} \frac{-\frac{c_2 dx}{Tx^2}}{e^x - 1} \\ &= \frac{c_1 T^4}{c_2^4} \int_0^{\infty} \frac{x^3}{e^x - 1} dx \end{aligned}$$

再由表 3-2, 可知当 $m=3$ 时, 上式中的积分等于 $\pi^4/15$, 所以有

$$M_{\text{bb}} = \frac{c_1 T^4}{c_2^4} \cdot \frac{\pi^4}{15} = \sigma T^4 \quad (3-64)$$

上式即为斯蒂芬-玻尔兹曼定律, 式中 $\sigma = c_1 \pi^4 / (15c_2^4) = (5.6697 \pm 0.0029) \times 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K}^4)$ 。

该定律表明, 黑体的全辐射出射度与其温度的四次方成正比。因此, 当温度有很小变化时, 就会引起辐射出射度的很大变化。

图 3-5 中每条曲线下的面积, 代表了该曲线对应黑体的全辐射出射度。可以看出, 随温度的增加, 曲线下的面积迅速增大。

3.5.2 用光子数表示的斯蒂芬-玻尔兹曼定律

将光谱光子辐射出射度表示式(3-38)对波长从 0 到 ∞ 积分, 即可得到黑体的光子全辐射出射度。其推导方法与式(3-64)的推导方法相同。最后推得

$$M_{\text{pbh}} = \sigma' T^3 \quad (3-65)$$

式中常数 $\sigma' = 2c_1' \pi^3 / (c_2^3 \cdot 25.79436) = 1.52041 \times 10^{15} \text{ 1}/(\text{s} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{K}^3)$ 。

上式表明, 黑体的光子辐射出射度与其绝对温度的三次方成正比。

3.6 黑体辐射的简易计算

若按普朗克公式(3-35)进行有关黑体辐射量的计算, 往往感到很麻烦。为简化计算, 可采用简易的计算方法。下面我们就介绍一种黑体辐射函数的计算方法。

3.6.1 黑体辐射函数

这里介绍两种函数, 即 $f(\lambda T)$ 函数和 $F(\lambda T)$ 函数。用这些函数, 可以计算在任意波长附近的黑体光谱辐射出射度 M_λ , 也可以计算在任意波长间隔之内的黑体辐射出射度 $M_{\lambda_1-\lambda_2}$ 。

1. $f(\lambda T) = M_\lambda / M_{\lambda_m}$ 函数

由式(3-35) $M_\lambda = c_1 \cdot \lambda^{-5} \cdot (e^{c_2/(\lambda T)} - 1)^{-1}$ 和式(3-37) $M_{\lambda_m} = b_1 T^5$, 可以得到

$$f(\lambda T) = \frac{M_\lambda}{M_{\lambda_m}} = \frac{c_1}{b_1} (\lambda T)^{-5} \cdot \frac{1}{e^{c_2/(\lambda T)} - 1} \quad (3-66)$$

若以 λT 为变量, 则可以计算出每组 λT 值对应的函数 $f(\lambda T)$ 值。于是可构成 $f(\lambda T) \sim (\lambda T)$ 函数。这种函数的图解表示, 如图 3-6 中的曲线(a)所示。

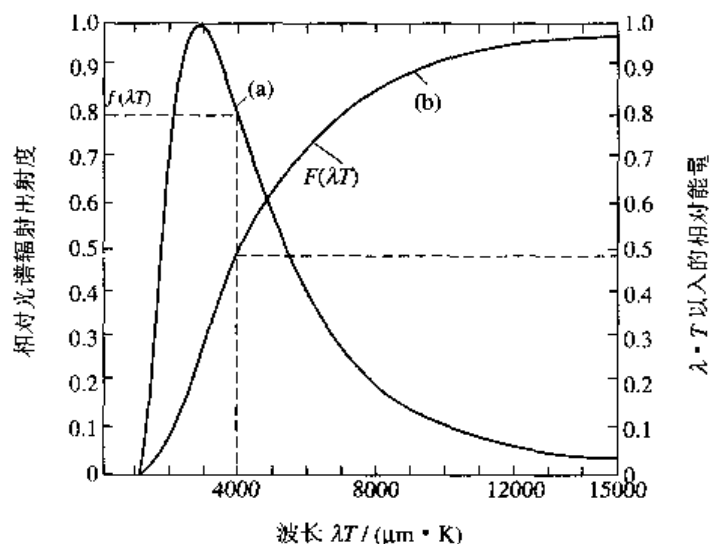


图 3-6 黑体通用曲线

当黑体的温度 T 已知时, 对某一特定波长 λ , 可计算出 λT 值。再由函数 $f(\lambda T)$ 计算出 $f(\lambda T)$ 的值, 最后可由下式计算出黑体的光谱辐射出射度

$$M_{\lambda} = f(\lambda T)M_{\lambda_m} = f(\lambda T) \cdot b_1 T^5 \quad (3-67)$$

2. $F(\lambda T) = M_{0 \sim \lambda} / M_{0 \sim \infty}$ 函数

由式(3-35)可以写出波长 $(0 \sim \lambda)$ 的辐射出射度为

$$M_{0 \sim \lambda} = \int_0^{\lambda} M_{\lambda} d\lambda = \int_0^{\lambda} \frac{c_1}{\lambda^5} \cdot \frac{d\lambda}{e^{c_2/(\lambda T)} - 1} = \int_0^{\infty} \frac{c_1 T^4}{c_2^4} \cdot \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \frac{c_1 T^4}{c_2^4} \int_{\frac{c_2}{\lambda T}}^{\infty} \frac{[c_2/(\lambda T)]^3 d[c_2/(\lambda T)]}{e^{c_2/(\lambda T)} - 1}$$

由式(3-64)知

$$M_{0 \sim \infty} = M_{bb} = \frac{c_1 \pi^4}{15 c_2^4} T^4$$

于是可以得到

$$F(\lambda T) = \frac{M_{0 \sim \lambda}}{M_{0 \sim \infty}} = \frac{15}{\pi^4} \int_{\frac{c_2}{\lambda T}}^{\infty} \frac{[c_2/(\lambda T)]^3 d[c_2/(\lambda T)]}{e^{c_2/(\lambda T)} - 1} \quad (3-68)$$

对于给定的一系列 λT 值可以计算出相应的函数值 $F(\lambda T)$ 。 $F(\lambda T)$ 的图解表示, 如图 3-6 中的曲线(b)所示。

利用 $F(\lambda T)$ 函数, 可以完成下列计算。波长 $0 \sim \lambda$ 之间的黑体辐射出射度 $M_{0 \sim \lambda}$ 为

$$M_{0 \sim \lambda} = F(\lambda T)M_{0 \sim \infty} = F(\lambda T) \cdot \sigma T^4 \quad (3-69)$$

波长 $\lambda_1 \sim \lambda_2$ 之间的黑体辐射出射度 $M_{\lambda_1 \sim \lambda_2}$ 为

$$M_{\lambda_1 \sim \lambda_2} = M_{0 \sim \lambda_2} - M_{0 \sim \lambda_1} = [F(\lambda_2 T) - F(\lambda_1 T)] \cdot \sigma T^4 \quad (3-70)$$

3.6.2 计算举例

(1) 人体, $T=310$ K(假定人体的皮肤是黑体), 其峰值波长为

$$\lambda_m = \frac{2898}{T} = \frac{2898}{310} = 9.4 \mu\text{m}$$

全辐射出射度为

$$M = \sigma T^4 = 5.67 \times 10^{-8} \times 310^4 = 5.2 \times 10^2 \text{ W/m}^2$$

处于紫外区，波长(0~0.4 μm)的辐射出射度为

$$M_{0\sim 0.4} \cong 0$$

处于可见光区，波长(0.4~0.75 μm)的波长辐射出射度为

$$M_{0.4\sim 0.75} \cong 0$$

处于红外区，波长(0.75~∞)的辐射出射度为

$$M_{0.75\sim \infty} \cong M$$

(2) 太阳， $T=6000$ K 的黑体，其峰值波长为

$$\lambda_m = \frac{2898}{6000} = 0.48 \mu\text{m}$$

全辐射出射度为

$$M = \sigma T^4 = 5.67 \times 10^{-8} \times 6000^4 = 7.3 \times 10^7 \text{ W/m}^2$$

紫外区的辐射出射度为

$$M_{0\sim 0.4} = 0.14M$$

可见光区的辐射出射度为

$$M_{0.4\sim 0.75} = 0.42M$$

红外区的辐射出射度为

$$M_{0.75\sim \infty} = 0.44M$$

3.7 辐射效率和辐射对比度

前面对热辐射基本规律的讨论，实质上都是从物理学的角度论述的，重点研究了物体辐射功率的大小及其光谱分布特性。下面讨论工程上常常涉及到的两个概念，即辐射效率和辐射对比度。

3.7.1 辐射效率

从工程设计的角度看，人们往往感兴趣的是热辐射产生的效率。尽管大多数红外系统都是针对非合作目标设计的，如飞机、导弹、地面装备和人员的搜索系统等。但是，当考虑把系统用于两个合作装置时，如一架飞机与另一架加油机的合作，则系统可以由载在一个飞行器上的红外装置去搜索和跟踪另一个飞行器上所载的信标组成。此时系统设计的一个关键问题就是要有效地利用工作信标的极限功率。假定所研究的系统工作在单一的波长上，在信标所考虑的工作范围内输入功率转换成辐射通量的效率是常数，那么，问题就归结为恰当地选择信标的工作温度，以使系统工作效率最高。直观上来看，我们也许会认为：目标的工作温度可以通过维恩位移定律来选定，使其光谱分布曲线的峰值工作波长相一致。但是，从下面的讨论我们会看出，这样的温度选择，从工程设计的角度来看，并不是最佳的。

将辐射源在特定波长 λ 上的光谱辐射效率定义为

$$\eta = \frac{M_\lambda}{M} = \frac{c_1}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{c_2/\lambda T} - 1} \cdot \frac{1}{\sigma T^4} \quad (3-71)$$

这样，系统设计的问题就成为确定效率最高时所对应的温度。这可由 $d\eta/dT=0$ 来确定，通

过这样的数学运算可得

$$\frac{xe^x}{4} - e^x + 1 = 0$$

仍用逐次逼近的方法，得

$$x = \frac{c_2}{\lambda T} = 3.92069$$

最后得到效率最高，波长与温度所满足的关系为

$$\lambda_e T_e = 3669.73 \mu\text{m} \cdot \text{K} \quad (3-72)$$

上式说明，对于辐射源辐射功率固定的情况，在指定波长 λ 处，存在一个最佳的温度，在此温度下，在 λ 上产生的辐射效率最高。

为了与维恩位移定律 $\lambda_m T_m = 2898$ 相区别，式(3-72)给出的值称为工程最大值。对于同一波长， T_e 与 T_m 有以下关系：

$$T_e = \frac{3669}{2898} T_m = 1.266 T_m \quad (3-73)$$

可见，工程最大值的温度比维恩位移定律的最大值温度要高 26.6%。

上述两个温度的不同，可用热辐射治疗人体组织的例子来加以说明：皮肤在 $1.1 \mu\text{m}$ 处是相对透明的，但是由于热效应限制了入射在皮肤上总辐射功率的大小，因此，在不超过皮肤所允许的总辐射功率的情况下，在 $1.1 \mu\text{m}$ 处辐射源的温度是多少呢？按照维恩位移定律，在 $1.1 \mu\text{m}$ 上产生最大光谱辐射出射度的相应温度是 2630 K，而工程的极大值相应温度是 3360 K，这样，工程极大值温度比维恩位移定律极大值温度在 $1.1 \mu\text{m}$ 上产生的辐射出射度要高 11.6%，如图 3-7 所示。

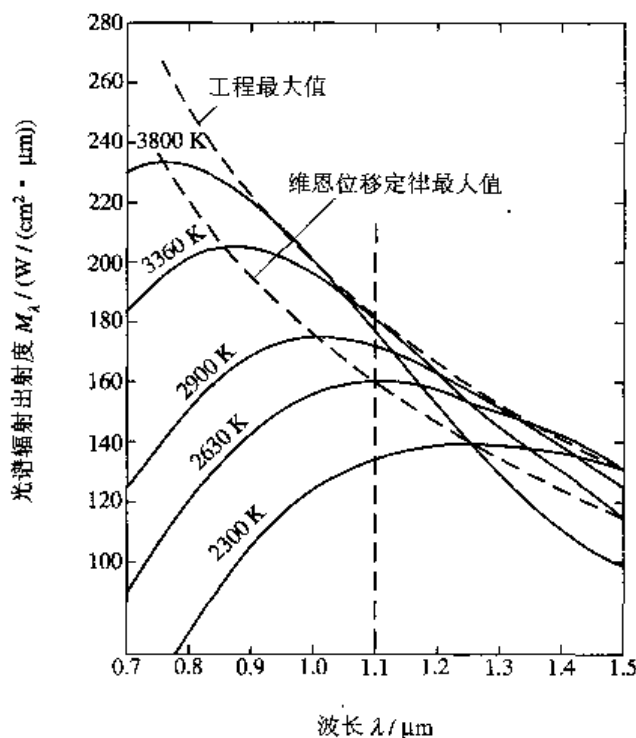


图 3-7 工程最大值温度与维恩位移定律极大值的比较

3.7.2 辐射对比度

用热像仪来观察背景中的目标,当目标和背景的温度近似相同或者说目标和背景的辐射出射度差别不大时,探测起来就很困难。为描述目标和背景辐射的差别,引入辐射对比度这个量。

辐射对比度定义为目标和背景辐射出射度之差与背景辐射出射度之比,即

$$C = \frac{M_T - M_B}{M_B} \quad (3-74)$$

式中, $M_T = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} M_\lambda(T_T) d\lambda$ 为目标在 $\lambda_1 \sim \lambda_2$ 波长间隔的辐射出射度, $M_B = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} M_\lambda(T_B) d\lambda$ 为背景在 $\lambda_1 \sim \lambda_2$ 波长间隔的辐射出射度。

现在来讨论能否通过选择合适的系统光谱通带来获得最大的辐射对比度。下面的计算可回答这个问题。

首先计算波长从 $0 \sim \infty$ 全波带的对比度。设背景温度为 300 K, 目标温度为 310 K, 目标和背景均视为黑体。因为 $M = \sigma T^4$, 所以 $\partial M / \partial T = 4\sigma T^3$ 。当 ΔT 很小时, 有

$$\begin{aligned} C_{0 \sim \infty} &= \frac{M_T - M_B}{M_B} = \frac{\Delta M}{M} = \frac{(\partial M / \partial T) \Delta T}{M} = \frac{4\sigma T^3 \Delta T}{\sigma T^4} \\ &= \frac{4\Delta T}{T} = \frac{4 \times 10}{300} = 0.133 \end{aligned}$$

然后按式(3-74)算出常用的两个波带 $3.5 \sim 5 \mu\text{m}$ 和 $8 \sim 14 \mu\text{m}$ 的对比度: $C_{3.5 \sim 5 \mu\text{m}} = 0.413$, $C_{8 \sim 14 \mu\text{m}} = 0.159$ 。根据以上计算的结果可以看出, 三种情况的对比度都比较差, 且宽带的对比度比窄带的更差。

在表征热成像系统的性能时, 常把光谱辐射出射度与温度的微分 $\partial M / \partial T$ 叫做热导数。因为在 $e^{c_2/(\lambda T)} \gg 1$ 的情况下, 普朗克公式的热导数为

$$\frac{\partial M_\lambda}{\partial T} = \frac{\partial}{\partial T} \left[\frac{c_1}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{c_2/(\lambda T)} - 1} \right] = \frac{c_1}{\lambda^5} \cdot \frac{e^{c_2/(\lambda T)} \cdot \frac{c_2}{\lambda T^2}}{(e^{c_2/(\lambda T)} - 1)^2} \cong M_\lambda \cdot \frac{c_2}{\lambda T^2} \quad (3-75)$$

所以, 辐射出射度与温度的微分关系为

$$\frac{\Delta M_{\lambda_1 \sim \lambda_2}}{\Delta T} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{\partial M_\lambda}{\partial T} d\lambda = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} M_\lambda \frac{c_2}{\lambda T^2} d\lambda \quad (3-76)$$

因为对比度对温度的变化率与 $\Delta M_{\lambda_1 \sim \lambda_2} / \Delta T$ 相对应, 所以为求得对比度, 只要求得 $\Delta M_{\lambda_1 \sim \lambda_2} / \Delta T$ 即可。表 3-4 给出了常用波带在几种温度下的 $\Delta M_{\lambda_1 \sim \lambda_2} / \Delta T$ 值。

图 3-8 给出了 $\partial M_\lambda / \partial T \sim \lambda T$ 关系曲线。从图中可以看出, 曲线有一峰值。可以采用推导维恩位移定律的方法求得光谱辐射出射度变化率的峰值波长 λ_c 与绝对温度 T 的关系为

$$\lambda_c T = 2411 \mu\text{m} \quad (3-77)$$

由于辐射的峰值波长 λ_m 满足 $\lambda_m T = 2898 (\mu\text{m} \cdot \text{K})$, 因此最大对比度的波长 λ_c 与辐射峰值波长 λ_m 的关系满足

$$\lambda_c = \frac{2411}{2898} \lambda_m = 0.832 \lambda_m \quad (3-78)$$

300 K 是通常地面背景的温度。其 λ_c 近似为 $8 \mu\text{m}$ ，所以，在不考虑其他因素的情况下，热像仪观察地面目标时，采用 $8 \sim 14 \mu\text{m}$ 波段最为理想。

表 3-4 几种波段的 $\Delta M_{\lambda_1 \sim \lambda_2} / \Delta T$ 值

$\Delta M_{\lambda_1 \sim \lambda_2} / \Delta T$		$\frac{\Delta M_{\lambda_1 \sim \lambda_2}}{\Delta T} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{\partial M_\lambda}{\partial T} d\lambda \quad (\text{w/m}^2 \cdot \text{k})$			
波段					
$\lambda_1 / \mu\text{m}$	$\lambda_2 / \mu\text{m}$	$T = 280 \text{ K}$	$T = 290 \text{ K}$	$T = 300 \text{ K}$	$T = 310 \text{ K}$
3	5	1.10×10^{-1}	1.54×10^{-1}	2.10×10^{-1}	2.81×10^{-1}
3	5.5	2.10×10^{-1}	2.73×10^{-1}	3.62×10^{-1}	4.72×10^{-1}
3.5	5	1.06×10^{-1}	1.47×10^{-1}	2.00×10^{-1}	2.65×10^{-1}
3.5	5.5	1.97×10^{-1}	2.66×10^{-1}	3.52×10^{-1}	4.57×10^{-1}
4	5	9.18×10^{-2}	1.26×10^{-1}	1.69×10^{-1}	2.23×10^{-1}
4	5.5	1.83×10^{-1}	2.45×10^{-1}	3.22×10^{-1}	4.14×10^{-1}
8	10	8.47×10^{-1}	9.65×10^{-1}	1.09	1.21
8	12	1.58	1.77	1.97	2.17
8	14	2.15	2.38	2.62	2.86
10	12	7.341×10^{-1}	8.08×10^{-1}	8.81×10^{-1}	9.55×10^{-1}
10	14	1.30	1.42	1.53	1.65×10^{-1}
12	14	5.67×10^{-1}	6.10×10^{-1}	6.52×10^{-1}	6.92×10^{-1}

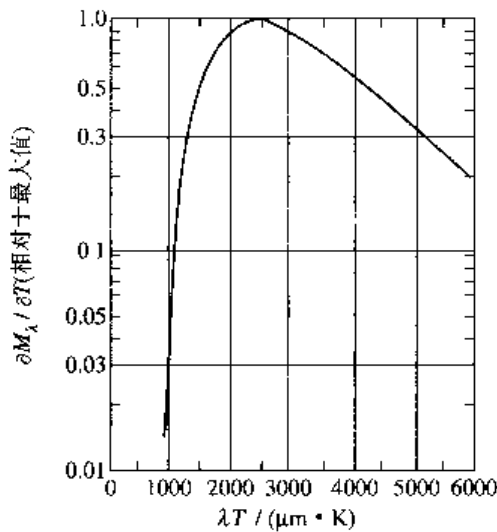


图 3-8 $\partial M_\lambda / \partial T \sim \lambda T$ 关系曲线

3.8 发射率和实际物体的辐射

前面讨论了黑体辐射的基本定律。不过黑体只是一种理想化的物体，而实际物体的辐射与黑体的辐射有所不同。为了把黑体辐射定律推广到实际物体的辐射，下面引入一个叫做发射率的物理量，来表征实际物体的辐射接近于黑体辐射的程度。

所谓物体的发射率(也叫做比辐射率)是指该物体在指定温度 T 时的辐射量与同温度黑体的相应辐射量的比值。很明显，此比值越大，表明该物体的辐射与黑体辐射越接近。并且，只要知道了某物体的发射率，利用黑体的基本辐射定律就可找到该物体的辐射规律，或可计算出其辐射量。

3.8.1 各种发射率的定义

1. 半球发射率

辐射体的辐射出射度与同温度下黑体的辐射出射度之比称为半球发射率，分为全量和光谱量两种。

半球全发射率定义为

$$\epsilon_h = \frac{M(T)}{M_{bb}(T)} \quad (3-79)$$

式中， $M(T)$ 是实际物体在温度 T 时的全辐射出射度， $M_{bb}(T)$ 是黑体在相同温度下的全辐射出射度。

半球光谱发射率定义为

$$\epsilon_{\lambda h} = \frac{M_{\lambda}(T)}{M_{\lambda bb}(T)} \quad (3-80)$$

式中， $M_{\lambda}(T)$ 是实际物体在温度 T 时的光谱辐射出射度， $M_{\lambda bb}(T)$ 是黑体在相同温度下的光谱辐射出射度。

由式(3-3)和式(3-4)以及式(3-80)，可以得到任意物体在温度 T 时的半球光谱发射率为

$$\epsilon_{\lambda h}(T) = \alpha_{\lambda}(T) \quad (3-81)$$

可见，任何物体的半球光谱发射率与该物体在同温度下的光谱吸收率相等。同理可得出物体的半球全发射率与该物体在同温度下的全吸收率相等，即

$$\epsilon_h(T) = \alpha(T) \quad (3-82)$$

式(3-81)和式(3-82)是基尔霍夫定律的又一表示形式，即物体吸收辐射的本领越大，其发射辐射的本领也越大。

2. 方向发射率

方向发射率，也叫做角比辐射率或定向发射本领。它是在与辐射表面法线成 θ 角的小立体角内测量的发射率。 θ 角为零的特殊情况叫做法向发射率 ϵ_n 。 ϵ_n 也分为全量和光谱量两种。

方向全发射率定义为

$$\epsilon(\theta) = \frac{L}{L_{bb}} \quad (3-83)$$

式中, L 和 L_{bb} 分别是实际物体和黑体在相同温度下的辐射亮度。因为 L 一般与方向有关, 所以 $\epsilon(\theta)$ 也与方向有关。

方向光谱发射率定义为

$$\epsilon_{\lambda}(\theta) = \frac{L_{\lambda}}{L_{\lambda bb}} \quad (3-84)$$

因为物体的光谱辐射亮度 L_{λ} 既与方向有关, 又与波长有关, 所以 $\epsilon_{\lambda}(\theta)$ 是方向角 θ 和波长 λ 的函数。

从以上各种发射率的定义可以看出, 对于黑体, 各种发射率的数值均等于 1, 而对于所有的实际物体, 各种发射率的数值均小于 1。

3.8.2 朗伯辐射体的发射率

我们已经知道, 对于朗伯辐射体, 其辐射出射度与辐射亮度、光谱辐射出射度与光谱辐射亮度之间具有下列关系:

$$M = \pi L$$

$$M_{\lambda} = \pi L_{\lambda}$$

而黑体又是朗伯辐射体, 所以也有

$$M_{bb} = \pi L_{bb}$$

$$M_{\lambda bb} = \pi L_{\lambda bb}$$

由此可得到朗伯辐射体的方向发射率和方向光谱发射率为

$$\begin{aligned} \epsilon(\theta) &= \frac{L}{L_{bb}} = \frac{\pi L}{\pi L_{bb}} \\ &= \frac{M}{M_{bb}} = \epsilon_{\text{h}} \end{aligned} \quad (3-85)$$

$$\begin{aligned} \epsilon_{\lambda}(\theta) &= \frac{L_{\lambda}}{L_{\lambda bb}} = \frac{\pi L_{\lambda}}{\pi L_{\lambda bb}} \\ &= \frac{M_{\lambda}}{M_{\lambda bb}} = \epsilon_{\lambda \text{h}} \end{aligned} \quad (3-86)$$

由以上两式可知, 朗伯辐射体的方向发射率和方向光谱发射率与方向无关。我们又知道, 黑体的各种发射率均为 1, 也与方向无关。这就进一步说明黑体是朗伯辐射体。对于朗伯辐射体, 三种发射率 ϵ_{h} , $\epsilon(\theta)$ 和 ϵ_{n} 彼此相等。对于其他辐射源, 除磨光的金属外, 都在某种程度上接近于朗伯辐射体, 其三种发射率之间的差别通常都比较小, 甚至可以忽略不计。因而, 除非需要区别半球发射体和方向发射率时, 要使用脚注外, 一般统一用 ϵ 表示全发射率(简称发射率), 而用 ϵ_{λ} 表示光谱发射率。表 3-5 给出了几种常见材料的发射率。

表 3-5 几种常见材料的发射率

材 料	温度/℃	发射率	材 料	温度/℃	发射率
金属及其氧化物			其他材料		
铝：抛光板材	100	0.05	砖：		
普通板材	100	0.09	普通红砖	20	0.93
铬酸处理的阳极化板材	100	0.55	碳：		
真空沉积的	20	0.04	烛烟	20	0.95
黄铜：			表面挫平的石磨	20	0.98
高度抛光的	100	0.03	混凝土	20	0.92
氧化处理的	100	0.61	玻璃：		
用 80# 粗金刚砂磨光的	20	0.20	抛光玻璃板	20	0.94
铜：			漆：		
抛光的	100	0.05	白漆	100	0.92
强氧化处理的	20	0.78	退光黑漆	100	0.97
金：			纸：		
高度抛光的	100	0.02	白胶膜纸	20	0.93
铁：			熟石膏：		
抛光的铸件	40	0.21	粗涂层	20	0.91
氧化处理的铸件	100	0.64	砂：	20	0.90
锈蚀严重的板材	20	0.69	人类的皮肤：	32	0.98
镁：			土壤：		
抛光的	20	0.07	干土	20	0.92
镍：			含有饱和水的	20	0.95
电镀抛光的	20	0.05	水：		
电镀不抛光的	20	0.11	蒸馏水	20	0.96
氧化处理的	200	0.37	平坦的水	-10	0.96
银：			霜晶	-10	0.98
抛光的	100	0.03	雪	-10	0.85
不锈钢：			木材：		
18-8 型抛光的	20	0.16	刨光的栋木	20	0.90
18-8 型在 800℃ 下氧					
化处理的	60	0.85			
钢：					
抛光的	100	0.07			
氧化处理的	200	0.79			
锡：					
镀锡薄铁板	100	0.07			

3.8.3 物体发射率的一般变化规律

物体发射率的一般变化规律如下：

(1) 对于朗伯辐射体，三种发射率 ϵ_n 、 $\epsilon(\theta)$ 和 ϵ_h 彼此相等。

对于电绝缘体， ϵ_h/ϵ_n 在 0.95~1.05 之间，其平均值为 0.98，对这种材料，在 θ 角不超过 65° 或 70° 时， $\epsilon(\theta)$ 与 ϵ_n 仍然相等。

对于导体， ϵ_h/ϵ_n 在 1.05~1.33 之间，对大多数磨光金属，其平均值为 1.20，即半球发射率比法向发射率约大 20%，当 θ 角超过 45° 时， $\epsilon(\theta)$ 和 ϵ_n 差别明显。

(2) 金属的发射率是较低的，但它随温度的升高而增高，并且当表面形成氧化层时，可以成 10 倍或更大倍数地增高。

(3) 非金属的发射率要高些，一般大于 0.8，并随温度的增加而降低。

(4) 金属及其他非透明材料的辐射，发生在表面几微米内，因此发射率是表面状态的函数，而与尺寸无关。据此，涂敷或刷漆的表面发射率是涂层本身的特性，而不是基层表面的特性。对于同一种材料，由于样品表面条件的不同，因此测得的发射率值会有差别。

(5) 介质的光谱发射率随波长变化而变化，如图 3-9 所示。在红外区域，大多数介质的光谱发射率随波长的增加而降低。在解释一些现象时，要注意此特点。例如，白漆和涂料 TiO_2 等在可见光区有较低的发射率，但当波长超过 $3\ \mu\text{m}$ 时，几乎相当于黑体。用它们覆盖的物体在太阳光下温度相对较低，这是因为它不仅反射了部分太阳光，而且几乎像黑体一样重新辐射所吸收的能量。而铝板在直接太阳光照射下，相对温度较高，这是由于它在 $10\ \mu\text{m}$ 附近有相当低的发射率，因此不能有效地辐射所吸收的能量。

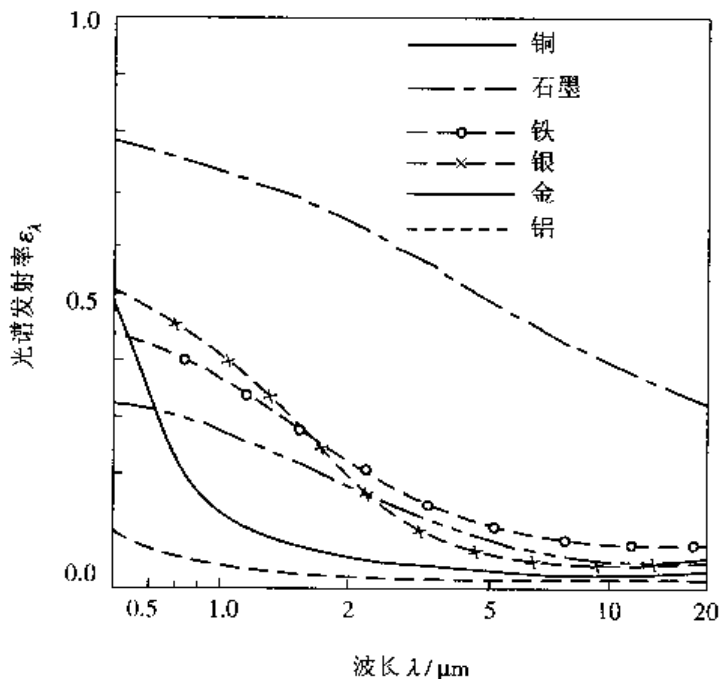


图 3-9 各种材料的光谱发射率

最后我们应注意,不能完全根据眼睛的观察去判断物体发射率的高低。譬如对雪来说,如表 3-5 所列出的,雪的发射率是较高的,为 0.85。但是,根据眼睛的判断,雪是很好的漫反射体,或者说它的反射率高而吸收率低,即它的发射率低。其实,处在雪这个温度下的黑体峰值波长为 $10.5 \mu\text{m}$,且整个辐射能量的 98% 处于 $3 \sim 70 \mu\text{m}$ 的波段内。而人眼仅对 $0.5 \mu\text{m}$ 左右的波长敏感,不可能感觉到 $10 \mu\text{m}$ 处的情况,所以眼睛的判断是无意义的。太阳可看作 6000 K 的黑体,其峰值波长为 $0.5 \mu\text{m}$,且整个辐射能量的 98% 处于 $0.15 \sim 3 \mu\text{m}$ 波段内,因此,被太阳照射的雪,吸收了 $0.5 \mu\text{m}$ 波段的辐射能,而在 $10 \mu\text{m}$ 的波段上重新辐射出去。

3.8.4 热辐射体的分类

根据光谱发射率的变化规律,可将热辐射体分为如下三类。

1. 黑体或普朗克辐射体

黑体或普朗克辐射体的发射率、光谱发射率均等于 1。黑体的辐射特性,遵守以前讨论过的普朗克公式、维恩位移定律和斯蒂芬-玻耳兹曼定律。

2. 灰体

灰体的发射率、光谱发射率均为小于 1 的常数。若用脚注 g 表示灰体的辐射量,则有

$$\begin{aligned} M_g &= \epsilon M_{bb} \\ M_{\lambda g} &= \epsilon M_{\lambda bb} \\ L_g &= \epsilon(\theta) L_{bb} \\ L_{\lambda g} &= \epsilon(\theta) L_{\lambda bb} \end{aligned} \quad (3-87)$$

当灰体是朗伯辐射体时,它的 $\epsilon(\theta) = \epsilon$ 。于是,适合于灰体的普朗克公式和斯蒂芬-玻耳兹曼定律的形式为

$$M_{\lambda g} = \epsilon M_{\lambda bb} = \frac{\epsilon c_1}{\lambda^5} (e^{c_2/\lambda T} - 1) \quad (3-88)$$

$$M_g = \epsilon M_{bb} = \epsilon \sigma T^4 \quad (3-89)$$

而维恩位移定律的形式不变。

3. 选择性辐射体

选择性辐射体的光谱发射率随波长的变化而变化。

图 3-10、图 3-11 给出了三类辐射体的光谱发射率和光谱辐射出射度曲线。由图可知,黑体辐射的光谱分布曲线是各种辐射体曲线的包络线。这表明,在同样的温度下,黑体总的或任意的光谱区间的辐射比其他辐射体的都大。灰体的发射率是一个不变的常数,这是一个特别有用的概念。因为有些辐射源,如喷气机尾喷管、气动加热表面、无动力空间飞行器、人、大地及空间背景等,都可以视为灰体,所以只要知道它们的表面发射率,就可以根据有关的辐射定律进行足够准确的计算。灰体的光谱辐射出射度曲线与黑体的辐射出射度曲线有相同的形状,但其发射率小于 1,所以在黑体曲线以下。

选择性辐射体在有限的光谱区间有时也可看成是灰体来简化计算。

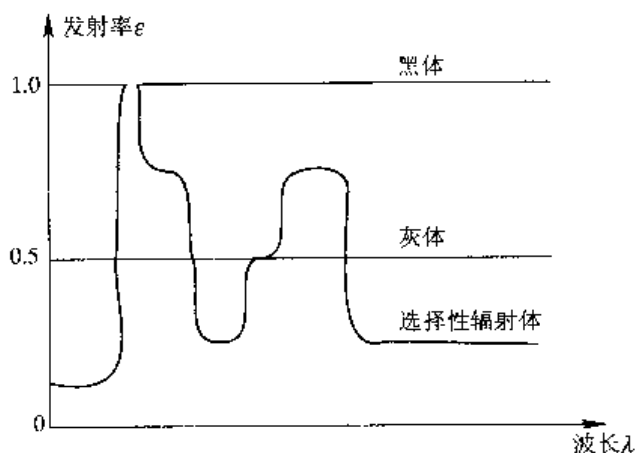


图 3-10 黑体、灰体、选择性辐射体的发射率与波长的关系

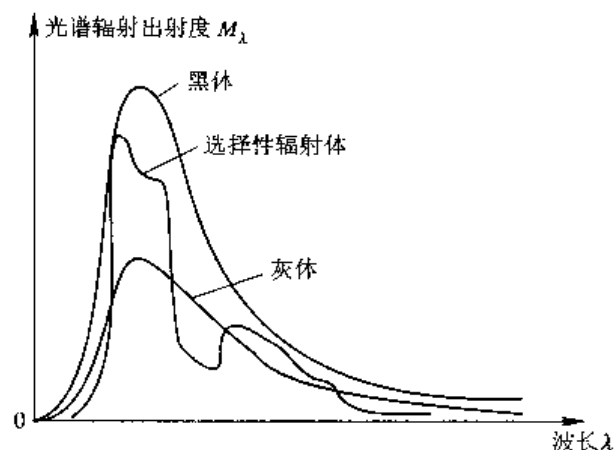


图 3-11 黑体、灰体、选择性辐射体的光谱辐射出射度曲线

3.9 红外辐射测温

根据热辐射定律，可以测量物体的温度。如果辐射体是黑体，只要测得辐射出射度最大值所对应的波长，再直接利用维恩位移定律，就可确定黑体的温度。如果辐射体是一般的物体，而已知其发射率，则可通过测量物体的光谱辐射量来确定物体的温度。这就是红外辐射测温的基本原理，利用该原理制作的测温仪称为辐射测温仪。

若仪器依据物体的总辐射而定温，则所得到的是物体的辐射温度(T_r)；若仪器根据两个或多个特征波长上的辐射而定温，则所得到的温度是物体的色温度(T_c)；若仪器只根据某一个特征波长上的辐射而定温，则所得到的是物体的亮温度(T_l)。辐射温度、色温度和亮温度都不是物体表面的真实温度(T)，即使经过了大气传输因子等的修正，它们与物体表面的真实温度之间仍存在一定的差异。

在没有给出它们的具体定义之前，对于待测物体作以下两个假设：

- (1) 物体是朗伯体；
- (2) 对测温仪光学系统而言，物体是面辐射源。

在这两个假设下，如果忽略物体和系统之间介质的辐射、散射和吸收的影响，进入测温仪的辐射能量与物体辐射出射度、辐射亮度都成正比，而与距离无关。因此，各种温度的定义都只涉及辐射出射度或辐射亮度，而各种温度的测量，实质上都是对辐射量的测量。

3.9.1 辐射温度

设有一物体的真实温度为 T ，发射率为 $\epsilon(T)$ ，辐射出射度为 $M(T)$ 。当该物体的辐射出射度与某一温度的黑体辐射出射度相等时，这个黑体的温度就叫做该物体的辐射温度 T_r 。由

$$M(T) = M_{bb}(T_r) \quad (3-90)$$

即

$$\varepsilon(T)\sigma T^4 = \sigma T_r^4 \quad (3-91)$$

得

$$T = \frac{T_r}{\sqrt[4]{\varepsilon(T)}} \quad (3-92)$$

因为 $\varepsilon(T) < 1$, 所以 $T > T_r$ 。真实温度用温度计、热电偶等测量, 辐射温度用辐射测温仪测量。当用辐射测温仪测量一个非黑体的真实温度时, 必须要知道物体的发射率 $\varepsilon(T)$ 才能将测得的辐射温度 T_r 换算成真实温度 T 。有一点应当指出, 式(3-91)没有考虑物体所反射的环境辐射。如果物体是不透明体的, 即 $\varepsilon(T) \neq 1$, 那么其反射比为 $\rho(T) = 1 - \varepsilon(T)$, 必然要把它所反射的环境辐射一起送进辐射测温仪。对于物体温度与周围环境物体温度相近的场合, 考虑物体的反射环境辐射带来的影响是很有必要的, 否则根据式(8-92)求得的真实温度 T 将是不正确的。

3.9.2 亮温度

设有一个物体的真实温度为 T , 光谱发射率为 $\varepsilon_\lambda(T)$, 光谱辐射亮度为 $L_\lambda(T)$ 。当该物体的光谱辐射亮度与某一温度的黑体的光谱辐射亮度相等时, 这个黑体的温度就叫该物体的亮温度 T_l 。这时有

$$L_\lambda(T) = L_{\lambda\text{bb}}(T_l) \quad (3-93)$$

而

$$L_\lambda(T) = \varepsilon_\lambda(T) \frac{c_1}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(c_2/(\lambda T)) - 1}$$

$$L_{\lambda\text{bb}}(T_l) = \frac{c_1}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(c_2/(\lambda T_l)) - 1}$$

通常物体的亮温度用光学高温计测量, 对应的波长是 $0.66 \mu\text{m}$ 。将 $L_\lambda(T)$ 和 $L_{\lambda\text{bb}}(T_l)$ 的表示式带入式(3-93), 并用维恩近似简化处理, 得

$$T = \frac{c_2 T_l}{\lambda T_l \ln \varepsilon_\lambda(T) + c_2} \quad (3-94)$$

由式(3-94)可知, 必须预先知道光谱发射率为 $\varepsilon_\lambda(T)$, 才能由亮温度 T_l 求出物体的真实温度 T 。

3.9.3 色温度

设有一个物体的真实温度为 T , 在波长 λ_1 和 λ_2 处的光谱发射率分别为 $\varepsilon_{\lambda_1}(T)$ 和 $\varepsilon_{\lambda_2}(T)$, 光谱辐射亮度分别 $L_{\lambda_1}(T)$ 和 $L_{\lambda_2}(T)$ 。当该物体在这两个波长处的光谱辐射亮度与某一温度的黑体的光谱辐射亮度相等时, 这个黑体的温度就叫做该物体的色温度 T_s (简称色温)。一般所选波长为 $\lambda_1 = 0.47 \mu\text{m}$ 、 $\lambda_2 = 0.66 \mu\text{m}$, 分别用维恩近似表示 $L_{\lambda_1}(T)$ 和 $L_{\lambda_2}(T)$ 、 $L_{\lambda_1\text{bb}}(T_s)$ 和 $L_{\lambda_2\text{bb}}(T_s)$, 由定义有

$$\varepsilon_{\lambda_1} \frac{c_1}{\lambda_1^5} \exp\left(-\frac{c_2}{\lambda_1 T}\right) = \frac{c_1}{\lambda_1^5} \exp\left(-\frac{c_2}{\lambda_1 T_s}\right)$$

$$\varepsilon_{\lambda_2} \frac{c_1}{\lambda_2^5} \exp\left(-\frac{c_2}{\lambda_2 T}\right) = \frac{c_1}{\lambda_2^5} \exp\left(-\frac{c_2}{\lambda_2 T_s}\right)$$

将上面两式化简并取对数解出 T , 得

$$\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} = \frac{\ln[\epsilon_{\lambda_1}(T)/\epsilon_{\lambda_2}(T)]}{c_2(1/\lambda_1 - 1/\lambda_2)} \quad (3-95)$$

同样, 必须已知 $\epsilon_{\lambda_1}(T)$ 和 $\epsilon_{\lambda_2}(T)$, 才能由 T_0 求出 T 。

应当指出的是: 当被测物体的光谱辐射亮度随波长的分布曲线与黑体相差不大时, 物体的颜色与色温度 T_0 下黑体的颜色接近(色温因此而得名), 上述测量和计算方法是正确的。但是, 如果被测物体为选择性很强的辐射体, 那么误差就很大, 色温度的概念也就失去了意义。

比色测温仪是通过测量物体两个(或三个)波段上的辐射亮度的比值来确定其温度的。它的工作原理与亮温测温仪截然不同。使用两个工作波段的比色测温仪又称为双色测温仪或二色测温仪。使用三个工作波段的称为三色测温仪。比色测温仪与亮温测温仪相比, 突出的优点是:

(1) 亮温测温仪和全光谱测温仪(辐射温度测温仪)往往在被测物体的 $\epsilon(T)$ 已知的情况下才能使用。而比色测温仪则不然, 只要物体的发射率随波长 λ 的变化相对缓慢(一般物体多是这样), 就可以用色温度来测得接近物体表面的真实温度。特别是对于灰体, 在式(3-95)中, 色温 T_0 就准确地反映了物体的真实温度 T 。

(2) 由于亮度测温仪是通过测量物体的辐射来测温的, 因此在测量时, 辐射功率的部分损失(例如光学系统效率、被测物体与仪器之间介质吸收率的变化等)以及电子线路中放大倍数的变化等, 都直接影响亮温度和辐射温度的测量。而上述因素对比色测温仪的色温测量则没有影响或影响很弱。这是因为比色测温仪的温度测量是取决于辐射功率之比的缘故。

习 题

1. 利用波长、频率及波数之间的关系, 把普朗克公式分别用波数、频率等变量来表示。

2. 已知普朗克公式, 试证 $\lambda_m \nu_m = 0.568c$, 其中 c 为光速。

3. 已知单位波长间隔的辐射出射度 M_{bb} , 试证对应 $0 \sim \infty$ 整个波段范围的光子数为

$$N = \frac{\sigma T^4}{2.75 K_B T}$$

4. 黑体在某一温度时的辐射出射度为 $5.67 \times 10^4 \text{ W/cm}^2$, 试求这时光谱辐射出射度最大值所对应的波长 λ_m 。

5. 黑体辐射源面积为 1320 cm^2 , 温度从 800°C 升到 900°C , 辐射的功率增加了多少?

6. 计算黑体在 1000 K 时的 λ_m 、 M_{λ_m} 、 $M_{3\mu\text{m}}$ 、 $M_{5\mu\text{m}}$ 、 M_{bb} 以及 $M_{3\sim 5\mu\text{m}}$ 之值。

7. 当温度 $T=5000 \text{ K}$ 时, 求绝对黑体的 M_λ 从可见光的红光($\lambda_1=0.75 \mu\text{m}$)到黄绿部($\lambda_2=0.58 \mu\text{m}$)改变了多少?

8. 在一次原子弹爆炸中, 在直径为 12 cm 球形的整个范围内产生 $1 \times 10^6^\circ\text{C}$ 的温度。若按黑体辐射处理, 试计算:

(1) 在这个范围内的辐射能密度。

(2) 辐射的总功率。

(3) 辐射的最大能量所对应的波长。

9. 试证黑体辐射曲线在对数坐标纸上其峰值点的连线是一条直线。

10. 试证明温度为 T 的黑体, 单位表面积向半球空间辐射的功率为 $M_{\lambda} = \frac{2\pi h\nu^3}{c^2} \cdot \frac{1}{e^{h\nu/(k_B T)} - 1}$, 设 ν_m 为 M_{λ} 极大值所对应的频率, 而 $\lambda'_m = c/\nu_m$, 证 $\lambda'_m T = 5099 \mu\text{m} \cdot \text{K}$, 并说明为什么在相同温度下, λ'_m 与维恩位移定律中得到的 λ_m 值不同。

11. 一灰色表面(可视为灰体)的吸收率为 0.3, 当温度为 20°C 时, 求它在每秒内每平方米表面所发出的能量。

12. 若将恒星表面的辐射近似地看成是黑体辐射, 则测得北极星辐射的峰值波长为 $0.35 \mu\text{m}$, 试求其表面温度。

13. 如图 3-12 所示的液氮低温恒温器, 吸收靶面表面黑化, 面积较大且紧挨着窗口, 此液氮低温恒温器主要接收环境的辐射, 环境温度为 300K 时, 可接近看成黑体, 其窗口面积为 1cm^2 。若液氮的汽化潜热为 25.115J/g , 则每分钟消耗多少液氮?

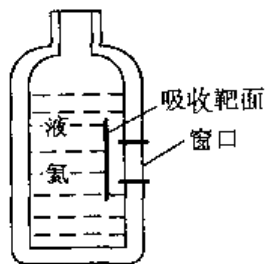


图 3-12 题 13 图

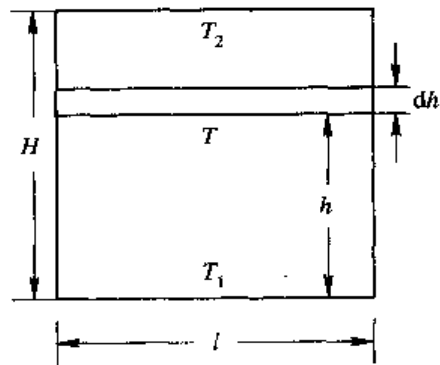


图 3-13 题 14 图

14. 如图 3-13 所示, 温度不均匀的矩形辐射面, 其温度沿 H 方向线性变化, 即 h 处的温度 T 为 $T = T_1 + [(T_2 - T_1)/H] \cdot h$, 求证该辐射面的辐射强度为 $I = \frac{\epsilon \sigma l H T_1^4}{5\pi} [1 + P + P^2 + P^3 + P^4]$, 其中 $P = 1 + (T_2 - T_1)/T_1$ 。

15. 电灯中的钨丝直径为 $d = 0.05 \text{mm}$, 若灯丝发亮时的温度为 $T_1 = 2700 \text{K}$, 问电流切断后多长时间灯丝的温度可降为 $T_2 = 600 \text{K}$? (设钨的吸收率 $\alpha = 0.5$, 密度 $\rho = 1.9 \times 10^4 \text{kg/m}^3$, 比热 $c = 1.55 \times 10^2 \text{J/(kg} \cdot \text{K)}$, 忽略其他热损失。)

16. 今有一个输入电功率为 800W 的红外辐射板, 其辐射转化效率 $\eta = 70\%$, 表面涂有涂层, 发射率 $\epsilon = 0.8$, 若从室温 27°C 加热到其工作温度 227°C , 求温度板的温度随时间的变化关系。

17. 试考虑两块平行放置的不透明的平板 1 和 2 之间的辐射能量交换。两板相距一较近距离, 吸收率分别为 α_1 和 α_2 , 若平板 1 的辐射出射度为 M_1 , 证明:

(1) 平板 1 发出被平板 2 单位时间单位面积所接收的总能量为

$$Q = \frac{M_1 \alpha_2}{1 - (1 - \alpha_1)(1 - \alpha_2)}$$

(2) 平板 1 发出又被平板 1 单位时间单位面积接收的总能量为

$$Q = \frac{M_1(1 - \alpha_2)\alpha_1}{1 - (1 - \alpha_1)(1 - \alpha_2)}$$

18. 若某半透明介质的表面反射率为 ρ , 透射率为 τ , 试证明整个材料的反射比 ρ^* , 透射比 τ^* 及吸收比 α^* 分别为

$$\rho^* = \rho \left[1 + \frac{\tau^2(1 - \rho)^2}{1 - \rho^2\tau^2} \right]$$

$$\tau^* = \frac{\tau(1 - \rho)^2}{1 - \rho^2\tau^2}$$

$$\alpha^* = \frac{(1 - \rho)(1 - \tau)}{1 - \rho\tau}$$

19. 一半径为 R_0 的球, 由忽略热传导的绳悬在一大的空腔内, 腔壁的发射率为 1 并保持温度为 T , 球的发射率为 ϵ_0 , 球由电功率 P_0 加热, 问球的平衡温度 T_0 是多少? 现有一个与球同心的金属球壳放在球和空腔之间, 球壳的半径为 R_1 , 发射率为 ϵ_1 , 入射到球壳上的辐射一部分被球壳吸收, 另一部分被球壳镜面反射, 假设球和球壳均为朗伯体, 则球壳的平衡温度 T_1 是多少, 此时球的温度是多少? 若 $R_0 = 1 \text{ cm}$, $R_1 = 2 \text{ cm}$, $\epsilon_0 = 0.5$, $\epsilon_1 = 0.1$, $P_0 = 1 \text{ W}$, $T = 300 \text{ K}$, 则计算其结果。

20. 在上题中, 若入射在球壳上的辐射不被吸收的部分是漫反射, 则其结果如何?

21. 已知太阳辐射常数为 135.3 mW/cm^2 , 并假定太阳的辐射接近于黑体辐射 ($\epsilon = 1$), 求太阳的表面温度。其中太阳的直径为 $1.392 \times 10^9 \text{ m}$, 平均日地距离为 $1.496 \times 10^{11} \text{ m}$ 。

22. 把一个温差热电堆放在一个有小圆孔的炉子附近, 当炉温为 2000 K 时, 把热电堆移至炉孔附近适当距离处, 使炉孔对热电堆所张的立体角与太阳对热电堆所张的立体角相等, 则检流计的偏转等于热电堆放在太阳照射下的 $1/80$ 。若热电堆的响应率是线性的, 试求太阳的温度。(注: 将炉孔发出的辐射视为黑体辐射。)

第4章 红外辐射源

本章首先讨论作为标准用于校准的黑体型辐射源。随后讨论实验室常用的其他标准辐射源。

4.1 腔体辐射理论

黑体型辐射源作为标准辐射源，广泛地用做红外设备的绝对标准。然而，我们知道，黑体是一种理想化的概念，在自然界并不存在绝对的黑体。因此，按定义，我们也就可能制做出一个绝对黑体。基尔霍夫定律证明密闭空腔内的辐射就是黑体的辐射。但是，实际用作标准的黑体型辐射源，都是开有小孔的空腔，小孔的辐射只能近似于黑体的辐射，由于从小孔入射的辐射总有一小部分从小孔逸出，因此其发射率略小于1。习惯上就把这种开有小孔的空腔叫做黑体源或称黑体炉。

本节首先介绍制作黑体源必须涉及的腔体辐射理论，给出空腔小孔的有效发射率计算，从而描述开有小孔的空腔与绝对黑体的差别或近似程度。然后介绍黑体源的制作和使用。

4.1.1 Gouffé 理论

Gouffé 在 1954 年提出了一个计算开孔空腔有效发射率的表达式。用这个表达式，可对球形、圆柱形和圆锥形腔体的有效发射率进行理论上的计算。尽管在推导中做了一些近似的假设，但是因它的表达式意义明确，使用方便，所以仍是广为应用的方法。

1. 有效发射率的推导

设有一开孔面积为 A ，整个内表面面积(包括开孔面积)为 S_i 的空腔。腔体具有均匀温度 T ，其内表面吸收率为 $\alpha = \epsilon$ 的不透明($\tau = 0$)朗伯面(即理想的漫反射表面)。

为了求出腔孔的有效发射率 ϵ_0 ，Gouffé 首先推导腔孔的有效吸收率 α_0 ，然后根据基尔霍夫定律，即可得到有效发射率 $\epsilon_0 = \alpha_0$ 。

如图 4-1 所示，设有一束辐射功率 P_0 ，自外部垂直于腔孔表面射入腔内，投射到腔壁上 x 位置附近的小面积 $\Delta S(x)$ 上，在此位置产生的辐射照度为

$$E(x) = \frac{P_0}{\Delta S(x)} \quad (4-1)$$

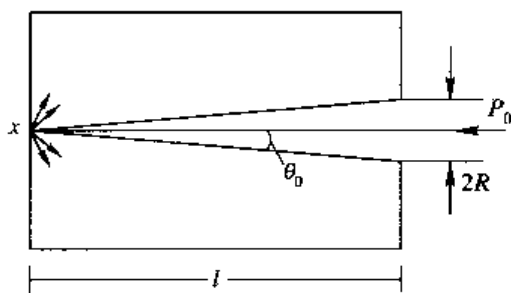


图 4-1 Gouffé 表示式推导

若进一步把被照面 $\Delta S(x)$ 看作辐射源, 则其辐出度为

$$M(x) = \rho E(x) = \rho \frac{P_1}{\Delta S(x)} \quad (4-2)$$

式中, ρ 为腔壁的反射率。所以, 经第一次反射后, 反射到腔内的辐射功率为

$$P'' = M \Delta S(x) = \rho P_1 \quad (4-3)$$

而从腔孔中逸出的辐射功率, 根据朗伯余弦定律, 应该为

$$\Delta P_1 = \int_a d^2 P = \int_a L \Delta S(x) \cos \theta d\Omega = \frac{M}{\pi} \Delta S(x) \int_a \cos \theta d\Omega = \rho P_1 F(x, \Omega) \quad (4-4)$$

式中, $F(x, \Omega) = \frac{1}{\pi} \int_a \cos \theta d\Omega$ 称为腔孔的角度因子, 它与腔孔对 x 点所张的立体角及 x 点的位置有关(后面再讨论它的具体形式)。

这样, 经第一次反射后, 净留在腔内的辐射功率为

$$P_1 = P'' - \Delta P_1 = [1 - F(x, \Omega)] \rho P_1 \quad (4-5)$$

经第一次反射后, 净留在腔内的辐射功率又被腔壁第二次反射到腔内。第二次反射到腔内的辐射功率为

$$P'' = \rho P_1 \quad (4-6)$$

现在假设经第二次反射后, 辐射功率 P'' 将均匀辐照整个空腔内壁。因为腔孔面积为 A , 腔壁面积为 S_1 , 则 P'' 中有 A/S_1 的分量从腔孔中逸出。即第二次从腔孔中逸出的辐射功率为

$$\Delta P_2 = P'' \frac{A}{S_1} = \frac{A}{S_1} \rho P_1 \quad (4-7)$$

于是, 经过腔壁的第二次反射, 净留在腔内的辐射功率为

$$P_2 = P'' - \Delta P_2 = \left(1 - \frac{A}{S_1}\right) \rho P_1 \quad (4-8)$$

上述的推导过程可以继续, 得到经腔壁第三次反射后, 从腔孔逸出的辐射功率为

$$\Delta P_3 = \frac{A}{S_1} \rho P_2 = \left(1 - \frac{A}{S_1}\right) \frac{A}{S_1} \rho^2 P_1 \quad (4-9)$$

第三次反射后, 净留在腔内的辐射功率为

$$P_3 = \left(1 - \frac{A}{S_1}\right) \rho P_2 = \left(1 - \frac{A}{S_1}\right)^2 \rho^2 P_1 \quad (4-10)$$

所以, 经第 n 次反射后, 从腔孔中逸出的辐射功率为

$$\Delta P_n = \frac{A}{S_1} \rho P_{n-1} = \left(1 - \frac{A}{S_1}\right)^{n-2} \frac{A}{S_1} \rho^{n-1} P_1 \quad (4-11)$$

这样一来, 经无数次反射后, 从腔孔中逸出的总辐射功率为

$$\begin{aligned} P_T &= \Delta P_1 + \Delta P_2 + \Delta P_3 + \cdots + \Delta P_n + \cdots \\ &= \Delta P_1 + \frac{A}{S_1} \rho P_1 + \left(1 - \frac{A}{S_1}\right) \frac{A}{S_1} \rho^2 P_1 + \cdots + \left(1 - \frac{A}{S_1}\right)^{n-2} \frac{A}{S_1} \rho^{n-1} P_1 + \cdots \\ &= \Delta P_1 + \frac{A}{S_1} \rho P_1 \left[1 + \left(1 - \frac{A}{S_1}\right) \rho + \left(1 - \frac{A}{S_1}\right)^2 \rho^2 + \cdots + \left(1 - \frac{A}{S_1}\right)^{n-2} \rho^{n-2} + \cdots\right] \\ &= \Delta P_1 + \frac{A}{S_1} \rho P_1 \frac{1}{1 - \rho \cdot \left(1 - \frac{A}{S_1}\right)} \end{aligned}$$

$$= F(x, \Omega)\rho P_0 + \frac{A}{S_t} \frac{[1 - F(x, \Omega)]\rho^2 P_0}{1 - \rho\left(1 - \frac{A}{S_t}\right)} \quad (4-12)$$

所以, 腔孔的有效反射比为

$$\rho_0 = \frac{P_r}{P_0} = \rho F(x, \Omega) + \frac{[1 - F(x, \Omega)]\frac{A}{S_t}\rho^2}{1 - \rho\left(1 - \frac{A}{S_t}\right)} \quad (4-13)$$

根据基尔霍夫定律, 腔孔的有效发射率为

$$\epsilon_0 = \alpha_0 = 1 - \rho_0 = \frac{(1 - \rho)\left\{1 + \rho\left[\frac{A}{S_t} - F(x, \Omega)\right]\right\}}{1 - \rho\left(1 - \frac{A}{S_t}\right)} \quad (4-14)$$

2. 角度因子的推导和发射率公式的简化

由式(4-14)可见, 要计算腔孔的有效发射率 ϵ_0 , 关键在于计算出角度因子 $F(x, \Omega)$ 。因为 $F(x, \Omega)$ 与位置 x 有关, 所以要计算所有 x 点的 $F(x, \Omega)$, 势必十分复杂。为了简单起见, 只计算特殊情况下的 $F(x, \Omega)$ 值即可。我们仅计算当入射辐射是垂直腔孔表面的时候, 正对腔孔的元壁表面 $\Delta S(x)$ 与腔孔表面平行情况下的 $F(x, \Omega)$ 。在这种情况下, 使得第一次反射时, 从腔孔逸出的辐射功率最大, $F(x, \Omega)$ 的值也最大。故用此情况下的 $F(x, \Omega)$ 值来计算 ϵ_0 是比较合理的。这样, $F(x, \Omega)$ 利用下面的计算而得到:

$$\begin{aligned} F(x, \Omega) &= \frac{1}{\pi} \int_{\Omega} \cos\theta \, d\Omega = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\theta_0} \cos\theta \sin\theta \, d\theta \\ &= \sin^2\theta_0 = \frac{R^2}{l^2 + R^2} \quad (4-15) \end{aligned}$$

式中, R 是腔孔半径, l 是从腔孔平面算起的腔的深度。如果令 $g=R/l$ 称为腔孔的几何因子, 则有

$$F(x, \Omega) = \frac{g^2}{1 + g^2} \quad (4-16)$$

对于通常应用的黑体型辐射源, 其几何因子 $g=R/l \ll 1$, 故式(4-16)可近似为

$$F(x, \Omega) \cong g^2 \quad (4-17)$$

3. 三种典型腔体的 A/S_t 计算

下面对图 4-2 所示的三种腔体结构, 计算出它们的 A/S_t 。

(1) 圆孔圆锥形腔的 A/S_t 为

$$\frac{A}{S_t} = \frac{g}{g + \sqrt{1 + g^2}} \cong g(1 - g) \quad (4-18)$$

(2) 圆孔圆柱形腔的 A/S_t 为

$$\frac{A}{S_t} = \frac{g}{2(1 + g)} \cong \frac{g}{2}(1 - g) \quad (4-19)$$

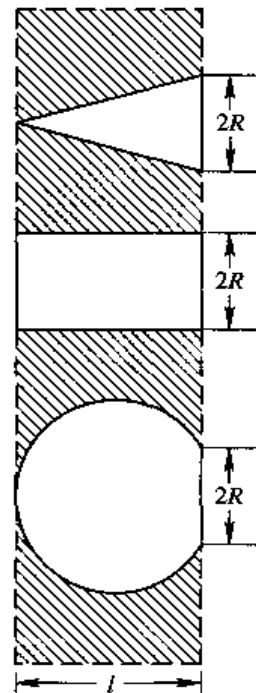


图 4-2 三种典型的腔体结构

(3) 圆孔球形腔的 A/S_1 为

$$\frac{A}{S_1} = \frac{g^2}{1 + 2g} \cong g^2 \quad (4-20)$$

对于圆孔球形腔的 $\frac{A}{S_1}$ 记为 $\frac{A}{S_c}$ ，在 $g \ll 1$ 时，它恰好等于角度因子 $F(x, \Omega)$ ，所以有

$$F(x, \Omega) = g^2 = \frac{A}{S_0} \quad (4-21)$$

4. 公式简化

由于腔壁是不透明的，因此，腔壁材料的发射率 $\epsilon = \alpha$ ，或者说，腔壁的反射率为 $\rho = 1 - \epsilon$ 。由上面我们可得常见的腔孔有效发射率的表达式为

$$\epsilon_0 = \frac{\epsilon \left[1 + (1 - \epsilon) \left(\frac{A}{S_1} - \frac{A}{S_0} \right) \right]}{\epsilon \left(1 - \frac{A}{S_1} \right) + \frac{A}{S_1}} \quad (4-22)$$

如果令

$$k = (1 - \epsilon) \left(\frac{A}{S_1} - \frac{A}{S_0} \right) \quad (4-23)$$

$$\epsilon'_0 = \frac{\epsilon}{\epsilon \left(1 - \frac{A}{S_1} \right) + \frac{A}{S_1}} \quad (4-24)$$

则可得

$$\epsilon_0 = \epsilon'_0 (1 + k) \quad (4-25)$$

5. 数图

根据前面的有关公式，绘制了如图 4-3 和图 4-4 所示的数图。利用这些数图，可方便地计算出 ϵ_0 。

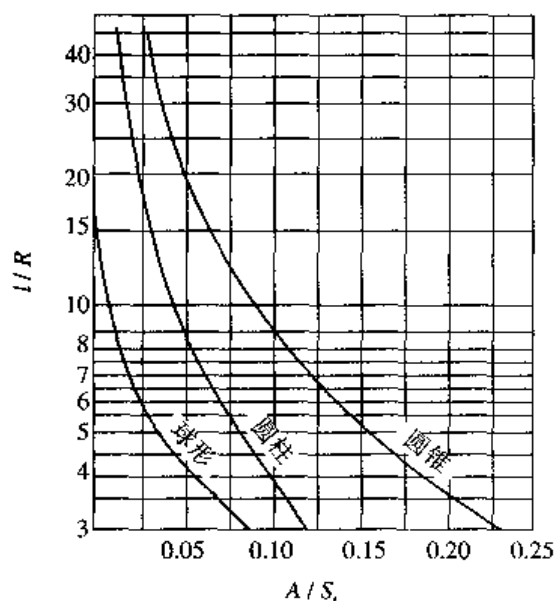


图 4-3 圆锥、圆柱和球形腔的 A/S_1 值

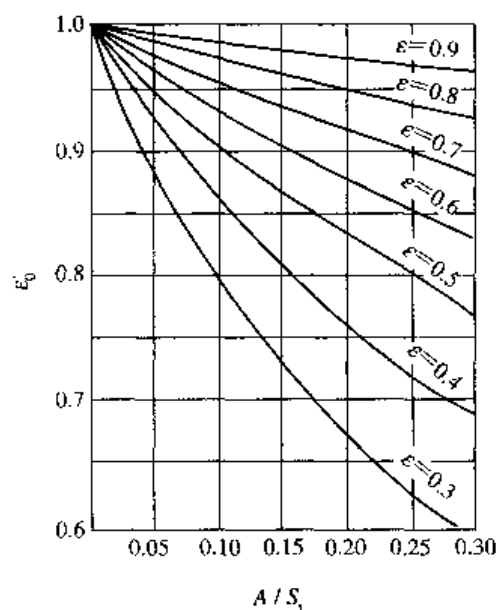


图 4-4 圆锥、圆柱和球形腔的 ϵ_0

数图的使用方法如下：

(1) 根据给定的腔体形状和比值 l/R (即 $1/g$)，便可以从图 4-3 查出 A/S_1 的值。

(2) 根据给定的腔壁发射率 ϵ , 利用从图 4-3 查出的 A/S_i 值, 即可以从图 4-4 查出相应的 ϵ'_0 值。

(3) 对于球形腔体, 因为 $A/S_i = A/S_0$, 所以 $k = (1 - \epsilon)(A/S_i - A/S_0) = 0$, 因此所查出的 ϵ'_0 就是所求的 ϵ_0 值。

(4) 对于圆柱形或圆锥形腔, 根据同样的 l/R 值从图 4-3 中查出 A/S_i 和相应的 A/S_0 (即与球形腔曲线对应的 A/S_i)。根据查出的这两个值, 先用式(4-23)计算出 k 值, 再利用查出的 A/S_i 值和给定的 ϵ 值, 从图 4-4 查出 ϵ'_0 , 最后利用(4-25)式计算出 ϵ_0 。

例如, 已知 $l/R = 6$, $\epsilon = 0.9$ 的圆锥腔体, 用数图近似计算其腔孔的有效发射率 ϵ_0 。利用 $l/R = 6$, 从图 4-3 中查出 $A/S_i = 0.14$, $A/S_0 = 0.026$, 再利用 $\epsilon = 0.9$ 和 $A/S_i = 0.14$, 从图 4-4 中查出 $\epsilon'_0 = 0.98$, 计算出 $k = (1 - \epsilon_0)(A/S_i - A/S_0) = (1 - 0.9)(0.14 - 0.026) = 0.0114$, 最后得 $\epsilon_0 = \epsilon'_0(1 + k) = 0.98(1 + 0.0114) = 0.99$ 。

6. 结论

通过具体的计算或从数图上可得出如下结论:

(1) 腔孔的有效发射率 ϵ_0 总是大于腔壁材料的发射率 ϵ 。

由于球形腔体的内表面积最大, 有 $A/S_i > A/S_0$, 又因为 $(1 - \epsilon) > 0$, 根据式(4-23), 有 $k > 0$; 因为 $\epsilon < 1$, 所以有

$$\begin{aligned} \epsilon \left(1 - \frac{A}{S_i} \right) &< \left(1 - \frac{A}{S_i} \right) \\ \epsilon \left(1 - \frac{A}{S_i} \right) + \frac{A}{S_i} &< 1 \\ \frac{1}{\epsilon \left(1 - \frac{A}{S_i} \right) + \frac{A}{S_i}} &> 1 \end{aligned}$$

则有

$$\epsilon'_0 = \frac{\epsilon}{\epsilon \left(1 - \frac{A}{S_i} \right) + \frac{A}{S_i}} > \epsilon$$

于是根据式(4-25), 有 $\epsilon_0 > \epsilon'_0 > \epsilon$ 。此结论称为腔体效应。

(2) 在 l/R 值相同的情况下, ϵ 的值越大则 ϵ_0 也越大。

(3) 在 ϵ 值相同的情况下, l/R 的值越大则 ϵ_0 也越大。

(4) 对于同一 l/R 值, 空腔的内表面积越大则 ϵ_0 也越大。即对于同一 l/R , 球形腔的 ϵ_0 最大, 圆柱形腔次之, 圆锥形腔最小。

(5) 若 ϵ 足够大, l/R 足够大, ϵ_0 将趋于 1。故空腔型辐射源在此条件下, 可视为黑体辐射源。

7. 对有限制开口腔体的修正

为了限制腔的开口孔径, 往往做成如图 4-5 所示的孔径 $R' < R$ 的腔。此时用上述公式和数图计算 ϵ_0 时, 应作如下修正。

因为这时腔体内表面的总面积 S_i 没有变化, 而腔孔的面积变为

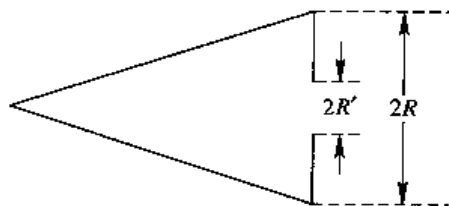


图 4-5 具有限制腔孔径的腔体

$$A' = \pi R'^2 = \pi R^2 \frac{R'^2}{R^2} = A \left(\frac{R'}{R} \right)^2 \quad (4-26)$$

所以,限制的腔孔面积与腔壁总面积之比变为

$$\frac{A'}{S_t} = \frac{A}{S_t} \left(\frac{R'}{R} \right)^2 \quad (4-27)$$

如已知腔深 l , 圆柱腔或圆锥腔的半径为 R , 腔孔半径为 R' , 则按下述步骤计算 ϵ_0 :

(1) 用 l/R 查出 A/S_t , 根据式(4-27)计算出 A'/S_t , 利用此值和给定的 ϵ 查出 ϵ'_0 。

(2) 利用 l/R' 查出 A'/S_0 , 再用上面的 A'/S_t 由式(4-23)算出 k 值。

(3) 由 ϵ'_0 和 k 值, 用式(4-24)计算出 ϵ_0 值。

如果腔体形状不是上面给出的三种形状, 则应计算具体形状的 A/S_t , 而 A/S_0 值可由图 4-3 查出, 然后再用上述有关计算求得 ϵ_0 。

8. 计算举例

如图 4-6 所示, 圆柱-圆锥形空腔, 圆柱部分长 $l = 5.4 \text{ cm}$, 半径 $R = 1.5 \text{ cm}$, 开口半径 $R' = 1.0 \text{ cm}$ 。圆锥部分高 $h = 2.6 \text{ cm}$, 顶角 $\theta = 60^\circ$ 。腔壁发射率 $\epsilon = 0.78$, 试计算其腔孔的有效发射率 ϵ_0 为多少。

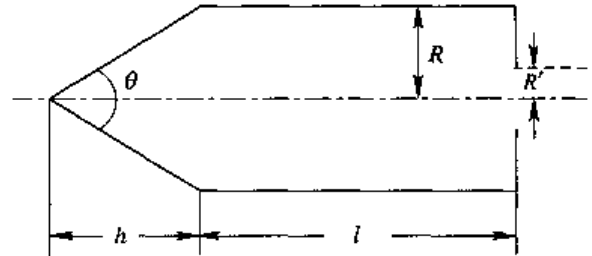


图 4-6 圆柱-圆锥腔体

解 先计算开孔面积 A 和整个内表面面积 S_t (包括开孔面积) 即可求出 A/S_t 为

$$A = \pi R'^2 = \pi \times 1^2 = \pi \text{ cm}^2$$

$$\begin{aligned} S_t &= \pi R \frac{h}{\cos 30^\circ} + 2\pi Rl + \pi R^2 \\ &= \pi \left(\frac{1.5 \times 2.6}{0.866} + 2 \times 1.5 \times 5.4 + 1.5^2 \right) \\ &= \pi \times 22.953 \text{ cm}^2 \end{aligned}$$

$$\frac{A}{S_t} = \frac{\pi}{22.953\pi} = 0.0436$$

再用近似式求出 A/S_0 为

$$\frac{A}{S_0} \cong g^2 = \left(\frac{1}{8} \right)^2 = 0.0156$$

最后求出 ϵ_0 为

$$\begin{aligned} \epsilon_0 &= \frac{\epsilon \left[1 + (1 - \epsilon) \left(\frac{A}{S_t} - \frac{A}{S_0} \right) \right]}{\epsilon \left(1 - \frac{A}{S_t} \right) + \frac{A}{S_t}} \\ &= \frac{0.78 [1 + 0.22(0.0436 - 0.0156)]}{0.78(1 - 0.0436) + 0.0436} \\ &= 0.9939 \end{aligned}$$

4.1.2 Devos 理论

Devos 在 1954 年给出了黑体辐射源腔孔有效发射率的计算公式。在该公式的推导中，不像 Gouffé 理论那样先推导吸收比，而是直接推导发射率；并且考虑的是任意形状的腔体，也没有假设腔壁是漫反射表面，所以一般认为它是比较完善，比较系统的理论。其结果，在等温腔腔壁为漫反射时，与 Gouffé 理论所得出的结果极为相近，但计算比 Gouffé 理论复杂得多。在介绍 Devos 理论之前，先介绍一些与其有关的基本知识。

1. 双向反射率

在第二章中，我们介绍过反射率 ρ ，吸收率 α 和透过率 τ ，以及 $\alpha + \rho + \tau = 1$ 。通常被照射的物体是不透明物体，辐射功率除了可以被照射的物体吸收一部分之外，其余都被反射了，即 $\tau = 0$ ，则有

$$\alpha + \rho = 1 \quad (4-28)$$

所以，只要测出物体的反射率 ρ ，就可算出物体的吸收率 α ，再根据基尔霍夫定律有 $\alpha = \epsilon$ ，则可以得到物体的发射率 ϵ_0 ，而物体的反射通常是有方向性的。故为了研究反射辐射随入射与收集角状态的变化关系，特引入双向反射率的定义：特定立体角的反射辐射功率与特定立体角的入射辐射功率之比，可用数学表达式表示为

$$\rho(\Omega_i, \Omega_r) = \frac{P_r(\Omega_r)}{P_i(\Omega_i)} \quad (4-29)$$

其物理意义由图 4-7 说明。其中， Ω_r 为反射立体角， $P_r(\Omega_r)$ 是 Ω_r 立体角内的反射功率， Ω_i 为入射立体角， $P_i(\Omega_i)$ 为 Ω_i 立体角内入射的辐射功率。

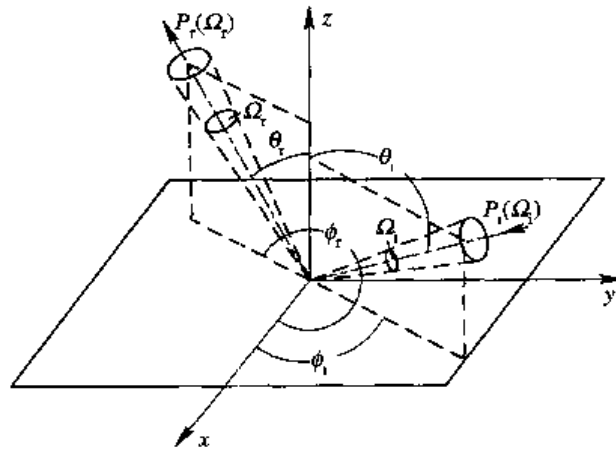


图 4-7 入射与收集辐射功率的角度状态

由于入射和反射可以是半球入射和反射，也可以是在某一有限立体角内的入射和反射或特定方向（即小立体角元内）的入射和反射，它们的组合可得九种不同的反射比，详见第 8 章的 8.4.1 节。这九种反射率还冠以“光谱”或“波段范围”，以表示光谱反射率和某波段范围的反射率。

为了方便地描述反射率按角度的分布情况，可引入部分反射率的概念：在某方向上单位立体角内的反射率，可表示为

$$\rho_A^r = \frac{dP_r(\Omega_r)/d\Omega_r}{dP_i(\Omega_i)} \quad (4-30)$$

实际上, ρ_A^i 表示辐射由 i 方向入射, 经面元 dA 向 r 方向单位立体角内的反射本领, 它是双向反射分布函数的另外一种定义形式。

2. Helmholtz 互易性定理

如图 4-8 所示, 两个面元 dA_1 和 dA_2 经面元 dA 反射相互传递辐射量。设面元 dA_1 垂直于 r_1 , dA_2 垂直于 r_2 。根据辐射亮度的定义式, 我们可以写出 dA_1 到 dA 的辐射功率 dP_1 为

$$dP_1 = L_1 dA_1 d\Omega_1 = L_1 dA_1 \frac{dA \cos\theta_A^{A_1}}{r_1^2} \quad (4-31)$$

式中 $\theta_A^{A_1}$ 是 dA_1 和 dA 的连线与 dA 法线方向的夹角。

这个辐射功率经 dA 反射到 dA_2 的部分为

$$\begin{aligned} dP_1^2 &= \rho_A^{A_1 A_2} dP_1 d\Omega_2 \\ &= \rho_A^{A_1 A_2} L_1 \cos\theta_A^{A_1} dA \frac{dA_1}{r_1^2} \cdot \frac{dA_2}{r_2^2} \end{aligned} \quad (4-32)$$

式中, $\rho_A^{A_1 A_2}$ 是 dA_1 的辐射由 $A_1 P$ 的方向入射, 经面元 dA 向 PA_2 方向上单位立体角内的反射率。

同理可得来自 dA_2 , 经 dA 反射到 dA_1 的辐射功率 dP_2^1 为

$$dP_2^1 = \rho_A^{A_2 A_1} L_2 \cos\theta_A^{A_2} dA \frac{dA_2}{r_2^2} \cdot \frac{dA_1}{r_1^2} \quad (4-33)$$

式中 $\theta_A^{A_2}$ 是 dA_2 和 dA 的连线与 dA 法线的夹角, $\rho_A^{A_2 A_1}$ 是 dA_2 的辐射由 $A_2 P$ 方向入射, 经面元 dA 向 PA_1 方向上单位立体角内的反射率(即双向反射分布函数)。

如果面元 dA_1 和 dA_2 是温度恒定的同一物体上的两部分, 则应有 $L_1 = L_2 = L$, 于是, 在辐射热平衡条件下, $dP_1^2 = dP_2^1$, 则可得到

$$\rho_A^{A_1 A_2} \cos\theta_A^{A_1} = \rho_A^{A_2 A_1} \cos\theta_A^{A_2} \quad (4-34)$$

式(4-34)就是互易性定理的数学表达式。

3. Devos 腔体理论

如图 4-9 所示, Devos 腔体理论的推导思路是: 第一, 考虑一个封闭腔, 推出腔壁上任意面元 $d\omega$ 在任一方向 $d\omega$ 的有效发射率。如果腔是等温的, 则求出其有效发射率为 1, 如果腔不是等温腔的, 则得出温度的修正项, 就是封闭腔的有效发射率。第二, 考虑开口腔有效发射率的近似计算公式。它相当于封闭腔下 $d\omega$ 面元在 $d\omega$ 方向的有效发射率减去 $d\omega$ 直接或间接对 $d\omega$ 在 $d\omega$ 方向的有效发射率的贡献。

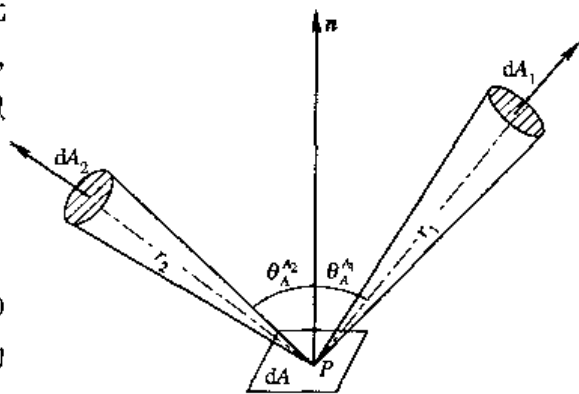


图 4-8 互易性定理

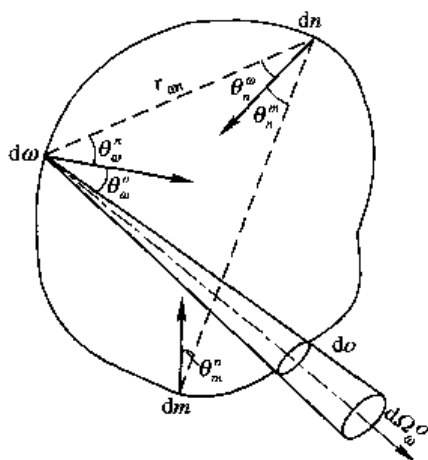


图 4-9 Devos 理论

1) 封闭腔内壁任意面元的有效发射率

由图 4-9 可知, dw 向 do 方向的辐射功率等于 dw 自身向 do 方向的辐射功率加上整个腔经 dw 向 do 方向反射的辐射功率。

dw 自身向 do 方向的辐射功率为

$$dP_w^o = \epsilon_w^o L_{bb}(T_w) \cdot dw \cdot \cos\theta_w^o \cdot d\Omega_w^o \quad (4-35)$$

式中, ϵ_w^o 是 dw 面元在 do 方向上的发射率; $L_{bb}(T_w)$ 是温度为 T_w 时黑体的辐射亮度; $d\Omega_w^o$ 为 do 对 dw 所张的立体角; θ_w^o 为 do 和 dw 的连线与 dw 法线之间的夹角。

整个腔壁经 dw 向 do 方向反射的辐射功率计算如下:

首先考虑一次反射的情况, 在腔内取面积元 dn , 求面元 dn 的辐射经 dw 向 do 方向反射的辐射功率, 为此先求 dn 的辐射入射到 dw 的辐射功率, 则有

$$dP_w^n = \epsilon_n^w L_{bb}(T_n) \cdot dn \cdot \cos\theta_n^w \cdot d\Omega_n^w \quad (4-36)$$

式中, ϵ_n^w 为 dn 在 dw 方向的发射率, $L_{bb}(T_n)$ 为温度为 T_n 时黑体的辐射亮度, θ_n^w 为 dn 和 dw 的连线与 dn 法线之间的夹角, $d\Omega_n^w$ 为 dw 对 dn 所张的立体角。由于

$$d\Omega_n^w = \frac{dw \cdot \cos\theta_w^n}{r_{wn}^2} \quad (4-37)$$

其中 θ_w^n 为 dn 和 dw 的连线与 dw 法线间的夹角, r_{wn} 为 dw 与 dn 间的距离, 而 dn 对 dw 所张的立体角 $d\Omega_w^n$ 为

$$d\Omega_w^n = \frac{dn \cdot \cos\theta_n^w}{r_{wn}^2} \quad (4-38)$$

所以 dn 入射到 dw 上的辐射功率可改写为

$$dP_w^n = \epsilon_n^w L_{bb}(T_n) \cdot dw \cdot \cos\theta_w^n \cdot d\Omega_w^n \quad (4-39)$$

则 dn 经 dw 反射到 do 方向, $d\Omega_w^n$ 立体角内的辐射功率 dP_w^{no} 可写成

$$dP_w^{no} = \epsilon_n^w L_{bb}(T_n) \cdot dw \cdot \cos\theta_w^n \cdot d\Omega_w^n \cdot \rho_w^{no} \cdot d\Omega_w^o \quad (4-40)$$

其中 ρ_w^{no} 为 dn 经 dw 反射到 do 方向上单位立体角的反射率。当 Helmholtz 定理近似成立时, 有

$$\rho_w^{no} \cdot \cos\theta_w^n = \rho_w^{on} \cdot \cos\theta_w^o \quad (4-41)$$

可把上式简化为

$$dP_w^{no} = \epsilon_n^w L_{bb}(T_n) \cdot dw \cdot \rho_w^{on} \cdot \cos\theta_w^o \cdot d\Omega_w^n \cdot d\Omega_w^o \quad (4-42)$$

这样可以得到整个腔体经 dw 反射到 do 方向的 $d\Omega_w^o$ 立体角内的辐射功率 P_w^{no} 为

$$P_{w(1)}^{no} = dw \cos\theta_w^o d\Omega_w^o \int_{\neq \text{球}} \epsilon_n^w L_{bb}(T_n) \rho_w^{on} d\Omega_w^n \quad (4-43)$$

现在再来考虑二次反射的情况, 即由面元 dm 入射到 dn , 并从 dn 向 dw 反射, 然后又被 dw 向 do 方向反射。用与一次反射相同的方法可得

$$dP_{nw}^{mo} = \epsilon_m^n L_{bb}(T_m) \cdot dn \cdot \cos\theta_m^n \cdot d\Omega_m^n \cdot \rho_n^{wm} \cdot d\Omega_n^w \cdot \rho_w^{no} \cdot d\Omega_w^o \quad (4-44)$$

对 dm 和 dn 积分, 就可得到整个腔体通过 dw 向 do 方向反射的辐射功率

$$P_{w(2)}^{no} = dw \cos\theta_w^o d\Omega_w^o \iint_{\neq \text{球}} \epsilon_m^n L_{bb}(T_m) \rho_n^{wm} d\Omega_m^n \rho_w^{no} d\Omega_n^w \quad (4-45)$$

如此继续下去, 可同样求得通过 dw 的三次、四次……反射到 do 的辐射功率。

所以总的由 dw 到 do 方向的辐射功率等于 dw 自身辐射的功率加上多次反射的辐射功

率之和。从而得到

$$P_w^o = d\tau w \cos\theta_w^o d\Omega_w^o \left[\epsilon_w^o L_{bb}(T_w) + \int_{\text{半球}} \epsilon_n^w L_{bb}(T_n) \rho_n^w d\Omega_n^w \right. \\ \left. + \iint_{\text{半球}} \epsilon_m^w L_{bb}(T_m) \rho_n^{wm} d\Omega_w^m \rho_w^m d\Omega_n^m + \dots \right] \quad (4-46)$$

若令

$$C_n = \frac{L_{bb}(T_n) - L_{bb}(T_w)}{L_{bb}(T_w)} \quad (4-47)$$

$$C_m = \frac{L_{bb}(T_m) - L_{bb}(T_w)}{L_{bb}(T_w)} \quad (4-48)$$

则有

$$P_u^o = L_{bb}(T_w) d\tau w \cos\theta_w^o d\Omega_u^o \left[\epsilon_w^o + \int_{\text{半球}} (1 - C_n) \epsilon_n^w \rho_n^w d\Omega_n^w \right. \\ \left. + \iint_{\text{半球}} (1 - C_m) \epsilon_m^w \rho_n^{wm} d\Omega_w^m \rho_w^m d\Omega_n^m + \dots \right] \quad (4-49)$$

由此可知，面元 $d\tau w$ 在 do 方向的有效发射率为

$$\epsilon_u^o = \epsilon_w^o + \int_{\text{半球}} (1 - C_n) \epsilon_n^w \rho_n^w d\Omega_n^w + \iint_{\text{半球}} (1 - C_m) \epsilon_m^w \rho_n^{wm} \rho_w^m d\Omega_w^m d\Omega_n^m + \dots \quad (4-50)$$

若密闭空腔为恒温腔，即腔壁温度处处相等，则 $C_n = C_m = \dots = 0$ ，此时的发射率为

$$\epsilon_u^o = \epsilon_w^o + \int_{\text{半球}} \epsilon_n^w \rho_n^w d\Omega_n^w + \iint_{\text{半球}} \epsilon_m^w \rho_n^{wm} \rho_w^m d\Omega_w^m d\Omega_n^m + \dots \quad (4-51)$$

其中 ϵ_w^o 、 ϵ_n^w 、 ϵ_m^w 为 $d\tau w$ 、 dn 、 dm 处腔壁的发射率(或吸收率)。

若有单位辐射能从 do 经 αw 入射到 $d\tau w$ 上，首先被 $d\tau w$ 吸收了 ϵ_w^o 部分的辐射，经 $d\tau w$ 反射后，整个腔壁对一次反射后的辐射吸收部分为 $\int_{\text{半球}} \epsilon_n^w \rho_n^w d\Omega_n^w$ ，同样地，整个腔壁对二次反射后的辐射的吸收部分为 $\iint_{\text{半球}} \epsilon_m^w \rho_n^{wm} \rho_w^m d\Omega_w^m d\Omega_n^m$ ，依此类推。由于腔是密闭的，入射辐射将全部被吸收，因此得到等温密闭腔的有效发射率 $\epsilon_u^o = 1$ 。

若密闭腔不恒温，则 $d\tau w$ 在 do 方向的有效发射率为

$$\epsilon_u^o = 1 - \int_{\text{半球}} C_n \epsilon_n^w \rho_n^w d\Omega_n^w - \iint_{\text{半球}} C_m \epsilon_m^w \rho_n^{wm} \rho_w^m d\Omega_w^m d\Omega_n^m + \dots \quad (4-52)$$

令

$$\delta\epsilon_u^o = \int_{\text{半球}} C_n \epsilon_n^w \rho_n^w d\Omega_n^w + \iint_{\text{半球}} C_m \epsilon_m^w \rho_n^{wm} \rho_w^m d\Omega_w^m d\Omega_n^m + \dots \quad (4-53)$$

则有

$$\epsilon_u^o = 1 - \delta\epsilon_u^o \quad (4-54)$$

由此可以得到如下三条结论：

(1) 当腔壁温度均匀时， $\delta\epsilon_u^o = 0$ ，而腔壁 $d\tau w$ 在 do 方向上的有效反射率 $\epsilon_u^o = 1$ 。

(2) 当 $C_n > 0$ ， $C_m > 0$ 时，即腔壁其他部分的温度比 $d\tau w$ 面元的温度低时，面元 $d\tau w$ 在 do 方向上的有效发射率 $\epsilon_u^o < 1$ 。

(3) 当 $C_n < 0$ ， $C_m < 0$ 时，即腔壁其他部分的温度比 $d\tau w$ 面元的温度高，则面元 $d\tau w$ 在 do 方向上的有效发射率 $\epsilon_u^o > 1$ 。

由于面元 dw 和 do 是任意取的, 因此我们推导的结论是普遍适用的。

2) 开口腔的有效发射率

如图 4-9 所示, 首先考虑恒温开口腔的有效发射率。其指导思想是: 封闭恒温腔壁上开一小口 do 对腔壁上任意面元 dw 的有效发射率的影响, 等价于恒温封闭腔的情况, 在面元 dw 的有效发射率中扣除面元 do 的有效辐射直接和间接地到达面元 dw 所产生的贡献。其具体推导如下:

由于恒温封闭腔 dw 的有效发射率是 1, 因此 dw 向 do 发射出的辐射功率为

$$dP_w^e = L_{bb}(T) dw \cos\theta_w^e d\Omega_w^e \quad (4-55)$$

它减去从 do 发出经 dw 反射到 do 的辐射功率以及从 do 发出经腔壁反射到 dw , 然后再反射回 do 的辐射功率, 就是 do 为开孔情况 dw 向 do 的总功率。

从有效发射率为 1 的面元 do 发出经 dw 反射到 do 的辐射功率可写成

$$dP_w^{\infty} = [L_{bb}(T) do \cos\theta_w^e d\Omega_w^e] \rho_w^{\infty} d\Omega_w^e \quad (4-56)$$

因为

$$d\Omega_w^e = \frac{dw \cos\theta_w^e}{r_{ow}^2}$$

$$d\Omega_w^e = \frac{do \cos\theta_w^e}{r_{ow}^2}$$

所以上式可改写为

$$dP_w^{\infty} = L_{bb}(T) dw \cos\theta_w^e d\Omega_w^e [\rho_w^{\infty} d\Omega_w^e] \quad (4-57)$$

其次, 从面元 do 发射到面元 dn 后被反射到 dw 面元, 再由 dw 反射到 do 的辐射功率为

$$dP_{nw}^{\infty} = L_{bb}(T) do \cos\theta_n^e d\Omega_n^e (\rho_n^{\infty} d\Omega_n^e) (\rho_w^{\infty} d\Omega_w^e) \quad (4-58)$$

注意到

$$d\Omega_n^e = \frac{dn \cos\theta_n^e}{r_{on}^2} \quad d\Omega_n^e = \frac{do \cos\theta_n^e}{r_{on}^2}$$

且利用互易定理

$$\rho_n^{\infty} \cos\theta_n^e = \rho_w^{\infty} \cos\theta_n^e$$

上式可变为

$$dP_{nw}^{\infty} = L_{bb}(T) dn \cos\theta_n^e d\Omega_n^e (\rho_n^{\infty} d\Omega_n^e) (\rho_w^{\infty} d\Omega_w^e) \quad (4-59)$$

再利用

$$d\Omega_n^e = \frac{dw \cos\theta_n^e}{r_{nw}^2} \quad d\Omega_n^e = \frac{dn \cos\theta_n^e}{r_{nw}^2}$$

及互易定理

$$\rho_w^{\infty} \cos\theta_w^e = \rho_n^{\infty} \cos\theta_w^e$$

则上式又可写为

$$dP_{nw}^{\infty} = L_{bb}(T) dw \cos\theta_w^e d\Omega_w^e (\rho_n^{\infty} d\Omega_n^e) (\rho_w^{\infty} d\Omega_w^e) \quad (4-60)$$

对 dn 在半球减去 do 所对应的立体角范围内积分, 就可以得到由 do 发出经整个腔壁反

射到 dw ，再由 dw 反射到 do 的辐射功率为

$$dP_w^{\omega} = L_{bb}(T) dw \cos\theta_w^{\omega} d\Omega_w^{\omega} \iint_{\text{半球}-(do)} \rho_w^{\omega} \rho_n^{\omega} d\Omega_n^{\omega} d\Omega_w^{\omega} \quad (4-61)$$

这样，在 do 为开孔的恒温腔， dw 向 do 方向的总反射辐射功率等于式(4-55)减去式(4-57)和式(4-61)，即有

$$P_w^{\omega} = L_{bb}(T) dw \cos\theta_w^{\omega} d\Omega_w^{\omega} \left[1 - \rho_w^{\omega} d\Omega_w^{\omega} - \iint_{\text{半球}-(do)} \rho_w^{\omega} \rho_n^{\omega} d\Omega_n^{\omega} d\Omega_w^{\omega} \right] \quad (4-62)$$

根据有效发射率的定义，在开口腔的情况下，面元 dw 向 do 方向的有效发射率为

$$\epsilon_w^{\omega} = 1 - \rho_w^{\omega} d\Omega_w^{\omega} - \iint_{\text{半球}-(do)} \rho_w^{\omega} \rho_n^{\omega} d\Omega_n^{\omega} d\Omega_w^{\omega} \quad (4-63)$$

这就是在均匀壁恒温情况下，开口空腔的 Devos 二级近似有效发射率的计算公式。

对于非等温腔，其有效发射率的二级近似公式，只是从式(4-63)中减去由于温度不均匀所引起的修正项因子 $\delta\epsilon''$ ，其中 $\delta\epsilon''$ 与式(4-53)的区别在于其积分限不是半球，而是半球减去 do 所张的相应立体角。即

$$\delta\epsilon_w^{\omega} = \int_{\text{半球}-(do)} C_n \epsilon_n^{\omega} \rho_w^{\omega} d\Omega_n^{\omega} + \iint_{\text{半球}-(do)} C_m \epsilon_m^{\omega} \rho_n^{\omega} \rho_w^{\omega} d\Omega_n^{\omega} d\Omega_w^{\omega} + \dots \quad (4-64)$$

式中， C_n 和 C_m 由式(4-47)和式(4-48)定义。

所以，非等温腔的有效发射率的二次近似公式为

$$\epsilon_w^{\omega} = 1 - \rho_w^{\omega} d\Omega_w^{\omega} - \iint_{\text{半球}-(do)} \rho_w^{\omega} \rho_n^{\omega} d\Omega_n^{\omega} d\Omega_w^{\omega} - \delta\epsilon_w^{\omega} \quad (4-65)$$

4. 举例

对于等温球形腔，如图 4-10 所示，由几何关系有

$$d\Omega_w^{\omega} = \frac{\pi r^2}{l^2}$$

和

$$\Omega_w^{\omega} = 2\pi(1 - \cos\theta)$$

所以有

$$d\Omega_w^{\omega} = 2\pi \sin\theta d\theta$$

且

$$\begin{aligned} d\Omega_n^{\omega} &= \frac{\pi r^2 \cos(90^\circ - \theta)}{b^2} = \frac{\pi r^2 \sin\theta}{l^2 \sin^2\theta} \\ &= \frac{\pi r^2}{l^2 \sin\theta} \end{aligned}$$

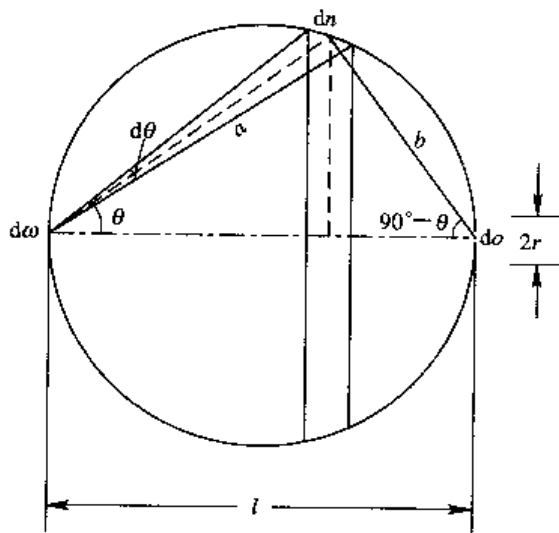


图 4-10 等温球形腔

所以，对于开孔为 do 的球形腔，一级近似的有效发射率为

$$\epsilon_0 = 1 - \frac{\pi r^2}{l^2} \rho_w^{\omega} \quad (4-66)$$

二级近似的有效发射率为

$$\epsilon_0 = 1 - \frac{\pi r^2}{l^2} \rho_w^{\omega} - \frac{2\pi^2 r^2}{l^2} \int_0^{\pi/2} \rho_w^{\omega} \rho_n^{\omega} d\theta \quad (4-67)$$

对于等温圆柱形腔，见图 4-11，因为

$$d\Omega_w = \frac{\pi r^2}{l^2}$$

$$d\Omega_w = \frac{2\pi r dx \cos(90^\circ - \theta)}{a^2} = \frac{2\pi r dx}{a^2} \frac{r}{a} = \frac{2\pi r^2 dx}{[(l-x)^2 + r^2]^{3/2}}$$

$$d\Omega_n = \frac{\pi r^2 \cos\alpha}{b^2} = \frac{\pi r^2 x}{b^3} = \frac{\pi r^2 x}{(x^2 + r^2)^{3/2}}$$

所以，一级近似为

$$\epsilon_0 = 1 - \frac{\pi r^2}{l^2} \rho_w^\infty \quad (4-68)$$

二级近似为

$$\epsilon_0 = 1 - \frac{\pi r^2}{l^2} \rho_w^\infty - 2\pi^2 r^4 \int_0^l \frac{\rho_w^\infty \rho_n^\infty x dx}{(x^2 + r^2)^{3/2} [(l-x)^2 + r^2]^{3/2}} \quad (4-69)$$

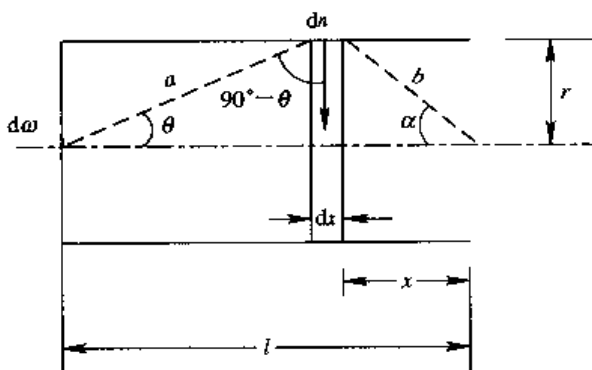


图 4-11 等温圆柱形腔

4.2 黑体型辐射源

由前面的讨论可知，开有小孔的空腔很接近黑体，所以通常就把开有小孔的空腔叫做黑体辐射源(或标准黑体辐射源)。它可以作为一种标准来校正其他辐射源或红外系统。典型的实用黑体型辐射源的构造如图 4-12 所示，其主要组成部分包括腔体、加热线圈、保温层、温度计和温度控制部分。

如按辐射腔口的口径尺寸来分类，则可将黑体型辐射源分为以下三类：

大型： $\Phi \geq 100$ mm；

中型： $\Phi \approx 30$ mm；

小型： $\Phi \leq 10$ mm。

如按工作温度的范围来分类，则可将黑体型辐射源分为以下三类：

高温：3000~2000 K；

中温：900~500 K；

低温：400~200 K。

在设计制造黑体型辐射源时，应考虑以下几个问题。

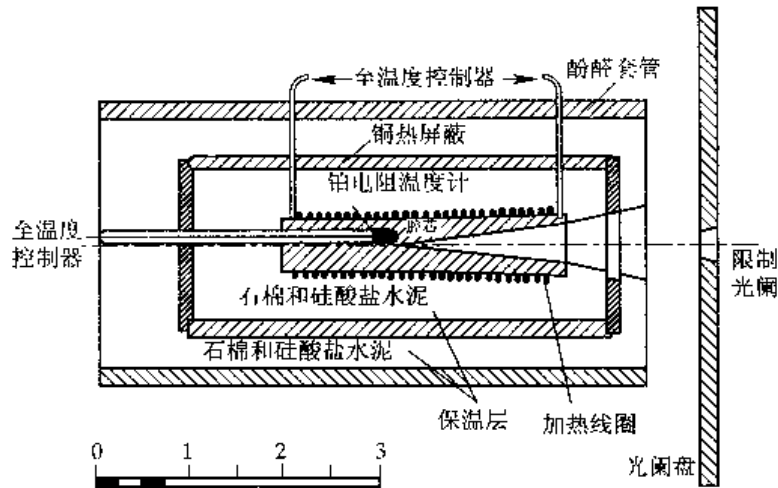


图 1-12 黑体型辐射源的结构

1. 腔形的选择

一般考虑选用圆锥、圆柱或球型腔体。根据 Gouffé 理论，对于给定的 l/R 值，球形腔的有效发射率最大，但是，球形腔体难以加工制作，也不易均匀加热。圆柱和圆锥形腔体，相对球形腔体而言，比较容易制造和均匀加热。大多数黑体型辐射源，取 $l/R \geq 6$ 。增加 l/R 值可以提高有效发射率，但 l/R 值太大就会造成均匀加热困难。

2. 对腔芯材料加热的要求

做成腔体的材料称为腔芯。理想的腔芯应满足下列三个要求：① 具有高的导热率，以减少腔壁的温度梯度；② 在使用温度范围内（尤其在高温时），要有好的抗氧化能力和氧化层不易脱落性能；③ 材料的表面发射率要高。

能满足上述所有要求的材料并不多，所以一般采取一些折衷。对于 1400 K 以上的腔芯，常用石墨或陶瓷制作。在 1400 K 以下，一般用金属制作，其中最好是用铬镍（18-8 系列）不锈钢，它有良好的导热率。加热到 300℃，则表面变暗，发射率可增加到 0.5；用铬酸和硫酸处理表面，发射率可达 0.6；将表面加热到 800℃，则表面形成一层发射率为 0.85 的稳定性很高又很牢固的氧化层。低于 600 K 的腔芯可用铜制作，铜的导热率较高，但应注意，铜表面由于受热而形成的表面发黑的氧化层是不稳定的，高于 600 K 时，氧化层就会脱落。

为增加腔壁的发射率，可对其表面进行粗糙加工，以形成好的漫反射体。另外，还可在腔壁上涂上某种发射率高的涂层，来增加腔壁的发射率。但是，在温度较高时，涂料层较易脱落，故腔壁涂层的方法只适用于温度不太高的情况。

3. 腔体的等温加热

为了使空腔型黑体辐射源更接近于理想黑体，要求腔体要等温加热。实际上开口处温度总要低一些，所以一般要求其恒温区越长越好，而恒温区做得长是很困难的，通常 $1/3 \sim 2/3$ 的恒温区就可满足一般实验室的要求。

对腔体的等温加热，通常是用电热丝加热的，即通过绕在腔芯外围的镍铬丝加热线圈进行加热。为改善腔体温度的均匀性，可以改变腔芯的外形轮廓，使其在任意一点上腔芯的横断面面积相等，以保证每一加热线圈所加热的腔芯体积相等。在腔体开口附近，应增

加线圈匝数，以弥补其热损失。质量更高的黑体还可用热管式加热器或通过高温气体加热，但其成本要高得多。

恒温区的测量通常有两种方法，一种是测腔壁的温度，一种是测腔内沿轴线的温度分布。

4. 腔体的温度控制和测量

根据斯蒂芬-玻尔兹曼定律，黑体型辐射源的辐出度 $M = \epsilon_0 \sigma T^4$ 。 ϵ_0 为黑体型辐射源的有效发射率， T 为腔体的工作温度。如果该温度有一个微小的变化 dT ，则引起辐射源的辐出度变化 dM 为

$$dM = 4\epsilon_0 \sigma T^3 dT \quad (4-70)$$

于是，辐出度的相对变化为

$$\frac{dM}{M} = 4 \frac{dT}{T} \quad (4-71)$$

以上说明腔体温度变化对辐出度变化的影响是很大的。若要求供给红外设备校准用的黑体型辐射源辐出度变化小于 1%，则要求其腔体温度变化能不超过 0.25%。对于一个 1000 K 的黑体型辐射源，要保证 0.5% 的辐射精度，则要求温度的控制精度大约为 0.1%，即对 1000 K 而言，要求控制和测量精度达 1 K。

由此可见，对黑体温度的控制和测量的好坏，直接影响到黑体的性能。为此通常对黑体要提出控温精度和温度稳定性的要求。由于黑体内的温度不可能是完全恒定的，因此测温点的选择就非常重要。一般规定：对圆柱形腔，测温点取在腔的底部中央；对圆锥形腔，测温点一般取在锥顶点处；而对球形腔，测温点则取在开口的对称中心位置。温度计一般用热电偶或铂电阻温度计。

5. 降低黑体前表面的辐射

黑体的前方，紧挨开口处应放置光阑盘，且用水冷，以降低黑体前表面的辐射。

由于光阑的存在，因此，规定了黑体有一定的使用视场，如图 4-13 所示。通常在标定黑体时，只标定腔底的温度。一般腔的底部及光阑决定了它的视场。若恒温区较稳定且较长，则黑体的视场就可变大。一般要在黑体的视场范围内使用。

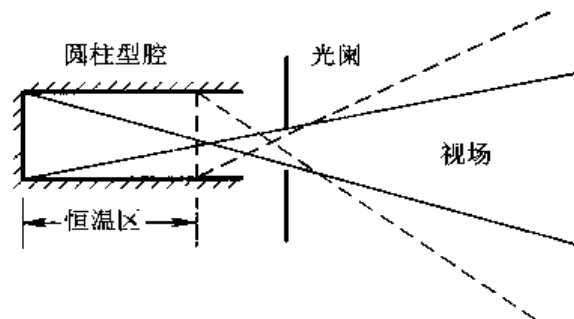


图 4-13 黑体视场的示意图

总之，对黑体辐射源有如下一些指标要求：有效发射率、温度范围、孔径尺寸、加热时间、重量、尺寸、控温精度、温度稳定性、视场及恒温区等。要根据使用的场合和目的合理地选择和设计黑体。表 4-1 列出了国外通用标准系列的技术规格。

表 4-1 黑体通用标准系列技术规格

规格	600℃ 的型号	600℃ 以上的型号	1900 K 的型号
控制精度	±1℃	±1℃	±1℃
稳定性(长期)	0.1℃	0.5℃	0.05%
稳定性(短期)	0.02℃	0.25℃	0.25℃
敏感元件	铂电阻温度计	铂电阻温度计	硅测温仪
控制类型	线性比例实际调零	线性比例实际调零	线性比例实际调零
腔体	15°凹锥	15°凹锥	15°凹锥
有效发射率	0.99±0.01	0.99±0.01	0.99±0.01
源外壳温度	<环境温度以上 10℃	<环境温度以上 10℃	<环境温度以上 10℃
环境温度范围	-10~60℃	-10~60℃	-40~60℃

4.3 实用红外辐射源

下面主要介绍实验室和光谱仪器中常用的红外辐射源，如能斯脱灯、硅碳棒、钨丝(带、管)灯、氙灯、汞灯和各种气体放电灯等等。

4.3.1 电热固体辐射源

1. 能斯脱灯

能斯脱灯常作为红外分光光度计中的红外辐射源。它有寿命长，工作温度高，黑体特性好和不需要水冷等特性。能斯脱灯一般是由氧化锆(ZrO_2)、氧化钇(Y_2O_3)、氧化铈(CeO_2)和氧化钍(ThO_2)的混合物烧结而成的一种很脆的圆柱体或空心棒。管子两端绕有铂丝，以作为电极与电路的连接，它要求用很稳定的直流或交流供电。在室温下它是非导体，在工作之前必须对其进行预热。当用火焰或电热丝对其加热到 800℃ 时，开始导电。能斯脱灯具有负的温度系数，所以在电路中需要加镇流器，以防止管子烧坏。

能斯脱灯的辐射输出与 900℃ 黑体的辐射输出之比所表示的光谱特性曲线如图 4-14 所示。可以看出，能斯脱灯的光谱在 1~6 μm 波段内类似于选择性辐射体的光谱，光谱发射率很小；而从 7~15 μm 波段就接近于黑体辐射，其光谱发射率约为 0.85。能斯脱灯的光谱发射率如图 4-15 所示。

由于能斯脱灯都是细长的圆柱形，因而对分光光度计狭缝的照明特别有用。能斯脱灯的主要缺点是机械强度低，稍受压，就会损坏。另外，空气流动很容易引起光源温度的变化等。典型能斯脱灯的各项参数如下：功率消耗为 45 W、工作电流为 0.1 A；工作温度为 1980 K；尺寸为 3.1 mm(直径)×12.7 mm(长度)。

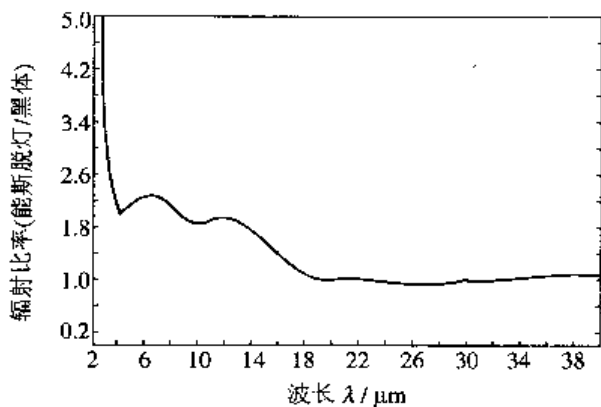


图 4-14 光谱特性曲线

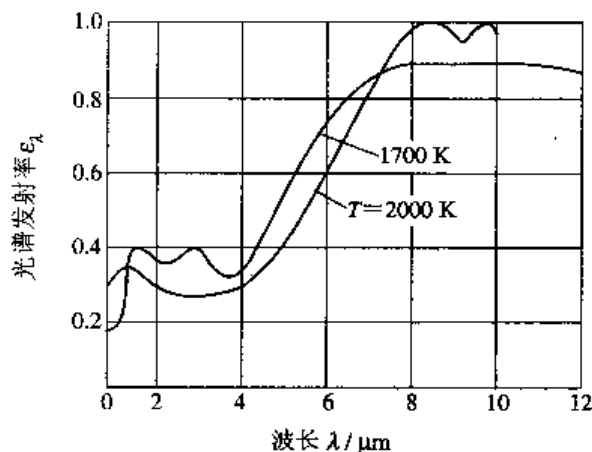


图 4-15 能斯脱灯的光谱发射率

2. 硅碳棒

硅碳棒是用碳化硅(SiC)做成的圆棒。一般硅碳棒的直径为 6~50 mm, 长度为 5~100 cm。其两端做成银或铝电极, 用 50 V、5 A 的电流输入, 它同样需要镇流器。在空气中的工作温度一般在 1200~1400 K, 寿命约为 250 h。由于它在室温下是导体, 加热电流可直接通过, 因此它不需要像能斯脱灯那样在工作之前进行预热。

图 4-16 给出了硅碳棒输出与 900℃ 黑体输出之比所表示的光谱特性曲线, 图 4-17 给出了硅碳棒的光谱发射率与波长的关系。可以看出, 在 2~15 μm 波段内的平均发射率值约为 0.8。

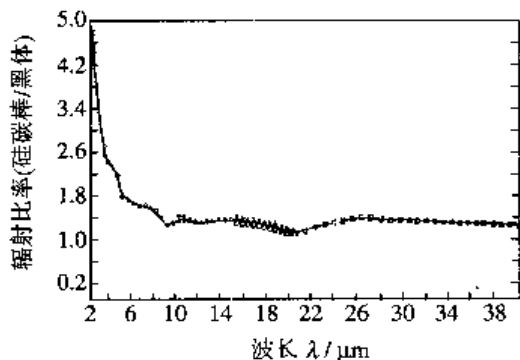


图 4-16 光谱特性曲线

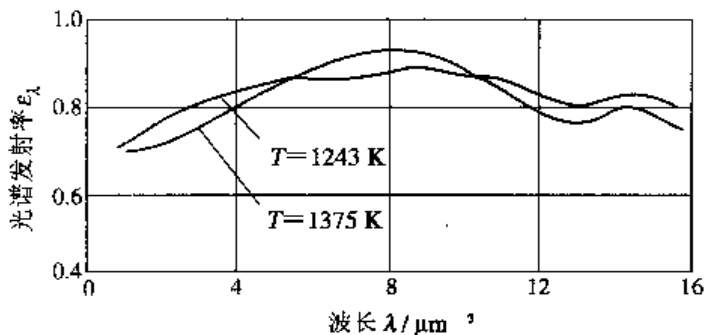


图 4-17 硅碳棒的光谱发射率

硅碳棒的主要缺点是最高工作温度较低, 需要镇流的电源设备。同时, 由于碳化硅材料的升华效应, 会使材料粉末沉积在光学仪器表面上, 因此它不能靠近精密光学仪器附近工作。另外, 工作时需要水冷装置, 耗电量较大等。

3. 钨丝灯、钨带灯和钨管灯

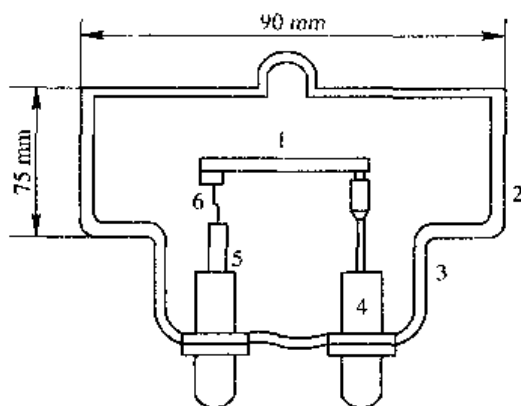
由于钨具有熔点高(3680 K), 蒸发率较小, 在可见光波段辐射选择性好, 在高温时有较高的机械强度, 容易加工等优点, 因此, 钨丝灯、钨带灯和钨管灯可以应用于光度测量、高温测量、光辐射测量、旋光测定、分光测定、比色测量、显微术和闪光灯技术等。

钨丝灯也是近红外测量中常用的辐射源。但由于玻璃泡透过区域的限制, 这种灯的辐射波长通常在 3 μm 以下。有时为了延长红外波段, 常将钨丝装在一个充满惰性气体并带

有红外透射窗口的灯泡内。根据不同需要，灯丝可做成各种形状。使用时，要求供电电源稳定。

钨带灯是将钨带通电加热而使其发光的光源。钨带常做成狭长的条形，宽约为 2 mm，厚度约为 0.05 mm 左右。通电加热后，整条钨带的温度分布并不均匀，两端靠近电极支架处温度较低，中间温度较高，因此测量时要选择温度均匀的中心部分处的钨带辐射。钨带的电阻很小，因此钨带灯要求低电压、大电流且稳定的供电电源。一般以稳流(或稳压)直流电源供电，但在要求不高的情况下，也可用电子稳压器输出，经降压后供电。

钨管灯是由一根在真空或氩气中通电加热的钨管做成的。真空灯的温度可达 1100 C，充氩灯的温度可达 2700 C，其结构如图 4-18 所示。



1—钨管；2 硬质玻璃窗；3 硬质玻璃泡壳；
4—镀银的铜棒；5—钨棒；6—钨棒

图 4-18 钨管黑体灯结构

钨管由约 25 μm 厚的钨皮制成，长约 45 mm，直径约 2 mm，在一端有一个直径约 1 mm 的孔，钨管的辐射就是从这个孔沿钨管轴线向外射出的。通常管心装有一束直径约为 23 μm 的细钨丝，钨丝先拧在一起，然后切断成毛刷状的断面，塞入钨管内。这样一个由大量细钨丝做成的发光断面使钨管灯在可见光区域内的光谱发射率很高(可达 0.95)，且改变很少(在 500~700 nm 范围内只改变千分之几)。同时，钨管灯的温度变化很小。可以说，钨管灯是最接近黑体的辐射源之一，常被用作光谱分布标准光源。

4. 乳白石英加热管

在红外加热技术中，有多种加热辐射源，如金属陶瓷加热器、电阻带、碳化硅板和陶瓷板等。与这些加热元件不同，乳白石英加热管不存在基体与涂层之分，不必担心在使用过程中涂层的脱落问题，所以乳白石英加热管是一种新型红外加热元件。

乳白石英加热管是以天然水晶为原料，在以石墨电极为坩埚发热体的真空电阻炉中熔融(1740 C)拉制而成的。在熔融过程中，使气体在熔体中形成大量的小气泡，故外观呈乳白色。乳白石英玻璃材料耐热性能好(可耐 200 C~1300 C 高温)，热膨胀系数低，有优良的抗热震性能和电绝缘性能，此外，还具有很好的化学稳定性，但机械强度和耐冲击性能较差。

与碳化硅辐射元件相比，乳白石英加热管用作红外辐射源有如下特点：

(1) 发射率高，并具有选择性发射，在 4~8 μm 和 11~22 μm 波段内，光谱发射率可达到 0.92。在 8~11 μm 内有较强的选择反射光谱带。其光谱发射率曲线如图 4-19 所示。

(2) 热容量小, 热容量仅为碳化硅及金属管的十分之一。

(3) 工作温度范围广, 通常为 $400\text{C} \sim 500\text{C}$, 也可制作表面温度为 750C 以下、 100C 以上的加热辐射源。

(4) 升温降温快, 只需 $7 \sim 10\text{ min}$ (碳化硅需 $30 \sim 35\text{ min}$)。

(5) 表面纯净洁白, 可以用在工艺卫生要求高的场所。

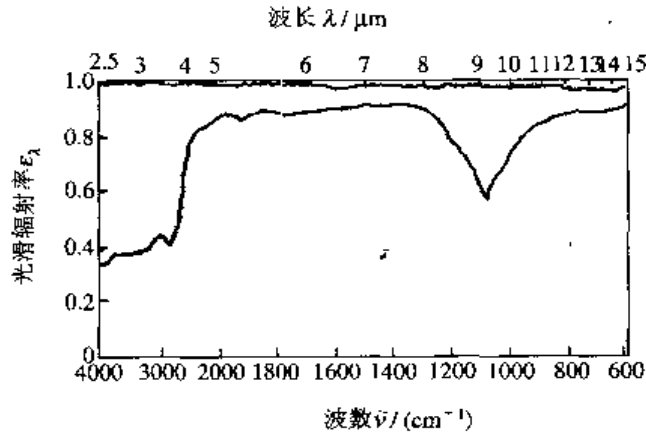


图 4-19 SH 乳白石英管的光谱发射率

4.3.2 气体放电辐射源

当电流通过气体媒质时, 会产生放电现象, 利用这种放电现象可制作辐射源。

气体放电的种类很多, 用得较多的是辉光放电和弧光放电两类。各种气体放电灯的基本结构大同小异, 一般可用图 4-20 表示。B 是灯的泡壳, 通常是由透明玻璃或石英按所需要的形状加工而成的。A 和 C 是放电灯的电极, 其中 A 是阳极, C 是阴极。这样的区分是对直流灯而言的。对交流灯来说没有阴阳极之分, 可交替作为阴阳极使用。G 代表灯中所充的气体。很明显, 这些气体应基本上不与泡壳和电极材料起化学反应。它们可以是惰性气体, 也可以是一些金属或金属化合物的蒸气。

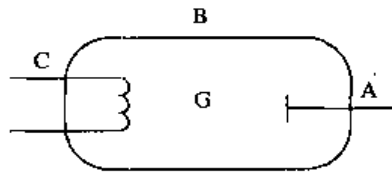


图 4-20 放电管结构示意图

如果将灯接入电路中, 灯就会放电发光。大部分灯内发光的基本过程是如下三级式的:

第一级, 自由电子被外电场加速;

第二级, 运动的电子与气体的原子碰撞, 电子的动能传给气体原子使其激发;

第三级, 受激原子返回基态, 把吸收的能量以辐射的形式释放出来。

自由电子不断地被外电场加速, 上述三级式的过程就不断地在灯中进行。

1. 水银灯

水银灯是利用水银蒸气放电制成的灯的总称。按水银的蒸气压强不同，水银灯可分为低压水银灯、高压水银灯和超高压水银灯等三种。因为低压水银灯的辐射主要是紫外辐射，所以这里只介绍高压水银灯和超高压水银灯。

高压水银灯的核心结构如图 4-21 所示。灯管用石英玻璃制成，内部充有一定量的水银和少量氙气。电极和石英玻璃靠铝箔实现气密封接，内有启动用的辅助电极。另外，它还有玻璃外壳和灯头(图中未画出)。在正常工作时，灯管内的水银气压为 $0.1\sim 0.5\text{ MPa}$ 。

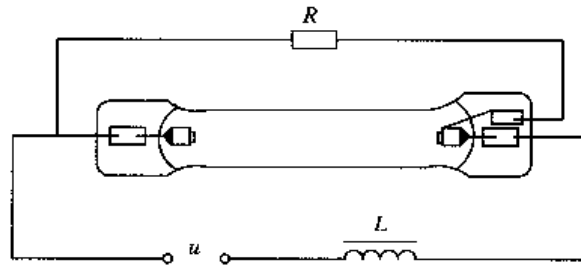


图 4-21 高压水银灯结构与工作线路

在 220 V 的电压下，高压水银灯是不能启动的，需借助辅助电极的帮助。当灯接入电路后，辅助电极与相邻的主电极之间加有 220 V 的交流电。这两个电极之间距离很近，通常只有 $2\sim 3\text{ mm}$ ，所以它们之间有很强的电场。在此电场的作用下，两电极间的气体被击穿，发生辉光放电，放电电流由外加电阻所限制。主电极和辅助电极之间的辉光放电产生了大量的电子和离子，这些带电粒子在两主电极之间的电场作用下很快产生繁流过程，并在两主电极之间过渡时进行弧光放电。

在灯点燃的初始阶段，主要有低气压的水银蒸气和氙气放电。这时管压很低，约 25 V 左右，放电电流很大，约为 $5\sim 6\text{ A}$ ，我们称之为启动电流。低压放电时放出的热量，使管壁温度升高，水银逐渐气化，水银蒸气压和管压逐渐增加，电弧开始收缩，放电逐渐由低压放电向高压放电过渡。当水银全部蒸发后，管压开始稳定，进入稳定的高压水银蒸气放电。可见高压水银灯从启动到正常工作需要一段时间，通常为 $4\sim 10\text{ min}$ 。

高压水银灯熄灭以后，不能立即启动。因为灯熄灭后，内部还保持着较高的蒸气压，此时电子的自由程很短。在原来的电压下，电子不能积累足够的能量来电离气体，所以要在灯管冷却、水银蒸气凝结后才能启动。

水银蒸气压为 $1\sim 2\text{ MPa}$ 时的水银灯称为超高压水银灯。随着水银蒸气压的升高，谱线增宽并形成带有一系列峰尖的连续谱，在红外区的辐射增加。当压强超过 20 MPa 时，红外辐射占全部辐射的 34% 。因此，超高压水银灯是良好的近红外辐射源。

超高压水银灯(不同水银气压下的)相对光谱分布如图 4-22 所示。

2. 氙灯

除了利用金属蒸气放电制成辐射源之外，还可利用高压、超高压惰性气体的放电现象制成辐射源。超高压下的氙、氪、氙等惰性气体放电的光谱分布如图 4-23 所示。由图看出，惰性气体放电在紫外和可见光区域具有连续光谱，在红外区有明显的线光谱叠加在连续光谱上。红外部分辐射的极大值随气体的原子量的增大而向长波方向移动。

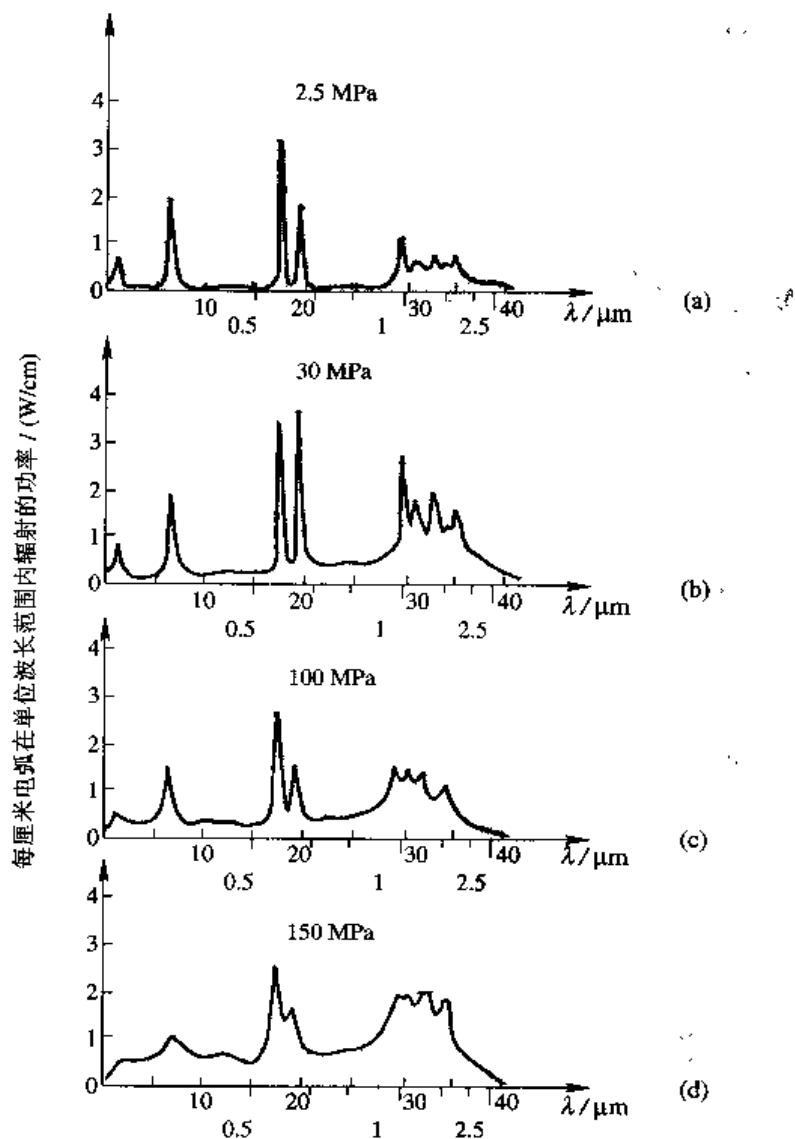


图 4-22 不同水银气压下的光谱分布

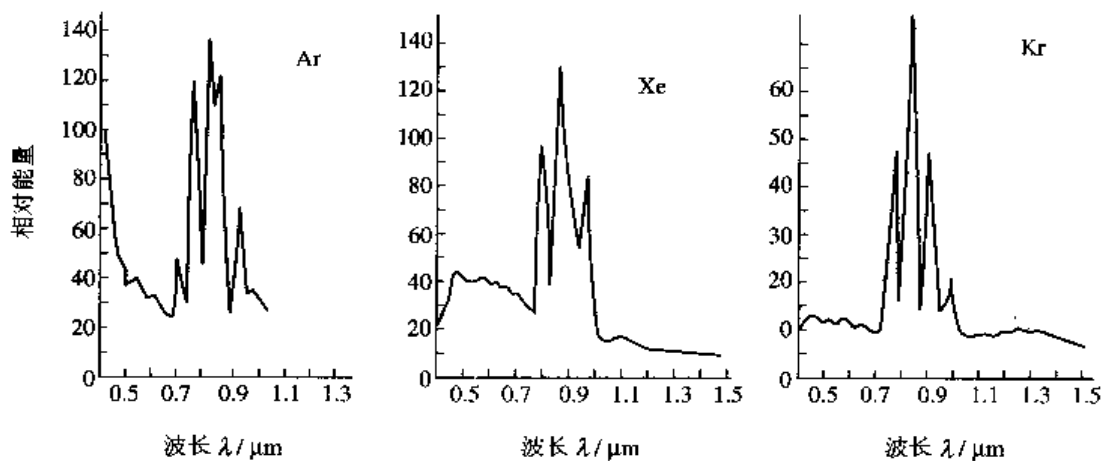
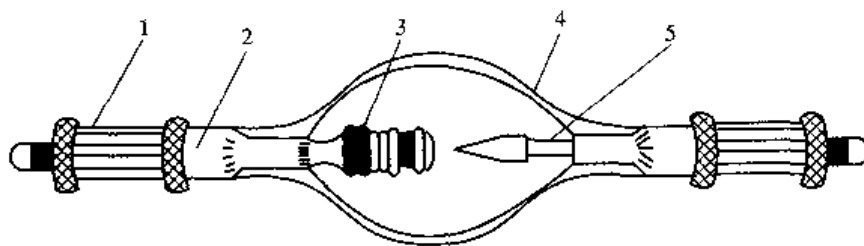


图 4-23 超高压下惰性气体放电的光谱

在这些惰性气体中，以氙气放电最为常用，利用氙气放电制成的辐射源叫做氙灯。典型的超高压短弧氙灯的结构和光谱分布如图 4-24 和图 4-25 所示。



1—灯头；2—铜箱；3—钨阳极；4—石英泡壳；5—钨钨阴极

图 4-24 短弧氙灯结构示意图

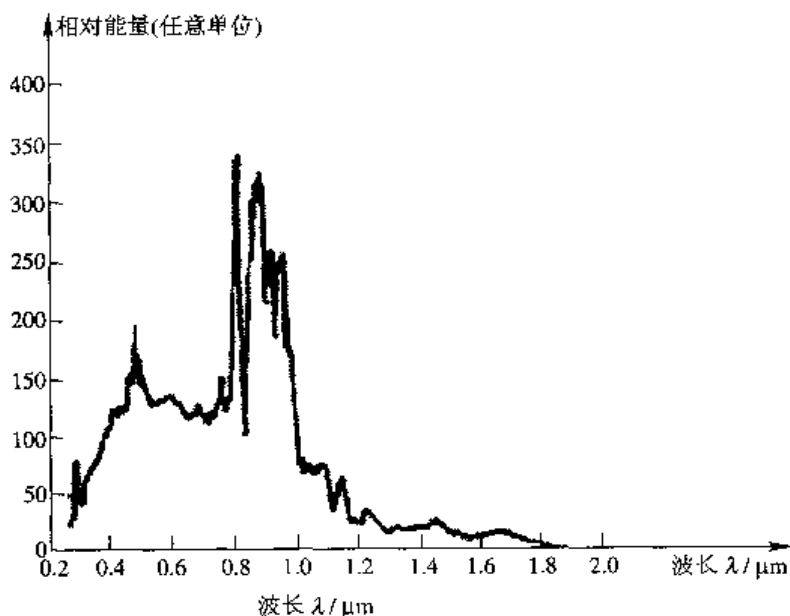


图 4-25 短弧灯的光谱分布

这种灯的工作气压在 0.5~3.0 MPa 之内，它的实际光谱与太阳光谱很接近，在近红外外也是很强的辐射源。

3. 碳弧

前面讨论的各种气体放电灯的放电都是在密封的泡壳内进行的。碳弧则是开放式放电，电弧发生在大气中的两个碳棒之间。

为使电弧保持稳定，阳极做成有芯结构，一般它由外壳和灯芯组成。普通碳弧阳极的外壳和灯芯都是用纯碳素材料(炭黑、石墨、焦炭)制成的，只是灯芯材料较软。由于放电时阳极大量放热，造成碳的蒸发，而灯芯的蒸发又比硬的外壳厉害得多，因此便在阳极中心形成稳定的喷火口(弧坎)。普通碳弧的辐射约有 90% 是从阳极弧坎发出的，其中主要是热辐射。

碳弧的光谱是由炽热电极的连续光谱和气体混合物的特征线、带光谱叠加而成的。图 4-26 给出了作为标准的普通碳弧的相对光谱分布。除了在 0.38~0.39 μm 的氙带之外，其光谱与 3800 K 的黑体十分接近。在可见光范围内，碳弧的发射率达 0.99，在紫外的

0.28 μm 处和红外的 1.7 μm 处, 发射率达 0.96, 所以可把普通碳弧近似认为是 3800 K 的黑体。

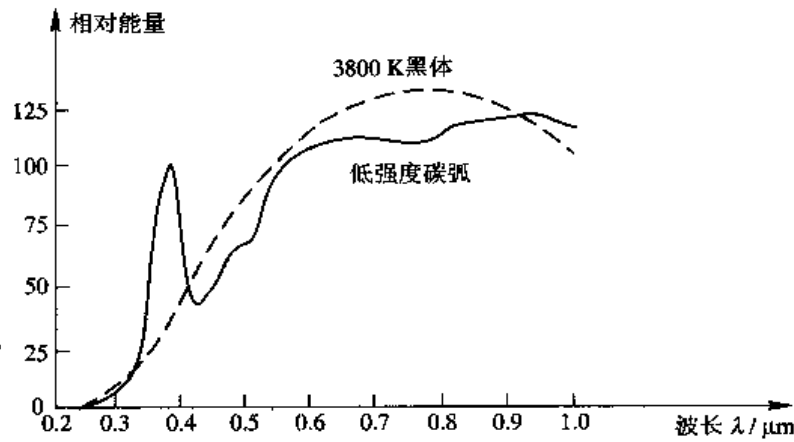


图 4-26 碳弧的光谱分布

碳弧的辐射随电流增大而增加, 在大部分光谱范围内, 辐射的增加正比于电流, 而在波长 0.4 μm 附近处, 辐射增加的速度超过电流的增加速度。电流增加一倍, 辐射增加原来的 2.5~5 倍。

普通碳弧一般都采用直流供电, 其伏安特性是负的, 即电流增大时, 电极间的电压下降。因此, 为使工作稳定, 电路中要串联适当的附加电阻, 碳弧即可稳定。

碳弧的启动方式与一般的放电灯不同。需先将两个电极接触, 然后拉开一定距离才能起弧。放电过程中阳极的消耗速度比阴极快一倍左右, 因而阳极要做得比阴极粗一倍左右。在放电过程中为了使两个电极相对位置保持不变, 阳极和阴极的电极支架都附有自动移动调节装置。

4.4 红外激光器

激光器是 20 世纪 60 年代发展起来的一种新型光源。与普通光源相比, 激光具有方向性好、亮度高、单色性和相干性好等特性。激光器的出现从根本上突破了以往普通光源的种种局限性(如亮度低、方向性和单色性差等), 赋予古老光学技术以新的生命力, 产生了许多新的分支学科, 如全息照相、光信息处理、非线性光学等。本节将简单介绍激光的特性及常用的红外激光器。

4.4.1 激光的特性

激光与普通光源相比, 有如下三个特点。

1. 激光的方向性好

普通光源发出的光向四面八方发射, 分散到 4π 立体角内, 而激光发射的光束不同, 其光束的发散角很小, 一般为 10^{-6} sr。所以激光的方向性很强, 光束的能量在空间高度集中。例如, 普通光源中方向性较好的探照灯, 其光束在几千米外也要扩展到几十米的范围, 而激光光束在几千米外, 扩展的范围不到几厘米。

2. 激光光束具有高亮度

一般激光器发射的立体角 $\Delta\Omega$ 约为 10^{-6} sr。而且有些激光器(如 Q 突变激光器)可使能量集中在很短的时间内发射(约 10^{-9} s 内), 这样激光器发出的瞬时功率很大, 所以激光光源可具有非常高的亮度。例如, 一台红宝石巨脉冲激光器, 每平方厘米的输出功率可达 1000 MW, 其亮度可达 10^9 MW/($\text{cm}^2 \cdot \text{sr}$) 或 37×10^{14} cd/ cm^2 , 而太阳的亮度只有 0.16 熙提, 因此, 此种激光器的亮度可以比太阳的亮度高几十亿倍。

3. 单色性和相干性好

激光器的另一特点就是谱线宽度很窄。我们通常所说的单色光, 实际上都包含一定的谱线宽度, 例如普通光源中单色性最好的氪灯(Kr^{86}), 它所发出红光的波长 $\lambda = 605.7$ nm, 在低温条件下其谱线宽度为 4.7×10^{-4} nm。与之相比, 单模稳频氦氖激光器发出的激光波长 $\lambda = 632.8$ nm, 其谱线宽度可窄至 10^{-8} nm, 可见该激光的单色性要比氪灯高 10 万倍。

因为每个粒子在跃迁的过程中所发出的光都是一个有限长度的波列, 每个波列频率完全一样, 初相位也一样, 所以同一波列在空间相遇时将出现干涉现象, 其相干长度与每个波列维持的时间成正比。光源发出的光的相干长度与谱线宽度 $\Delta\lambda$ 成反比, 与辐射的波长 λ^2 成正比, 即 $l = \lambda^2 / \Delta\lambda$ 。把氪灯的数据代入此式, 则相干长度为 38.5 cm, 而单模稳频的氦氖激光器的相干长度可达几十千米。由于相干长度越长, 波列维持的时间越长, 因此激光时间相干性好。除时间相干性外, 激光光束还具有很好的空间相干性, 即在辐射场的空间波场中, 波前各点都是相干的, 所以激光器是理想的相干光源。

4.4.2 常用的激光器

任何种类的激光器, 其基本结构必然包括以下三个主要组成部分:

- (1) 工作物质: 用来在特定能级间实现粒子数反转并产生受激发射。
- (2) 抽运(泵浦)装置: 用来激励工作物质, 使其产生并维持特定能级间的粒子数反转和相应的受激发射。

(3) 光学谐振腔: 其作用是保证受激发射光子在腔内产生持续的激光振荡, 此外还对振荡光子的特征(频率、方向等)加以限制, 以保证激光输出的高定向性和高单色性。

按所采用的工作物质和泵浦方式, 以及使用的目的和工作方式不同, 激光器大致可分为如下四种:

(1) 单次脉冲方式工作。按此方式, 工作物质的激励以及激光发射均是一个单次脉冲的过程, 一般的固体激光均以此方式工作, 可获得大能量激光输出。

(2) 重复脉冲方式工作。按此方式, 激励是采取重复脉冲的方式进行的, 故可获得相应的重复脉冲激光输出。

(3) 连续方式工作。按此方式, 工作物质的激励和激光的输出均是连续的。

(4) Q 突变工作。这是一种特殊的超短脉冲工作方式, 其特点是将单次激光能量压缩在极短的振荡时间内输出, 从而可获得极高的脉冲输出功率。当激光器在这种状态下工作时, 通常在工作物质和组成谐振腔的反射镜之间放置一种特殊的快速光开关, 当激励开始后, 开关处于关闭状态, 切断了腔内的光振荡回路, 这时工作物质虽然处于粒子数反转状态, 但不能形成有效的振荡。只有当工作物质的粒子数反转增大到一定程度后, 光开关才

迅速打开，形成光振荡回路，在极短的时间内形成极强的受激发射。这种开关作用，是控制谐振腔内的一个反射面的光学“反馈”能力的，即是控制谐振腔内的品质因数 Q 值的，所以通常称为 Q 开关，这种方法叫做 Q 突变方法。

按照激光器采用的工作物质、泵浦方式、工作方式和输出波段的不同，可对激光器进行如下不同的分类：

(1) 按工作物质分，可分为固体(含半导体)、液体(含染料)、气体(含分子的、原子的、离子的)激光器。

(2) 按泵浦方式分，可分为光泵式、电光式、化学反应式等激光器。

(3) 按工作状态分，可分为脉冲式、重复脉冲式、连续式和 Q 突变式等激光器。

(4) 按输出波长来分，可分为紫外、可见、红外和远红外等激光器。

表 4-2 列出了一些典型的红外激光器的特性。

表 4-2 一些典型红外激光器

类型	工作物质	波长 μm	技术特点	应用
YAG 激光器	Nd: YAG	1.06	板条结构, 输出功率: 40 MW / 1000 W 或 100 MW / 400 W	软破坏, 热处理等
喇曼激光器	Nd: YAG	1.54	喇曼平移 1.06 \rightarrow 1.54 μm , 输出能量 35 mJ	安全测距等
掺钕玻璃激光器	掺 Er^{3+} 离子磷酸盐玻璃	1.54	非 Q 开关输出 25~30 mJ (输入 12~15 J)	安全测距等
RF- CO_2 激光器	CO_2	10.6	连续, RF 激励, 波导, 寿命 25 000 h, 输出 25~35 W	测距、激光雷达、软破坏、热处理等
TEA CO_2 激光器	CO_2	10.6	脉冲式, 输出脉冲 30~50 mJ, 功率 1 MW / 30 W, 寿命 $10^6 \sim 10^7$ 次	测距、照射等
半导体激光泵浦固体激光器	Nd: YAG	1.06	连续功率 100 W, 脉冲能量 1 J (重复频率 30), 准连续输出 1000 W	通信、测量等
半导体激光器	GaAs 双异质结和 InGaAs/GaAs 应变层量子阱	远红外, 可变	功率密度 200 W/mm ² , 寿命 $10^6 \sim 10^7$ 次, 输出功率 10 W	光纤通信、传感、测距、模拟等

习 题

1. 直径为 D 的球体，腔壁的反射遵守朗伯余弦定律。已知壁的反射率 ρ 为 0.4。问小孔的直径 d 为多长时，才能把空腔当作准确度可达 0.1% 的黑体(只考虑一级近似的情况)。

2. 设计一个圆柱形腔的黑体，材料用氧化铜， $\epsilon = 0.85$ ，腔体的开口 $R = 1 \text{ cm}$ ，腔体的深度 $l = 6 \text{ cm}$ ，求腔体的有效发射率 ϵ_0 。

3. 用 Gouffé 理论计算：

(1) 当腔体为球形，材料选用表面发射率为 0.8 的不锈钢，要求直径为 20 mm 的圆形开口时，若要求有效发射率达到 0.998，应如何设计腔长？

(2) 若用表面发射率为 0.5 的材料，当几何因子 $l/R=9$ 时，问球形、圆柱形及锥形腔的 ϵ_0 各为多少？

4. 一球形腔的开口半径与腔的直径的比为 1 : 9.5，部分反射率为 0.15，用 Devos 理论的一级近似求该腔的有效发射率。

第 5 章 目标和背景的红外辐射特性

本章主要讨论红外系统所作用的目标与背景的红外辐射特性,以及目标与背景红外辐射特性研究中所涉及的一些理论和测量问题。

目标是指红外系统所作用的对象物质,而背景是除目标之外的一切空间物质。目标与背景是相对的,同一物体在某种情况下是目标,而在另外一种情况下可能就是背景。例如机场跑道,有时可成为红外系统所探测的目标,但当探测仅局限于跑道上的飞机时,飞机之外的机场跑道便成了背景。

目标与背景的红外辐射特性是可探测和可识别的光学(红外波段)参量的科学描述,它反映了光辐射同目标与背景相互作用而产生的物理现象,揭示了目标与背景的固有属性。目标与背景的红外辐射特性可归结为目标与背景的空间特性、光谱特性和时间特性。空间特性是目标与背景光辐射的空间分布;光谱特性是目标与背景光辐射随波长的分布;时间特性是目标与背景光辐射随时间变化的规律。

研究目标与背景红外辐射特性具有十分重要的意义,具体体现在:它可为红外系统提高探测、定位、分类、识别、跟踪的精度提供基础数据;为目标识别提供目标分类、识别和辨认所必需的图像和光谱特征库;为红外系统仿真提供目标和背景生成的物理特征及数学模型。

另外,目标与背景红外辐射特性研究在遥感领域也具有广泛的应用。遥感信息转换模式的建立有赖于地物波谱模式的研究,地物红外辐射理论模型就属于这种模式。遥感信息转换模式可广泛地应用于以下领域:最佳遥感仪器和最佳光谱段的选择;地物光谱特征信息和遥感光学图像之间的关系研究;以及地物波谱数据和图像特征与环境信息的关系研究。

5.1 环境的光辐射特性

环境光辐射可来自地物、海面、大气、气溶胶和星体的自身发射,也可来自这些环境的反射辐射或散射辐射。

5.1.1 太阳的光辐射特性

太阳是距地球最近的球形炽热恒星天体。太阳的平均半径约为 6.3638×10^5 km,太阳与地球之间的平均距离 $AU = 1.49985 \times 10^8$ km。在地球与太阳距离为 1 AU 时,太阳在地球大气层外产生的总辐照度为 $E_0 = 1353 \text{ W/m}^2$ (太阳常数),利用黑体辐射的波尔兹曼定理,可以求得此时太阳等效的黑体辐射温度为 $T = 5770 \text{ K}$ 的黑体。若用黑体曲线最佳拟合表示太阳温度时,太阳温度约为 5900 K。

图 5-1 给出了在地球大气层外的太阳光谱辐照度, 太阳天顶角为 0° 时经过一个大气质量后在海平面上太阳光谱辐照度的近似值, 以及 5900 K 的黑体光辐射分布。

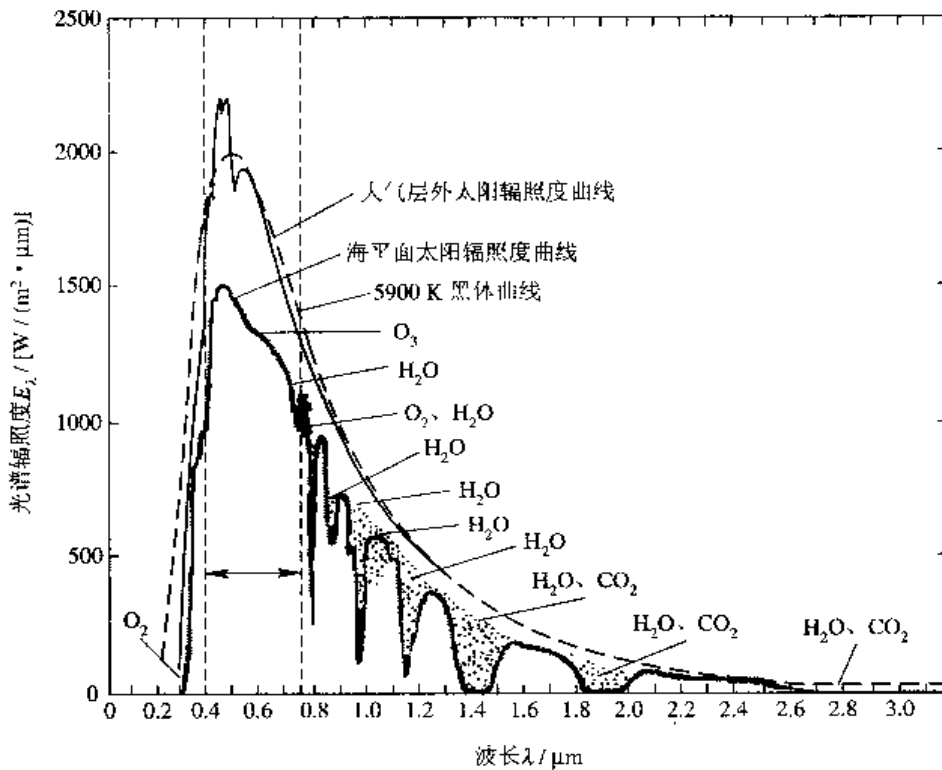


图 5-1 在平均地球、太阳距离下的光谱辐照度
(阴影面积表示在海平面上由于大气成分引起的吸收)

当太阳天顶角为 0° , 且天空较晴朗时, 太阳在海平面上产生的可见光照度为 $E_v = 1.24 \times 10^5 \text{ lx}$ 。

太阳在地球上的辐照度与太阳的高度角、观测者的海平面高度以及天空中云霾与尘埃的含量有关。其计算较为复杂, 可采用 LOWTRAN7 软件, 根据不同的大气模式进行计算。在工程估算中, 如果仅关心地表太阳总辐照度, 则可采用以下公式近似计算。

假设波长大于 $0.9 \mu\text{m}$ 的太阳辐射主要被大气吸收, 而波长小于 $0.9 \mu\text{m}$ 的太阳辐射受瑞利散射的影响, 无云时太阳在水平地面上的辐照度 E_{sc} 为

$$E_{sc} = [1 - A(U^*, \beta)](0.349E_0) \sin\beta + \left[\frac{1 - \bar{\rho}_g}{1 - \rho_c \bar{\rho}_g} \right] (0.651E_0) \sin\beta \quad (5-1)$$

其中, $0.349E_0$ 为波长大于 $0.9 \mu\text{m}$ 的太阳辐射量; $0.651E_0$ 为波长小于 $0.9 \mu\text{m}$ 的太阳辐射量; $A(U^*, \beta)$ 为吸收系数; β 为太阳高度角; $\bar{\rho}_g$ 为区域地表反射率; ρ_c 为瑞利大气反射率, 且有

$$\rho_c = 0.085 - 0.247 \lg \left(\frac{P_a}{P_0} \sin\beta \right) \quad (5-2)$$

P_a 为近地面大气压 (hPa); $P_0 = 1000$ (hPa)。

太阳高度角 β 的计算表达式为

$$\sin\beta = \sin\varphi \sin\delta + \cos\varphi \cos\delta \cos\omega \quad (5-3)$$

其中, φ 为地理纬度; δ 为太阳赤纬; ω 为时角。太阳赤纬可根据日序计算得

$$\delta = \arcsin(0.398 \sin(\text{SL})) \quad (5-4)$$

$$\text{SL} = 4.87 + 0.0175 \text{ day} + 0.033 \sin(0.0175 \text{ day}) \quad (5-5)$$

$$\text{day} = 30(\text{mon} - 1) + \text{md} \quad (5-6)$$

式中, day 为日序; mon 为一年中的月份; md 为该月的日期。时角根据下式计算:

$$\omega = (t - 12) \frac{\pi}{12} \quad (5-7)$$

其中, t 为从正午算起的地方时。

吸收系数 $A(U^*, \beta)$ 的计算式为

$$A(U^*, \beta) = 0.271 \left(U^* \frac{1}{\sin \beta} \right)^{0.463} \quad (5-8)$$

其中, U^* 为大气等效水蒸气含量(可凝结水量, 单位: g/cm^3), 它可由空气温度和相对湿度计算得

$$U^* = \exp(0.07074t_d + A_s) \quad (5-9)$$

其中, t_d 为露点温度($^{\circ}\text{C}$), A_s 为经验常数(4~6 月份取 -0.0229 ; 其他月份取 0.0203)。露点温度与大气相对湿度和温度有关, 数学表达式为

$$t_d = \frac{2371.78}{11.286 - \lg[\text{Rh} \times 611 \times 10^{0.5CT_s - T_0/T_s}]} - T_0 \quad (5-10)$$

其中, T_s 为近地面大气温度; Rh 为近地面大气相对湿度; T_0 为三相点温度。

若天空有云覆盖时, 则太阳辐照度为

$$E_{\text{sun}} = E_{s_0} [1 - (1 - \text{CA}) \cdot \text{CC}^2] \quad (5-11)$$

其中, CC 为云的覆盖率; CA 为校正因子, 有

$$\text{CA} = \frac{B_c}{94.4} \exp\left(-\frac{C_c - 0.059}{\sin \beta}\right) \quad (5-12)$$

其中, B_c 和 C_c 是由云的类型所决定的系数, 见表 5-1。

表 5-1 太阳和天空辐射云类型校正系数

云类型系数	卷云 (CI)	卷层云 (CS)	高积云 (AC)	高层云 (SS)	层积云 (SC)	层云 (ST)	雾 (FOG)
B_c	82.2	87.1	52.5	39.0	34.7	23.8	15.4
C_c	0.079	0.148	0.112	0.063	0.104	0.159	0.028
CAR	0.04	0.08	0.17	0.20	0.22	0.24	0.25

如果地面为倾斜面时, 太阳辐射在其上面的辐照度 E_{tsun} 为

$$E_{\text{tsun}} = E_{\text{sd}} + (E_{\text{sun}} - E_{\text{sd}}) \frac{\text{SF}}{\sin \beta} \quad (5-13)$$

其中, E_{sd} 为由于大气散射所产生的辐照度; SF 为倾斜因子。

$$E_{\text{sd}} = 0.05E_{\text{sun}} + 0.10(1 - \sin \beta)E_{\text{sun}} \quad (5-14)$$

$$\text{SF} = \sin \beta \cos \alpha + \cos \beta \sin \alpha \cos(\varphi_s - \varphi_i) \quad (5-15)$$

其中, α 为地面倾斜角; φ_s 为太阳方位角; φ_i 为倾斜面方位角。

5.1.2 月亮的光辐射特性

月亮经过晴朗大气在地表水平面的辐照度是月球仰角和月相角的函数。用 LOWTRAN 程序计算海平面上垂直于射线的满月的光谱辐照度，当空气质量 $m_a=1$ 时，计算结果如图 5-2 所示；当 $m_a=2$ 时，计算结果如图 5-3 所示，其计算条件取自 1976 年美国标准大气。

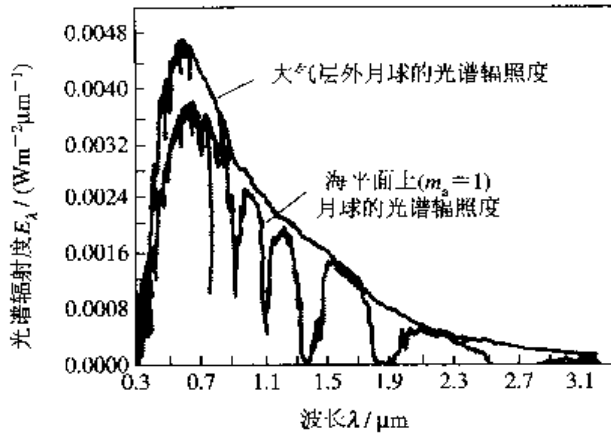


图 5-2 $m_a=1$ 时的光谱辐照度

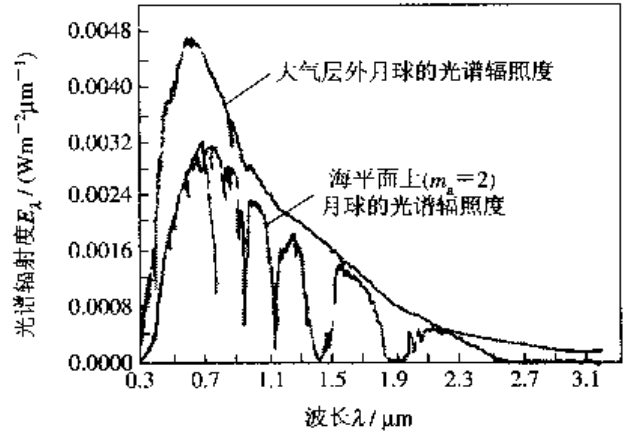


图 5-3 $m_a=2$ 时的光谱辐照度

5.1.3 天空背景的光辐射特性

天空的光辐射来自大气对太阳(含星光)的散射和大气自身的热辐射。

1. 天空的可见光辐射

晴天，地面上总照度的 1/5 来自天空(即来自大气对太阳光的散射)。表 5-2 列出了不同条件下的地面辐照度，表 5-3 给出了不同条件下，靠近地平方向上的天空亮度。

表 5-2 不同条件下地面照度 E_v

天空状态	地面照度 (lm/m^2)
直射太阳	$1 \sim 1.3 \times 10^5$
全部散射太阳光	$1 \sim 2 \times 10^4$
阴天	10^3
阴暗天	10^2
曙光	10
暗曙光	1
满月	10^{-1}
四分之一月亮	10^{-2}
晴天无月	10^{-3}
阴天无月	10^{-4}

表 5-3 不同条件下的天空亮度 L_v

天空状况	天空亮度 (cd/m^2)
晴天	10^4
阴天	10^3
阴暗天	10^2
阴天日落时	10
晴天日落后 15 min	1
晴天日落后 30 min	10^{-1}
很亮月光	10^{-2}
无月的晴朗夜空	10^{-3}
无月的阴天夜空	10^{-4}

2. 天空的红外辐射

白天，天空背景的红外辐射是散射太阳光和大气热辐射的组合。图 5-4 给出了白天天空的红外光谱辐射亮度。图 5-4 显示的光谱被分隔成两个区域：波长小于 $3 \mu\text{m}$ 的太阳散射区和 $4 \mu\text{m}$ 以上的热发射区。太阳的散射以明亮的日耀云（指在太阳光照射下的云）反射或交替地用晴空散射的曲线来表示，用 300 K 黑体代表热发射区。在 $3 \sim 5 \mu\text{m}$ 之间，天空的红外辐射最小。

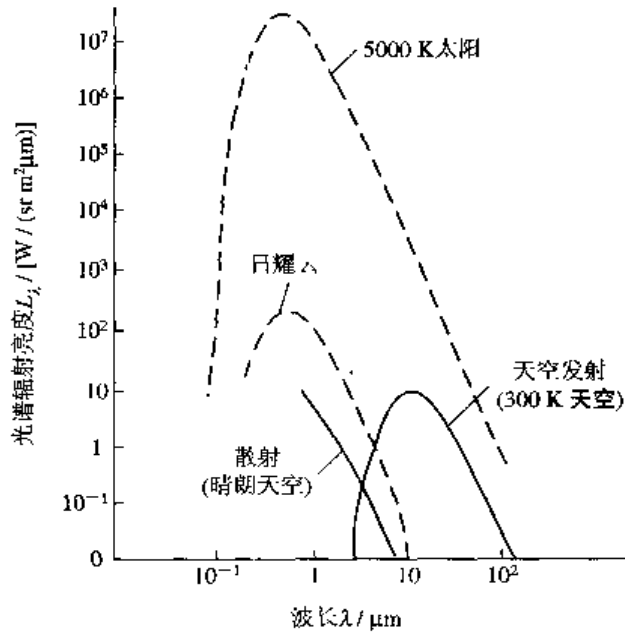


图 5-4 白天天空的红外光谱辐射亮度

夜间，因不存在散射的太阳光，天空的红外辐射为大气热辐射。大气的热辐射主要与水蒸气、二氧化碳和臭氧等的含量有关。如图 5-5 所示为晴朗夜空光谱辐射亮度随仰角的变化情况。在低仰角时，大气路程很长，光谱辐射亮度为底层大气温度（图中为 8°C ）的

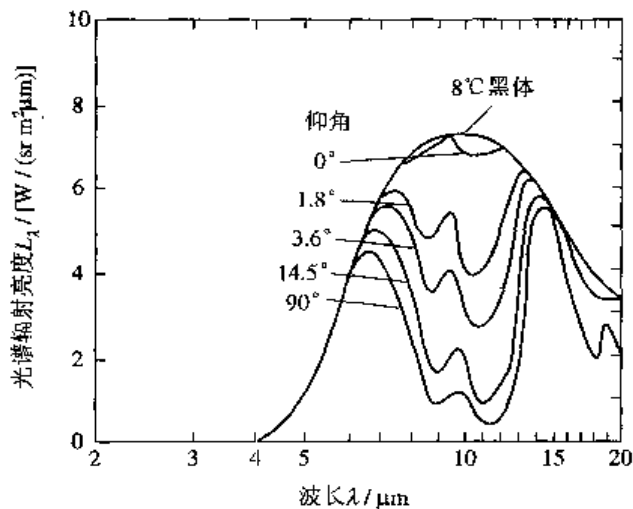


图 5-5 晴朗夜空的光谱辐射亮度

黑体辐射；在高仰角时，大气路径变短，在那些吸收率(即发射率)很小的波段上，红外辐射变小了，但在 $6.3 \mu\text{m}$ 处的水蒸气发射带和 $15 \mu\text{m}$ 处的二氧化碳发射带上，吸收很厉害，甚至在一短的路程上，发射率就基本等于 1，而 $9.6 \mu\text{m}$ 处的发射是由臭氧引起的。

有云时，近红外太阳散射和热发射都会受影响。在云层中，近红外辐射呈现出强的正向散射。因此，太阳、观测仪和云覆盖的相对位置就特别重要。对于昏暗的阴天，多次散射会减少这种强烈的正向散射。

浓厚云层是良好的黑体。云层的发射在 $8 \sim 13 \mu\text{m}$ 波段内，其发射与云的温度有关。由于大气的发射和吸收带在 $6.3 \mu\text{m}$ 和 $15.0 \mu\text{m}$ 上，因此，在这个波长处看不到云，而该处的辐射由大气的温度决定，图 5-6 给出了一个暗积云下测得的光谱辐射亮度的明显例子，这时，大气温度处于 $+10^\circ\text{C}$ 的地面上，而发射带在 $6.3 \mu\text{m}$ 和 $15 \mu\text{m}$ 上趋子与该温度相当的辐射值。云层下侧的温度为 -10°C ，在 $8 \sim 13 \mu\text{m}$ 大气窗口内的辐射趋近于相同温度下黑体的辐射。

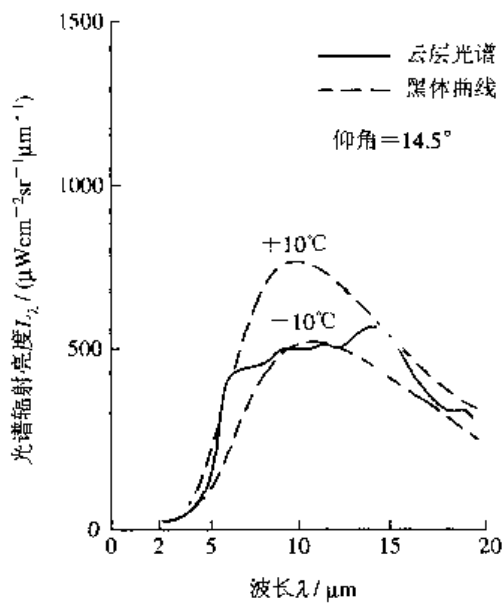


图 5-6 暗积云下侧的光谱辐射亮度

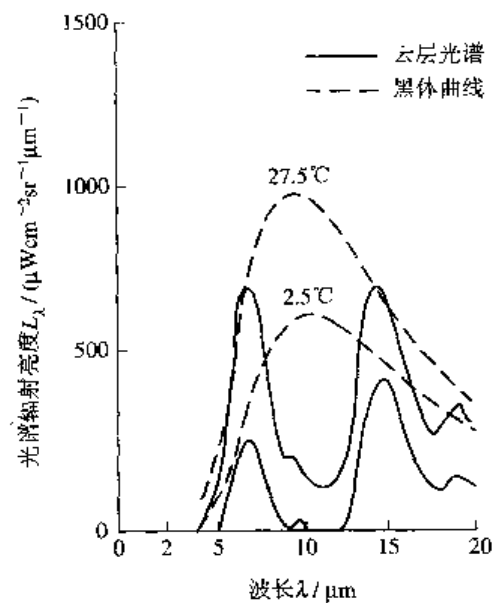


图 5-7 环境气温变化较大的天空光谱辐射亮度

图 5-7 示意了天空光谱辐射亮度相对于环境温度的变化情况。

对于阴天天空，从地表面上看到的阴天天空亮度 L_v 的近似关系为

$$L_v(\theta) = L_v(0)(1 + A \cos\theta) \quad (5-16)$$

其中 θ 为天顶角； A 为经验常数，通常取 2.0。

海平面上，晴朗天空的总热辐射照度可利用地面气象学绝对温度 T_a ，按下面经验公式估算

$$E_{\text{sky}0} = \sigma T_a^4 (B_k + C_k \sqrt{E_s}) \quad (5-17)$$

式中， B_k 、 C_k 为经验常数，通常取 $B_k=0.61$ ， $C_k=0.05$ 。 E_s 为近地面水蒸气压(hPa)。

$$E_s = \text{Rh} \times 6.108 \times \exp\left[\frac{17.269(T_a - T_0)}{T_a - 35.86}\right] \quad (5-18)$$

有云覆盖时，应考虑云的红外辐射贡献，此时天空总辐照度为

$$E_{sky} = E_{sky0}(1 + CAR \cdot CC^2) \quad (5-19)$$

其中, CAR 是与云的类型有关的系数, 见表 5-1。

5.1.4 地物的光辐射特性

由于地球表面的物质种类太多, 地物光辐射不但与物质种类有关, 而且同一种地物的光辐射还与它的地理位置、季节、昼夜时间和气象条件等有关。这里仅定性叙述植被、土壤、水体和冰雪的可见光及近红外的光谱反射特性, 以及对军事应用有重要意义的地物红外热辐射特性。

1. 几类地物的可见光和近红外光谱反射特性

1) 植被的光谱反射特性

绿色植被的光谱反射率具有如图 5-8 所示的明显特征。在可见光波段, 对于健康的绿色植被, 在蓝色区域(中心波长在 $0.45 \mu\text{m}$ 处的谱带)和红色区域(中心波长在 $0.65 \mu\text{m}$ 处的谱带), 其反射率都非常低。这两个低反射率区就是通常所说的叶绿素吸收带。在上述两个叶绿素吸收带之间, 即在 $0.54 \mu\text{m}$ 附近形成一个反射峰, 这个反射峰正好位于可见光的绿色波长区域, 形成的植被人眼看见是绿色的。

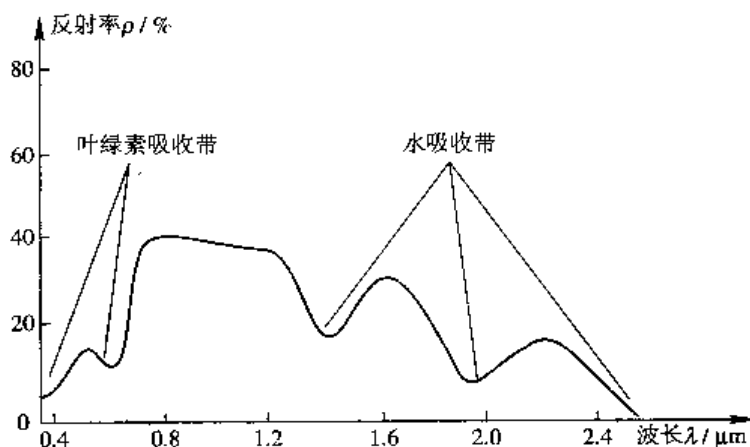


图 5-8 绿色植被的光谱反射率

当植被患病或成熟时, 叶绿素含量减少, 导致两个叶绿素吸收带的吸收减弱, 反射率增大, 尤其在上述可见光的红色吸收区, 反射率增加更明显, 所以患病植被或成熟庄稼呈黄色或红色。

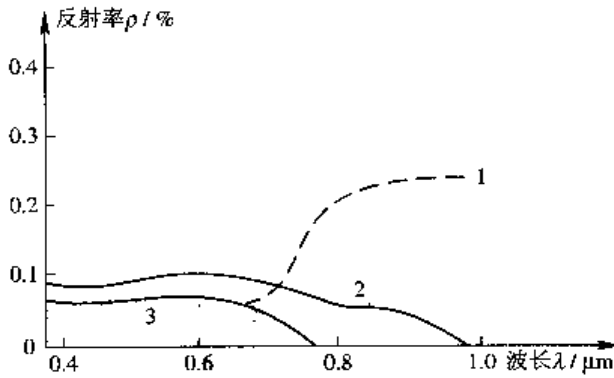
从波长 $0.7 \mu\text{m}$ 附近开始, 植被反射率迅速增加, 形成近红外反射峰。与可见光波段相比, 植被在近红外的光谱特征是: 反射率很高, 透射率也很高, 但吸收率很低。大多数植被在近红外波段的反射率为 $45\% \sim 50\%$, 透射率为 $45\% \sim 50\%$, 但吸收率小于 5% 。

在波长大于 $1.3 \mu\text{m}$ 的近红外区域, 植被的光谱反射率主要受 $1.4 \mu\text{m}$ 和 $1.9 \mu\text{m}$ 附近的水吸收带支配, 植被的含水量控制着这个区域的反射率。在这两个吸收带之间的 $1.6 \mu\text{m}$ 处有一个反射峰。

2) 水的光谱特性

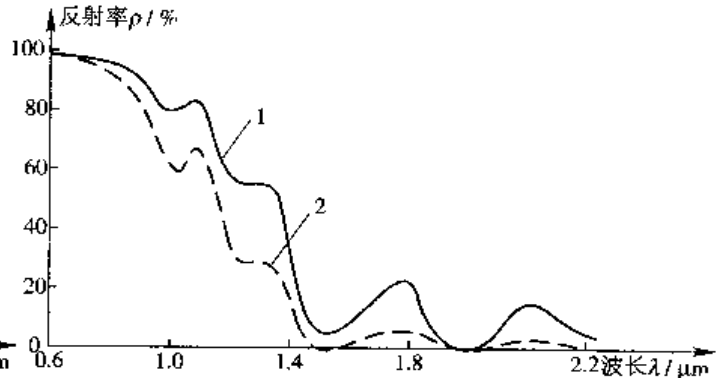
图 5-9 是清洁水、混浊水和含藻类浮游生物的水在 $0.4 \sim 1.1 \mu\text{m}$ 波段的光谱反射率曲线。清洁海水和湖泊水的光学特性基本与纯水相同。纯水除蓝绿波段有 10% 稍强的反射

外，其他波段的反射率都很低，特别是在近红外波段。水中的悬浮泥沙能提高水在各波段的反射率，尤其在红黄波段(0.6~0.7 μm)的反射率随泥沙含量增加而有较大的提高，因而泥沙量大的水呈红黄色。



1 含藻类浮游生物的水；
2—混浊水；3—清洁水

图 5-9 水的光谱反射率曲线



1—新雪；2 两天后的陈雪

图 5-10 雪的光谱反射率曲线

由于藻类浮游生物含有叶绿素，因此它会降低水在蓝光波段的反射率，而绿色部分却有所增加，尤其在近红外波段。

应当注意，当太阳的天顶角很大时($>70^\circ$)，水的反射率会大大提高，甚至会出现全反射现象。

3) 冰雪的光谱反射特性

冰和雪的光谱反射特性基本相同。图 5-10 所示是雪的光谱反射率曲线。从图中可以看出，在可见光波段，积雪的反射率很高，特别是新雪，几乎接近 100%。但在近红外波段，雪的反射率明显下降。这样的反射特性在天然存在的地物中几乎是独一无二的。

随着积雪的老化，雪的发射率普遍下降，但降低程度随波长而异，一般在可见光波段下降不大，但在大于 0.8 μm 的红外波段，反射率明显降低。

2. 地物的红外辐射特性

在白天，波长小于 4 μm 时，地物的红外辐射与太阳光和构成地物的物质反射率有关；超过 4 μm 时，地物的红外辐射主要来源于自身的热辐射。地物的热辐射与其温度和发射率有关。大多数地物有高的发射率。

白天地物的温度与可见光吸收率、红外发射率以及与空气的热接触、热传导和热容量有关。夜晚地物温度的冷却速度同热容量、热传导、周围空气热接触、红外发射率以及大气湿度有关。

图 5-11 给出了几种地物白天在 1~6 μm 波段的光谱辐射亮度。从图中可看到，在波长 3 μm 以下，由于太阳散射占支配地位，因此光谱辐射亮度差别较大；超过 4 μm，不同地物的光谱辐射亮度差别较小。在波长 3 μm 以下，雪对太阳光有强的散射，其光谱辐射亮度最大，而草在 3 μm 以下有最小的太阳光反射率，其光谱辐射亮度最小。

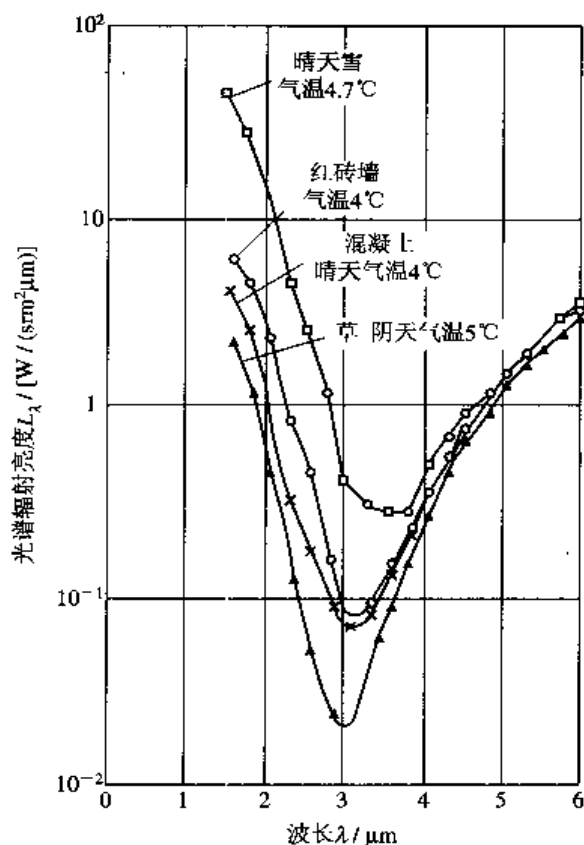


图 5-11 几种地物的光谱辐射亮度

5.1.5 海洋背景的光辐射特性

海洋的光辐射由海洋本身的热辐射和它对环境辐射(如太阳和天空)的反射组成。图 5-12 所示为海洋在白天时的光谱辐射亮度,在波长 $3 \mu\text{m}$ 以下,白天海洋的光辐射主要是对太阳和天空辐射的反射;在 $4 \mu\text{m}$ 以上,无论是白天还是晚上,海洋的光辐射主要来自海洋的热辐射。

图 5-13 给出了平静水面(粗糙度 $\sigma=0$)在不同入射角下光谱反射率与波长的关系。图 5-14 所示的是水面反射率和发射率(在 $2\sim 15 \mu\text{m}$ 内的平均值)与入射角的关系。

海水的反射率和发射率,尤其是靠近水平方向,与海面粗糙度有关。图 5-15 给出了不同粗糙度 σ 下的海面反射率 ρ 与入射角的关系。海面发射率 $\epsilon=1-\rho$ 。海面粗糙度 σ 与海风风速 v 有如下关系

$$\sigma^2 = 0.003 + 5.12 \times 10^{-3} v \quad (5-20)$$

在用探测器测量海背景的光辐射时,探测器接收到的海背景光辐射中包括:海面的热辐射,海面反射的太阳和天空的辐射,以及海面至探测器间光学路径上的大气辐射。

由于存在海面的镜面反射现象,因此在波长 $5 \mu\text{m}$ 以下,当探测器指向太阳反射面形成的海面亮带区,或探测器俯仰角较小且按反射定律所对应低空方向存在云层时,海背景光辐射亮度因太阳和云层的强烈反射而增大。有试验表明,在红外 $3\sim 5 \mu\text{m}$ 波段内海面亮

带区的平均辐射温度达 44.2°C ，而非亮带区海面平均辐射温度只有 27°C ，但在长波 $8\sim 14\ \mu\text{m}$ 波段内，海背景的光谱辐射亮度基本上不受太阳和云层的影响。所以利用红外 $8\sim 14\ \mu\text{m}$ 成像系统，可以有效地抑制海背景杂波干扰，来探测和识别海面舰船。

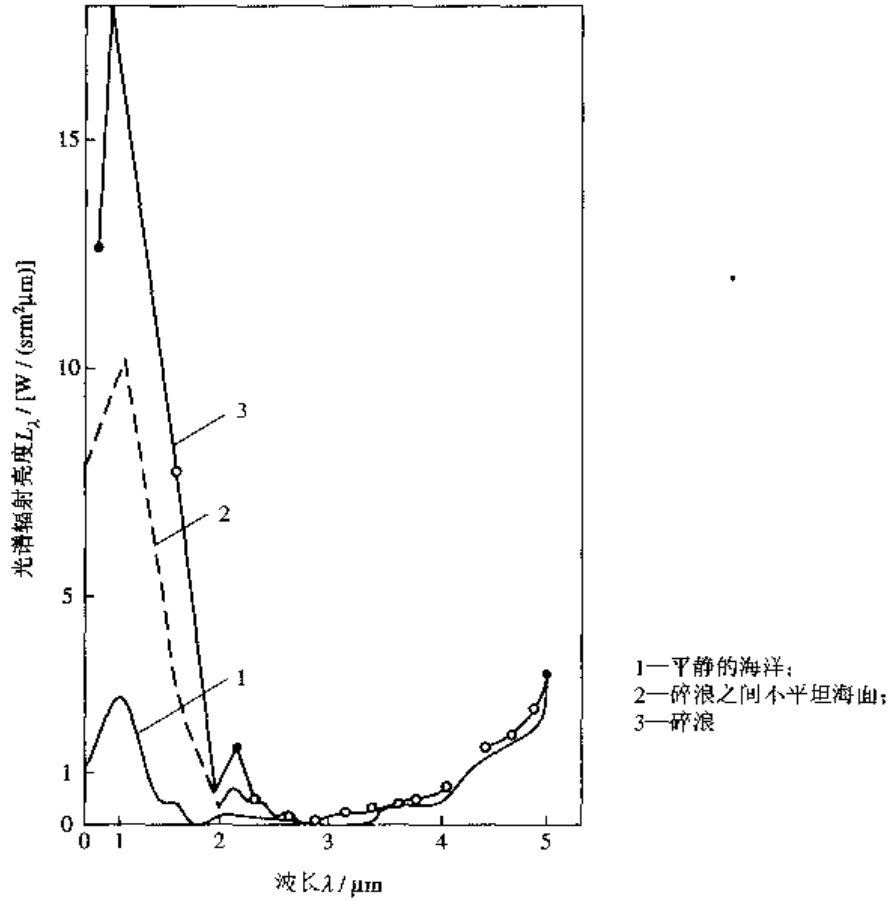


图 5-12 海洋的光谱辐射亮度

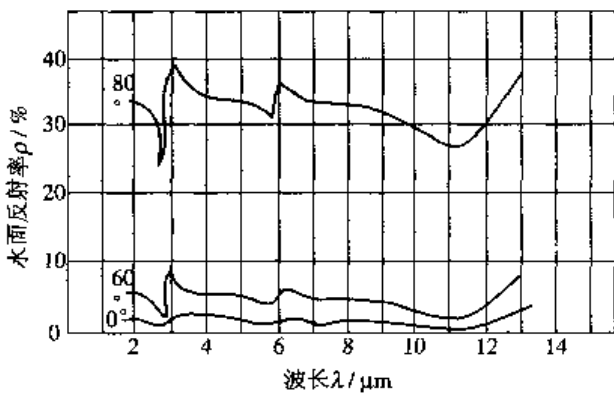


图 5-13 不同入射角下平静水面的光谱反射率

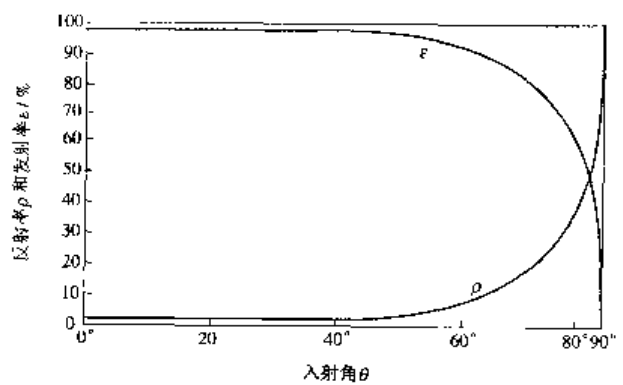


图 5-14 水平面反射率和发射率

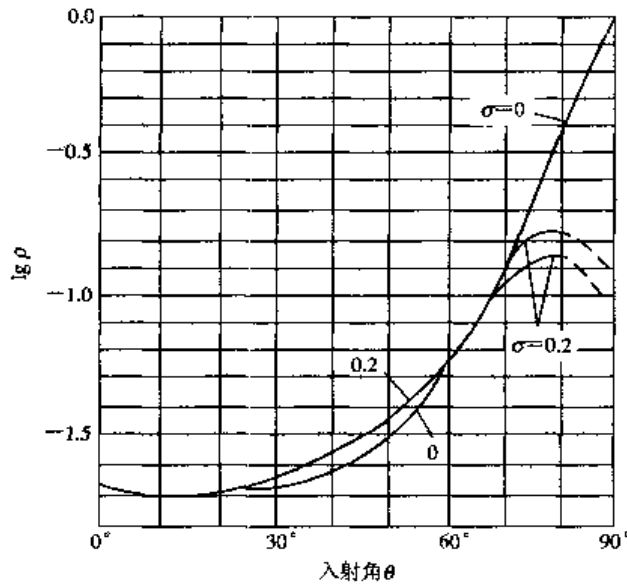


图 5-15 不同粗糙度下的海平面反射率与人射角的关系

5.2 目标的光辐射特性

这里所说的目标是与系统探测应用有关的物体，如导弹、飞机和坦克等。

5.2.1 火箭的红外辐射特性

飞行中的弹道火箭是一种强烈的红外辐射源。其壳体由于火箭发动机工作时散发的热量、空气气动加热和太阳辐射，可达到很高的温度。飞行初始段，短时间的辐射源是燃料燃烧后的产物和尾焰。

由于发动机的工作，火箭壳体(尤其是尾部)温度很高，燃烧室内的温度高达 $2000^{\circ}\text{C} \sim 3000^{\circ}\text{C}$ 。壳体最强烈的加热是火箭在稠密大气层内飞行时与空气摩擦所产生的热量。例如德国 V-2 弹道火箭头部，在稠密大气层内以近 5000 km/h 的速度飞行时，其温度可达 950°C 。美国丘比特弹道火箭在稠密大气层内飞行时，其锥形头部温度达到白炽程度，连肉眼也能看得清楚。

火箭穿过稠密大气层时的速度及其外壳平均温度是：射程为 1600 km 的火箭是 3500 m/s 和 3700 K ；射程 8000 km 的火箭是 6700 m/s 和 7400 K ；轨道高度为 480 km 的人造卫星火箭是 7600 m/s 和 8900 K 。图 5-16 给出了美国红石弹道火箭在 20 km 高度以相当于 5 马赫速度飞行时外壳的辐射特性曲线。红石火箭外壳最大辐射方向垂直于它的轴向，其辐射强度为 4.4 W/sr 。美国阿特拉斯弹道火箭以相当于 10 马赫的速度在 40 km 高度飞行时，其头部外壳在飞行方向(沿纵轴)的辐射强度为 $6 \times 10^4 \text{ W/sr}$ 。

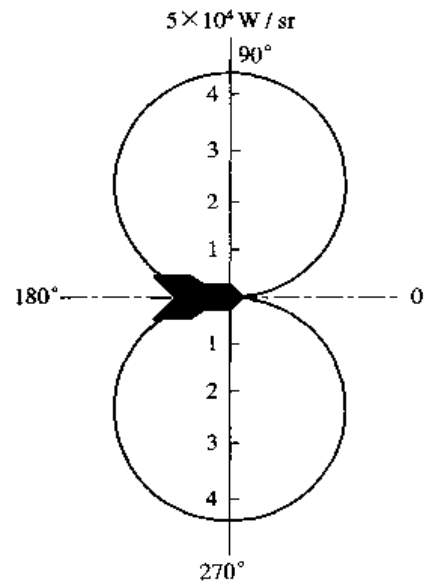


图 5-16 美国红石式弹道火箭外壳的辐射指示线

战术导弹，尤其是战略导弹，在其发动机工作时伴随很强的光辐射，辐射功率可达 $10^5 \sim 10^6$ W(与发动机推力有关)。利用火箭发动机发出的光辐射，可以对导弹进行远距离探测。发动机的光辐射与发动机喷焰的结构(形状、尺寸、压力及温度)和化学组分有关。

喷焰辐射的光谱分布同构成喷焰的分子种类有关。火箭推进剂燃烧产物的含量与氧化剂/燃料比和发动机工作状态有关。

因为火箭发动机工作于富油状态，所以喷焰含有可燃烧的燃料，在低高度飞行时，它同大气中的氧混合后产生补燃，补燃使喷焰温度升高约 500 K。随着高度增加，氧气减少，补燃降低。除了分子成分，在喷焰中还可以存在固态粒子。

图 5-17 表示液体火箭发动机低高度的喷焰结构，非扰动圆锥是各向同性的等温区，圆锥区外与大气混合，产生补燃。随着高度增加，喷焰膨胀，温度降低，如图 5-18 所示。

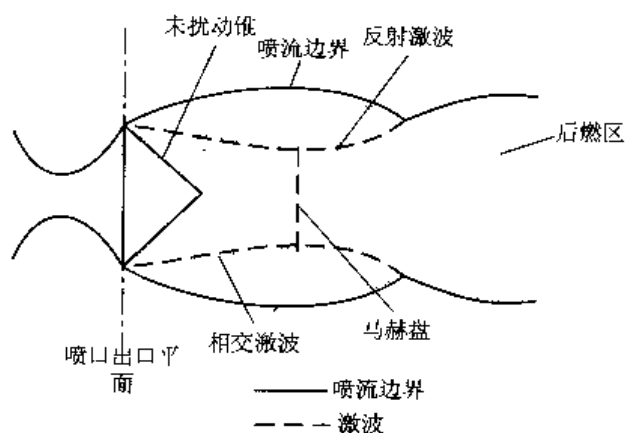


图 5-17 低空的火箭尾结构图

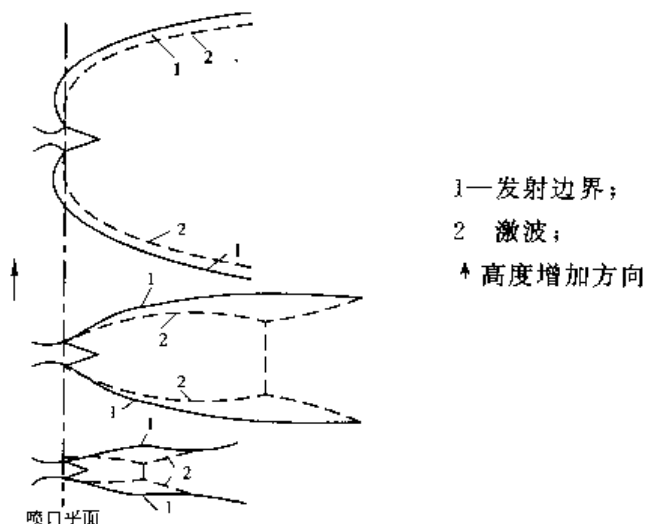


图 5-18 发动机喷焰形状随高度的变化

火箭发动机喷焰的辐射由分子的辐射带和粒子的散射、辐射带组成。图 5-19 给出了含铅的固体推进剂燃烧的近场光谱，由图 5-19 可以看出，除了气体分子辐射带外，还含有明显的固体粒子辐射。

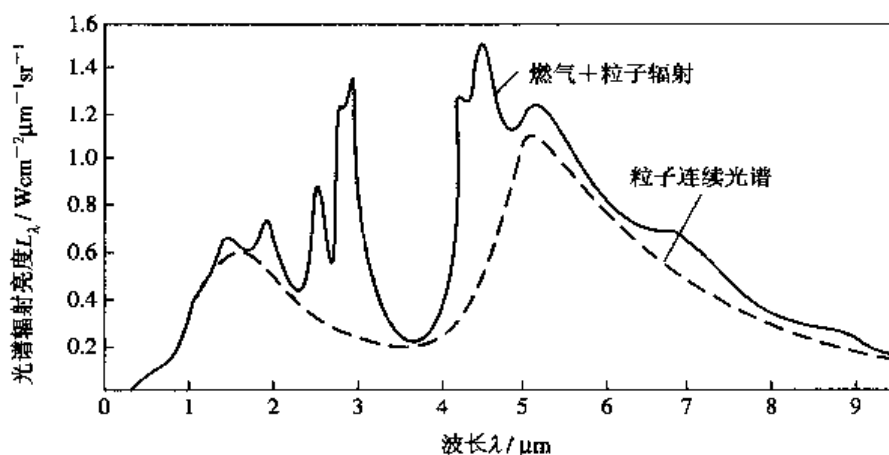


图 5-19 固体推进剂(加金属)的理论光谱辐射图

5.2.2 飞机的红外辐射特性

喷气飞机的红外辐射来源于被加热的金属尾喷管热辐射, 发动机排出的高温尾喷焰辐射, 飞机飞行时气动加热形成的蒙皮热辐射, 对环境辐射(太阳、地面和天空)的反射。

喷气式飞机因所使用的发动机类型、飞行速度、飞行高度以及有无加力燃料等因素, 其辐射情况有很大的区别。

涡轮喷气发动机有两个热辐射源: 尾喷管和尾焰。从无加力燃烧室发动机的后部来看, 尾喷管的辐射远大于尾焰辐射。但有加力燃烧室后, 尾焰就成为主要辐射源了。

尾喷管是被排出气体加热的圆柱形腔体, 可把喷尾管看作是一个长度与半径比 $l/R=3\sim 8$ 的黑体辐射源, 利用其温度和喷管面积可计算它的辐射出射度。在工程计算时, 往往把涡轮气体发动机看作是一个发射率为 0.9 的灰体, 其温度等于排出气体的温度, 而面积等于排气喷嘴的面积。就现在的发动机面言, 只能在短时间内(如起飞时)经受高达 700°C 的排出气体温度; 在长时间飞行时, 能经受的最大值为 $500^{\circ}\text{C}\sim 600^{\circ}\text{C}$; 低速飞行时, 可降到 350°C 或 400°C 。

由于尾焰的主要成分是二氧化碳和水蒸气, 它们在 $2.7\ \mu\text{m}$ 和 $4.3\ \mu\text{m}$ 附近有较强的辐射。同时大气中也含有水蒸气和二氧化碳, 辐射在大气中传输时, 在 $2.7\ \mu\text{m}$ 和 $4.3\ \mu\text{m}$ 附近往往容易引起吸收衰减。但是由于尾焰的温度比大气的温度高, 在上述波长处, 尾焰辐射的谱带宽度比大气吸收的谱带宽度宽, 所以某些弱谱线辐射就越出了大气的强吸收范围, 在大气的强吸收范围外, 其传输衰减比大气吸收谱带内小得多, 这个现象在 $4.3\ \mu\text{m}$ 处的二氧化碳吸收带内最为显著。因此, 从探测的角度来看, $4.3\ \mu\text{m}$ 的发射带要比 $2.7\ \mu\text{m}$ 处的更有用(可以减少太阳光线干扰, 同时具有较好的大气透射)。

由于通过排气喷嘴的膨胀是绝热膨胀, 用绝热过程公式 $T^{-\gamma}P^{\gamma-1}=\text{常数}$, 可以得到通过排气喷嘴膨胀后的气体温度为

$$T_2 = T_1 \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \quad (5-21)$$

式中, T_2 是通过排气喷嘴膨胀后的气体温度; T_1 是在尾喷管内的气体温度(即排出气体温度); P_2 是膨胀后的气体压力; P_1 是尾喷管内的气体压力; γ 是气体的定压热容量与定容热容量之比。对于燃烧的产物 $\gamma=1.3$ 。

对于现代亚音速飞行的涡轮喷气飞机， P_2/P_1 的值约为 0.5。如果假定膨胀到周围环境的压力，则上式变为

$$T_2 = 0.85T_1 \quad (5-22)$$

因此，喷嘴处尾焰的绝对温度约比尾喷管内的气体温度低 15%。

很明显，尾焰的辐射亮度与排出气体中气体分子的温度和数目有关，这些值取决于燃料的消耗，它是飞机飞行高度和节流阀位置的函数。

涡轮风扇发动机就是在涡轮喷气发动机上装置风扇。风扇位于压缩机的前面，叫前向风扇；风扇位于涡轮的后面叫后向风扇。涡轮风扇发动机将吸取更多的空气，而产生附加的推力。

涡轮风扇发动机比涡轮喷气发动机的辐射要低一些。这是由于涡轮风扇发动机的排出气体温度较低所致。涡轮风扇发动机的尾焰形状和温度分布，与涡轮喷气发动机大不相同。具有前向风扇时，过量的空气相对于发动机以轴线同心地被排出，在羽状气柱周围形成了一个冷套，其发动机的尾焰比一般的涡轮喷气发动机的尾焰小得多。在后向风扇发动机中，一些过量的空气与尾喷管中排出的热气流相混合，其发动机的尾焰和尾喷管的温度都降低了。

表 5-4 以波音 707 系列的两种民用运输机为例，把涡轮风扇发动机与涡轮喷气发动机的特性进行了比较。这两种发动机的外形结构大体相同，推力大致相等，但是，它们的辐射有着很大的差别。图 5-20 给出了在海平面上以最大推力工作时，两种发动机排出气流的等温线。可以明显看出，风扇空气使尾焰的直径变小了。两种发动机的尾焰长度约和飞机长度相等，所以，几乎从任何方位都可以看到尾焰或尾焰的一部分。如果具有多个发动机的飞机中有个别发动机被机翼、机身或机尾挡住，其辐射方向图将会显示出剧烈的变化。

表 5-4 波音 707 洲际喷气运输机的特性

型 号	707-320	707-320B
发动机类型	涡轮喷气(4台)	涡轮风扇(4台)
最大推力/kg(每台发动机)	7620	8165
发动机排气喷嘴面积/cm ²	3660	3502
排出气体温度		
最大允许起飞/°C	635	555
最大连续推力/°C	515	490
最大巡航推力/°C	485	445
燃料消耗(每台发动机)		
海平面, $M=0.4$ kg/h	4905	4113
10 600 m, $M=0.8$ kg/h	2186	1796
发动机间隔	—	
内发动机/m	20.1	20.1
外发动机/m	31.7	31.7
最大速率/(km/h)	941.5	925.7

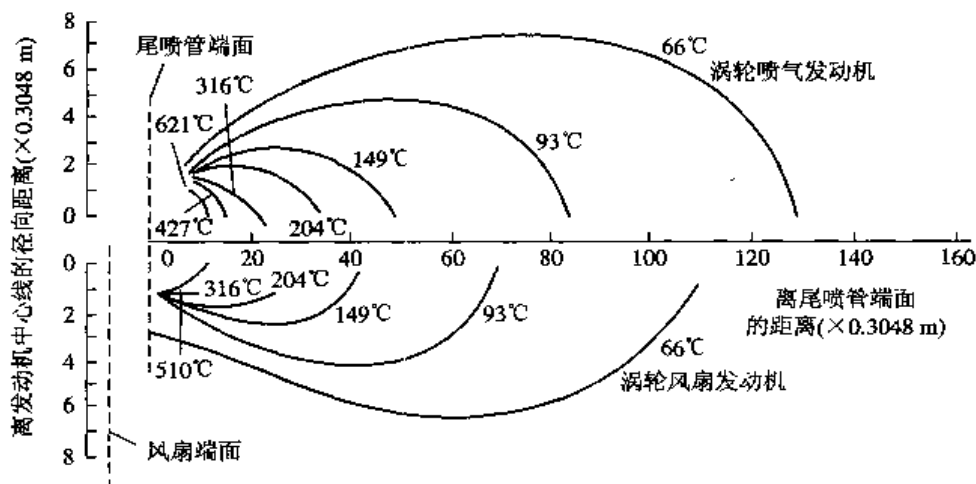


图 5-20

当与精确量的空气混合(化学计量混合)时,就能产生完全燃烧。对于典型的喷气燃料,燃烧温度可达 2700℃。由于这个温度远远超过所允许的 900℃的涡轮进气温度,因而需要过量的空气与燃料混合,以降低这一温度。燃烧室里只消耗 1/3 的氧气,其余的氧气用于燃烧尾喷管里的附加燃料。这一过程称为加力燃烧,其结果是增加推力。由于加力燃烧是靠近尾喷管一端进行的,故尾焰的温度和尺寸明显加大,图 5-21 表示了涡轮喷气发动机在加力燃烧时和无加力燃烧时排出气流的等温线。

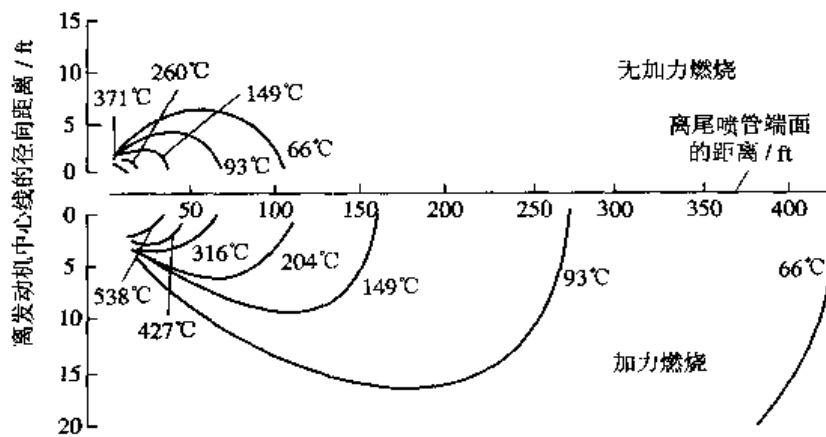


图 5-21 涡轮喷气发动机排出气流的等温线

飞机在空中飞行时,当速度接近或大于声速时,气动加热产生的飞机蒙皮热辐射不能忽视,尤其在飞机的前向和侧向。飞机蒙皮温度 T_s 为

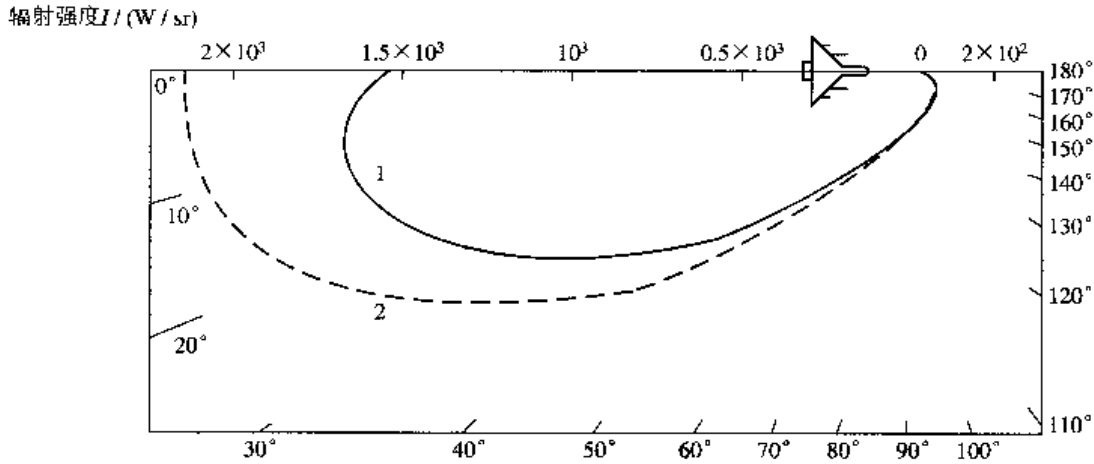
$$T_s = T_0 \left[1 + k \left(\frac{\gamma - 1}{2} \right) M_a^2 \right] \quad (5-23)$$

其中 T_s 为飞机蒙皮温度; T_0 为周围大气温度; k 为恢复系数,其取值决定于附面层中气流的流场,层流取 0.82,紊流取 0.87; γ 为空气的定压热容量和定容热容量之比,通常取 1.3; M_a 为飞行马赫数。

因太阳光是近似 6000 K 的黑体辐射,所以飞机反射的太阳光谱类似于大气衰减后的 6000 K 黑体辐射光谱。飞机反射的太阳光辐射主要在近红外 1~3 μm 和中红外 3~5 μm

波段内。而飞机对地面和天空热辐射的反射主要在远红外 $8\sim 14\ \mu\text{m}$ 和中红外 $3\sim 5\ \mu\text{m}$ 波段内。

飞机红外辐射强度随其方位角而变化的关系曲线称为辐射方向图，它是表征飞机红外辐射特性的重要参数。在 $0^\circ\sim 180^\circ$ 极坐标平面内，不同方位上，由于可观测到的喷口和尾焰投影面积不同，因而红外辐射强度大小也不同，一般随方位角的增大，红外辐射强度减少。图 5-22 和图 5-23 分别表示苏制米格 21 飞机发动机静态非加力和加力状态下，在 $3\sim 5\ \mu\text{m}$ 的红外辐射强度方向图。



1—额定工作状态；2 最大工作状态

图 5-22 米格 21 飞机(非加力状态)静态红外 $3\sim 5\ \mu\text{m}$ 的辐射方向图

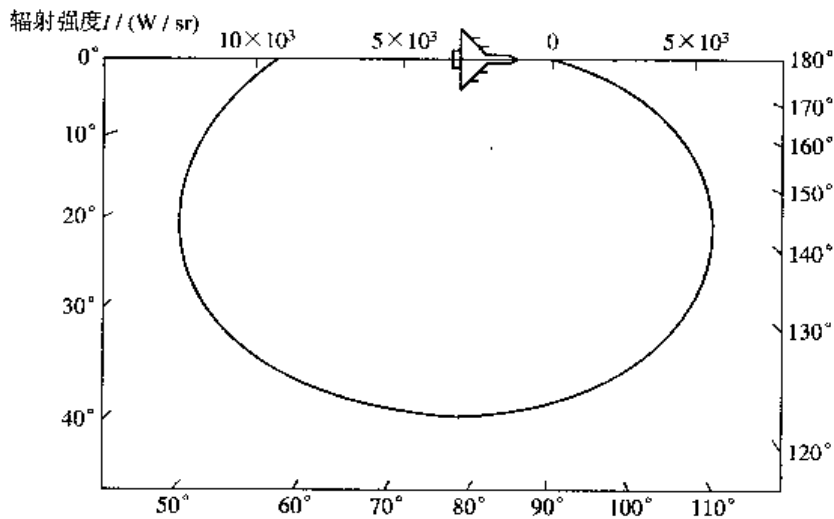


图 5-23 米格 21 飞机发动机(加力状态)静态红外 $3\sim 5\ \mu\text{m}$ 辐射强度方向图

飞机红外辐射包含有尾喷管和蒙皮的近似为灰体连续谱的热辐射，以及有选择性的带状谱的喷焰气体辐射。其红外辐射光谱随飞机工作状态(加力与非加力)和目标的方位角而变化。在非加力状态下，飞机尾向的辐射光谱是峰值波长位于约 $4\ \mu\text{m}$ 左右的连续谱。但在实际应用中，由于大气中 CO_2 和 H_2O 分子的吸收，在 $2.7\ \mu\text{m}$ 和 $4.3\ \mu\text{m}$ 附近形成凹陷，因此，图 5-24 给出了通过 200ft 大气观察并用三个不同的光谱分辨率测量飞机喷气尾焰的光谱。

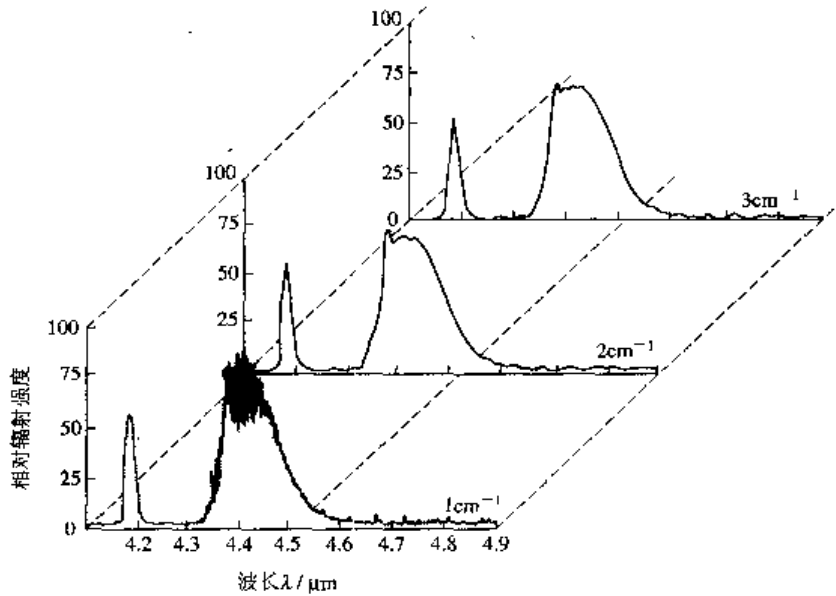


图 5-24 飞机喷气尾焰的光谱

5.2.3 坦克的红外辐射特性

不同型号的坦克，由于使用的发动机功率不同或效率不同，采用的热伪装与屏蔽措施不同，因而红外辐射特性也不同。如美国 M48 坦克，发动机排气装置位于坦克底部，而苏制 T-58 坦克，发动机排气装置位于侧面，发动机性能较差，所以在相同速度下，T-58 型坦克表面的红外辐射温度较高，尤其在排气装置的一侧，辐射温度明显增大。因而，苏制 T-58 型坦克与美国 M48 坦克相比，在红外波段更容易被探测和识别。

由于坦克形状复杂，各部分结构安装不同，因此从不同方位上观测，坦克表面的红外辐射温度也有所差别。表 5-5 给出了 T-58 型坦克在水平方向、不同方位角进行测量得到的坦克表面平均辐射亮度。

表 5-5 对 T-58 型坦克不同观测方位的平均辐射亮度

观测方位	平均辐射亮度/[W/sr · m ²]	
	8~14 μm	3~5 μm
左外侧	50.2	3.81
右外侧	45.5	2.90
尾向	58.4	6.24
前向	47.5	2.90

注：左侧面为发动机排气方向。尾向较大的红外辐射值是坦克运动形成的“热烟尾迹”所引起。

由于白天太阳对坦克的辐射加热和昼夜环境温度变化，静止状态或运动状态的坦克，其表面温度随时间变化而变化。在日出前 5~6 小时，坦克表面温度最低，日出后，在太阳光照射加热下，表面温度逐渐升高。大约在下午 2~3 时，坦克表面温度最高，以后表面温度又慢慢下降，一直降到日出前的极小值。表 5-6 给出了 T-58 型坦克白天和晚上的平均辐射亮度。

表 5-6 T-58 型坦克白天和晚上的平均辐射亮度

测量时间	测量方位	平均辐射亮度/[W/(sr·m ²)]		发动机转速/(r/min)
		8~14 μm	3~5 μm	
10:00	左侧向	45.5	2.90	0
21:43	右侧向	38.6	2.29	0
10:42	前向	47.5	2.90	600
21:25	前向	39.0	2.33	600

另外应注意到,对于静止不动的坦克,受太阳照射的坦克表面红外辐射温度,比不受太阳照射的坦克表面红外辐射温度高出 5℃~10℃。图 5-25 给出了某坦克辐射特性曲线。

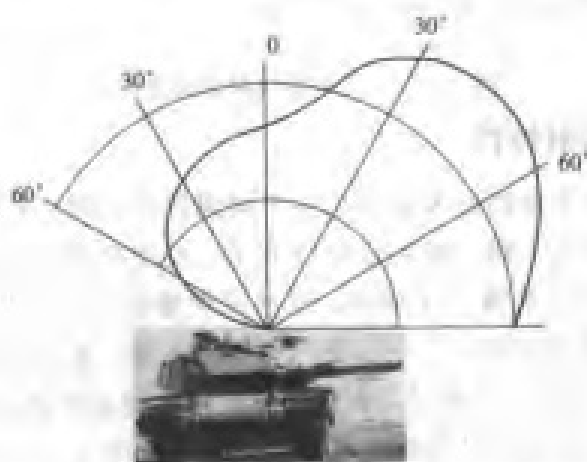


图 5-25 2.7~5.3 μm 波段的坦克辐射指示线

5.2.4 火炮的红外辐射特性

炮口喷出的热燃气,除了一些杂质外,还含有大量的易燃成分,如一氧化碳(CO)、氢气(H₂)、二氧化碳(CO₂)、氮气(N₂)以及温度相当高的水蒸气。因此伴随着炮口闪光的出现,聚集在炮口附近的热燃气将发射出大量的红外辐射。从这个区域内发出的辐射称为初次闪光。图 5-26 给出了炮口前的气流图形。气流通过正冲击波时受热而产生的辐射称为中间闪光,和大气混合后,热燃气点燃并燃烧成具有高亮度的火焰,称为二次闪光。图 5-27 示出了 155 mm M2 型火炮的二次闪光的相对辐射光谱分布。

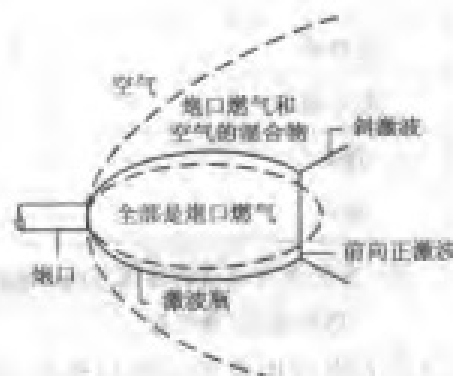


图 5-26 炮口前的气流图形(虚线表示合成物的边界)

此外,当火炮射击后,会使炮管温度升高,当环境温度为 28℃ 时,以 1 发每秒,射进 57 发炮弹后,炮口内温度可达 124℃。图 5-28 给出了火炮射击后的温度变化情况。

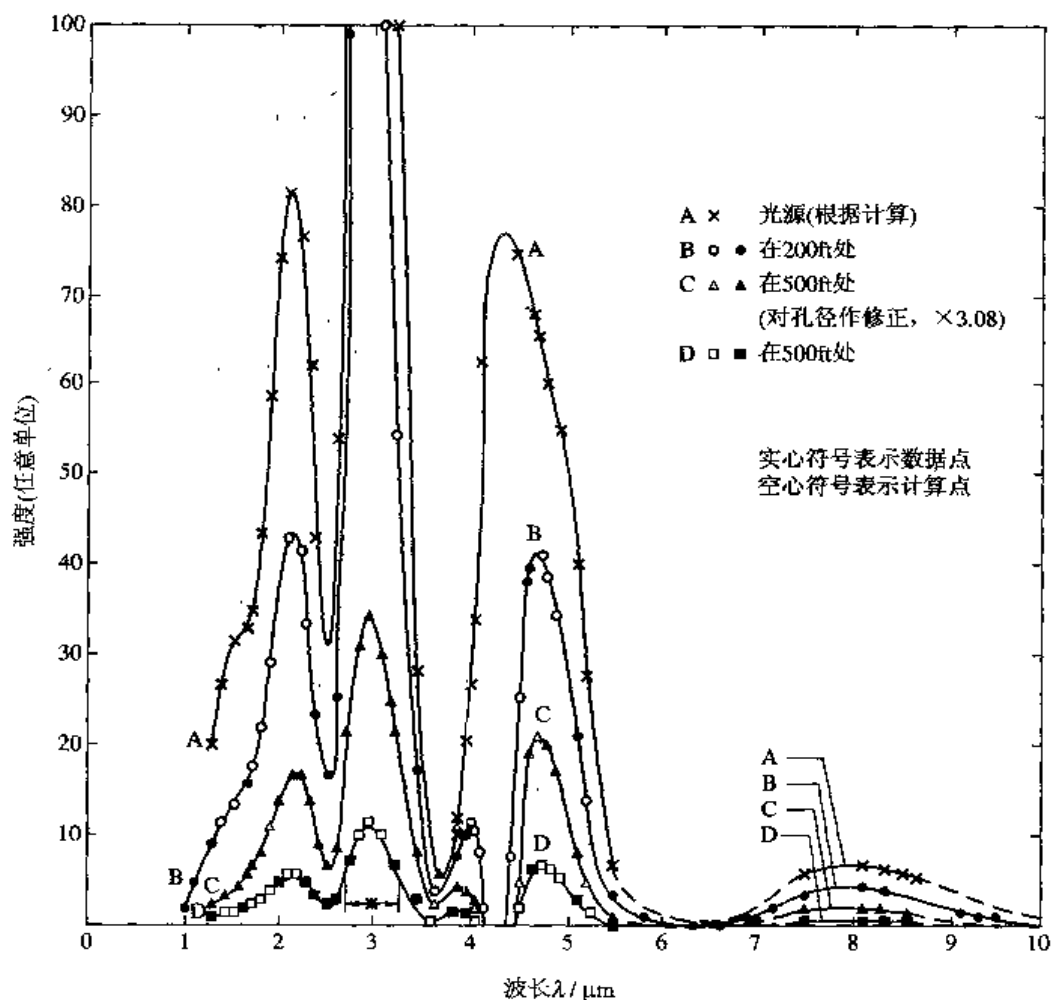


图 5-27 二次闪光的辐射光谱分布与火炮距离变化的关系

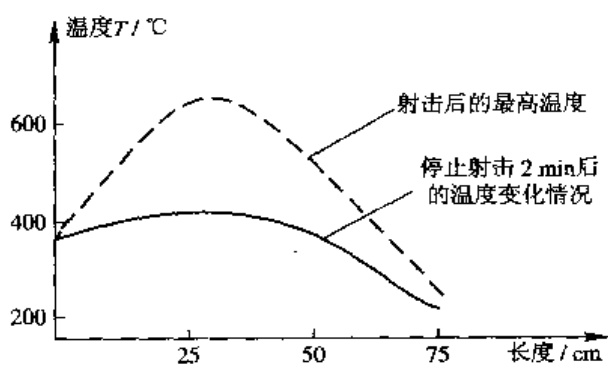


图 5-28 火炮射击后的温度变化

5.2.5 红外诱饵的辐射特性

红外诱饵是最有效干扰各类红外制导武器的重要手段之一。按红外诱饵辐射源性质，红外诱饵可分为烟火剂类诱饵、凝固油料类诱饵、红外热气球诱饵和红外综合箔条。

(1) 烟火剂类诱饵。该诱饵是利用物质燃烧时的化学反应产生大量烟云，并发射红外

辐射的一种诱饵。烟火剂一般由燃烧剂、氧化剂和粘合剂按一定比例配制而成。其中燃烧剂常选用燃烧时能产生大量热量的元素，如 Er、Al、Ca、Mg 等。这类诱饵的辐射波长一般为 $1.8\sim 5.2\ \mu\text{m}$ ，若添加了四氯化钛，也可拓展到 $8\sim 12\ \mu\text{m}$ 。

(2) 凝固油料类诱饵。凝固油料燃烧将产生 CO 、 CO_2 、 H_2O 等物质，并发射红外辐射，且它们是选择性辐射。 CO_2 辐射的主要红外光谱带是 $2.65\sim 2.80\ \mu\text{m}$ 、 $4.15\sim 4.45\ \mu\text{m}$ 、 $13.0\sim 17.0\ \mu\text{m}$ ； H_2O 的红外辐射主要谱带是 $2.55\sim 2.84\ \mu\text{m}$ 、 $5.6\sim 7.6\ \mu\text{m}$ 、 $12\sim 30\ \mu\text{m}$ 。

(3) 红外热气球诱饵。这类诱饵是在特制气球内充以高温气体作为红外诱饵。

(4) 红外综合箔条。金属箔条的一面涂以无烟火箭推进剂作为引燃药，投放时，大量箔条燃烧在空中形成“热云”吸引红外寻的导弹。金属箔条的另一面光滑，散布到空中，通过对太阳光的散射，在紫外、可见光到近红外波段对导弹形成干扰。

5.2.6 人体的红外辐射特性

人的皮肤的发射率是很高的，波长大于 $4\ \mu\text{m}$ 以上的平均值为 0.99，而与肤色无关。

皮肤温度是皮肤和周围环境之间辐射交换的复杂函数，并且与血液循环和新陈代谢有关。当人的皮肤剧烈受冷时，其温度可降低到 $0\ \text{C}$ 。在正常温室环境下，当空气温度为 $21\ \text{C}$ 时，裸露在外部的脸部和手的皮肤温度大约是 $32\ \text{C}$ 。假定皮肤是一个漫辐射体，有效辐射面积等于人体的投影面积（对于男子，其平均值可取作 $0.6\ \text{m}^2$ ）。在皮肤温度为 $32\ \text{C}$ 时，裸露男子的平均辐射强度为 $93.5\ \text{W}/\text{sr}$ 。如果忽略大气的吸收，在 $305\ \text{m}$ 的距离上，则他所产生的辐照度为 $10^{-3}\ \text{W}/\text{m}^2$ ，其中大约有 32% 的能量处在 $8\sim 13\ \mu\text{m}$ 波段，仅有 1% 的能量处在 $3.2\sim 4.8\ \mu\text{m}$ 波段。

习 题

1. 若将太阳与地球都近似地看为黑体，已知太阳的平均直径 $D=1.39\times 10^6\ \text{m}$ ，太阳的表面温度为 $5900\ \text{K}$ ，地球到太阳的距离 $l=1.49\times 10^{11}\ \text{m}$ ，试估计：

(1) 地球表面的平均温度；

(2) 太阳常数；

(3) 若地球大气层吸收太阳辐射能的 10%，太阳仰角为 30° 时，地面上 $5000\ \text{m}^2$ 的区域所接收的辐射功率。

2. 温度 $T=1000\ \text{K}$ 的红外星球，对直径为 $1\ \text{m}$ 的红外望远镜张的立体角为 $\Omega=0.25\times 10^{-6}\ \text{sr}$ ，此红外望远镜工作于 $10\ \mu\text{m}$ ，波段间隔 $1\ \mu\text{m}$ 。

(1) 求入射到红外望远镜上的辐射功率；

(2) 设在 $10\ \mu\text{m}$ 处，大气的透过率 $\tau_a(\lambda)=0.8$ ，求温度为 $300\ \text{K}$ 的大气，在红外望远镜上所形成的背景辐射功率。

3. 为了制造一架红外隐身飞机，可能采取的隐身措施有哪些？

4. 在飞机尾焰中加入碳颗粒，可以降低飞机尾焰 $3\sim 5\ \mu\text{m}$ 波段的辐射，试解释其原因。

5. 利用表 5-4 中的波音 707-320 涡轮喷气发动机的数据，计算：

(1) 排气喷嘴平面上的辐射亮度；

(2) 单台发动机的辐射强度；

(3) 飞机的辐射强度；

(4) $3.2\sim 4.8\ \mu\text{m}$ 波段内的有效辐射强度。假定发动机工作在最大巡航推力，并且只考虑尾喷管的热辐射。

6. 设天空为辐射亮度均匀的朗伯体，其辐射亮度为 L ，如果忽略大气的衰减，试证明在露天水面上的辐射照度 $E = \pi L$ 。在上面的计算中，与我们假设天空的发光面形状有无关系？与被照射面的位置有无关系？

7. 一涡轮喷气式飞机，喷口直径为 $53.8\ \text{cm}$ ；假设其尾喷口等效为发射率为 0.9 的灰体，尾喷口里的温度为 $773\ \text{K}$ ，试求：

(1) 尾喷口的辐射亮度；

(2) 如果四台发动机全部处在视场之内，并且忽略大气的衰减，应探测到的辐射强度。

8. 已知飞机尾喷口的辐射出射度为 $2\ \text{W}/\text{cm}^2$ ，如果它等效于有效发射率为 0.9 的灰体，飞机尾喷口的直径为 $60\ \text{cm}$ ，试求在与喷口相距为 $6\ \text{km}$ 处用直径为 $30\ \text{cm}$ 的光学系统所接收的辐射通量。

9. 设一中型坦克在经过长时间的开动之后，其表面的平均温度为 $400\ \text{K}$ ，有效辐射面积为 $1\ \text{m}^2$ ，测得蒙皮的发射率为 0.9 ，试计算：

(1) 辐射的峰值波长；

(2) 最大辐射出射度；

(3) $4\sim 13\ \mu\text{m}$ 波段的辐射出射度；

(4) 全辐射出射度 M ；

(5) 全辐射通量；

(6) $3\sim 20\ \mu\text{m}$ 的辐射占总辐射的比例。

10. 假设飞机尾喷口的有效发射率为 ϵ ，喷口面积为 A ，在与轴线成 θ 角的方向上探测器看到的发动机台数为 n ，证明在波长 $\lambda_1\sim\lambda_2$ 的范围内观察到的辐射亮度为

$$L_{\lambda_1\sim\lambda_2} = \frac{1}{\pi} \epsilon M_{\lambda_1\sim\lambda_2} A n \cos\theta$$

式中 $M_{\lambda_1\sim\lambda_2}$ 为与喷口温度相同的黑体的波段辐射出射度。

第 6 章 红外辐射在大气中的传输

本章主要讨论了红外辐射在大气中传输时发生衰减的物理起因，以及大气透射率的计算方法。首先介绍大气的基本参量和大气组成及其对辐射传输的影响；然后介绍了大气吸收和散射理论；最后介绍了几个常用的大气辐射计算软件。

红外辐射在大气中的传输问题一直受到人们的普遍重视。其中主要有三方面的研究人员对此比较关注：首先是分子光谱研究工作者，他们试图通过大气中出现的分子吸收光谱来研究分子结构与分子吸收和散射的机理；其次是大气物理工作者，他们希望把红外辐射通过大气的分子吸收光谱作为一种工具，借此研究大气中的许多物理参量，如辐射热平衡、大气的热结构、大气的组成成分等等；最后是红外系统与天文工作者，他们关心的是被测目标所发出的红外辐射在大气中发生的变化，借助大气红外透过特性来考虑目标探测问题或考察星体的物理性质等。因此，了解红外辐射在大气中的传输特性，对于红外技术的应用是相当重要的。

红外辐射在大气中传输时，主要有以下几种因素使之衰减：

(1) 在 $0.2 \sim 0.32 \mu\text{m}$ 的紫外光谱范围内，光吸收与臭氧(O_3)的分解作用有联系。臭氧的生成和分解的平衡程度，在光的衰减中起着决定性的作用。

(2) 在紫外和可见光谱区域中，由氮分子(N_2)和氧分子(O_2)所引起的瑞利(Rayleigh)散射是必须要考虑的。解决这一类问题应注意散射物质的分布，散射系数对波长的依赖关系。

(3) 粒子散射或米(Mie)氏散射。这种散射大都出现在云和雾之中，当然在大气中某些特殊物质的分布也会引起米氏散射。这种现象对于观察低空背景是特别重要的，因为这些特殊物质的微粒一般都是处在低空中的，到达一定高度时这种散射现象就不那么强烈了。

(4) 大气中某些元素原子的共振吸收，这主要发生在紫外及可见光谱区域内。

(5) 分子的带吸收是红外辐射衰减的重要原因。大气中的某些分子具有与红外光谱区域相应的振动-转动共振频率，同时还有纯转动光谱带，因而能对红外辐射产生吸收。这些分子是水蒸气(H_2O)、二氧化碳(CO_2)、臭氧(O_3)、一氧化二氮(N_2O)、甲烷(CH_4)以及一氧化碳(CO)等，其中水蒸气、二氧化碳和臭氧能引起最大的吸收量，这是因为它们均具有强烈的吸收带，而且它们在大气中都具有相当高的浓度。对于一氧化碳、一氧化二氮和甲烷这一类的分子，只有辐射通过的路程相当长或通过很大浓度的空气时，才能表现出明显的吸收。

当某一辐射源所发出的辐射通过大气时，为了较准确地计算辐射的大气衰减，需要考虑到上述的每一种情况。然而，每一种衰减的机理都是很复杂的，故对各种情况分别进行处理是较为适宜的。当然，因为应用的不同，研究的侧重点也就不同。这里主要讨论吸收

和散射所导致的大气对红外辐射的衰减,以及大气透射率的计算方法等。

还必须指出,在红外辐射所通过的路程上,每一处都有它特有的气象因素,包括气压、温度、湿度以及每一种吸收体的浓度等,每一种因素均会对辐射的大气衰减有着直接的影响。同时还要注意到给定的光谱间隔,乃至于一根谱线的位置、强度和形状等。不仅要注意到辐射衰减与气象因素有关系,而且还要注意到气象因素的变化所带来的影响。尤其是在低层大气中,水蒸气和其他的一些气体,甚至灰尘,都在不断地变化着。因此,红外辐射在大气中的传输状态也就随着天气情况和海拔高度而变化。可见,定量地描述红外辐射在地球大气中的透射情况,是一件相当困难的事情。

6.1 地球大气的基本组成

红外辐射通过大气所导致的衰减主要是因为大气分子的吸收、散射,以及云、雾、雨、雪等微粒的散射所造成的。要想知道红外辐射在大气中的衰减问题,首先必须了解大气的基本组成。

包围着地球的大气层,每单位体积中大约有78%的氮气和21%的氧气,另外还有不到1%的氩(Ar)、二氧化碳(CO₂)、一氧化碳(CO)、一氧化二氮(N₂O)、甲烷(CH₄)、臭氧(O₃)、水汽(H₂O)等成分。除氮气、氧气外的其他气体统称为微量气体。

除了上述气体成分外,大气中还含有悬浮的尘埃、液滴、冰晶等固体或液体微粒,这些微粒通称为气溶胶。有些气体成分相对含量变化很小,称为均匀混合的气体,例如氧气、氮气、二氧化碳、一氧化二氮等。有些气体含量变化很大,如水汽和臭氧。大气的气体成分在60 km以下大都是中性分子,自60 km开始,白天在太阳辐射作用下开始电离,在90 km之上,则日夜都存在一定的离子和自由电子。

如果把大气中的水汽和气溶胶粒子除去,这样的大气称为干燥洁净大气。在80 km以下干燥洁净大气中的含量见表6-1。

表6-1 海平面大气的成分表

气体	分子量	容积百分比/%
氮(N ₂)	28.0134	78.084
氧(O ₂)	31.998	20.9476
氩(Ar)	39.948	0.934
二氧化碳(CO ₂)	44.009 95	0.0322
氖(Ne)	20.183	0.001 818
氦(He)	4.0026	0.000 524
氪(Kr)	83.80	0.000 114
氢(H ₂)	2.015 94	0.000 05
氙(Xe)	131.30	0.000 008 7
甲烷(CH ₄)	16.043	0.000 16
一氧化二氮(N ₂ O)	44	0.000 028
一氧化碳(CO)	28	0.000 007 5

通常把氮、氧、二氧化碳等体积比较恒定的气体成分称为大气中的永久气体或大气中的不变成分，而把水蒸气、臭氧等变动很大的气体成分称为大气的可变成分。

由表 6-1 可知，氮、氧、氩三种气体成分在大气中含量最多。由于它们都是由相同原子组成的双原子分子，没有固有电偶极矩，因此都不吸收红外线，但它们的含量最大，是构成大气压强的主要因素，所以它们是影响其他组分红外吸收谱线宽度的主要因素，而且又是使可见光产生瑞利散射的主要散射源。

6.2 大气的气象条件

所谓大气的气象条件，是指大气的各种特性，如大气的温度、压强、湿度、密度等，以及它们随时间、地点、高度的变化情况。一般说来，大气的气象条件是很复杂的，尤其地球表面附近的大气更是经常变化的，这就给我们详细研究大气特性带来了很大的困难。为了对我们所使用的红外装置的性能做出评价，就必须对红外装置将要应用的地区的气象条件做详细的调查和研究。不同地区的气象条件资料可在当地的气象或大气物理研究所、气象台、气象站查到。有了充分的气象资料之后，我们方可恰当地、较为准确地估算大气对红外辐射的衰减。然而，一个国家或某一地区的详细气象资料一般是高度保密的。因此，我们这里只能介绍大气的主要气象条件梗概，以及典型的气象条件数据。

6.2.1 大气温度

只要有了温度计、探空仪和气象火箭的测量所积累的大量资料，就可以很好地掌握 90 km 高度以下的气温随高度变化的规律。90 km 以上的大气层的直接测量数据较少，但其基本的规律也还是清楚的。

根据大气层内垂直方向的温度分布及运动特点，按国际通用术语，可将地球大气分成五个同心层，它们分别是对流层、平流层、中间层、暖层及散逸层，如图 6-1 所示。

对流层：大气层的最底层，也是各层中最薄的一层。然而整个大气圈质量的 $3/4$ 和 90% 以上的水汽及主要的天气现象都集中在这一层内，此层也是和人类活动关系最密切的一层。由于不同纬度的地球表面受太阳辐射加热的程度不同，不同季节时地球表面的受辐射加热的情况也有所不同，与之相应，大气的垂直运动也会不同，因而对流层的厚度会随纬度和季节而变化。对流层的厚度在热带平均为 17~18 km，温带平均为 10~12 km，在寒带则只有 8~9 km。夏季的厚度通常要大于冬季的厚度。

对流层的特征是，它有强烈的对流运动，在高、低层之间有质量和热交换，这就使近地面的水汽向上输送，形成云雨；在层内的大气温度随着高度而线性地降低，其温度递减率为 $0.65^{\circ}\text{C}/100\text{ m}$ 。显然，对流层厚度大的低纬度区域的对流层顶部的温度要比高纬度区域的对流层顶部的温度低。

平流层：也称同温层，是从对流层顶至 55 km 高度之间的大气层。平流层的特征是，它没有强烈的上下对流运动，因此气流平稳，远程的喷气式客机通常在此层内飞行；在平流层的下部，温度随高度的变化很小，从 30 km 左右的高度开始，温度随高度的增加而增加，到此层的顶部可达 $-17^{\circ}\text{C} \sim -3^{\circ}\text{C}$ 。这主要是由臭氧对太阳辐射的强烈吸收而造成的。此层内水汽和尘埃的含量均很少，因此，空气透明度很好。

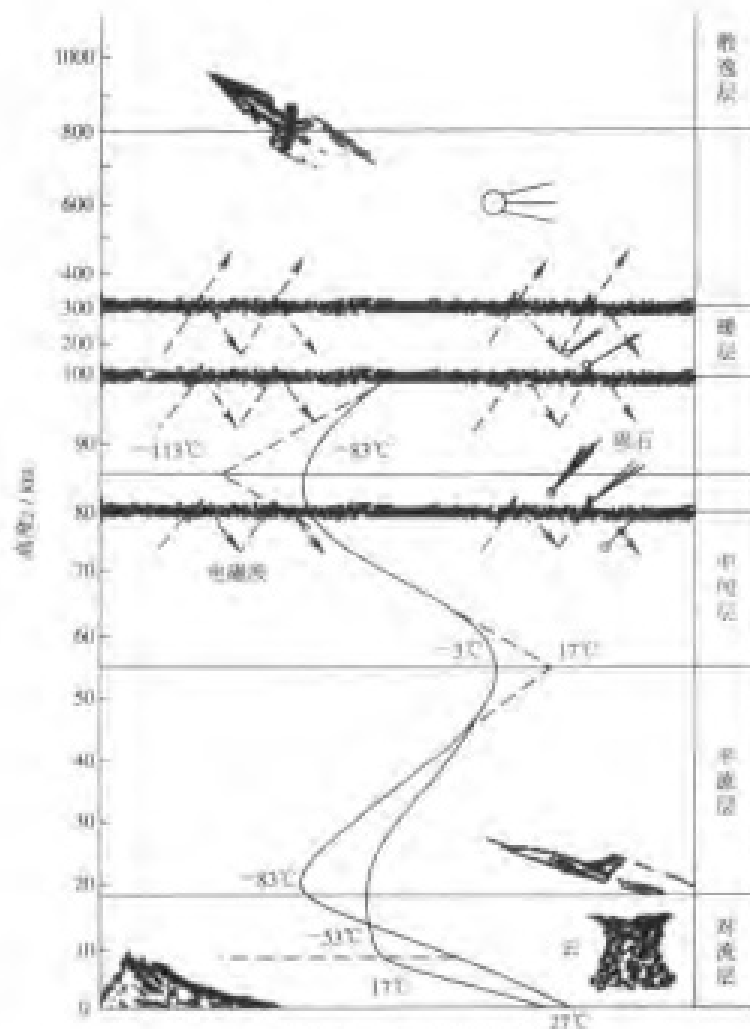


图 6-1 大气分层图

中间层：从高度为 55~85 km 之间的一层大气。此层和对流层有相似的特点，温度随高度增高而迅速下降，至此层顶层时温度已降至 $-113^{\circ}\text{C} \sim -83^{\circ}\text{C}$ ；此层内也有相当强烈的上下对流运动，故也称之为高空对流层。

在 0~85 km 的高度范围内，温度可用七个连续的线性方程来描述，其形式为

$$T = T_0 + L_b(H - H_0) \quad (6-1)$$

脚注 b 的值为 0~6，第一层为 0，第二至七层分别为 1~6，表 6-2 中列出了 L_b 的值。

表 6-2 0~85 km 内的温度廓线图各段的参考高度

b	高度 z/km	温度梯度 $L_b/\text{K} \cdot \text{km}^{-1}$
0	0	-0.5
1	11	0.0
2	20	1.0
3	32	2.8
4	47	0.0
5	51	-2.8
6	71	-2.0

在上述高度范围内的标准大气的温度-高度廓线图如图 6-2 所示。

暖层：从中间层顶部向上直至 800 km 高度之间的一层大气。此层大气的温度随高度的增加而迅速上升，到 300 km 高度时，温度可接近 1000℃左右。此层内的大气由于受强烈的太阳紫外线和宇宙射线的照射，存在着几个电离层，使得短波无线电的远距离传输成为可能。

在 1000 km 以下的整个大气层的温度廓线图可参见图 6-3。

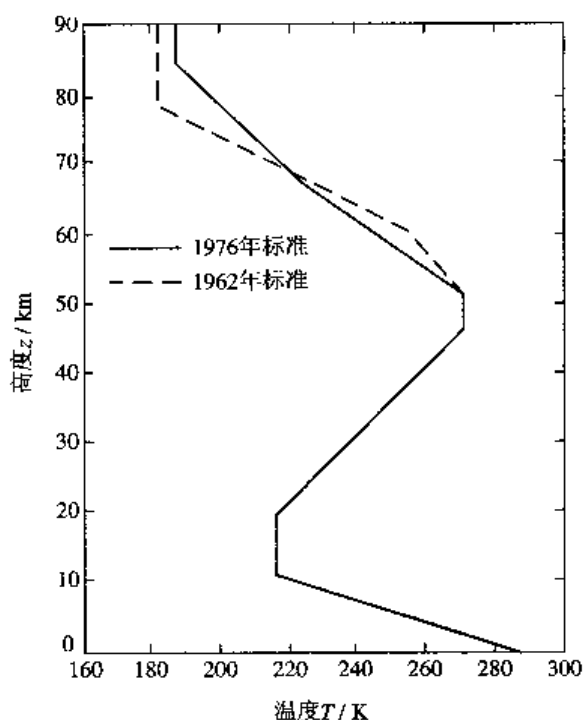


图 6-2 标准大气温度-高度廓线图

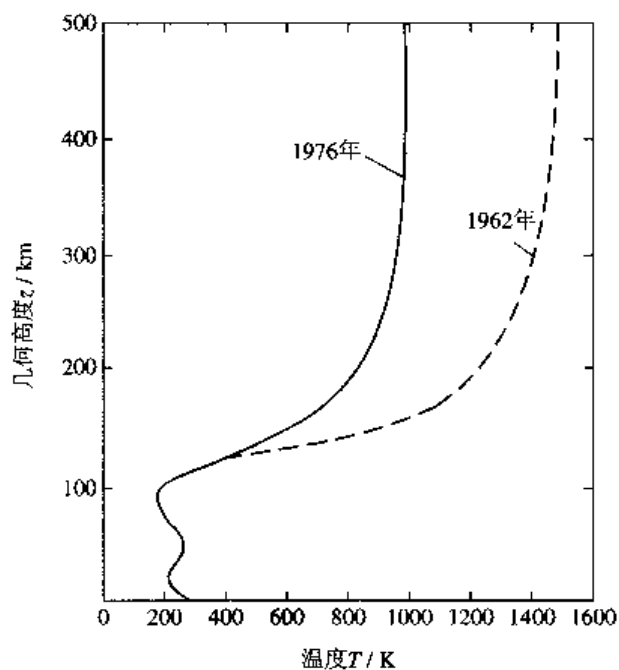


图 6-3 1000 km 以下大气层的温度廓线图

散逸层：自暖层向上的大气层统称为散逸层。它是大气层和星际空间的过渡带。该层离地球较远，引力小，空气稀薄。某些高速运动的空气分子一旦被撞击出去后，就很难再回到地球，因而不断散逸到宇宙空间。近代卫星探测资料表明，大气层上界为 2000~3000 km。

需要说明的是，在任何高度上，温度值只是一个代表值，因为无论采用何种方法各次测量的结果都是有很大差异的。即使是在同一时刻，由于地理位置不同，在同一高度处大气的温度也会有一定差异。在指定的地理位置，大气温度也会随时间变化，当然它只围绕着平均值起伏。

6.2.2 大气压强

因为某处大气压强等于它上面空气质量所施的压力，所以随着高度的增加大气压强将逐渐降低。为了得出大气压强随高度变化的规律，设在大气中取一静止的垂直空气柱，如图 6-4 所示，其水平截面积为 dS 。在柱内取一厚度为 dz 的小体积，其上下底面的压强分别为 $p+dp$ 和 p 。显然 dp 是由于小体积元 $dS \cdot dz$ 内的空气重量 w 形成的，即

$$-dp = \frac{w}{dS} = \rho(z)g(z) dz \quad (6-2)$$

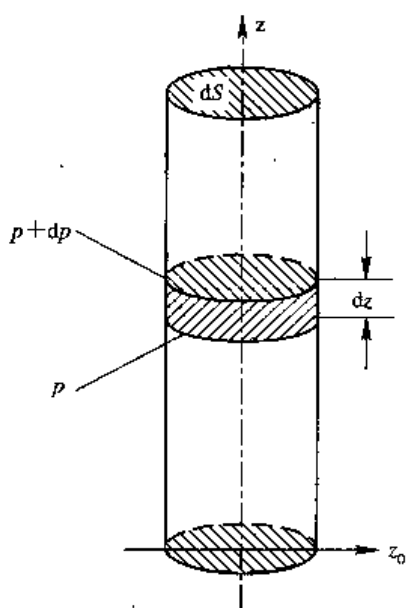


图 6-1 大气压强的推导

式中 $\rho(z)$ 为 z 处空气的质量密度, 单位是 g/m^3 。 $g(z)$ 是高度 z 处的重力加速度。“-”号表示随高度的增加, 压强变小。同时, 空气的质量密度 $\rho(z)$ 又可以表示为

$$\rho(z) = m_0 \bar{M} n(z) \quad (6-3)$$

式中 m_0 为原子的质量单位, 即碳原子质量的 $1/12$, 其值为 $m_0 = 1.657 \times 10^{-24} \text{g}$ 。 \bar{M} 为空气的平均分子量, 约为 29; $n(z)$ 为高度 z 处空气的数密度, 即单位体积内包含的分子数目。由理想气体状态方程可知

$$n(z) = \frac{p(z)}{K_B T(z)} \quad (6-4)$$

式中 K_B 为玻尔兹曼常数, $p(z)$ 和 $T(z)$ 分别为高度 z 处的大气压强和绝对温度。将式 (6-3) 和式 (6-4) 代入式 (6-2), 可得

$$\begin{aligned} dp &= -\rho(z)g(z) dz = -m_0 \bar{M} n(z)g(z) dz \\ &= -m_0 \bar{M} \frac{p(z)}{K_B T(z)} g(z) dz \end{aligned} \quad (6-5)$$

将上式从 z_0 积分到 z , 就得到高度 z 处的大气压强为

$$p(z) = p(z_0) e^{-\frac{m_0 \bar{M}}{K_B} \int_{z_0}^z \frac{g(z)}{T(z)} dz} \quad (6-6)$$

式中 $p(z_0)$ 为高度 z_0 处的大气压强。此式说明大气压强随高度 z 的增加按指数规律下降。当 $g(z)$ 和 $T(z)$ 已知时, 可通过此式求出任意高度 z 处的大气压强。

如果在大气中沿垂直方向取一个比较薄的空气层, 则在该空气层内的温度和重力加速度可以认为具有恒定值, 于是, 可以把方程 (6-6) 简化为

$$p(z) = p(z_0) e^{-\frac{z-z_0}{h(z)}} \quad (6-7)$$

式中

$$h(z) = \frac{K_B T}{m_0 \bar{M} g} \quad (6-8)$$

称为在高度 z 处的大气的标高。

在实际大气中，重力加速度 $g(z)$ 随高度的增加而缓慢减少，尤其是在 100 km 以下的大气中；大气温度随高度的增加而有所变化；在高空中的大气组分自身发生变化。所有这些因素必然会导致标高值发生变化。因为标高 $h(z)$ 与绝对温度成正比，而与大气的平均分子量和重力加速度之积成反比，所以就造成不同高度处有着不同的标高值。现将 100 km 以下的不同温度的标高值列于表 6-3 中。

表 6-3 大气的标高

高度/km	标高/km	高度/km	标高/km
0	8.5	40	7.8
5	7.8	45	8.1
10	6.8	50	8.1
15	6.2	60	7.6
20	6.3	70	6.5
25	6.6	80	6.2
30	6.8	90	6.5
35	7.2	100	7.3

6.2.3 大气密度

如果已知高度 z 处的大气压强 $p(z)$ 和大气温度 $T(z)$ ，由理想气体状态方程可知，高度 z 处的大气密度 $n(z)$ 为

$$n(z) = \frac{p(z)}{K_B T(z)} \quad (6-9)$$

式中 K_B 为玻尔兹曼常数。在标准状态下， $p_0 = 1$ 大气压， $T_0 = 273.16$ K，大气的数密度 n_0 为

$$n_0 = \frac{p_0}{K_B T_0} \quad (6-10)$$

由此式可得

$$n(z) = n_0 \frac{p(z)}{p_0} \cdot \frac{T_0}{T(z)} \quad (6-11)$$

若将上式两边同乘以 $m_0 \bar{M}$ ，并利用式(6-3)可得到高度 z 处大气的密度为

$$\rho(z) = \rho_0 \frac{p(z)}{p_0} \cdot \frac{T_0}{T(z)} \quad (6-12)$$

式中 $\rho_0 = m_0 \bar{M}$ ，为标准状态下的大气密度。

由上式可以看出，在对流层内 $T(z)$ 变化不大， $p(z)$ 随高度的增加而呈指数减小，所以大气密度值也随高度的增加而呈指数减小。一般说来当高度在 20 km 或 25 km 以上时，大气的密度已经很小，故可在很多情况下忽略大气的影晌。

表 6-4 给出了用于计算大气光学特性的中纬度夏季和冬季的大气模型在 100 km 以下的有关数据。

表 6-4 中纬度大气模型在 100 km 以下的的数据

夏 季					
高度/km	压力/Pa	温度/K	密度/(g/m ³)	水气密度/(g/m ³)	臭氧密度/(g/m ³)
0	1.013×10 ⁵	294	1.191×10 ³	1.4×10	6.0×10 ⁻⁵
1	9.020×10 ⁴	290	1.080×10 ³	9.3	6.0×10 ⁻⁵
2	8.020×10 ⁴	285	9.757×10 ²	5.9	6.0×10 ⁻⁵
3	7.100×10 ⁴	279	8.846×10 ²	3.3	6.2×10 ⁻⁵
4	6.280×10 ⁴	273	7.998×10 ²	1.9	6.4×10 ⁻⁵
5	5.540×10 ⁴	267	7.211×10 ²	1.0	6.6×10 ⁻⁵
6	4.870×10 ⁴	261	6.487×10 ²	6.1×10 ⁻¹	6.9×10 ⁻⁵
7	4.260×10 ⁴	255	5.830×10 ²	3.7×10 ⁻¹	7.5×10 ⁻⁵
8	3.720×10 ⁴	248	5.225×10 ²	2.1×10 ⁻¹	7.9×10 ⁻⁵
9	3.240×10 ⁴	242	4.669×10 ²	1.2×10 ⁻¹	8.6×10 ⁻⁵
10	2.810×10 ⁴	235	4.159×10 ²	6.4×10 ⁻²	9.0×10 ⁻⁵
11	2.430×10 ⁴	229	3.693×10 ²	2.2×10 ⁻²	1.1×10 ⁻⁴
12	2.090×10 ⁴	222	3.269×10 ²	6.0×10 ⁻³	1.2×10 ⁻⁴
13	1.790×10 ⁴	216	2.882×10 ²	1.8×10 ⁻³	1.5×10 ⁻⁴
14	1.530×10 ⁴	216	2.464×10 ²	1.0×10 ⁻³	1.8×10 ⁻⁴
15	1.300×10 ⁴	216	2.104×10 ²	7.6×10 ⁻⁴	1.9×10 ⁻⁴
16	1.110×10 ⁴	216	1.797×10 ²	6.4×10 ⁻⁴	2.1×10 ⁻⁴
17	9.500×10 ³	216	1.535×10 ²	5.6×10 ⁻⁴	2.4×10 ⁻⁴
18	8.120×10 ³	216	1.305×10 ²	5.0×10 ⁻⁴	2.8×10 ⁻⁴
19	6.950×10 ³	217	1.110×10 ²	4.9×10 ⁻⁴	3.2×10 ⁻⁴
20	5.950×10 ³	218	9.453×10	4.5×10 ⁻⁴	3.4×10 ⁻⁴
21	5.100×10 ³	219	8.056×10	5.1×10 ⁻⁴	3.6×10 ⁻⁴
22	4.370×10 ³	220	6.872×10	5.1×10 ⁻⁴	3.6×10 ⁻⁴
23	3.760×10 ³	222	5.867×10	5.4×10 ⁻⁴	3.4×10 ⁻⁴
24	3.220×10 ³	223	5.014×10	6.0×10 ⁻⁴	3.2×10 ⁻⁴
25	2.770×10 ³	224	4.288×10	6.7×10 ⁻⁴	3.0×10 ⁻⁴
30	1.320×10 ³	234	1.322×10	3.6×10 ⁻⁴	2.0×10 ⁻⁴
35	6.520×10 ²	245	6.519	1.1×10 ⁻⁴	9.2×10 ⁻⁵
40	3.330×10 ²	258	3.330	4.3×10 ⁻⁵	4.1×10 ⁻⁵
45	1.760×10 ²	270	1.757	1.9×10 ⁻⁵	1.3×10 ⁻⁵
50	9.510×10	276	9.512×10 ⁻¹	6.3×10 ⁻⁶	4.3×10 ⁻⁶
70	6.710	218	6.706×10 ⁻²	1.4×10 ⁻⁶	8.6×10 ⁻⁸
100	3.000×10 ⁻²	210	5.000×10 ⁻⁴	1.0×10 ⁻⁹	4.3×10 ⁻¹¹

续表

冬 季					
高度/km	压力/Pa	温度/K	密度/(g/m ³)	水气密度/(g/m ³)	臭氧密度/(g/m ³)
0	1.108×10^5	272.2	1.301×10^3	3.5	6.0×10^{-7}
1	8.973×10^4	268.7	1.162×10^3	2.5	5.4×10^{-7}
2	7.897×10^4	265.7	1.037×10^3	1.8	1.9×10^{-7}
3	6.938×10^4	261.7	9.230×10^2	1.2	4.9×10^{-7}
4	6.081×10^4	255.7	8.282×10^2	6.6×10^{-1}	4.9×10^{-7}
5	5.313×10^4	249.7	7.411×10^2	3.8×10^{-1}	5.8×10^{-7}
6	4.627×10^4	243.7	6.614×10^2	2.1×10^{-1}	6.4×10^{-7}
7	4.016×10^4	237.7	5.886×10^2	8.5×10^{-2}	7.7×10^{-7}
8	3.473×10^4	231.7	5.222×10^2	3.5×10^{-2}	9.0×10^{-7}
9	2.992×10^4	225.7	4.619×10^2	1.6×10^{-2}	1.2×10^{-6}
10	2.568×10^4	219.7	4.072×10^2	7.5×10^{-3}	1.6×10^{-6}
11	2.199×10^4	219.2	3.496×10^2	6.9×10^{-3}	2.1×10^{-6}
12	1.882×10^4	218.7	2.999×10^2	6.0×10^{-3}	2.6×10^{-6}
13	1.610×10^4	218.2	2.572×10^2	1.8×10^{-3}	3.0×10^{-6}
14	1.378×10^4	217.7	2.206×10^2	1.0×10^{-3}	3.2×10^{-6}
15	1.178×10^4	217.2	1.890×10^2	7.6×10^{-4}	3.4×10^{-6}
16	1.007×10^4	216.7	1.620×10^2	6.4×10^{-4}	3.6×10^{-6}
17	8.610×10^3	216.2	1.388×10^2	5.6×10^{-4}	3.9×10^{-6}
18	7.350×10^3	215.7	1.188×10^2	5.0×10^{-4}	4.1×10^{-6}
19	6.280×10^3	215.2	1.017×10^2	4.9×10^{-4}	4.3×10^{-6}
20	5.370×10^3	215.2	8.690×10	4.5×10^{-4}	4.5×10^{-6}
21	4.580×10^3	215.2	7.421×10	5.1×10^{-4}	4.3×10^{-6}
22	3.910×10^3	215.2	6.338×10	5.1×10^{-4}	4.3×10^{-6}
23	3.340×10^3	215.2	5.115×10	5.4×10^{-4}	3.9×10^{-6}
24	2.860×10^3	215.2	4.624×10	6.0×10^{-4}	3.6×10^{-6}
25	2.430×10^3	215.2	3.950×10	6.7×10^{-4}	3.4×10^{-6}
30	1.110×10^3	217.4	1.783×10	3.6×10^{-4}	1.9×10^{-6}
35	5.180×10^2	227.8	7.924	1.1×10^{-4}	9.2×10^{-6}
40	2.530×10^2	243.2	3.625	4.3×10^{-5}	4.1×10^{-6}
45	1.290×10^2	258.5	1.741	1.9×10^{-5}	1.3×10^{-6}
50	6.820×10	265.7	8.954×10^{-1}	6.3×10^{-6}	4.3×10^{-6}
70	4.670	230.7	7.051×10^{-2}	1.4×10^{-7}	8.6×10^{-6}
100	3.000×10^{-2}	210.2	5.000×10^{-4}	1.0×10^{-9}	4.3×10^{-11}

6.3 大气中的主要吸收气体

大气中的主要吸收气体有水蒸气、二氧化碳和臭氧等。下面主要介绍这些气体的浓度和变化范围等。

6.3.1 水蒸气

在大气中，水表现为气体状态时就是水蒸气。水蒸气在大气中，尤其在低层大气中含量较高，是对红外辐射传输影响较大的一种大气组分。在大气组分中，水是惟一能以固、液、气三种状态同时存在的成分。水在固态时表现为雪花和微细的冰晶体形式，液态时表现为云雾和雨，而气态就是水蒸气。水的固态和液态对红外辐射主要有散射作用，而气态的水蒸气，虽然人眼看不见，但它的分子对红外辐射有强烈的选择性吸收作用。

1. 水蒸气含量描述

可用如下概念对水蒸气的含量进行描述。

1) 水蒸气压强

水蒸气压强是大气中水蒸气的分压强，用符号 p_w 表示，其单位是 Pa。

2) 绝对湿度

绝对湿度是单位体积空气中所含有的水蒸气的质量，通常用符号 ρ_w 表示，其单位为 g/m^3 。所谓绝对湿度，是指水蒸气的密度。

3) 饱和水蒸气压

在由气体转变成液体过程中的水蒸气，称为饱和水蒸气。在饱和空气中，水蒸气在某一湿度下开始发生液化时的压强，称为在该温度下的饱和水蒸气压，用 p_s 表示，它就是饱和状态下水蒸气的分压强，只是温度的函数。

4) 饱和水蒸气量

某一空气试样中，处于某一温度时，单位体积内所能容纳最大可能的水蒸气的质量，用 ρ_s 表示，其单位是 g/m^3 。饱和空气中所含的水蒸气量，即饱和水蒸气密度，只与温度有关。 ρ_s 的数值见表 6-5。

表 6-5 大气中的饱和水蒸气量/(g/cm^3)

温度/°C	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
20	0.89	0.81	0.74	0.67	0.61	0.56				
-10	2.15	1.98	1.81	1.66	1.52	1.40	1.28	1.18	1.08	0.98
-0	4.84	4.47	4.13	3.81	3.53	3.24	2.99	2.99	2.51	2.34
0	4.84	5.18	5.54	5.92	6.33	6.67	7.22	7.70	8.22	8.76
10	9.33	9.94	10.57	11.25	11.96	12.71	13.50	14.34	15.22	16.14
20	17.22	18.14	19.22	20.36	21.55	22.80	24.11	25.49	27.00	28.45
30	30.04	31.70	33.45	35.28	37.19	39.19				

5) 相对湿度

相对湿度是空气试样中水蒸气的含量和同温度下该空气试样达到饱和时水蒸气含量的比值，用百分数 RH 表示：

$$RH = \frac{\rho_w}{\rho_s} = \frac{p_w}{p_s} \quad (6-13)$$

由此式可知，如果已知大气的相对湿度，就可以用相对湿度乘以同湿度下的 ρ_s 值，得到绝对湿度。

6) 露点温度

露点温度是给定空气试样变成饱和状态时的温度。

2. 可疑结水量

可疑结水量，又称为可降水量，是沿光线方向上所有的水蒸气在与光束有相同截面的容器内凝结成水层的厚度。应该注意的是：可疑结水量是指空气中以水蒸气状态存在的、可以凝结成水的蒸气被折合成液体水的数量，而不应包括已经凝结的以及悬浮在空气中的微小水滴等。例如，假想有一大气圆筒，其直径与所使用的光学系统直径相同，长度是从光学系统到目标的距离。如图 6-5 所示，如果该圆柱的截面积为 ΔS ，其长度为 X ，假定圆柱中的所有的水蒸气都凝结成液态水，这些水布满圆柱截面，并且在该容器内的厚度为 W ， W 称为可疑结水量。若大气的绝对湿度（即路程中 x 处的水蒸气密度）为 $\rho_w(x)$ ，而液态水的密度为 ρ_k ，由于可疑结水的质量应等于全路程长的圆柱体内全部水蒸气的质量，因此有

$$\rho_k \Delta S W = \int_0^X \rho_w(x) \Delta S dx \quad (6-14)$$

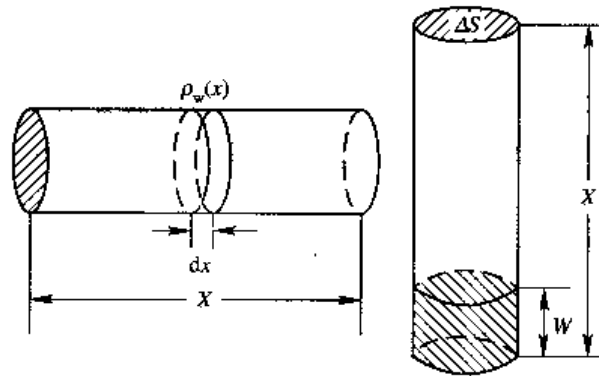


图 6-5 可疑结水量的计算

式中 ΔS 为所用光学系统的截面积，是一个常量。因此可疑结水为

$$W = \frac{1}{\rho_k} \int_0^X \rho_w(x) dx \quad (6-15)$$

如果水蒸气密度是均匀的，即 $\rho_w(x) = \rho_w$ ，与 x 无关，则有

$$W = \frac{1}{\rho_k} \rho_w X \quad (6-16)$$

通常，路程的单位是 km，而水蒸气密度单位取 g/m^3 ，水的密度通常取为 $1 \text{ g}/\text{cm}^3 = 1 \times 10^6 \text{ g}/\text{m}^3$ 。由式(6-15)和式(6-16)可分别得到以 mm 为单位表示的可凝结水是

$$W = \int_0^x \rho_w(x) dx \quad (6-17)$$

若水蒸气是均匀分布的，则有

$$W = \rho_w X \quad (6-18)$$

要注意的是，在式(6-17)和式(6-18)中， ρ_w 是水蒸气的密度，以 g/m^3 为单位，而 X 是以 km 为单位的路程数值，得到的 W 是以 mm 为单位的可凝结水的数值，称为可凝结水的毫米数。倘若 $x=1 \text{ km}$ ，则有

$$W' = \rho_w \quad (6-19)$$

这里 W' 是单位路程的可凝结水量，单位为 mm/km。

例 6-1 若空气温度为 298 K，相对湿度 $\text{RH}=60\%$ ，求 10 km 水平路程长的可凝结水量。

解 298 K 即是 25 C，由表 6-5 可查得饱和水蒸气密度 $\rho_s=22.8 \text{ g}/\text{m}^3$ ，再由式(6-13)求其绝对湿度为

$$\begin{aligned} \rho_w &= \rho_s \text{RH} \\ &= 22.80 \times 60\% \approx 13.68 \text{ g}/\text{m}^3 \end{aligned}$$

由式(6-18)可以求得可凝结水的毫米数为

$$\begin{aligned} W &= \rho_w X = 13.68 \times 10 \\ &= 136.8 \text{ mm} \end{aligned}$$

当然，因为所考虑的是水平路程，所以近似地把 $\rho_w(x)$ 看成是均匀的，即是和 x 无关的常数 ρ_w 。

重要的是，不要把给定厚度的可凝结水的吸收和相同厚度的液体水的吸收弄混了。事实上，10 mm 厚的液体水层，在超过 $1.5 \mu\text{m}$ 的波段上，就不能使辐射通过了。然而，在任一大气窗口内，含有 10 mm 可降水量的路程的透射率都超过了 60%。

3. 水蒸气的分布

水蒸气是由地面水分的蒸发后送到大气中的气体。由于大气中的垂直交换作用，使水蒸气向上传播，而随着离蒸发源距离的增大，水蒸气的密度变小。此外，低温及凝结过程也影响大气中水蒸气的含量。由于这些因素的作用，大气中水蒸气的密度随着高度的增加而迅速地减少。大气平均每增加 16 km 的高度，大气压强要降低一个数量级。水蒸气大约每增加 5 km 高度，其分压强就降低一个数量级。由图 6-6 可知，几乎所有的水蒸气都分布在对流层以下。总之，水蒸气压强随高度的变化规律类似于大气压强随高度的变化规律。

在特定的区域中，水蒸气的含量有很大变化，甚至于在短短一小时内，就可以发现水蒸气的显著变化。同一气候区在不同季节的水蒸气含量的差别很大，同一时间不同气候区的水蒸气含量差别也很大。这一类数据可在相应的气象局、台、站找到。在图 6-6 中，给出了各气候区在不同海拔高度的单位水平路程上可凝结水量的典型数值，其单位为 mm/km。中纬度不同季节的大气中水蒸气含量的数据可见表 6-4。

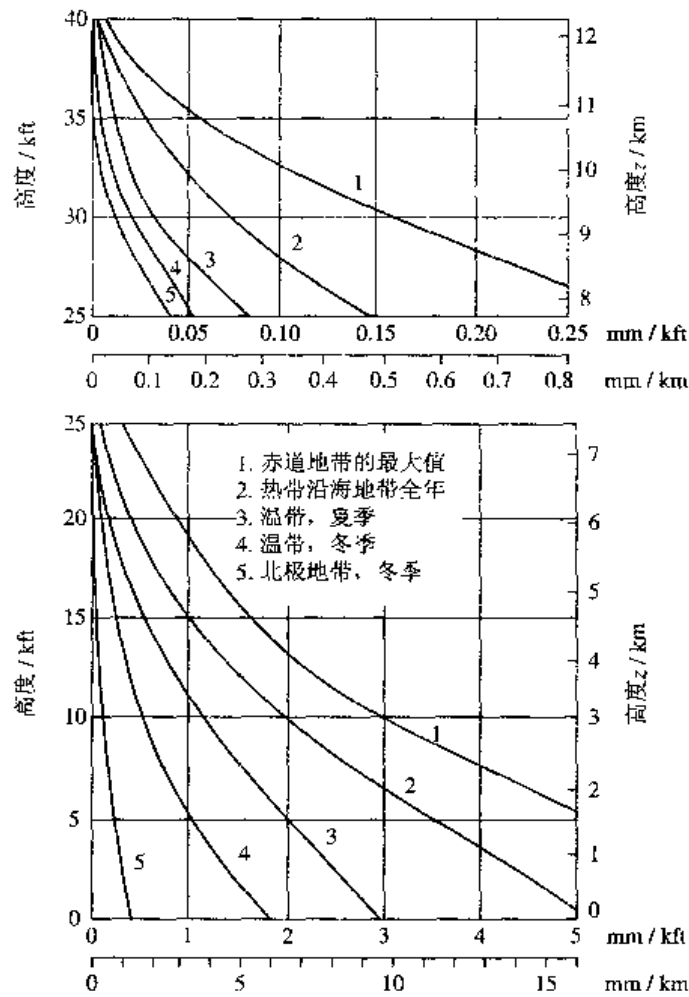


图 6-6 沿水平路程的大气中水蒸气含量的典型值

6.3.2 二氧化碳

二氧化碳是大气中的固定组分，一直到 50 km 左右的高度，二氧化碳的浓度(体积比)仍然保持不变。二氧化碳是三种最重要的红外吸收分子中惟一一种在大气中近似均匀混合的气体。二氧化碳在大气中的平均含量体积比为 0.033%，因此，二氧化碳和大气一样，即高度每增高 16 km，其分压强就降低一个数量级。和水蒸气比较，二氧化碳含量随高度的减少要比水蒸气慢得多，随着高度的增加，二氧化碳对红外辐射的吸收虽然减少，但不如水蒸气吸收减少得那么显著。因此，在低空水蒸气的吸收对红外辐射的衰减起主要作用；而在高空，水蒸气的吸收退居次要地位，二氧化碳的吸收变得更重要了。

二氧化碳以及其他在大气中不凝结的气体组分，在视线路程中的含量用大气厘米数 (atm·cm) 来表示。假想一大气圆筒，其长度为辐射通过大气的距离 X ，以 cm 为单位来表示，其截面为 ΔS 。把在圆筒体内的所有二氧化碳的分子，都单独抽出来量于一底面积也是 ΔS 的圆筒容器内，并将它们压缩为具有标准状态的体积，这时二氧化碳的厚度 D 的单位为 atm·cm，称为二氧化碳的大气厘米数。

由于压缩后的分子数密度为 n_0 ，体积为 $\Delta S D$ 。在压缩前二氧化碳的分子数密度为 $n_{CO_2}(x)$ ，而压缩前后的总分子数是相同的，所以有

$$n_0 \Delta S \cdot D = \int_0^X n_{\text{CO}_2}(x) dx \quad (6-20)$$

如果 X 以 cm 为单位, 可得到以 atm · cm 为单位的二氧化碳含量 D , 即

$$D = \frac{1}{n_0} \int_0^X n_{\text{CO}_2}(x) dx \quad (6-21)$$

因为气体的密度 ρ 与分子数密度 n 的关系为 $\rho = m_0 M n$ (其中 M 为分子量, m_0 为原子质量单位), 所以将式(6-21)右端的分子和分母同乘以 $m_0 M$, 则有

$$D = \frac{1}{\rho_{0\text{CO}_2}} \int_0^X \rho_{\text{CO}_2}(x) dx \quad (6-22)$$

式中 $\rho_{0\text{CO}_2}$ 为标准状态下二氧化碳的密度; ρ_{CO_2} 为 x 点处的二氧化碳的密度。

下面我们讨论 D 和气压及温度的关系。在 x 点大气压强为 $p(x)$, 大气温度为 $T(x)$, 二氧化碳的分压强为 $p_{\text{CO}_2}(x)$ 。由于二氧化碳也必须满足气体状态方程, 因此有

$$p_{\text{CO}_2}(x) = n_{\text{CO}_2}(x) K T(x) \quad (6-23)$$

而在标准状态下, 有

$$p_0 = n_0 K T_0 \quad (6-24)$$

由以上两式得到

$$\frac{n_{\text{CO}_2}(x)}{n_0} = \frac{p_{\text{CO}_2}(x)}{p_0} \cdot \frac{T_0}{T(x)} = \frac{p(x)}{p_0} \cdot \frac{p_{\text{CO}_2}(x)}{p(x)} \cdot \frac{T_0}{T(x)} = \eta_{\text{CO}_2}(x) \frac{p(x)}{p_0} \frac{T_0}{T(x)} \quad (6-25)$$

式中 $\eta_{\text{CO}_2}(x)$ 为 x 点的二氧化碳的分压比, 并有

$$\eta_{\text{CO}_2}(x) = \frac{p_{\text{CO}_2}(x)}{p(x)} \quad (6-26)$$

通常 $\eta_{\text{CO}_2}(x)$ 取常数, $\eta_{\text{CO}_2}(x) = 0.033\% = 3.3 \times 10^{-4}$ 。又由于 $\rho_{\text{CO}_2} = m_0 M_{\text{CO}_2} n_{\text{CO}_2}$, 因此有

$$\frac{\rho_{\text{CO}_2}(x)}{\rho_{0\text{CO}_2}} = \frac{n_{\text{CO}_2}(x)}{n_0} = \eta_{\text{CO}_2} \frac{p(x)}{p_0} \frac{T_0}{T(x)} \quad (6-27)$$

将式(6-27)代入式(6-22)可求得

$$D = \eta_{\text{CO}_2} \frac{T_0}{P_0} \int_0^X \frac{p(x)}{T(x)} dx \quad (6-28)$$

对于水平路程, 有 $p(x)$, $T(x)$ 均为常数, 所以有 $p(x) = p$, $T(x) = T$, 则

$$D = \eta_{\text{CO}_2} \frac{T_0}{p_0} \frac{p}{T} X \quad (6-29)$$

例 6-2 求:

(1) 当大气处于标准状态时, 在 1 km 水平路程上, 二氧化碳的大气厘米数是多少?

(2) 某地区, 在 10 km 高空大气压强为 2600 Pa, 温度为 220 K, 求 1 km 水平路程的二氧化碳的大气厘米数。

解 (1) 在标准状态有

$$p = p_0 = 101\,325 \text{ Pa}$$

$$T = T_0 = 273 \text{ K}$$

$$X = 1 \text{ km} = 10^5 \text{ cm}$$

$$\eta_{\text{CO}_2} = 0.033\% = 3.3 \times 10^{-4}$$

将这些数据代入式(6-29), 得到 $D = 3.3 \times 10^{-4} \times 10^5 = 33 \text{ atm} \cdot \text{cm}$ 。这就是说, 在海平面的水平路程内, 当温度为 273 K 时, 每千米传输路程含有 33 atm·cm 的二氧化碳。

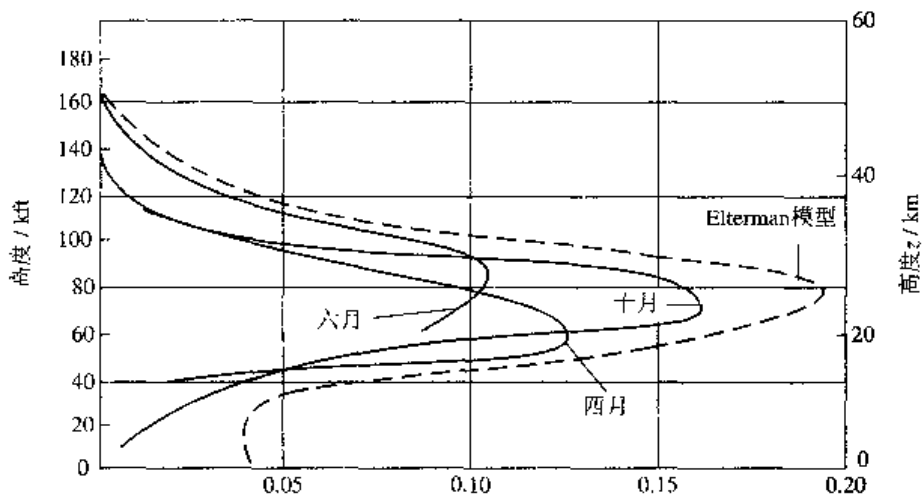
(2) 由式(6-29)有

$$D = 3.3 \times 10^{-4} \times \frac{273}{101325} \times \frac{26000}{220} \times 10^5 = 10.5 \text{ atm} \cdot \text{cm}$$

由此例我们看到, 在 10 km 高空, 二氧化碳的含量约为海平面时的 32%。

6.3.3 臭氧

大气吸收太阳光中紫外辐射, 既能成为臭氧的形成条件, 又能成为臭氧的破坏条件。氧气对于波长小于 $0.20 \mu\text{m}$ 的紫外辐射具有强烈的吸收能力, 同时还能吸收 $0.24 \mu\text{m}$ 附近的辐射。分子氧(O_2)吸收了波长小于 $0.24 \mu\text{m}$ 的一个光子的能量之后, 就能完全分解为原子氧(O)。一个氧分子(O_2)和一个氧原子(O), 在有另一个中性分子时(此中性分子可以是氧也可以是氮), 如果发生碰撞, 就可以生成臭氧(O_3)。当臭氧吸收了波长短于 $1.10 \mu\text{m}$ 的辐射能量以后, 就会发生臭氧的分解过程。由于离解臭氧所需的能量很小, 因而臭氧在阳光下很不稳定。臭氧的形成和分解, 并不是个别进行的。在同一空间和同一时间内, 臭氧一方面在形成, 另一方面又在分解。这样的形成和分解过程, 就决定了臭氧的浓度分布以及臭氧层的温度。臭氧在大气中的成分是可变的原因也在于此。在低空, 臭氧的含量通常是在亿分之一左右, 例如, 在海平面上臭氧的浓度约为亿分之三。臭氧含量随高度的分布, 大致是从 5~10 km 高度起浓度开始慢慢增加, 以后增加较快, 在 10~30 km 处含量达到最大值。再往上, 浓度又重新减少, 到 10~50 km 时, 含量是极少的, 几乎是零。臭氧的含量通常是用标准温度和气压下, 在某高度以上每千米所具有的臭氧的大气厘米数(或毫米数)来表示的。大气中臭氧含量随高度的分布曲线如图 6-7 所示。由图可以看出, 最大的臭氧含量是在 7~30 km 之间, 并且在标准温度和气压的情况下, 每千米的臭氧量可为 $10^{-2} \text{ atm} \cdot \text{cm}$ 左右。臭氧层的高度随季节的不同也不同, 同时随着纬度的不同而有显著的变化。



在指定高度以上1 km垂直路程内的臭氧含量 / mm(标准温度和压强)

图 6-7 大气中臭氧的垂直分布

大气中除了水蒸气、二氧化碳和臭氧是吸收气体以外，还存在其他的吸收气体，如甲烷、一氧化碳、一氧化氮、氨气、硫化氢和氧化硫等，但它们的含量极其微少，总量一般不超过 $1 \text{ atm} \cdot \text{cm}$ ，通常可以不考虑它们对红外辐射的影响，只有在很长距离传输时，它们的影响才显示出来。

6.4 大气中的主要散射粒子

除了吸收气体外，大气中还有一些悬浮的粒子对辐射造成衰减。如空气分子、气溶胶和云雨滴，见表 6-6。

表 6-6 大气中的散射质点

类型	半径/ μm	粒子数密度/ cm^{-3}
空气分子	10^{-4}	10^{19}
Aitken 核	$10^{-3} \sim 10^{-2}$	$10^4 \sim 10^2$
霾	$10^{-2} \sim 1$	$10^2 \sim 10$
雾滴	$1 \sim 10$	$100 \sim 10$
云滴	$1 \sim 10$	$300 \sim 10$
雨滴	$10^2 \sim 10^4$	$10^{-2} \sim 10^{-5}$

气溶胶是指悬浮在气体中的小粒子，其尺度范围为 $10^{-3} \sim 10 \mu\text{m}$ 。气溶胶可分为吸湿性气溶胶(如海盐)、非吸湿性气溶胶(如尘埃)两种。它们包括云、雾、雨、冰晶、尘埃、碳粒子、烟、盐晶粒以及微小的有生命机体。

有时将尺度为 $0.01 \sim 1 \mu\text{m}$ 的气溶胶称为霾，尺度为 $10^{-3} \sim 10^{-2} \mu\text{m}$ 的气溶胶称为爱根核(Aitken nuclei)，它们是由很小的盐晶粒、极细的灰尘或燃烧产物等弥散在大气中的细小微粒构成的。通常在工业区看到蓝灰色的上空，就是霾对太阳光散射的结果。在湿度大的地方，潮湿的水蒸气在这些微粒上凝结，可使它变得很大，并把这种粒子叫做凝聚核。由于盐粒自然地吸收潮气，因此它是非常重要的凝聚核。当凝聚核逐渐增大成为半径超过 $1 \mu\text{m}$ 的水滴或冰晶时，就形成了雾。云的成因与雾相同，二者以习惯感觉来区分，即接触地面的称为雾，不接触地面的称为云。按照国际上通用的说法，雾的能见度小于 1 km ，而薄云的能见度大于 1 km 。形成雾和云的小水滴半径一般在 $0.5 \sim 80 \mu\text{m}$ 之间，而大部分在 $5 \sim 15 \mu\text{m}$ 之间。以水滴形式落到地面的沉降物叫做雨，半径尺寸约为 0.25 mm ，被工业废物污染的雾叫做烟雾。

表 6-7 给出了晴朗以及多云两种能见度下，悬浮微粒垂直分布的两种模式的计算结果数据。由表中可以看出，在 5 km 以上的高度时，两种模式给出的粒子数密度相同。对于霾模式在 5 km 以下粒子数密度随高度的增加是指数减少的。

表 6-7 两种能见度下的气溶胶粒子数密度随高度变化模型

高度/km	粒子数密度/cm ⁻³	
	能见度 23 km(晴)	能见度 5 km(阴)
0	2.826×10^3	1.378×10^4
1	1.244×10^4	5.030×10^4
2	5.371×10^4	1.844×10^5
3	2.256×10^4	6.731×10^2
4	1.192×10^3	2.453×10^2
5	8.987×10	8.987×10
6	6.337×10	6.337×10
7	5.890×10	5.890×10
8	6.069×10	6.069×10
9	5.818×10	5.818×10
10	5.675×10	5.675×10
11	5.317×10	5.317×10
12	5.585×10	5.585×10
13	5.156×10	5.156×10
14	5.048×10	5.048×10
15	4.744×10	4.744×10
16	4.511×10	4.511×10
17	4.458×10	4.458×10
18	4.314×10	4.314×10
19	3.634×10	3.634×10
20	2.667×10	2.667×10
21	1.933×10	1.933×10
22	1.455×10	1.455×10
23	1.113×10	1.113×10
24	8.826	8.826
25	7.429	7.429
30	2.238	2.238
35	5.890×10^{-1}	5.890×10^{-1}
40	1.550×10^{-1}	1.550×10^{-1}

续表

高度/km	粒子数密度/cm ⁻³	
	能见度 23 km(晴)	能见度 5 km(阴)
45	4.082×10 ⁻²	4.062×10 ⁻²
50	1.078×10 ⁻²	1.078×10 ⁻²
70	5.550×10 ⁻³	5.550×10 ⁻³
100	1.969×10 ⁻⁵	1.969×10 ⁻⁵

在辐射传输研究中常用的气溶胶尺度谱模式有以下两种:

(1) Diermendjian 谱模式, 其公式为

$$\frac{dN(r)}{dr} = ar^\alpha \exp(-b^{\gamma}) \quad (6-30)$$

其中 N 为单位体积中的粒子数, r 为粒子半径, a, b, α, γ 是依来源而定的常数。根据气溶胶的来源可将其分为大陆型(Haze L)、海洋型(Haze M)、高层型(Haze H), 如表 6-8。

表 6-8 Diermendjian 谱参数

类型	N/cm^{-3}	$a/(\text{cm}^{-3}/\mu\text{m})$	α	γ	b
Haze L	100	4.9757×10 ⁶	2	0.5	15.1186
Haze M	100	5.333×10 ⁴	1	0.5	8.9443
Haze H	100	4.000×10 ⁶	2	1	20.0000

(2) Junge 谱模式, 其公式为

$$\frac{dN(r)}{d\lg r} = cr^{-\nu} \quad (6-31)$$

式中 c, ν 是谱参数, c 一般取 2~4, ν 与总浓度有关。

(3) 对数正态谱模式

$$\frac{dN(r)}{d\ln r} = \frac{N \cdot}{\sqrt{2\pi} \ln \sigma} \exp\left[-\frac{(\ln r - \ln R)^2}{2(\ln \sigma)^2}\right] \quad (6-32)$$

式中 σ, R 是谱参数。

在近地面大气中气溶胶的浓度约为 10²~10³ 个每立方厘米, 随高度呈指数递减。一般以下面的公式拟合气溶胶浓度随高度的变化

$$N(z) = N(0) \exp\left(-\frac{z}{z_0}\right) \quad (6-33)$$

特征高度 z_0 在 1.0~1.4 km 范围内变化, 一般取 $z_0=1.2$ km。在对流层上部, 气溶胶浓度减至约 0.01 个每立方厘米, 但在平流层 20 km 高度左右, 经常存在一层浓度为 0.1 个每立方厘米的气溶胶层, 在强火山爆发之后, 此层的浓度可增大 1~2 个量级, 并可影响其后 1~3 年的全球辐射平衡。

6.5 大气的吸收衰减

介质中的辐射场强度与介质的透过率密切相关。因此，研究因大气的吸收和散射对辐射产生的衰减是非常重要的。本节将研究大气吸收产生的衰减。

为了确定给定大气路程上分子吸收所决定的大气透射率，可以有如下几种方法：

- (1) 根据光谱线参数的详细知识，一条谱线接一条谱线地做理论计算；
- (2) 根据带模型，利用有效的实验测量或实际谱线资料为依据，进行理论计算；
- (3) 在所要了解的大气路程上直接测量；
- (4) 在实验室内模拟大气条件下的测量。

本节主要讨论单线吸收和带模型理论，同时介绍以实验测量为基础的表格计算法。

6.5.1 大气的选择吸收

大气中各吸收组分的红外吸收带中心波长列于表 6-9。它们的吸收光谱在图 6-8 给出，其中太阳光谱表示当太阳辐射通过大气时，由于大气组分在一些中心频率附近产生的吸收谱线。由于大气对红外辐射的吸收，可以用各种不同强度的重叠光谱线组成的离散带来表征，重叠的程度取决于谱线的半宽度，而这些谱线在整个吸收带内的分布取决于吸收分子，因而才出现不同吸收带。一氧化碳在 $4.8 \mu\text{m}$ 处有一个吸收带；甲烷在 $3.2 \mu\text{m}$ 和 $7.8 \mu\text{m}$ 处各有一个吸收带； $7.8 \mu\text{m}$ 处也可以观察到一氧化二氮的吸收带。然而一氧化二氮最强的吸收带在 $4.7 \mu\text{m}$ 处；臭氧有三个吸收带，其中 $4.8 \mu\text{m}$ 处的吸收带很弱，所以有的文献上只写有另外两个吸收带。剩下的两种气体就是二氧化碳和水蒸气，它们是研究大气吸收最重要的对象。二氧化碳在 $2.7 \mu\text{m}$ 、 $4.3 \mu\text{m}$ 和 $15 \mu\text{m}$ 处有三个强吸收带；水蒸气比其他任何吸收气体有更多的吸收带，其位置在 $0.94 \mu\text{m}$ 、 $1.14 \mu\text{m}$ 、 $1.38 \mu\text{m}$ 、 $1.87 \mu\text{m}$ 、 $2.7 \mu\text{m}$ 、 $3.2 \mu\text{m}$ 和 $6.3 \mu\text{m}$ 处，其中 $3.7 \mu\text{m}$ 处的吸收是重水(HDO)的吸收带。

表 6-9 大气中各吸收组分的红外吸收带

组分	红外吸收带(中心)波长/ μm								
H ₂ O	0.94	1.1	1.38	1.87	2.70	3.2	6.27		
CO ₂	1.1	1.6	2.0	2.7	4.3	4.8	5.2	9.4	10.4
O ₃	4.8	9.6	14						
N ₂ O	3.9	4.05	4.5	7.7	8.6				
CH ₄	3.3	6.5	7.6						
CO	2.3	4.7							

图 6-8 中各吸收组分的吸收光谱，是由分辨率较低的光谱仪器所测量的，只给出了各吸收带的粗略轮廓。事实上，任何处在绝对零度以上的分子中的原子，总是在它们的平衡位置处振动，而且在振动的同时，还伴随着转动，因而这些吸收带都是分子的转动-振动光谱带，它是由大量的转动结构的光谱线组成的。如果我们使用高分辨率的仪器来测量水蒸气和二氧化碳的吸收光谱，就会发现每个吸收带都是由许许多多的细微结构组成的。同

时，我们也看到，像二氧化碳这样的线型分子，其光谱线的间隔和强度分布都是有一定规律的，而水蒸气(弯曲型分子)的光谱线的间隔和强度分布是无规律的，并且许多谱线分不开，如图 6-9 所示。

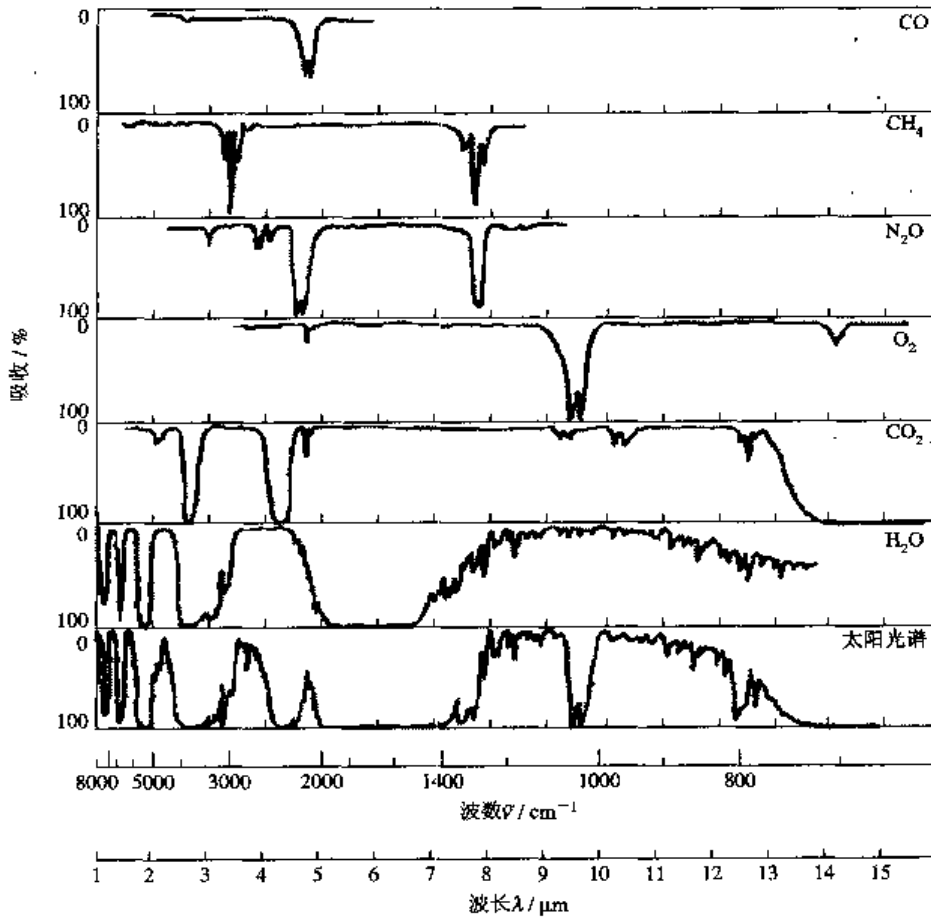


图 6-8 1~15 μm 红外辐射光谱

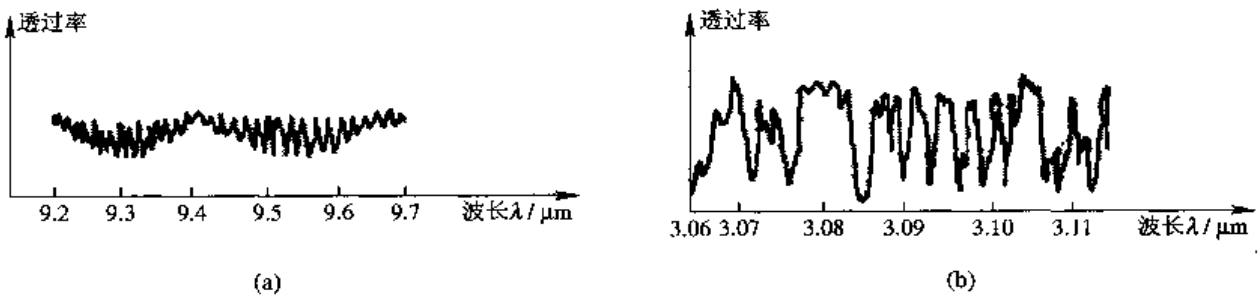


图 6-9 CO_2 和 H_2O 两个高分辨率吸收带

(a) CO_2 的吸收带；(b) H_2O 的吸收带

由上述图示可以看出，大气的红外吸收的特点是具有一些离散的吸收带，而每一吸收带内都是由大量的，而且有不同程度重叠的各种强度光谱线组成的。这些谱线重叠的程度与谱线的半宽度有直接关系，并且还和谱线的间隔有关系，当然与谱线的实际线型也是有关的。谱线的半宽度是与气压、温度等气象条件有关的。至于谱线的位置以及谱线的强度分布则与吸收分子的种类有关。

6.5.2 光谱线的展宽和线型

由量子力学可知,分子的红外光谱包括纯转动光谱带和转动-振动光谱带。而且分子的纯转动光谱带由一系列的转动光谱线组成;转动-振动光谱带则由一系列转动结构线组成。在理想情况下,每一条光谱线只具有一个确定的频率。也就是说,某一光谱轮廓只用一条没有宽度的几何线来表示。但在实际情况下,任何一条光谱线都不可能具有一个确定的频率,而是以某一频率为中心,按某一方式在一定频率范围内的连续分布。这样就使得实际的光谱线不可能用一条没有宽度的几何线来表示,而只能是一定宽度的光谱轮廓。

使光谱线具有一定宽度和形状的原因很多,这里着重讨论光谱线展宽的几种主要的物理原因,并给出不同展宽机理所产生的光谱线的线型和分布函数。

1. 光谱线的自然展宽

原子和分子系统,即使在没有任何外界因素的影响下,其吸收和发射光谱也具有一定的宽度,并称之为光谱线的自然展宽。

1) 自然展宽的物理起因

由量子力学可知,在原子(或分子)系统的能级 E_m 和 E_n 之间发生跃迁时,能产生一条光谱线,如图 6-10 所示。而且即使没有任何外场的影响,粒子也不可能一直停留在 E_m 能级上,因而有一定的几率向 E_n 能级跃迁,这种不受外场影响而自动发生的跃迁称为自发跃迁。设处于 E_m 能级上单位体积内的粒子数为 N_m ,在 dt 时间间隔内从 E_m 能级自发跃迁到 E_n 能级的粒子数为 dN_{mn} ,自发跃迁的几率 A_{mn} 为

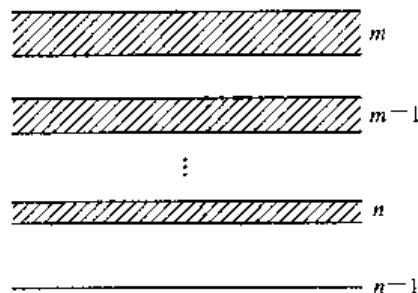


图 6-10 原子能级

$$A_{mn} = \left(\frac{dN_{mn}}{dt} \right) \frac{1}{N_m} \quad (6-34)$$

因为 E_m 能级以下可以有不止一个能级,从 E_m 向这些低能级均有大小不同的自发跃迁几率,所以在 dt 时间内,从 E_m 能级向所有各低能级自发跃迁的粒子总数为

$$-dN_m = - \sum_{n=1}^{m-1} dN_{mn} = - \sum_{n=1}^{m-1} A_{mn} N_m dt \quad (6-35)$$

其中负号表示 dN_m 是从 E_m 能级减少的粒子总数。由此式对时间积分,就可得到在 t 时刻能够存留在 E_m 能级上的粒子数为

$$N_m(t) = N_{m0} e^{-\left(\sum_{n=1}^{m-1} A_{mn} \right) t} \quad (6-36)$$

其中 N_{m0} 是 $t=0$ 时,在 E_m 能级上的粒子数。所以留在 E_m 上的粒子数是随时间作指数衰减的,这说明粒子在 E_m 能级上停留的时间不一样。我们能计算出粒子在能级 E_m 上的平均时间,即平均寿命 τ_m

$$\tau_m = \frac{1}{N_{m0}} \int_0^{\infty} N_m(t) dt = \frac{1}{\sum_{n=1}^{m-1} A_{mn}} \quad (6-37)$$

根据量子力学中的测不准关系, 如果分子或原子系统在能级 E_m 存留的平均寿命为 τ_m , 则该能级具有一个不准确的宽度 ΔE_m , 并且两者满足下列关系

$$\Delta E_m \tau_m = \frac{h}{2\pi} \quad (6-38)$$

此关系式表明, 如果分子处于低能级 E_l 的平均寿命为 τ_l , 则该能级应该有

$$\Delta E_l = \frac{h}{2\pi\tau_l} = \frac{h}{2\pi} \sum_{n=1}^{l-1} A_{ln} \quad (6-39)$$

的宽度。同理高能级 E_m 的宽度为

$$\Delta E_m = \frac{h}{2\pi\tau_m} = \frac{h}{2\pi} \sum_{n=1}^m A_{mn} \quad (6-40)$$

所以当分子从高能级 E_m 自发跃迁到低能级 E_l 时发射出的频率也有一个频带范围 $\Delta\nu$

$$\Delta\nu = \frac{\Delta E_m + \Delta E_l}{h} = \frac{1}{2\pi\tau_m} + \frac{1}{2\pi\tau_l} = \frac{1}{2\pi} \left[\sum_{n=1}^{m-1} A_{mn} + \sum_{n=1}^{l-1} A_{ln} \right] \quad (6-41)$$

这就表明, 即使在无外界因素影响下, 光谱线也自然地具有一定的宽度, 其大小由上式决定。

如果能级 E_l 表示分子的基态能级, 而 E_m 表示激发态能级, 则因为在热平衡条件下基态寿命足够长, 所以 ΔE_l 趋于零。从而得到光谱线的自然宽度为

$$\Delta\nu = \frac{\Delta E_m}{h} = \frac{1}{2\pi\tau_m} \quad (6-42)$$

由此得到结论: 光谱线的自然宽度完全由分子(或原子)在激发态的平均寿命或激发态的能级宽度所决定。如果激发态的平均寿命越小或激发态的能级越宽, 则所产生的光谱线的自然展宽的宽度也越宽, 反之亦然。如果跃迁是在两个不同的激发态之间进行的, 则所产生的光谱线的自然宽度由相应能级的宽度(或平均寿命)所决定, 见式(6-41)。一般来说, 激发态的平均寿命约为 10^{-8} s。所以光谱线的自然宽度约为几兆赫到几十兆赫的数量级。

2) 自然展宽的线型

经典电磁场理论认为, 原子和分子都可以看成带有等量异号电荷的电偶极子, 原子和分子的辐射可以看成是由于这些电偶极子阻尼振动的结果。由经典电磁场可知, 对于特征频率为 ν_0 的电偶极子, 在频率 ν 处, $d\nu$ 频率范围内所辐射的谱线强度为

$$I(\nu) d\nu = I_0 \frac{\gamma d\nu}{4\pi^2(\nu - \nu_0)^2 + \gamma^2/4} \quad (6-43)$$

其中 I_0 为总强度, γ 为阻尼系数。理论证明, 电偶极子衰减的阻尼系数 γ 与振子激发态平均寿命 τ 的关系为

$$\gamma = \frac{1}{\tau} \quad (6-44)$$

很明显, 光子由于自发发射而处于 $\nu \sim \nu + d\nu$ 频率间隔的几率 $P(\nu) d\nu$ 应由 $I(\nu) d\nu$ 对总强度 I_0 的比值来决定, 即

$$P(\nu) d\nu = \frac{I(\nu) d\nu}{I_0} = \frac{\gamma d\nu}{4\pi^2(\nu - \nu_0)^2 + \gamma^2/4} \quad (6-45)$$

对于 m 和 l 两个激发态能级之间的自发跃迁, 由于此两能级不确定的平均寿命 τ_m 和 τ_l (或者说阻尼系数 γ_m 和 γ_l) 不同, 我们可以写出自发辐射的光子处于 $\nu \sim \nu + d\nu$ 频率间隔的

几率可简化为

$$P(\nu) d\nu = \frac{\gamma_{ml} d\nu}{4\pi^2(\nu - \nu_{ml})^2 + \gamma_{ml}^2/4} \quad (6-46)$$

其中 $\gamma_{ml} = \gamma_m + \gamma_l$ 。

因为 $I(\nu) d\nu = P(\nu) d\nu I_0$ ，所以自发辐射在频率 ν 处，单位频率范围内的光谱强度 $I(\nu)$ 为

$$I(\nu) = I_0 \frac{\gamma_{ml}}{4\pi^2(\nu - \nu_{ml})^2 + \gamma_{ml}^2/4} \quad (6-47)$$

由此式可以得到如下结论：

(1) 原子或分子的自发辐射或吸收，并不具有一个确定的频率，其强度是在某中心频率 ν_{ml} 附近的一个频率范围内连续分布的。如果把光谱线强度 $I(\nu)$ 随频率的分布叫做谱线的线型函数，它可以表明光谱线强度随频率分布的外形轮廓，如图 6-11 所示。

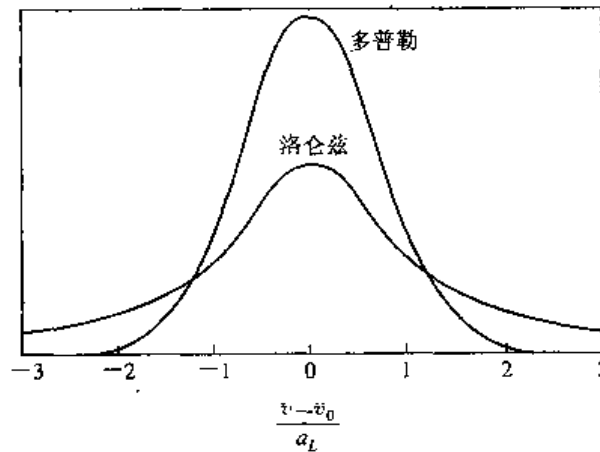


图 6-11 洛伦兹线型和多普勒线型

(2) 若令 $\nu = \nu_{ml}$ ，则光谱线有最大几率，或者说谱线的光谱强度有极大值

$$I(\nu_{ml}) = \frac{4I_0}{\gamma_{ml}} = \frac{4I_0}{\gamma_m + \gamma_l} \quad (6-48)$$

(3) 如果令 $\nu = \nu_{ml} \pm \gamma_{ml}/4\pi$ ，则由式(6-47)得到

$$I\left(\nu = \nu_{ml} \pm \frac{\gamma_{ml}}{4\pi}\right) = \frac{1}{2} \frac{4I_0}{\gamma_{ml}} = \frac{1}{2} I(\nu_{ml}) \quad (6-49)$$

此式说明， $\nu_{ml} \pm \gamma_{ml}/4\pi$ 对应于谱线强度下降到最大值一半时的频率。因而把 $\gamma_{ml}/4\pi$ 称作光谱线的半宽度，用 α 表示。由半宽度的定义及式(6-44)不难得到谱线半宽度与激发态平均寿命及电偶极子阻尼振荡的阻尼系数之间的关系为

$$\alpha = \frac{\gamma_{ml}}{4\pi} = \frac{\gamma_m + \gamma_l}{4\pi} = \frac{1}{4\pi\tau_m} + \frac{1}{4\pi\tau_l} \quad (6-50)$$

或者用谱线的宽度表示为

$$2\alpha = \Delta\nu = \frac{\gamma_{ml}}{2\pi} = \frac{1}{2\pi\tau_m} + \frac{1}{2\pi\tau_l} \quad (6-51)$$

这样，自发辐射的光谱强度 $I(\nu)$ 还可以用半宽度表示为

$$I(\nu) = \frac{I_0}{\pi} \frac{\alpha}{(\nu - \nu_{ml})^2 + \alpha^2} \quad (6-52)$$

(4) 谱线几率分布函数 $P(\nu)$ 可以写为

$$P(\nu) = \frac{1}{\pi} \frac{\alpha}{(\nu - \nu_{ml})^2 + \alpha^2} \quad (6-53)$$

同时, 可以证明 $P(\nu)$ 满足归一化条件, 即

$$\int_{-\infty}^{\infty} P(\nu) d\nu = 1$$

因此又经常把 $P(\nu)$ 称为归一化线型函数。因为这一函数形式是洛伦兹型的函数形式, 所以把自然展宽的谱线形状称为洛伦兹型。

(5) 由电动力学可知, 对于电偶极子的振荡, 其阻尼系数 γ 为

$$\gamma = \frac{e^2 \omega^2}{6\pi\epsilon_0 mc^3} \quad (6-54)$$

式中 m 为电子的质量, e 是电子电荷, c 为光速, ϵ_0 为真空电容率, ω 为圆频率。所以, 自然展宽的谱线宽度为

$$2\alpha = \frac{\gamma}{2\pi} = \frac{e^2 \nu^2}{3\epsilon_0 mc^3} \quad (6-55)$$

若将上式换成用波长表示, 即用波长表示的半宽度记为 α_λ , 则因为 $\lambda = c/\nu$, 故 $d\lambda = -c d\nu/\nu^2$ 。现令 $\alpha_\lambda = d\lambda$, $\alpha = d\nu$ 并取绝对值, 则有

$$2\alpha_\lambda = \frac{c}{\nu^2} 2\alpha = \frac{e^2}{3\epsilon_0 mc^2} = 1.2 \times 10^{-3} \text{ nm}$$

这就说明, 按波长标度时, 在整个光谱范围内, 自然展宽的宽度为一个与波长无关的常数, 其数量级约为 10^{-3} nm。显然, 在红外光谱中, 电偶极子的质量还是原子的质量, 其光谱线自然展宽的宽度比以上的计算值还要小。

2. 光谱线的碰撞展宽

由自然展宽的讨论中我们可以看到, 即使在无外界因素的影响下, 由于处于激发态上的粒子具有一定的平均寿命, 因而使得光谱线具有一定的自然展宽宽度 2α , 而且平均寿命越短, 2α 值越大。由此不难理解, 如果有某种外界因素的作用(如粒子间的相互碰撞作用), 促使激发态的衰变加快, 那么势必会使激发态的平均寿命进一步缩短, 从而将使光谱线的宽度进一步展宽。例如, 温度较高或密度较大的气体情况(也就是气体的压强较大), 由于气体粒子之间的相互碰撞, 将加速处于激发态粒子的衰变, 结果缩短了激发态的平均寿命, 使谱线进一步展宽。这种模式产生的光谱展宽叫做碰撞展宽, 也叫压力展宽。

由于在一定的压强下, 气体中的原子和分子不断的相互碰撞粒子将加速激发态粒子的衰变, 进一步产生谱线的增宽效应。在两次碰撞的时间间隔内, 粒子保持原来自发发射状态不变。因此, 仿照自然展宽的经典电磁理论, 仍然用一个偶极振子的衰减振动来描述, 并可求得谱线的强度为

$$I(\nu) = I_0 \frac{\gamma + 2/\bar{\tau}}{4\pi^2(\nu - \nu_0)^2 + (\gamma/2 + 1/\bar{\tau})^2} \quad (6-56)$$

其中 $\bar{\tau}$ 为平均碰撞时间。

若令 $\alpha = \gamma/4\pi$, $\alpha_L = 1/2\pi\bar{\tau}$, 则上式写为

$$I(\nu) = \frac{I_0}{\pi} \frac{\alpha + \alpha_L}{(\nu - \nu_0)^2 + (\alpha + \alpha_L)^2} = \frac{I_0}{\pi} \frac{\alpha'}{(\nu - \nu_0)^2 + \alpha'^2} \quad (6-57)$$

式中 $\alpha' = \alpha + \alpha_L$, 即为自然宽度的半宽度与碰撞展宽的半宽度之和。若只考虑碰撞展宽时上式为

$$I(\nu) = \frac{I_0}{\pi} \frac{\alpha_L}{(\nu - \nu_0)^2 + \alpha_L^2} \quad \text{或} \quad P(\nu) = \frac{1}{\pi} \frac{\alpha_L}{(\nu - \nu_0)^2 + \alpha_L^2} \quad (6-58)$$

仍为洛伦兹型函数形式。半宽度 α_L 除与发射辐射的粒子种类、跃迁能级及气体的绝对温度等因素有关外, 还与周围粒子的种类及气体的压强有关。

1) 异类粒子碰撞引起的谱线宽度

设发射辐射的粒子质量为 m_1 , 有效粒子半径为 ρ_1 , 周围气体的粒子质量为 m_2 , 有效半径为 ρ_2 , 这种异类粒子碰撞可以看成折合质量 $M = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$ 的粒子之间的碰撞, 这时的有效直径 $\rho = \rho_1 + \rho_2$ 。则大量折合质量为 M 的粒子的速度服从麦氏分布, 其平均速度 \bar{v} 为

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{4K_B T}{\pi M}} \quad (6-59)$$

当周围气体分子的压强为 p 时, 则两粒子碰撞的平均自由程为

$$\bar{l} = \frac{K_B T}{\sqrt{2} \pi (\rho_1 + \rho_2)^2 p} \quad (6-60)$$

根据平均碰撞寿命

$$\bar{\tau} = \frac{\bar{l}}{\bar{v}} \quad (6-61)$$

则由碰撞引起的谱线宽度 $2\alpha_L$ 为

$$2\alpha_L = \frac{1}{\pi \bar{\tau}} = \frac{\bar{v}}{\pi \bar{l}} = \sqrt{\frac{8}{\pi K_B T M}} (\rho_1 + \rho_2)^2 p \quad (6-62)$$

2) 同类粒子碰撞所引起的谱线宽度

因为 $m_1 = m_2 = m$, $\rho_1 = \rho_2 = \rho$, 所以由式(6-62)可得

$$2\alpha_L = \sqrt{\frac{8}{\pi K_B T M}} (2\rho)^2 p = \frac{8\sqrt{2}}{\sqrt{\pi K_B T M}} \rho^2 p \quad (6-63)$$

由式(6-62)和式(6-63)可以看出, 由于碰撞所引起的谱线宽度, 均与周围气体的压强成正比, 因此又把这种展宽称为压力展宽。

3) 异类和同类粒子碰撞引起的谱线展宽

对于既有异类气体粒子的碰撞, 又有同类气体粒子的碰撞, 谱线的半宽度不能简单地用式(6-62)和式(6-63)来表示。通常采用下列经验公式

$$\alpha_L = \alpha_{L0} \left(\frac{p}{p_0} \right) \left(\frac{T_0}{T} \right)^n \quad (6-64)$$

其中 α_{L0} 是在参考状态 p_0 、 T_0 时的谱线半宽度, α_L 是在状态 p 和 T 时的半宽度, n 是一个经验常数。对于大气中的氮-水蒸气碰撞, $n=0.62$; 在其他情况下, 一般取 $n=1/2$ 。这里压强 p 和 p_0 都是指有效压强, 它和气体的全压强不同。因为同类分子的碰撞比异类分子的碰撞的贡献要大些, 所以对大气中的二氧化碳, 有效压强 p 为全压强加上 0.3 二氧化碳的压强。

这里以一氧化碳和氮分子的碰撞为例, 求出一氧化碳在 $4.8 \mu\text{m}$ 处谱线的碰撞展宽宽度。设 $T = 300 \text{ K}$, $p = 1 \text{ atm}$, 一氧化碳和氮的分子量为 28。一氧化碳的半径为 $\rho_1 = 1.128 \times 10^{-10} \text{ m}$, 氮的半径为 $\rho_2 = 1.094 \times 10^{-10} \text{ m}$ 。当用克分子数(即一摩尔的质量数)代替分子质量时, 则式(6-62)可改为

$$2\alpha_L = \sqrt{\frac{8}{\pi K_B T M}} (\rho_1 + \rho_2)^2 p = \sqrt{\frac{8}{\pi R}} N_0 (\rho_1 + \rho_2)^2 \frac{p}{\sqrt{TM}} \quad (6-65)$$

式中 N_0 为阿佛伽德罗常数。若用波长表示谱线宽度时, 因为 $\lambda\nu = c$, $d\lambda = -\frac{c}{\nu^2} d\nu = -\frac{\lambda^2}{c} d\nu$, 在这里只考虑大小, 所以取绝对值, 则谱线的压力宽度为

$$2\alpha_{\lambda L} = \frac{\lambda^2}{c} \cdot 2\alpha_L = \frac{\lambda^2}{c} \cdot \sqrt{\frac{8}{\pi R}} N_0 (\rho_1 + \rho_2)^2 \frac{p}{\sqrt{TM}} \quad (6-66)$$

注意: 利用此式时, p 用毫帕, M 用分子量, λ 用 μm , ρ 用 cm 。因此, 在 $T = 300 \text{ K}$, $p = 1 \text{ atm}$, 一氧化碳和氮分子碰撞时, 一氧化碳在 $4.8 \mu\text{m}$ 处的压力展宽宽度 $2\alpha_{\lambda L}$ 约为 $2 \times 10^{-1} \text{ nm}$, 可见它比自然展宽的宽度还要宽得多。

3. 光谱线的多普勒展宽

在讨论光谱线的自然宽度时, 实际上假设辐射的发射体(原子或分子)相对于接收装置是静止的。如果接收装置相对于发射体是运动的, 则观测到的谱线还要宽, 并把它称为多普勒展宽。

由于辐射粒子(原子或分子)的热运动, 有的粒子是朝着接收器运动的, 有的粒子是背离接收器运动的, 因此, 观测到的光谱线就不可能具有一个频率 ν_0 , 而是以 ν_0 为中心, 在一定频率范围内的分布, 这就是多普勒展宽的物理起因。

根据多普勒效应, 并利用热平衡状态下气体分子运动速度的麦克斯韦分布规律, 可以求出运动分子在 $\nu \sim \nu + d\nu$ 间隔内发射的辐射能为

$$dQ(\nu) = hcN_0 \sqrt{\frac{m}{2\pi K_B T}} \exp\left[-\frac{m}{2K_B T} \frac{c^2}{\nu_0^2} (\nu - \nu_0)^2\right] d\nu \quad (6-67)$$

其中 N_0 为单位体积中质量为 m 的分子数。上式中与频率有关的部分就是线型函数, 即

$$I(\nu) = I_{\max} \exp\left[-\frac{m}{2K_B T} \frac{c^2}{\nu_0^2} (\nu - \nu_0)^2\right] \quad (6-68)$$

式中 $I_{\max} = hcN_0 \sqrt{\frac{m}{2\pi K_B T}}$ 为一常数。由式(6-68)不难得到:

(1) 当 $\nu = \nu_0$ 时, 得到 $I(\nu) = I_{\max}$, 它就是线型函数 $I(\nu)$ 的极大值。

(2) 如果令 α_D 表示谱线多普勒展宽的半宽度, 则根据定义, 当 $\nu = \nu_0 \pm \alpha_D$ 时, 代入式(6-68)得到

$$I(\nu = \nu_0 \pm \alpha_D) = \frac{1}{2} I_{\max} = I_{\max} \exp\left(-\frac{m}{2K_B T} \frac{c^2}{\nu_0^2} \alpha_D^2\right) \quad (6-69)$$

两边取对数, 可得到多普勒展宽谱线的半宽度为

$$\alpha_D = \frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2K_B T \ln 2}{m}} \quad (6-70)$$

由此式可见，温度升高，则半宽度增大。于是，可以把多普勒线型函数 $I(\nu)$ 改写成

$$I(\nu) = I_{\max} \exp\left[-\frac{\ln 2}{\alpha_D^2}(\nu - \nu_0)^2\right] \quad (6-71)$$

(3) 谱线的总强度 I_0 为

$$I_0 = \int_{-\infty}^{\infty} I(\nu) d\nu = I_{\max} \alpha_D \sqrt{\frac{\pi}{\ln 2}} \quad (6-72)$$

由此得到线形函数的极大值为

$$I_{\max} = \frac{I_0}{\alpha_D} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \quad (6-73)$$

其物理意义是：一个给定辐射源，不论谱线的宽度如何，其强度 I_0 是不变的，因此 α_D 和 I_{\max} 成反比，即谱线越宽，其极大值越小。

(4) 谱线的线型。

将式(6-73)代入式(6-68)中，则得到多普勒线型函数为

$$I(\nu) = \frac{I_0}{\alpha_D} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \exp\left[-\frac{\ln 2}{\alpha_D^2}(\nu - \nu_0)^2\right] \quad (6-74)$$

为了比较起见，我们可以引入归一化的多普勒函数

$$P_D(\nu) = \frac{I(\nu)}{I_0} \quad (6-75)$$

得到

$$P_D(\nu) = \frac{1}{\alpha_D} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \exp\left[-\frac{\ln 2}{\alpha_D^2}(\nu - \nu_0)^2\right] \quad (6-76)$$

式(6-76)满足归一条件化。

由于 $P_D(\nu)$ 是高斯误差曲线的形式，因此又把多普勒展宽的线型函数 $I(\nu)$ 称为高斯型函数，见图 6-11。

(5) 多普勒展宽举例。

由于

$$\alpha_D = \frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2K_B T \ln 2}{m}} \quad (6-77)$$

为了计算方便，分子质量 m 用克分子量 M 代替，并利用 $M = mN_0$ ，其中 N_0 是阿佛伽德罗常数，普适常数 $R = K_B N_0$ ，则

$$\alpha_D = \frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2RT \ln 2}{M}} \approx 3.58 \times 10^{-7} \sqrt{\frac{T}{M}} \nu_0 \quad (6-78)$$

若令 $\alpha_{D\lambda}$ 代表用波长表示的谱线半宽度，则

$$2\alpha_{D\lambda} = \frac{c}{\nu^2} \cdot 2\alpha_D = 7.17 \times 10^{-7} \sqrt{\frac{T}{M}} \cdot \lambda_0 \quad (6-79)$$

对于 $T = 300 \text{ K}$ ， $M = 20$ 的氖原子，在波长为 600 nm 谱线处的多普勒宽度为 $1.66 \times 10^{-1} \text{ nm}$ ，由此可见多普勒展宽的宽度比自然宽度约大两个数量级左右。而且，一般来说，分子量 M 越小，温度越高，其多普勒宽度 α_D 也就越大。

由以上讨论可知：自然展宽的宽度很小，约 10^{-3} nm，所以一般可以忽略。在大气中，海拔高度较低处，气压高，所以一般以碰撞展宽为主；而在海拔高度较高的地方，气压低，所以一般以多普勒展宽为主；在同温层以下，一定压强的范围内，此两种展宽都应考虑。对于碰撞展宽和多普勒展宽，它们的宽度都随着温度的增加而变化，所以有时也通称为温度展宽。

4. 碰撞展宽和多普勒展宽的叠加

当海拔高度为中等高度时，应同时考虑碰撞展宽和多普勒展宽对光谱线展宽的影响，现在来讨论这两种效应的叠加。

如果不考虑多普勒增宽时，在频率 $\nu' \sim \nu' + d\nu'$ 范围内出现谱线的几率为

$$P_L(\nu') d\nu' = \frac{1}{\pi} \frac{1}{(\nu' - \nu_0)^2 + \alpha_L^2} d\nu' \quad (6-80)$$

当把 ν' 看作为新的中心频率，由多普勒展宽使它移到 $\nu \sim \nu + d\nu$ 范围的几率为

$$P_D(\nu) d\nu = \frac{1}{\alpha_D} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \exp\left[-\frac{\ln 2}{\alpha_D^2}(\nu - \nu')^2\right] d\nu \quad (6-81)$$

现在考虑两种展宽效应同时存在时谱线的几率。根据几率的关系，应有

$$P_L(\nu') d\nu' \cdot P_D(\nu) d\nu = \frac{\alpha_L}{\pi[(\nu' - \nu_0)^2 + \alpha_L^2]} \frac{1}{\alpha_D} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \exp\left[-\frac{\ln 2}{\alpha_D^2}(\nu - \nu')^2\right] d\nu' d\nu \quad (6-82)$$

所以出现在 $\nu \sim \nu + d\nu$ 范围内谱线的几率为

$$P(\nu) d\nu = \left[\int_{-\infty}^{\infty} P_L(\nu') \cdot P_D(\nu) d\nu' \right] d\nu \quad (6-83)$$

其中

$$\begin{aligned} P(\nu) &= \int_{-\infty}^{\infty} P_L(\nu') \cdot P_D(\nu) d\nu' \\ &= \frac{\sqrt{\ln 2}}{\pi^{3/2}} \frac{\alpha}{\alpha_D} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-y^2}}{a^2 + (\zeta - y)^2} dy \end{aligned} \quad (6-84)$$

式中

$$y = \frac{\sqrt{\ln 2}}{\alpha_D}(\nu - \nu'), \quad \alpha = \frac{\sqrt{\ln 2}}{\alpha_D} \alpha_L, \quad \zeta = \frac{\sqrt{\ln 2}}{\alpha_D}(\nu_0 - \nu), \quad dy = \frac{\sqrt{\ln 2}}{\alpha_D} d\nu'$$

这就是碰撞展宽和多普勒展宽效应同时存在时谱线的线型函数，也称为混合洛伦兹-多普勒线型函数。此函数也满足归一化条件。

5. 谱线的线型函数与辐射吸收截面

前面从发射的角度讨论了光谱线的轮廓，得知谱线不是单一频率的几何线，而是在一定频率间隔内的分布，其光谱分布的几率函数称为线型函数，它描述了光谱线的轮廓。量子电动力学进一步还可证明，吸收和发射谱线的几率分布函数是一致的。下面我们从吸收角度讨论线型函数与辐射吸收截面(或吸收系数)之间的关系。

由朗伯-比耳定律可知，频率为 ν 的辐射，经 R 厚度气体后的光谱透射率为 $\tau(x, \nu)$

$$\tau(x, \nu) = \exp\left[-\int_0^R a'(x, \nu) \rho(x) dx\right] \quad (6-85)$$

式中 $\rho(x)$ 为 x 处吸收分子的浓度, 单位为 cm^{-3} , $a'(x, \nu)$ 称为吸收截面, 它有面积的量纲。这里的 $a'(x, \nu)$ 是单一频率的吸收截面, 但由于吸收谱线不是一条几何线, 而是具有一定的宽度, 在此频率间隔内, 谱线的分布函数是频率的连续函数。显然, 吸收截面 $a'(x, \nu)$ 应与吸收谱线的几率分布函数成比例。而在此频率间隔内的总的吸收截面(或吸收系数), 称为积分吸收截面(或积分吸收系数), 其定义为

$$S = \int_{-\infty}^{\infty} a'(x, \nu) d\nu \quad (6-86)$$

它表示对中心频率为 ν_0 的光谱吸收截面在有效带宽 $\Delta\nu$ 内的积分, 其单位为 cm^2/s 。

由于光谱吸收截面 $a'(x, \nu)$ 与吸收谱线的几率分布函数成正比, 所以有

$$a'(x, \nu) d\nu = AP(\nu) d\nu \quad (6-87)$$

式中 $P(\nu)$ 为吸收谱线的线型函数(即几率分布函数), A 为比例常数, 对式(6-87)两边取积分有

$$S = \int_{-\infty}^{\infty} a'(x, \nu) d\nu = A \int_{-\infty}^{\infty} P(\nu) d\nu \quad (6-88)$$

因为几率分布函数是归一化的, 所以有

$$\int_{-\infty}^{\infty} P(\nu) d\nu = 1 \quad (6-89)$$

则 $A=S$, 将此结果代入式(6-87), 就可得到

$$a'(x, \nu) = SP(\nu) \quad (6-90)$$

所以光谱吸收截面可以表示成积分吸收截面与线型函数的乘积。

6.5.3 分子的单线吸收

计算大气分子吸收的方法之一是对吸收谱线逐线计算。用这种方法计算大气分子的吸收需要知道吸收谱线的位置、线强度和半宽度等参数。

1. 分子单线吸收的普遍方程式

为了求得大气中某种吸收组分在 $\Delta\nu$ 波段范围内, 经过 R 路程后的光谱透射率, 其考虑思路是: 若 $\Delta\nu$ 波段内有 N 条光谱线, 首先求得单个谱线的平均透射率, 然后将 N 个单个谱线的平均透射率相乘, 就可得到此种吸收组分在 $\Delta\nu$ 波段范围内的平均透射率。

由式(6-85)可知, 在给定频率间隔内的平均透射率为

$$\bar{\tau}(x) = \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\Delta\nu} \left\{ \exp \left[- \int_0^R a'(x, \nu) \rho(x) dx \right] \right\} d\nu \quad (6-91)$$

所以, 在频率间隔 $\Delta\nu$ 内的平均吸收率为

$$\bar{A} = 1 - \bar{\tau} = 1 - \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\Delta\nu} \left\{ \exp \left[- \int_0^R a'(x, \nu) \rho(x) dx \right] \right\} d\nu \quad (6-92)$$

由方程(6-92)可知, 平均吸收率的函数形式, 除了与路程长度 R 及吸收气体分子的密度 $\rho(x)$ 有关外, 还与光谱间隔 $\Delta\nu$ 及在此光谱间隔内的分子吸收截面 $a'(x, \nu)$ 有关。在分子的单线吸收处理中, 规定在 $\Delta\nu$ 间隔内只包含一条光谱线。而由式(6-90)可知, 分子吸收截面 $a'(x, \nu)$ 为积分吸收截面 S 和光谱线的线型函数 $P(\nu)$ 之积, 因而与吸收气体所处的气象条件(压强和温度)有关。

常遇到的分子吸收截面，其函数形式有洛伦兹型、多普勒型和混合洛伦兹-多普勒型三种。这三种函数形式的分子吸收截面，如果满足各自的近似条件，就能分别表达不同的谱线形状。因此，只要我们把适当的 $a'(x, \nu)$ 的近似函数形式代入到式(6-92)，就可以得到相应的一条谱线的吸收率。

如果光谱间隔 $\Delta\nu$ 中包含有 N 条光谱线，则应将每条谱线的平均透射率相乘，再求吸收率，即

$$\bar{A} \cdot \Delta\nu = \int_{\Delta\nu} \left\{ 1 - \exp \left[- \sum_{i=1}^N \int_0^R a'_i(x, \nu) \rho(x) dx \right] \right\} d\nu \quad (6-93)$$

式中 $a'_i(x, \nu)$ 是第 i 条谱线的分子吸收截面。要完成这个计算，就必须知道：

- (1) 每条谱线的线型；
- (2) 每条谱线的中心频率；
- (3) 每条谱线的强度和半宽度，以及它们随压强和温度的变化；
- (4) 路程上每一点的吸收分子的密度及气象条件。

以上四条是对式(6-93)进行严格计算的条件。实际上现在只是对水蒸气的 $2.7 \mu\text{m}$ 带及二氧化碳的 $15 \mu\text{m}$ 带的谱线参数(强度及半宽度)是精确知道的，对其他带或其他分子并不精确知道。因此一般不能严格计算，而且严格计算的工作量很大。但是严格计算时，由于能将 $\Delta\nu$ 取得很小，故能得到高分辨率的结果。

2. 具有洛伦兹型的单线吸收

我们假设，一种吸收气体在均匀路程 x 上只有一条洛伦兹型的谱线产生吸收。于是可将式(6-53)或式(6-58)代入到 τ 中，有

$$\tau = \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\nu_0 - \frac{\Delta\nu}{2}}^{\nu_0 + \frac{\Delta\nu}{2}} \exp \left[- \int_0^R \left(\frac{S}{\pi} \cdot \frac{\alpha_L}{(\nu - \nu_0)^2 + \alpha_L^2} \right) \rho(x) dx \right] d\nu \quad (6-94)$$

其中 S 为积分吸收截面。令光程 u 为

$$u = \int_0^R \rho(x) dx = \rho R \quad (6-95)$$

则 τ 变为

$$\bar{\tau} = \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\nu_0 - \frac{\Delta\nu}{2}}^{\nu_0 + \frac{\Delta\nu}{2}} \exp \left[- \frac{S}{\pi} \cdot \frac{\alpha_L u}{(\nu - \nu_0)^2 + \alpha_L^2} \right] d\nu \quad (6-96)$$

令 $(\nu - \nu_0)/\alpha_L = \tan\theta$ ，则 $d\nu = \alpha_L \sec^2\theta d\theta$ ，代入上式，并利用被积函数是偶函数的性质，可以得到

$$\bar{\tau} = 1 - \frac{4Su}{\pi\Delta\nu} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \exp \left[- \frac{Su}{\pi\alpha_L} \cos^2\theta \right] \sin^2\theta d\theta \quad (6-97)$$

则平均吸收率为

$$\bar{A} = 1 - \bar{\tau} = \frac{4Su}{\pi\Delta\nu} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \exp \left[- \frac{Su}{\pi\alpha_L} \cos^2\theta \right] \sin^2\theta d\theta \quad (6-98)$$

利用第一类变态贝塞尔函数的积分式

$$I_n(z) = \frac{(-1)^n}{\pi} \int_0^\pi \exp(-z \cos\theta) \cos n\theta d\theta \quad (6-99)$$

及第一类贝塞尔函数与第一类变态贝塞尔函数的关系式

$$I_n(z) = J^{-n}[J^n(jz)] \quad (6-100)$$

可将平均吸收率 \bar{A} 化为

$$\bar{A} = \frac{Su}{\Delta\nu} \exp\left(-\frac{Su}{2\pi\alpha_L}\right) \left\{ J_0\left(\frac{jSu}{2\pi\alpha_L}\right) - jJ_1\left(\frac{jSu}{2\pi\alpha_L}\right) \right\} \quad (6-101)$$

令 $\phi = Su/2\pi\alpha_L$ 则得到

$$\bar{A} \cdot \Delta\nu = 2\pi\alpha_L\phi \exp(-\phi) [J_0(j\phi) - jJ_1(j\phi)] \quad (6-102)$$

这就是洛伦兹单线吸收率的精确表达式。其中 $J_0(j\phi)$, $J_1(j\phi)$ 为零阶和一阶虚宗量贝塞尔函数, 它们的值可以从特殊函数表查出。

根据式(6-102), 可以将吸收率与频率的关系做图, 如图 6-12 所示, 图中给出了不同程长的吸收曲线。对于 R_1 , 吸收很少, 称为弱线吸收。而对于 R_3 , 在中心频率 ν_0 以及两旁 $2\alpha_L$ 范围内已完全吸收, 此时再增加程长, 只是增加谱线两翼的吸收, 这时称其为强线吸收。

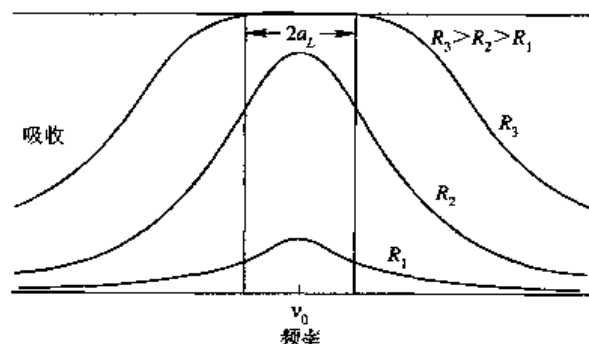


图 6-12 不同路径的洛伦兹单线吸收随频率的变化关系

(1) 弱线近似: 当 $\phi \ll 1$ 或 $Su = S\rho R \ll 2\pi\alpha_L$ 时, 说明路程 R 很小, 或者吸收体密度 ρ 很小, 或者 α_L 很大, 亦即压强很大, 则

$$J_0(j\phi) \rightarrow 1, J_1(j\phi) \rightarrow 0$$

则有

$$\bar{A} \cdot \Delta\nu = 2\pi\alpha_L\phi = Su \quad (6-103)$$

(2) 强线近似: 当 $\phi \gg 1$ 或 $Su = S\rho R \gg 2\pi\alpha_L$ 时, 说明路程 R 很大, 或者吸收体密度 ρ 很大, 或者 α_L 很小, 亦即压强很小。因此在围绕谱线中心几个半宽度的频率区域内已完全吸收, 只有谱线两翼的吸收还随光程变化。利用

$$\lim_{\phi \rightarrow \infty} J_n(j\phi) = \frac{j^n \exp(\phi)}{\sqrt{2\pi\phi}} \quad (6-104)$$

可以得到

$$\bar{A} \cdot \Delta\nu = 2 \sqrt{Su\alpha_L} \quad (6-105)$$

在强线近似时, 吸收率与谱线的光学程长、谱线的强度及谱线的半宽度三者乘积的平方根成正比例。

3. 具有多普勒型的单线吸收

如果采用多普勒线型, 将多普勒线型的表示式(6-76)代入平均吸收率的表示式(6-92)可得, 在弱线近似时

$$\bar{A} \cdot \Delta\nu = Su \quad (6-106)$$

这与洛伦兹线型的吸收率一样, 与线强度和吸收体总量成正比。

在强线近似时

$$\bar{A} \cdot \Delta\nu = 2\alpha_D \sqrt{\frac{\ln\phi_D}{\ln 2}} \quad (6-107)$$

式中

$$\psi_D = \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \frac{S u}{\alpha_D} \quad (6-108)$$

4. 具有洛伦兹-多普勒混合型的单线吸收

如果采用洛伦兹-多普勒混合线型，在弱线近似时，吸收率的表达式和式(6-106)一样。在强线近似时，吸收率为

$$\bar{A} \cdot \Delta\nu = 2 \sqrt{S \alpha_L u} \left[1 + \frac{3}{8} \left(1 - \frac{2}{3} \gamma^2 \right) \frac{\pi \alpha_D^2}{S \alpha_L u \ln 2} + \dots \right] \quad (6-109)$$

式中的 γ 为

$$\gamma = \frac{\alpha_L}{\alpha_D} \sqrt{\ln 2} \quad (6-110)$$

正如前面讲过的，要按上面所说的方法逐线计算透过率，必须知道每条谱线的中心频率、谱线的强度和半宽度，以及它们随压强和温度的变化等参数。然而要准确地知道这些参数是很困难的，同时这种严格计算的工作量极大。故而除了要求很精确地计算吸收而采用逐线计算法外，一般都采用下面所介绍的谱带模型法来计算吸收。

6.5.4 分子的带吸收模型

当一个吸收带中的光谱线没有明显的重叠时，一族光谱线的吸收率可以用上面所讨论的单线吸收法计算各条谱线的贡献，并对所有谱线求和。然而，在许多实际感兴趣的情况下，光谱线有明显的重叠，在计算吸收率时，必须考虑到这种效应。而且，当谱线重叠时，吸收率总是小于同样数目相互孤立谱线所预期的结果。

光谱线出现重叠的带吸收率，依赖于谱线之间的相对间隔的细节和强度变化。因为作为频率的函数来讲，带吸收率的变化是很迅速的，所以，其计算非常困难。而在许多应用中并不要求高精度地确定光谱吸收率。因此通常情况下，在对光谱分辨率要求不高的场合，计算大气的吸收或透射时，往往采用近似的方法进行简化。这种近似的简化方法，就是采用一定的带模型来代表实际带的吸收。而每一种带模型都假设在一个光谱带中，谱线的位置和强度按一种能够用简单的数学公式表示的方式进行分布。常用的带模型有如以下几种：爱尔撒司(Elasser)模型、统计模型、随机模型和准随机模型四种。图 6-13 给出了几种谱带模型的线型和位置分布图。

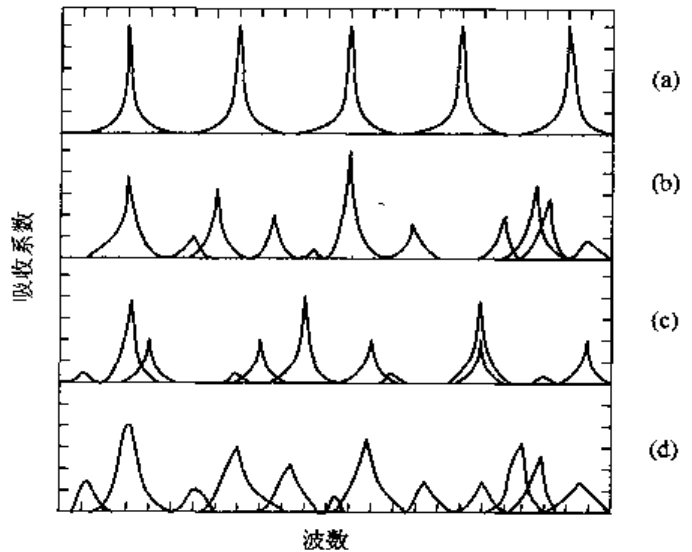


图 6-13 波带模型图
 (a) 爱尔撒司模型；(b) 统计模型；
 (c) 随机模型；(d) 准随机模型

1. 爱尔撒司模型

爱尔撒司模型亦称规则模型。爱尔撒司模型假设光谱带是由同等强度、同等光谱间隔和同等半宽度的光谱线组成的。对于二氧化碳、一氧化二氮、一氧化氮等线型分子，其谱带是由比较规则的谱线组成的，一般用爱尔撒司模型处理。

根据爱尔撒司模型的基本假设，进一步设想在某一光谱间隔 $\Delta\nu$ 内，有一条具有洛伦兹线型的谱线周期性地出现，就不难得到爱尔撒司带的吸收截面为

$$a'(\nu) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{S}{\pi} \cdot \frac{\alpha_L}{(\nu - nd)^2 + \alpha_L^2} \quad (6-111)$$

式中 d 为相邻谱线之间的光谱间隔， n 为整数，若选定某条光谱线为 $n=0$ 的谱线，则第 n 条谱线的中心频率(或波数)就是 nd 。若引入新的参数

$$\beta = \frac{2\pi\alpha_L}{d}, \quad x = \frac{2\pi\nu}{d} \quad (6-112)$$

则上式中无穷级数的和可用下列解析函数形式表示

$$a'(\nu) = \frac{S}{d} \cdot \frac{\text{sh}\beta}{\text{ch}\beta - \cos x} \quad (6-113)$$

因为爱尔撒司带是周期性重复的，所以在整个光谱间隔 $\Delta\nu$ 内每变化一个间隔 d ，则参数 x 变化 2π 。所以由式(6-111)和式(6-112)不难得到间隔 $\Delta\nu$ 内的平均透射比为

$$\begin{aligned} \bar{\tau} &= \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\Delta\nu} \left\{ \exp \left[- \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_0^R \frac{S}{\pi} \cdot \frac{\alpha_L}{(\nu - nd)^2 + \alpha_L^2} \cdot \rho(x) dx \right] \right\} d\nu \\ &= \frac{1}{\Delta\nu} \int_{-\Delta\nu/2}^{\Delta\nu/2} \exp[-a'(\nu) \cdot u] d\nu \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \exp[-a'(\nu) \cdot u] d\nu \end{aligned} \quad (6-114)$$

式中 u 为光程

$$u = \int_0^R \rho(x) dx \quad (6-115)$$

若把式(6-114)对光程 u 求导，可得

$$\frac{d\bar{\tau}}{du} = - \left(\frac{S}{d} \right) \exp(-z \text{ch}\beta) I_0(z) \quad (6-116)$$

式中 $z = \beta\phi/\text{sh}\beta$ ， $\phi = Su/2\pi\alpha_L$ ， $I_0(z)$ 为零阶虚宗量贝塞尔函数。显然 $u \rightarrow \infty$ 时，平均透射率 $\bar{\tau} \rightarrow 0$ 。因此对式(6-116)的积分为

$$\begin{aligned} \bar{\tau} &= \int_{\infty}^0 \exp(-z \text{ch}\beta) I_0(z) \left(- \frac{S}{d} \right) du \\ &= \text{sh}\beta \int_z^{\infty} \exp(-z \text{ch}\beta) I_0(z) dz \end{aligned} \quad (6-117)$$

在 $\Delta\nu$ 间隔中平均吸收率为 $\bar{A} = 1 - \bar{\tau}$ ，故

$$\bar{A} = \text{sh}\beta \int_0^{\infty} \exp(-z \text{ch}\beta) I_0(z) dz \quad (6-118)$$

此式叫爱尔撒司吸收函数，它依赖于两个参量 β 和 z 。

对于四个 β 值，根据式(6-118)计算的结果，画成吸收率对 $\beta\phi$ 的曲线图，示于图

6-14 中。从图可见，当 $\beta \geq 1$ 时，曲线基本上重叠在一起了。由此，对于 $\beta \geq 1$ 的情况，可用下面的表达式来近似方程(6-118)：

$$\bar{A} = 1 - \exp(-\beta\psi) \quad (6-119)$$

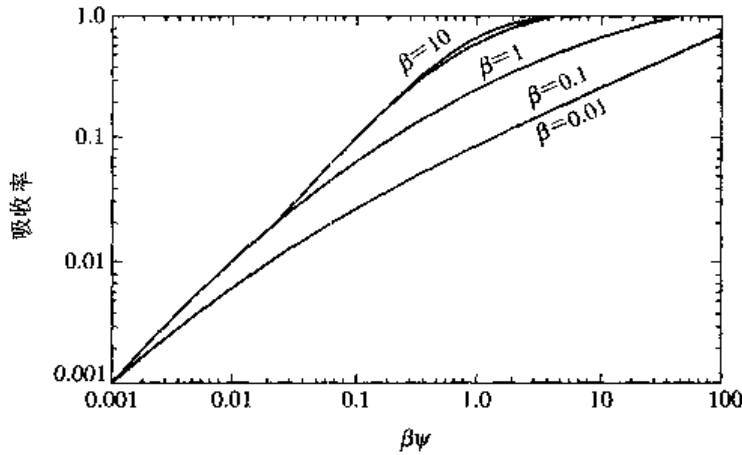


图 6-14 吸收率随 $\beta\psi$ 的变化(据爱尔撒司模型)

式(6-118)给出的积分是很难进行严格计算的，但是在下列极限条件下，可以得到有用的近似表达式。

1) 弱线近似

在高度较低的大气中，由于压强较大，谱线严重交叠，谱线结构本身不明显，也就是说，谱线的半宽度 α_L 比线间距 d 要大。此时 $\beta \geq 1$ ，式(6-118)可以用下式近似：

$$\bar{A} = 1 - \exp(-\beta\psi)$$

式中， $\psi = Su/2\pi\alpha_L$ ， β 见式(6-112)。实际上，这种弱线近似的适用范围可分为两种情况：

(1) $\beta\psi \ll 1$ 。由于 $\psi = Su/2\pi\alpha_L = S\rho R/2\pi\alpha_L$ ，因此， ψ 小则表明 R 小或 α_L 大，此时路程短或气压高，因而方程(6-119)可简化为

$$\begin{aligned} \bar{A} &= 1 - \exp(-\beta\psi) \\ &\approx \beta\psi = \frac{Su}{d} \end{aligned} \quad (6-120)$$

在满足上述 ψ 和 β 值时，谱线不重叠，而且吸收比随光程及谱线强度而线性增加。同样，由于 $\beta = 2\pi\alpha_L/d$ ，因此，当要求 β 小，即 d 大时，谱线不重叠。

(2) ψ 为任何值， $\beta > 1$ 。这个条件表明谱线重叠十分严重。

2) 强线近似

在高度较高的大气中，气压较低，谱线重叠不严重，半宽度较窄， β 较小。若路程较长则 u 较大， ψ 也较大，这时在谱线中心吸收已完成。对于小的 β 、大的 ψ ，式(6-118)可用下式近似

$$\bar{A} = \operatorname{erf}\left[\frac{1}{2}\beta^2\psi\right]^{1/2} \quad (6-121)$$

式中 $\operatorname{erf}(x)$ 为误差函数，其数学形式为

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-x^2) dx$$

误差函数可以查表得到。

如果将方程(6-118)的吸收比作为 $\beta^2\psi$ 的函数画成图, 可以看出对不同 β 值有不同的曲线(见图 6-15)。当 $\beta \leq 0.01$ 时作出的曲线与强线近似的方程(6-121)画出的曲线(即图 6-15 中最上面一条曲线)对比, 在 $\beta^2\psi > 0.003$ 时, 两条曲线基本重合。当 β 值不同时, 从图中也可以得出式(6-121)能近似成式(6-118)的 $\beta^2\psi$ 值的范围。

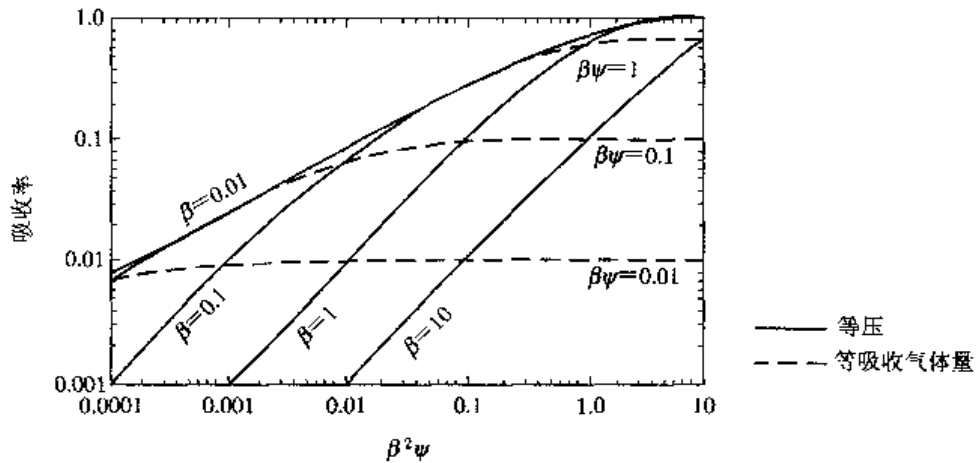


图 6-15 吸收率对 $\beta^2\psi$ 的函数关系

3) 无重叠近似

前面提到的弱线和强线近似假设中, 对谱线是否重叠无要求。当谱线无重叠时, 即小的 u 值和小的 β 值, 这时相当于短传输距离和大的高度条件, 式(6-118)可简化为

$$\bar{A} = \beta\psi \exp(-\psi) [I_0(\psi) + I_1(\psi)] \quad (6-122)$$

如果将式(6-118)的 \bar{A} 除以 β 值, 并把作为 ψ 的函数画成曲线(见图 6-16), 从图可见, 当 $\beta \leq 0.01$ 时, 爱尔撒司模型的函数曲线与方程(6-122)的曲线已重合。

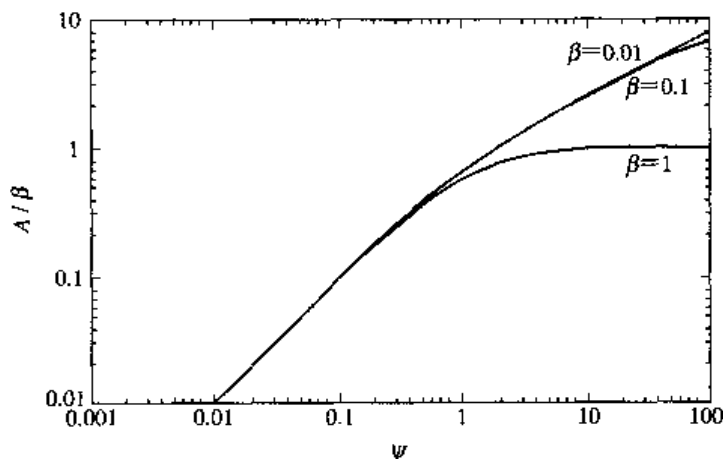


图 6-16 A/β 随 ψ 的变化

表 6-10 给出了包括爱尔撒司模型在内的三种模型的不同近似式的适用范围。当 ψ 满足表内所列的值时, 相应的近似计算的精度在 10% 以内。

表 6-10 三种波带模型的近似式的应用范围

近似式	$\beta=2\pi\alpha_L/d$	爱尔撒司模型	统计模型	
			等线强分布	指数线强分布
强线	0.001	$\psi > 1.63$	$\psi > 1.63$	$\psi_0 > 2.4$
	0.01	$\psi > 1.63$	$\psi > 1.63$	$\psi_0 > 2.4$
	0.1	$\psi > 1.63$	$\psi > 1.63$	$\psi_0 > 2.3$
	1.0	$\psi > 1.35$	$\psi > 1.1$	$\psi_0 > 1.4$
	10.0	$\psi > 0.24$	$\psi > 0.24$	$\psi_0 > 0.27$
	100.0	$\psi > 0.024$	$\psi > 0.024$	$\psi_0 > 0.24$
弱线	0.001	$\psi < 0.2$	$\psi < 0.2$	$\psi_0 < 0.10$
	0.01	$\psi < 0.2$	$\psi < 0.2$	$\psi_0 < 0.10$
	0.1	$\psi < 0.2$	$\psi < 0.2$	$\psi_0 < 0.10$
	1.0	$\psi < \infty$	$\psi < 0.23$	$\psi_0 < 0.11$
	10.0	$\psi < \infty$	$\psi < \infty$	$\psi_0 < \infty$
	100.0	$\psi < \infty$	$\psi < \infty$	$\psi_0 < \infty$
无重叠	0.001	$\psi < 630\ 000$	$\psi < 63\ 000$	$\psi_0 < 80\ 000$
	0.01	$\psi < 6000$	$\psi < 6300$	$\psi_0 < 800$
	0.1	$\psi < 60$	$\psi < 6.3$	$\psi_0 < 8$
	1.0	$\psi < 0.7$	$\psi < 0.22$	$\psi_0 < 0.23$
	10.0	$\psi < 0.02$	$\psi < 0.02$	$\psi_0 < 0.02$
	100.0	$\psi < 0.002$	$\psi < 0.002$	$\psi_0 < 0.002$

二氧化碳等的某些谱带中的谱线分布较为规则，在一定的精度范围内可用爱尔撒司模型来表示。然而，在这些较规则的谱线之间，还有许多微弱谱线，而且这些谱线的强度还随频率而变化。当传输路程较长时，这些弱谱线的吸收将增大，因而必须进行弱线修正。

2. 统计模型

统计模型又称为 Goody 模型。这种模型假设谱线的位置和强度可以用一种几率函数来表示。它适用于水蒸气的吸收带，因为在水蒸气的谱带中，光谱线的分布是无规则的。

设在波段间隔 $\Delta\nu$ 中有 N 条谱线，位置随机分布，平均间距为 $d = \Delta\nu/N$ ，每条谱线的线型是相同的，任何一条谱线在 $\Delta\nu$ 中出现的几率是一样的，将强度为 S_i 的第 i 条谱线出现的几率记为 $P(S_i)$ ， P 是归一化的，即 $\int_0^\infty P(S) dS = 1$ 。

每条谱线在 $\Delta\nu$ 中的平均透射率为

$$\bar{\tau}_i = \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\Delta\nu} d\nu \int_0^\infty P(S_i) \exp[-a'(\nu)u] dS_i \quad (6-123)$$

所以 N 条谱线的平均透射率为

$$\begin{aligned}\bar{\tau} &= \bar{\tau}_i^N = \left[\frac{1}{\Delta\nu} \int d\nu \left\{ P(S) \exp[-a'(\nu)u] dS \right\}^N \right. \\ &= \left. \left[1 - \frac{1}{\Delta\nu} \int d\nu \left\{ P(S) \cdot (1 - \exp[a'(\nu)u]) dS \right\}^N \right] \end{aligned} \quad (6-124)$$

由于 $\Delta\nu = Nd$, 当 N 很大时, 上式趋近于下面一个指数:

$$\bar{\tau} = \exp \left[- \frac{1}{d} \int P(S) (A_1 \Delta\nu) dS \right] \quad (6-125)$$

其中

$$A_1 \Delta\nu = \int_{\Delta\nu} \{ 1 - \exp[-a'(\nu)u] \} d\nu \quad (6-126)$$

A_1 为 $\Delta\nu$ 内的单线吸收率。

方程(6-125)在下述两种特殊情况下有简单的表达式。

1) 全部谱线具有同等的强度

全部谱线具有同等的强度时, 几率函数为

$$P(S) = \delta(S - S_0) \quad (6-127)$$

式中 S_0 为任一条谱线的强度, 也就是平均线强度, 则此时式(6-125)可变为

$$\begin{aligned}\bar{\tau} &= \exp \left(- A_1 \cdot \frac{\Delta\nu}{d} \right) \\ &= \exp \{ - \beta \phi e^{-\phi} [I_0(\phi) + I_1(\phi)] \} \end{aligned} \quad (6-128)$$

平均吸收率为

$$\bar{A} = 1 - \exp \{ - \beta \phi e^{-\phi} [I_0(\phi) + I_1(\phi)] \} \quad (6-129)$$

如果每条线的吸收均很小, 即弱线近似, 则有

$$\bar{A} = 1 - \exp(-\beta\phi) \quad (6-130)$$

上式就是所有谱线按等强分布时的弱线近似式。

当谱线的吸收很强时, 即强线近似, 则有

$$\bar{A} = 1 - \exp \left[- \left(\frac{2}{\pi} \beta^2 \phi \right)^{1/2} \right] \quad (6-131)$$

上式就是所有谱线按等强分布时的强线近似式。

对于谱线非重叠的情况, 亦即 β, ϕ 均很小时, 将式(6-129)的指数函数展成级数并取其前两项, 可得

$$\bar{A} = \beta\phi \exp(-\phi) [I_0(\phi) + I_1(\phi)] \quad (6-132)$$

只要把上式和爱尔撒司模型的式(6-122)对比一下, 就可以发现, 它们是相同的。

2) 谱线强度按指数形式分布(泊松分布)

谱线强度按指数形式分布时, 几率函数为

$$P(S) = \frac{1}{S_0} \exp \left(- \frac{S}{S_0} \right) \quad (6-133)$$

式中 S_0 为平均强度。

将式(6-133)代入到式(6-125)中, 把 $a'(\nu)$ 记为 $a'(\nu) = FS$, 其中 F 为线型因子。对洛伦兹线型, $F = \frac{\alpha_L}{\pi(\nu^2 + \alpha_L^2)}$ 。经简单运算, 式(6-128)可改写为

$$\bar{\tau} = \exp \left[-\frac{1}{d} \int_{\Delta\nu} \frac{FuS_0}{1 + FuS_0} d\nu \right] \quad (6-134)$$

当 F 为洛伦兹型时, 由于对于较大的 $\Delta\nu$, F 很快趋于零, 因此当上式积分限可取为无穷大时得到

$$\bar{\tau} = \exp \left\{ -\frac{uS_0\alpha_L}{d[\alpha_L^2 + uS_0\alpha_L/\pi]^{1/2}} \right\} \quad (6-135)$$

若令 $\psi_0 = S_0u/2\pi\alpha_L$, $\beta = 2\pi\alpha_L/d$, 则 $\bar{\tau}$ 可用 β 和 ψ_0 表示成

$$\bar{\tau} = \exp \left[\frac{-\beta\psi_0}{(1 + 2\psi_0)^{1/2}} \right] \quad (6-136)$$

平均吸收率为

$$\bar{A} = 1 - \exp \left[\frac{-\beta\psi_0}{(1 + 2\psi_0)^{1/2}} \right] \quad (6-137)$$

这个公式首先由 Goody 推出, 所以往往把统计模型又叫 Goody 模型。

弱线近似: $\psi_0 \ll 1$ 时, 式(6-137)可简化为

$$\bar{A} = 1 - \exp(-\beta\psi_0) \quad (6-138)$$

强线近似: $\psi_0 \gg 1$ 时, 式(6-137)可简化为

$$\bar{A} = 1 - \exp \left[-\left(\frac{1}{2}\beta^2\psi_0 \right)^{1/2} \right] \quad (6-139)$$

当 β , ψ_0 很小时, 亦即谱线在非重叠状态(和前面研究的非重叠状态一样), 可将式(6-137)的指数展开成级数, 取前两项, 此时式(6-137)可简化为

$$\bar{A} = \frac{\beta\psi_0}{(1 + 2\psi_0)^{1/2}} \quad (6-140)$$

统计模型的三种近似的适用范围也可在表 6-10 中看到。

3. 随机模型

随机模型假设谱带中有几种爱尔撒司模型的谱带, 这几种谱带具有不同的强度、不同的宽度、不同的光谱间隔, 而且这几种爱尔撒司谱带是无规则地叠加在一起的, 这种模型比较接近于真实的光谱结构。它适用于 $2.7 \mu\text{m}$ 的光谱带, 因为在 $2.7 \mu\text{m}$ 处, 既有比较规律的二氧化碳的吸收带, 又有无规则的水蒸气吸收带。在许多情况下, 用随机的爱尔撒司模型可得出比较精确的结果。

设有 N 个爱尔撒司带无规则叠加形成的随机爱尔撒司带, 第 i 个爱尔撒司带的线强度为 S_i , 半宽度为 a_i , 谱带间距为 d_i , 吸收率为 A_i 、显然间隔内的平均吸收率为

$$\bar{A} = 1 - \prod_{i=1}^N [1 - \bar{A}_i(\psi_i, \beta_i)] \quad (6-141)$$

式中, $\psi_i = S_iu/2\pi a_i$; $\beta_i = 2\pi a_i/d_i$ 。

弱线近似: $\psi_0 \ll 1$ 时, 式(6-141)可简化为

$$\bar{A} = 1 - \prod_{i=1}^N e^{-\beta_i\psi_i} \quad (6-142)$$

强线近似: $\psi_0 \gg 1$ 时, 式(6-141)可简化为

$$\bar{A} = 1 - \prod_{i=1}^N \left\{ 1 - \operatorname{erf} \left[\left(\frac{1}{2}\beta_i^2\psi_i \right)^{1/2} \right] \right\} \quad (6-143)$$

4. 准随机模型

准随机模型是一种比前三种还要精确的模型。实际上，谱线的排列既不像爱尔撒司模型那样规则，也不像统计模型那样任意。准随机模型的方法是：先将需要计算的光谱间隔 $\Delta\nu$ 分为若干个宽度为 δ 的小间隔，再取一个包括几个小间隔的区段 Δ ；计算各 δ 间隔内的透过率，其计算方法可以按在该小间隔 δ 内有效的方法进行，求区段 Δ 的平均透过率；将此区段的位置移动 $\delta/2$ ，重复上面的计算，一直进行到将 $\Delta\nu$ 都包括在内，再求这些区段的透过率平均值，就可得到所研究光谱内的平均透过率。

这种模型可以产生与实际较为接近的吸收，但是计算工作量很大。由于篇幅限制，具体计算方法不在此讨论。

将上面的几种模型综合起来，可以把它们的表达式列在表 6-11 中。

表 6-11 大气光谱吸收模型表

序号	波带模型	近似假设	表达式
1	单线,洛仑兹线型	无重叠	$A = \frac{1}{\Delta\nu} 2\pi a_L \psi e^{-\psi} [I_0(\psi) + I_1(\psi)]$
2	单线,洛仑兹线型	弱线	$A = \frac{Su}{\Delta\nu}$
3	单线,洛仑兹线型	强线	$A = \frac{2\sqrt{Sa_L u}}{\Delta\nu}$
4	爱尔撒司波带模型	无重叠	$A = \text{sh}\beta \int_0^{\psi} I_0(z) \exp(-z \text{ch}\beta) dz$
5	爱尔撒司波带模型	弱线	$A = 1 - \exp(-\beta\psi)$
6	爱尔撒司波带模型	强线	$A = \text{erf}\left(\frac{1}{2}\beta^2\psi\right)^{1/2}$
7	统计模型(等强分布)	无重叠	$A = 1 - \exp(-\beta\psi e^{-\psi} [I_0(\psi) + I_1(\psi)])$
8	统计模型(等强分布)	弱线	$A = 1 - \exp(-\beta\psi)$
9	统计模型(等强分布)	强线	$A = 1 - \exp\left[-\left(\frac{2}{\pi}\beta^2\psi\right)^{1/2}\right]$
10	统计模型(指数分布)	无重叠	$A = 1 - \exp\left[\frac{-\beta\psi_0}{(1-2\psi_0)^{1/2}}\right]$
11	统计模型(指数分布)	弱线	$A = 1 - \exp(-\beta\psi_0)$
12	统计模型(指数分布)	强线	$A = 1 - \exp\left[\left(\frac{1}{2}\beta^2\psi_0\right)^{1/2}\right]$

上面讨论了几种用于计算大气吸收的波带模型。在具体计算时，需要确定对所要计算

的气体在所需波段内的计算模型。

上面介绍的带模型方法，使大气吸收的计算比用单线吸收方法大为简化，但它们的应用是有局限性的，主要表现在以下几个方面：

(1) 每一种带模型只是实际谱线强度和分布的一种模拟，而不同的吸收气体具有不同的谱线结构，因此，一种模型适用于一种气体而未必适用于另外的气体。即使在同一个光谱带中，某一部分应用一种模型可能很精确，而在该带的其余部分应用同一种模型就不一定精确了。

(2) 除采用洛伦兹型函数，谱带模型的计算比较简单之外，其他的线型函数都失去了其简单性，因此一般谱带模型只适用于洛伦兹线型函数占优势的情形。

(3) 对于大多数带模型，光谱分辨率都不可能很高。

(4) 带模型的方法只能用来预测均匀路程的吸收。对于大气中倾斜路程必须简化为某一温度和压力下的等效均匀路程或等效海平面路程来计算。

(5) 带模型的应用还受到实验数据精度的限制。

尽管有以上这些限制，带模型还是得到了广泛应用。这是由于在小于 50 km 高度的大气条件下，洛伦兹吸收是主要的。而且在实际应用中，许多场合都属于强线近似。我们测量到的透射率，实际上都是接收器接收到的光谱间隔 $\Delta\nu$ 内的平均透射率。也就是说，在实际应用中是对低分辨率感兴趣的，这时用带模型处理已足够了。

6.5.5 斜程的大气吸收

上面研究的带模型法只适用于均匀气体路程的吸收计算。实际上，从式(6-91)的由来以及后来的一系列的带模型的表达式中可以看出，它们均是以均匀的大气路程作为条件的。

当辐射线沿着一条倾斜的路程传输时，路程上各点的高度不同，随之压强、温度均不同，谱线的参数也在改变。如果真按斜程上各点都在变化的线参数来计算吸收，那种巨大的计算工作量是难以承受的。一种简化的计算方法是设法找出大气参数的一组等效值，使这组等效值产生的吸收与真正路程的吸收相近。Gurtis - Godson (G - G) 近似就是这样的方法。

设光线沿着一条倾斜路程传输，路程上各点的温度及压强均是变化的，所研究的光谱间隔 $\Delta\nu$ 远比单根谱线的宽度大，谱线线型为洛伦兹型。这样，平均透过率为

$$\bar{\tau} = \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\Delta\nu} d\nu \exp \left[- \int dtw \sum_i \frac{S_i \alpha_{Li}}{\pi(\nu - \nu_i)^2 + \alpha_{Li}^2} \right] \quad (6-144)$$

上式中指数上的积分是沿路程对吸收体总量 w 进行的。由于是斜程，因此，路程各点的 α_{Li} 、 S_i 均是可能变化的。积分号内的总和是对光谱间隔 $\Delta\nu$ 内所有谱线进行的。

如果是强线近似，则吸收主要在谱线的两翼进行，在那里 $\nu - \nu_i \gg \alpha_{Li}$ ，所以可以把式(6-144)中分母上的 α_{Li} 忽略掉。但为了更精确些，我们用一个沿整个传输路程不变的参量 $\bar{\alpha}_{Li}$ 来代替分母中的 α_{Li} ，此时式(6-144)就会变为

$$\bar{\tau} \approx \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\Delta\nu} d\nu \exp \left[- \int dtw \sum_i \frac{S_i \alpha_{Li}}{\pi(\nu - \nu_i)^2 + \bar{\alpha}_{Li}^2} \right] \quad (6-145)$$

在弱线近似时，可以把上式中的指数部分展成级数，并取前两项，故有

$$\bar{\tau} \approx \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\Delta\nu} d\nu \left[1 - \int d\omega \sum_i \frac{S_i \alpha_{Li}}{\pi(\nu - \nu_i)^2 + \bar{\alpha}_{Li}^2} \right] \quad (6-146)$$

由假设 $\Delta\nu \gg \bar{\alpha}_{Li}$, 上面的积分限 $\Delta\nu$ 可展成 $-\infty \rightarrow +\infty$, 故

$$\begin{aligned} \bar{\tau} &= 1 - \frac{1}{\Delta\nu} \int d\omega \sum_i \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{S_i \alpha_{Li} d\nu}{\pi(\nu - \nu_i)^2 + \bar{\alpha}_{Li}^2} \\ &= 1 - \frac{1}{\Delta\nu} \int d\omega \sum_i \frac{\alpha_{Li}}{\bar{\alpha}_{Li}} S_i \end{aligned} \quad (6-147)$$

将式(6-144)采用弱线近似, 同样可将指数函数部分展成级数, 并取前两项而得

$$\begin{aligned} \bar{\tau} &\approx \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\Delta\nu} d\nu \left[1 - \int d\omega \sum_i \frac{S_i \alpha_{Li}}{\pi(\nu - \nu_i)^2 + \bar{\alpha}_{Li}^2} \right] \\ &= 1 - \frac{1}{\Delta\nu} \int d\omega \sum_i S_i \end{aligned} \quad (6-148)$$

由线宽和压力之间的关系可得

$$\frac{\alpha_{Li}}{\bar{\alpha}_{Li}} = \frac{p}{\bar{p}} \quad (6-149)$$

如果满足下面的关系式

$$\bar{p} = \frac{\int d\omega p \sum_i S_i}{\int d\omega \sum_i S_i} \quad (6-150)$$

则可得到式(6-148)与式(6-147)是一致的, 将式(6-149)代入式(6-150), 可得

$$\bar{\alpha}_{Li} = \frac{\int d\omega \alpha_{Li} \sum_i S_i}{\int d\omega \sum_i S_i} \quad (6-151)$$

有了上面这个随路程不变的 $\bar{\alpha}_{Li}$ 后, 就可以写出和式(6-144)类似的式子

$$\bar{\tau} = \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\Delta\nu} d\nu \exp \left[-\bar{w} \sum_i \frac{S_i \bar{\alpha}_{Li}}{\pi(\nu - \nu_i)^2 + \bar{\alpha}_{Li}^2} \right] \quad (6-152)$$

上式中的 \bar{w} 等于

$$\bar{w} = \frac{\int d\omega \sum_i S_i}{\sum_i S_i} \quad (6-153)$$

S_i 是在某个平均温度 \bar{T}_i 下估算的。方程(6-153)、方程(6-152)和方程(6-151)就构成了 Gurtis - Godson 近似。由于在式(6-152)中用到了两个等效参数 $\bar{\alpha}_{Li}$ 和 \bar{w} , 故式(6-152)所表示的近似也称为双参数近似。

Gurtis - Godson 近似在实践中已经受了上百次的检验, 几乎所有的斜程大气传输的计算法均由此推演而得, 因而对 Gurtis - Godson 近似的了解是必要的。

6.5.6 表格法计算大气的吸收

上面由谱带模型法描述的大气吸收模型已被广泛地应用到工程计算中了。但是, 在用谱带模型法计算时, 需要知道谱线的参数, 如线强、线宽、线距等, 同时还需要知道这些参

数随温度、压强的变化关系。

上述参数的获得并不容易，一种简捷的方法是利用红外和大气光学工作者编制成的大气透过率表格，可以方便地计算大气吸收。根据人们的实验数据，采用适当的带模型近似，已经整理出各种形式的大气透射率数据表。这里列出的透射率是波长为 $0.3 \sim 13.9 \mu\text{m}$ ，光谱间隔为 $0.1 \mu\text{m}$ 的海平面水蒸气，对于水蒸气来说其含量是 $0.1 \sim 1000 \text{ mm}$ 的可凝结水量。表 6-12 列出了海平面上水平路程水蒸气的光谱透射率的数值。表 6-13 列出了海平面上水平路程二氧化碳的光谱透射率数值，其光谱范围和表 6-12 是相同的，但二氧化碳的含量是按 $0.1 \sim 1000 \text{ km}$ 的路程长给出的，这就避免了计算大气厘米数。

表 6-12 海平面上水平路程水蒸气的光谱透过率

(a) 波长 $0.3 \sim 6.9 \mu\text{m}$													
波长 $/\mu\text{m}$	可降水量/mm												
	0.1	0.2	0.5	1	2	5	10	20	50	100	200	500	1000
0.3	0.980	0.972	0.955	0.937	0.911	0.860	0.802	0.723	0.574	0.428	0.263	0.076	0.012
0.4	0.980	0.972	0.955	0.937	0.911	0.860	0.802	0.723	0.574	0.428	0.263	0.076	0.012
0.5	0.986	0.980	0.968	0.966	0.937	0.901	0.861	0.804	0.695	0.579	0.433	0.215	0.079
0.6	0.990	0.986	0.977	0.968	0.955	0.929	0.900	0.860	0.779	0.692	0.575	0.375	0.210
0.7	0.991	0.987	0.980	0.972	0.960	0.937	0.910	0.873	0.800	0.722	0.515	0.425	0.260
0.8	0.989	0.984	0.975	0.965	0.950	0.922	0.891	0.845	0.758	0.663	0.539	0.330	0.168
0.9	0.965	0.951	0.922	0.890	0.844	0.757	0.661	0.535	0.326	0.165	0.050	0.002	0
1.0	0.990	0.986	0.977	0.968	0.955	0.929	0.900	0.860	0.779	0.692	0.575	0.375	0.210
1.1	0.970	0.958	0.932	0.905	0.866	0.790	0.707	0.595	0.406	0.235	0.093	0.008	0
1.2	0.980	0.972	0.955	0.937	0.911	0.860	0.802	0.723	0.574	0.428	0.263	0.076	0.012
1.3	0.726	0.611	0.432	0.268	0.116	0.013	0	0	0	0	0	0	0
1.4	0.930	0.902	0.844	0.782	0.695	0.536	0.381	0.216	0.064	0.005	0	0	0
1.5	0.997	0.994	0.991	0.988	0.982	0.972	0.961	0.944	0.911	0.874	0.823	0.724	0.616
1.6	0.998	0.997	0.996	0.994	0.991	0.986	0.980	0.972	0.956	0.937	0.911	0.860	0.802
1.7	0.998	0.997	0.996	0.994	0.991	0.986	0.980	0.972	0.956	0.937	0.911	0.860	0.802
1.8	0.792	0.707	0.555	0.406	0.239	0.062	0.008	0	0	0	0	0	0
1.9	0.960	0.943	0.911	0.874	0.822	0.723	0.617	0.478	0.262	0.113	0.024	0	0
2.0	0.985	0.979	0.966	0.953	0.933	0.894	0.851	0.790	0.674	0.552	0.401	0.184	0.006
2.1	0.997	0.994	0.991	0.988	0.982	0.972	0.960	0.944	0.911	0.874	0.823	0.724	0.616
2.2	0.998	0.997	0.996	0.994	0.991	0.986	0.980	0.972	0.956	0.937	0.911	0.860	0.802

续表(一)

波长 / μm	可降水量/mm												
	0.1	0.2	0.3	1	2	5	10	20	50	100	200	500	1000
2.3	0.997	0.994	0.991	0.988	0.982	0.972	0.960	0.944	0.911	0.874	0.823	0.724	0.616
2.4	0.980	0.972	0.955	0.937	0.911	0.860	0.802	0.723	0.574	0.428	0.263	0.076	0.012
2.5	0.930	0.902	0.844	0.782	0.695	0.536	0.381	0.216	0.064	0.005	0	0	0
2.6	0.617	0.479	0.261	0.110	0.002	0	0	0	0	0	0	0	0
2.7	0.361	0.196	0.040	0.004	0	0	0	0	0	0	0	0	0
2.8	0.453	0.289	0.092	0.017	0.001	0	0	0	0	0	0	0	0
2.9	0.689	0.571	0.369	0.205	0.073	0.005	0	0	0	0	0	0	0
3.0	0.851	0.790	0.673	0.552	0.401	0.184	0.060	0.008	0	0	0	0	0
3.1	0.900	0.860	0.779	0.692	0.574	0.375	0.210	0.076	0.005	0	0	0	0
3.2	0.925	0.894	0.833	0.766	0.671	0.506	0.347	0.184	0.035	0.003	0	0	0
3.3	0.950	0.930	0.888	0.848	0.779	0.658	0.531	0.377	0.161	0.048	0.005	0	0
3.4	0.973	0.962	0.939	0.914	0.880	0.811	0.735	0.633	0.448	0.285	0.130	0.017	0.001
3.5	0.988	0.983	0.973	0.962	0.946	0.915	0.881	0.832	0.736	0.635	0.502	0.287	0.133
3.6	0.994	0.992	0.987	0.982	0.973	0.958	0.947	0.916	0.866	0.812	0.738	0.596	0.452
3.7	0.997	0.994	0.991	0.988	0.982	0.972	0.960	0.944	0.911	0.874	0.823	0.724	0.616
3.8	0.998	0.997	0.995	0.994	0.991	0.986	0.980	0.972	0.936	0.937	0.911	0.860	0.802
3.9	0.998	0.997	0.995	0.994	0.991	0.986	0.980	0.972	0.956	0.937	0.911	0.860	0.802
4.0	0.997	0.995	0.993	0.990	0.987	0.977	0.970	0.960	0.930	0.900	0.870	0.790	0.700
4.1	0.977	0.994	0.991	0.988	0.982	0.972	0.960	0.944	0.911	0.874	0.823	0.724	0.616
4.2	0.994	0.992	0.987	0.982	0.973	0.958	0.947	0.916	0.866	0.812	0.738	0.596	0.452
4.3	0.991	0.984	0.975	0.972	0.950	0.937	0.910	0.873	0.800	0.722	0.616	0.425	0.260
4.4	0.980	0.972	0.955	0.937	0.911	0.860	0.802	0.723	0.574	0.428	0.263	0.076	0.012
4.5	0.970	0.958	0.932	0.905	0.866	0.790	0.707	0.595	0.400	0.235	0.093	0.008	0
4.6	0.960	0.943	0.911	0.874	0.822	0.723	0.617	0.478	0.262	0.113	0.024	0	0
4.7	0.950	0.930	0.888	0.843	0.779	0.658	0.531	0.377	0.161	0.048	0.005	0	0

续表(二)

波长 / μm	可降水量/mm												
	0.1	0.2	0.5	1	2	5	10	20	50	100	200	500	1000
4.8	0.940	0.915	0.866	0.812	0.736	0.596	0.452	0.289	0.117	0.018	0.001	0	0
4.9	0.930	0.902	0.844	0.782	0.695	0.536	0.381	0.216	0.064	0.005	0	0	0
5.0	0.915	0.880	0.811	0.736	0.634	0.451	0.286	0.132	0.017	0	0	0	0
5.1	0.885	0.839	0.747	0.649	0.519	0.308	0.149	0.041	0.001	0	0	0	0
5.2	0.846	0.784	0.664	0.539	0.385	0.169	0.052	0.006	0	0	0	0	0
5.3	0.792	0.707	0.555	0.406	0.239	0.062	0.008	0	0	0	0	0	0
5.4	0.826	0.611	0.432	0.268	0.116	0.013	0	0	0	0	0	0	0
5.5	0.617	0.479	0.261	0.110	0.035	0	0	0	0	0	0	0	0
5.6	0.491	0.331	0.121	0.029	0.002	0	0	0	0	0	0	0	0
5.7	0.361	0.196	0.040	0.004	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5.8	0.141	0.044	0.001	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5.9	0.141	0.044	0.001	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6.0	0.180	0.058	0.303	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6.1	0.260	0.112	0.012	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6.2	0.652	0.624	0.313	0.153	0.043	0.001	0	0	0	0	0	0	0
6.3	0.552	0.401	0.182	0.060	0.008	0	0	0	0	0	0	0	0
6.4	0.317	0.157	0.025	0.002	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6.5	0.164	0.049	0.002	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6.6	0.138	0.042	0.001	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6.7	0.322	0.162	0.037	0.002	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6.8	0.361	0.196	0.040	0.004	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6.9	0.416	0.250	0.068	0.010	0	0	0	0	0	0	0	0	0
(b) 波长 7.0~14 μm													
波长 / μm	可降水量/mm												
	0.2	0.5	1	2	5	10	20	50	100	200			
7.0	0.569	0.245	0.060	0.004	0	0	0	0	0	0			
7.1	0.716	0.433	0.188	0.035	0	0	0	0	0	0			

续表(三)

波长 / μm	可降水量/mm									
	0.2	0.5	1	2	5	10	20	50	100	200
7.2	0.782	0.540	0.292	0.085	0.002	0	0	0	0	0
7.3	0.819	0.661	0.441	0.194	0.017	0	0	0	0	0
7.4	0.922	0.817	0.666	0.444	0.132	0.018	0	0	0	0
7.5	0.917	0.874	0.762	0.582	0.258	0.066	0	0	0	0
7.6	0.922	0.817	0.666	0.444	0.132	0.018	0	0	0	0
7.7	0.978	0.944	0.884	0.796	0.564	0.328	0.102	0.003	0	0
7.8	0.974	0.937	0.878	0.771	0.523	0.273	0.074	0.002	0	0
7.9	0.982	0.959	0.920	0.842	0.658	0.433	0.187	0.015	0	0
8.0	0.990	0.975	0.951	0.904	0.777	0.603	0.365	0.080	0	0
8.1	0.994	0.986	0.972	0.945	0.869	0.754	0.668	0.244	0.059	0.003
8.2	0.993	0.982	0.964	0.930	0.834	0.696	0.484	0.163	0.027	0
8.3	0.995	0.988	0.976	0.953	0.887	0.786	0.618	0.300	0.090	0.008
8.4	0.995	0.987	0.975	0.950	0.880	0.771	0.599	0.278	0.077	0.006
8.5	0.994	0.986	0.972	0.944	0.866	0.750	0.562	0.237	0.056	0.003
8.6	0.966	0.992	0.982	0.965	0.915	0.837	0.702	0.411	0.169	0.029
8.7	0.966	0.922	0.983	0.966	0.916	0.839	0.704	0.416	0.173	0.030
8.8	0.997	0.993	0.983	0.966	0.917	0.841	0.707	0.421	0.177	0.031
8.9	0.997	0.992	0.983	0.966	0.918	0.843	0.709	0.425	0.180	0.032
9.0	0.997	0.992	0.984	0.968	0.921	0.848	0.719	0.440	0.193	0.037
9.1	0.997	0.992	0.985	0.970	0.926	0.858	0.735	0.464	0.215	0.046
9.2	0.997	0.993	0.985	0.971	0.929	0.863	0.744	0.478	0.228	0.052
9.3	0.977	0.993	0.986	0.972	0.930	0.867	0.750	0.489	0.239	0.057
9.4	0.997	0.993	0.986	0.973	0.933	0.870	0.756	0.498	0.248	0.061
9.5	0.997	0.993	0.987	0.973	0.934	0.873	0.762	0.507	0.257	0.066
9.6	0.997	0.993	0.987	0.974	0.936	0.876	0.766	0.516	0.265	0.070

续表(四)

波长 / μm	可降水量/mm									
	0.2	0.5	1	2	5	10	20	50	100	200
9.7	0.997	0.993	0.987	0.974	0.937	0.878	0.770	0.521	0.270	0.073
9.8	0.997	0.994	0.987	0.975	0.938	0.880	0.773	0.526	0.277	0.077
9.9	0.997	0.994	0.987	0.975	0.939	0.882	0.777	0.532	0.283	0.080
10.0	0.998	0.994	0.988	0.975	0.940	0.883	0.780	0.538	0.289	0.083
10.1	0.998	0.994	0.988	0.975	0.940	0.883	0.780	0.538	0.289	0.083
10.2	0.998	0.994	0.988	0.975	0.940	0.883	0.780	0.538	0.289	0.083
10.3	0.998	0.994	0.988	0.976	0.940	0.884	0.781	0.540	0.292	0.085
10.4	0.998	0.994	0.988	0.976	0.941	0.885	0.782	0.542	0.294	0.086
10.5	0.998	0.994	0.988	0.976	0.941	0.886	0.784	0.544	0.295	0.087
10.6	0.998	0.994	0.988	0.976	0.942	0.887	0.786	0.548	0.300	0.089
10.7	0.998	0.994	0.988	0.976	0.942	0.887	0.787	0.550	0.302	0.091
10.8	0.998	0.994	0.988	0.976	0.941	0.886	0.784	0.544	0.295	0.087
10.9	0.998	0.994	0.988	0.976	0.940	0.884	0.781	0.540	0.292	0.085
11.0	0.998	0.994	0.988	0.975	0.940	0.883	0.779	0.536	0.287	0.082
11.1	0.998	0.994	0.987	0.975	0.939	0.883	0.777	0.532	0.283	0.080
11.2	0.997	0.993	0.986	0.972	0.931	0.867	0.750	0.487	0.237	0.056
11.3	0.997	0.992	0.965	0.970	0.927	0.859	0.738	0.467	0.218	0.048
11.4	0.997	0.993	0.986	0.971	0.930	0.865	0.748	0.485	0.235	0.055
11.5	0.997	0.993	0.986	0.972	0.932	0.868	0.753	0.493	0.243	0.059
11.6	0.997	0.933	0.987	0.974	0.935	0.875	0.765	0.513	0.262	0.069
11.7	0.996	0.990	0.980	0.961	0.906	0.820	0.673	0.372	0.138	0.019
11.8	0.997	0.992	0.982	0.969	0.925	0.863	0.733	0.460	0.212	0.045
11.9	0.997	0.993	0.986	0.972	0.932	0.869	0.755	0.495	0.245	0.060
12.0	0.997	0.993	0.987	0.974	0.937	0.878	0.770	0.521	0.270	0.073
12.1	0.997	0.994	0.987	0.975	0.938	0.880	0.773	0.526	0.277	0.077

续表(五)

波长 / μm	可降水量/mm									
	0.2	0.5	1	2	5	10	20	50	100	200
12.2	0.997	0.994	0.987	0.975	0.938	0.886	0.775	0.528	0.279	0.078
12.3	0.997	0.993	0.987	0.974	0.937	0.878	0.770	0.521	0.270	0.073
12.4	0.997	0.993	0.987	0.974	0.935	0.874	0.764	0.511	0.261	0.068
12.5	0.997	0.993	0.986	0.973	0.933	0.871	0.759	0.502	0.252	0.063
12.6	0.997	0.993	0.986	0.972	0.931	0.868	0.752	0.491	0.241	0.058
12.7	0.997	0.993	0.985	0.971	0.929	0.863	0.744	0.478	0.228	0.052
12.8	0.997	0.992	0.985	0.970	0.926	0.858	0.736	0.466	0.217	0.047
12.9	0.997	0.992	0.981	0.969	0.924	0.855	0.728	0.452	0.204	0.041
13.0	0.997	0.992	0.984	0.967	0.921	0.846	0.718	0.437	0.191	0.036
13.1	0.996	0.991	0.983	0.966	0.918	0.843	0.709	0.424	0.180	0.032
13.2	0.996	0.991	0.982	0.965	0.915	0.837	0.701	0.411	0.169	0.028
13.3	0.996	0.991	0.982	0.964	0.912	0.831	0.690	0.397	0.153	0.025
13.4	0.996	0.990	0.981	0.962	0.908	0.825	0.681	0.382	0.116	0.021
13.5	0.996	0.990	0.980	0.961	0.905	0.819	0.670	0.368	0.136	0.019
13.6	0.996	0.990	0.979	0.959	0.902	0.813	0.661	0.355	0.126	0.016
13.7	0.996	0.989	0.979	0.958	0.898	0.807	0.651	0.342	0.117	0.014
13.8	0.996	0.989	0.978	0.956	0.894	0.800	0.640	0.328	0.107	0.011
13.9	0.995	0.988	0.977	0.955	0.891	0.793	0.629	0.313	0.098	0.010

表 6-13 海平面上水平路程二氧化碳的单色透过率

(a) 波长 0.7~6.9 μm													
波长 / μm	路程长度/km												
	0.1	0.2	0.5	1	2	5	10	20	50	100	200	500	1000
0.3	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
0.4	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
0.5	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
0.6	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
0.7	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1

续表(一)

波长 /μm	路程长度/km												
	0.1	0.2	0.5	1	2	5	10	20	50	100	200	500	1000
0.8	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
0.9	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
1.0	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
1.1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
1.2	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
1.3	1	1	1	0.999	0.999	0.999	0.998	0.997	0.996	0.994	0.991	0.987	0.982
1.4	0.996	0.996	0.992	0.988	0.984	0.975	0.964	0.949	0.919	0.885	0.838	0.747	0.619
1.5	0.999	0.999	0.998	0.998	0.997	0.995	0.993	0.990	0.984	0.976	0.967	0.949	0.927
1.6	0.996	0.995	0.992	0.988	0.984	0.975	0.964	0.949	0.919	0.885	0.838	0.747	0.649
1.7	1	1	1	0.999	0.999	0.999	0.998	0.997	0.996	0.994	0.992	0.987	0.982
1.8	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
1.9	1	1	1	0.999	0.999	0.999	0.998	0.997	0.996	0.994	0.992	0.987	0.982
2.0	0.978	0.969	0.951	0.931	0.903	0.847	0.785	0.699	0.541	0.387	0.221	0.053	0.006
2.1	0.998	0.997	0.996	0.994	0.992	0.987	0.982	0.974	0.959	0.942	0.919	0.872	0.820
2.2	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
2.3		1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
2.4	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
2.5	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
2.6	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
2.7	0.799	0.718	0.569	0.419	0.253	0.071	0.011	0	0	0	0	0	0
2.8	0.871	0.804	0.695	0.578	0.432	0.215	0.079	0.013	0	0	0	0	0
2.9	0.997	0.995	0.993	0.990	0.985	0.977	0.968	0.954	0.927	0.898	0.855	0.772	0.683
3.0	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
3.1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
3.2	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
3.3	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
3.4	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
3.5	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
3.6	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
3.7	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	

续表(二)

波长 /μm	路程长度/km.												
	0.1	0.2	0.5	1	2	5	10	20	50	100	200	500	1000
3.8	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
3.9	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
4.0	0.998	0.997	0.996	0.994	0.991	0.986	0.980	0.971	0.955	0.937	0.911	0.859	0.802
4.1	0.983	0.975	0.961	0.944	0.921	0.876	0.825	0.755	0.622	0.485	0.322	0.118	0.027
4.2	0.673	0.551	0.115	0.182	0.059	0.003	0	0	0	0	0	0	0
4.3	0.098	0.016	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
4.4	0.481	0.319	0.115	0.026	0.002	0	0	0	0	0	0	0	0
4.5	0.957	0.949	0.903	0.863	0.807	0.699	0.585	0.439	0.222	0.084	0.014	0	0
4.6	0.995	0.993	0.989	0.985	0.978	0.966	0.951	0.931	0.891	0.845	0.783	0.663	0.539
4.7	0.995	0.993	0.989	0.985	0.978	0.966	0.951	0.931	0.891	0.845	0.783	0.663	0.539
4.8	0.976	0.966	0.915	0.922	0.891	0.828	0.759	0.664	0.492	0.331	0.169	0.030	0.002
4.9	0.975	0.964	0.943	0.920	0.886	0.822	0.750	0.652	0.486	0.313	0.153	0.024	0.001
5.0	0.999	0.998	0.997	0.995	0.994	0.990	0.986	0.979	0.968	0.954	0.935	0.897	0.855
5.1	1	0.999	0.999	0.998	0.998	0.996	0.994	0.992	0.988	0.984	0.976	0.961	0.946
5.2	0.986	0.980	0.968	0.955	0.936	0.899	0.857	0.799	0.687	0.569	0.420	0.203	0.072
5.3	0.997	0.995	0.993	0.989	0.984	0.976	0.966	0.951	0.923	0.891	0.846	0.760	0.666
5.4	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
5.5	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
5.6	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
5.7	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
5.8	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
5.9	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
6.0	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
6.1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
6.2	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
6.3	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
6.4	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
6.5	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
6.6	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
6.7	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1

续表(三)

波长 / μm	路程长度/km												
	0.1	0.2	0.5	1	2	5	10	20	50	100	200	500	1000
6.8	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
6.9	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
(b) 波长 7.0~14 μm													
波长 / μm	路程长度/km												
	0.2	0.5	1	2	5	10	20	50	100	200			
7.0	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1			
7.1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1			
7.2	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1			
7.3	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1			
7.4	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1			
7.5	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1			
7.6	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1			
7.7	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1			
7.8	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1			
7.9	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1			
8.0	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1			
8.1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1			
8.2	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1			
8.3	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1			
8.4	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1			
8.5	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1			
8.6	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1			
8.7	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1			
8.8	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1			
8.9	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1			
9.0	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1			
9.1	1	1	0.999	0.999	0.998	0.995	0.991	0.978	0.955	0.914			
9.2	1	1	0.999	0.998	0.995	0.991	0.982	0.955	0.913	0.834			
9.3	0.999	0.997	0.995	0.990	0.975	0.951	0.904	0.776	0.605	0.363			
9.4	0.993	0.982	0.965	0.931	0.837	0.700	0.491	0.168	0.028	0.001			

续表(四)

波长 / μm	路程长度/km									
	0.2	0.5	1	2	5	10	20	50	100	200
9.5	0.993	0.983	0.967	0.935	0.842	0.715	0.512	0.187	0.035	0.001
9.6	0.996	0.990	0.980	0.961	0.906	0.821	0.675	0.363	0.140	0.029
9.7	0.995	0.986	0.973	0.947	0.873	0.761	0.580	0.256	0.065	0.004
9.8	0.997	0.992	0.984	0.969	0.921	0.858	0.730	0.455	0.206	0.043
9.9	0.998	0.995	0.989	0.979	0.948	0.897	0.811	0.585	0.342	0.123
10.0	1	1	0.999	0.997	0.994	0.989	0.978	0.945	0.892	0.797
10.1	1	0.999	0.998	0.996	0.990	0.980	0.960	0.902	0.814	0.663
10.2	0.997	0.994	0.988	0.977	0.943	0.890	0.792	0.558	0.312	0.097
10.3	0.997	0.991	0.987	0.975	0.939	0.881	0.777	0.532	0.283	0.080
10.4	1	1	0.999	0.998	0.995	0.991	0.982	0.955	0.913	0.834
10.5	1	1	0.999	0.998	0.998	0.995	0.991	0.978	0.955	0.914
10.6	1	1	0.999	0.999	0.998	0.995	0.991	0.978	0.955	0.914
10.7	1	1	1	0.999	0.999	0.997	0.995	0.986	0.973	0.947
10.8	1	1	0.999	0.998	0.998	0.995	0.991	0.978	0.955	0.911
10.9	1	0.999	0.999	0.997	0.993	0.986	0.973	0.931	0.872	0.761
11.0	1	0.999	0.999	0.997	0.993	0.985	0.973	0.934	0.872	0.761
11.1	1	0.999	0.998	0.997	0.993	0.985	0.973	0.931	0.872	0.761
11.2	1	0.999	0.998	0.995	0.989	0.978	0.955	0.892	0.796	0.633
11.3	0.999	0.999	0.997	0.994	0.985	0.971	0.942	0.862	0.742	0.552
11.4	0.999	0.998	0.997	0.993	0.983	0.966	0.934	0.842	0.709	0.503
11.5	0.999	0.998	0.996	0.992	0.980	0.960	0.921	0.814	0.661	0.438
11.6	0.999	0.998	0.995	0.991	0.977	0.955	0.912	0.794	0.632	0.399
11.7	0.999	0.998	0.995	0.991	0.977	0.955	0.912	0.794	0.632	0.399
11.8	0.999	0.998	0.997	0.993	0.983	0.966	0.934	0.842	0.709	0.503
11.9	1	0.999	0.998	0.995	0.989	0.978	0.955	0.892	0.796	0.633
12.0	1	1	0.999	0.999	0.997	0.993	0.986	0.966	0.934	0.872
12.1	1	1	0.999	0.998	0.998	0.995	0.991	0.978	0.955	0.914
12.2	1	1	0.999	0.998	0.998	0.995	0.991	0.978	0.955	0.914
12.3	0.998	0.995	0.990	0.981	0.952	0.907	0.823	0.614	0.376	0.142
12.4	0.994	0.985	0.970	0.941	0.859	0.738	0.545	0.218	0.048	0.002

续表(五)

波长 / μm	路程长度/km									
	0.2	0.5	1	2	5	10	20	50	100	200
12.5	0.987	0.968	0.936	0.877	0.719	0.517	0.268	0.037	0.001	0
12.6	0.980	0.950	0.903	0.815	0.599	0.358	0.129	0.006	0	0
12.7	0.996	0.989	0.979	0.959	0.899	0.809	0.654	0.346	0.120	0.015
12.8	0.990	0.974	0.949	0.901	0.770	0.592	0.351	0.072	0.005	0
12.9	0.985	0.962	0.925	0.856	0.677	0.458	0.210	0.020	0	0
13.0	0.991	0.977	0.955	0.912	0.794	0.630	0.397	0.099	0.010	0
13.1	0.990	0.974	0.949	0.900	0.768	0.592	0.348	0.071	0.005	0
13.2	0.978	0.946	0.895	0.801	0.575	0.330	0.109	0.004	0	0
13.3	0.952	0.884	0.782	0.611	0.292	0.085	0.007	0	0	0
13.4	0.935	0.846	0.715	0.512	0.187	0.035	0.001	0	0	0
13.5	0.901	0.767	0.593	0.352	0.070	0.005	0	0	0	0
13.6	0.901	0.792	0.627	0.351	0.094	0.009	0	0	0	0
13.7	0.916	0.803	0.644	0.415	0.110	0.012	0	0	0	0
13.8	0.858	0.681	0.464	0.215	0.021	0	0	0	0	0
13.9	0.778	0.534	0.268	0.082	0.002	0	0	0	0	0

表的使用并不困难。例如,要想求得某一段水平路程上与水蒸气有关的透射率,那么我们就可以根据已知的气象条件以及水平路程的长度来计算可凝结水量,再通过表 6-12 查得各波长上的与水蒸气有关的透射率。同样,根据已知的水平路程,可以由表 6-13 查得各个波长上的与二氧化碳有关的透射率。

任意波长上的透射率的值是从表中查到的水蒸气和二氧化碳透射率的乘积,即

$$\tau = \tau_{\text{H}_2\text{O}} \tau_{\text{CO}_2} \quad (6-154)$$

需要强调的是,这些表格只适用于海平面上的水平路程。在高空,由于大气压强随着高度的增加而下降,大气的温度也要下降,因此谱线的宽度变窄。可以预料,通过同样的路程时,吸收变小,所以大气的透射率就要增加。温度对透射率的影响较小,通常可不予考虑,只要考虑压强降低对透射率的影响就可以了。如果稍做些简单的修正,这些表格则可用于高空。在高度为 h 的水平路程 x 所具有的透射率等于长度为 x_0 的等效海平面上水平路程的透射率,用数学表达式可表示为

$$x_0 = x \left(\frac{p}{p_0} \right)^k \quad (6-155)$$

式中 p 为高度 h 处的大气压强, p_0 为海平面上的大气压强; k 为常数,对水蒸气是 0.5,对二氧化碳是 1.5。

表 6-14 给出了一直到 206 km 高空的修正因子 $(p/p_0)^k$ 的数值。

表 6-14 高度修正因子 $(p/p_0)^k$ 的值

高度/km	高度修正因子 $(p/p_0)^k$		高度/km	高度修正因子 $(p/p_0)^k$	
	水蒸气	二氧化碳		水蒸气	二氧化碳
0.305	0.981	0.940	6.10	0.670	0.299
0.610	0.961	0.888	6.86	0.643	0.266
0.915	0.942	0.840	7.62	0.609	0.266
1.22	0.923	0.774	9.15	0.552	0.168
1.52	0.904	0.743	10.7	0.486	0.115
1.83	0.886	0.699	12.2	0.441	0.085
2.14	0.869	0.660	15.2	0.348	0.042
2.44	0.852	0.620	18.3	0.272	0.020
2.74	0.835	0.580	21.4	0.214	0.010
3.05	0.819	0.548	24.4	0.167	0.005
3.81	0.790	0.494	27.4	0.134	0.002
4.57	0.739	0.404	30.5	0.105	0.001
5.34	0.714	0.364			

等效海平面路程是透射率计算中一个有用的概念。很明显，在具有相同透射率的情况下，高空的路程要比海平面的路程更远一些。

如果我们要计算某一高度上的一段路程的透射率时，就可以由表 6-14 查出路程相应的数据，再由式(6-155)算出等效海平面路程，这样就可以计算出不同高度的水平路程的透射率了。

对于水蒸气，可以将所求得的等效海平面路程代入式(6-18)，得到可凝结水的毫米数，进一步可利用表 6-12 算出与水蒸气有关的透射率。如果是二氧化碳，由表 6-14 和式(6-155)算出等效海平面路程 x_0 之后，就可以由表 6-13 算出由二氧化碳所引起的透射率。

倾斜路程的透射率计算比水平路程的计算困难很多。因为大气压强沿路程连续变化，故吸收带的形状也连续改变，修正这一变化的任何方法都非常复杂。利用表 6-12 和表 6-13 可以进行近似计算。其方法是把路程分成若干小段，每段的高度增量相等，取每一小段中点处的修正因子进行修正，并假设沿每一小段内辐射是水平进行的，则整个斜路程的光谱透射率由每一小水平段的计算值相加来得到。

6.6 大气的散射衰减

辐射在大气中传输时，除因分子的选择性吸收导致辐射能衰减外，辐射还会在大气中遇到气体分子密度的起伏及微小微粒，使辐射改变方向，从而使传播方向的辐射能减弱，

这就是散射。一般来说，散射比分子吸收弱，随着波长增加散射衰减所占的地位逐渐减少。但是在吸收很小的大气窗口波段，相对来说散射就是使辐射衰减的主要原因。本节只是扼要地介绍散射理论及其结果，从而确定由散射引起的大气透射率的计算。

我们知道，散射是由于媒质不均匀所致。例如大气中的气体分子(主要是氮分子和氧分子)，其线度约为 10^{-8} cm 数量级，它引起的散射又叫做分子散射。另外大气中各种类型的悬浮微粒也都能引起散射。从后面的讨论中我们将清楚地看到，散射的强弱与大气中散射元的大小及辐射波长有密切的关系。

前面我们讨论过，当一束单色辐射在不均匀媒质中传播 x 后，由于散射作用将使辐射衰减，其衰减是按指数规律进行的，即

$$P_{\lambda}(x) = P_{\lambda}(0) \exp[-\mu_s(\lambda) \cdot x] \quad (6-156)$$

其中 $P_{\lambda}(0)$ 和 $P_{\lambda}(x)$ 分别为在散射前和经过 x 距离散射后的光谱辐射功率， $\mu_s(\lambda)$ 为散射系数。因此不难看出，纯散射决定的介质的透射率为

$$\tau_s(\lambda, x) = \frac{P_{\lambda}(x)}{P_{\lambda}(0)} = \exp[-\mu_s(\lambda) \cdot x] \quad (6-157)$$

一般情况下，大气中的散射是由两类散射元的作用所构成的，即大气分子的散射和大气中悬浮微粒的散射。所以散射系数 $\mu_s(\lambda)$ 又可以写成下列两项之和

$$\mu_s(\lambda) = \mu_m(\lambda) + \mu_p(\lambda) \quad (6-158)$$

式中 $\mu_m(\lambda)$ 和 $\mu_p(\lambda)$ 分别表示分子散射系数和悬浮微粒的散射系数。

由于散射系数是随辐射波长变化的，因此，透射率 $\tau_s(\lambda, x)$ 也应是波长的函数。如果求出散射系数 $\mu_s(\lambda)$ ，就可以利用上面的关系式计算出给定大气路程 x 的散射透射率 $\tau_s(\lambda, x)$ 。

6.6.1 一般方程

散射过程的实质，可视为辐射光子与散射元的弹性碰撞。也就是散射元吸收了辐射能，又把这个能量以新的空间分布发射出去。从经典电磁理论的角度来看，可以认为外界的电磁辐射引起散射元做强迫振动，而散射元的强迫振动不断地向外发出次波，这种现象叫散射。

设一束频率为 ν 的光辐射 P_{ν} 入射到一个微体上，它的能量将被微体内的粒子向各个方向散射，其散射掉的能量 dP_{ν} 与入射能量 P_{ν} 之比等于该微元的散射面积 $dA_{\nu, s}$ 与入射面积 dA 之比，即

$$\frac{dP_{\nu}}{P_{\nu}} = \frac{dA_{\nu, s}}{dA} \quad (6-159)$$

式中 dP_{ν} 为微体向各个方向散射掉的能量总和。散射面积与该微元内的散射粒子数 dn_s 成正比，即

$$dA_{\nu, s} = \mu'_{\nu} dn_s \quad (6-160)$$

$$dn_s = N dA dx \quad (6-161)$$

式中 N 为微元内散射粒子数密度 ($1/\text{cm}^3$)； μ'_{ν} 是比例系数，称为粒子的平均散射截面； dx 为传输距离 (cm)。将式 (6-161) 代入式 (6-160) 可得

$$-dP_s = \mu'_{v,s} N P_s dx \quad (6-162)$$

令

$$\mu'_{v,s} = \mu'_{v,s} N \quad (6-163)$$

$\mu'_{v,s}$ 称为散射系数。式(6-162)就可写为

$$-dP_s = \mu'_{v,s} P_s dx \quad (6-164)$$

对式(6-164)积分,可得

$$P_s(x) = P_s(0) \exp\left(-\int_0^x \mu'_{v,s} dx\right) \quad (6-165)$$

其散射透过率为

$$\tau_s = \frac{P_s(x)}{P_s(0)} = \exp\left(-\int_0^x \mu'_{v,s} dx\right) = \exp\left(-\int_0^x \mu'_{v,s} N dx\right) \quad (6-166)$$

散射截面 μ'_s 可写成

$$\mu'_s \propto \pi r^2 Q_{scat} \quad (6-167)$$

式中 r 为散射粒子半径, Q_{scat} 为散射效率因素。

实际上,被散射的光辐射在空间的分布是不均匀的。为了描述被散射光辐射的空间分布,需引入一个相函数 $\varphi(\cos\theta)$ 的概念。在与入射光束成 θ 角的方向的微立体角 $d\Omega'$ 内散射的功率可利用相函数表示为

$$-dP_s = \mu'_{v,s} P_s \frac{\varphi_s(\cos\theta) d\Omega'}{4\pi} dx \quad (6-168)$$

如果将式(6-168)沿空间积分,就可得到向所有方向散射掉的总功率为

$$-dP_s = \mu'_{v,s} P_s dx \int_0^{4\pi} \frac{1}{4\pi} \varphi_s(\cos\theta) d\Omega' \quad (6-169)$$

令

$$\int_0^{4\pi} \frac{1}{4\pi} \varphi_s(\cos\theta) d\Omega' = \alpha_s \quad (6-170)$$

α_s 称为反照率,表示入射光中由散射损失的能量占总传输损失能量的百分比。通常 $\alpha_s < 1$, 若 $\alpha_s = 1$, 则称这种散射为完全散射。

最简单的相函数是个常数,即

$$\varphi(\cos\theta) = s \quad (6-171)$$

它表示向各个方向的散射是均匀的。

大气的散射规律随散射体的大小不同而不同。在散射中通常采用一个尺寸因子 χ

$$\chi = \frac{2\pi r}{\lambda} \quad (6-172)$$

式中 r 为散射粒子的半径, λ 为入射光的波长。在 χ 较小(通常指 $\chi < 0.3 \sim 1.0$) 时, 散射遵守瑞利规律, 这种散射称为瑞利散射。当 χ 超过瑞利散射的范围后(通常指 $\chi = 1.0 \sim 20$), 进入米氏散射的范围。当散射粒子很大时, 则属于几何光学的大颗粒散射范围。

6.6.2 瑞利散射

1871年瑞利首先提出一种理论来描述散射元的线度比被散射的波长小得多的散射。

这就是众所周知的瑞利散射。

瑞利散射的效率因素 Q_{scat} 为

$$Q_{\text{scat}} = \frac{128\pi^4 r^4}{3\lambda^4} \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 1} \right)^2 \quad (6-173)$$

若用尺寸参数 χ 表示, 则

$$Q_{\text{scat}} = \frac{8\chi^4}{3} \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 1} \right)^2 \quad (6-174)$$

式中 n 为散射粒子的折射率, λ 为入射光线的波长。从式(6-173)可以看出, Q_{scat} 是与波长的四次方成反比的。随着波长的增加, 瑞利散射将迅速减少。

瑞利散射只适用于粒子尺寸较小的情况。对可见光的频率范围, 粒子半径应小于 $0.05 \mu\text{m}$ 左右。在大气中瑞利散射主要是分子散射。大气分子对太阳辐射的散射主要是在可见光范围内。瑞利散射式中的四次方反比关系可以解释为什么晴朗的天空是蓝色的, 那是因为它的短波散射远大于长波散射。那么为什么天空不是紫色的呢? 原因之一是, 人眼对紫光的视敏度远小于对蓝光的视敏度。

一般情况下散射光是偏振的。自然光在瑞利散射后, 散射光的总强度为

$$I_{\text{scat}} = \frac{\lambda^2 E_0 N r^2}{16\pi^2} \chi^4 \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 1} \right)^2 (1 + \cos^2\theta) \quad (6-175)$$

式中 E_0 为入射光的照度。

根据相函数的概念, 可以求出

$$2 \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} \frac{1}{4\pi} (1 + \cos^2\theta) \sin\theta \, d\theta \, d\varphi = \frac{4}{3}$$

为了使相函数归一化, 用 $3/4$ 乘以 $(1 + \cos^2\theta)$ 即为瑞利散射的相函数, 即

$$\varphi_s(\cos\theta) = \frac{3}{4} (1 + \cos^2\theta) \quad (6-176)$$

从图 6-17 可以看到, 瑞利散射的相函数对垂直于入射光线的平面对称的。

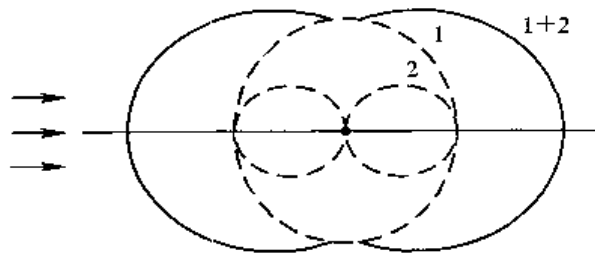


图 6-17 瑞利散射的相函数

6.6.3 米氏散射

在粒子参数 χ 大于上面讨论的瑞利散射适用的范围时, 例如许多有实际意义的散射问题是在 $\chi=1\sim 20$ 的范围, 此时的散射服从米氏散射规律。

这种散射问题需要把麦克斯韦(Maxwell)方程用于散射粒子之内和之外的介质中, 并使其解在粒子的界面上相一致。对球形粒子, 折射率为 n 的粒子在折射率为 1 的介质中的衰减效率因素的解为

$$Q_{\text{ext}} = \frac{2}{\chi^2} \sum_{m=1}^{\infty} (2m+1) \operatorname{Re}(a_m + b_m)$$

$$a_m = \frac{\psi'_m(n\chi)\psi_m(\chi) - n\psi_m(n\chi)\psi'_m(\chi)}{\psi'_m(n\chi)\xi_m(\chi) - n\psi_m(n\chi)\zeta'_m(\chi)}$$

$$b_m = \frac{n\psi'_m(n\chi)\psi_m(\chi) - \psi_m(n\chi)\psi'_m(\chi)}{n\psi'_m(n\chi)\xi_m(\chi) - \psi_m(n\chi)\zeta'_m(\chi)} \quad (6-177)$$

$$\psi_m = \sqrt{\frac{\pi\chi}{2}} J_{m+\frac{1}{2}}(\chi)$$

$$\xi_m = \sqrt{\frac{\pi\chi}{2}} [J_{m+\frac{1}{2}}(\chi) - i(-1)^{m+1} J_{-m-\frac{1}{2}}(\chi)]$$

上面式子中 Q_{ext} 是包括粒子的吸收和散射在内的衰减系数。若折射率 n 为实数，则 $Q_{\text{ext}} = Q_{\text{scd}}$ 。式(6-177)中的 J 表示第一类贝塞尔函数，“'”表示一阶导数， n 为散射粒子的复折射率， Re 表示取复数的实部。

图 6-18 给出了散射效率因素 Q_{ext} 对尺寸参数 χ 的变化曲线。

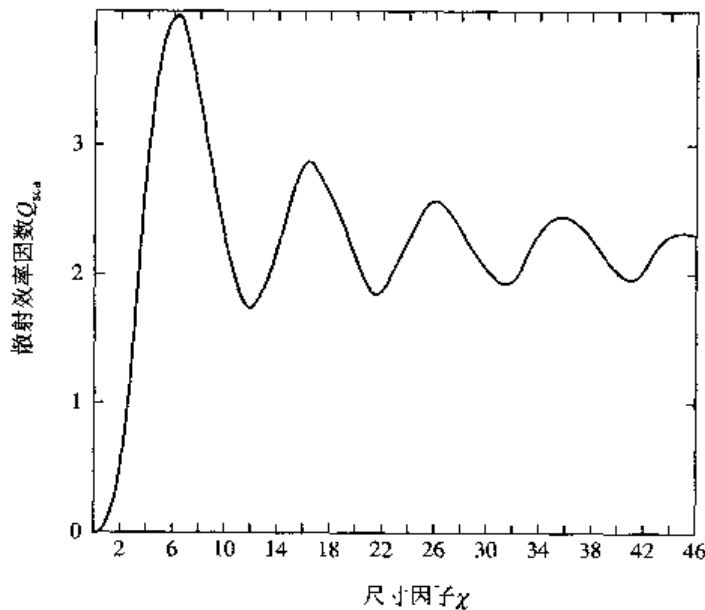


图 6-18 光滑了的 Q_{ext} 对 χ 的变化曲线

米氏散射的相函数的变化规律很复杂，图 6-19 所示是当 $n=1.25$ ， $\chi=8$ 的一种相函数的后向散射部分的图形。

米氏散射的角分布是不对称的。为描述此不对称性，可以引入一个非对称因素 $\langle \cos\theta \rangle$

$$\langle \cos\theta \rangle = \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} \varphi_s(\cos\theta) \cos\theta \, d\Omega \quad (2-178)$$

$\langle \cos\theta \rangle$ 的值可以从 -1 变化至 $+1$ 。很显然，对瑞利散射，其前后散射是对称的，所以 $\langle \cos\theta \rangle = 0$ 。在粒子尺寸进入米氏散射区后，非对称因素 $\langle \cos\theta \rangle$ 将随尺寸参数 χ 的变化而变化。

对于云和雾，粒子半径 r 分布在 $5 \sim 15 \mu\text{m}$ 之间。对于常用的 $\lambda < 15 \mu\text{m}$ 的红外波段，

辐射波长接近于 r ，因此有强烈的米氏散射。但对于可见光，在云和雾中出现无选择性散射 ($r \gg \lambda$)，所以雾呈白色，透过雾看太阳也呈现白色圆盘形状。对于雨来说， $r = 0.25 \sim 3$ mm，则对 $\lambda < 15 \mu\text{m}$ 的红外辐射满足 $r \gg \lambda$ 的条件，所以是无选择性散射，此时红外系统仍能继续工作。

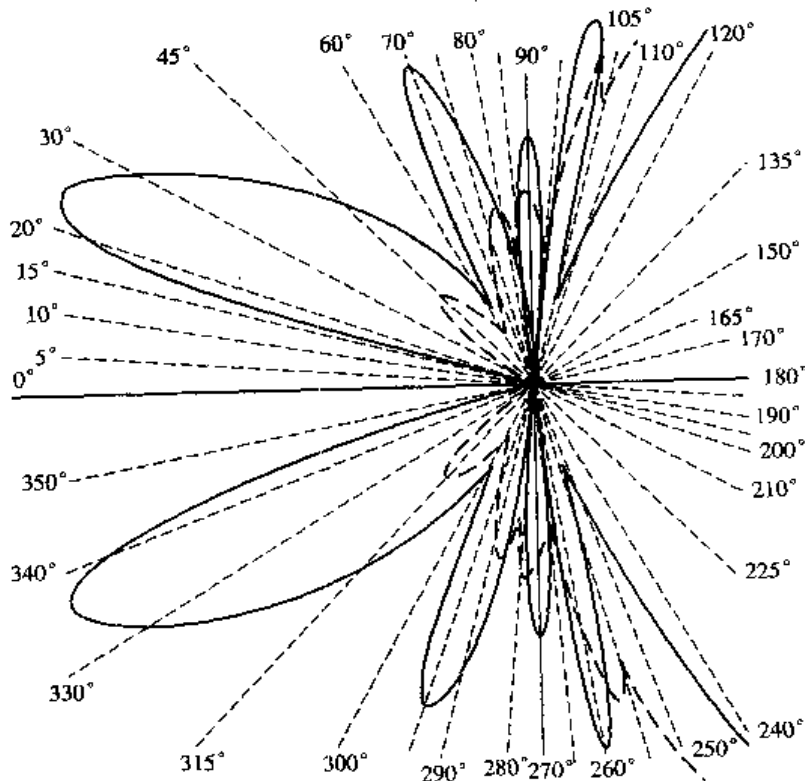


图 6-19 米氏散射的相函数图形

6.6.4 散射衰减的工程算法

对于上面所提到的瑞利散射和米散射，要想计算其散射系数，必须知道大气中悬浮粒子的资料。然而这些资料是很不容易获得的，测量也很困难，因此，气象学中采用一种工程方法来处理散射问题。此种方法用起来比较方便，又比较可信，这就是利用气象视距来处理散射问题。

1. 气象视程与视距方程式

目标与背景的对比度随着距离的增加而减少到 2% 时的距离，称为气象视程，简称为视程或视距。

我们可以在可见光谱区的指定波长 λ_0 处 (通常取 $\lambda_0 = 0.6 \mu\text{m}$ 或 $0.55 \mu\text{m}$) 测量目标和背景的对比度，因为在这些波长处，大气的吸收很少，因而引起辐射衰减的原因主要是散射这一种因素。取光线路程是水平的，沿光线路径的散射微粒的分布是均匀的，因而此处产生的散射都是相同的。在这种情况下，我们可以以背景亮度为标准定义目标的对比度 C ，即

$$C = \frac{L_t - L_b}{L_b} \quad (6-179)$$

式中 L_t 为目标亮度； L_b 为背景亮度。

当我们观察一系列目标时，会发现目标与背景间的对比度随着观察者距离的增加而减少，最后，对比度弱到使人眼再也不能分开目标和背景了。换言之，人眼对两个目标亮度差异的区别能力是有限的，这种限制的临界点称为亮度对比度阈。亮度对比度阈通常以 C_V 表示，对于正常的人眼来说，其标准值为 0.02。

对于同一目标来说，当它距观察点的距离为 x 时，那么观察者所看到的目标与背景的对比度为

$$C_x = \frac{L_{t,x} - L_{b,x}}{L_{b,x}} \quad (6-180)$$

式中 $L_{t,x}$ 为观察者所看到的日标亮度； $L_{b,x}$ 为背景亮度。

当 $x=V$ 处的亮度对比度 C_V 与 $x=0$ 处的亮度对比度 C_0 的比值恰好等于 2% 时，这时的距离 V 称为气象视程，即

$$\frac{C_V}{C_0} = \frac{(L_{tV} - L_{bV})/L_{bV}}{(L_{t0} - L_{b0})/L_{b0}} = 0.02 \quad (6-181)$$

但是，在实际测量中，总是让特征目标的亮度远远大于背景的亮度，即 $L_t \gg L_b$ ，而 $L_{b0} = L_{bV}$ 。因此，上式可变为

$$\frac{C_V}{C_0} = \frac{L_{tV}}{L_{t0}} = 0.02 \quad (6-182)$$

式(6-182)表明，在实际观测中，如果我们把一个很亮的目标从 $x=0$ 处移到距观测点 $x=V$ 处时，对于波长为 λ_0 的亮度降到原亮度的 2%，此时 V 就是气象视程。如果满足上述的假设，那么以 $x=0$ 到 $x=V$ 之间的大气，在波长 λ_0 处，对大气透射率的影响只是由散射造成的，其透射率为

$$\tau_s(\lambda_0, V) = \frac{L_{tV}}{L_{t0}} = e^{-\mu_s(\lambda_0)V} \quad (6-183)$$

由式(6-182)和式(6-183)两式得到

$$\ln \tau_s(\lambda_0, V) = -\mu_s(\lambda_0)V = \ln 0.02 = -3.91 \quad (6-184)$$

所以可以得到在波长 λ_0 处，散射系数和气象视程的关系为

$$V = \frac{3.91}{\mu_s(\lambda_0)} \quad (6-185)$$

式(6-185)即为视程方程式， V 是长度单位，与 $\mu_s(\lambda_0)$ 相适应即可。在推导视程方程式时，我们假定目标表面亮度是均匀的，地表附近大气背景是均匀的，光线是单色的，光所经过的路程是水平的，沿光线所经路径的散射微粒的分布也是均匀的。对波长的选取也间接地说明了它是无吸收的，只有散射起作用。

但是，在实际应用式(6-185)时，却不像在推导此公式时那样严格地遵守这些假定。在实际大气中，大多数情况下视程是很短的。 V 一般小于 16 km，甚至小于 5 km。在大气透明度很低的情况下，微粒一般说来都是较大的，例如雾滴，它在散射光线时，对波长是无选择性的。因为此时的散射过程可以看作是直径大于 $5 \mu\text{m}$ 的悬浮微粒上的反射和衍射过程的综合效应，所以可以认为满足 $r \gg \lambda$ 的条件，可按几何光学定律来处理。在这种情况下，散射系数 $\mu_s(\lambda_0)$ 将与波长无关，因此也就不必强调是单色光的了。同时，此时的背景光线也多是均匀面弥漫的，所以不必担心运用公式(6-185)会发生什么问题。所幸运的是，

尽管在浓阴天或者是在碧空的日子，从天顶到地平线附近亮度将有 3 倍左右的变化，然而，只要物体漫反射能力很弱，应用此方程就不会产生多大的误差。而事实上，许多天然目标物都具有低的反射率，例如森林为 4%~10%，绿色场地为 10%~15%，海湾及河流为 6%~10% 等等。

视程及视程方程式是很有意义的，其一，人们要想知道眼睛能看到多远，也就是要知道视程多远，这在空运、海运和陆地上的观察都是十分重要的，在气象学中是更有意义的；其二，人们很想知道一个不熟悉的物体最远在什么距离上可以用眼睛观测到。当然这里还包括有辨认的问题在内，所以它远比第一方面的问题复杂。

2. 测量 λ_0 处视程的原理

按照视程方程式，我们能知道散射系数 μ_s 。又因为我们选取的波长通常是 $\lambda_0 = 0.61 \mu\text{m}$ 或 $0.55 \mu\text{m}$ ，在这些波长处的吸收近似为零，因此，衰减只是由散射造成的。这样我们就可以由透射率和散射系数的关系，求得气象视程。具体说来，如果在已知的 x 距离上，在波长 λ_0 处，测得大气的透射率为 $\tau_s(\lambda_0, x)$ ，则有

$$\tau_s(\lambda_0, x) = e^{-\mu_s(\lambda_0)x} \quad (6-186)$$

$$\ln \tau_s(\lambda_0, x) = -\mu_s(\lambda_0)x \quad (6-187)$$

如果已知距离 x 在 $0 \sim V$ 之间，由于在整个视程内的 μ_s 都是一样的，因此，可以将此式中的 $\mu_s(\lambda_0)$ 代入视程方程中，得到视程与已知距离处的透射率之间的关系为

$$V = -\frac{3.91x}{\ln \tau_s(\lambda_0, x)} \quad (6-188)$$

由此式可知，只要测得已知距离 x 及透射率 $\tau_s(\lambda_0, x)$ ，就可以求得视距。

运用亮度对比度阈和透射率的关系，同样可以得到与式(6-188)类似的关系式，只是将 $\tau_s(\lambda_0, x)$ 换成对比度之比即可，这里就不细讲了。

上式不仅给出了测量规程的原理，同时，也介绍了通过 V 与透射比的关系来计算气象视程。

例 6-3 在距离 $x = 5.5 \text{ km}$ ，波长 $0.55 \mu\text{m}$ 处测得的透射比 $\tau_s(\lambda_0, x)$ 为 30%，求气象视程 V 。

解 将 $x, \tau_s(\lambda_0, x)$ 代入式(6-188)得

$$V = -\frac{3.91 \times 5.5}{\ln 0.3} = -\frac{3.91 \times 5.5}{-1.204} = 17.9 \text{ km}$$

即在 $0.55 \mu\text{m}$ 处的气象视距为 17.9 km。

3. 利用 λ_0 处的视程求任意波长处的光谱散射系数 $\mu_s(\lambda)$

我们知道，无论瑞利散射，还是米氏散射，散射系数 $\mu_s(\lambda)$ 都是波长的函数，只是当粒子半径远大于波长之后，才与波长无关，而成为无选择性散射。一般可将散射系数表示为

$$\mu_s(\lambda) = A\lambda^{-q} + A_1\lambda^{-4} \quad (6-189)$$

式中的 A, A_1, q 都是待定的常数。

式(6-189)中，第二项表示瑞利散射。在红外光谱区内，瑞利散射并不重要，因此，只需考虑式中的第一项，即

$$\mu_s(\lambda) = A\lambda^{-q} \quad (6-190)$$

对上式取对数, 有

$$\ln \mu_s(\lambda) = \ln A - q \ln \lambda \quad (6-191)$$

式中 q 是经验常数。当大气能见度特别好(例如气象视程 V 大于 80 km)时, $q=1.6$; 中等能见度, $q=1.3$ (这是最常见的数值)。如果大气中的霾很浓厚, 以致能见度很差(例如, 气象视程小于 6 km), 可取 $q=0.585V^{1/3}$, 其中 V 是以 km 为单位的气象视程。

式(6-191)同样应能满足波长 λ_0 处的散射系数。可利用式(6-190)和式(6-185)得到

$$\mu_s(\lambda_0) = \frac{3.91}{V} = A\lambda_0^q \quad (6-192)$$

$$A = \frac{3.91}{V} \lambda_0^{-q} \quad (6-193)$$

将式(6-193)代入式(6-190), 就可以得到任意波长 λ 处的散射系数 $\mu_s(\lambda)$ 与气象视距及波长的关系式

$$\mu_s(\lambda) = \frac{3.91}{V} \left(\frac{\lambda_0}{\lambda} \right)^q \quad (6-194)$$

把此式代入由纯散射衰减导致的透射率公式, 有

$$\tau_s(\lambda) = \exp \left[- \frac{3.91}{V} \left(\frac{\lambda_0}{\lambda} \right)^q x \right] \quad (6-195)$$

6.7 大气透射率的计算举例

在前面几节中, 我们已经讨论了大气的吸收和散射对辐射的衰减作用, 分别给出了纯吸收和纯散射所导致的衰减, 并且还相应地给出了计算透射率的公式。根据这些结果, 原则上应该能够在给定的气象条件下计算大气的透射率。

6.7.1 大气透射率的计算步骤

在实际大气中, 尤其是在地表附近几千米的大气中, 吸收和散射是同时存在的, 因此大气的吸收和散射所导致的衰减都遵循比尔-朗伯定律。由此, 我们可以得到大气的光谱透射率为

$$\tau(\lambda) = \tau_a(\lambda)\tau_s(\lambda) \quad (6-196)$$

式中 $\tau_a(\lambda)$, $\tau_s(\lambda)$ 分别是与吸收和散射有关的透射率。由此可见, 只要分别计算出 $\tau_a(\lambda)$ 和 $\tau_s(\lambda)$ 就可由式(6-196)来计算大气透射率。

然而, 大气中并非只有一种吸收组分。假设大气中有 m 种吸收组分, 因而与吸收有关的透射率应该是这几种吸收组分的透射率的乘积, 即

$$\tau_a(\lambda) = \prod_{i=1}^m \tau_{a_i}(\lambda) \quad (6-197)$$

式中 $\tau_{a_i}(\lambda)$ 是与第 i 种组成的吸收有关的透射率。将式(6-197)代入式(6-196), 得到大气的透射率

$$\tau(\lambda) = \tau_s(\lambda) \prod_{i=1}^m \tau_{a_i}(\lambda) \quad (6-198)$$

由此, 我们可以将计算大气透射率的步骤归结如下:

- (1) 按实际的需要规定气象条件、距离和光谱范围。
 (2) 按式(6-195),也就是由气象视程的方法计算出在给定条件下的 $\tau_s(\lambda)$ 。

(3) 按给定条件,依次计算出各个吸收组分的 $\tau_{a_i}(\lambda)$ 。其办法有:

- ① 按照前面所介绍的大气透射率表,计算水蒸气和二氧化碳的吸收所造成的透射率。
 ② 按照所谓的带模型,计算在给定条件下和指定光谱范围内的各吸收带的吸收率,从而求得透射率。这种方法虽然较为准确,但也较复杂。

(4) 利用所求得的 $\tau_s(\lambda)$ 和 $\tau_{a_i}(\lambda)$,根据式(6-198)可以算出大气的透射率。

6.7.2 计算举例

例 6-4 气象条件:海平面水平路程长为 1.8 km,气温为 22℃,相对湿度 Rh=59%,气象视程 $V=13.8$ km(在 0.61 μm 处)。

求:在 3.5~4.0 μm 光谱带的平均大气透射率。

解 (1) 求 $\tau_s(\lambda)$ 。

因为 $V=13.8$ km,故取 $q=1.3$, $\lambda_0=0.61$ μm 。在 3.5~4.0 μm 这样一个狭窄的范围内,由散射而导致的透射率随波长的变化较慢,可以取该光谱范围内的中心波长 $\lambda=3.75$ μm 处的 $\tau_s(\lambda)$ 作为平均的 $\bar{\tau}_s$ 。

根据式(6-195)可得

$$\bar{\tau}_s(3.75) = \exp\left[-\frac{3.91}{13.8}\left(\frac{0.61}{3.75}\right)^{1.3} \times 1.8\right] = 0.95$$

(2) 求 τ_a 。

这里只取两个组元的吸收,即水蒸气和二氧化碳吸收的透射率,所以有

$$\tau_a = \tau_{\text{H}_2\text{O}}\tau_{\text{CO}_2}$$

① 先求水蒸气的透射率 $\tau_{\text{H}_2\text{O}}$ 。由表 6-5 查得 22℃的饱和水蒸气密度为 $\rho_s=19.22$ g/m^3 ,绝对湿度为

$$\rho_w = \rho_s \text{Rh} = 19.22 \times 0.59 = 11.34 \text{ g}/\text{m}^3$$

所以,全路程的可凝结水的毫米数由式(6-18)求得

$$w = \rho_w x = 11.34 \times 1.8 = 20.4 \text{ mm}$$

当 $w=20$ mm,由表 6-12 可以查得各波长对应的透射率,并列于表 6-15 中。

表 6-15 各波长对应的透射率

波长/ μm	$\tau_{\text{H}_2\text{O}}(\lambda)$	$\tau_{\text{CO}_2}(\lambda)$	$\tau_a(\lambda)$	$\bar{\tau}_s$	$\bar{\tau}_a$	τ
3.5	0.832	1	0.832	0.94	0.95	0.89
3.6	0.916	1	0.916			
3.7	0.944	1	0.944			
3.8	0.972	1	0.972			
3.9	0.972	1	0.972			
4.0	0.960	0.991	0.951			

② 求二氧化碳的透射率 τ_{CO_2} 。因为 $x=1.8 \text{ km}$ ，可取近似值 $x=2 \text{ km}$ ，由表 6-13 得到各波长对应的透射率也列在表 6-15 中。将该表中的 $\tau_a(\lambda)$ 值对应波长 λ 画图，如图 6-20 所示，很容易得到 $3.5 \sim 4.0 \mu\text{m}$ 区的平均透射率 $\bar{\tau}_a$ 。此时，整个光谱区域的带宽为 $\Delta\lambda=4.0-3.5=0.5 \mu\text{m}$ ，而光谱间隔 $d\lambda=0.1 \mu\text{m}$ ，其边缘上的两个波长只有间隔的一半，即为 $d\lambda/2$ ，所以平均透射率为

$$\bar{\tau}_a = \frac{1}{\Delta\lambda} \left[\tau_a(\lambda_0) \frac{1}{2} d\lambda + \tau_a(\lambda_1) d\lambda + \dots + \tau_a(\lambda_{m-1}) d\lambda + \tau_a(\lambda_m) \times \frac{1}{2} d\lambda \right]$$

式中 λ_0 和 λ_m 是该光谱带边界上的两个波长，所以，对 $3.5 \sim 4.0 \mu\text{m}$ 带有

$$\bar{\tau}_a = \frac{0.1}{0.5} \left[\frac{0.832 + 0.951}{2} + 0.961 + 0.944 + 0.972 + 0.972 \right] = 0.94$$

所以，可求得

$$\bar{\tau} = \bar{\tau}_v \bar{\tau}_a = 0.94 \times 0.95 = 0.89$$

为清楚起见，把 $\tau_a(\lambda)$ ， $\bar{\tau}_a$ ， τ_v ， τ 都列于表 6-15 中。在图 6-20 中，实线表示在波长 $3.5 \sim 4.0 \mu\text{m}$ 的光谱带由吸收所导致的光谱透射率 $\tau_a(\lambda)$ ，而虚线表示在这一段光谱范围内的平均值。对于边界波长上所取的光谱间隔为 $d\lambda/2$ 。

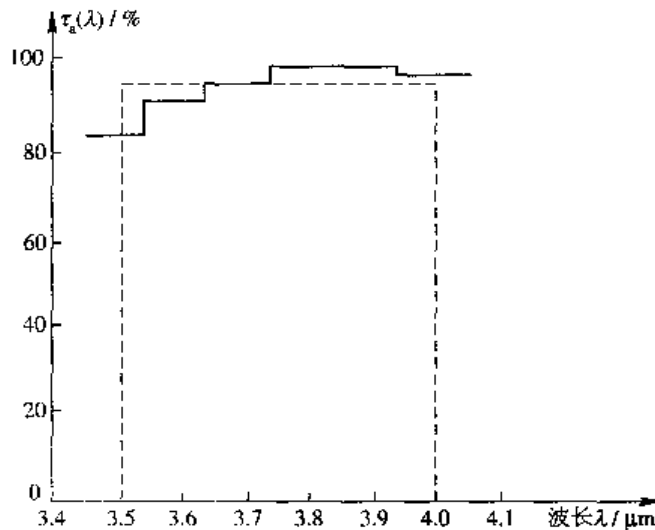


图 6-20 大气透射率的计算

6.8 清洁大气在宽谱段内的积累吸收

对于只含有水蒸气而不含液态和固态杂质的大气，称为清洁大气。一般说来，距地而超过 $2 \sim 3 \text{ km}$ 的大气即可近似认为是清洁的大气。有人提出了将实验结果转换为近似的分析表达式，从而使宽谱段内大气透射率的计算变得简单而方便，为了做到这一点，他们将大气分为八个窗口，每个窗口位于两个相邻的吸收带中心之间。实验表明，在每个窗口都可以用同一类型的方程式表达，即

$$\tau = C \lg w + t_0 \quad (6-199)$$

式中 τ 是窗口的有效透过率，而任一个窗口的界限，如表 6-16 所示； w 是在传播路程内可降水分的含量，用毫米表示； C 和 t_0 是由表 6-16 所给出的常数。

表 6-16 窗口界限以及式(6-199)所用的常数

窗口	波长/ μm	C	t_0	如果 $W(\text{mm})$ 小于上述值, 则 $\tau=100\%$
I	0.70~0.92	15.1	106.3	0.26
II	0.92~1.1	16.5	106.3	0.24
III	1.1~1.4	17.1	96.3	0.058
IV	1.4~1.9	13.1	81.0	0.036
V	1.9~2.7	13.1	72.5	0.008
VI	2.7~4.3	12.5	72.3	0.006
VII	4.3~5.9	21.2	52.3	0.005
VIII	5.9~14	—	—	

只要根据气象条件算出可凝结水量和不同窗口的常数, 就可以根据式(6-199)计算出吸收的透射率。这样, 就可以把透射率作为可凝结水量的函数并做函数曲线, 如图 6-21 所示。

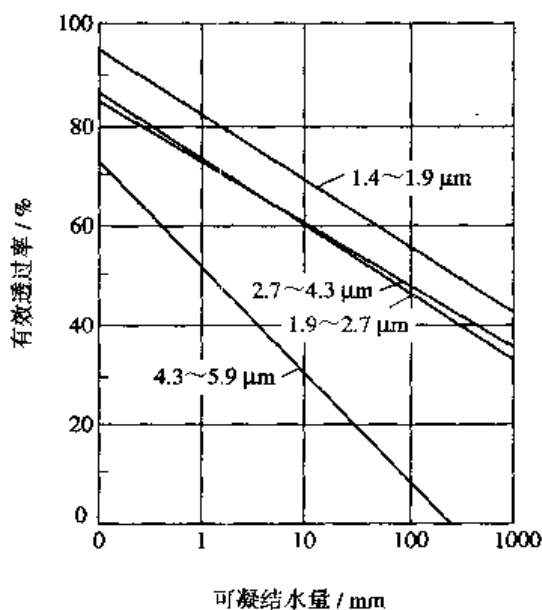


图 6-21 几种大气窗口的透射率

从这些曲线立即可以看出某一窗口的透射率, 从而可以减少分别计算吸收系数所需的大量运算。但是, 必须注意, C 和 t_0 的值是引用许多方面的实验数据而得出的, 因此, 测定这些数值时的最大可凝结水量不超过 200 mm, 同时它仅适用于无霾的大气。

6.9 大气红外辐射传输计算软件介绍

随着近代物理和计算机技术的发展, 大气辐射传输计算方法, 由 20 世纪 60 年代的全参数化或简化的谱带模式发展为目前的高分辨率光谱透过率计算, 由单纯只考虑吸收的大气

模式发展到散射和吸收并存的大气模式,且大气状态也从只涉及水平均匀大气发展到水平非均匀大气。同时已发布例如 LOWTRAN、MODTRAN、FASCOD、MOSART、EOSAEL 和 SENTRAN 等多种在目标探测和遥感中得到广泛应用的实用软件。

6.9.1 各种软件简介

1. LOWTRAN

LOWTRAN(LOW resolution TRANsmission)是由美国空军基地地球物理管理局(前空军地球物理实验室和空军剑桥研究实验室 AFRL/VS)开发的一个低分辨率的大气辐射传播软件,它最初用来计算大气透过率,后来加入了大气背景辐射的计算。目前最高版本为 1989 年发布的 LOWTRAN7。LOWTRAN 软件以 20 cm^{-1} 的光谱分辨率计算(最小采样间距为 5 cm^{-1})从 $0\sim 50\,000\text{ cm}^{-1}$ ($0.2\sim\infty\ \mu\text{m}$) 的大气透过率、大气背景辐射、单次散射的阳光和月光辐射、太阳直射辐照度等。LOWTRAN7 增加了多次散射的计算以及新的带模式、臭氧和氧气在紫外的吸收参数。程序考虑了连续吸收、分子、气溶胶、云、雨的散射和吸收,地球曲率及折射对路径及总吸收物质含量计算的影响。

LOWTRAN7 大气模式包括 13 种微量气体的垂直廓线,六种参考大气模式定义了温度、气压、密度以及水汽、臭氧、甲烷、一氧化碳和一氧化二氮的混合比垂直廓线。程序用带模式计算水(H_2O)、臭氧(O_3)、一氧化二氮(N_2O)、甲烷(CH_4)、一氧化碳(CO)、氧气(O_2)、二氧化碳(CO_2)、一氧化氮(NO)、氨气(NH_3)和二氧化硫(SO_2)的透过率。此带模式以逐线光谱为基础,并与实验室测量作了比较。模式包括了氧分子的紫外吸收带和臭氧的紫外带。多次散射参数化计算使用双流近似和组合大气层累加法。LOWTRAN7 增添了取决于风的沙漠模式、新的卷云模式、新的云和雨模式,并包括了更新的有地理和季节代表性的大气模式和气溶胶模式,也可以由用户自己输入模式。

2. MODTRAN

MODTRAN(MODerate resolution TRANsmission)是在 LOWTRAN 的基础上改进而成的,首次发布于 1989 年,最新版本是 2002 年 3 月发布的 PcModWin 4.0。MODTRAN 的目的在于改进 LOWTRAN 的光谱分辨率,它将光谱的半宽度由 LOWTRAN 的 20 cm^{-1} 减少到 2 cm^{-1} 。它的主要改进包括发展了一种 2 cm^{-1} 光谱分辨率的分子吸收算法和更新了对分子吸收的气压温度关系的处理,同时维持了 LOWTRAN7 的基本程序和使用结构。重新处理的分子有水汽、二氧化碳、臭氧、一氧化二氮、一氧化碳、甲烷和氧气、一氧化氮、二氧化硫、二氧化氮、氨气和硝酸。新的带模式参数范围覆盖了 $0\sim 17\,900\text{ cm}^{-1}$ 。而在可见和紫外这些较短的波长上,仍使用 LOWTRAN7 的 20 cm^{-1} 的分辨率。在 MODTRAN 中,分子透过率的带参数在 1 cm^{-1} 的光谱间隔上计算,在这样的间隔上的分子透过比计算包括 3 部分:

- (1) 在此间隔上积分“平均谱线”的 Voigt 线型;
- (2) 当该间隔包含了同种分子的多于一条谱线时,假定这些谱线是随机分布的;
- (3) 将相邻间隔中谱线的贡献看作分子连续吸收来处理。

MODTRAN 中其他光谱结构变化大于 1 cm^{-1} 的成分,则仍用 LOWTRAN 的 5 cm^{-1} 分辨率计算,并内插到 1 cm^{-1} 上求得总透过比。这些 1 cm^{-1} 的间隔互不重叠,并可用一个

三角狭缝函数将其光谱分辨率降低到所需的分辨率。由于这些间隔是矩形的，且互不重叠，因此 MODTRAN 的标称光谱分辨率为 2 cm^{-1} 。

在程序处理上，MODTRAN 的构造保持了对 LOWTRAN 的改动最小，MODTRAN 作为附加的中分辨率光谱计算能力的选择项而不干扰原 LOWTRAN 的执行。气溶胶模式、多次散射计算、用户定义的大气模式等都不改变。MODTRAN 使用的分子带模式参数数据作为外部数据文件读入。对于使用者来说，MODTRAN 的输入卡仅对 LOWTRAN 输入卡作了三处改动：在卡片一的最前面加了一个逻辑变量 MODTRAN，选择是否使用 MODTRAN；将卡片四的输入改为整形；加了一个输入参数 IFWHM 定义三角狭缝函数的宽度。

MODTRAN 和 LOWTRAN 在计算分子透过率上的区别在于 LOWTRAN 使用单参数带模式及分子密度的标度函数。MODTRAN 使用三个与温度有关的参数：吸收系数、线密度和平均线宽。对于每种分子，其光谱区分为 1 cm^{-1} 间隔。将线中心在间隔内和间隔外的邻近谱线分别建模，间隔内的谱线采用 Voigt 线型积分得到。采用 Curtis - Godson 将多层的分层路径近似为等价的均匀路径。

由于 MODTRAN 的 1 cm^{-1} 分辨率可提供同样的光谱精度，MODTRAN 中不再采用 LOWTRAN 所使用的 K - 分布方法。

LOWTRAN 使用单参数带模式(定义在 295 K)，并且其标度函数与光谱波长无关。而 MODTRAN 采用了 Voigt 线型和线参数对温度、压力的显式表达比 LOWTRAN 更好地适用于完全处于 30 km 高度以上的路径。60 km 以上的路径，许多分子处于非局部热平衡状态。对于这类问题，MODTRAN 不再适用。

3. FASCODE

对于涉及非常窄的光学带宽的辐射传输问题，例如激光，需要由 FASCODE 提供高分辨率计算。FASCODE (FAST high resolution CODE) 是 AFRL/VS 开发的大气传输计算软件。该软件模型假定大气为球面成层分布，每一大气层的各种光谱线采用最佳采样；计算模型中涉及了大气中主要分子成分——氮分子带 ($2020 \sim 800 \text{ cm}^{-1}$) 和氧分子带 ($1935 \sim 1760 \text{ cm}^{-1}$) 的连续吸收效应；也计算了水汽自然展宽和外部展宽的远翼 ($0 \sim 20\,000 \text{ cm}^{-1}$) 贡献以及两个臭氧扩散带的连续吸收效应。计算程序对所包含的模型大气作出最佳分层已达到辐射出射度或透过率计算中的特定精度。

按照常规的方法，所分的大气层一般考虑为均匀介质层，并处于局部热力学平衡状态。而实际大气可能偏离局部热力学平衡状态。FASCODE 考虑了非局部热力学平衡的选择，为了执行这种选择，需要给出振动的布局或振动态温度的高度分布函数。

FASCODE 中的粒子模型是 LOWTRAN 模型中所用的气溶胶、雾、雨模式和早期已经建立的适合于毫米波谱区中的雨、雾、云模式的组合和扩展。因此，FASCODE 可以在比 LOWTRAN 更宽的波谱范围内处理粒子的散射问题。

FASCODE 可以进行逐根光谱线的计算，因此用它研究精确的单色波长和激光大气传输问题是非常适合的。

为了比较 LOWTRAN 法、MODTRAN 法和 FASCOD 法的计算结果，图 6-22 分别给出了在同样大气和几何条件下(中纬度、夏季，能见度为 25 km，高度为 1 km)，LOWTRAN 和 MODTRAN 的计算结果；而图 6-23 和图 6-24 分别给出了 LOWTRAN

和 FASCODE 在 $1.06 \mu\text{m}$ 和 $10.6 \mu\text{m}$ 激光波长及其附近光谱区的大气透过率的计算结果。计算中所用的是美国标准大气，并选择了对上述红外波段有影响的水汽、二氧化碳、臭氧、一氧化碳、一氧化二氮和甲烷等六种大气吸收成分。

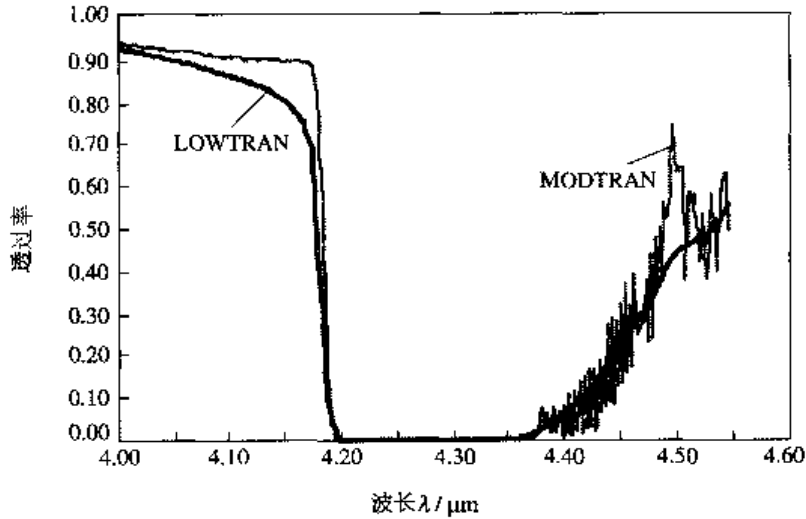


图 6-22 相同条件下 LOWTRAN 与 MODTRAN 计算结果比较

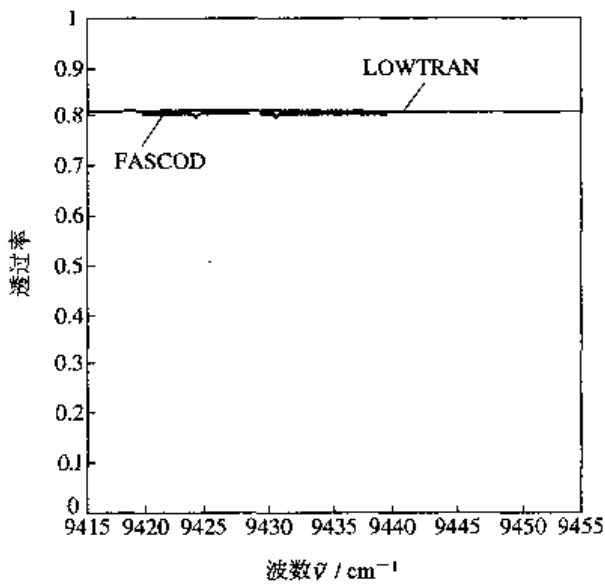


图 6-23 3 km 水平路程大气透过率
(美国标准大气, 农村消光, 能见度为 23 km)

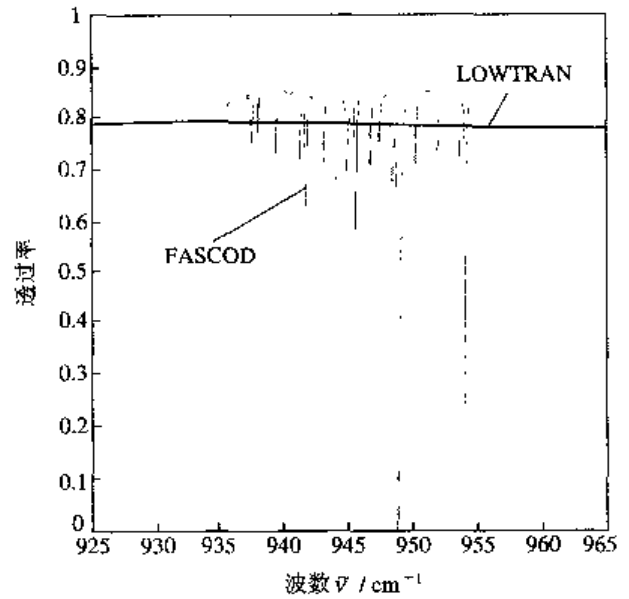


图 6-24 3 km 水平路程大气透过率
(美国标准大气, 农村消光, 能见度为 23 km)

如图 6-23 所示, 在 $1.06 \mu\text{m}$ 附近的光谱区内, 大气透过率不呈现明显的光谱精细结构, FASCOD 和 LOWTRAN 的计算结果十分吻合。但是, 由图 6-24 可见, $10.6 \mu\text{m}$ 附近的光谱间隔内, 由于水汽、二氧化碳连续吸收的影响, 大气透过率具有明显的光谱变化, 这些精细的光谱结构因 LOWTRAN 模型光谱分辨率的限制而无法反映, 并且明显地展现出 LOWTRAN 计算结果接近于 FASCOD 计算结果的带平均值, 但在小光谱间隔上两者差异很大。

除了上述三个最常使用的大气辐射传输计算软件外, 还有由 AFRL/VS 开发的

SENTRAN, 该模型软件与 LOWTRAN 非常类似, 外加了一些简单的场景特征参数(如可选择景物光谱发射率, 双向反射分布函数); 由美国陆军开发的 EOSAEL (EO System Atmospheric Effects Library), 该模型具有 LOWTRAN 的部分功能, 外加有激光传输软件以及战场气溶胶模型; 而由美国 PRA (Photon Reserch Associates) 公司开发的 MOSART (MOderate Spectral Atmospheric Radiance and Transmittance) 软件与 MODTRAN 非常类似。

6.9.2 LOWTRAN 软件

前而已经介绍了 LOWTRAN 是一种低分辨率大气透射率的计算法, 它是在带模型基础上引入严谨的经验数据进行计算的方法。这种方法整个波谱的分辨率大约为 20 cm^{-1} , 这对一般红外系统应用已能满足要求, 而且方法比较简单实用。

1. LOWTRAN 的发展历史

LOWTRAN 系列是计算大气透过率及辐射的软件包, 由 AFRL/VS 用 Fortran 语言编写, 其主要是为了军事和遥感的工程应用。目前流行的是 1989 年 2 月公布的 LOWTRAN7 版本。它以 20 cm^{-1} 的光谱分辨率的单参数带模式计算 $0 \sim 50\,000 \text{ cm}^{-1}$ ($0.2 \sim \infty \mu\text{m}$) 的大气透过率、大气背景辐射、单次散射的阳光和月光辐射亮度、太阳直射辐照度。

LOWTRAN7 增加了多次散射的计算及新的带模式、臭氧和氧气在紫外波段的吸收参数。程序考虑了连续吸收、分子、气溶胶、云、雨的散射和吸收、地球曲率及折射对路径及总吸收物质含量计算的影响。

LOWTRAN 正式命名于 1972 年, 其原意是“低谱分辨率大气透过率计算程序”, LOWTRAN 的前身是 Manley 等人(1971)编写的 OPTIR(后来也称之为 LOWTRAN1, 已有近 20 年的历史)。它从一个仅 1500 行的程序变成一个约 17 000 行的软件包, 在过程中, 其内容不断扩充, 资料不断更新, 各种算法不断改进, 结构逐渐庞大, 计算功能也不断地增强、增多。

2. LOWTRAN 的基本算法

LOWTRAN7 的基本算法包括透过率计算方法、多次散射处理和几何路径计算。

1) 分子吸收衰减

LOWTRAN 把大气分子吸收分成下面几种吸收气体产生的吸收, 即水汽(H_2O)以及在大气中均匀混合的气体, 如二氧化碳(CO_2)、臭氧(O_3)、二氧化氮(NO_2)、甲烷(CH_4)、一氧化碳(CO)等产生的吸收。

在前面 6.5.3 中研究分子的线吸收形成的透过率时, 表示透过率的式(6-91)为

$$\bar{\tau}(x) = \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\Delta\nu} \left\{ \exp \left[- \int_0^R a'(x, \nu) \rho(x) dx \right] \right\} d\nu$$

对水平路程, 吸收截面 $a'(x, \nu)$ 和大气分子数密度 $\rho(x)$ 均为常数, 故上式可以写为

$$\bar{\tau} = \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\Delta\nu} \{ \exp[-a'(\nu)\rho R] \} d\nu \quad (6-203)$$

因而可以认为, $\bar{\tau}$ 是光学深度 $a'(\nu)\rho R$ 的函数。

LOWTRAN 是一种图表式的计算方法, 根据分子吸收的谱带理论和许多实验室数据, 由分子吸收引起的大气透过率可以表示成与式(6-203)相似的关系式

$$\tau = f(C_v \cdot w^* \cdot DS) \quad (6-204)$$

式中 C_v 是光谱吸收截面, w^* 是等效的海平面单位程长的吸收体量, DS 为实际路程长度。

由本章 6.5 中关于吸收系数的叙述中可知, 吸收系数会受温度、压力的影响。为了简化计算, LOWTRAN 将吸收体量变成标准状态下或海平面的吸收体量 w^* 。相应地, 只需要计算或用图表查出海平面条件下的吸收系数就可以了。这样就不必去计算不同温度、压力条件下的吸收系数了。

对水平路程, w^* 可根据光线的实际传输高度, 在标准大气表中查出相应的温度及压力后, 用下式算出

$$w^* = w \left[\frac{p(z)}{p_0} \sqrt{\frac{T_0}{T(z)}} \right]^n \quad (6-205)$$

式中 w 为实际高度下单位程长的吸收体量, p_0 , T_0 为标准状态下的大气压和温度, $p(z)$, $T(z)$ 为实际高度 z 下的大气压和温度。式中的指数对水汽, $n=0.9$; 对均匀混合气体 $n=0.75$; 对 O_3 , $n=0.4$ 。

w^* 也可根据给定的高度查图线来确定。图线的的数据已存入 LOWTRAN 程序中。当给定了频率(波数)后, 就可以从 LOWTRAN 所存的图线数据中找到光谱吸收截面 C_v 。给定程长 DS , 算出 w^* 及 C_v 后, 就可求出其积, 即等效的光学深度($C_v \cdot w^* \cdot DS$)。根据光学深度就可以在 LOWTRAN 中存有的式(6-204)的函数关系中找到相应的大气透过率。

对于吸收系数随波长变化十分剧烈的气体吸收, 如何将单色辐射传输的计算结果拟合到较宽的光谱区, 是辐射传输计算中的困难之一。LOWTRAN7 采用 K-分布方法来解决这一问题。这一方法同时也可扩展为相关 K-分布, 处理大气的气体吸收随气压和温度变化(非均匀路径问题)。

对一均匀大气层, 有限光谱区的平均透过率可写为

$$\begin{aligned} \bar{\tau} &= \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\Delta\nu} \exp(-ku) d\nu = \int_0^{\infty} f(k) \exp(-ku) dk \\ &= \int_0^1 \exp(-ku) dg = \sum_{i=1}^N \exp(-k_i u) \Delta g_i \end{aligned} \quad (6-206)$$

此处 u 为吸收气体的路径积分量, k 为吸收系数。上式给出了 K-分布方法的导出过程。对一给定气体, $f(k)$ 表示了吸收系数在 $k \sim k+dk$ 之间的波数间隔与整个 $\Delta\nu$ 间隔之比。式(6-206)表明透过率取决于吸收系数在 $\Delta\nu$ 内的分布, 而与吸收系数的次序无关。积分 K-分布函数 $g(k)$ 可以离散化到 N 个 k_i 点上。在这 N 个伪吸收系数上做多次散射的辐射传输计算, 并以权重 Δg_i 求和, 以恢复问题的谱带平均代表性。

LOWTRAN7 先将 $\Delta\nu$ 上的气体透过率用 N 项指数和拟合, 然后执行 N 次二流近似, 得到 N 组相应于 k_i 的伪单色通量垂直廓线, 然后类似于式(6-206), 用 Δg_i 做权重求和得到实际物理上的通量。

LOWTRAN7 中每层大气的总透过率为

$$\tau_{\Delta\nu}(u_1, u_2) = \tau_1 \cdot \tau_2 \cdot \tau_m \cdot \tau_{ms} \cdot \tau_{as} \quad (6-207)$$

这里 τ_1 和 τ_2 分别是水汽、二氧化碳、臭氧、一氧化二氮、一氧化碳、甲烷和氧气、一氧化氮、二氧化硫、二氧化氮、甲烷等 11 种均匀和非均匀分布吸收气体的透过率; τ_m 是分子连续吸收透过率; τ_{ms} 是分子散射透过率; τ_{as} 是气溶胶消光透过率, 包括气溶胶、雾、云和降水

的消光。气体透过率可分别用指数和表示。对第 j 种气体, 在所考虑的吸收带上, 每 20 cm^{-1} 间隔上的透过率可表示为

$$\tau_{av}(u_j) = \sum_{i=1}^N \exp(-k_i u_i) \Delta g_{ij} \quad (6-208)$$

这里 $N=3$ 。对于几种气体吸收带的重叠, 先计算对应伪吸收系数 k_i 的各气体的光学厚度 $\Delta\tau_i(z) = k_i u_i$, 再用此光学厚度权重求和作为指数和的权重。

上面的方法仅适用于均匀路径。对非均匀路径, LOWTRAN7 中采用了 K-分布带吸收系数的温度气压订正

$$k_i(p, T) = k_i(p_0, T_0) \frac{p}{p_0} \sqrt{\frac{T_0}{T}} \quad (6-209)$$

2) 分子散射

分子散射属于瑞利散射, 根据瑞利散射的公式(6-173)以及实验室的数据, 分子散射的衰减系数 $\mu_s(1/\text{km})$ 可表示为

$$\mu_s = 9.8 \times 10^{-20} \bar{\nu}^4 \quad (6-210)$$

式中 $\bar{\nu}$ 是波数 (cm^{-1})。

LOWTRAN7 对以前各版 LOWTRAN 的一个重大改进就是引入了包括多次散射的辐射传输计算。在 LOWTRAN7 中, 采用改造的累加法自海平面开始向上直到大气上界, 逐层确定大气分层的每一界面上的包括整层大气和地表、云层反射贡献在内的综合透过率、吸收率、反射率和辐射通量。然后用得到的通量计算散射源函数。

3) 气溶胶衰减

气溶胶的吸收系数和散射系数是根据米氏散射理论计算的。计算时需要确定气溶胶粒子的数密度及它随高度的变化, 粒子尺寸的分布规律。两种视距(5 km, 23 km)条件下的粒子数密度的垂直分布, 粒子尺寸分布与霾的模型以及几个波长处的气溶胶的吸收和散射系数随高度变化的数据已存入 LOWTRAN 中。

当气象条件不同时, 即视距不同, 可以采用内插或外插法决定。在 LOWTRAN 中也已有这种程序。

4) 光线几何路径计算

光线所经的几何路径算法直接影响透过率以及沿路径吸收气体含量的计算。从 LOWTRAN5 到 LOWTRAN7, 对几何路径的计算方法几乎没有改动。算法考虑了地球曲率和大气折射效应, 即将大气看作球面分层, 在此种结构下逐层考虑大气折射效应。将地球大气划分为一系列同轴球面层, 每层定义一平均折射指数, 层内折射指数为常数。折射指数的变化表现为层与层之间的差异, 根据折射定律和球面三角公式导出各层的有效路径。

3. LOWTRAN7 使用说明

LOWTRAN7 大致可分为三大块:

(1) 大气模式输入。包括大气温度、气压、密度的垂直廓线、水汽、臭氧、甲烷、一氧化碳和二氧化氮的混合比垂直廓线以及其他 13 种微量气体的垂直廓线, 城乡大气气溶胶、雾、沙尘、火山喷发物、云、雨的廓线和辐射参量, 如消光系数、吸收系数、非对称因

子的光谱分布及地球外太阳光谱。

(2) 探测几何路径、大气折射及吸收气体含量。

(3) 光谱透过率计算及大气太阳背景辐射计算(包括或不包括多次散射)。

表 6-17 给出了 LOWTRAN7 的主要输入参数选择。

表 6-17 LOWTRAN7 主要输入参数选择

输入项目	选择
模型大气	热带大气 中纬度夏季 中纬度冬季 副极带夏季 副极带冬季 1976 美国标准大气 用户输入模式
路程模式	水平路径 两点确定的斜程 一点确定的斜程
实现模式	透过率计算 热辐射计算 包括太阳或月亮单次散射的热辐射计算 直射太阳辐射照度计算
散射模式	无多次散射 有多次散射
大气廓线	大气温度、气压垂直廓线 主要气体分子垂直廓线 其他气体的美国标准大气廓线
输出控制	透过率表、热辐射表、大气廓线表输出 其他输出
边界温度、地表漫反射系数	
消光类型	无气溶胶 乡村消光系数, 缺省气象视距=23 km 乡村消光系数, 缺省气象视距=5 km 海军海洋消光系数, 自设气象视距 海洋消光系数, 缺省气象视距=23 km 城市消光系数, 缺省气象视距=5 km 对流层消光系数, 缺省气象视距=50 km 用户定义消光系数 对流雾消光系数, 缺省气象视距=0.2 km 辐射雾消光系数, 缺省气象视距=0.5 km 沙漠消光系数

续表

输入项目	选择
季节性气溶胶分布	春、夏季 秋、冬季 由大气模式确定
气溶胶分布和消光类型	背景平流层廓线和消光系数 中等火山廓线和陈旧火山消光系数 强烈火山廓线和新鲜火山消光系数 强烈火山廓线和陈旧火山消光系数 中等火山廓线和新鲜火山消光系数 中等火山廓线和背景火山消光系数 强烈火山廓线和背景火山消光系数 极强火山廓线和新鲜火山消光系数
云模式	无云或雨 积状云, 云底 0.66 km, 云顶 3.0 km 高层云, 云底 2.4 km, 云顶 3.0 km 层云, 云底 0.33 km, 云顶 1.0 km 层积云, 云底 0.66 km, 云顶 2.0 km 雨层云, 云底 0.16 km, 云顶 0.66 km 标准卷云模式 不可见卷云模式 NOAA 卷云模式
降雨速率	
风速	
地面气象视距	
几何路径参数	初始高度、终点高度、初始天顶角、路径长度等
计算的光谱区和步长	频率下限(波数 cm^{-1}) 频率上限(波数 cm^{-1}) 频率间隔(波数 cm^{-1})(频率间隔需取 5 的倍数)

4. LOWTRAN7 的特点

如上所述, LOWTRAN7 是一个光谱分辨率为 20 cm^{-1} 的大气辐射传输实用软件。这一分辨率主要适用于可见光、红外波段, 对于微波则显得太宽。

LOWTRAN7 可根据用户需要, 设置水平、倾斜及垂直路径, 地对空、空对地各种探测几何形式, 适用对象广泛。

与以前的版本相比, LOWTRAN7 有以下一些特点:

(1) 波谱覆盖宽, 覆盖了 $0\sim 50\,000\text{ cm}^{-1}$, 即 $0.2\ \mu\text{m}$ 至微波波段;

(2) 更新了 $7\sim 14\ \mu\text{m}$ 的水汽连续吸收;

(3) 将波长覆盖扩展到 $0.20\ \mu\text{m}$ 。加入了氧的 Herzberg 连续吸收和 Schumann - Runge 带及臭氧的 Hartley 带。

(4) LOWTRAN6 及之前的版本中, 大气分子分为水汽; 臭氧; 均匀混合气体: 二氧化碳、一氧化二氮、一氧化碳、甲烷和氧气; 水汽连续吸收; 氮的连续吸收; 臭氧的紫外和可见光吸收。对前三组在 20 cm^{-1} 中的平均透过率为单指数经验透过率, 而在 LOWTRAN7 中, 采用了双指数透过率。

(5) 加入了微波波段的气溶胶、雾、云、雨的吸收和散射系数; 修改了美国海军气溶胶模式, 更新了平流层背景气溶胶模式。加入一个包括风速关系的沙漠气溶胶模式。将 FASCODE 中的五种云模式即积云、层云、高层云、层积云和雨层云以及两种新的卷云模式加入到了 LOWTRAN7。

(6) 在以前的 LOWTRAN 各版本中, 二氧化碳、一氧化二氮、一氧化碳、甲烷和氧气的混合比不随高度而变, LOWTRAN7 采用了新的廓线, 其中一氧化二氮、一氧化碳、甲烷与以前的廓线大不相同。

(7) LOWTRAN7 的一个主要的改变是加进了多次散射的计算。这使得程序可以更好地处理短波问题。但多次散射的计算耗时极大, 使用时; 尤其在较长波长(如热红外)上使用, 应先作对比试验, 以确定有无必要考虑多次散射。

此外, 在多次散射计算中仍采用了平面平行大气的假设, 在太阳天顶角小于 75° 时, LOWTRAN 与更精确的计算结果差别在 20% 以内, 对太阳天顶角大于 75° 后, 计算结果会有较大误差。

(8) 更新了地球外太阳光谱辐照度的数据。

综上所述, LOWTRAN7 是一个用途广泛, 使用较为方便, 有一定精度的大气辐射传输软件。但是, 它也有着固有的缺陷, 例如处理散射问题的二流近似限制了其计算精度, 与方向有关的辐亮度计算精度不高。根据 AFRL 的研究报告, LOWTRAN7 程序可能有如下缺陷:

(1) 3、6 版(1989 年 2 月)的 LOWTRAN7 程序设光学厚度大于 20 时透过率为零, 这可能会在紫外波段计算低层大气的背景辐射时导致高估背景辐射(在后面的版本中已作了一定改进)。

(2) 在中波红外使用的地球外太阳辐射有效数字仅有两位, 引起中波红外太阳辐照度有 3% 的阶梯状不连续。

(3) 在单层大气的计算中, 多次散射的算法的边界不好定义, 太阳光多次散射算法不能用到天顶角大于 80° 的情况。

此外, 由于这个软件经过了前后近 20 年的发展, 多种改进, 由最初的 FORTRAN4 语言到 FORTRAN7 语言混杂。因而有些部分非模块结构, 子程序内部也非完全结构化。数据交换复杂, 除了通过公用区外, 也通过参数交换。数据的读入分散在多个子程序中。各部分参数不完全统一。这些都给分析和修改带来困难。

习 题

1. 氦原子的 632.8 nm 谱线的激光来自 $3s_2$ 跃迁到 $2p_4$, 其能级寿命分别为 $\tau_{3s_2} = 2 \times 10^{-8} \text{ s}$, $\tau_{2p_4} = 1.2 \times 10^{-8} \text{ s}$, 试求谱线的自然宽度 $\Delta\nu$ 、 $\Delta\lambda$ 和 $\Delta\nu/\nu$ 、 $\Delta\lambda/\lambda$ 。
2. 求温度 $T = 300 \text{ K}$ 时, 632.8 nm 谱线的多普勒宽度 $\Delta\nu$ 、 $\Delta\lambda$ 和 $\Delta\nu/\nu$ 、 $\Delta\lambda/\lambda$ 。
3. 二氧化碳分子某吸收带的中心波长为 $10.6 \mu\text{m}$, 求在 300 K 时的多普勒宽度。
4. 在 $\text{CO}_2 - \text{He} - \text{Ne}$ 混合气体放电管中, 对 CO_2 分子的 $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$ 的光谱线, 实验测得压力展宽常数 $\alpha = 4.9 \times 10^4 \text{ Hz/Pa}$ 。当管中气压 p 约为 $10 \times 10^2 \sim 25 \times 10^2 \text{ Pa}$ 时, 碰撞展宽值的范围是多少?
5. 试计算标准状态下海平面的标高。
6. 空气的温度为 300 K , 相对湿度为 60% , 求 10 km 海平面水路程长的可凝结水量 (设水蒸气均匀分布)。
7. 若空气的温度为 3°C , 相对湿度为 $\text{RH} = 66\%$, 求 5.5 km 水平路程长的可凝结水量 (设水蒸气均匀分布)。
8. 若某地区夏季的 20 km 高空大气压强为 59.50 hPa , 温度为 218 K , 求 1 km 水平路程 CO_2 大气厘米数。
9. 某地区的气温为 290.8 K , 相对湿度为 51% , 大气压强为 902 hPa , CO_2 和水蒸气均匀分布, 求在 1 km 水平路程的水蒸气和 CO_2 含量。
10. 某地区空气温度为 10°C , 相对湿度为 60% , 求 5 km 水平路程的可凝结水量, 此时高空 3 km 处, 5 km 水平路程的可凝结水量又是多少。并计算出地表到 3 km 高度, 5 km 倾斜路程的可凝结水量。
11. 在海平面水平路程长为 16.25 km , 气温为 21°C , 相对湿度 RH 为 53% , 气象视程 V 为 60 km , 求在 $1.4 \sim 1.8 \mu\text{m}$ 光谱区间的平均大气透射率 (取 $\lambda_0 = 0.55 \mu\text{m}$)。
12. 在晴朗和霾存在的大气条件下, 就水平传输而言, 低层大气的主要衰减仅仅是米氏散射, 这时可由气象视程的关系式估算大气透射率。取 $\lambda_0 = 0.55 \mu\text{m}$, 对气象视程 4 km , 求对 $1.06 \mu\text{m}$ 激光每公里的透视比。
13. 在导弹的起始段, 一般用红外制导, 其中导弹尾焰的主要成分是二氧化碳气体, 而大气中二氧化碳又是主要吸收成分, 为什么还能探测到?
14. 波长为 $5 \mu\text{m}$ 的红外辐射穿过展雾, 设雾滴直径大约为 $12 \mu\text{m}$, 数密度为 1000 cm^{-3} , 求散射系数, 又当 $5 \mu\text{m}$ 的红外辐射通过 20 m 距离的展雾后, 其透射率为多少?
15. 设在中纬度夏季, 用某探测系统迎头探测飞行目标, 目标高度为 8 km , 探测斜距达 40 km 。试计算 $4.5 \sim 5 \mu\text{m}$ 波段大气的光谱透射率及平均透射率。

第 7 章 红外辐射测量仪器及基本参数测量

本章主要介绍红外辐射测量中常用的基本设备。同时讨论红外辐射基本参数，如发射率、反射比以及吸收与透射光谱的测量原理和方法。

7.1 红外辐射测量仪器

物体的发射、吸收、反射和透射特性的测量，需要的仪器种类繁多。这里主要介绍一些最基本测试仪器的结构与工作原理。

7.1.1 单色仪

单色仪是利用分光元件(棱镜或光栅)从复杂辐射中获得紫外、可见和红外光谱且具有一定单色程度光束的仪器。它由狭缝、准直镜和分光元件按一定排列方式组合而成。单色仪作为独立的仪器使用时，可用于物体的发射、吸收、反射和透射特性的分光辐射测量和光谱研究，也可用于各种探测器的光谱响应测量。若把单色仪与其他系统组合在一起，则可构成各种光谱测量仪器，如红外光谱辐射计和红外分光光度计等。

早期的单色仪多采用棱镜作为色散元件(分光元件)。用棱镜进行分光是基于棱镜材料的光折射率(n)随着波长(λ)而变化的。根据几何光学，入射光线和经过棱镜的出射光线之间的夹角称为偏向角，偏向角用 θ 表示，见图 7-1。角色散表示偏向角 θ 随波长 λ 的变化速率，亦即波长相差 $d\lambda$ 的两光线被棱镜分开后的角度。当入射角 i_1 等于出射角 i_2 时，角色散为

$$\frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{2 \sin(A/2)}{[1 - n^2 \sin^2(A/2)]^{1/2}} \cdot \frac{dn}{d\lambda} \quad (7-1)$$

其中 A 为棱镜的顶角； $dn/d\lambda$ 为棱镜材料的色散率。此式表明角色散取决于棱镜和光线的几何条件与棱镜材料的色散率。

棱镜的材料和形状最终决定了棱镜的分辨本领。分辨本领是指分离两条邻近谱线的能力。如果棱镜能分辨开波长为 λ 和 $\lambda + \delta\lambda$ 的单色光，根据瑞利判据规定，一条谱带的最大值刚好与邻近谱带的最小值相重叠，则其理论分辨本领 R 即为

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda} \quad (7-2)$$

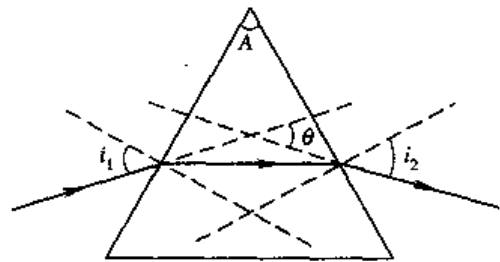


图 7-1 棱镜对单色光的折射

进一步又可推导出

$$R = b \frac{dn}{d\lambda} \quad (7-3)$$

其中 b 是棱镜的有效底边长度。

可见，棱镜的最大分辨本领与棱镜底边长度 b 及棱镜材料的色散率 $dn/d\lambda$ 成正比。棱镜的分辨本领是影响红外单色仪光谱分辨本领的重要因素。

单色仪分光元件也可采用衍射光栅。光栅分光是基于光栅每个缝对光线的衍射和缝间的干涉所产生的衍射花样的极大位置与波长有关的。

图 7-2 所示为一种具有三角形线槽的反射式平面衍射光栅，称为闪耀光栅。闪耀光栅每个缝的平面和光栅平面之间有一个角度 θ ，每个缝都对入射光产生衍射作用。

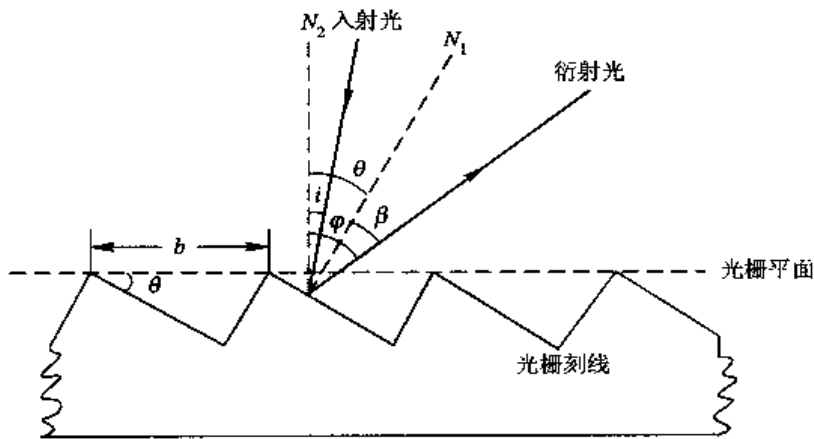


图 7-2 闪耀光栅的横剖面图

闪耀光栅主极大的位置服从光栅方程式

$$m\lambda = b(\sin i + \sin \varphi) \quad (7-4)$$

式中， m 为衍射级次级， $m=0, \pm 1, \pm 2, \dots$ b 为光栅常数； i 为入射角； φ 为衍射角。由式 (7-4) 可见，在入射角和衍射角不变时，积 $m\lambda$ 可由不同的 m 和 λ 组成，亦即 $m_1\lambda_1 = m_2\lambda_2 = m_3\lambda_3 = \dots$ m 为正负整数。这就是说，在同一衍射角，出现不同波长的衍射极大，形成光谱级次的重叠，因此用光栅作为分光元件的单色器，要得到单色光，必须用滤光器滤去不需要的级次光。

将式 (7-4) 对 λ 微分即可求出角色散率 $d\varphi/d\lambda$ 为

$$\frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{m}{b \cos \varphi} \quad (7-5)$$

光栅的色散率比棱镜的大得多，尤其在红外区，光栅可得到棱镜无法达到的高色散率。

光栅的分辨本领 R 也具有式 (7-2) 的形式，即

$$R = W \frac{d\varphi}{d\lambda} \quad (7-6)$$

式中 W 是有效孔径宽度， $W = bN \cos \varphi$ ，其中 b 是一条划线的宽度， N 是划线总数， φ 是衍射角。将式 (7-5) 代入上式得

$$R = mN \quad (7-7)$$

由式(7-7)可知,光栅的分辨本领与划线总数 N 和光谱的级数 m 成正比。因此对同一块光栅,用高级次光谱可以得到较大的分辨本领。但因级次分离的困难,同时光谱强度随着级次升高而迅速减弱,使用高级次光谱有一定困难。即使这样,使用一级光谱,光栅达到的分辨本领也远较棱镜高。

单色仪的工作原理可用图 7-3 所示的反射式单色仪光路系统加以说明。来自辐射源的辐射束穿过入射狭缝 S_1 后,经抛物面准直反射镜 M_1 反射变成平行光束投射到平面反射镜 M_2 ,再被反射进入色散棱镜 P ,于是被分解为不同折射角的单色平行光束,经另一抛物面反射镜 M_3 反射,并聚焦于出射狭缝 S_2 输出。色散棱镜 P 与平面反射镜 M_2 的组合,称为瓦茨伏尔士(Wadsworth)色散系统。转动该系统,则可以在出射狭缝 S_2 后面获得不同波长的单色光束。

除图 7-3 所示的结构外,单色仪的组合形式还可采用立托夫(Littrow)和法司脱-尔波特(Fastie-Ebert)组合结构,这里就不赘述了。

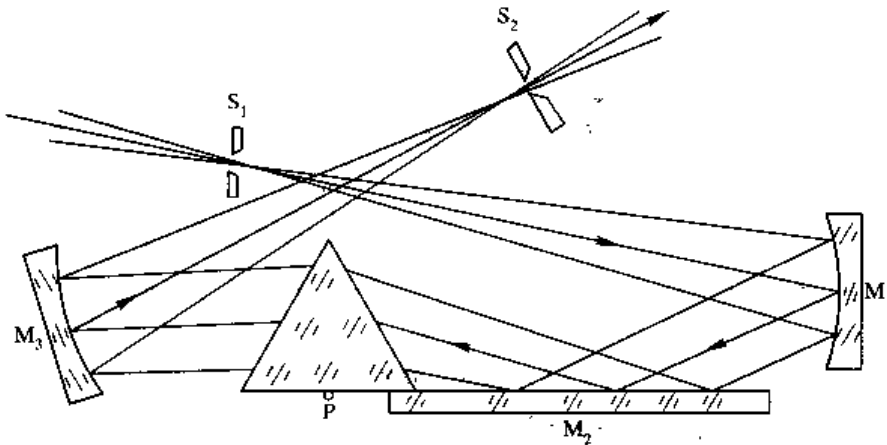


图 7-3 反射式单色仪光路系统略图

7.1.2 光谱辐射计

光谱辐射计是在窄光谱区间测量光谱辐射通量的装置。辐射计是在宽光谱区间测量辐射通量的装置。

图 7-4 给出了组成辐射计的几个基本部分。从辐射源发出的一部分辐射通量,由光学系统接收,并聚焦在探测器上。探测器产生一个正比于输入辐射通量的电信号。通常用一个斩光器放到探测器的前面,以得到交流信号。

辐射照度是用辐射计测量的一个基本参量。其他的辐射量,如辐射通量、辐射强度和辐射亮度等,均可由测量的照度值计算得到。

在图 7-4 所示的辐射计中,光谱区间由探测器的光谱响应和光学系统的透射特性决定。如果探测器均匀地响应所有波长,光学系统对所有波长全部透过而无吸收,则输出指示将与光学系统入射光瞳上的总辐射照度成正比。辐射计可以做到十分近似这些条件。例如,用热探测器和反射式光学系统就可以得到 $2\sim 40\ \mu\text{m}$ 波段上的近似均匀的响应。如果想要得到任意所需要的较小的光谱区间,那么,可以在探测器前放一适当的滤光片。

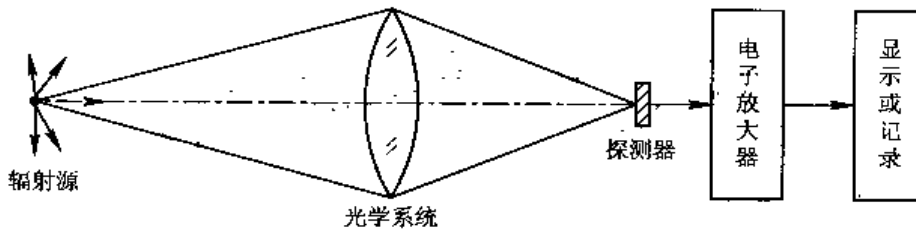


图 7-4 辐射计原理

图 7-5 给出了光谱辐射计的结构示意图。光谱辐射计主要由两个部分组成：产生窄谱带辐射的单色仪和测量此辐射通量的辐射计。从辐射源发出的辐射通量，经过棱镜色散成光谱，通过单色仪出射狭缝的辐射投射到探测器上。出射狭缝的宽度决定了通过单色仪的光谱宽度。依靠棱镜和反射镜组合件的旋转，可以改变通过出射狭缝的波长，因而整个光谱辐射计就可以给出光源的辐射通量的光谱分布，即辐射通量随波长的变化关系。

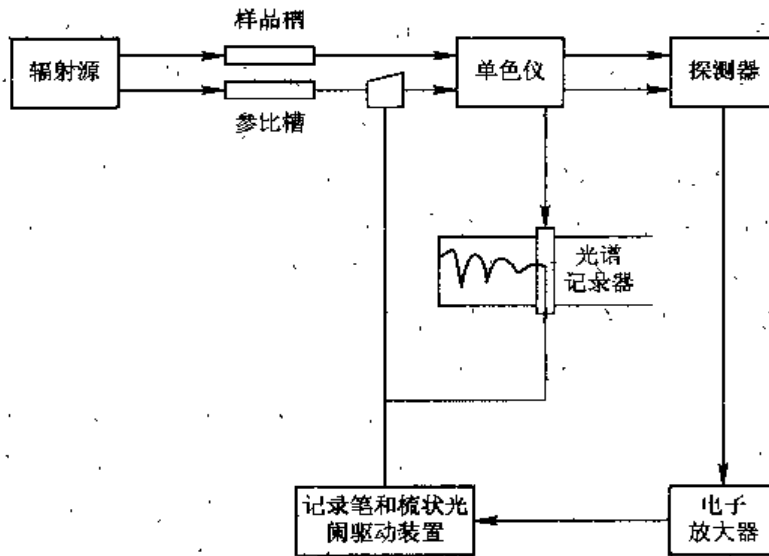


图 7-5 光谱辐射计的结构示意图

7.1.3 红外分光光度计

红外分光光度计也称红外光谱仪，是进行红外光谱测量的基本设备，结构如图 7-6 所示。主要由辐射源、单色仪、探测器、电子放大器和自动记录系统等构成。

红外分光光度计根据其结构特征可分为单光束分光光度计和双光束分光光度计两种。在全自动快速光谱分析中，多采用双光束分光光度计。双光束分光光度计又有不同结构及工作原理，其中最常见的是双光束光学自动平衡系统和双光束电学平衡系统，这里简要介绍这两种系统的工作原理。

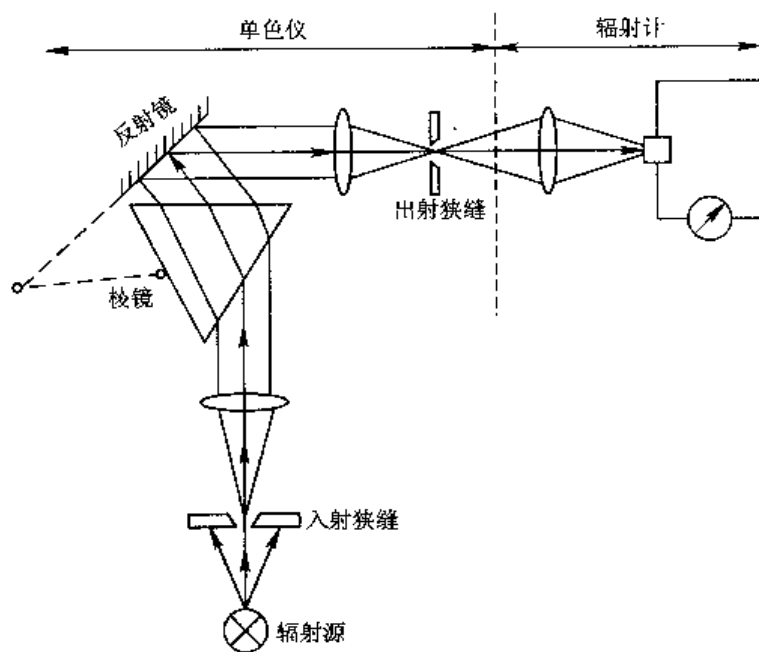


图 7-6 色散型双光束红外分光光度计结构方框图

双光束光学自动平衡系统的光学部分如图 7-7 所示。辐射源 S 的辐射被反射镜 M_1 、 M_3 和 M_2 、 M_4 反射成强度相同的两束，分别通过样品槽 C_1 和参比槽 C_2 ，并经均匀旋转的扇形反射镜 M_7 (斩光器)，使透过样品的光束送到单色仪的入射狭缝 S_1 。在另一瞬间，转动的扇形镜使透过参比槽的光束送到入射狭缝 S_1 。如此反复交替，进入单色仪的光线，经分光后由出射狭缝输出到探测器 D 。若光路中未放置待测的吸收样品，或样品光路与参比光路的吸收情况相同，则探测器不产生信号；若在样品光路中放入吸收样品，则会破坏与参比光路的平衡，于是，探测器有信号输出。该信号被放大后用来驱动梳状光阑 (衰减器) W ，使它进入参比光路遮挡辐射，直到参比光路的辐射强度和样品光路的辐射强度相等为止。这就是所谓的“光零位平衡”原理。显然，参比光路中梳状光阑削弱的能量就是样品吸收的能量。因此，若记录笔和梳状光阑作同步运动，则可直接记录到样品的吸收 (或透射) 百分率。连续转动立托夫反射镜 M_{12} ，到达探测器上的入射光波数将随其变化。若随后的光未被吸收，则当光被探测器扇形斩波器送到探测器上时，就会使梳状光阑退出参比光路，记录笔向基线方向移动。据此，在连续扫描过程中就得到样品的整个吸收光谱。

应该指出，红外分光光度计或单色仪的色散棱镜 (通常用 NaCl 、 KBr 和 LiF 材料制作) 很容易受水汽腐蚀或潮解，因而对仪器工作的环境温度和湿度都有严格要求，而且还受材料透射性能及色散能力的限制。因此，目前红外分光光度计广泛使用光栅作分光元件。这不仅降低了对仪器工作环境的恒温恒湿要求，还可以较大的提高仪器的分辨能力和光谱范围。

双光束电学平衡系统的特点是：在光路的安排上，斩光器放在样品槽之前，通过样品的光束为间断的脉冲光束；在参比光路上，不使用光学衰减器，也用斩光器使参比光束变为间断的脉冲光束。然后分别将两个光束强度转变成电信号，经放大测量两个电信号的比率。为此，要求电系统对两个光束信号进行分离，而每一个信号大小要和相应的光束强度成正比。

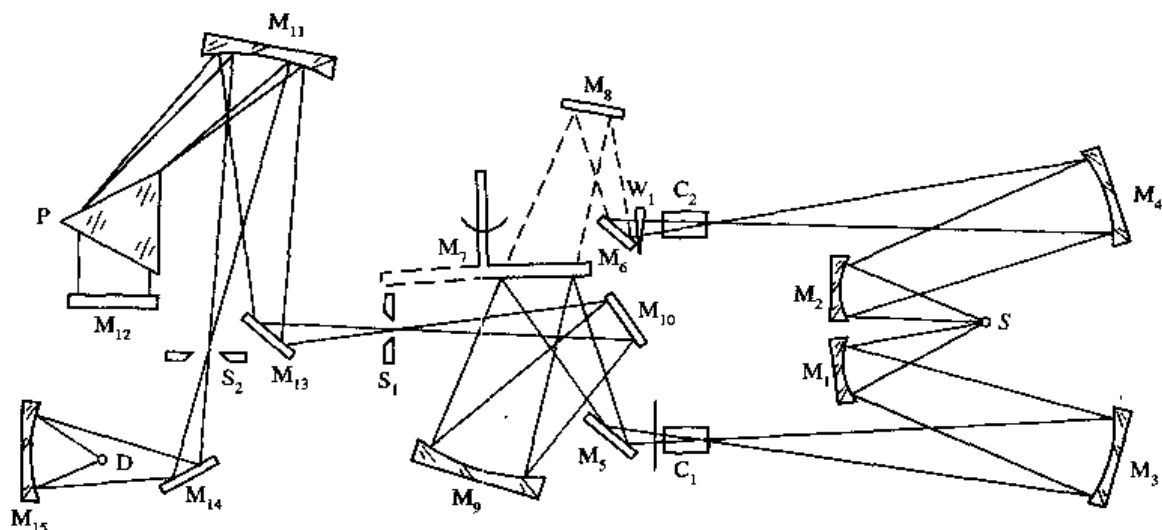


图 7-7 红外分光光度计光路图

典型的双光束电学平衡式红外光谱仪的光学系统，如图 7-8 所示。在样品光路和参比光路上，分别采用转速不同的斩光器，因此两束光分别由两个斩光器变为间断的脉冲光束。样品光束和参比光束变化的频率分别为 f_1 和 f_2 。用光束复合镜把两个光束复合在一起，使两个光束投向同一方向，并经棱镜式或光栅式单色器，投射到探测器上。由探测器输出的电信号经放大后，按其频率不同，用调谐电路使其分离，再测量电信号的比率。测量电信号比率的方法，一般是把检波出来的参比信号直流成分和样品信号直流成分反极性串联，分别加到一个串接的电阻和滑线电阻上，如图 7-9 所示。与记录笔联动的滑线电阻点由可逆电机调节，使 $u_s = u'_s$ 。若 $u_s \neq u'_s$ ，差信号 $(u_s - u'_s)$ 被振子放大器变为交流，放大功率，并将其输入可逆电机，驱动滑点直至 $u_s = u'_s$ ，同时在记录纸上画出曲线来。显然，透过率为

$$\tau = \frac{u_s}{u_R} = \frac{I}{I_0} \quad (7-8)$$

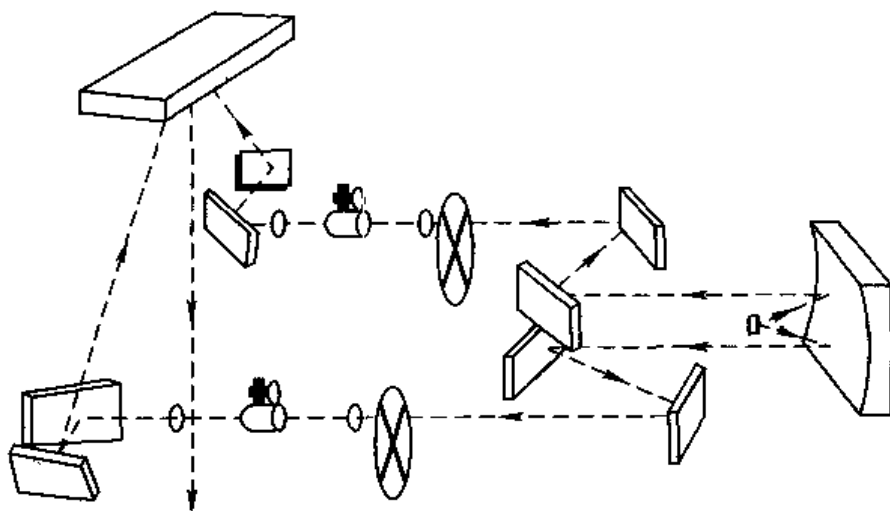


图 7-8 双光束电学平衡式红外光谱仪的光学系统

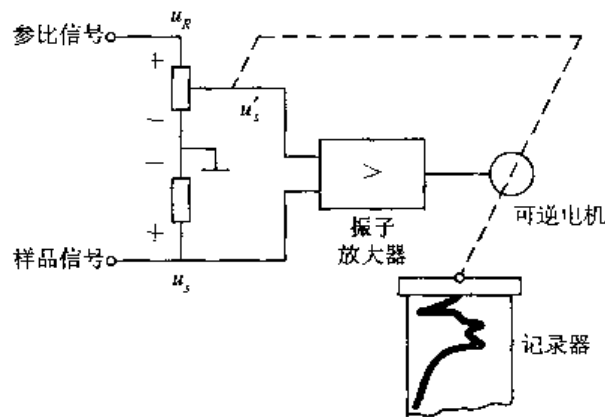


图 7-9 电比率记录原理图

7.1.4 傅里叶变换红外光谱仪

傅里叶变换红外光谱仪主要由迈克尔逊干涉仪和计算机组成。迈克尔逊干涉仪主要的功能是使光源发出的光分为两束后造成一定的光程差，再使之复合以产生干涉，所得到的干涉图函数包含了光源的全部频率和强度信息。用计算机将干涉图函数进行傅里叶变换，就可计算出原来光源的强度按频率的分布。如果在复合光束中放置一个能吸收红外辐射的试样，由所测得的干涉图函数经过傅里叶变换后与未放试样时光源的强度按频率分布之比值，即可得到试样的吸收光谱。

实际上干涉仪并没有把光按频率(即按波长)分开，而只是把各种频率的光信号经干涉作用调制为干涉图函数，再由计算机通过傅里叶变换计算出原来的光谱。

傅里叶变换红外光谱仪由以下四部分组成。

1) 光源

傅里叶变换红外光谱仪为能测定不同范围的光谱而设置有多个光源。通常用的是钨丝灯或碘钨灯(近红外)、硅碳棒(中红外)、高压汞灯及氧化钨灯(远红外)。

2) 分束器

分束器是迈克尔逊干涉仪的关键元件。其作用是将入射光束分成反射和透射两部分，然后再使之复合，如果可动镜使两束光造成一定的光程差，则复合光束即可造成相长或相消干涉。

对分束器的要求是：应在波数 $\tilde{\nu}$ 处使入射光束透射和反射各半，此时被调制的光束振幅最大。根据使用波段范围不同，在不同介质材料上加相应的表面涂层，即构成分束器。

3) 探测器

傅里叶变换红外光谱仪所用的探测器与色散型红外分光光度计所用的探测器无本质的不同。常用的探测器有 TGS、铌酸钡锶、碲镉汞、铟化锡等。

4) 数据处理系统

傅里叶变换红外光谱仪数据处理系统的核心是一台计算机，功能是控制仪器的操作，收集数据和处理数据。

傅里叶变换红外光谱仪的工作原理可用图 7-10 所示的迈克尔逊干涉仪的工作原理加以说明。当被斩光器斩切的光源 S 辐射通过窗口 W 以后，被分光板 B 分成透射光束 I 和

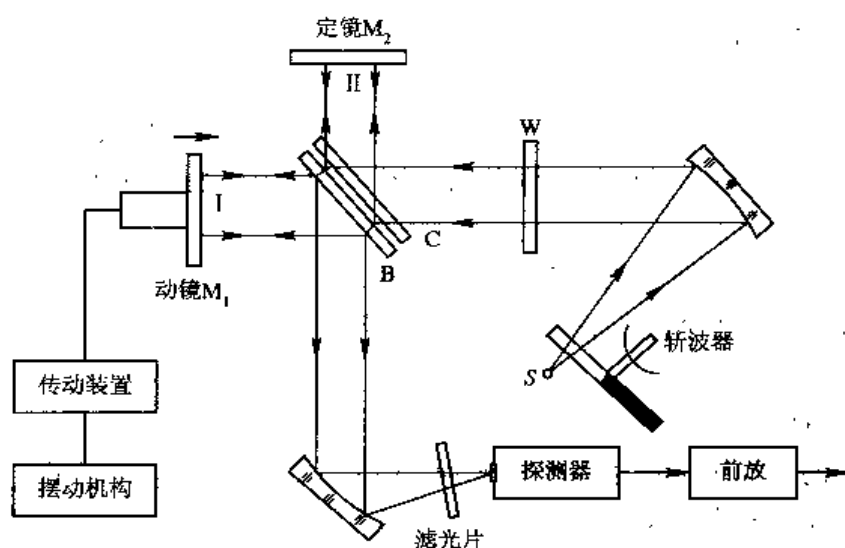


图 7-10 迈克尔逊干涉仪工作原理

反射光束 II，其中光束 I 被动镜 M_1 反射，沿原路回到分光板上，并被半透膜反射到探测器。与此同时，光束 II 通过补偿板 C 垂直照射到定镜 M_2 ，被反射后再穿过补偿板 C 和分光板 B 后也到达探测器上。这样，探测器上接收到的就是光束 I 和光束 II 的相干光。若进入干涉仪的是单色光，开始时因反射镜 M_1 和 M_2 与分光板距离相等，故光束 I 和 II 到达探测器时的相位相同，产生的干涉条纹强度最大，然而，当动镜 M_1 移动入射光的 $1/4$ 波长距离时，光束 I 和光束 II 到达探测器的光程差为 $\lambda/2$ ，即相位相反，产生的干涉条纹强度最小。若动镜 M_1 以匀速向分光板移动，并以探测器接收到的光强度对 M_1 的移动距离作图，即可得到光强变化的余弦曲线。假如入射光为复合光（例如测量样品的红外发射光谱），得到的干涉图将包括单色光余弦曲线的叠加。因此得到的入射光干涉图强度 $I(x)$ 可用下列数学表达式给出

$$I(x) = \int_0^{\infty} S(\nu) [1 + \cos 2\pi\nu x] d\nu = \frac{I(0)}{2} + \int S(\nu) \cos 2\pi\nu x dx \quad (7-9)$$

式中 x 是光束 I 和光束 II 的光程差， ν 为频率， $I(0)$ 是光程差为零时的干涉光强度， $S(\nu)$ 是待测样品（即入射光）的发射光谱。由此可见，从干涉仪得到的只是发射光谱的干涉图，还不能直接给出发射光谱。为得到样品的真实发射光谱 $S(\nu)$ ，数学上只须把式(7-9)给出的干涉图作傅里叶变换，即

$$S(\nu) = 4 \int_0^{\infty} [I(x) - I(0)/2] \cos 2\pi\nu x dx \quad (7-10)$$

欲完成这个繁琐的变换处理，必须借助计算机。由傅里叶变换红外光谱仪获得所需光谱，一般必须遵循如下步骤：

- (1) 当干涉仪动镜 M_1 随时间作匀速移动时，记录相应的信号，测出 $I(x)$ 值（等间隔取样）；
- (2) 由实验测定光程差 $x=0$ 时的 $I(0)$ ；
- (3) 将 $[I(x) - I(0)/2]$ 代入方程(7-10)，对于选定的频率 ν 计算出积分；
- (4) 对于每一频率完成方程(7-10)的积分，即可得到 $S(\nu)$ 与 ν 的光谱曲线图。

与红外分光光度计相比，傅里叶变换红外光谱仪有以下优点。

1) 扫描时间短，信噪比高

在色散型光谱仪中，如果测量一个光谱的时间为 t ，则测定全部光谱元 N 的时间为 Nt 。而傅里叶变换红外光谱仪，在相当于色散型仪器测量一个光谱元的时间 t 内，可以测量全部光谱元，并且在测量总时间相同的情况下，其信噪比是色散型仪器 $(N/8)^{1/2}$ 倍。

2) 光通量大

色散型仪器大部分光源的能量都被入口狭缝的刀口阻挡而损失掉。而傅里叶变换红外光谱仪没有狭缝，从而光通量比较大，能利用的辐射多，一般比色散型仪器的可高出数十倍乃至上百倍以上。

3) 具有很高的波数准确度

由于干涉仪的可动镜能够很精确地驱动，因此干涉图的变化很准确。可动镜的移动是由 He-Ne 激光器的干涉条纹来测量的，从而保证了所测的光程差很准确。因此在计算的光谱中有很高的波数准确度，通常达到 0.01 cm^{-1} 。

4) 具有较高的和恒定的分辨能力

干涉仪的分辨能力主要是由可动镜驱动时所造成的最大光程差来确定的。一台研究型的傅里叶光谱仪在整个光谱范围内达到 0.05 cm^{-1} 左右的分辨能力没有多大困难。而简易型的在全光谱范围达到 $0.1 \sim 0.2 \text{ cm}^{-1}$ 的分辨能力也是很普遍的。

5) 具有很宽的光谱范围和极低的杂质辐射

一台傅里叶变换红外光谱仪通常都具有远红外、中红外和近红外的光谱范围。某些波长杂散辐射引起的干涉图变化，在傅里叶变换之后，可以很容易地鉴别出来。通常杂散光在全光谱范围内可低于 0.3% 。

7.1.5 多通道光谱仪

多通道光谱仪与单色仪的相同之处在于均采用棱镜或光栅作为色散元件，与单色仪的不同之处在于能同时在很多波长的通道内收集色散能量。每一通道内的能量可以采用探测器阵列的各分立探测元件收集，或利用摄像管收集，或用具有空间分辨能力的相似器件探测。图 7-11 为多通道光谱仪的基本结构。由色散元件产生的色散光谱被光学元件聚焦到出瞳处或其附近，经聚焦后的光束入射到探测器阵列而上，在此平而内不同的波长垂直展开。也可以采用扫描光学元件，使得不同时间内的光谱出现在不同的水平位置。合成数据的二维阵列表示光谱辐射光通量与时间的关系。这一基本结构的各种变型可以不用扫描

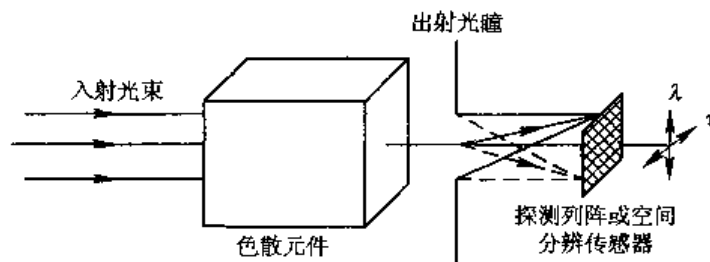


图 7-11 多通道光谱仪的基本结构

器，而只采用一维探测器阵列，相隔一定时间读出有关数据。正如上面已提到的，探测器阵列可被能提供空间分辨能力的传感器(如 CCD)代替。不管是用上述的扫描器，还是用探测器阵列周期地读出信息的光谱仪，通常均称为快速扫描光谱仪。

采用多通道方法的主要原因是要用同时收集所有要探测的波长上的能量来获得信噪比的改善。如果测量是受探测器噪声限制的，那么多通道光谱仪信噪比的改善和傅里叶变换光谱仪的一样。

7.2 基本辐射量的测量

红外基本辐射量的测量，原则上可分为以辐射源为标准的测量和以探测器为标准的测量，这里主要讲述以辐射源为标准的测量，而以探测器为标准的测量仅简述之。

7.2.1 辐射亮度的测量

假定用下脚标“s”表示与标准辐射源有关的量，而下脚标“x”表示与待测量辐射源有关的量。很显然，若定义仪器的光谱辐射亮度响应度 $R_L(\lambda)$ 为，则

$$R_L(\lambda) = \frac{V(\lambda)}{L_e(\lambda)} \quad (7-11)$$

其中 $V(\lambda)$ 为在波长 λ 处仪器的光谱输出电压； $L_e(\lambda)$ 为入瞳处的被测光谱辐射亮度。借助此关系式，可以写出在 $\lambda_1 \sim \lambda_2$ 波段内的响应度为

$$R_L = \frac{V}{L_e} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} L_e(\lambda) R_L(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} L_e(\lambda) d\lambda} \quad (7-12)$$

此时，用标准辐射源在 λ 处测得的电压为

$$V_{s\lambda} = L_s(\lambda) R_L(\lambda) \quad (7-13)$$

在 $\lambda_1 \sim \lambda_2$ 波长内测得的电压为

$$V_s = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} L_s(\lambda) \cdot R_L(\lambda) d\lambda \quad (7-14)$$

式中 $L_s(\lambda)$ 为标准辐射源的光谱辐射亮度。同样，用待测辐射源所测得的电压为 $V_{x\lambda}$ 和 V_x ，则

$$V_{x\lambda} = L_x(\lambda) R_L(\lambda) \quad (7-15)$$

$$V_x = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} L_x(\lambda) \cdot R_L(\lambda) d\lambda \quad (7-16)$$

其中 $L_x(\lambda)$ 为待测样品的光谱辐射亮度，于是可求得待测辐射源的辐射亮度为

$$L_{x\lambda} = \frac{V_{x\lambda}}{R_L(\lambda)} = \frac{V_{x\lambda}}{V_{s\lambda}} L_{s\lambda} \quad (7-17)$$

$$L_x = \frac{V_x}{R_L} = \frac{V_x}{V_s} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} L_s(\lambda) \cdot d\lambda = \frac{V_x}{V_s} L_s \quad (7-18)$$

其中 $L_{s\lambda}$ 和 L_s 为标准辐射源在入射光瞳处的光谱辐射亮度和总辐射亮度。

在运用式(7-17)和式(7-18)的最终结果时,不必考虑仪器的响应度,仅仅要求知道辐射源的光谱辐射亮度,以及仪器的输出电压信号就可以了。

上面讨论了以辐射源为标准进行辐射亮度的测量,其方法也适用于其他辐射量,只要把上述过程中用到辐射亮度和辐射亮度响应度的地方,用辐射照度或辐射通量以及相应的响应度表示即可。同样,仪器的输出信号也可以用电流代替电压。

7.2.2 辐射强度的测量

一般说来,辐射源的辐射强度是通过辐射照度的测量来获得的。假设辐射穿过透射率为 τ_a 的大气后,在距离为 d 处产生的辐射照度为 E ,当 d 远大于辐射源的线度时,辐射强度为

$$I = \frac{Ed^2}{\tau_a} \quad (7-19)$$

式中 Ed^2 为表观辐射强度。

测量点源辐射强度时,在接近视场光栏处最好放置一高质量的场镜,使孔径光栏的像清晰地成在探测器上。虽然在探测器表面的边缘响应度不均匀,但由于孔径光栏总是由远处的点光源均匀地辐照,因此得到的仍然是均匀的响应。点源在探测器上的像也是均匀辐照的,因而与点源在仪器视场中的位置无关,只要整个点源处在该视场之内即可。

如果辐射源是扩展辐射源,则要测得辐射源表面上各点在给定方向上的辐射亮度 L ,再由 $dI_\theta = L \cos\theta dA$,对整个辐射源表面 A 积分,求出该方向的辐射强度 I_θ ,即

$$I_\theta = \int_A L \cos\theta dA \quad (7-20)$$

如果方便的话,可根据距离平方反比定律与标准辐射源进行比较,也可测量出待测辐射源的辐射强度。

7.2.3 总辐射通量的测量

一个辐射源的总辐射通量是辐射源的重要指标之一。对于各向同性的点源,其总辐射通量为 $\Phi = 4\pi I$,所以只要测出它的辐射强度 I ,就可以计算出总辐射通量了。但实际光源都有一定的大小,尤其是辐射强度也不是各向同性的,所以,不能用点源的方法进行处理。对于实际光源的总辐射通量有两种测量方法:一种是在积分球内利用已知辐射源的辐射与待测辐射源作比较测量;另一种是用分布光度计测定辐射源在空间各个方向上的辐射强度分布,然后再计算它的辐射通量。

积分球也称积分光度计。它是一个内壁涂白色漫反射涂层,球内放待测光源的完整球壳。由光源发射并经球壁漫反射的一部分辐射通过球壁上的一个小孔(窗口)射到测量用的接收器上。这部分辐射通量应正比于光源所发出的总辐射通量。

如图7-12所示为一个半径为 R 的积分球,其中 C 是待测辐射源,可以放在球内任意位置。假设球内壁各点

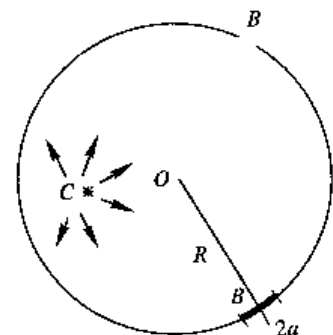


图7-12 积分球原理

都能产生均匀的漫反射，其漫反射比为 ρ ，球心在 O 处，辐射源所发出的总辐射通量为 Φ 。如果在 C 和球壁上一点 B 之间放一档屏，挡去直接射向 B 点的辐射，则在 B 点的辐射照度为

$$E = \frac{\Phi}{4\pi R^2} \frac{\rho}{1 - \rho} \quad (7-21)$$

由于球的半径 R 和反射比 ρ 均为常数，因此，球壁上任何位置的辐射照度与辐射源的总辐射通量成正比。这样，一方面可以通过球壁窗口处的辐射照度计算出光源的总辐射通量；另一方面可以用比较法测量辐射源的总辐射通量。如果在图 7-12 的 C 处依次放入标准源和待测源，由它们分别在窗口处产生的辐射照度为 E_s 和 E_x ，则待测源的总辐射通量为

$$\Phi_x = \frac{E_x}{E_s} \Phi_s \quad (7-22)$$

式中 Φ_s 为标准源的总辐射通量。

如果所选用的探测器是无光谱选择性的，而且是均匀响应的，那么就可以用相应的电信号表示待测源的辐射通量，即

$$\Phi_x = \frac{i_x}{i_s} \Phi_s \quad (7-23)$$

式中 i_x 为用待测辐射源时所产生的光电流； i_s 为用标准辐射源时所产生的光电流。

如果 C 位于球心，经验证明，挡屏放在辐射源与窗口之间，并距球心 $R/3$ 处是合适的。设辐射源的最大尺寸为 $2b$ ，窗口的直径为 $2a$ ，则挡屏的半径为 $d = a + 2(b-a)/3$ 。

通常要求辐射源的最大尺寸不超过球壳直径的 $1/10$ 。尺寸较大的辐射源应选用直径较大的积分球。

实际的积分球并不满足上述的理想条件，其主要原因如下：

- (1) 球内壁不可能发出理想的漫反射；
- (2) 球内壁各点的漫反射率不可能是严格相同的；
- (3) 挡屏不仅遮挡了源的辐射，而且也在球壁上形成了一定的阴影；
- (4) 落在辐射源、悬浮装置以及挡屏上的辐射要被它们反射或吸收；
- (5) 在窗口或接收器处不可能完全像朗伯余弦定律那样传输辐射或吸收辐射，对于掠入射和正入射的情况也是不同的，等等。

因此，在使用积分球之前，应该对积分球的测试精度进行检验。

许多新型光源，特别是大功率的卤钨灯和金属卤化物灯的辐射通量大，热量高，如果把这样的光源放在一般的积分球内，则由于球内通风条件差，温度很快升高，会把球壁和挡屏烤焦，并损坏测试仪器。如果制造大的积分球，则不仅制造困难，而且使用也不方便。为此，可采用分布光度计测量辐射通量（或光通量）。

根据辐射通量与辐射照度之间的关系，通过面积 ΔA 的辐射通量为

$$\Delta\Phi = I \cdot \Delta\Omega = E \cdot \Delta A \quad (7-24)$$

式中 $\Delta\Omega$ 为面积 ΔA 对光源 S 所张的立体角。

从式(7-24)可知，只要测量出辐射照度，再乘以面积 ΔA ，即可计算出光源在 $\Delta\Omega$ 立体角内发射的辐射通量。从这点出发，可以设想一个闭合曲面把光源包在里面，将这个曲

面分割成许多小面积 $S_1, S_2, S_3, \dots, S_n$, 分别测出各小面积上的平均辐照度 $E_1, E_2, E_3, \dots, E_n$, 并乘以该小面积的大小, 即为通过该面积的辐射通量。最后, 将通过所有的通量相加, 即为光源发射的总辐射通量, 即

$$\Phi = \sum_{i=1}^n E_i \Delta A_i = \sum_{i=1}^n E_i S_i \quad (7-25)$$

为了简便, 通常假定光源发出的辐射强度是轴对称的。分球带的方法有两种: 等角度法和等立体角法。

如果想得到辐射通量的标准辐射源就可以用这种方法去做。事实上, 光通量标准灯就是用这一方法从发光强度标准灯过渡来的。

前面讲述了以辐射源为标准的测量, 下面简述一下以探测器为标准的测量。

所谓的以探测器为标准的测量原理与方法, 实际上就是进行绝对测量, 或者说组成一个绝对辐射计。从计量的观点可称这为标准辐射计。

在能够直接进行绝对测量的装置中, 必须将辐射能量或被吸收的辐射通量与一种定量的能量或者其他形式的功率作比较。

图 7-13 所示的是带黑体辐射参考的辐射计。聚光望远镜把目标和参考黑体成像到探测器上。反射调制盘交替使外部和内部辐射信号落到探测器上, 因此探测器产生了交变信号, 它对应于目标与参考黑体之间辐射信号差。

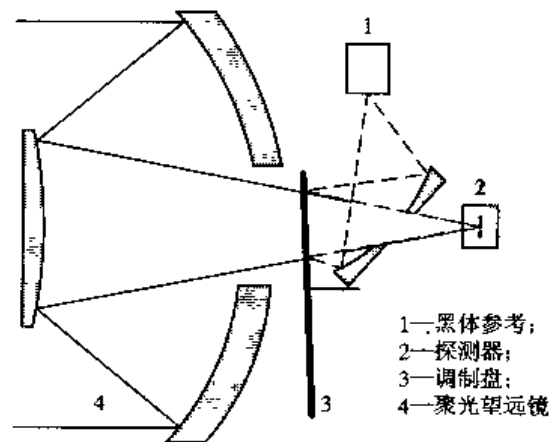


图 7-13 带参考黑体的辐射计

较经济、低精度的辐射计不采用参考黑体, 而是使用涂黑或高发射率的调制盘, 这时调制盘的叶片作为参考辐射源。

商业用的辐射计, 通常采用在可见光和红外波段内有均匀光谱响应的热电或热阻探测器。而对于军用辐射计, 为了对军用目标有大的作用距离和快速的目标光辐射采样频率, 则采用在较窄的光谱波段范围内有高灵敏度的光子探测器。对应大气红外窗口, 目前广泛使用的光子探测器是: $1\sim 3\ \mu\text{m}$ 为硫化铅 (PbS)、 $3\sim 5\ \mu\text{m}$ 为碲化铟 (InSb) 和 $8\sim 14\ \mu\text{m}$ 为碲镉汞 (HgCdTe)。

7.3 红外发射率测量

在红外发射率的实际测量中，有红外辐射测温技术、热成像测量技术和遥感辐射测量技术等。目标表面的红外发射率是影响测量结果的基本参数。例如，在 0°C 的条件下观测 25°C 的两个目标，若发射率相差 0.01 ，则测出的辐射温度相差为 0.2°C ，这已超出较灵敏仪器的温度分辨率。在热成像和红外遥感技术中，景物发射率也会影响辐射对比度。

在测量和报道红外发射率时，必须注意下列问题：

(1) 根据定义，发射率是实际物体与黑体在相同条件(温度、光谱范围和几何条件)下的辐射之比。因此，报道测量结果时应指明测试条件，并把测量结果严格地说成是在某温度、光谱范围和方向上的发射率，如 500 K 时的半球全发射率 $\epsilon_h(500\text{ K})$ 或 800 K 时 $5\text{ }\mu\text{m}$ 处的法向光谱发射率 $\epsilon_n(5\text{ }\mu\text{m}, 800\text{ K})$ 等。

(2) 必须对样品状态有完整的描述：因为材料发射率的测量受一系列因素影响，所以，报道测量结果时，应尽可能详尽地说明测试样品的成分、厚度、表面的形貌特征和结构特征。否则将会降低测量结果与报道的价值。

(3) 对光学不均匀的样品必须考虑反射作用：关于发射、透射和反射的相互关系的许多论述，都只适用于光学均匀的材料。因此，在发射率测量中，应用基本关系式 $\epsilon + \rho + \tau = 1$ 时，必须注意式中三个量要有一致的几何条件。例如，当从反射率和透射率计算法向发射率时，反射率和透射率必须属于均匀漫照射和法向观测的值。光谱条件则要求三个量必须属于相同光谱范围的观测值。

(4) 样品温度问题：测量发射率必须准确知道样品温度。

7.3.1 半球全发射率测量

当研究辐射热传递和热损耗问题时，最关心的是物体表面的半球全发射率。对它的测量，绝大多数的方法是采用量热法。

测量半球全发射率的辐射热平衡法有各种不同的具体方案，但广泛采用的为热丝法及其不同改进形式。这种方法的基本原理和装置如图7-14所示。在具有冷却壁的真空中，装一个小而且横截面均匀的窄长带状样品，并通电加热，保持输入电功率稳定来使样品与周围达到热平衡。在此条件下，样品中部附近基本上无轴向温度梯度，而且，因样品处于真空环境中，可忽略样品通过传导和对流的热损耗，于是，输入给样品的电功率几乎全部以辐射的形式散发掉。这就是辐射平衡测量半球全发射的理论基础。

为找出实际发射率与测量值之间的关系，应导出样品的热平衡方程式。首先，输入到样品的功率除外界提供的稳定电功率 IV 外，还有真空室壁发射并被样品吸

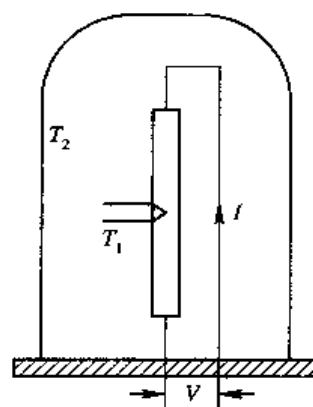


图7-14 热丝法测量半球全发射率装置示意图

收的辐射功率，其值为 $A\epsilon_2\alpha\sigma T_2^4$ ，其中 A 和 α 分别为样品的表面积和吸收率， ϵ_2 和 T_2 为室壁的发射率和温度。由于温度均匀，且密闭容器辐射就是黑体辐射，因此可近似认为 $\epsilon_2 = 1$ 。此外，样品发射的辐射经室壁反射回到样品后也可被它吸收，但这一项的贡献小得可以忽略。于是，样品的总输入功率为

$$P_1 = IV + A\alpha\sigma T_2^4 \quad (7-26)$$

样品的输出功率主要由下列三项组成：样品的热辐射 $A\epsilon_h\sigma T_1^4$ （其中 ϵ_h 和 T_1 分别为样品的半球全发射率和平衡温度），通过样品两端及测温热电偶传导消耗的功率 $2ka\Delta T/\Delta x$ ，通过空气传导和对流造成的热损耗。可以证明，若样品横截面 a 和温度梯度 $\Delta T/\Delta x$ 足够小，则在通常的金属热导率 k 值情况下，样品两端和热电偶的传导热耗可以忽略。至于真空室内残留气体的热传导和对流引起的热损耗，可以忽略。例如， $T > 200$ K 时其热损耗小于 2%，当 $T > 300$ K 时其热损耗小于 1%。

综上所述，在辐射热平衡条件下，样品的输入与输出功率必须相等，亦即

$$IV + A\alpha\sigma T_2^4 = A\epsilon_h\sigma T_1^4 \quad (7-27)$$

若近似取 $\alpha = \epsilon_h$ ，则由式(7-27)给出半球全发射率为

$$\epsilon_h = \frac{IV}{A\sigma(T_1^4 - T_2^4)} \quad (7-28)$$

由此可见，只要测量出输入电功率 IV 和样品与真空室壁的温度 T_1 与 T_2 ，则可得到欲测的 ϵ_h 。

该方法的测量误差约在 2%~20% 之间，其误差的大小主要取决于样品与真空室壁的相对温度及其测量精度。当用液氮把室壁冷却到约 80 K 时，对于样品温度高于 225 K 的测量，室壁对样品的辐射的影响可忽略。但是，当用接近室温的恒温水冷却真空室壁时，计算中必须考虑室壁对样品的辐射。

如果被测样品是导电材料，则把样品直接做成上述窄长带形状，直接通电加热。若被测样品是电介质材料，则可将薄片状样品绕着圆柱形加热元件缠起来，或者把平板状样品以良好的热接触与一加热平板粘合起来，并在背面与侧面用防护性材料包围加热器，使辐射热损耗限制在样品的前表面。当然，在允许的情况下，也可将样品材料喷涂在加热器上测量。上述方法的其他细节变化，在于测量样品温度方法的不同（利用样品电阻、热电偶或光测高温计测量等）和加热方法的差别（用内部电阻、灯丝加热器、太阳模拟器或激光加热等）。

当用太阳模拟器的光照加热样品时，若室壁对样品辐射的影响可以忽略，则式(7-27)变为

$$\frac{A\alpha_s E}{2} = A\epsilon_h\sigma T^4 \quad (7-29)$$

等式左边的因子 1/2 表明样品一侧表面接受光照， E 为表面全辐照度，可见，当用太阳模拟器光照加热样品时，欲求发射率 ϵ_h ，必须精确测量入射光照 E 和吸收率 α_s 。因此，这种加热方法并不比电加热样品方法优越。但是，若为了测量样品材料对太阳辐射的 α_s/ϵ_h 值，那么，使用太阳模拟器加热样品将十分方便，此时，只要测量出光照 E 和样品温度 T ，即可直接得到该比值

$$\frac{\alpha_e}{\epsilon_h} = \frac{2\sigma T^4}{E} \quad (7-30)$$

辐射热平衡测量发射率时, 必须使样品达到热稳定状态, 因此测量时间较长。为缩短测量时间, 可在非稳态下测量, 这就要用到温度衰减法。这种方法是把一个表面积较大而质量很小的样品悬挂在具有冷却壁的真空中, 并加热使其温度明显高于室壁温度, 停止功率输入后, 测量样品的冷却速率。从冷却速率和已知的样品表面积、质量和比热, 计算出辐射热损耗速率, 进而得到半球全发射率。对于不同的方案, 往往采用不同的加热方法, 如线圈加热器、碳弧、电炉、太阳模拟器或激光加热等。

当以光照加热样品时, 若忽略真空壁辐射对样品的影响, 则能量平衡方程式为

$$2A\epsilon_h\sigma T^4 + mC_p \frac{dT}{dt} = A\alpha E \quad (7-31)$$

式中 A 为薄样品的一侧表面积, m 和 C_p 分别为样品的质量和比热, dT/dt 为样品温度随时间的变化率, E 为入射光辐照度。待样品有足够的温升后, 停止光照并使样品冷却, 式(7-31)将变为

$$2A\epsilon_h\sigma T^4 = mC_p \frac{dT}{dt} \quad (7-32)$$

若假定 C_p 与温度无关, 则对式(7-32)积分后得到

$$\epsilon_h = \frac{mC_p}{6\sigma A(t_2 - t_1)} \left(\frac{1}{T_1^3} - \frac{1}{T_2^3} \right) \quad (7-33)$$

式中 T_1 和 T_2 分别为时刻 t_1 和 t_2 的样品温度。只要测出温度随时间下降的数据, 即可确定样品半球的全发射率。测量误差一般在 5% 以内。

7.3.2 法向光谱发射率测量

测量法向光谱发射率, 除借助光谱反射率测量技术外, 几乎全部采用辐射度量比较法。后者测量法向或方向光谱发射率, 一般总要首先收集给定温度下样品在小立体角内发射的辐射, 并把它经分光计分光后, 测量中心在指定波长 λ 处的一个窄波带的辐射。然后把该测量值除以从同样条件下黑体源得到的测量值。在各种具体方案中, 可有如下几方面的变化:

- (1) 比较的方法, 包括单光路和双光路;
- (2) 加热样品的方法, 其中包括辐射、附加电阻加热器的热传导、对流或旋转样品炉等样品加热;
- (3) 分光计的类型, 棱镜或光栅式单色仪、滤光片等;
- (4) 测量的光谱范围, 取决于分光计和探测器的工作波带;
- (5) 温度测量和控制方法, 有热电偶、光学或辐射高温计, 手动或自动控制;
- (6) 数据处理方法, 一个波长一个波长地测量比较, 或在一个宽的波长范围内自动记录;
- (7) 所用比较黑体的类型, 有独立的实验室黑体源、加热样品的炉子或在样品中开的参比黑体腔孔。

不同方案的误差范围, 从内部电阻加热金属样品情况下的 1%~2%, 到高于 2000 K 温度下非金属样品时的 15% 左右。

双光路测量法具有容易消除大气中二氧化碳及水蒸气吸收的影响，且可直接得到欲测结果等优点，因此，在实践中用得较为广泛。

双光路法向光谱发射率测量系统，广泛采用双光束比率记录的红外分光光度计工作模式，它以实验用黑体源和待测样品作为两个光束的辐射源。其中来自黑体源的辐射束作为参比光路，样品辐射束是测量光路。经过如图 7-15 所示的光学系统，使两束辐射交替地投射到单色仪的入射狭缝，分光后经出射狭缝被探测器转变为电信号，由电子系统放大处理，最后以两路光束输出信号比的形式，在记录仪上直接给出发射率随波数变化的曲线。

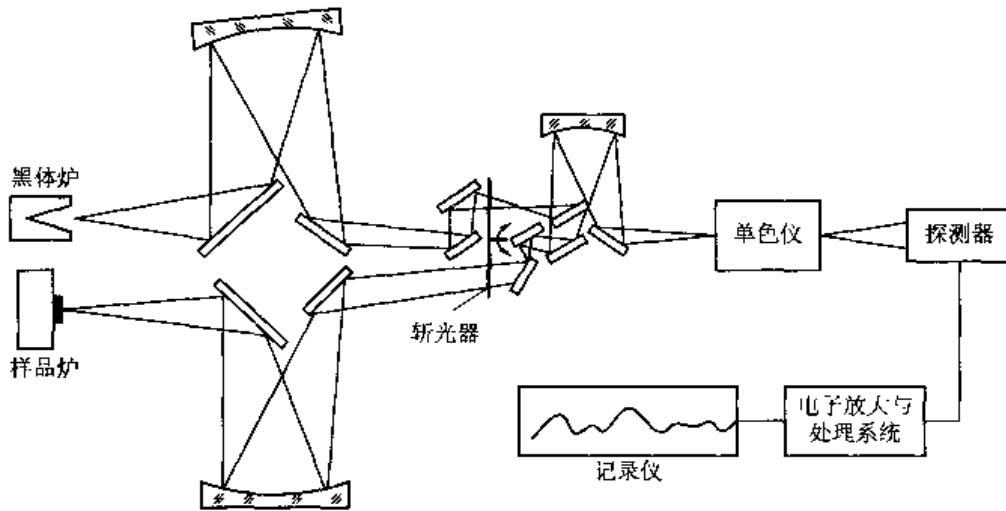


图 7-15 法向光谱发射率双光路测量示意图

为能直接记录样品的法向光谱发射率，上述双光路测试系统必须满足如下条件：

- (1) 被测样品和比较黑体必须控制在相同温度，样品表面的温度梯度应尽可能小；
- (2) 为使两光束有相同的大气吸收，并使这种吸收降到最低，两光束的光路长度必须相等，或使仪器保持在无吸收条件或真空中工作；
- (3) 除分光棱镜外，必须始终采用前表面反射系统，并在两光路中使用完全对等的光学元件，以使两光束在光学上有相等的吸收衰减；
- (4) 两光束的源面积的场孔径必须相等，以保障两光束中的辐射功率来自相同的源面积和发射立体角。

因为低于熔点温度的固体材料光谱发射率曲线不会有锐峰或锐谷值，所以，具有较低波长分辨率的宽狭缝棱镜单色仪即可适用于光谱发射率测量。而且，较宽的狭缝能够保障在一个宽的光谱范围内通过足够的辐射通量，这正是我们所希望的。此外，为了扩大测量的范围，在单色仪中往往备有可供更换的不同棱镜，以及与不同测量范围相应的合适探测器。

测量原理：若被测样品和实验用黑体维持在相同温度 T ，它们的法向光谱辐亮度分别为 $L_{\lambda_s}(T)$ 和 $L_{\lambda_{bb}}(T)$ 。设环境温度为 T_a ，单色仪和探测器的温度为 T_m ，它们的光谱辐亮度分别为 $L_{\lambda}(T_a)$ 和 $L_{\lambda}(T_m)$ ，若仪器光谱响应度为 $R(\lambda)$ ，则当仪器只对黑体或样品测量时，其输出信号分别为

$$V_b(\lambda) = R(\lambda) [L_{\lambda_{bb}}(T) - L_{\lambda}(T_m)] \quad (7-34)$$

$$V_s(\lambda) = R(\lambda) \{ [L_{\lambda s}(T) - L_{\lambda}(T_m)] + [1 - \epsilon_n(\lambda)] L_{\lambda}(T_s) \} \quad (7-35)$$

因为来自样品的总光谱辐亮度为

$$L_{\lambda s}(T) + [1 - \epsilon_n(\lambda)] L_{\lambda}(T_s) = \frac{L_{\lambda s}(T) - L_{\lambda}(T_m) + [1 - \epsilon_n(\lambda)] L_{\lambda}(T_s)}{L_{\lambda bb}(T) - L_{\lambda}(T_m)} \times [L_{\lambda bb}(T) - L_{\lambda}(T_m)] + L_{\lambda}(T_m) \quad (7-36)$$

所以, 由式(7-34)~(7-36)得到

$$\begin{aligned} L_{\lambda s}(T) &= \frac{V_s(\lambda)}{V_b(\lambda)} [L_{\lambda bb}(T) - L_{\lambda}(T_m)] + L_{\lambda}(T_m) - [1 - \epsilon_n(\lambda)] L_{\lambda}(T_s) \\ &= \frac{V_s(\lambda)}{V_b(\lambda)} [L_{\lambda bb}(T) - L_{\lambda}(T_m)] + [L_{\lambda}(T_m) - L_{\lambda}(T_s)] + \epsilon_n(\lambda) L_{\lambda}(T_s) \end{aligned} \quad (7-37)$$

如果撤去样品辐射, 则仪器的输出信号(即零输入时的输出信号)为

$$V_0(\lambda) = R(\lambda) [L_{\lambda}(T_s) - L_{\lambda}(T_m)] \quad (7-38)$$

考虑到法向光谱发射率的定义为 $\epsilon_n = L_{\lambda s}(T) / L_{\lambda bb}(T)$, 并利用式(7-37)及其与式(7-34)之差代入式(7-36), 则最后得到样品的法向光谱发射率为

$$\epsilon_n(\lambda) = \frac{V_s(\lambda) - V_0(\lambda)}{V_b(\lambda) - V_0(\lambda)} \quad (7-39)$$

若仪器以比率记录模式工作, 则记录到的是输出信号与黑体信号 $V_b(\lambda)$ 之比。设在记录仪上记录到的这些比值分别为 $S(\lambda) = V_s(\lambda) / V_b(\lambda)$, $Z(\lambda) = V_0(\lambda) / V_b(\lambda)$, $H(\lambda) = V_b(\lambda) / V_b(\lambda)$, 则得到的法向光谱发射率为

$$\epsilon_n(\lambda) = \frac{S(\lambda) - Z(\lambda)}{H(\lambda) - Z(\lambda)} \quad (7-40)$$

综上所述, $S(\lambda)$ 就是样品信号在记录仪上的高度, $Z(\lambda)$ 是无样品辐射时输出信号的高度, 俗称零线高度, 而 $H(\lambda)$ 是以实验黑体代替同温度样品时的输出信号高度, 称为 100% 线高度。在理想情况下, $Z(\lambda)$ 和 $H(\lambda)$ 应分别对应于 $\epsilon_n(\lambda) = 0$ 和 $\epsilon_n(\lambda) = 1$ 位置的两条直线。但由于各种假信号的影响, 往往使 $Z(\lambda)$ 和 $H(\lambda)$ 在 $\epsilon_n(\lambda) = 0$ 和 $\epsilon_n(\lambda) = 1$ 位置出现一定起伏。

测量方法和步骤: 测量前首先应对仪器进行定标, 即波长定标和仪器线性响应定标。在不同波长范围, 可用不同方法对单色仪进行波长定标, 例如, 在 $0.24 \sim 2.2 \mu\text{m}$ 范围, 利用氩弧、汞弧灯发射光谱, 铍玻璃和聚苯乙烯薄膜吸收光谱, 在各自己的曲线上辨认已知波长的发射或吸收峰, 作为峰值已知波长的函数, 画出这些峰对应的鼓轮位置, 再在这些点之间连一条光滑曲线, 此即为定标曲线。另外, 利用大气吸收曲线也可在 $0.4 \sim 15 \mu\text{m}$ 范围找出 52 个吸收峰, 从而得到更长波长的定标曲线。

至于线性响应定标, 是因为仪器的工作都基于这样的假设, 即它的响应(记录的发射率曲线相对于零线的高度)与下列量成线性关系:

- (1) 当仪器在单光路模式工作时, 通过单色仪的单色辐射功率;
- (2) 当仪器在双光路比率模式工作时, 在各自光束中通过单色仪的单色辐射功率之比。

然而, 上述线性关系实际上是否成立, 必须经过定标确定。这包括狭缝线性的定标和

使用扇形盘衰减器的定标。

仪器定标后即可进行测量。为能够根据式(7-40)得到样品的法向光谱发射率, 必须测出仪器的 100% 线高度 $I(\lambda)$ 、零线高度 $Z(\lambda)$ 和样品高度 $S(\lambda)$ 。

原则上, 若用两个温度完全相同的黑体作为光路长度一样的两个光束辐射源, 则 100% 线的高度 $I(\lambda) = V_b(\lambda)/V_b(\lambda)$ 应是一条直线。但因为两光束在时间上是分开的, 并按斩波器的调制频率交替通过单色仪, 所以, 一束辐射能量脉冲相对于另一束, 在波长标尺上移动了一个很小的位移。这种位移效应使能量-波长曲线变得很陡, 相继能量脉冲的轻微光谱位移都可在仪器连续记录曲线上产生显著偏差。此外, 从源到探测器的两个光路中, 光谱吸收或其他损耗的变化, 探测器对两光束辐射的光谱灵敏度变化, 以及两光束的不同光程长度和个别反射镜上灰尘散射等, 均可造成 100% 线的高度起伏。

为此, 测量时首先应把两个温度相同的黑体炉用作两光束辐射源, 调节分光计“满标尺”控制, 在记录仪上记录 100% 线高度 $I(\lambda)$ 。

其次, 去掉样品光路中的实验黑体, 并封住样品光束, 此时, 由于单色仪的杂散辐射将产生假信号, 调节分光计的“零比率”控制, 在记录仪上记录零线 $Z(\lambda)$ 。

最后, 用样品炉代替参比实验黑体, 并使样品温度和比较光路的黑体温度相同, 即可测得样品线 $S(\lambda)$ 。并用式(7-40)求得法向光谱发射率。

虽然测量法向光谱发射率的双光路系统具有容易受消除大气吸收影响, 以及能直接读出光谱发射率等优点, 但也有系统复杂、光学调节苛刻的缺点。因此, 实践中仍广泛使用单光路测试法。这种方法的优点是样品光束和比较黑体光束经同一光路, 有相同的光程长度和衰减损耗。

单光路测试系统如图 7-16 所示。黑体和样品并排置于光具座上, 可交替地移至光学系统焦点上。这样就保障了样品辐射和比较用的黑体辐射束经过同一光路, 具有相同的光程和衰减, 经斩光器调制后进入单色仪入射狭缝。

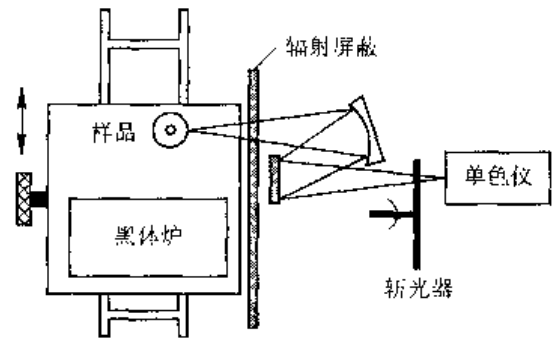


图 7-16 单光路测试系统示意图

使用单光路系统时, 也需要按照与双光路类似方法进行波长定标和线性响应特性定标。

为了测量法向光谱发射率, 应把样品及同温黑体交替地放在光学系统焦点处, 一个波长、一个波长地测量比较, 并将结果画成发射率-波长曲线。也可使用电机驱动单色仪鼓轮分别对样品与黑体辐射在感兴趣的波长范围作全程自动扫描, 并用记录仪记录。然后对样品和黑体辐射曲线按波长逐次比较, 最后得到光谱发射率。

对于 1000 K 以上的高温气体或固体样品, 使用常规的棱镜和光栅式色散分光装置作红外光谱发射测量是很方便的。然而, 当温度低于 100°C 时, 因来自仪器系统的杂散辐射大得几乎和样品本身辐射相仿, 因而信噪比受到限制。此时, 使用色散型分光技术遇到很大困难。但利用扫描干涉度量分光计作为发射测量, 则不受仪器修正或温度范围的限制。并且, 广泛用于材料光谱发射率与其光学性质之间关系的研究。

干涉度量法所用设备和工作原理可参看傅里叶变换红外光谱仪的描述, 此处不再赘述。应该指出, 测量法向光谱发射率的方法只要稍加改进, 原则上均可用来测量方向光谱发射率。此时, 首先应把样品和黑体连结在一个支架上, 以便通过支架绕某轴转动来调节和测量发射率的方向依赖关系。其次, 因为受热样品在所有方向均可发射辐射, 所以, 为使杂散辐射减到最低, 样品室和黑体源的加热部分都必须用水冷却, 并用良好反辐射的屏幕保护。另外, 还应严格分析来自分光计不同部分的辐射对到达探测器上的总辐射中各占多少。为完成方向光谱发射率测量, 较合适的装置是使用光栅分光计和片状光栅干涉仪。

7.4 红外反射比测量

在第2章2.8.1节中, 对于半透明介质我们定义了反射率 ρ 、吸收率 α 和透射率 τ , 即式(2-105)~(2-107)。在式(2-105)~(2-107)中, 我们认为被表面所反射的辐射功率 P_r , 被介质所吸收的辐射功率 P_a 以及从介质中透射的辐射功率 P_t 都是投射到介质表面的辐射功率 P_i 与介质一次作用后的结果, 即不考虑辐射在介质两个表面之间的多次反射。如果考虑辐射在介质两个表面之间的多次反射, 每一次反射后都会有一部分辐射功率从介质的上表面和下表面逸出。因此, 被介质所反射的辐射功率 P_r^* 、被介质所吸收的辐射功率 P_a^* 、以及从介质中透射的辐射功率 P_t^* 应该是入射辐射功率 P_i 与介质无数次作用后的结果。这样, 利用定义式(2-105)~(2-107)同样可以描述介质的反射、透射和吸收特征。此时, 我们称作反射比、透射比和吸收比(或称为整个介质的反射率、吸收率和透射率, 见第3章习题19)。在此之前, 为了描述方便, 我们没有将反射比、透射比和吸收比与反射率、透射率和吸收率加以区别。另外, 理论上讲, 我们可以将辐射与介质的作用分为一次作用和多次作用, 但在实际测量时, 这种区分是很困难的。因此, 用反射比、透射比和吸收比来描述半透明介质的反射、透射和吸收特征是适合的。当介质为不透明介质时, 反射比与反射率、吸收比与吸收率是相同的。

测量物体的红外反射比是十分重要的。它不仅是取得许多不透明材料(尤其在800 K以下)的反射比与吸收比的重要方法, 而且, 在材料光学性质与光学参数研究、矿物岩石的识别与结构分析中, 也都需要对材料的红外光谱反射比有深入研究。特别是随着遥感技术的发展, 如在海洋污染探测、地球资源勘测与农作物估产遥感, 以及军事侦察等的应用中, 为充分利用遥感得到的信息, 除地物发射光谱外, 不可缺少的重要基础工作是研究地物对太阳光照的反射光谱。

测量反射比有光谱与全谱测量以及绝对与相对测量之分。不言而喻, 光谱测量给出的结果是反射比随波长(或波数)的变化, 全谱测量给出的是在指定波长范围或整个波长区间的平均反射比。绝对测量是在不使用任何参考标准的情况下测量的反射比, 而相对测量则是利用已知反射比的参考标准与样品作的比较测量。

7.4.1 反射比的定义

反射比的测量并不是一件很容易的事, 一般取决于入射辐射的波长及偏振状态。即使假定单色非偏振辐射束在均匀各向同性和透明无损耗介质中传输, 测量反射比还要与入射及收集反射辐射的角度状态有关。根据入射及收集反射辐射的几何关系, 分别有不同的定

义和表示方法。

1. 双向反射比

双向反射比即向指定方向 (θ_r, φ_r) 反射的辐射与指定方向 (θ_i, φ_i) 入射的辐射之比。其中 θ_i 和 θ_r 是天顶角， φ_i 和 φ_r 是方位角。设想入射与反射辐射分别是充满 (θ_i, φ_i) 和 (θ_r, φ_r) 方向的无限小立体角元 $d\Omega_i$ 和 $d\Omega_r$ 的一束辐射，于是，入射到 dA 单位表面的辐射功率(即辐照度)为 $dP_i(\theta_i, \varphi_i) = L_i(\theta_i, \varphi_i) \cos\theta_i d\Omega_i$ ，其中 $L_i(\theta_i, \varphi_i)$ 是源的辐射亮度。反射到 (θ_r, φ_r) 方向的辐射功率 $dP_r(\theta_r, \varphi_r)$ 为

$$dP_r(\theta_r, \varphi_r) = \rho(\theta_i, \varphi_i; \theta_r, \varphi_r) dP_i(\theta_i, \varphi_i) = \rho(\theta_i, \varphi_i; \theta_r, \varphi_r) L_i(\theta_i, \varphi_i) \cos\theta_i d\Omega_i \quad (7-41)$$

式中 $\rho(\theta_i, \varphi_i; \theta_r, \varphi_r)$ 为表面双向反射比。若不考虑表面 dA 自身的发射，则可以把式(7-41)用 dA 反射的辐亮度 $L_r(\theta_r, \varphi_r)$ 表示为

$$dP_r(\theta_r, \varphi_r) = L_r(\theta_r, \varphi_r) \cos\theta_r d\Omega_r = \rho(\theta_i, \varphi_i; \theta_r, \varphi_r) L_i(\theta_i, \varphi_i) \cos\theta_i d\Omega_i \quad (7-42)$$

由此得到双向反射比的如下定义式

$$\rho(\theta_i, \varphi_i; \theta_r, \varphi_r) = \frac{L_r(\theta_r, \varphi_r) \cos\theta_r d\Omega_r}{L_i(\theta_i, \varphi_i) \cos\theta_i d\Omega_i} \quad (7-43)$$

显然，当入射和反射方向角互易时是对称的，或者说， $\rho(\theta_i, \varphi_i; \theta_r, \varphi_r)$ 满足互易性关系。

与式(7-43)等效的双向反射分布函数的定义式为

$$f(\theta_i, \varphi_i; \theta_r, \varphi_r) = \frac{L_r(\theta_r, \varphi_r)}{L_i(\theta_i, \varphi_i) \cos\theta_i d\Omega_i} \quad (7-44)$$

$f(\theta_i, \varphi_i; \theta_r, \varphi_r)$ 的物理意义是沿 (θ_r, φ_r) 方向出射的辐射亮度与沿 (θ_i, φ_i) 方向入射在 dA 面上的辐照度之比。由式(7-43)和式(7-44)可知，双向反射比与双向反射分布函数之间的关系为

$$\rho(\theta_i, \varphi_i; \theta_r, \varphi_r) = f(\theta_i, \varphi_i; \theta_r, \varphi_r) \cos\theta_r d\Omega_r \quad (7-45)$$

由此可见， $\rho(\theta_i, \varphi_i; \theta_r, \varphi_r)$ 及 $f(\theta_i, \varphi_i; \theta_r, \varphi_r)$ 是随 $(\theta_i, \varphi_i; \theta_r, \varphi_r)$ 变化的复杂函数，在推导其他反射比时，双向反射分布函数 $f(\theta_i, \varphi_i; \theta_r, \varphi_r)$ 的使用更方便。式(7-44)也可写成

$$f(\theta_i, \varphi_i; \theta_r, \varphi_r) = \frac{dP_r(\theta_r, \varphi_r)}{dP_i(\theta_i, \varphi_i) \cos\theta_i d\Omega_i} \quad (7-46)$$

2. 方向-半球反射比

方向-半球反射比，即由 dA 表面反射到半球 (2π) 的辐射功率与从 (θ_i, φ_i) 方向入射到 dA 上的辐射功率之比。由式(7-46)可知，反射到半球 (2π) 空间的辐射功率为

$$\begin{aligned} P_r(2\pi) &= \int_{2\pi} f(\theta_i, \varphi_i; \theta_r, \varphi_r) dP_i(\theta_i, \varphi_i) \cos\theta_i d\Omega_i \\ &= dP_i(\theta_i, \varphi_i) \int_{2\pi} f(\theta_i, \varphi_i; \theta_r, \varphi_r) \cos\theta_r d\Omega_r \end{aligned} \quad (7-47)$$

不难得到方向-半球反射比的定义为

$$\rho(\theta_i, \varphi_i; 2\pi) = \frac{\int_{2\pi} dP_r(\theta_r, \varphi_r)}{L_i(\theta_i, \varphi_i) \cos\theta_i d\Omega_i} = \frac{\int_{2\pi} dP_r(\theta_r, \varphi_r)}{dP_i(\theta_i, \varphi_i)} \quad (7-48)$$

利用式(7-47)得到它与双向反射分布函数有下列关系

$$\rho(\theta_i, \varphi_i; 2\pi) = \int_{2\pi} f(\theta_i, \varphi_i; \theta_r, \varphi_r) \cos\theta_r d\Omega_r \quad (7-49)$$

3. 半球-方向反射比

半球-方向反射比, 即由 dA 表面反射到 (θ_r, φ_r) 方向的辐射功率与整个半球入射到 dA 上的辐射功率之比, 并表示为

$$\rho(2\pi; \theta_r, \varphi_r) = \frac{dP_r(\theta_r, \varphi_r)}{\int_{2\pi} L_i(\theta_i, \varphi_i) \cos\theta_i d\Omega_i} = \frac{L_r(\theta_r, \varphi_r) \cos\theta_r d\Omega_r}{\int_{2\pi} L_i(\theta_i, \varphi_i) \cos\theta_i d\Omega_i} \quad (7-50)$$

它与双向反射分布函数的关系为

$$\rho(2\pi; \theta_r, \varphi_r) = \cos\theta_r d\Omega_r \cdot \frac{\int_{2\pi} f(\theta_i, \varphi_i; \theta_r, \varphi_r) L_i(\theta_i, \varphi_i) \cos\theta_i d\Omega_i}{\int_{2\pi} L_i(\theta_i, \varphi_i) \cos\theta_i d\Omega_i} \quad (7-51)$$

从式(7-49)和式(7-51)看出, 即使 $\theta_i = \theta_r, \varphi_i = \varphi_r, \rho(\theta_i, \varphi_i; 2\pi)$ 也不等于 $\rho(2\pi; \theta_r, \varphi_r)$ 。但当入射为漫射时,

$$\rho(2\pi; \theta_r, \varphi_r) = \frac{\cos\theta_r d\Omega_r}{\pi} \int_{2\pi} f(\theta_i, \varphi_i; \theta_r, \varphi_r) \cos\theta_i d\Omega_i \quad (7-52)$$

则有互易性定理所要求的如下关系:

$$\rho(2\pi; \theta_i, \varphi_i) = \frac{\rho(\theta_r, \varphi_r; 2\pi) \cos\theta_r d\Omega_r}{\pi} \quad (7-53)$$

4. 双半球反射比

双半球反射比, 即反射到半球与从整个半球方向入射的辐射功率之比, 其定义式为

$$\begin{aligned} \rho(2\pi, 2\pi) &= \frac{\int_{2\pi} dP_r(\theta_r, \varphi_r)}{\int_{2\pi} L_i(\theta_i, \varphi_i) \cos\theta_i d\Omega_i} \\ &= \frac{\int_{2\pi} \left[\int_{2\pi} f(\theta_i, \varphi_i; \theta_r, \varphi_r) L_i(\theta_i, \varphi_i) \cos\theta_i d\Omega_i \right] \cos\theta_r d\Omega_r}{\int_{2\pi} L_i(\theta_i, \varphi_i) \cos\theta_i d\Omega_i} \end{aligned} \quad (7-54)$$

当入射为漫射时, 有如下关系

$$\begin{aligned} \rho(2\pi; 2\pi) &= \frac{1}{\pi} \int_{2\pi} \left[\int_{2\pi} f(\theta_i, \varphi_i; \theta_r, \varphi_r) \cos\theta_i d\Omega_i \right] \cos\theta_r d\Omega_r \\ &= \frac{1}{\pi} \int_{2\pi} \rho(\theta_i, \varphi_i; 2\pi) \cos\theta_i d\Omega_i \end{aligned} \quad (7-55)$$

除上述各种反射比以外, 如果入射或接收反射辐射限制在某个有限的锥角 $\Delta\Omega_i$ 或 $\Delta\Omega_r$ 内, 则又有下列五种反射比之分: 方向-锥角反射比、锥角-方向反射比、双锥反射比、半球-锥角反射比、锥角-半球反射比。

如果理想反射镜表面对给定的角度状态的反射比为 1, 则任何样品反射的辐射功率与理想反射镜反射的辐射功率之比, 在数值上就等于样品的反射比。此时, 该理想反射镜即可作为对于这种反射比有数值为 1 的反射比标准。同样, 若对于给定的一组角度状态, 理想的漫反射比为 1, 则任何样品反射的辐射功率与理想漫反射体反射的辐射功率之比, 在

数值上即等于样品的反射比。于是理想漫反射体即可用作对于这种反射比有数值为 1 的反射比标准。这就是进行反射比相对测量的依据。

在测量反射比时，应依不同的情况用不同的方法。日前常用的室内反射比测量系统主要分为四种：积分球反射计、热腔反射计、半球反射计、椭球镜或抛物镜反射计。

7.4.2 积分球反射计

积分球是个内壁涂有 MgO 、 $BaSO_4$ 或 $BaCO_3$ 等漫反射涂层的球形腔体。因这些涂层有近似理想漫反射性能，所以，若有一辐射束照射球的内壁，则反射辐射将按余弦定律分布。因涂层漫反射性质和球形腔的几何性质，使积分球具有特殊的功能：其内壁上任一小面元经照射而成为一个光源后，在球内壁上的辐照度处处均匀相同。这是积分球工作的基础。

积分球结构大同小异。归纳起来主要有下列两种类型：

(1) 将待测样品置于球壁或球心，把光束引入球内，并依次照射样品和球内壁的高漫反射涂层(或已知反射比的标准反射体)，从样品及球内壁反射的光束，经球内多次反射后，在球壁产生的辐射照度与样品及球内首次被照面的反射比有关。在球内壁另一位置的探测器将分别产生两个输出信号，其比值即为样品反射比的绝对测量。若用标准反射体，则探测器的两个输出信号比就是样品与标准反射体的反射比之比值，因此给出了反射比的相对测量。

(2) 将待测样品置于球壁或球心，把光束引入球内(或在入射孔处放一漫透射体)，并在入射孔与样品之间用挡板屏蔽。进入球内的光束经多次反射后，使球壁成为一个理想的漫射光源。将探测器依次对准样品和球壁某部位测量，其比值就是样品的反射比。

显然，第一类积分球测量的是方向-半球反射比 $\rho(\theta, \varphi; 2\pi)$ ，而第二类积分球测量的是半球-方向反射比 $\rho(2\pi; \theta', \phi')$ ，但只要 $\theta = \theta'$ ，就有互易性关系式(7-53)成立。因此只需针对样品置于球壁或球心这两种情况，讨论第一类积分球的原理就可以了。

① 样品置于球壁：一般情况下，若有一单色光束来自入射孔进入积分球，照射到球内壁某面积元 dA_0 上，如图 7-17 所示。

dA_0 将成为一个小辐射源，经它反射后辐射分布于整个球内壁。从 dA_0 向球壁上任一小面积元 dA_1 反射的辐射功率

$$dP_{01} = L_{01} \cos\theta' dA_0 d\Omega_r \quad (7-56)$$

于是，从 dA_0 向整个球壁反射的辐射功率为

$$P = \int dP_{01} = \int L_{01} \cos\theta' dA_0 d\Omega_r = \rho_0 P_0 \quad (7-57)$$

式中 P_0 为从入射孔投射到 dA_0 的辐射功率， $\rho_0 = \rho(\theta, \varphi; 2\pi)$ 是面元 dA_0 的方向-半球反射比， θ 是 P_0 的入射角。利用几何关系，有

$$dP_{01} = \left(\frac{dA_0}{4R^2} \right) L_{01} dA_1 \quad (7-58)$$

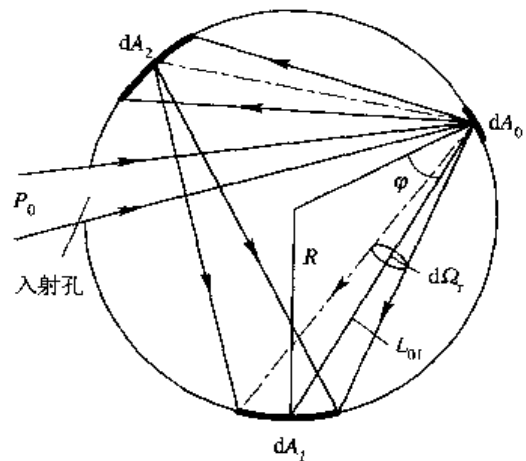


图 7-17 积分球工作原理

$$P = \left(\frac{dA_0}{4R^2} \right) \int L_{01} dA_1 \quad (7-59)$$

因此, dP_{01} 在面积元 dA_1 上产生的辐照度为

$$E_{01} = \left(\frac{dP_{01}}{dA_1} \right) = L_{01} \left(\frac{dA_0}{4R^2} \right) \quad (7-60)$$

如果不考虑面积元 dA_1 自身的发射, 则因 dP_{01} 的照射而使 dA_1 产生的反射辐照度为

$$M_{01} = \rho_d L_{01} \left(\frac{dA_0}{4R^2} \right) \quad (7-61)$$

式中 $\rho_d = \rho(\theta, \varphi; 2\pi)$ 为球内壁的漫反射比。

对于涂有均匀漫反射涂层的球壁, 可近似看作理想漫反射面, 故在各方向的辐亮度相同, 即 $L_{01} = L_0$ (常数), 因此可将式(7-60)和式(7-61)改写为

$$E_{01} = L_0 \left(\frac{dA_0}{4R^2} \right) \quad (7-62)$$

$$M_{01} = \rho_d L_0 \left(\frac{dA_0}{4R^2} \right) \quad (7-63)$$

同样, 也可以立刻写出 dA_0 反射的辐射在壁上任一面积元 dA_2 上产生的辐照度 E_{02} 和辐射度 M_{02} 为

$$E_{02} = L_0 \left(\frac{dA_0}{4R^2} \right) \quad (7-64)$$

$$M_{02} = \rho_d L_0 \left(\frac{dA_0}{4R^2} \right) \quad (7-65)$$

于是, 根据 $M_{02} = \pi L_{02} = \pi L_0$, dA_1 接收来自 dA_2 的辐射功率为

$$d^2P_{21} = L_{02} \frac{dA_2 dA_1}{4R^2} = \rho_d L_0 \frac{dA_0}{4\pi R^2} \cdot \frac{dA_2 dA_1}{4R^2} \quad (7-66)$$

这部分辐射在 dA_1 上产生的辐射为

$$dE_{21} = \frac{d^2P_{21}}{dA_1} = \frac{\rho_d L_0}{4\pi R^2} \cdot \frac{dA_0 dA_2}{4R^2} \quad (7-67)$$

对 dA_2 积分后可得整个球壁在 dA_1 产生的辐照度为

$$E_{w1} = \int dE_{21} = \frac{\rho_d}{4\pi R^2} \left(\frac{dA_0}{4R^2} \int L_0 dA_2 \right) \quad (7-68)$$

由式(7-68)看出, 上式括号中的值就是 dA_0 向整个球壁反射的辐射功率 P , 因此

$$E_{w1} = \frac{\rho_d P}{4\pi R^2} = \frac{\rho_d \rho_0 P_0}{4\pi R^2} \quad (7-69)$$

如果考虑到辐射在积分球内被反射无穷多次, 则上式中的球壁反射比 ρ_d 应该用 ρ' 代替

$$\rho' = \rho_d (1 + \rho_d + \rho_d^2 + \cdots + \rho_d^n) = \sum_{n=1}^{\infty} \rho_d^n = \frac{\rho_d}{1 - \rho_d} \quad (7-70)$$

除 dA_0 外的整个球壁照射 dA_1 产生的辐照度为

$$E'_{w1} = \frac{\rho' \rho_0 P_0}{4\pi R^2} = \frac{\rho_d}{1 - \rho_d} \cdot \frac{\rho_0 P_0}{4\pi R^2} \quad (7-71)$$

由此产生的反射辐射度为

$$M'_{w1} = \frac{\rho_d^2}{1 - \rho_d} \cdot \frac{\rho_0 P_0}{4\pi R^2} \quad (7-72)$$

将式(7-63)和式(7-72)相加,得到 dA_1 的总反射辐射度为

$$M_1 = M_{o1} + M'_{w1} = \frac{\rho_0 P_0}{4\pi R^2} \frac{\rho_d}{1 - \rho_d} \quad (7-73)$$

该结果表明,积分球内壁上任一面积元的反射辐射度是由 dA_0 的直接反射和整个球壁反射所形成的反射辐射度 M_{o1} 和 M'_{w1} 的叠加而成的。

若球壁上被照面元 dA_0 是样品表面,通常样品表面可能既非理想漫反射面又非理想镜面,因此,经入射辐射束 P_0 照射后,反射辐射的空间分布是不均匀的。设其方向-半球反射比为 $\rho(\theta, \varphi; 2\pi)$, 于是,样品在 θ' 方向反射的辐射亮度为

$$L_s(\theta', \varphi) = \rho(\theta, \varphi; 2\pi) \frac{E}{\pi} = \rho(\theta, \varphi; 2\pi) \frac{P_0}{\Delta A_s} \frac{1}{\pi} \quad (7-74)$$

式中 E 为入射辐射 P_0 在样品表面积 ΔA_s 上产生的辐照度。于是,代替式(7-63)得到因样品直接反射到的面积元 dA_1 的反射辐射出射度为

$$M_{s1} = \rho_d \rho(\theta, \varphi; 2\pi) \frac{P_0}{4\pi R^2} \quad (7-75)$$

此时,球内壁 dA_1 的总反射辐射度应是式(7-72)和式(7-75)之和(注意:此时式(7-72)中的 $\rho_0 = \rho(\theta, \varphi; 2\pi)$), 即

$$\begin{aligned} M_s &= M_{s1} + M'_{w1} = \rho_d \rho(\theta, \varphi; 2\pi) \frac{P_0}{4\pi R^2} \left(1 + \frac{\rho_d}{1 - \rho_d} \right) \\ &= \frac{\rho_d \rho(\theta, \varphi; 2\pi)}{1 - \rho_d} \frac{P_0}{4\pi R^2} \end{aligned} \quad (7-76)$$

如果将入射光束依次照射样品和球壁,则置于 dA_1 处的探测器给出的输出信号比将等于 M_s 与 M_1 之比。只要注意到此时式(7-63)中的 $\rho_0 = \rho_d$ 就会得到样品的反射比为

$$\rho(\theta, \varphi; 2\pi) = \rho_d \frac{M_s}{M_1} = \rho_d \frac{V_s}{V_1} \quad (7-77)$$

式中 V_s 和 V_1 分别是探测器对着样品和球壁测量时的输出信号。如果用一个已知反射比为 ρ_{st} 的标准反射体进行比较测量,则式(7-77)应改写为

$$\rho(\theta, \varphi; 2\pi) = \rho_{st} \frac{M_s}{M_{st}} = \rho_{st} \frac{V_s}{V_{st}} \quad (7-78)$$

对于理想漫反射样品,因 $L_s(\theta, \varphi)$ 与方向无关,所以 M_s 以及测出的反射比 ρ 是与方向无关的常数。反之,对于理想镜面反射样品,当 $\theta \neq \theta'$ 时, $L_s(\theta', \varphi) = M_s = 0$, 则 $\rho_s = \rho(\theta, \varphi; \theta', \varphi) = 0$; 而当 $\theta = \theta'$ 时, $\rho(\theta, \varphi; \theta', \varphi) = \rho(\theta, \varphi; 2\pi)$ 。

② 样品置于球心: 式(7-78)表明,当样品置于球壁时,若样品不是理想的漫反射面,则球壁各处的辐亮度将不同。因此,当探测器对着样品和球壁的不同位置测量时,将产生较大误差。而且,这样的样品布置只能测量样品在给定入射角 θ 时的半球反射比,不能测量反射比随入射角的变化。然而,若将样品置于球心,则不论样品是不是理想漫反射面,因样品待测面背后的后半球不受样品待测面的直接反射,故球壁各处辐射度相同。此外,只要转动样品,则可测量出样品对不同入射角度状态的反射比。

如图 7-18 所示, 如果不考虑球壁的自身辐射, 则后半球(2)发出的总辐射功率 $A_2 M_2$ 应等于后半球(2)反射来自它自身各部分的辐射, 以及反射来自前表面(1)各部分的辐射之和, 亦即为

$$M_2 A_2 = \rho_d M_2 A_2 F_{A_2 A_2} + \rho_d \int_{A_1} M_{dA_1} F_{dA_1 A_2} dA_1 \quad (7-79)$$

式中 A_1 和 A_2 分别为前后半球的面积, M_2 为后半球的辐射度, M_{dA_1} 为前半球上任一面积元 dA_1 的辐射度, $F_{m,n}$ 是 m 面对 n 面的角度因子, 它等于从 m 面投射到 n 面的辐射功率与 m 面发出的总辐射功率之比。对于图 7-18 所示的球形空腔, 式(7-79)中的 $F_{A_2 A_2} = A_2/A$, $F_{dA_1 A_2} = A_2/A$, 其中 A 为球壁的总面积。此外, 根据前面的分析结果可以知道

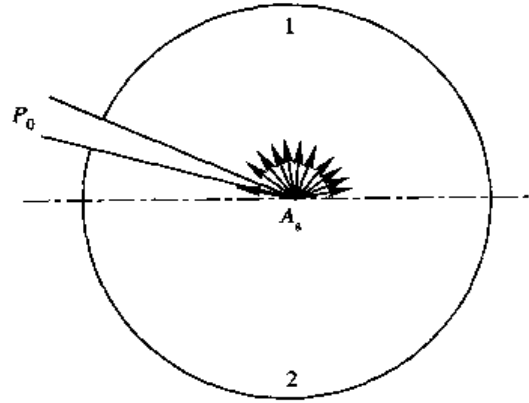


图 7-18 样品置于球心的情况

$$M_{dA_1} = M_{sdA_1} + M'_{wdA_1} \quad (7-80)$$

$$M_2 = M'_{wdA_1} \quad (7-81)$$

将式(7-80)和式(7-81)代入式(7-79)后得到

$$\begin{aligned} M_2 A_2 &= \rho_d M_2 A_2 \frac{A_2}{A} + \rho_d \int_{A_1} [M_{sdA_1} + M_2] \frac{A_2}{A} dA_1 \\ &= \rho_d M_2 \frac{A_2^2}{A} + \rho_d M_2 A_1 \frac{A_2}{A} + \rho_d \frac{A_2}{A} \int_{A_1} M_{sdA_1} dA_1 \end{aligned} \quad (7-82)$$

式(7-82)右边的积分表示半球(1)因样品直接反射面发出的辐射功率, 亦即

$$\int_{A_1} M_{sdA_1} dA_1 = \rho_d \rho(\theta, \varphi; 2\pi) P_0 \quad (7-83)$$

将上式代入(7-82)并考虑到 $A=4\pi R^2$ 后得到

$$M_2 = \rho(\theta, \varphi; 2\pi) \rho_d \left(\frac{\rho_d}{1 - \rho_d} \right) \frac{P_0}{4\pi R^2} \quad (7-84)$$

如果入射光束直接投射到后半球, 则根据式(7-73)可注意到此时的 $\rho_0 = \rho_d$, 则得到

$$M'_2 = \rho_d \left(\frac{\rho_d}{1 - \rho_d} \right) \frac{P_0}{4\pi R^2} \quad (7-85)$$

假如依次使入射光束照射样品待测表面和后半球壁, 则探测器对着后半球壁测量的结果, 直接给出样品的方向-半球反射比为

$$\rho(\theta, \varphi; 2\pi) = \frac{M_2}{M'_2} \quad (7-86)$$

为了提高积分球的测量精度, 虽然对实用的积分球结构提出了各种改进的设计, 但积分球反射计仍有下列一些根本性的困难:

- (1) 目前使用的球内壁漫反射涂层只在 $0.3 \sim 2.6 \mu\text{m}$ 范围有高反射比, 在长波红外区

受到限制。

(2) 因积分球的效率很低, 来自通常辐射源的有用能量, 即使有良好的高反射球壁涂层, 也不足以使常用探测器产生足够的响应。

鉴于上述原因, 在波长大于 $2\ \mu\text{m}$ 的红外区, 广泛采用其他种类反射计测量红外反射比。

7.5 红外吸收比和透射比测量

在工程设计和基础研究中, 经常需要测量材料的红外吸收和透射特性。当需要知道材料全波长或较宽光谱范围的吸收比时, 因可利用辐射源足够强的辐射功率, 故常用量热法, 即通过照射样品并观测其温度变化速率, 直接得到吸收比。当需要知道材料的光谱吸收比、透射比时, 由于经分光后严重地限制了可利用的辐射功率, 并且只有热容量和热导率都与黑体相同的样品才能作比较, 所以, 吸收和透射的光谱测量不能采用量热法, 可以运用下列方法:

(1) 对于气体、半透明液体和固体材料, 测量光谱吸收和光谱透射比的最简便的方法是直接利用 7.1 节描述的色散型红外分光光度计或傅里叶变换红外光谱仪测量。必要时应作表面反射修正。

(2) 对于不透明固体材料, 往往首先测量其光谱反射比 $\rho(\lambda)$, 然后根据 $\alpha(\lambda) = 1 - \rho(\lambda)$ 确定光谱吸收比。

(3) 对于不能使用透射和反射法测量的固体材料, 可测量材料红外光谱发射比, 获得光谱吸收系数 $a(\lambda)$ 。知道了光谱吸收系数 $a(\lambda)$ 后, 可根据关系式 $\tau(\lambda) = \exp[-a(\lambda)x]$ 和 $\alpha(\lambda) = 1 - \tau(\lambda)$ 确定光谱透射比和光谱吸收比。

这里仅仅讨论直接测量样品全吸收比或宽光谱带吸收比的量热法。这种方法的基本原则是在测定投射到表面上辐射功率的同时, 直接测量样品表面吸收的辐射功率。

如图 7-19 所示, 设 S_1 和 S_2 是两块完全相同的试样薄片, 其中 S_2 为表面涂一层吸收比 α_2 已知的材料作标准面。当它们同时受辐射功率相同的辐射照射时, 虽然二者发射比相同, 但因被照面吸收比不同而吸收不等的辐射功率, 因此, 二者热平衡温度不等。若调节 S_2 上方窗口光阑, 改变投射到标准面上的辐射功率, 直至两块试样温度相同(测定温度差热电偶的电位差计读数为零)为止。此时两块试样的热状态相同, 所以

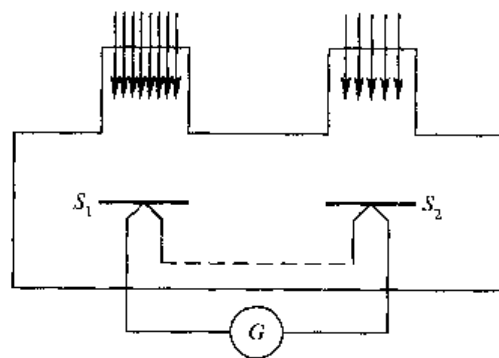


图 7-19 稳态面积比较法示意图

$$EA_1\alpha_1 = EA_2\alpha_2 \quad (7-87)$$

式中 E 为试样表面辐照度, A_1 和 A_2 分别是待测面和标准面的实际受照面积, α_1 和 α_2 分别为它们的吸收比。由式(7-87)得到待测面的吸收比为

$$\alpha_1 = \alpha_2 \frac{A_2}{A_1} \quad (7-88)$$

习 题

1. 某热像仪的空间分辨率极限为 $50 \mu\text{m}$ ，如果用显微光学系统的衍射极限来估算，仪器在 16.8°C 温度下使用，试求反射式显微镜的数值孔径。

2. 有一红外单色仪，第二物镜的焦距 $f=156 \text{ mm}$ ，狭缝宽度为 $25 \mu\text{m}$ ，缝高为 18 mm ，在波长 $5 \mu\text{m}$ 时单色仪的透射比 $\tau(5 \mu\text{m})=0.800$ ，入射狭缝处的辐射亮度为 $5 \text{ mW}/(\text{cm}^2 \cdot \text{sr} \cdot \mu\text{m})$ ，出射光瞳的面积 $A=5.85 \text{ cm}^2$ 。假设以出射狭缝的宽度作为出射的光谱宽度，试求通过单色仪的辐射通量。如果只具有能显示 10^{-8} V 的数字电压表，则至少应选择响应率为多大的探测器？若想把测试精度提高 1 个数量级，则应采取怎样的措施？

3. 有一每毫米 1200 条刻痕的光栅，其宽度为 5 cm ，试求由它所产生的第一级光栅光谱的分辨率为多大？如果采用照射光的波长为 600 nm ，问光栅在一级光谱中所能分辨的最靠近的两谱线的波长差是多少。

4. 选择一个色散率较大的光学玻璃作棱镜，在 $\lambda=600 \text{ nm}$ 处的色散率为 $120/\text{mm}$ 。问获得 6×10^4 的分辨率时，此棱镜的底边该有多大？

5. 由具有折射率 $n=1.47118 \times 10^{10}/\lambda^2$ 的光学材料制作一个等边棱镜，使其分辨率等于一个具有每毫米 300 条线，宽度为 5 cm 的平面衍射光栅第一级光谱的衍射分辨率，在波长为 $4 \mu\text{m}$ 时求棱镜底边的长度。

6. 某一玻璃在 $\lambda_0=656.3 \text{ nm}$ 和 $\lambda_e=546.1 \text{ nm}$ 处的折射率分别为 $n_0=1.6545$ ， $n_e=1.6630$ 。如果用该玻璃制作顶角为 60° 的等边棱镜，并且刚好能分辨钠 D 线，试求该棱镜的底边长度。

7. 一夜视瞄准镜的物镜，焦距为 150 mm ，相对孔径为 $1:1.25$ ，视场角为 6° 。在 $0.94 \mu\text{m}$ 的红外辐射的衍射极限情况下，对应远方小目标的光学增益是多大？其中系统的透射比为 0.9 。

8. 欲购一台红外光栅光谱仪，利用光栅的一级光谱，使其适用于 $0.415 \sim 10 \mu\text{m}$ 波段，问对该仪器的光栅应提出什么要求？

9. 试证明：单位厚度的辐射出射度为 M_w 和吸收本领为 α_w 的任何物质（包括气体），当它的厚度为无穷大时，它的发射就和绝对黑体辐射一样。

10. 如果用绝对辐射计测量天空辐射亮度时，对辐射计的绝对接收器应该有什么要求？设天空是朗伯辐射体。

11. 在用单色仪研究红外辐射源的光谱特性时，为了不引入杂光，提高测量灵敏度，满足全波段测试要求，应该在辐射源与入射狭缝之间加入一个怎样的光学元件？

12. 用标准黑体检定红外探测器的积分响应率，必须求出标准黑体辐照探测器所产生的辐射照度。如果黑体的温度为 T ，积分发射率为 ϵ ，背景的温度为 T_0 ，光栅半径为 r ，光栅到探测器的距离为 d ，并假定探测器是无光谱选择性的，忽略衍射误差和大气的衰减，写出探测器处辐射照度的表达式，并求出测试辐射照度的不确定度的表达式。

参 考 文 献

- [1] 张海兴等. 红外物理. 北京: 电子工业出版社, 1989
- [2] 陈衡. 红外物理学. 北京: 国防工业出版社, 1985
- [3] 刘景生. 红外物理. 北京: 兵器工业出版社, 1992
- [4] 徐南荣等. 红外辐射与制导. 北京: 国防工业出版社, 1997
- [5] 姚连兴等. 目标与环境的光学特性. 北京: 宇航出版社, 1995
- [6] 杨宜禾等. 红外系统(第二版). 北京: 国防工业出版社, 1995
- [7] 吴宗凡等. 红外与微光技术. 北京: 国防工业出版社, 1998
- [8] R. D. 小哈得逊. 红外系统原理. 北京: 国防工业出版社, 1975
- [9] 杨贤荣等. 角系数手册. 北京: 国防工业出版社, 1982
- [10] 王福但. 原子分子辐射吸收理论. 成都: 成都科技大学出版社, 1984
- [11] 张幼文. 红外光学工程. 上海: 上海科技出版社, 1982
- [12] W. L. Wolfe. 红外手册. 红外与激光技术编辑组译. 内部资料, 1978
- [13] 19 克利克苏诺夫. 红外技术原理手册. 北京: 国防工业出版社, 1986
- [14] 周炳琨. 激光原理. 北京: 国防工业出版社, 1981
- [15] J. L. 斯坦菲尔德著. 分子和辐射. 北京: 科学出版社, 1983
- [16] 迈克·劳埃德. 热成像系统. 红外与激光技术编辑部译. 内部资料. 天津, 1978
- [17] 李景镇等. 光学手册. 西安: 陕西科学技术出版社, 1985
- [18] 曾庄存. 大气红外遥测原理. 北京: 科学出版社, 1974
- [19] 红外大气传输的研究. 上海: 上海科学技术情报研究所, 1975
- [20] 杨臣华等. 激光与红外技术手册. 北京: 国防工业出版社, 1990
- [21] 邹进上等. 大气物理基础. 北京: 气象出版社, 1982
- [22] 汤定元等译. 遥感手册. 北京: 国防工业出版社, 1979
- [23] 张仁华等. 中国地理基础数据. 北京: 科学出版社, 1991
- [24] P. A. Jacobs. Thermal Infrared Characterization of Ground Target and Backgrounds. Washington UAS: SPIE Optical Engineering Press, 1996
- [25] J. S. Accetta et al. The Infrared and Electro-Optical Handbook. Washington UAS: SPIE Optical Engineering Press, 1993
- [26] 徐淦卿等. 红外物理与技术. 西安: 西安电子科技大学出版社, 1989
- [27] 美国国家大气和海洋局等. 标准大气(美国, 1976). 北京: 科学出版社, 1982
- [28] [澳]图梅. 大气气溶胶. 北京: 科学出版社, 1984
- [29] [美]廖国男. 大气辐射导论. 北京: 气象出版社, 1985
- [30] 车念曾等. 辐射度学和光度学. 北京: 北京理工大学出版社, 1990
- [31] [美] A 斯廷森. 工程光度与辐射度学. 北京: 科学出版社, 1987
- [32] 郝允祥等. 光度学. 北京: 北京师范大学出版社, 1988
- [33] [美] R. 万兹蒂. 红外技术的实际应用. 北京: 科学出版社, 1981
- [34] [美] R. H. 金斯顿. 光学和红外辐射探测. 北京: 科学出版社, 1984
- [35] 周书铨. 红外辐射测量基础. 上海: 上海交通大学出版社, 1991
- [36] 梅遂生等. 光电子技术. 北京: 国防工业出版社, 1999
- [37] 纪红. 红外技术基础与应用. 北京: 科学出版社, 1993

XDUP 163500

封面设计 鄢昭

研究生系列教材

通信网的安全——理论与技术 王育民等 (教育部推荐教材)

自适应信号处理 沈福民

数字信号处理——时域离散随机信号处理 丁玉美等

随机信号处理 陆光华等

高性能数字信号处理与高速实时信号处理 苏涛等

多传感器数据融合及其应用 杨万海

计算机图形学 璩柏青等

微波电路CAA与CAD 王家礼

电磁波时域有限差分方法 葛德彪等 (教育部推荐教材)

电磁场有限元方法 金建铭

微电子器件可靠性 史保华等

数值分析 宋国乡等

数值泛函与小波理论 冯象初等

应用泛函分析原理 李广民等

应用统计学教程(上、下册) 赵玮等 (教育部推荐教材)

近代解析应用数学基础 王长清

随机过程 毛用才等

随机过程 张卓奎等

组合数学 马光思

组合数学 姜建国等

非线性光学 石顺祥等 (教育部推荐教材)

红外物理 张建奇等

科技英语写作教程 秦荻辉

英语听力教程 秦荻辉

科技英语阅读高级教程 秦荻辉

自然辩证法概论教程 顾民等

科学社会主义理论与实践 汪向阳等

ISBN 7-5606-1364-0



9 787560 613642 >

ISBN 7-5606-1364-0/0 • 0069 (课)

定价：20.00元

数字图书馆
PDG