

大气中的光传输理论

吴 健 编著
杨春平 刘建斌



北京邮电大学出版社
www.buptpress.com

大气中的光传输理论

吴 健 编著
杨春平 刘建斌

北京邮电大学出版社
·北 京·

内 容 简 介

本书从经典电磁场理论出发,系统地描述了光波在大气中传播的特性,并回顾了近数十年来各国科学家在该领域的研究动态。全书分为两大部分,前4章描述光通过大气中的分立粒子(如雾、雨滴等)时的传播特性,后4章描述光通过大气湍流的传播特性。书中还对大气的光学性质,特别是湍流的性质,作了概括的介绍。

本书可作为光学和电磁场传播专业的研究生教材,也可供有关专业的高年级大学生作为课外阅读材料。

图书在版编目(CIP)数据

大气中的光传输理论/吴健,杨春平,刘建斌编著. —北京:北京邮电大学出版社,2005

ISBN 7-5635-1112-1

I.大... II.①吴...②杨...③刘... III.空气—影响—光—传播—理论研究 IV.043

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2005)第 061788 号

出 版 者:北京邮电大学出版社(北京市海淀区西土城路 10 号) 邮编:100876

发行部电话:(010)62282185 (010)62283578(传真)

电子信箱:publish@bupt.edu.cn

经 销:各地新华书店

印 刷:北京通州皇家印刷厂

开 本:787 mm×1 092 mm 1/16

印 张:15.25

字 数:376 千字

印 数:3 000 册

版 次:2005 年 12 月第 1 版 2005 年 12 月第 1 次印刷

ISBN 7-5635-1112-1/TN·387

定价:23.00 元

·如有印装质量问题,请与北京邮电大学出版社发行部联系·

前 言

本书的前身是1988年出版的《随机介质中的光传播理论》^①,是作者在电子科技大学为研究生讲授“大气中的光传输基础”课程的基础上编写而成的。本书以大气介质中的光散射现象为主导,讨论光波波段的电磁辐射在大气中传播时的一系列现象。20多年前,由于激光器的长足发展,人们对激光在信息领域的应用的努力从未间断。但遇到的主要问题之一,就是如同激光这样的相干光在大气中的传播时,产生的诸多不利影响,这个问题促使了研究者需进一步地研究大气光学特性,到20世纪80年代初,可以说主要的现象和基本理论都已经搞清楚了,国外也陆续地有相应的著作出现^{②③}。当时我们正在从事大气中的激光通信的研究,涉及了较多的有关文献,同时又要为研究生开设相关课程,于是萌发了写书的念头。经过几年的努力,写成了《随机介质中的光传播理论》。其实该书只是阐述了大气中的问题,当时考虑到书中所描述的基本方法,可以应用到其他随机介质中去,才取了这样一个书名,另外也有想用这样一个书名以吸引更多的读者。事过境迁,20年后,感到当年的考虑是过于理想化,尽管同是随机介质(如海水,血液等),但在处理方法上是有很大不同的。这次重新修订把书名正名为《大气中的光传输理论》,以正确概括全书的内容。

全书共分8章。从经典电磁场理论出发,系统地描述了光波在大气介质中的传播特性,并回顾了近数十年来各国科学家在该领域的研究动态和主要成果。全书分两大部分,前4章描述光通过分立随机粒子传播的特性,后4章描述光通过大气湍流时的传播特性。书中还对主要的随机介质——大气的光学特性作了概括的介绍。这次修订中增加了Mie理论的一些计算实例,并介绍了国外在计算大气光学特性时所应用的主要软件。另外,在文字上也做了较多的调整和修饰。

本书没有讨论高功率激光的非线性传播理论,但并非这一议题不重要。在激光功率变得越来越强,需要传输的距离越来越长的今天,高功率密度的光波在传播时所引起的一系列新问题显然是学术界十分关心的问题。这里未能讨论它,一方面是因为这将使本书的篇幅增加一倍,实在不是研究生在一个学期内能够完成的学业;另一方面,作者在高功率传播方面并没有足够的研究工作(尽管也出版过一本译作^④),对其中的某些问题理解不深,即便讨论它,也只能是人云亦云。与其如此,还是不写为好,将此问题留待更有研究的专家们去展开。

① 吴健,乐时晓. 随机介质中的光传播理论. 成都:成都电讯工程学院出版社,1988。

② Strohbehn J W. Laser Beam Propagation in the Atmosphere. New York: Springer - Verlag, 1978。

③ 石丸 A. 随机介质中波的传播和散射. 黄润恒,等译. 北京:科学出版社,1986。

④ 吴健. 高功率激光的非线性传播. 成都:成都电讯工程学院出版社,1988。

光波在大气中的传播是大气光学的基本问题,因而是各种光波段的雷达、通信、制导、测距、遥感和天文以及高功率传输等工程应用的基础理论,也是自适应光学技术工作者们必须了解的内容。本书在写作中,侧重于命题的物理意义,尽可能简化复杂的数学处理,适合研究生、高年级大学生和工程研究人员阅读参考。

1960年世界上第一台激光器问世时,很多学者根据激光的特性推断,激光在通信、雷达、测距等领域有着巨大的应用潜力。一些先进国家纷纷投入人力、物力进行这方面的开发工作。更重要的是,当时由于光纤的质量差,每公里衰耗达数十分贝,因此大家对大气通信的兴趣十分浓厚。1968年,公开的杂志上报导了通信距离为30 km的激光大气通信整机。如果这一技术十分可靠的话,那么它必将取代微波中继通信。然而事与愿违,近几十年来,该项技术一直踏步不前,其中最棘手的问题之一就是大气的影响。目前,研究者们已经把这种不用光纤的光通信方式的应用对象瞄准了空间通信,希望能在卫星间通信的领域中获得立足之地。而原来曾被认为是没有希望的光纤通信,却一步一步地克服了重重困难,发展成了实用的系统,并彻底改变了通信领域的面貌。其发展势头之猛,甚至在2001年前后出现了生产过剩,光纤产业不得不另寻应用方向的局面。

但在雷达、制导等领域,激光器和其他光学手段却取得了极大的成功。美国在海湾战争中使用的高精密制导武器震惊了世界;单一功能的激光雷达-激光测距机已经是各国部队的常规装备,各种多功能的激光雷达系统也在紧锣密鼓地研制之中。激光-雷达除在军事上的应用外,在民用中也发挥着作用:监视大气污染程度、观察大气飘尘的去向、监测卫星运行状况等;被动的光学观察(包括红外观察)的应用范围就更为广泛,如卫星遥感、天文观测、森林火险监视、小区安全监视等等。

应用的需求,促使了对大气光学的研究工作的持续兴趣。特别是固体激光器和光学敏感器的迅猛发展,为光学工程应用提供了越来越多的可能性;自适应光学技术、相位共轭技术、相位闭合技术等克服湍流影响的技术不断地完善,也为光学工程应用提供了越来越多的技术手段,对大气中光传播的研究工作已越来越深入、越来越细化。

大气中光传播研究也还是学术界一直令人瞩目的问题,特别是部分相干性理论得到光学界的普遍认同后,科学家对部分相干光在大气中的性态极为关注。另外,也有不少研究者用非线性理论来研究光在湍流大气中传播时的间歇现象,并试图解释一些与现有理论不甚符合的其他实验现象。我们期待着这些研究能得到积极的结果,并有机会再版本书时,将它们包括进去。

杨春平先生修订了第4章,并撰写了介绍大气光传播计算软件的附录。刘建斌先生修订了第2章和第3章,增加了不少他本人计算的图表。本书还得到王艳平、曹青华两位女士在文字输入工作上的帮助,特此表示感谢。

吴 健

2005年1月

目 录

第1章 绪 论

1.1 内容与方法	1
1.2 辐射度量参数	2
1.3 比尔·朗伯定律	4
1.4 光的湍流效应	5

第2章 单粒子散射

2.1 单粒子散射的基本描述	7
2.1.1 散射幅度与象函数	7
2.1.2 散射截面与消光截面	8
2.1.3 消光截面与散射幅度函数	8
2.1.4 不透明障碍物的消光	10
2.1.5 幅度函数的偏振	10
2.2 球形粒子散射的经典理论——米耶理论	11
2.2.1 概 述	11
2.2.2 矢量波动方程的解	12
2.2.3 满足边界条件的解	13
2.2.4 散射幅度函数	16
2.2.5 结果的讨论	19
2.3 粒子散射的近似方法	24
2.3.1 范·德·哈尔斯特散射近似	24
2.3.2 瑞利散射	27
2.3.3 瑞利-德拜近似	29
2.3.4 散射幅度函数的积分近似	30

参 考 文 献

第3章 大气光传输中的单散射近似

3.1 单散射近似方法	33
3.1.1 单散射近似的物理基础	33
3.1.2 能见度和能见距离	35
3.2 大气中的微粒散射	37
3.2.1 气溶胶、霾	37

3.2.2 水汽凝集物(1)——雾、霭	39
3.2.3 水汽凝集物(2)——雨	43
3.3 大气气体分子对光传播的影响	43
3.3.1 大气成分和均质大气高度	43
3.3.2 分子吸收与大气窗口	45
3.3.3 单一谱线的吸收	46
3.3.4 谱带吸收模型	49
3.3.5 大气吸收概貌	51

参考文献

第4章 多次散射理论

4.1 统计参数	58
4.1.1 相干场与非相干场	58
4.1.2 相关函数的谱展开	59
4.1.3 双频互相干函数	60
4.1.4 相干带宽和相干时间	61
4.2 一阶多次散射理论	62
4.2.1 平行光的传播	62
4.2.2 脉冲辐射的传播	65
4.2.3 粒子运动的影响	67
4.3 输运理论	68
4.3.1 辐射亮度	68
4.3.2 辐射亮度的微分方程	70
4.3.3 辐射亮度的积分表示	73
4.3.4 小角度近似方程	74
4.3.5 比尔·朗伯定律的修正	76
4.3.6 太阳辐射在大气中的传输——二流近似	80
4.4 多次散射的解析方法	84
4.4.1 解析方法中的散射模型	84
4.4.2 福尔第-特威尔斯基方程	86
4.4.3 相干场与总通量密度	88
4.4.4 辐射亮度与相关函数	91
4.5 粒子的空间分布与时间分布	92
4.5.1 运动粒子的基本方程	92
4.5.2 小角度近似与平面波的解	95
4.5.3 随机粒子与双频互相干函数	98
4.5.4 平面脉冲波的传播	100

参考文献

第 5 章 随机场理论初步

5.1 随机场的数学描述	104
5.1.1 引言	104
5.1.2 统计矩与相关函数	105
5.1.3 均匀各向同性随机场	107
5.1.4 均匀各向同性随机场的谱展开	107
5.2 局部均匀各向同性随机场	112
5.2.1 增量平稳随机过程, 结构函数	112
5.2.2 结构函数的谱展开	114
5.2.3 局部均匀各向同性随机场	116
5.3 随机矢量场	118
5.3.1 相关函数的一般性质	118
5.3.2 随机矢量场的谱展开	120
5.3.3 随机管量场	121
5.3.4 随机势矢量场	123
5.4 空-时相关与谱函数	124
参 考 文 献	

第 6 章 大气湍流的形态

6.1 湍流中的速度场	127
6.1.1 湍流的发生	127
6.1.2 局部均匀各向同性湍流(柯尔莫哥洛夫理论)	130
6.1.3 速度场的谱表述	132
6.2 湍流中的温度场和折射率场	134
6.2.1 被动保守标量, 位温	134
6.2.2 温度场的随机特征	135
6.2.3 折射率场	138
6.2.4 大气湍流中的能量平衡	141
6.3 大气中 C_n^2 的性质	142
6.3.1 边界层湍流	143
6.3.2 自由大气中 C_n^2 的性质	147
参 考 文 献	

第 7 章 光在弱湍流中的传输

7.1 湍流介质中的麦克斯韦方程	151
7.1.1 波动方程的形式	151
7.1.2 平面波的微扰法解	153
7.2 统计均匀各向同性场中的解	155

7.2.1 对数幅度起伏与相位起伏	155
7.2.2 解的一般性质	158
7.3 平面波通过柯尔莫哥洛夫湍流	161
7.3.1 路径均匀的柯尔莫哥洛夫湍流($\sqrt{\lambda L} \ll l_0$)	161
7.3.2 路径均匀的柯尔莫哥洛夫湍流($\sqrt{\lambda L} \gg l_0$)	163
7.3.3 路径平缓变化的柯尔莫哥洛夫湍流	166
7.3.4 玻恩近似及里托夫近似的局限性	168
7.4 统计场的时域分析	169
7.4.1 通量密度的概率分布	170
7.4.2 通量密度的起伏频谱	174
7.5 球面波和束状波通过柯尔莫哥洛夫湍流	177
7.5.1 球面波和束状波的微扰解	177
7.5.2 通过湍流后的幅度与相位	178
7.5.3 对数幅度起伏的空间谱形式	181
7.5.4 柯尔莫哥洛夫湍流下的对数幅度起伏	182
7.5.5 束扩散与束漂移	184

参考文献

第8章 强湍流下的光传播

8.1 概述	187
8.2 马尔可夫近似	189
8.2.1 矩方程的一般方法	189
8.2.2 平均场方程	192
8.2.3 矩方程的谱描述	193
8.2.4 矩方程的主要结果	195
8.3 随机“透镜”假设	201
8.3.1 透镜假设的基本思想	201
8.3.2 相干长度与特征距离	205

参考文献

附录 大气辐射传输算法及实用软件简介

A.1 LOWTRAN 软件	210
A.1.1 LOWTRAN 发展历史	210
A.1.2 LOWTRAN 软件的主要功能	210
A.1.3 LOWTRAN 软件的结构	211
A.1.4 LOWTRAN 7 的特点	212
A.1.5 LOWTRAN 对光线几何路径的处理	213
A.1.6 LOWTRAN 7 对多次散射的处理	213
A.1.7 LOWTRAN 程序对大气透过率的计算	216

A.2	DISORT 软件	217
A.2.1	DISORT 软件简介	217
A.2.2	DISORT 的结构和主要功能	218
A.2.3	DISORT 的平面模式	219
A.2.4	DISORT 的球面模型	221
A.3	其他大气辐射软件简介	224
A.3.1	HITRAN 数据库与派生软件	224
A.3.2	PcIn Win 软件	225
A.3.3	MODTRAN 简介	227
A.4	LOWTRAN 与 DISORT 软件的比较	229

绪 论

第 1 章

1.1 内容与方法

本书主要研究光在大气中的传播问题,其中包括激光传播的一些特殊问题。从光传播的角度来看,大气是极不稳定的,它的温度、压力、密度、水汽含量等都在不停地变化和运动之中,包含在它中间的液态水、沙尘、气溶胶等也都处于不停地变化和运动状态。因此,我们将要遇到的大气是一个随机介质,所处理的问题是“波在随机介质中传播”,其特征是光的波长与随机介质的特征尺度相比通常要小很多。研究这些问题的重要性是很明显的,不妨引用美国华盛顿大学教授、IEEE 天线与传播学会教育委员会主席石丸(Ishimaru)于 1985 年 12 月发表在美国光学学会杂志上的一段话:“当前,在许多科学家和工程师中,对随机介质中波的传播和散射的兴趣不断的增长。这可能有两方面的原因。第一,是许多实际问题日益增长的需要,如光在大气中的传播、海洋中的声散射、电离闪烁、地球物理介质中的微波散射和遥感、波在合成材料中和波在星际空间中的传播等。第二,随机介质中的波是对理论工作者最富挑战性的问题,要求最新的数学知识和技巧。这样,随机介质中波传播和散射领域包括了最实际的问题,也包括了最现代的理论问题。”^①。石丸教授谈的是波的传播和散射问题,考虑到本书作者的研究领域,本书内容限仅于光波波段的传播和散射问题。诸如激光大气工程(如通信、制导、测距、雷达和高功率传输等)和大部分光学工程(如成像、遥感等)所遇到的都是传播问题,而讨论传播的基础是波的散射,因此,运用本书处理问题的方法和基础理论,能很容易地处理其他散射问题。

对于光通过大气的传播,可以分为 4 个基本方面:

- (1) 气体分子及气溶胶的吸收效应;
- (2) 通过混浊介质的传播;
- (3) 通过湍流介质的传播;
- (4) 强激光产生的非线性效应。

下面,对上述 4 个方面分别作一简介。

特定的分子对光具有特定的吸收光谱,这已经是普通的常识了,它也构成了物质光谱分析和激光遥感的基础。对吸收光谱的详细描述是原子物理学的任务,这里关心的是它们对

^① Ishimaru A. Wave Propagation and Scattering in Random Media. JOSA, 1985, 2(12): 2066~2069.

光传播造成的影响,如大气分子吸收在人类的生活中起着十分重要的作用:高层大气中的臭氧对紫外线的强烈吸收是使地球上的生物得以繁衍的重要条件; CO_2 气体对地球表面红外辐射的吸收起到了“温室”效应,使地球昼夜温差减小,有利于生物的生长等。

显然,经过吸收的光,其强度会有所减弱,它和分子、气溶胶粒子的散射一起,构成了消光的主要原因。在第 3 章中将对大气分子吸收的概貌作一描述,而详细的理论内容在其他课程中有介绍。气溶胶粒子的吸收可以在折射率虚部中表现出来,从而可以和散射问题一起处理。

对于激光而言,由于其高度单色性,除了一些激光波长正好落在某些分子的吸收谱线上外,其吸收效应是不重要的。但在吸收谱线上,光的能量损耗将大大增加,与谱线附近其他波长的激光形成明显对比。这一特点已被用于监测大气中特定气体的成分,在环境保护中有十分重要的意义。

从本质上看,上述的第(2)、(3)两个方面都是散射问题,但其效应是如此不同,如果试图用同一种方法处理,不会有任何的实际价值。它们的主要区别有两点。第一,所谓“混浊”介质,是指在大气中分立存在的微粒,如雨、雾、沙尘等,它们和周围大气的分界清楚,有明确的边界。而所谓“湍流”介质,是指大气本身的运动、温差、压力差、密度差等引起折射率改变的随机现象。散射体的折射率是渐变的,没有明显的边界。第二,“混浊”介质中粒子的折射率与周围大气有明显的区别,差值的量级为个位数,而“湍流”介质的散射体折射率差值的量级为 10^{-6} ;从它们的效应来看,混浊介质的影响主要表现在传播途径上光的能量损耗,它与吸收效应共同构成消光的主要原因,而湍流介质的影响则表现为接收平面上光辐射通量密度的起伏和相位起伏效应。

光波通过不同介质后的散射是本书的重点,本书将从麦克斯韦方程出发,分析不同介质中的散射情况。

本书的讨论仅限于线性领域,故不讨论强激光非线性效应,为此,线性叠加原理适用于各个章节。

1.2 辐射度量参数

辐射度量参数无疑是讨论传播问题时最重要的参数,现将辐射度量参数列于表 1.1。表中,各符号的下标 e 表示辐射度量之意,以区别光度学的参数。本书将一律采用辐射度量学的参数与符号,在不加说明的情况下,不区别光和辐射这两个名词,因此各符号在运用时都不加下标。

另外,为与电场强度的符号区别,本书不采用 E 表示辐照度,而用 I_e 表示。辐照度和辐射通量密度的量纲是一样的,在一般情况下都可以称它们为通量密度。在很多文献中,也被称之为光强(Intensity),但在某些场合下,“光强”容易与辐射强度混淆。本书不使用“光强”这一术语,在和其他文献对照阅读时,请注意其中的异同。在本书中,辐射强度则用 I_n 来表示,下标中增加一个 i 以表示辐射的意思。表 1.1 中的各物理量都是波长的函数,必要时用下标 λ 表示该量对波长的导数。

表 1.1 辐射度量参数的标准符号、量纲和单位

符 号	物 理 量	量 纲	通用单位
Q_e	辐射能	ML^2T^{-2}	J
W_e	辐射能量密度	$ML^{-1}T^{-2}$	$J \cdot m^{-3}$
Φ_e	辐射通量	ML^2T^{-3}	$W, J \cdot s^{-1}$
$(I_r)^*$	通量密度, 强度	MT^{-3}	$W \cdot m^{-2}$
M_e	辐射度	MT^{-3}	$W \cdot m^{-2}$
E_e	辐照度, 强度	MT^{-3}	$W \cdot m^{-2}$
$I_e(I_n)^*$	辐射强度	ML^2T^{-3}	$W \cdot sr^{-1}$
L_e	辐射亮度	MT^{-3}	$W \cdot m^{-2}sr^{-1}$

标有 * 号的括号内的符号为本书采用的参量符号。

辐射能 Q 是最基本的量, 其他各量都是由它派生出来的。

辐射能量密度定义为单位体积内的辐射能, 它描述辐射能的空间分布特性, 表示为

$$W = \frac{dQ}{dV} \quad (1.1)$$

式中, V 表示体积。

辐射通量定义为单位时间内流过的辐射能, 它描述辐射能的时间特性, 表示为

$$\Phi = \frac{dQ}{dt} \quad (1.2)$$

通量密度则是流过单位面积的辐射通量, 表示为

$$I_r = \frac{d\Phi}{dA} \quad (1.3)$$

式中, A 表示面积。

通量密度有两个意义。当它描述某一发出辐射的面时, 它表示该辐射面向外辐射通量的本领, 称为辐射度; 当它描述一个被辐射照明的面积时, 它表示单位面积上接收的辐射通量, 称为辐照度。对于空间中某一假想平面, 显然用通量密度这一术语有更为确切的含义。

辐射强度 I_n 描述了一个向空间发出辐射的点辐射源的辐射特性, 它定义为单位立体角内的辐射通量, 表示为

$$I_n = \frac{d\Phi}{d\omega} \quad (1.4)$$

式中, ω 表示立体角。辐射强度通常是辐射角的函数, 当点辐射源为各向同性辐射时, 它向外发出的总辐射通量是 $4\pi I_n$ 。

最后一个参量是辐射亮度, 它描述一个面辐射源的辐射情况。这个面可以是自发的辐射源, 也可以是其他辐射源的一个反射面。它定义为单位投影面积上单位立体角内的辐射通量, 表示为

$$L_\theta = \frac{d^2\Phi}{d\omega dA \cos \theta} \quad (1.5)$$

式中, θ 是辐射方向与辐射面元法线方向的夹角。

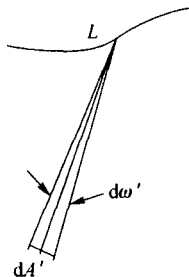
比较式(1.5)与式(1.4), 可以得到

$$L_{\theta} = \frac{dI_n}{dA \cos \theta} \quad (1.6)$$

或者写成

$$\frac{dI_n}{dA} = L_{\theta} \cos \theta \quad (1.7)$$

它说明,如果一个面辐射元足够的小,它的辐射强度与亮度之间的关系应满足式(1.7)。



亮度也应该是辐射角度的函数。对一个各向同性的辐射源, L_{θ} 在所有辐射角上是一个常数。通常称这样一个辐射源为 Lambert 辐射源。

对于辐射亮度,将在第 4 章还要讨论它的传播特性,这里,仅指出一个重要结论:一个扩展的面发光源在给定方向上的亮度,等于由它在垂直于该方向的表面上的照度除以它和此面积所对应的立体角,如图 1.1 所示。用公式表示就是

$$L_{\theta} = \frac{d^2 \Phi}{dA' d\omega'} = \frac{dE}{d\omega'} \quad (1.8)$$

图 1.1 亮度与照度的关系

在考虑大气散射光所产生的亮度时,式(1.8)十分重要,因为此时并没有一个发光面作为亮度计算的依据,必须根据观察面上的照度,通过式(1.8)计算视场内的亮度。

1.3 比尔·朗伯定律^①

光在吸收介质和混浊介质中传播时,在其传播途径上能量不断地衰耗。在线性范围内,对于平面波,传播途径损耗的能量与光通过的距离成正比,即

$$dI_r(\nu) = -I_r(\nu) \gamma(\nu, z) dz \quad (1.9)$$

式中, $I_r(\nu)$ 是入射到 dz 所在面上的通量密度,它是频率 ν 的函数; dz 是所考虑的微分距离; $\gamma(\nu, z)$ 是一个比例因子,称之为消光系数或衰减系数,通常是光频 ν 和距离 z 的函数。

从式(1.9)很容易解得光通过距离为 $z = z_1 - z_0$ 区段后的光通量密度表示式为

$$I_r(\nu) = I_{r_0}(\nu) e^{-\int_{z_0}^z \gamma(\nu, z) dz} \quad (1.10)$$

式中, $I_{r_0}(\nu)$ 表示在入射面 z_0 处的通量密度。指数中的 $\int_{z_0}^z \gamma(\nu, z) dz$ 称为光学厚度。如果介质是均匀的,光学厚度就是 $\gamma(\nu)z$,式(1.10)也就简化为

$$I_r(\nu) = I_{r_0}(\nu) e^{-\gamma(\nu)z} \quad (1.11)$$

通常把消光系数分为两部分,一部分描述介质的吸收特性,另一部分描述散射特性,总的消光特性则表现为该两部分之和:

$$\gamma(\nu) = \gamma_a(\nu) + \gamma_s(\nu) \quad (1.12)$$

式中, γ_a 和 γ_s 分别称为吸收系数和散射系数。请注意它们都是频率的函数。特别是 γ_a , 它

① 某些文献中,也称为布格尔(Bouguer)定律。

对频率有剧烈的变化。如果入射光不是单一频率,那么在计算光的总衰减时,需要在整个入射频谱上积分。

对于非平面波,通量密度的计算还需要考虑波型情况。例如,对点源球面波需考虑 $1/4\pi r^2$ 因子,这是读者十分熟悉的。

衰减系数 $\gamma(\nu)$ 在光传播问题上扮演着重要的角色。本书的重要任务之一就是要研究 $\gamma(\nu)$ 的特征及其与介质特性的关系。

1.4 光的湍流效应

19 世纪中期,一批称之为印象画派的法国画家已经认识到空气流动对物体形象的影响。在他们的作品中,形象不再具有明确的边界,而是一些似是而非的过渡,整个画面的色彩变化强烈,给人以一种明显的动感。他们的眼睛似乎是太敏锐了,以致他们的作品在很长的时期内遭到学院派画家的非议。其实,这种使形象模糊的现象在生活中并不少见,例如:电影艺术家们经常的表现手法之一,就是飞机起飞时的抖动形象;在灼热的公路路面上,人们也很容易看到那些跳动着的图像。造成这种艺术效果的大师就是大气湍流。

本书将在第 6 章讨论形成湍流的物理机制。本节只简要地介绍湍流对光传播影响的几种表现形式。从以往的知识可知,湍流介质中的散射体的折射率与周围介质相差很小,因此,当一束平面波射入湍流介质后,光波内各条光线几乎可以看作不改变传播方向,其传播的平均方向是不变的,但由于折射率的差异,不同光线之间的光程是有差别的。在射出湍流介质时,光波的波阵面不再是平面,而是一个随机面,如图 1.2 所示。湍流对光传播影响的本质就是改变了光波的原始波阵面。波阵面的改变可用相位起伏结构函数来描述,它定义为

$$D_s(\rho_1, \rho_2) = \langle [s(\rho_1) - s(\rho_2)]^2 \rangle \quad (1.13)$$

式中, ρ_1, ρ_2 分别表示观察平面上的两点, $s(\rho_1)$ 和 $s(\rho_2)$ 分别表示 ρ_1, ρ_2 点处复振幅的相位。式中角括号表示集合平均。相位结构函数是研究的主要参数之一,至于结构函数的物理意义及其在随机函数中的作用,将在第 5 章详细讨论。

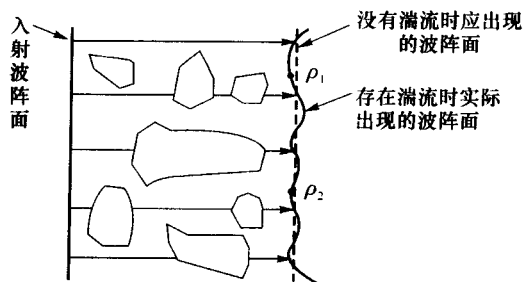


图 1.2 湍流介质对波阵面的影响

如果对于观察平面上的任意两点 ρ_1, ρ_2 , D_s 只取决于两点间的距离,也就是说, D_s 也可以写成以下形式:

$$D_s(\rho_1, \rho_2) = D_s(|\rho_1 - \rho_2|) = D_s(\rho) \quad (1.14)$$

则这时的相位起伏是统计均匀各向同性的。在此前提下,还可以用到达角起伏的概念来描述相位起伏。

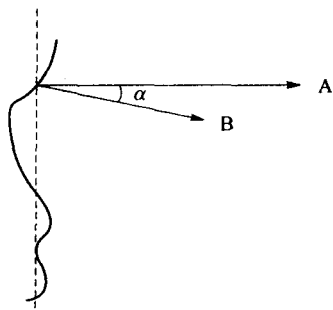


图 1.3 波阵面与到达角起伏

如图 1.3 所示,对于无畸变的平面波,设波阵面的法线方向为 A,波沿着 A 方向传播。当波面产生畸变后,波阵面上某一点的法线方向不再是 A,而是 B,方向 A 和方向 B 构成了一个差角 α 。显然,当两点之间的距离 ρ 足够小时,其相位差 Δs 可近似地写作 $\Delta s = k\rho\alpha$,等式中 k 为波数。因此,到达角起伏的均方值可定义为

$$\langle \alpha^2 \rangle = \frac{D_s(\rho)}{k^2 \rho^2} \quad (1.15)$$

注意,到达角是和光学系统紧密联系在一起的,到达角的起伏形象地描绘了光学系统的图像跳动和像面上光点的位移,因此,式(1.15)中的 ρ 常常取为接收光学系统的孔径。

湍流对光传播的另一个主要影响是在观察平面上产生光照度起伏。这是由于光程差和不均匀体衍射的共同作用。显然,由实验者观察到的通量密度也有起伏,很多文献上称这种起伏为“闪烁”。此名称来自对光照度起伏的早期研究,那时,光照度起伏效应的最重要的表现之一就是星光闪烁。描述这一现象的参数也许是光学发展史上定义得最混乱的一群参数。定义的方法也十分繁杂,各有千秋。本节将采用根据对数正态分布的特点而定义的一套参数,这套参数在目前的文献中是使用得最多的,它们是:

- (1) 通量密度起伏归一化标准方差 σ_I^2 ;
- (2) 对数幅度起伏方差 χ^2 ;
- (3) 对数通量密度起伏方差 σ^2 。

首先对 σ_I^2 作一简要介绍, χ^2 和 σ^2 在论述到湍流效应时再详细叙述。

在实验中无法直接测量光场,而直接能测到的是光通量密度。光通量密度起伏归一化标准方差和实验观察发生直接的联系,它定义为

$$\sigma_I^2 = \frac{\langle (I_r - \langle I_r \rangle)^2 \rangle}{\langle I_r \rangle^2} = \frac{\langle I_r^2 \rangle - \langle I_r \rangle^2}{\langle I_r^2 \rangle} \quad (1.16)$$

其意义很容易从定义式中看出,它是一个无量纲的数,标志了光通量密度偏离其均值的程度。

对于束状波,湍流的作用还会使光束偏离原来的传播方向,从而造成观察平面上光斑的随机漂移。由于散射体的衍射作用,光斑的直径也会扩大。在强湍流下,光斑还会分裂成多个随机斑点,不再保持原有的形状,这将在有关章节中详细论述这些效应。

从以上的叙述可以看到,湍流效应会严重影响光学系统的性能。在光学工程的设计考虑中,必须顾及湍流可能带来的性能退化,采取必要的措施克服它的影响。

2.1 单粒子散射的基本描述

2.1.1 散射幅度与象函数

设有一无限大平面波入射到一个散射粒子上,散射粒子的形状可以是任意的,其典型尺寸为 D 。现考察在某一距离 r 之外的观察点上观察到的散射场强情况。当 r 与 D^2/λ (λ 为入射波波长)可比拟或更小时,场强分布的情况十分复杂,就是所谓的“近场问题”,很不容易获得理论上的解,但当 $r \gg D^2/\lambda$ 时,则可以认为散射波面呈球面波特性,其散射幅度随观察角度的不同而不同。如果把原点选择在散射粒子上(由于条件 $r \gg D^2/\lambda$,原点在粒子内的哪一点并不重要),将入射波方向记作为 z 方向,则可以把观察到的散射幅度写为

$$E_1 = \hat{S}(\theta, \varphi) \frac{e^{-i(kr + \omega t)}}{ikr} E_0 \quad (2.1)$$

式中, $\hat{S}(\theta, \varphi)$ 称为该散射粒子的散射幅度函数。除了是 θ, φ 的函数外, $\hat{S}(\theta, \varphi)$ 通常还随着波长的变化而变化。符号 $\hat{}$ 表示复数。 E_0 是入射场, E_1 是所观察到的散射场, k 是波数。分母上的系数 ik 是为了以后推导的方便而加上的常数,它不影响公式的实质内容,但对所考虑的散射幅度函数 $\hat{S}(\theta, \varphi)$ 的数值会有影响。在某些文献中,系数采用 k 而不是 ik ,此时,与本书中的很多结论会有一个相移,请读者在阅读其他文献时注意。在公式中, $e^{i\omega t}$ 是相位随时间的变化项, ω 是所考虑的光波的角频率。另外假设散射过程不产生不同于入射光的新的光谱成分,即仅考虑线性散射而不考虑非线性散射。

在光学谱段中,人们总是对通量密度更感兴趣。可以按照对散射幅度同样的设想来构造散射辐射度的表达式

$$I_r = \frac{F(\theta, \varphi)}{k^2 r^2} I_{i0} \quad (2.2)$$

式中, $F(\theta, \varphi)$ 称为散射图像。比较式(2.1)和式(2.2),很容易得到

$$F(\theta, \varphi) = |\hat{S}(\theta, \varphi)|^2 \quad (2.3)$$

通常把函数 $F(\theta, \varphi) C^{-1} k^{-2} = p(\theta, \varphi)$ 称为象函数,其中的 C 是消光截面,其定义将在稍后给出。