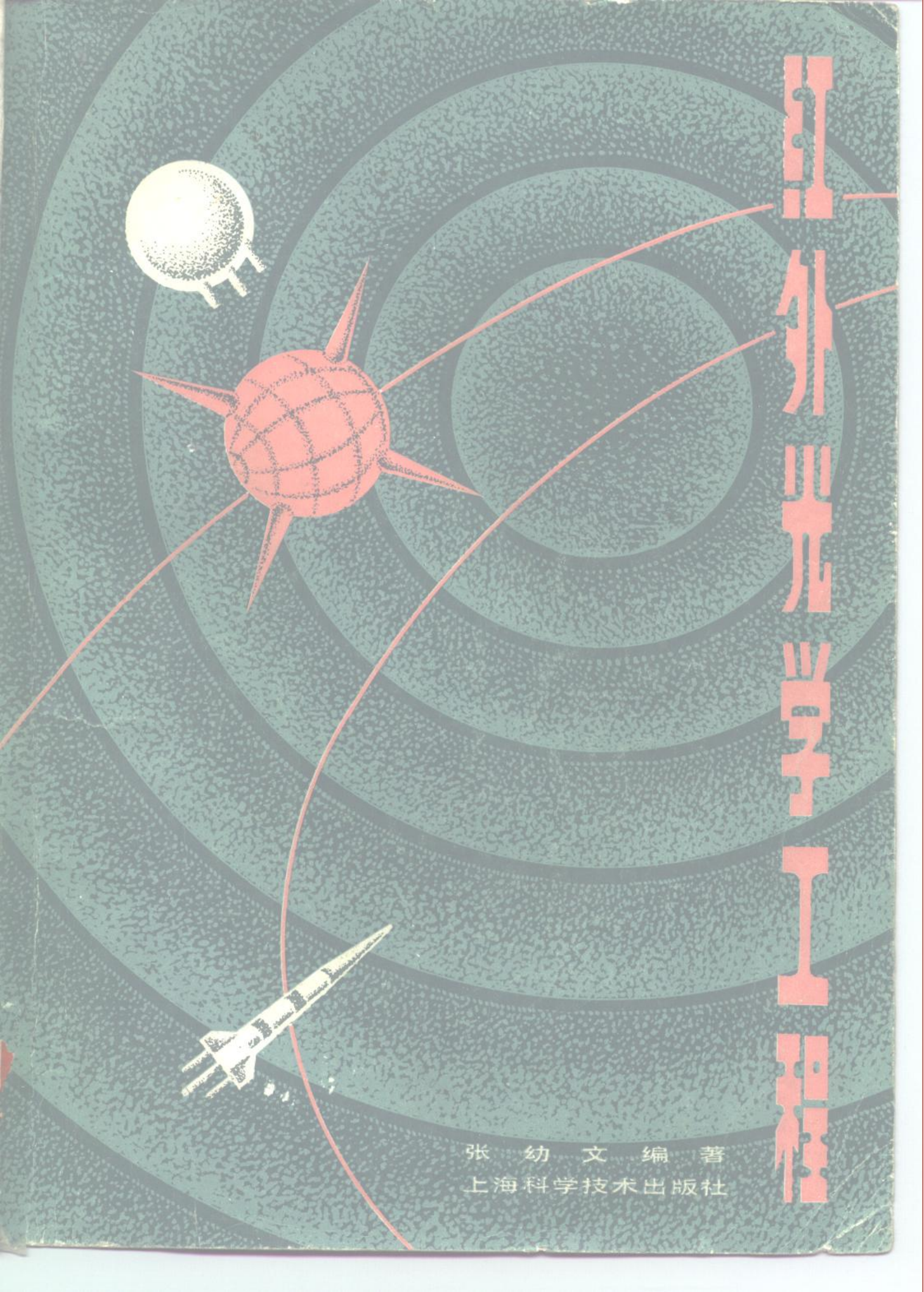


红外光学电子工程

张幼文 编著
上海科学技术出版社



红 外 光 学 工 程

张 幼 文 编 著

上海科学技术出版社

封面设计 余长和

红 外 光 学 工 程

张幼文 编著

上海科学技术出版社出版

(上海瑞金二路450号)

新华书店上海发行所发行 上海商务印刷厂印刷

开本 787×1092 1/16 印张 33 字数 791,000

1982年11月第1版 1982年11月第1次印刷

印数 1—4,500

统一书号: 15119·2197 定价: (科五) 3.35元

内 容 简 介

红外技术是一门新兴的尖端技术,它在军事、航天、探矿、考古、天文、医学、环境保护、工农业生产和日常生活中正在得到愈来愈广泛的应用。随着红外技术的迅速发展,近年来红外仪器的研究和生产工作亦正在蓬勃开展,受到人们的普遍重视。

本书从红外光学工程的角度出发,系统地论述了红外线从发生、传输、接收到处理的整个过程。全书分红外辐射及其探测、大气传输、光学薄膜和光学材料、光学计算、光学系统、传递函数、辐射调制和系统设计八章,着重介绍基础理论和设计方法,每章都附有设计举例,力求做到理论与实践相结合。

本书内容涉及的面较广,既反映了国内研究成果,又罗列了部分国外新近资料,可供从事红外、遥感、军工、光学(包括可见光)、薄膜、大气、系统工程及与本书有关的其它专业的科学工作者、工程技术人员和大专院校师生参考。

序 言

自 1800 年赫胥尔发现红外线以来,已经 180 年了。但是,红外技术的迅速发展,却是第二次世界大战期间、特别是战后三十多年的事情,这主要是由于军事上的迫切需要和航天工程的蓬勃开展。

众所周知,红外技术不但在导弹(例如响尾蛇导弹)的红外导引头和人造卫星的遥感仪器(例如红外扫描仪)中获得很大的成就,而且在医学(例如乳房癌等的早期诊断)、考古(例如文物、古画的鉴定)、天文(例如由红外星研究天体演化)、地质(例如探测地下断层和矿藏)等科学技术中得到广泛的应用,即使在日常生活中(例如红外线取暖器)和工农业生产中(例如火车轴温探测和远红外粮食烘干)也离不开红外技术。目前,这项技术已发展成为一门包含探测技术、制冷技术和光、机、电等各种技术的综合性学科。

从红外线的发生、传输、接收和处理过程,大体上需要研究以下几个环节,即:发射红外线的红外源及红外辐射所遵守的基本定律(第一章)、红外线在大气中的传输特性(第二章)、透射和反射红外线的光学材料和光学薄膜(第三章)、收集红外线的光学系统及其设计方法(第四章、第五章)、评定光学系统成像质量的传递函数(第六章)、对红外辐射进行调制和编码的调制盘(第七章)以及各类红外系统的工作原理和设计方法(第八章)。除此之外,还包括了研究探测红外辐射的探测器、冷却探测器到其工作温度的微型致冷器、处理探测器输出的电信号的电子学系统(包括显示器和记录器)以及使红外系统动作的精密机械构件和随动系统等。对于这些,我们虽然或多或少谈到一些,但要在一本书中包含红外技术的全部内容显然是不可能的,也是不容易写得深入的。因此,本书只能将重点放在与红外光学工程有关的部分,即讨论与红外系统工程设计有关的光学问题,这是红外技术中最基本也是最重要的一个方面。

考虑到国内已出版的有关红外技术方面的专业书籍较少,而国外已出版的书籍又比较笼统,因此本书将着重讨论红外光学工程的基础理论和基本设计方法,对各种公式作比较详细的推导,并在每章作出设计举例,力求理论与实践相结合。此外,书中也将介绍国内外的最新进展以及作者在实际工作中的点滴研究成果。考虑到本书涉及的面较广,加以作者的知识水平有限,因此肯定会存在某些错误和不足之处,切望读者指正。

本书经上海技术物理研究所副所长匡定波同志审阅,在写作过程中,杨存武、张才根同志对部分内容提出了宝贵意见,此外还得到严义坝、龚惠兴、叶家福、孔凡平等许多同志的帮助,不少室组为本书提供了宝贵的资料和第一次发表的图片、曲线。全书插图工作由倪秀芳同志承担。作者谨在此向他们表示衷心的感谢。

张幼文
1981 年 10 月

目 录

序言

第一章 红外辐射及其探测	1
§ 1.1 红外光谱	1
§ 1.2 辐射术语的定义、符号和单位	3
§ 1.3 点源和面源	3
§ 1.4 黑体	7
§ 1.5 红外辐射的基本定律	10
§ 1.6 黑体辐射表	18
§ 1.7 辐射效率和微分辐射率	23
§ 1.8 各种温度之间的关系。流明与瓦之间的关系	27
§ 1.9 红外探测器的特性参数	31
§ 1.10 红外探测器用的致冷器	40
§ 1.11 计算红外辐射的例子	44
附录 Gouffé 公式的推导	45
第二章 大气传输	48
§ 2.1 大气组成	48
§ 2.2 测定大气透过率的实验方法	56
§ 2.3 大气透过率表	58
§ 2.4 大气吸收理论	60
§ 2.5 大气吸收经验公式	76
§ 2.6 大气散射理论	78
§ 2.7 大气散射经验公式	84
§ 2.8 计算大气吸收和散射的例子	85
§ 2.9 红外辐射在大气湍流中的传输	86
§ 2.10 远红外辐射在大气中的衰减	88
§ 2.11 用红外技术遥测大气温度垂直分布	88
附录 水蒸气、二氧化碳和臭氧的光谱透过率表	92
第三章 光学薄膜和光学材料	99
I. 光学薄膜	99
§ 3.1 理论基础	99
§ 3.2 抗反射膜(增透膜)	108
§ 3.3 高反射膜	113
§ 3.4 干涉滤光片	117
§ 3.5 劈式干涉滤光片	128
§ 3.6 分色片和分光片	131
附录 A 一些三层对称膜系的等效折射率 E 和等效相位厚度 $T(\sigma)$ 的计算曲线	134

附录 B 上海技术物理所研制的某些截止滤光片、带通滤光片、劈形滤光片和分色片的光谱透过曲线	138
II. 红外光学材料	141
§ 3.7 红外光学材料的主要性能要求	141
§ 3.8 玻璃	142
§ 3.9 晶体	145
§ 3.10 热压法和 CVD 法及 PVD 法制备的多晶	151
§ 3.11 红外透明陶瓷	154
§ 3.12 塑料	156
第四章 光学计算	159
§ 4.1 几何光学的基本定律	159
§ 4.2 理想光学(近轴光学)	162
§ 4.3 光学系统中光束的限制	170
§ 4.4 象差概述	175
§ 4.5 初级象差	189
§ 4.6 光线追迹	192
§ 4.7 自动象差平衡(或光学自动设计)	211
第五章 光学系统	222
§ 5.1 光学机械扫描部件	222
§ 5.2 反射式物镜	237
§ 5.3 折射式物镜	248
§ 5.4 折反射系统	258
§ 5.5 分光系统和光谱仪	263
§ 5.6 辅助光学系统	279
第六章 传递函数	293
§ 6.1 傅里叶变换	293
§ 6.2 衍射的标量理论	311
§ 6.3 相干光成象和非相干光成象	318
§ 6.4 波动光学传递函数	320
§ 6.5 O. T. F. 的计算步骤	333
§ 6.6 几何光学传递函数	342
§ 6.7 多色 O. T. F.	346
§ 6.8 整机系统的传递函数	347
§ 6.9 传递函数在图象信息处理中的某些应用	352
§ 6.10 O. T. F. 的测试方法	359
第七章 辐射调制	371
§ 7.1 斩光器对辐射的调制	371
§ 7.2 调制盘的作用	379
§ 7.3 几种不同的调制方式	382
§ 7.4 几种不同的扫描方式	384
§ 7.5 目标信号的描述	399
§ 7.6 背景辐射的描述	402

§ 7.7	空间滤波	405
§ 7.8	几种调制盘的传递函数	410
第八章	系统设计	424
§ 8.1	热成象系统的一般灵敏度方程	424
§ 8.2	红外扫描仪(红外相机)	434
§ 8.3	多光谱扫描仪	452
§ 8.4	前视红外仪和热象仪	476
§ 8.5	搜索跟踪系统	487
§ 8.6	辐射计和扫描辐射计	494
§ 8.7	人造卫星红外地平仪	501
§ 8.8	电荷耦合器件 (CCD)	505
§ 8.9	热释电摄像管	513

第一章 红外辐射及其探测

在这一章中,我们将讨论什么是红外辐射,对一些红外辐射的术语作定义,介绍红外辐射所遵循的基本定律,并通过计算黑体辐射量表和其它例子来说明如何运用这些基本定律。

考虑到红外辐射的知识是整个红外系统工程的基础,因此,除上述内容外,我们还讨论了与红外辐射有关的一些容易混淆的问题,例如辐射效率和辐射对比度问题,各种温度之间的关系问题,瓦与流明之间的换算问题等。对红外系统设计者来说,这或许是有益的。

由于本书不但要讨论与红外光学现象有关的问题,而且要讨论与红外系统设计有关的问题,因此在这一章中,就有必要从工程的角度来简单地介绍一下探测红外辐射的探测器和对探测器进行冷却的微型致冷器。对一个红外系统设计者来说,如果只有光学设计的知识而没有探测器和致冷器的知识,显然是很难设计好一个红外系统的。

§1.1 红外光谱

由于物体内部带电粒子的不断运动,当物体具有一定温度时,就不断的辐射出电磁波,如图 1.1 所示。我们通常把电磁波谱中,间隔为 0.76~1000 微米的区域叫做红外光谱区。虽然红外线是一种看不见的光线,但其本质与可见光或无线电波没有多大差别,它在真空中也以光速 c 向前传播,并且具有明显的波粒二象性。

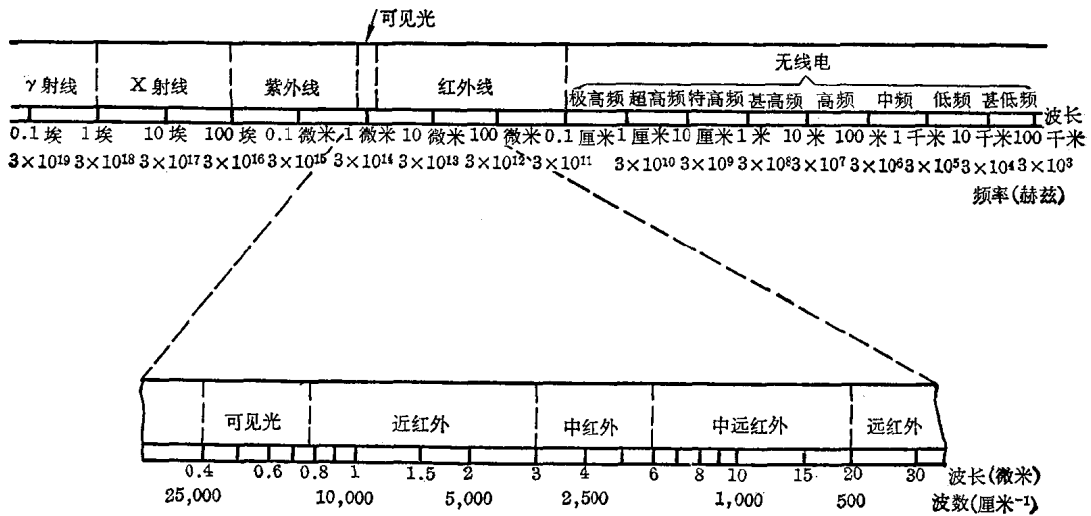


图 1.1

为了便于研究各种不同波长的红外光的性质,图 1.1 下方把红外光谱分成四个区域:近红外(0.76~3 微米),中红外(3~6 微米),中远红外(6~20 微米),远红外(20~1000 微米)。在 0.76~20 微米之间有三个大气窗口: 2~2.6 微米,3~5 微米,8~14 微米。在大气窗内,大气对红外线的吸收甚少;在大气窗外,大气对红外线几乎是不透明的。被动式的野外使用

表 1.1 一些辐射术语的定义、符号和单位

辐射术语	符号	定 义	单 位
面积	A		厘米 ² (cm ²)
体积	V		厘米 ³ (cm ³)
立体角	Ω		球面度 (sr)
时间	t		秒 (s)
辐射能	U	光源所辐射的以电磁波形式传递的能量	焦耳 (J)
辐射能密度	u	单位体积的辐射能, $\frac{\partial U}{\partial V}$	$\frac{\text{焦耳}}{\text{厘米}^3} \left(\frac{\text{J}}{\text{cm}^3} \right)$
辐射功率	P	辐射能的传递速率, $\frac{\partial U}{\partial t}$	瓦 (W)
光谱辐射功率	P_λ	在 λ 附近单位波长间隔内的辐射功率, $\frac{\partial P}{\partial \lambda}$	$\frac{\text{瓦}}{\text{微米}} \left(\frac{\text{W}}{\mu} \right)$
辐射发射量	R	辐射源单位面积所发出的辐射功率, $\frac{\partial P}{\partial A}$	$\frac{\text{瓦}}{\text{厘米}^2} \left(\frac{\text{W}}{\text{cm}^2} \right)$
光谱辐射发射量	R_λ	在 λ 附近单位波长间隔内的辐射发射量, $\frac{\partial R}{\partial \lambda}$	$\frac{\text{瓦}}{\text{厘米}^2 \cdot \text{微米}} \left(\frac{\text{W}}{\text{cm}^2 \cdot \mu} \right)$
辐射强度	J	点源在单位立体角内的辐射功率, $\frac{\partial P}{\partial \Omega}$	$\frac{\text{瓦}}{\text{球面度}} \left(\frac{\text{W}}{\text{sr}} \right)$
光谱辐射强度	J_λ	在 λ 附近单位波长间隔内的辐射强度, $\frac{\partial J}{\partial \lambda}$	$\frac{\text{瓦}}{\text{球面度} \cdot \text{微米}} \left(\frac{\text{W}}{\text{sr} \cdot \mu} \right)$
辐射率	N	面源在单位投影面积单位立体角内的辐射功率, $\frac{\partial^2 P}{\cos \theta \partial A \partial \Omega}$	$\frac{\text{瓦}}{\text{厘米}^2 \cdot \text{球面度}} \left(\frac{\text{W}}{\text{cm}^2 \cdot \text{sr}} \right)$
光谱辐射率	N_λ	在 λ 附近单位波长间隔内的辐射率, $\frac{\partial N}{\partial \lambda}$	$\frac{\text{瓦}}{\text{厘米}^2 \cdot \text{球面度} \cdot \text{微米}} \left(\frac{\text{W}}{\text{cm}^2 \cdot \text{sr} \cdot \mu} \right)$
辐照度	H	落到接受体单位面积上的辐射功率, $\frac{\partial P}{\partial A}$	$\frac{\text{瓦}}{\text{厘米}^2} \left(\frac{\text{W}}{\text{cm}^2} \right)$
光谱辐照度	H_λ	在 λ 附近单位波长间隔内的辐照度, $\frac{\partial H}{\partial \lambda}$	$\frac{\text{瓦}}{\text{厘米}^2 \cdot \text{微米}} \left(\frac{\text{W}}{\text{cm}^2 \cdot \mu} \right)$
辐射光子数	M	光源所辐射的光子数	光子 (pho)
辐射光子发射量	Q	辐射源在单位时间单位面积上发射的光子数, $\frac{\partial^2 M}{\partial A \partial t}$	$\frac{\text{光子}}{\text{厘米}^2 \cdot \text{秒}} \left(\frac{\text{pho}}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}} \right)$
光谱辐射光子发射量	Q_λ	在 λ 附近单位波长间隔内的辐射光子发射量, $\frac{\partial Q}{\partial \lambda}$	$\frac{\text{光子}}{\text{厘米}^2 \cdot \text{秒} \cdot \text{微米}} \left(\frac{\text{pho}}{\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \mu} \right)$
光谱微分辐射率	ΔN_λ	温差 1K 时黑体光谱辐射率的变化, $\frac{\partial N_\lambda(T)}{\partial T}$	$\frac{\text{瓦}}{\text{厘米}^2 \cdot \text{球面度} \cdot \text{微米} \cdot \text{K}} \left(\frac{\text{W}}{\text{cm}^2 \cdot \text{sr} \cdot \mu \cdot \text{K}} \right)$
辐射吸收率	α	物体吸收的辐射功率与入射的辐射功率之比	数字
辐射反射率	ρ	物体反射的辐射功率与入射的辐射功率之比	数字
辐射透射率	τ	物体透过的辐射功率与入射的辐射功率之比	数字
比辐射率	ϵ	同一温度下物体的辐射发射量与黑体的辐射发射量之比	数字
单色比辐射率	ϵ_λ	在波长 λ 处物体的辐射发射量与黑体的辐射发射量之比	数字

附注: (1) 各种辐射术语在不同的国家和不同的书籍上有不同的名称和符号, 参见文献[2]。(2) 加“光谱”二字的辐射量与加“单色”二字的辐射量的差别在于: 前者的值是指 λ 附近单位波长间隔内的值; 后者的值是指 λ 处的值, 没有波长间隔的概念在内。类似 ϵ_λ , 可定义其它辐射量的单色值。

的红外系统常常在三个大气窗内工作。

由于电磁波谱中的波长可以相差很大,因此图 1.1 中使用了不同的单位,各种长度间的关系如下:

$$1 \text{ 微米} = 10^{-3} \text{ 毫米} = 10^{-4} \text{ 厘米} = 10^{-6} \text{ 米} = 10^{-9} \text{ 公里};$$

$$1 \text{ 微米} = 10^3 \text{ 毫微米} = 10^4 \text{ 埃} = 10^7 \text{ 毫埃}.$$

为了便于研究,图 1.1 中还用三种不同的物理量来标记电磁波谱:波长 λ 、频率 ν 和波数 σ ,它们之间的关系如下:

$$\lambda = \frac{c}{\nu}, \quad \sigma = \frac{1}{\lambda}, \quad (1.1)$$

其中, λ 的单位是厘米, ν 的单位是赫兹, σ 的单位是厘米⁻¹ (它的物理意义是真空中一厘米的长度内所包含的波长的个数); $c = 2.997925 \times 10^{10}$ 厘米·秒⁻¹ $\approx 3 \times 10^{10}$ 厘米·秒⁻¹, 是真空中光速。

§ 1.2 辐射术语的定义、符号和单位^{[1], [2]}

为了便于对红外辐射定律的了解和今后红外系统设计中的应用,我们把最常用的一些辐射术语的定义、符号和单位列于表 1.1。

根据表 1.1 的定义,可推出各辐射量之间的微积分关系,如表 1.2 所示。

表 1.2 各种辐射量之间的微积分关系

	U	P	J	R	N	H
U	—	$\int P dt$	$\iint J d\Omega dt$	$\iint R dA dt$	$\iiint N \cos \theta dA d\Omega dt$	$\iint H dA dt$
P	$\frac{\partial U}{\partial t}$	—	$\int J d\Omega$	$\int R dA$	$\iint N \cos \theta dA d\Omega$	$\int H dA$
J	$\frac{\partial^2 U}{\partial t \partial \Omega}$	$\frac{\partial P}{\partial \Omega}$	—	$\frac{\partial}{\partial \Omega} \int R dA$	$\int N \cos \theta dA$	$\frac{\partial}{\partial \Omega} \int H dA$
R	$\frac{\partial^2 U}{\partial t \partial A}$	$\frac{\partial P}{\partial A}$	$\frac{\partial}{\partial A} \int J d\Omega$	—	$\int N \cos \theta d\Omega$	H
N	$\frac{\partial^3 N}{\cos \theta \partial t \partial A \partial \Omega}$	$\frac{\partial^2 P}{\cos \theta \partial A \partial \Omega}$	$\frac{\partial J}{\cos \theta \partial A}$	$\frac{\partial R}{\cos \theta \partial \Omega}$	—	$\frac{\partial H}{\cos \theta \partial \Omega}$
H	$\frac{\partial^2 U}{\partial t \partial A}$	$\frac{\partial P}{\partial A}$	$\frac{\partial}{\partial A} \int J d\Omega$	R	$\int N \cos \theta d\Omega$	—

§ 1.3 点源和面源

表 1.1 所定义的辐射量以及它们之间的关系(表 1.2),一般已经很明确了,但是由于点源(可以看成是一个几何点的源)和面源(具有一定大小面积的源)的性质不一样,因此对 J 、 N 、 H 等一些辐射量之间的关系有必要作进一步的讨论。

1.3.1 点源

(1) 点源的辐射强度

按照表 1.1 的定义, 点源的辐射强度 J 是点源在某一指定方向、单位立体角内发射的辐射功率:

$$J = \frac{\partial P}{\partial \Omega} \quad (1.2)$$

因此 J 与方向有关, 但与源面积无关, 因为源是一个几何点。

(2) 点源产生的辐照度

如图 1.2 所示, 设点源的辐射强度为 J , 它与被照面上 X 点的元面积 dA 的距离为 l , dA 的法线 n 与 l 的夹角为 θ , 则由 (1.2) 可知, dA 接收到的辐射功率为:

$$dP = J d\Omega = J \frac{dA \cos \theta}{l^2}$$

因此点源在被照面上 X 点所产生的辐照度为:

$$H = \frac{dP}{dA} = J \frac{\cos \theta}{l^2} \quad (1.3)$$

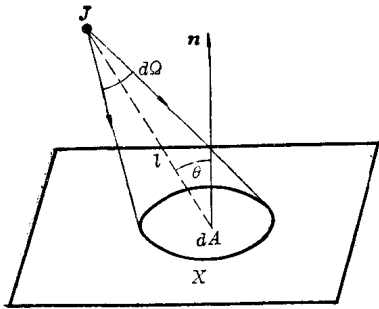


图 1.2

1.3.2 面源

(1) 面源的辐射率(或面辐射强度)

当源的面积有一定大小时, 就无法明确地定义立体角, 而且源所发射的辐射功率 P 也和面积有关, 这样对点源定义的辐射强度 J 就不能描述面源, 必须重新定义面源的辐射强度。

如图 1.3 所示, 设面源上围绕 X 点的小面积 ΔA 向半球空间发射的辐射功率为 ΔP , 则在与法线 n 成 θ 角方向的立体角 $\Delta \Omega$ 内发射的辐射功率是二级小量 $\Delta^2 P$ 。因为 ΔA 在 θ 方向的投影面积为 $\Delta A \cos \theta$, 按照表 1.1 的定义, 面源上 X 点的面辐射强度(或辐射率)为:

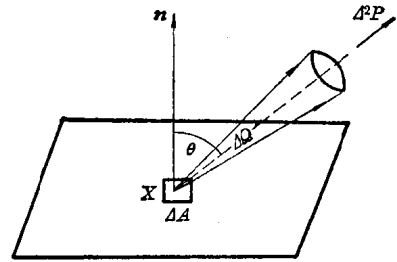


图 1.3

$$N = \lim_{\substack{\Delta A \rightarrow 0 \\ \Delta \Omega \rightarrow 0}} \left(\frac{\Delta^2 P}{\cos \theta \Delta A \Delta \Omega} \right) = \frac{\partial^2 P}{\cos \theta \partial A \partial \Omega} \quad (1.4)$$

因此 N 与 X 点在源表面上的位置及方向有关。由 (1.2) 式和 (1.4) 式可知, 点辐射强度 J 和面辐射强度 N 之间的关系为:

$$N = \frac{1}{\cos \theta} \frac{\partial J}{\partial A} \quad (1.5)$$

于是面源中小面积 ΔA 上的一个元面积 dA 的辐射强度为:

$$dJ = N \cos \theta dA \quad (1.6)$$

因为 ΔA 是小面积, 所以 ΔA 上各点的面辐射强度 N 可以看成常数, θ 的变化也可以忽略。这样, 对面积积分, 就得到小面源 ΔA 在 θ 方向的辐射强度为:

$$J = \int_{(\Delta A)} dJ = N \cos \theta \int_{(\Delta A)} dA = N \cos \theta \Delta A \quad (1.7)$$

由此可见, 小面源的辐射强度与它的面辐射强度 N 成正比, 也与它在观测方向的投影

面积 $\cos\theta \Delta A$ 成正比(即与观测方向有关)。

下面我们来讨论另一个与面积有关的辐射量——辐射发射量 R 与辐射率 N 的关系。

由(1.4)式可知,面源上一个元面积 dA 在 θ 方向的一个元立体角 $d\Omega$ 内发射的辐射功率为:

$$d^2P = N \cos\theta d\Omega dA。$$

因此 dA 向半球空间发射的辐射功率可以由对立体角积分得到:

$$dP = \int_{(\text{半球})} d^2P = \left[\int_{(\text{半球})} N \cos\theta d\Omega \right] dA。$$

按照表 1.1 的定义,辐射发射量(单位面积发射的辐射功率)为:

$$R = \frac{dP}{dA} = \int_{(\text{半球})} N \cos\theta d\Omega。 \quad (1.8)$$

不过 N 与 θ 有关,因此必须先确定 N 与 θ 的关系,才能求得 R 与 N 之间明确的关系。

对于理想的漫辐射体(或漫反射体),它所发射的辐射功率的角分布满足朗伯余弦定律,即:理想漫辐射体的一个小面积 ΔA 在小立体角 $\Delta\Omega$ 中发射的辐射功率 Δ^2P 与 $\cos\theta$ 成正比:

$$\Delta^2P = B \cos\theta \Delta A \Delta\Omega, \quad (1.9)$$

其中 B 为一个与角度无关的常量。由辐射率 N 的定义可知:

$$N = \lim_{\substack{\Delta A \rightarrow 0 \\ \Delta\Omega \rightarrow 0}} \frac{\Delta^2P}{\cos\theta \Delta A \Delta\Omega} = B, \quad (1.10)$$

即理想漫辐射体的面辐射强度(或辐射率) N 是一个与方向无关的常量。这种理想漫辐射体叫做朗伯辐射体。不少实际辐射体可在一定角度范围内看成朗伯辐射体,例如:对于绝缘体, θ 在 60° 以内;对于导体, θ 在 50° 以内,在工程计算中都可以近似地看成朗伯辐射体^[3]。但是,对于靠散射光而发光的表面,就不能看成朗伯辐射体。

下面我们来求朗伯辐射体的 R 与 N 的关系。

因为朗伯辐射体的 N 与 θ 无关,因此(1.8)式可写成:

$$R = N \int_{(\text{半球})} \cos\theta d\Omega = N \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos\theta \sin\theta d\theta = \pi N \quad (1.11)$$

或

$$N = \frac{R}{\pi}。 \quad (1.12)$$

有了这个简单的关系后,就可由 R 求 N 。后面 § 1.5 节将要讲到,当知道辐射源的温度 T 和比辐射率 ϵ 后, R 是很容易求出的,这样朗伯辐射体的辐射率也就随之确定了。

(2) 面源产生的辐照度

如图 1.4 所示,我们首先来考察面积为 ΔA 的小面源在与它相距 r 处的小面 $\Delta A'$ 上产生的辐照度。设 ΔA 的辐射率为 N ,因 ΔA 很小,可近似地作点源处理,它的辐射强度由(1.7)式可知为:

$$J = N \cos\theta \Delta A,$$

其中 θ 为源表面的法线 \mathbf{n} 与 r 的夹角。设 θ' 为被照面 $\Delta A'$ 上的入射角,即 $\Delta A'$ 的法线 \mathbf{n}' 与 r 的夹角,则由(1.3)式可知,小面源 ΔA 在 $\Delta A'$ 上的照度为:

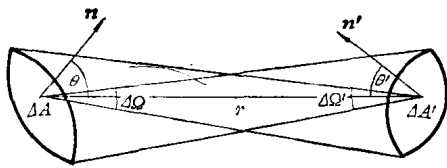


图 1.4

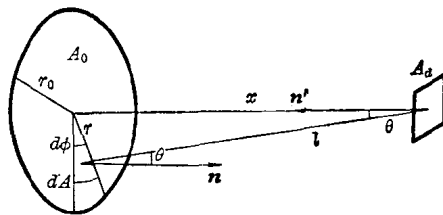


图 1.5

$$H = J \frac{\cos \theta'}{r^2} = N \frac{\Delta A \cos \theta}{r^2} \cos \theta' \quad (1.13)$$

因为根据立体角的定义, $\frac{\Delta A \cos \theta}{r^2} = \Delta \Omega'$, 因此

$$H = N \cos \theta' \Delta \Omega' \quad (1.14)$$

必须注意的是此式只有在小面源的线度与 r 相比小很多时才能应用。

下面我们来考察均匀的大面积朗伯辐射体所产生的辐照度。

如图 1.5 所示, 设有一个大面积圆盘形辐射体, 面积为 A_0 (例如天空背景), 半径为 r_0 , 辐射率为 N , 是朗伯辐射体。又设被照小面的面积为 A_d (例如小的红外探测器), 它与大圆盘之间的中心距离为 x , 圆盘上任一元面积 dA 到探测器的距离为 l , l 与 dA 的法线 n 的夹角为 θ 。假设圆盘与探测器正对, 即 A_0 面与 A_d 面平行, 因此 l 与 A_d 的法线 n' 的夹角也是 θ 。

元面积 dA 的大小为 $dA = r dr d\phi$, 元面积 dA 对 A_d 所张的立体角为 $d\Omega = A_d \cos \theta / l^2$, 根据(1.9)式, 由 dA 发出并为 A_d 所接收的辐射功率为:

$$d^2P = N dA \cos \theta d\Omega = N r dr d\phi \frac{A_d \cos \theta}{l^2} \cos \theta.$$

整个圆盘发出的并为 A_d 所接收的辐射功率为对 r 和 ϕ 的积分。把 $l^2 = x^2 + r^2$ 及 $\cos \theta = x/l$ 代入上式积分得:

$$dP = \int_0^{2\pi} \int_0^{r_0} A_d N \frac{x^2}{(r^2 + x^2)^2} r dr d\phi = 2\pi A_d N x^2 \int_0^{r_0} \frac{r dr}{(x^2 + r^2)^2}.$$

令 $y = r^2$, 则

$$dP = 2\pi A_d N x^2 \int_0^{r_0^2} \frac{1}{2} \frac{dy}{(x^2 + y)^2} = \pi A_d N x^2 \frac{r_0^2}{x^2(x^2 + r_0^2)} = A_d \pi N \frac{r_0^2}{x^2 + r_0^2}. \quad (1.15)$$

按照定义, 大圆盘在 A_d 上产生的辐照度为:

$$H = \frac{dP}{A_d} = \pi N \frac{r_0^2}{x^2 + r_0^2} = R \frac{r_0^2}{x^2 + r_0^2}. \quad (1.16)$$

若圆盘无限大, $r_0 \rightarrow \infty$, 则 $H = R$ 。

下面我们来讨论在什么情况下可以把面源作点源近似。因为圆盘的面积为 $A_0 = \pi r_0^2$, 所以(1.16)式也可以写成:

$$H = N A_0 \frac{1}{x^2 + r_0^2} = \frac{N A_0}{x^2} \frac{1}{1 + (r_0/x)^2}. \quad (1.17)$$

当面源小到可以作点源近似时, $\theta \rightarrow 0$, $r_0 \ll x$, 记此时的 H 为 H_0 , 则

$$H_0 = \frac{N A_0}{x^2}. \quad (1.18)$$

这个式子与 $\theta' = 0$ (正对目标) 及 $\theta \rightarrow 0$ (点源近似) 时, 由 (1.13) 式得到的式子是一样的。由此可见, 当源的大小与被照面的距离相比小得多时, 可以作点源近似。其实这也不是严格的点源近似, 因为源的面积有一定大小, 不是一个没有大小的几何点。一般只要 $x \geq 10r_0$ 就可作这种近似, 因为这时 $[(H_0 - H)/H] \leq 1\%$ 。

在现实生活中, 真正是一个没有大小的几何点的点源是不存在的, 在红外技术中常常把一个没有充满红外系统瞬时视场的小面源叫作点源, 它在红外光学系统入瞳上产生的辐照度在不计及大气衰减时可用 (1.18) 式表示 (系统正对目标)。我们把充满红外系统瞬时视场 ω 的大面积源叫作面源或广延源, 此时 $A_0/x^2 \rightarrow \omega$, 其中 A_0 为大面积源中红外系统瞬时视场所对应的面积, 而不是整个源的面积。在本书最后一章中将要讲到, 红外搜索跟踪系统所观察的目标常常是点源 (其实是小面源, 例如远处的飞机), 辐射计和热成象系统所观察的目标常常是广延源 (例如大地)。

§ 1.4 黑 体

1.4.1 绝对黑体

能够完全吸收入射辐射、并且具有最大辐射率的物体叫做绝对黑体。绝对黑体是一个理想的概念, 在自然界并不实际存在, 但是用人工的方法却可以制作尽可能接近绝对黑体的辐射源。如图 1.6 所示, 取一个等温容器 A , 在 A 上开一个小孔 B , 所有经过小孔 B 射入容器的光线经过多次反射后才能由 B 射出。设每次由容器 A 的内表面上反射的光能是入射光的 k 倍, 当第 n 次反射时, 反射部分为入射部分的 k^n 倍。因为 k 永远小于 1, 所以当 n 足够大时, k^n 就很小, 只有极小部分的光才能经过孔 B 反射出去, 因此孔 B 的吸收率几乎等于 1。孔 B 的辐射近似地可以看成为一个绝对黑体的辐射。例如把 A 的内表面涂黑, 设吸收率为 90%, 反射率为 10%, 那么经过三次反射后, 它就吸收了入射光的 99.9%, 已非常接近绝对黑体了 (绝对黑体对任何波长的入射光的吸收率都等于 1)。

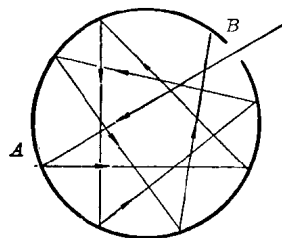


图 1.6

容器 A 在吸收入射光后, 为了维持其温度不变, 根据能量守恒定律, 它必然要重新从小孔 B 辐射出能量, 这种辐射的波长分布是处于温度 T 的普朗克辐射 (后面将要提到), 与入射辐射可能是不一样的 (因为入射辐射不一定是温度为 T 的物体发出的)。与其它物体相比, 绝对黑体的辐射本领最高 (因为它的吸收本领最高), 并遵守朗伯余弦定律。

从上面的绝对黑体模型, 我们可以解释为什么白天从街上看远处房子所开的窗子是黑的。因为窗的大小与房间大小相比要小得多, 因此即使房间内的墙壁刷成白色, 对可见光的反射很强, 但是由窗入射的可见光经室内多次反射后, 只有极小部分能由窗口返回到街上。而处于常温下的房间所辐射的光大部分是眼睛看不见的红外光, 因此窗子看起来总是黑的。

1.4.2 人造黑体

如上所述, 要制作绝对黑体是不可能的, 因为要把图 1.6 那样的一个等温密封腔内的辐射 (腔中辐射是绝对黑体辐射) 引出, 就得开一个小孔, 一旦开了孔, 就有一部分入射的辐射从小孔射出, 入射辐射不可能全部被吸收, 也就不成为绝对黑体了。另一方面, 要使容器严

格保持等温状态也不可能,只能控制在一定精度之内。

但是,只要满足腔壁近似等温,开孔比腔体小得多这两个条件,就有可能制作一个绝对黑体的模拟器,供红外仪器作辐射校正(定标)用。这样一种模拟器,我们叫做人造黑体。由于人造黑体十分接近于绝对黑体,为了方便起见,今后我们就不再严格的区分它们,统称黑体。

黑体的有效比辐射率 ϵ_0 与腔体形状、开孔大小、腔壁的比辐射率 ϵ 及等温精度有关。

已有不少作者给出了黑体的 ϵ_0 的表达式,其中有代表性的是 Williams^[4] 所介绍的 Gouffé 的公式和 Sparrow^[5] 的工作。

Gouffé 假定腔壁是理想的漫反射体,他所给出的黑体有效比辐射率的表达式如下(详细的推导见本章附录)

$$\epsilon_0 = \epsilon'_0(1+k) \quad (1.19)$$

式中

$$\epsilon'_0 = \frac{\epsilon}{\epsilon[1 - (S_1/S)] + (S_1/S)}, \quad (1.20)$$

$$k = (1-\epsilon)(S_1/S - S_1/S_0) \quad (1.21)$$

此处 ϵ_0 是黑体的有效比辐射率; ϵ 是腔壁的比辐射率; S_1 是开孔的面积(厘米²); S 是包括开孔面积在内的实际腔体的总内表面积(厘米²); S_0 是在垂直于开孔平面方向、直径等于从开孔平面算起到腔体最深点的等效球体表面积(厘米²)。

显然,对球形腔体, $S=S_0$, $k=0$; 对其它形状的腔体, k 可正可负,但接近于零。

腔体的形状一般有球形、圆柱形、圆锥形三种,图 1.7 给出了利用 Gouffé 公式图解计算这三种腔体的有效比辐射率的方法。在图的下半部分,给出了 S_1/S 作为 L/R 的函数的曲线(L 和 R 的定义见图)。对于某种形状的腔体,由给定的 L/R 值向右作水平线,查出 S_1/S 的值;再向上作垂直线,此垂直线与某一给定的腔壁的 ϵ 值曲线相交,然后由此交点向左作水平线,便可查出 ϵ'_0 的值;把 ϵ'_0 乘以 $(1+k)$ 便可得到 ϵ_0 的值。 k 的值由 (1.21) 式计算。

假使开孔直径 $2r$ 比基体直径 $2R$ 要小(如图),则由 L/R 确定的 S_1/S

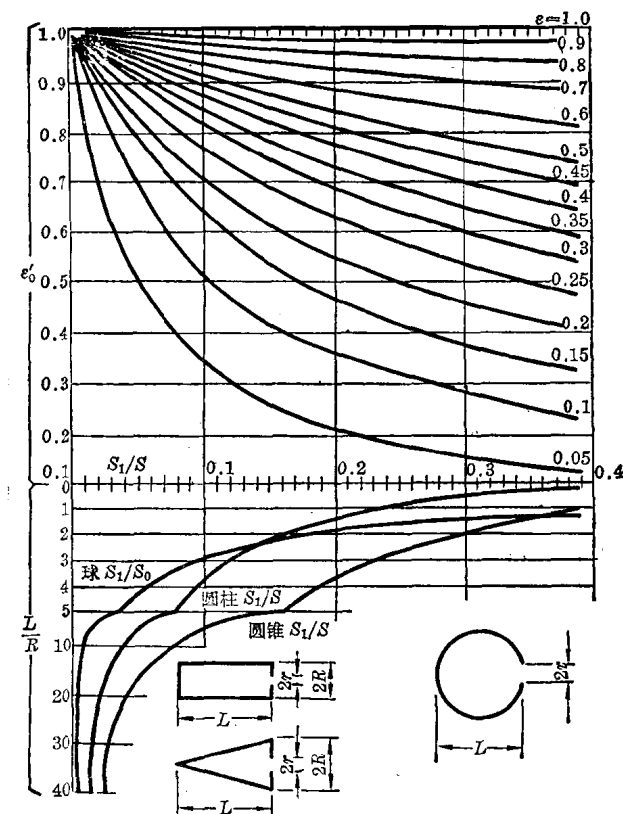


图 1.7

值要乘以 $(r/R)^2$ 。不过,利用图解法虽然方便,但是只能得到近似的结果,要求精确的值还是利用 (1.19)、(1.20)、(1.21) 式计算为好。

由 Gouffé 公式得到的一个重要结论是： L/R 愈大， ϵ_0 愈大；对相同的 L/R 值，球形腔体的 ϵ_0 最大，圆柱次之，圆锥最小（这也是符合物理图象的，因为球形腔体的内反射次数最多，圆柱次之，圆锥最少）。但是球形腔体难于加工，也难于均匀加热，因此往往只好采用圆柱或圆锥。

Sparrow 从腔体壁上某一点的辐射功率应当平衡这一观点出发加以讨论，在理论上说是比较严格的。但是得到的是一个积分方程，必须用电子计算机才能把黑体的有效比辐射率计算出来。

图 1.8 是一个人造中温黑体的结构图，腔芯用不锈钢制成，不锈钢氧化后氧化层很稳定，并且腔壁的比辐射率较高， $\epsilon > 0.8$ 。在芯子外面包一层薄的石棉布或云母片，然后绕上镍铬加热线圈。靠近开口处可多绕几圈，以减少温度梯度。腔体的温度由腔底附近从背面插入的铂温度计或热电偶测量（但必须注意，背面插入温度计的孔不能与腔打通，并且铂温

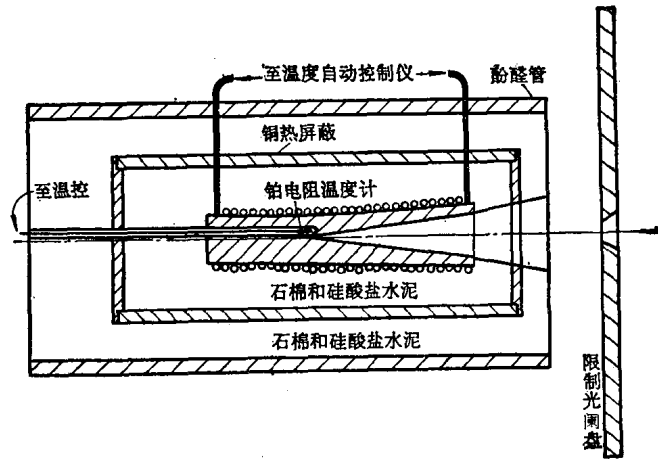


图 1.8

度计不能与腔壁接触），把温度信号送至温度自动控制仪，通过控制加热线圈的电流达到自动控制腔体温度的目的。加限制光阑的目的，一是为了减少杂散光干扰，二是为了限制黑体视场，使红外仪器只能看到黑体腔的中心部分，而中心部分的温度是比较均匀的。加铜热屏蔽的目的，既是为了反射外界辐射，也是为了反射腔芯热辐射，使易于保温。

我国目前还很少有商用的黑体供应，假使对黑体的要求不高，可以购买一只合适的管状加热炉，这种加热炉用镍铬丝绕在一根空心的氧化铝管子上，再在外壳与管子之间填充绝热材料制成。管子的中心段是等温区，在这一段内塞进一节车好腔体的不锈钢芯子，管内二边再加上适当的隔热光阑，一边引出黑体辐射，一边插入热电偶测量温度，联上温度自动控制仪，这样，一个人造黑体就做成了。

用金属作芯子的黑体，大都在金点 (1336.15 K) 以下使用，外壳和限制光阑可以不加水冷。若要制作金点以上的高温黑体，芯子要用石墨或陶瓷制造（内壁可涂铂黑以增加腔壁的比辐射率）。为了防止石墨氧化碎落，应通惰性气体加以保护。加热方法除用加热丝外，也可对石墨直接通电，不过石墨的截面积要加工得十分均匀，否则由于电阻不同将造成温度的不均匀。关于制作黑体其它应注意的地方，以及对黑体精度的讨论，可参阅文献[3]。

上面讲的腔型黑体，视场较小，距离较近时，就无法充满红外系统的通光口径。因此，它只能在实验室作绝对校正用（可以放得远一点），而不能附加在红外仪器上，在红外仪器工作时（例如红外照相机扫描成象时），可作相对校正用。附在仪器上的黑体大多是平面型黑体，虽然有效比辐射率不如腔型黑体高，但它的面积可以做得大，与扫描镜靠近时也能充满扫描镜，并可实时定标，这是一个很大的优点。图 1.9 就是这样一种平面型黑体，它是一种用温差电组件加热或致冷的低温黑体，工作温度为 $-40^{\circ}\text{C} \sim +60^{\circ}\text{C}$ 。