

262

辐 射 传 热

[美] E. M. 斯帕罗 R. D. 塞斯 著
顾传保 张学学 译

高 等 教 育 出 版 社

内 容 提 要

本书系根据美国明尼苏达大学教授 E. M. 斯帕罗(E. M. Sparrow) 和纽约州立大学教授 R. D. 塞斯(R. D. Cess) 著《辐射传热》(*Radiation Heat Transfer*) 1978 年增订版(1966 年初版)译出。

本书共三部分。第一篇叙述热辐射的基本性质, 以及表面的辐射特性和介质的辐射特性的基本特征; 第二篇详细论述物体表面之间辐射传热的分析计算方法, 对漫射表面和具有方向特性的表面都进行了讨论; 第三篇讲述有介质参与的辐射传热的分析计算。三篇基本上相互独立, 读者可按需要选择学习。

本书可作为高等学校学生、研究生的辐射传热的教学参考书, 亦可供有关高等学校教师和科技人员参考。

辐射传热

[美] E. M. 斯帕罗 R. D. 塞斯 著

顾传保 张学学 译

高等教育出版社出版

新华书店北京发行所发行

人民教育出版社印刷厂印装

开本 850×1168 1/32 印张 12.375 字数 299,000

1982 年 11 月第 1 版 1983 年 10 月第 1 次印刷

印数 00,001—4,500

书号 15010·0459 定价 1.95 元

译者序

本书系根据美国明尼苏达大学教授 E. M. 斯帕罗(E. M. Sparrow)和纽约州立大学教授 R. D. 塞斯(R. D. Cess)著《辐射传热》(*Radiation Heat Transfer*)1978年增订版(1966年初版)译出。

近些年来,在现代科学技术的推动下,辐射传热有了极其迅速的发展,并对它提出了愈来愈高的要求。本书详细阐述了辐射传热的机理、基本定律和物体的辐射特性,比较全面地论述了辐射传热的计算方法,同时又吸取了辐射传热方面的最新研究成果。它既可以作为理工科大学高年级学生和研究生的辐射传热教材,又可供有关科学工作者和工程技术人员参考。

全书共三部分。第一篇介绍热辐射的基本性质,以及物体表面和参与介质的辐射特性的基本特征;第二篇讲述物体表面之间的辐射传热;第三篇讲述有介质参与的辐射传热的分析计算。这三部分在内容编排上具有相互独立性,因此便于读者根据不同的需要进行学习和参考。

在本书的翻译过程中,得到了王补宣教授的大力支持和指导,北京航空学院陆大友同志对本书第一章的译稿提出了不少宝贵意见,谨此表示衷心感谢。

据我们所知,目前国内尚未正式出版过一本比较完善的辐射传热方面的书籍,为此,我们将本书介绍给广大读者。限于译者水平,译文中疏漏不妥之处在所难免,请读者批评指正。

译者

一九八二年十月

增订版前言

自《辐射传热》(*Radiation Heat Transfer*)初版问世以来的十年中间,对于有介质参与的辐射传热问题的研究已经取得了重要的进展。灰体介质,虽然在引进某些概念时仍不失为一个有用的教学工具,然而已不再被当作定量研究的手段。相反,对于参与辐射换热的介质,如果要得到有意义的定量分析结果,必须采用考虑了辐射特性随波长变化的分析模型。

必须更新参与辐射的介质的分析方法,这推动了《辐射传热》一书的增订再版。本版增加了新的一章,即第十一章,以陈述几个考虑了辐射特性随波长变化的分析模型。为了和其它各章在篇幅上相称,第十一章只提供重要的概念而不作详细的阐述。

至于没有介质参与的物体表面之间的辐射传热问题,过去十年的研究工作主要集中在一些专门问题上。目前应用的分析模型与编写本书初版时所用的分析模型大体上相同,因此,从教学的观点来看,原版第二篇关于表面之间辐射传热的全部内容仍然适合当前的需要。

为了使习题便于选用,本版在编排上略有变动,原先所有章节的习题统统集中于附录C,新版中的习题分别排在相应各章的末尾。

E. M. 斯帕罗

R. D. 塞斯

初 版 前 言

在现代技术的推动下，辐射传热各个方面的研究都有了极其迅速的发展。新的应用要求传热计算具有更高的精确度和更细节化，而这样高的精确度和详细程度在过去被认为是不必要的。例如，以往只要计算出参与辐射交换的气体的表观平均温度就可以了，而现在却常常希望知道这种气体内部各处详细的温度分布。而且，许多新的极其复杂的问题还涉及到辐射传热与其它传热方式，诸如与导热和对流之间强烈的相互影响。

当前对精确度和细节化的强调，产生了一些新的计算表面之间的辐射换热和参与介质内部的辐射换热的方法。许多新的分析方法欲付诸实行，都需要考虑辐射特性与波长、方向、偏振、温度以及表面状况等之间的关系。测定这些必要而详细的辐射特性也是正在兴起的研究活动的一个方面。

本书旨在讲述当代辐射传热。编写这本书是为了满足两方面的要求，它可作为大学辐射传热课程的教科书，也可以作为科学工作者和工程技术人员的参考资料。

为了使本书有尽可能大的适应性，全书编排成彼此近乎独立的三篇。第一篇叙述热辐射的基本性质，以及表面的辐射特性和介质的辐射特性的基本特征。关于辐射特性的描述，力图反映最新发表的资料。第二篇详细描述物体表面之间辐射换热的分析计算方法。对漫射表面和具有方向特性的表面都进行了讨论。第二篇中有整个一章讨论应用，其中包括辐射传热与导热和对流有相互影响的问题。第三篇论述参与辐射的介质，推导出这类介质中能量传递的一般分析方程，然后把它依次应用于各种情况，包括单纯的辐射传热问题和辐射与导热、辐射与对流同时发生的复合传

热问题。

尽管第一篇的内容是透彻理解辐射传热的基础，但是编写的后两篇仍然做到了可以在不具备第一篇的预备知识的情况下运用，而且我们力求使第二篇和第三篇也基本上相互独立。因此，读者可以按他所乐意的任何顺序来学习这三篇。

在编写这本教材时，我们各自侧重编写自己在学科上感兴趣并有经验的部分。因此，我们中间一人主要负责第二章到第六章，而另一人主要负责第一章和第七章到第十章。第一章和第二章的内容曾与E. R. G. 埃克特(E. R. G. Eckert)教授和 L. S. 王(L. S. Wang)教授讨论过而受到影响；王教授对第三篇也提出了不少宝贵意见。作者对他们的真知卓见表示由衷的感谢。我们还要感谢斯坦福(Stanford)大学的乔治·莱伯特(George Leppert)教授，他在本书的编写过程中提出过许多有益的建议。

作者对那些使本书的实际编写工作进行得非常顺利的协助者表示诚挚的谢意。在这方面，明尼苏达(Minnesota)大学传热研究室的露西勒·R. 莱因(Lucille R. Laing)夫人、斯通·林(Stone Lin)先生和纽约州立大学石溪分校机械系的西维尔·H. 赫瑟(Sylvia H. Hershey)夫人、乔治·霍斯奇尔(George Hoschel)和大卫·蒙斯特罗西(David Monstrose)先生帮助打印手稿和绘制图表，作者谨向他们致以衷心的感谢。

E. M. 斯帕罗

R. D. 塞斯

目 录

译者序	1
增订版前言	2
初版前言	1

第一篇 热辐射和辐射特性

第一章 热辐射	2
1-1 基本定律和定义	2
1-2 表面辐射	10
1-3 吸收、发射和散射性介质	11
参考文献	30
习题	32
第二章 表面的辐射特性	34
2-1 单色辐射特性和总辐射特性	36
2-2 定向辐射特性	54
2-3 应用电磁理论得到的结果	67
参考文献	77
习题	80

第二篇 被不参与辐射交换的介质隔开的 表面之间的辐射交换

第三章 漫发射、漫反射表面之间的辐射交换	84
3-1 封闭腔和角系数	85
3-2 黑体表面之间的辐射交换	87
3-3 灰体表面之间的辐射交换	94
3-4 辐射特性与波长有关的问题	108
3-5 辐射交换积分方程的解法	113

	参考文献	121
	习题	123
第四章	漫辐射交换的角系数	127
4-1	角系数的定义式及其应用	127
4-2	角系数的环路积分表达式	135
4-3	计算角系数的简化方法	143
4-4	角系数一览表	149
	参考文献	150
	习题	150
第五章	具有镜反射分量的表面之间的辐射交换	153
5-1	交换系数	154
5-2	由镜反射面和漫反射面组成的封闭腔中的辐射交换	166
5-3	由具有镜反射率分量和漫反射率分量的表面组成的封闭腔中的辐射交换	170
5-4	蒙特卡洛法	174
	参考文献	176
	习题	178
第六章	辐射交换方程的应用和解	180
6-1	纯辐射系统: 空腔	180
6-2	辐射-导热系统: 肋	190
6-3	辐射-对流系统: 边界层和管道	200
	参考文献	207
	习题	209

第三篇 通过吸收、发射和散射介质的辐射传热

第七章	吸收、发射和散射介质中能量传递的基本方程	213
7-1	能量守恒	213
7-2	辐射状态	215
7-3	传递方程	217
7-4	辐射通量方程	222
7-5	光学薄极限	229

7-6	光学厚极限	231
7-7	辐射滑动	234
7-8	总吸收系数和总散射系数	237
7-9	微分近似法	245
	参考文献	247
	习题	249
第八章	辐射平衡	251
8-1	灰体介质	251
8-2	镜反射表面	262
	参考文献	267
	习题	268
第九章	导热和辐射的复合传热	270
9-1	一般数学描述	271
9-2	极限情况下的解	274
9-3	指数核解法	276
9-4	结果和讨论	283
	参考文献	287
	习题	287
第十章	对流和辐射的复合传热	289
10-1	边界层能量方程	289
10-2	管道内的流动	291
10-3	无粘性、不导热流体纵掠平板	299
10-4	层流边界层流动	308
	参考文献	322
	习题	324
第十一章	气体中的红外辐射能传递	326
11-1	谱带吸收率模型	326
11-2	基本方程	342
11-3	辐射传递实例	345
	参考文献	354
	习题	355

第一篇 热辐射和辐射特性

本书主要讨论通过热辐射的方式进行的能量交换。不可否认,要透彻地理解辐射传热的基本物理过程,需要具备量子力学和电磁理论两门知识。然而,从工程技术人员的观点来看,通常只应用这些学科的具体结论就够了,而没有必要去追究这些结论推导的细节。本书在第一篇介绍热辐射和辐射特性时就采取了这种观点。

第一篇包括两章。第一章标题为“热辐射”,第二章标题为“表面的辐射特性”。因为在本书的后两篇中,对于物体表面之间的辐射及在吸收、发射和散射性介质中的辐射都给予了同样的重视,可是在本书中却没有单独用一章来讨论这种参与辐射介质(简称参与介质)的辐射特性,因此应该解释一下。事实上,现有的关于参与介质的辐射特性的资料和关于物体表面辐射特性的资料相比数量较少,因此把有关参与介质的特性的资料合并到第一章和第三篇的某几章中去了。之所以把一部分内容放后,编到第三篇中去,是由于考虑到这样的事实,即在一些情况下,只有建立了辐射传递的基本方程之后,才有可能对参与介质的辐射特性进行比较透彻的讨论。

大体上,第一章对热辐射的性质进行一般性的阐述,介绍物体表面的辐射特性,然后比较深入地讨论参与介质的辐射特性。第二章对物体表面的辐射特性进行细致的研究,其中包括基本定义和相互关系式、现有的实验数据以及一些有关的电磁理论的结论。

第一章 热 辐 射

如前所述,这一章将讲述热辐射的一些基本性质,这些性质与物体表面之间的辐射换热以及通过参与介质的辐射能传递有关。1-1节讲述与热辐射有关的基本定律和定义,以及黑体的辐射特性。1-2节主要介绍描写表面辐射特性的参数,这一节的内容简明扼要,比较详细的讨论留在第二章中进行。最后一节,即1-3节,比较详细地说明有关吸收、发射和散射性介质的特性和特性参数。

1-1 基本定律和定义

辐射的物理过程 辐射能可认为是由电磁波进行输送的能量,或者认为是由光子进行输送的能量。但是,无论哪一种观点都不能完全地解释所观察到的辐射现象的本质。尽管如此,这两个彼此独立的概念都有相当大的用处,例如,应用电磁理论可以预计某些种类表面的辐射特性,而应用量子理论则可以确定吸收和发射性介质的辐射特性。

辐射能以光速进行传播。这样,从电磁理论的观点来看,电磁波就是以光速传播。另一方面,从量子力学的观点来看,辐射能是由光子输送的,所有光子都以光速进行传播(这和分子的迁移运动不同,所有光子都具有相同的速度)。尽管光子的速度都相同,但是在它们中间存在着能量分布。每个光子所具有的能量为 $h\nu$, 此处 h 为普朗克常数(Planck constant); ν 是辐射的频率。每个光子也具有动量 $h\nu/c$, 此处 c 是传播辐射能的介质中的光速。

有三个参数可以用来描写辐射,它们是频率 ν 、波长 λ 和波速或光子速度 c ,其中只有两个参数是独立的,因为这三个参数有如下关系:

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

尽管选择 ν 作为特征参数有它的优点,就是当辐射能从一种介质传播到另一种介质中去的时候,频率 ν 不发生变化,但究竟是选择 ν ,还是选择 λ 作为特征参数却有一定的任意性。某一介质中的光速 c 和真空中的光速 c_0 之间有如下关系:

$$c = \frac{c_0}{n} \quad (1-2)$$

此处 n 为该介质的折射指数。

下面研究热辐射按波长的分类。电磁现象包括多种类型的辐射,从波长较短的 γ 射线和 X 射线到波长较长的无线电波。每一种类型的辐射都对应于一种产生该辐射的特殊方法,例如, X 射线是用电子轰击金属而产生的。我们把仅由于介质的温度而引起的介质发射的辐射能定义为热辐射,就是说,是介质的温度在控制着热辐射的发射。

热射线所包括的波长范围大约在 $0.3\mu\text{m}$ 到 $50\mu\text{m}$ 之间,此处 $1\mu\text{m} = 10^{-4}\text{cm}$ 。这个波长范围又包含三个子波段:紫外线、可见光和红外线。这些子波段表示在图 1-1 中。

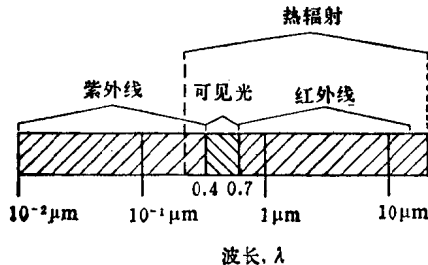


图 1-1 辐射的分类

普朗克定律 应用热力学第二定律可以证明, 在给定的温度和波长之下, 物体能够发射的辐射能有一个最大数量。发射这个最大数量辐射能的物体称为黑体。在 $d\nu$ 频率范围内, 单位时间内从黑体表面的单位面积所发射的辐射能用 $e_{b,\nu} d\nu$ 表示。量 $e_{b,\nu}$ 叫作黑体的单色辐射力。黑体的单色辐射力除了是频率 ν 的函数外, 也是黑体的绝对温度 T 的函数。普朗克定律给出了 $e_{b,\nu}(T)$ 的显函数形式:

$$e_{b,\nu}(T) = \frac{2\pi h \nu^3 n^2}{c_0^2 [\exp(h\nu/kT) - 1]} \quad (1-3)$$

此式可应用量子统计学的方法导出 (文献 1)。式中, h 为普朗克常数; k 为玻尔兹曼常数 (Boltzmann's constant); n 是黑体周围介质的折射指数。黑体的辐射力和它周围的介质有关, 认识到这一点至关重要。在表 1-1 中给出了有关黑体辐射的各种常数的数值。

表 1-1 黑体辐射常数

玻尔兹曼常数: $k = 1.380 \times 10^{-16}$ erg/K

普朗克常数: $h = 6.625 \times 10^{-27}$ erg·s

光速: $c_0 = 2.998 \times 10^{10}$ cm/s

斯蒂芬 (Stefan)-玻尔兹曼常数:

$$\sigma = 5.668 \times 10^{-5} \text{ erg}/(\text{s} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{K}^4)$$

$$= 1.714 \times 10^{-9} \text{ Btu}/(\text{h} \cdot \text{ft}^2 \cdot \text{R}^4)$$

$$c_1 = 3.740 \times 10^{-5} \text{ erg} \cdot \text{cm}^2/\text{s} = 1.187 \times 10^8 \text{ Btu} \cdot \mu\text{m}^4/(\text{ft}^2 \cdot \text{h})$$

$$c_2 = 1.4387 \text{ cm} \cdot \text{K} = 25896 \mu\text{m} \cdot \text{R}$$

将式(1-3)改写成波长 λ 的表达式常常是很方便的。然而, 重新改写后的表达式只有当周围介质的折射指数与频率无关时才有用, 真空 ($n=1$) 正是这样的情况; 当周围介质是气体 ($n \approx 1$) 时则非常近似地符合这个条件。对于石英, 在 0.185 至 2.324 的波长范围内, 折射指数从 1.676 变到 1.516。

根据折射指数 n 与频率 (或波长) 无关的假设, 从式(1-1)和

(1-2) 可得

$$\nu = \frac{c_0}{n\lambda} \quad d\nu = -\frac{c_0 d\lambda}{n\lambda^2}$$

此外, 再利用关系式

$$e_{b,\lambda} d\lambda = -e_{b,\nu} d\nu$$

就可以把式(1-3)改写成波长 λ 的表达式。此处 $e_{b,\lambda}$ 为黑体在 $d\lambda$ 波长范围内的单色辐射力。于是, 普朗克定律的表达式变为

$$e_{b,\lambda}(T) = \frac{2\pi h c_0^2}{n^2 \lambda^5 [\exp(hc_0/n\lambda kT) - 1]} \quad (1-4)$$

或写成另一种形式:

$$e_{b,\lambda}(T) = \frac{c_1}{n^2 \lambda^5 (e^{c_2/n\lambda T} - 1)} \quad (1-4a)$$

上式中, c_1 和 c_2 的数值已列在表 1-1 中。此式可进一步写为下面的形式:

$$\frac{e_{b,\lambda}}{\sigma n^3 T^5} = \frac{c_1/\sigma}{(n\lambda T)^5 (e^{c_2/n\lambda T} - 1)} \quad (1-4b)$$

式中, σ 为斯蒂芬-玻尔兹曼常数, 已在表 1-1 中给出。

观察式(1-4b)可看到, 该式左边的量 $e_{b,\lambda}/\sigma n^3 T^5$ 仅是 $n\lambda T$ 的函数。 $e_{b,\lambda}/\sigma n^3 T^5$ 与 $n\lambda T$ 之间的函数关系在表 1-2 中给出, 二者之间的关系曲线在图 1-2 中画出。如图 1-2 所示, 辐射力的最大值对应于

$$\begin{aligned} (n\lambda T)_{\max} &= 0.2898 \text{ cm} \cdot \text{K} \\ &= 5216 \mu\text{m} \cdot ^\circ\text{R} \end{aligned}$$

在辐射传热分析中经常使用的一个量是黑体在 $\lambda = 0 \sim \lambda$ 波长范围内的辐射能, 它表示为

$$\int_0^\lambda e_{b,\lambda}(T) d\lambda$$

上式可以改写成无量纲的形式:

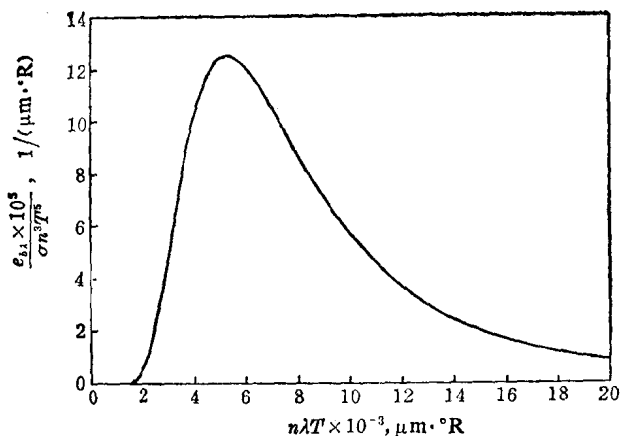


图 1-2 黑体的辐射力

$$\frac{e_b(0-n\lambda T)}{n^2\sigma T^4} = \int_0^{n\lambda T} \frac{e_{b,\lambda}}{n^3\sigma T^3} d(n\lambda T) \quad (1-5)$$

式(1-5)左边的量代表黑体发射出的总辐射能中, 在 $0 \sim n\lambda T$ 波长范围内的辐射能所占的百分数。上式中积分的数值也编入了表 1-2 中。

斯蒂芬-玻尔兹曼定律 黑体的总辐射力用 e_b 表示, 它代表单位时间内, 从黑体表面的单位面积上发射的所有频率(或全部波长)的总能量。于是

$$e_b(T) = \int_0^{\infty} e_{b,\nu}(T) d\nu$$

将式(1-3)代入此式, 可得

$$e_b(T) = n^2 \frac{2\pi\kappa^4}{c_0^2 h^3} T^4 \int_0^{\infty} \frac{x^3}{e^x - 1} dx \quad (1-6)$$

这里, 又一次假设周围介质的折射指数与频率无关。在上式中出现的定积分的数值为

$$\int_0^{\infty} \frac{x^3}{e^x - 1} dx = \frac{\pi^4}{15}$$

表 1-2 黑体辐射函数*

$n\lambda T$	$\frac{e_{b\lambda} \times 10^5}{\sigma n^3 T^5}$	$\frac{e_b(0 - n\lambda T)}{n^2 \sigma T^4}$	$n\lambda T$	$\frac{e_{b\lambda} \times 10^5}{\sigma n^3 T^5}$	$\frac{e_b(0 - n\lambda T)}{n^2 \sigma T^4}$
1000	0.0000394	0	10400	5.146	0.7181
1200	0.001184	0	10600	4.925	0.7282
1400	0.01194	0	10800	4.714	0.7378
1600	0.0618	0.0001	11000	4.512	0.7474
1800	0.2070	0.0003	11200	4.320	0.7559
2000	0.5151	0.0009	11400	4.137	0.7643
2200	1.0384	0.0025	11600	3.962	0.7724
2400	1.791	0.0053	11800	3.795	0.7802
2600	2.753	0.0098	12000	3.637	0.7876
2800	3.872	0.0164	12200	3.485	0.7947
3000	5.081	0.0254	12400	3.341	0.8015
3200	6.312	0.0368	12600	3.203	0.8081
3400	7.596	0.0506	12800	3.071	0.8144
3600	8.613	0.0667	13000	2.947	0.8204
3800	9.691	0.0850	13200	2.827	0.8262
4000	10.450	0.1051	13400	2.714	0.8317
4200	11.151	0.1267	13600	2.605	0.8370
4400	11.704	0.1496	13800	2.502	0.8421
4600	12.114	0.1734	14000	2.416	0.8470
4800	12.392	0.1979	14200	2.309	0.8517
5000	12.556	0.2229	14400	2.219	0.8563
5200	12.607	0.2481	14600	2.134	0.8606
5400	12.571	0.2733	14800	2.052	0.8648
5600	12.458	0.2983	15000	1.972	0.8688
5800	12.282	0.3230	16000	1.633	0.8868
6000	12.053	0.3474	17000	1.360	0.9017
6200	11.783	0.3712	18000	1.140	0.9142
6400	11.480	0.3945	19000	0.962	0.9247
6600	11.152	0.4171	20000	0.817	0.9335
6800	10.808	0.4391	21000	0.702	0.9411
7000	10.451	0.4604	22000	0.599	0.9475
7200	10.089	0.4809	23000	0.516	0.9531
7400	9.723	0.5007	24000	0.448	0.9589
7600	9.357	0.5199	25000	0.390	0.9621
7800	8.997	0.5381	26000	0.341	0.9657
8000	8.642	0.5558	27000	0.300	0.9689
8200	8.293	0.5727	28000	0.265	0.9718
8400	7.954	0.5890	29000	0.234	0.9742
8600	7.624	0.6045	30000	0.208	0.9765
8800	7.304	0.6195	40000	0.0741	0.9881
9000	6.995	0.6337	50000	0.0326	0.9941
9200	6.697	0.6474	60000	0.0165	0.9963
9400	6.411	0.6606	70000	0.0092	0.9981
9600	6.136	0.6731	80000	0.0055	0.9987
9800	5.872	0.6851	90000	0.0035	0.9990
10000	5.619	0.6966	100000	0.0023	0.9992
10200	5.378	0.7076		0	1.0000

* 引自文献 2。单位见图 1-2。

于是,式(1-6)变为

$$e_b(T) = n^2 \sigma T^4 \quad (1-7)$$

这里的 σ 由下式确定:

$$\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15c_0^3 h^3}$$

σ 的数值在表1-1中给出。

式(1-7)是众所周知的关于黑体辐射的斯蒂芬-玻尔兹曼方程式,通常表示成 $n=1$ 的形式。为了简便起见,我们在全书中将取 $n=1$ 。可是,当我们研究黑体向 $n \neq 1$ 的周围介质中辐射时,必须把式(1-7)中所包含的折射指数 n 计算在内。

辐射强度 为了描写离开物体表面向着某一方向传递的辐射能的数量,仅使用射线的概念是不合适的。我们用辐射强度来描写在某个方向上传递的辐射能数量,并用 i 来表示。参照图1-3,辐射强度是指单位时间内离开与辐射束垂直的表面的单位面积,包含在单位立体角内的辐射能。图1-3中的 $d\omega$ 表示微元立体角。

为了说明辐射强度这一概念的用途,令 $d\Phi$ 代表单位时间内离开某一表面的单位面积,在 θ 方向上包含在立体角 $d\omega$ 内的辐射能。那么很明显

$$i = \frac{d\Phi}{d\omega \cos\theta}$$

对上式积分,可求得离开该表面进入表面上半球空间内的辐射能通量 Φ :

$$\Phi = \int_{\Delta} i \cos\theta d\omega$$

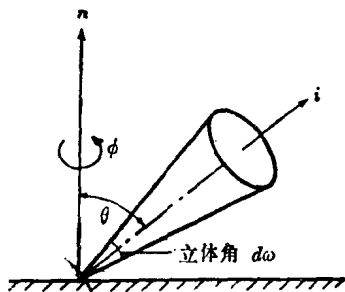


图1-3 辐射强度

此处,符号 Δ 指对整个半球立体角进行积分。

如图1-4中所示,微元立体角 $d\omega$ 可用球坐标系的 θ 角和 ϕ 角表示,球坐标中心位于该表面上。因为微元立体角等于半球上的