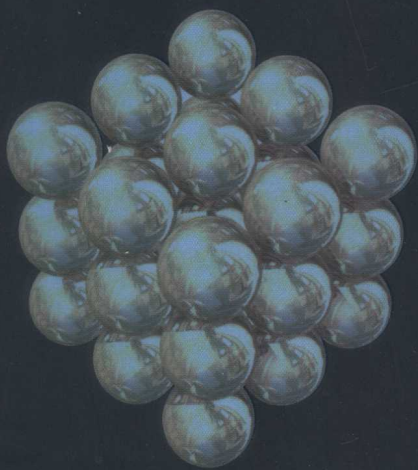


红外光学材料

© 余怀之 编著



国防工业出版社

National Defense Industry Press

红外光学材料

余怀之 编著

国防工业出版社

·北京·

内 容 简 介

本书对红外光学材料的光学、力学和热学性质,红外光学材料的各种制备工艺作了详细的论述,对于窗口和整流罩应用的 CVD 金刚石作了简单的讨论,最后对红外光学窗口和整流罩使用中必不可少的增透膜和保护膜作了较详细的论述。从而展现了目前红外光学材料在尺寸和性能上所达到的水平。

本书可作为从事红外光学材料研制及红外光电传感系统设计和使用的工程技术人员参考,也可作为大专院校相关专业学生的参考书。

图书在版编目(CIP)数据

红外光学材料/余怀之编著. —北京:国防工业出版社,2007.1

ISBN 7-118-04849-6

I. 红... II. 余... III. 红外光学材料
IV. TN213

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2006)第 131617 号

国防工业出版社出版发行

(北京市海淀区紫竹院南路 23 号 邮政编码 100044)

北京奥鑫印刷厂印刷

新华书店经售

*

开本 787×1092 1/16 印张 25 字数 577 千字

2007 年 1 月第 1 版第 1 次印刷 印数 1—4000 册 定价 45.00 元

(本书如有印装错误,我社负责调换)

国防书店:(010)68428422

发行邮购:(010)68414474

发行传真:(010)68411535

发行业务:(010)68472764

前 言

随着现代科学技术的发展,尤其是现代化武器装备的发展,红外光学材料的应用日益广泛。如小型激光器、工业用大功率激光器窗口,热像仪的透镜、窗口,先进的各种武器装备光电系统的窗口和整流罩。红外光学材料已成为精确制导武器不可缺少的关键材料之一。

传统的光学材料主要是指可见光和近红外透明的材料,红外光学材料则主要是指在 $3\mu\text{m}\sim 5\mu\text{m}$ 和 $8\mu\text{m}\sim 12\mu\text{m}$ 透明的材料,红外光学材料已成为光学材料中的一个门类。红外光学材料的种类很多,其光学、热学和力学性质也不完全相同。长期以来,设计、应用红外光电系统所需要的光学、热学和力学参数大多散乱在一些期刊、文献上,在红外光学材料选择上也常因为对各种材料的性能无法进行比较而感到困难。到目前,国内还没有一本较完整的论述红外光学材料的专业书,基于这些原因,根据作者多年从事红外光学材料研制积累的经验,参阅有关文献编著本书。

在取材及内容编排上力求从实际工作的需要出发,避免对一些问题进行深入的理论探讨。全书共分七章,首先对红外光学材料应用中遇到的主要光学、力学参数的基本原理作一简略介绍,不作系统的理论描述;第二、三章对红外光学材料的光学、热学和力学性质作了全面论述,力求基本物理概念清楚,性能参数的具体数值常是使用者的设计依据,因此,各种材料的参数数据尽可能搜集齐全,同时,这些数据尽可能是最近的测试结果;第四、五章介绍各种材料不同的制备方法,尽可能给出可参考的制备工艺参数;第六章仅仅对红外光学应用的CVD金刚石性质、制备方法及加工工艺进行了讨论;第七章对红外光学元件(窗口、整流罩等)在实际使用中所必须要考虑的增透膜、保护膜和透明导电膜,重点是保护膜进行了讨论。希望对从事红外光学材料研制和使用的工程技术人员有所帮助。

在本书编著过程中,得到了北京有色金属研究总院领导、北京国晶辉红外光学科技有限公司领导以及鲁妮藕、石红春、霍承松、赵永田和魏乃光等同志的大力帮助,本书才能成稿。北京有色金属研究总院屠海令院长在百忙中抽出时间,审阅了全部书稿,提出了许多宝贵的修改意见。对此表示衷心感谢。

红外光学材料从性质到制备涉及的领域较多,限于作者水平,肯定会有讨论不充分或谬误之处,重要数据遗漏不完整等,热切盼望读者提出批评和给予指正。

编著者
2006年10月

目 录

第一章 红外光学材料基础	1
1.1 引言	1
1.2 大气窗口	1
1.3 黑体辐射——普朗克辐射定律	5
1.4 波动方程和光学常数	7
1.5 反射和折射	10
1.6 薄膜光学	13
1.7 折射指数和色散	17
1.8 在各向异性介质中光的传播——双折射	19
1.9 透明介质中光的散射	26
1.10 透明介质热辐射的发射率	30
1.11 断裂强度和断裂韧性	33
1.12 断裂强度的统计分析	37
1.13 抗热冲击品质因子	39
1.13.1 压力诱导应力	39
1.13.2 热诱导应力	41
1.13.3 抗热冲击品质因子	43
参考文献	44
第二章 红外光学材料的光学性质	46
2.1 引言	46
2.2 反射	46
2.3 透过率和吸收系数及与温度的关系	48
2.3.1 概述	48
2.3.2 红外光学材料的透射波段	51
2.3.3 Ge 和 Si	52
2.3.4 GaAs 和 GaP	57
2.3.5 蓝宝石和氧化铝多晶	64
2.3.6 氧化物多晶光学陶瓷—— $MgAl_2O_4$ 、AlON、 MgO 、 Y_2O_3 和石英	68
2.3.7 ZnS 和 ZnSe	73
2.3.8 CVD SiC 和 Si_3N_4	81
2.3.9 MgF_2 和 CaF_2	83

2.3.10	硫系化合物玻璃	85
2.4	折射指数、色散和折射指数与温度的关系	87
2.4.1	Ge 和 Si	87
2.4.2	GaAs 和 GaP	89
2.4.3	氧化物光学陶瓷	90
2.4.4	CVD ZnS 和 CVD ZnSe	97
2.4.5	β -SiC 和 α -Si ₃ N ₄	101
2.4.6	MgF ₂ 和 CaF ₂	102
2.4.7	硫系玻璃	105
2.5	散射	106
2.6	发射率	110
2.7	红外光学材料的微波透射性质	115
	参考文献	120
第三章	红外光学材料的力学与热学性质	124
3.1	引言	124
3.2	红外光学材料的力学和热学性质	124
3.2.1	弹性模量 E 和泊松比 ν	124
3.2.2	热导率	127
3.2.3	热膨胀系数	134
3.3	红外光学材料的硬度及其影响因素	141
3.3.1	硬度测试	141
3.3.2	温度对硬度的影响	142
3.3.3	晶粒尺寸的影响	143
3.3.4	压力的影响	146
3.3.5	形成固溶体改善硬度	146
3.3.6	化学键对硬度的影响	147
3.3.7	硬度和材料其他参数的关系	148
3.4	红外光学材料断裂强度及其影响因素	150
3.4.1	常用的强度测试方法	150
3.4.2	陶瓷材料强度的影响因素	151
3.5	蓝宝石单晶的高温强度	157
3.5.1	温度对蓝宝石强度的影响	157
3.5.2	蓝宝石高温强度的改善	161
3.6	红外光学材料的断裂韧性	163
3.7	红外光学材料抗热冲击品质因子	166
3.8	固体粒子对红外光学元件表面的腐蚀	169
3.9	液体粒子对红外光学元件表面的腐蚀	173

参考文献	177
第四章 红外光学材料的制备方法和工艺	180
4.1 引言	180
4.2 热压工艺	180
4.2.1 热压的工艺原理	181
4.2.2 ZnS 和 ZnSe 的热压	183
4.2.3 热压制备其他光学材料	185
4.3 烧结、热压烧结和热等静压法	186
4.3.1 尖晶石($MgAl_2O_4$)的制备	188
4.3.2 氮氧化铝(AlON)晶体	192
4.4 纳米和亚微米氧化物透明陶瓷的制备	195
4.4.1 透明 Al_2O_3 多晶陶瓷	196
4.4.2 纳米 MgO 和 Y_2O_3	199
4.5 熔体定向凝固法	202
4.5.1 定向凝固的热流及温度分布	202
4.5.2 热交换法(HEM)	204
4.5.3 梯度凝固法(Gradient Solidification Method, GSM)	210
4.5.4 垂直梯度凝固法(VGF)	211
4.6 导模法(EFG)	212
4.6.1 导模法生长原理	212
4.6.2 导模法工艺	214
4.7 直拉生长法(Czochralski 法)	217
4.7.1 熔体生长的基本原理	217
4.7.2 锗和硅单晶生长	224
4.7.3 III~V 族化合物半导体 GaAs 和 GaP	229
参考文献	236
第五章 化学汽相沉积制备红外光学材料	239
5.1 引言	239
5.2 化学汽相沉积基础	240
5.2.1 概述	240
5.2.2 温度的影响	242
5.2.3 反应剂分子向衬底表面的传输	246
5.2.4 压力的影响	248
5.2.5 反应剂气体流动状态	250
5.3 CVD ZnS 和 CVD ZnSe	252
5.4 CVD β -SiC	265
5.5 CVD GaP	271

5.6	CVD Si ₃ N ₄	274
	参考文献.....	276
第六章	金刚石光学材料	279
6.1	引言	279
6.2	CVD 金刚石性质	280
6.2.1	CVD 金刚石的光学性能	282
6.2.2	CVD 金刚石的热学性质	288
6.2.3	CVD 金刚石的力学性质	290
6.2.4	金刚石的氧化和保护	293
6.3	CVD 金刚石生长机理	295
6.3.1	表面激活	295
6.3.2	生长机制	297
6.3.3	缺陷的产生	299
6.3.4	原子 H 的输送	299
6.4	CVD 金刚石生长工艺	301
6.4.1	微波等离子体化学气相沉积(MWCVD)金刚石合成	301
6.4.2	直流电弧(DC)放电等离子体合成金刚石	305
6.4.3	燃烧火焰喷射合成金刚石	309
6.5	金刚石涂层	313
6.5.1	锗上的金刚石涂层	314
6.5.2	ZnS 上的金刚石膜	315
6.6	CVD 金刚石表面加工	319
6.6.1	激光束平滑技术	319
6.6.2	热金属研磨金刚石表面的热化学抛光技术	320
6.6.3	等离子体腐蚀抛光	321
	参考文献.....	323
第七章	增透膜和保护膜	326
7.1	引言	326
7.2	红外光学材料的宽带增透膜	326
7.3	薄膜制备方法	333
7.4	表面凸起结构的减反射	337
7.5	光学元件表面保护	345
7.6	类金刚石碳(DLC)膜	347
7.7	GeC 膜.....	355
7.7.1	GeC 膜的制备	355
7.7.2	GeC 膜的光学性质	355
7.7.3	GeC 膜的力学性能	358

7.8 BP膜和 GaP膜	359
7.8.1 BP膜的制备	360
7.8.2 BP膜的结构	361
7.8.3 BP膜的光学性质	361
7.8.4 BP膜的力学性质	365
7.9 雨蚀保护	366
7.10 沙蚀保护	374
7.11 其他硬质保护膜	377
7.12 透明导电膜	382
7.12.1 金属网格滤波器	383
7.12.2 导电衬底和导电膜	384
参考文献	388

第一章 红外光学材料基础

1.1 引言

在研制和使用红外光学材料时,必然要涉及到材料的光学和力学性质,如透过率、吸收系数、发射率、折射指数、色散等光学性质,还有断裂强度、断裂韧性等力学性质,以及使用环境对材料性能的影响,如抗热冲击、沙蚀、雨蚀等。这就需要对这些参数的含义以及物理过程能有一个基本的了解。因此,本章所叙述的基础知识都是直接和材料性能密切相关的,以便读者能比较容易地了解以后的内容。

1.2 大气窗口

高于绝对零度的任何物体都会产生热辐射。这种热辐射本质上是电磁波,也称为电磁辐射。其特性可以用频率 ν 和波长 λ 表示。这种电磁辐射波的传播速度, $c = \lambda\nu$, c 为光速($c = 2.99792458 \times 10^8$ m/s)。

自然界存在各种不同频率(或波长)的电磁波,如 γ 射线、X射线、紫外线、可见光、红外线、微波等。在表1-1中给出了各种电磁波所对应的波长和频率。根据普朗克理论,室温(300K)下物体辐射电磁波的波长处于红外波段。

先进的红外探测器(如InSb、HgCdTe、PbSnTe等)能在红外波段远距离“看见”辐射红外电磁波的物体形貌。红外辐射经过在空气中的传播才可到达探测器。理论和实验都证明大气层中辐射电磁波的传播将会随距离而衰减。这是由于大气本身对辐射电磁波的吸收和散射作用,从而导致辐射电磁波强度随传播距离而降低。

表1-1 各种电磁波所对应的波长和频率

电磁波名称	波长 /m	频率 /Hz
宇宙射线	$< 10^{-12}$	$> 3 \times 10^{20}$
γ 射线	$10^{-12} \sim 10^{-11}$	$3 \times 10^{20} \sim 3 \times 10^{19}$
X射线	$10^{-11} \sim 10^{-8}$	$3 \times 10^{19} \sim 3 \times 10^{16}$
紫外线	$10^{-8} \sim 3.8 \times 10^{-7}$	$3 \times 10^{16} \sim 7.89 \times 10^{14}$
可见光	$3.8 \times 10^{-7} \sim 7.8 \times 10^{-7}$	$3.89 \times 10^{14} \sim 3.84 \times 10^{14}$
紫色光	$3.8 \times 10^{-7} \sim 4.3 \times 10^{-7}$	7.89×10^{14}
蓝色光	$4.3 \times 10^{-7} \sim 4.8 \times 10^{-7}$	
绿色光	$4.8 \times 10^{-7} \sim 5.3 \times 10^{-7}$	
黄色光	$5.3 \times 10^{-7} \sim 5.8 \times 10^{-7}$	
橘黄色光	$5.8 \times 10^{-7} \sim 6.2 \times 10^{-7}$	

(续)

电磁波名称	波长 /m	频率 /Hz
红色光	$6.2 \times 10^{-7} \sim 6.8 \times 10^{-7}$	
紫红色光	$6.8 \times 10^{-7} \sim 7.8 \times 10^{-7}$	
红外线	$7.8 \times 10^{-7} \sim 10^{-3}$	$3.84 \times 10^{14} \sim 3 \times 10^{11}$
中红外	$3 \times 10^{-6} \sim 5 \times 10^{-6}$	
长波红外	$8 \times 10^{-6} \sim 1.4 \times 10^{-5}$	
微波	$10^{-3} \sim 10^{-1}$	$3 \times 10^{11} \sim 3 \times 10^9$
无线电波	$> 10^{-1}$	$< 3 \times 10^9$

地球表面上的大气随着离开地面的距离按其特性(如温度、大气组成等)可分为五层:对流层(0km ~ 12km),平流层(12km ~ 50km),中间层(50km ~ 80km),电离层(80km ~ 500km),逸散层(500km ~ 750km)。影响人们生活以及红外光学应用主要是对流层,对流层的特点是气体密度大,且随高度的增加温度下降。

大气是由两部分气体组成。不变气体(N_2 、 O_2 、Ar、H、He等)和可变气体(H_2O 、 CO_2 、CO、 O_3 、 CH_4 等)。前者成分比例及含量基本上不随时间地点而变化,后者则随时间地点在变化,这两部分构成了大气的主要成分。除了这些气体成分外,大气中还包含有气溶胶,它是由半径为 $10^{-7} \text{ cm} \sim 10^{-5} \text{ cm}$ 的固体和液体颗粒分散在气体介质中所构成。

如果不考虑水蒸气,则上述构成大气主要成分在对流层中所占的比例如表 1-2 所列。

表 1-2 大气主要成分在对流层所占比例

成分	相对分子质量	体积比 /%	成分	相对分子质量	体积比 /%
N_2	28.013	78.084	Ne	20.178	0.0018
O_2	31.9988	20.9476	He	4.003	0.00052
Ar	39.948	0.934	CH_4	16.043	0.00018
CO_2	44.010	0.0322			

通常大气中总含有水蒸气,但在地球表面不同位置、不同的季节和不同的温度,水蒸气含量是变化的,而且含量相差很大。但高度在 14km 以上水蒸气含量的变化很小,大气中水蒸气含量随高度的变化可以由下式描述,即

$$P = P_0 e^{-\frac{h}{a}} \quad (1-1)$$

式中: P_0 为水平面上水蒸气压力; h 为高度; a 为经验系数, $a \approx 5 \times 10^3 \text{ m}$ 。

气溶胶是固体或液体颗粒受地球引力作用,它的浓度随高度按指数形式衰减,即

$$N = N_0 e^{-\frac{h}{b}} \quad (1-2)$$

式中: N_0 为水平面浓度; h 为高度; b 为经验系数。

水蒸气和气溶胶虽然在大气中含量不是很多,但它们对辐射电磁波在大气中的传输有较大的影响,因而必须要考虑。

辐射电磁波强度在大气中传输随传播的距离而衰减。引起辐射强度衰减的原因是大气(包括固定含量气体,不固定含量气体和气溶胶)对辐射电磁波有折射、吸收和散射。大

气的密度很小(约为 $1.3 \times 10^{-3} \text{g/cm}^3$),其折射指数和真空情况很接近,近似为 1,因而一般情况下不考虑折射造成的辐射电磁波强度的损失。

严格地计算大气对辐射电磁波的吸收是很复杂的,目前已经发展了一些半经验的计算大气吸收的方法。辐射电磁波在通过大气介质时辐射电磁波与构成大气的分子相互作用,大气分子中电子和核在相互作用力维持下,在其平衡位置附近作固有频率的振动。由于辐射的作用使分子发生极化,则分子在辐射电磁波作用下做强迫振动,振动频率和电磁波频率相同,振动的偶极子会产生次波辐射在大气中传播。如果大气密度、成分是均匀的,则只有在原来辐射传播方向上传播而在其他方向上由于次级波的相互干涉而抵消,因而在原电磁波方向上的传播是无衰减的。如果大气介质密度、组分不均匀,那么在其他方向上的次级波就不会由于发生干涉作用而相互抵消,即在其他方向也有电磁波的传播。根据能量守恒原理,在原电磁波传播方向上的能量将降低,因而出现了衰减。以上这种情况可以看做是大气分子对入射的辐射电磁波的散射而引起的衰减。

入射电磁波的频率接近或等于大气分子振动的固有频率时,这种振动的振幅因吸收电磁波能量将加强,因而电磁波的能量被吸收转化为分子的热能。对辐射电磁波的吸收引起了沿传播方向强度的衰减,显然这种对电磁波能量的吸收和原电磁波的频率有关。设 $q(\nu, x)$ 为大气中某一位置 x 处的辐射通量,那么在位置 x 附近经过 dx 距离由于衰减引起的辐射通量的变化为

$$dq(\nu, x) = -k(\nu, x)q(\nu, x)\rho dx \quad (1-3)$$

式中: ν 为波数; ρ 为 x 处大气密度; $k(\nu, x)$ 为单位质量消光系数,它是波数和位置的函数,严格地说对于不同组分(N_2 、 O_2 、 H_2O 等)和不同的物理过程(如吸收和散射) $k(\nu, x)$ 是不同的,但是总的消光系数是上述各种单个消光系数的线性叠加。如果大气介质是均匀的,即 $k(\nu, x)$ 与 x 无关,则式(1-3)求解可写为

$$q(\nu, x) = q_0(\nu)e^{-k(\nu)x} \quad (1-4)$$

式(1-4)为大气介质中辐射电磁波衰减所遵守的规律,称为波盖尔定律。

实验表明,大气对辐射电磁波吸收起主要作用的是 H_2O 、 CO_2 和 O_3 。大气中 CO_2 含量比较稳定, H_2O 的含量则随季节、天气和地点而变化。 O_3 在高层空间含量较为集中。图 1-1 表示大气典型的透射图谱。从图可以看出,在 $0.67\mu\text{m} \sim 1.1\mu\text{m}$, $1.2\mu\text{m} \sim 1.3\mu\text{m}$, $1.6\mu\text{m} \sim 1.75\mu\text{m}$, $2.1\mu\text{m} \sim 2.4\mu\text{m}$, $3.4\mu\text{m} \sim 4.2\mu\text{m}$, $4.4\mu\text{m} \sim 5.4\mu\text{m}$, $8\mu\text{m} \sim 14\mu\text{m}$ 波段有高的透过率,这就像大气对辐过电磁波的透过窗口称为大气窗口。常用的大气窗口为 $0.76\mu\text{m} \sim 1.1\mu\text{m}$, $3\mu\text{m} \sim 5\mu\text{m}$ 和 $8\mu\text{m} \sim 12\mu\text{m}$,这三个大气窗口均在红外波段,它们是近红外、中红外和远红外。

在非均匀大气中,大气的散射向各个方向发射的次级波不能因相互干涉而抵消,因而出现了沿原电磁波方向能量的衰减,这种情况是大气分子对辐射的散射。在大气中含有大量的气溶胶粒子,它会对入射辐射产生散射,散射光的强度是散射粒子尺寸、散射粒子的相对折射指数和入射辐射的波长的函数,可以用式(1-5)表示,由于散射作用辐射电磁波强度的衰减为

$$T = T_0 e^{-\alpha x} \quad (1-5)$$

式中: x 为经过的距离; α 为散射系数; T 为透过率。

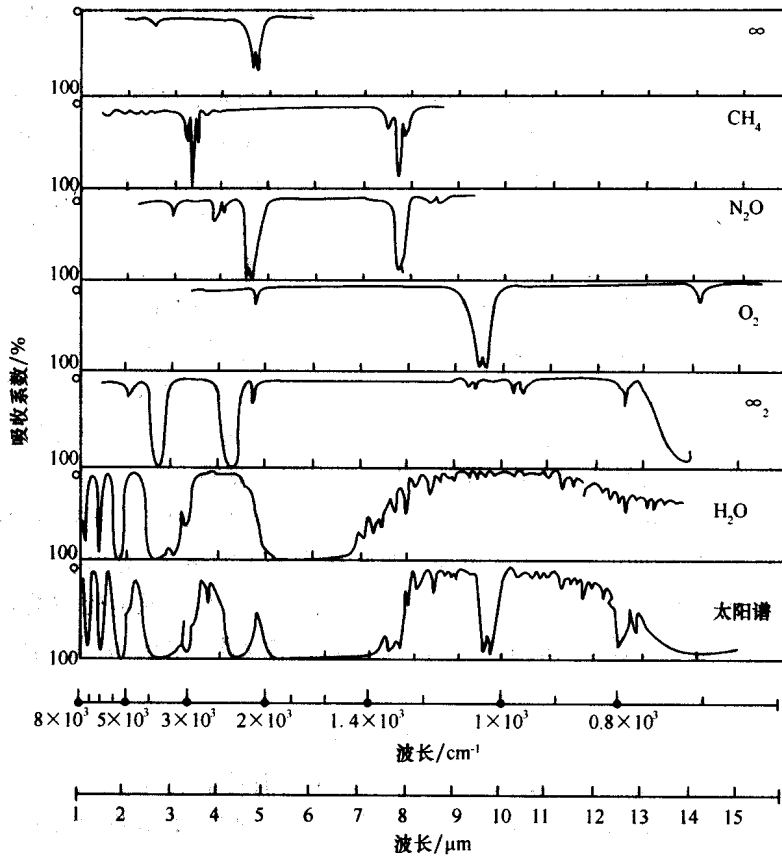


图 1-1 大气透射图谱

研究粒子散射和式(1-5)确定散射系数主要有以下几种方法。

(1) 瑞利散射: 当散射粒子半径 r 远远小于入射辐射波长 λ 时引起的散射称为瑞利散射, 由瑞利散射求得的总散射系数为

$$\alpha(\lambda) = \frac{8\pi^2 (n^2 - 1)^2}{3 N\lambda^4} \quad (1-6)$$

式中: n 为散射粒子相对折射指数; N 为散射粒子浓度; λ 为入射辐射的波长。

由式(1-6)看出 $\alpha(\lambda) \propto \frac{1}{\lambda^4}$, 因此对短波的散射要比对波长的散射更强一些, 由于波长 λ 是微米(μm)量级。因此, 瑞利散射主要是大气分子本身引起的散射, 对于近红外到远红外, 瑞利散射可以忽略不计。

(2) 米氏(Mie)散射: 对于散射粒子尺寸和入射辐射的波长相近的一般气溶胶粒子情况, 要用米氏散射理论。对不同的散射粒子尺寸分布, 由于米氏散射确定的散射系数 α 和吸收系数 β 为

$$\alpha = \pi \int_0^{\infty} Q_s n(r) r^2 dr \quad (1-7)$$

$$\beta = \pi \int_0^{\infty} Q_a n(r) r^2 dr \quad (1-8)$$

式中: Q_s 和 Q_a 为散射频率因子; $n(r)$ 为尺寸为 r 的散射粒子的折射指数。

(3) 无选择散射: 当散射粒子半径远远大于入射辐射波长时, 这时则发生反射和折射, 在宏观上仍是散射。这种对各种波长造成的散射是相同的, 因之称此为无选择散射。

1.3 黑体辐射 —— 普朗克辐射定律^[1]

自然界中处于一定温度下的任何物体都会向外辐射能量, 称为热辐射。物体辐射能量引起物体自身能量的不断损耗, 结果降低物体的温度, 但在热平衡情况下温度维持不变。因此物体在辐射能量的同时也在吸收能量, 这种辐射和吸收与波长有关。辐射能量用发射本领(或辐射出射度) e_λ 表示, 吸收能量用吸收本领 a_λ 表示, 它是吸收的能量与入射总能量之比。早在 18 世纪基尔霍夫就指出, 对于各种物体它的发射本领 e_λ 与吸收本领 a_λ 之比是相同的, 与物体的性质无关, 等于在相同温度下绝对黑体的发射本领。即

$$\frac{e_{\lambda 1}}{a_{\lambda 1}} = \frac{e_{\lambda 2}}{a_{\lambda 2}} = e_{\lambda 0} = f(\lambda, T) \quad (1-9)$$

式(1-9)称为基尔霍夫定律, $e_{\lambda 0}$ 是绝对黑体的发射本领, 它是波长和温度的函数。式(1-9)表明, 发射本领大的物体它的吸收本领也大, 如果物体对某一波长辐射不吸收, 那么它就不能在相同波长辐射能量。绝对黑体是指物体能够全部吸收投射到它上面的能量, 同时, 物体的吸收本领 $a_\lambda = 1$ 。对实际的物体吸收本领 $a_\lambda < 1$, 引入辐射发射率 $\epsilon_\lambda = e_\lambda / e_{\lambda 0}$ 。它是实际物体的发射本领与相同温度下绝对黑体发射本领之比, 根据 ϵ_λ 的不同把辐射体分为三类: ① 黑体 $\epsilon_\lambda = 1$; ② 灰体 $\epsilon_\lambda < 1$, 而且与波长无关; ③ 选择体 $\epsilon_\lambda < 1$, 它随波长而变。式(1-9)中的普适函数 $f(\lambda, T)$ 是黑体辐射波长和温度的函数。在历史上从经典物理基本理论出发推导出 f 的表达式, 就是著名的维恩公式 $f(\nu, T) = c_1 \nu^3 e^{-c_2/\nu T}$ (c_1 和 c_2 是常数) 和瑞利—金斯公式 $f(\nu, T) = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} kT$, 但他们的理论与实验上测得的黑体辐射光谱分布不一致。当时称为“物理学的灾难”。

图 1-2 表示了这两个理论计算的光谱分布与测量的黑体光谱分布的比较。

在 1900 年, 普朗克提出了量子理论概念, 普朗克假定黑体是由许许多多各自有固定振动频率的谐振子构成。每个谐振子发射的能量是不连续的, 它是某一个最小能量单位 $h\nu$ 的整倍数, 它吸收能量也是以 $h\nu$ 的整数倍进行。这样一个能量单元 $h\nu$ 称为量子, 普朗克在提出黑体辐射的量子假设后, 利用谐振子能量分布应该满足麦克斯韦—玻耳兹曼统计, 谐振子能量为 $nh\nu$ 的谐振子数为 $Ae^{(-nh\nu/kT)}$, 求得普适函数 f 表示如下:

$$f(\nu, T) = \frac{2\pi}{c^2} \frac{h\nu^3}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (1-10)$$

上式就是著名的普朗克公式, 如果用波长 λ 可表示如下:

$$f(\lambda, T) = 2hc^2\lambda^{-5} \frac{1}{e^{hc/kT\lambda} - 1} \quad (1-11)$$

普朗克公式计算的结果与实验结果完全相符。

图 1-3 是根据普朗克公式(1-11)计算的不同温度黑体的发射光谱曲线。对于式

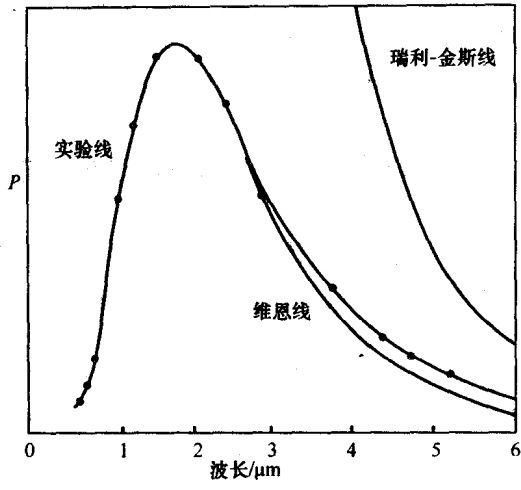


图 1-2 理论计算的光谱分布与测量的黑体光谱分布的比较

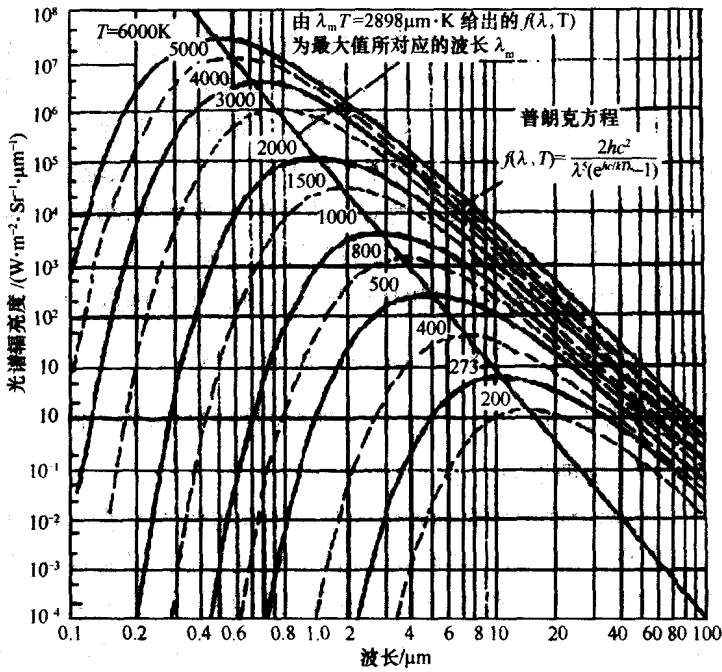


图 1-3 不同温度黑体的发射光谱曲线

(1-11) 波长从 $0 \sim \infty$ 进行积分可以求得

$$f(T) = \sigma T^4 \tag{1-12}$$

式(1-12)称为斯忒藩—玻耳兹曼定律,这里 $\sigma = 5.6696 \times 10^{-8} \text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K}^4)$ 。它表明黑体在单位时间从单位面积上辐射的总能量与温度的四次方成正比。

在式(1-11)中由 $\frac{df(\lambda, T)}{d\lambda} = 0$ 可以求出波长极大值 λ_{max} 与温度的关系,即

$$\lambda_{\text{max}} T = C \tag{1-13}$$

式(1-13)称为维恩位移定律。这里 $C = 2898 \mu\text{m} \cdot \text{K}$ 。

从图1-3的曲线以及斯忒藩—玻耳兹曼定律可以得出如下结论:①在每一个温度下发射光谱分布只有一个极大值;②温度越高其峰值波长 λ_{\max} 向短波方向移动;③任何两个不同温度的发射光谱曲线不能相交;④峰值波长 λ_{\max} 两边曲线下的面积(辐射的能量)之比约为1:3。对应于室温 $T = 300\text{K}$,则由式(1-13)计算 $\lambda_{\max} = 9.66\mu\text{m}$ 。对于自然界中的物体其辐射集中在红外波段。

1.4 波动方程和光学常数^[2,3]

光波在介质中的传播规律完全可以用求解麦克斯韦(Maxwell)方程组得到。根据电磁场理论,随时间变化的电场在它周围产生了随时间变化的磁场,而随时间变化的磁场又在它周围产生了随时间变化的电场,如此周期循环,形成了电磁波在空间的传播过程。从实用的角度,通常的观测点距辐射体距离较远,因此所遇到的大多为平行光,与平行光对应的电磁波是平面波。这一点从下面对麦克斯韦方程组的讨论中可以更加清楚地看到。麦克斯韦方程组微分形式可写为

$$\begin{cases} \nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \end{cases} \quad (1-14)$$

要求解以上方程还需要以下几个条件:

$$\begin{cases} \mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \\ \mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} \\ \mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \end{cases} \quad (1-15)$$

式(1-14)和式(1-15)的量有如下的意义: \mathbf{H} 为磁场强度, \mathbf{B} 为磁感应强度, \mathbf{E} 为电场强度, \mathbf{D} 为电位移矢量, \mathbf{J} 为电流密度, ρ 为空间自由电荷密度, σ 为介质电导率, $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$ 是介电常数, ϵ_0 为真空介电常数, ϵ_r 为相对介电常数, $\mu = \mu_0 \mu_r$ 是磁导率, μ_0 为真空磁导率, μ_r 为相对磁导率。

在理想介质中, $\sigma = 0$,因而 $\mathbf{J} = 0$ 。在理想介质中不存在自由电荷,所以 $\rho = 0$,同时介电常数 ϵ 和磁导率 μ 处处相等,而且是常数。我们所遇到的实际介质都是非磁性的,因而相对磁导率 $\mu_r = 1$,所以 $\mu = \mu_0$,那么式(1-14)可写为

$$\begin{cases} \nabla \times \mathbf{H} = \epsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \\ \nabla \cdot \mathbf{H} = 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \end{cases} \quad (1-16)$$

在矢量分析中有如下关系:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) \quad (1-17)$$

考虑到式(1-16)中的第四个方程,式(1-17)可写为

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -\nabla^2 \mathbf{E} \quad (1-18)$$

现在对式(1-16)中的第二个方程两边取旋度,得

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t}(\nabla \times \mathbf{H}) \quad (1-19)$$

把式(1-16)的第一个方程和式(1-18)代入到式(1-19)中得

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \mu_0 \epsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = 0 \quad (1-20)$$

该式是理想介质中无源波动方程。如果选取 z 轴为波的传播方向,那么,电磁波的电场矢量和磁场矢量位于和 z 轴相垂直的平面内,且相互垂直。波动方程式(1-20)的解可写为

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \sin \omega \left(t - \frac{z}{a} \right) \quad (1-21)$$

式中: $a = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon}}$, 很容易证明 a 就是电磁波在介质中的传播速度 v 。式(1-21)是理想介质中平面电磁波方程。习惯上式(1-21)常写成复数形式:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{i\omega(t - \frac{z}{v})} \quad (1-22)$$

定义 $k = \frac{\omega}{v}$ 为相位常数,是单位长度相位的变化; $\frac{\omega z}{v}$ 是在 z 处的相位。在讨论电磁波传播问题中常把相位常数称为波矢量(又称波数) $k = \frac{\omega}{v} \cdot \mathbf{k}_0$ 。这里 \mathbf{k}_0 是波传播方向的单位矢量。式(1-22)又可写为

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{i(\omega t - k \cdot r)} \quad (1-23)$$

波长 λ 为相位改变 2π 所走过的距离,即 $\lambda = \frac{2\pi}{k} = \frac{2\pi \cdot v}{\omega} = \frac{v}{f}$, f 是频率。

由式(1-23)看出,在理想介质中,平面波是以正弦波形式向前传播。传播速度为 v , 没有耗损。但实际的介质 $\sigma \neq 0$ 是一个有限值,这时 $\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}$ 。如果是平面波,把式(1-22)对时间求导数,得

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = i\omega \mathbf{E} \quad (1-24)$$

将式(1-24)代入式(1-14)第一方程,得

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\sigma}{i\omega} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \epsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \left(\epsilon - i \frac{\sigma}{\omega} \right) \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (1-25)$$

令 $\epsilon_k = \epsilon - i \frac{\sigma}{\omega}$, 称为复介电常数。式(1-25)可写为

$$\nabla \times \mathbf{H} = \epsilon_k \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (1-26)$$

用相同的方法可以得到类似式(1-14)的解为