



对流层 散射传播

张明高 著

<http://www.cnki.net>



电子工业出版社
PUBLISHING HOUSE OF ELECTRONICS INDUSTRY

国家科学技术学术著作出版基金资助出版
电子信息科技专著出版专项资金

对流层散射传播

张明高 著

電子工業出版社

Publishing House of Electronics Industry

北京 • BEIJING

内 容 简 介

本书全面总结了对流层散射的各种传播机理,提出了广义散射截面理论模型,并在此基础上系统地论述了对流层散射的各种传播特性及其改善途径,其中包括对流层散射传输损耗中值及其长期统计分布,对流层散射信道特性在时域、频域和空域的随机起伏、相关特性、谱特性,以及分集接收性能等。对于各种传播特性都给出了预测模式,同时提供了测量数据,其中对流层散射传输损耗统计预测方法,不仅在国内对流层散射通信工程中成功应用,还作为全球适用方法被国际无线电咨询委员会(CCIR)所采纳,替代了曾在国际上沿用20多年的美国NBS方法,并且形成CCIR617-1建议。全书共分7章,近30万字。

本书可供从事无线电通信技术研究、电子系统工程应用和无线电波传播研究的人员,以及高等院校无线电通信、电子系统工程和无线电物理等专业的师生阅读与使用。

未经许可,不得以任何方式复制或抄袭本书之部分或全部内容。
版权所有,侵权必究。

图书在版编目(CIP)数据

对流层散射传播/张明高著. — 北京:电子工业出版社,2004.10
ISBN 7-121-00382-1

I. 对… II. 张… III. 对流层散射通信 IV. TN926

中国版本图书馆CIP数据核字(2004)第096597号

责任编辑:周 琰 底 波 特约编辑:叶皓彤

印 刷 者:北京李史山胶印厂

出版发行:电子工业出版社

北京市海淀区万寿路173信箱 邮编100036

经 销:各地新华书店

开 本:787×1092 1/16 印张:11.25 字数:288千字

印 次:2004年10月第1次印刷

印 数:2000册 定价:29.00元

凡购买电子工业出版社的图书,如有缺损问题,请向购买书店调换。若书店售缺,请与本社发行部联系。联系电话:(010)68279077。质量投诉请发邮件至 zlt@phei.com.cn,盗版侵权举报请发邮件至 dbqq@phei.com.cn。

序

对流层散射传播是对流层散射通信的技术基础。利用对流层散射传播机理设计的对流层散射传输系统,可以实现超视距传输;同时具有适中的传输容量、传输性能和可靠度,以及特别强的抗核爆能力。散射传输系统的典型数据:传输速率大于 2Mb/s ,平均误码率小于 1×10^{-6} ,传输可靠度高达 $99\% \sim 99.99\%$,特别是不怕核爆炸和电离层骚扰。

散射传输距离不及短波传输,但其传输容量、传输质量和传输可靠度都远优于后者;散射传输容量不及微波接力传输,但其单跳传输距离远大于后者;散射传输容量和距离都不及卫星传输,但散射传输不易受别人监视,远比后者安全。所以,对流层散射传输系统因为有其特别属性,在多种多样的传输系统之中,特别是在各种无线传输系统之中,始终占据不可替代的特定位置。

我国在 20 世纪 50 年代开始对流层散射传播机理研究,60 年代开始研制和应用对流层散射通信系统。60 年代末到 70 年代初,本人在从事对流层散射传输系统研制中,曾经与张明高院士合作。具体地说,是根据他关于对流层散射传播理论的研究成果,进行对流层散射传输系统总体设计。

70 年代初,张明高院士对国内外对流层散射传播的理论研究和实验结果进行了全面的分析和总结,提出了广义散射截面理论模型;并在此理论基础上,对各种传播特性做了系统的模式研究,提出了一套比较完整的适于我国条件的传输损耗统计预测模式,其后,一直用于国内对流层散射通信系统设计;并且被 CCIR(国际无线电咨询委员会,现 ITU-R)采纳于 CCIR 238-3 报告(超视距无线电中继系统所需传播数据)之中。

80 年代,CCIR 颁布全球对流层散射数据库后,张明高院士据以进行了更为全面、深入的研究,从而提出了全球适用的对流层散射传输损耗统计预测方法,并得到世界各国同行专家公认,替代了国际上沿用 20 多年的美国 NBS(国家标准局)同类方法,形成了 CCIR 238-6 报告(地面超视距系统所需传播数据和预测方法),并且形成了 CCIR 617-1 建议(超视距无线电中继系统设计所需传播预测技术与数据)。

除了传输损耗统计预测外,本书还系统地论述了对流层散射信道在时域、频域和空域的相关性、功率谱、选择性衰落统计分布、衰落速率、衰落持续期、带通特性,以及分路信号相互独立和部分相关条件下的分集接收性能等,并建立了相应的预测和评估模式。所以,本书可以用于各种形式的传输体制设计,其中所用统计研究方法和若干结果也可以用于其他衰落信道。

本书理论阐述明晰,推导严谨;并在统一的广义散射理论模型下,对各种传播特性建立了实用化预测和评估模式,其中主要模式均有国内外测量数据支持,有的模式已成国际技术标准。所以说,本书是一部理论性和实用性都很强的学术专著。现在,本书在国家科学技术学术著作出版基金和电子信息科技专著出版专项资金的资助下得以正式出版,确实是一件幸事。相信,从事电波传播研究和无线电传输系统研制的科技人员和高校师生都可以从本书得到收益。

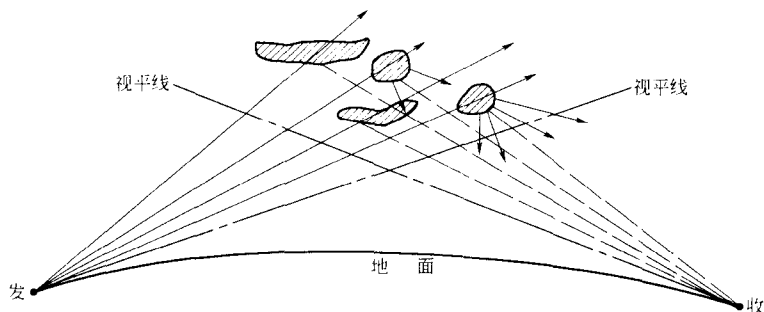
中国工程院院士 孙玉

2004 年 7 月

前言

地球大气层的最低层为对流层,它是无线电波传播的一种随机不均匀介质,其中分布着大量的不均匀体或称散射体,表现为大量的大大小小、形状各异并且或快或慢地运动变幻的空气旋涡、云团边际和某种渐变层结等,它们在温度、湿度和压强上与周围空气不同,从而在折射指数上与周围空气也有差异。因而,无线电波通过这种不均匀介质时,除沿途遭受折射外,还被不均匀体再次辐射。这种对流层不均匀体对无线电波的再辐射,即所谓对流层散射。

利用对流层散射,无线电波可做超视距传播,即传到远远超出视距的范围,如下图所示。其中,接收场强是收、发双方视平线上那部分双方都能“看见”(即有直达的无线电线)的区域中所有不均匀体的再辐射分量的叠加。



对流层散射传播示意图

对流层散射与超短波、微波超视距传播相联系。一方面,超短波、微波超视距传播既不能借助电离层反射(因为电离层对它们来说几乎是透明的),又不能借助沿地球表面的绕射(因为它们的球面绕射衰减随距离增长十分快),而只能靠对流层散射;另一方面,对流层散射传播也只能对超短波、微波超视距传播起主导作用,而对其他波段的散射能力十分微弱。在实用上,对流层散射系统常用频段为 $100\text{MHz}\sim 10\text{GHz}$ 。

对流层散射实用距离(单跳)一般为 300km 左右,最远的已超过 $1\,000\text{km}$ 。

对流层散射容许的传输带宽为数百千赫至几兆赫,可以传送语音、数据、电视等信号。

对流层散射系统的传播可靠度可达到 $99.9\%\sim 99.99\%$ 。

对流层散射传播已大量用于通信(主要是军事通信),也有人试图用其于大气结构探测等方面。在实用上,它有一系列突出优点。首先,它不怕核爆炸,只要这种爆炸不伤及对流层散射站本身,传播基本上不受影响。其次,它不怕太阳黑子、磁暴、极光和雷电等影响,传播信号虽有衰落,但较易采取有效措施,因而,实用系统传播可靠度一般很高。第三,传输容量较大,既可传送多达几十路甚至几百路的语音信号,又可传送高速数据,还可传送电视信号。第四,在一定程度上不怕高山、湖海和沙漠等自然障碍,因为电路长度一跳可达数百公里甚至上千公里,这类障碍较易逾越。第五,比较安全、保密,这种系统中间站较少,较易做到集中防卫,人为破坏比较困难,由于天线方向性通常很尖锐,窃听与干扰也较困难。第六,实用系统长期的后勤保障负担较轻,因为系统中间站一般不多。最后,如有必要,实用系统机动性也可以做得较

高。对流层散射的主要缺点,一是传输损耗较大,二是衰落较剧。为了补偿大的传输损耗,通常用大功率发射机、大天线和高灵敏度接收机。为减轻衰落,还需附加设备进行分集接收,这样,对流层散射系统的原始投资一般就会比较高。

对流层散射传播现象在 20 世纪 30 年代被发现。第二次世界大战期间,雷达技术的发展,大功率发射机、大天线和高灵敏度接收机的应用,人们较多、较经常地观察到这种现象。战后,人们出于两种迫在眉睫的需要,对对流层散射发生了兴趣。第一,有的国家要在北极圈建立远程预警网,需用高质量、高可靠度的多路通信系统进行数据传输和通信联络,若用电缆或微波视距系统,架设相当困难,甚或根本办不到;若用短波系统,性能又满足不了要求;而对流层散射则可望能多方面满足要求。第二,大功率发射机、大天线和高灵敏度接收机出现以后,对流层散射传播对某些系统有时产生严重的同波导干扰,有的电视站甚至曾因此被迫停止工作,因而,如何有效地抑制这种干扰也提到议事日程上。为此,从 1950 年起,许多国家先后开始研究对流层散射。

对流层散射约从 1955 年开始投入实用。其后,在北美、北大西洋、地中海沿岸、西太平洋和东南亚等地建成了大量的对流层散射通信系统。机动式对流层散射通信系统也得到了很大发展。

对流层散射传播的理论问题,一是传播机制问题,二是传播特性及其改善途径问题。前者涉及引起对流层散射传播的具体介质结构及其作用方式问题,后者包括传输损耗、衰落特性、传输畸变特性及改善传播特性的途径等问题。在传播机制方面,人们已做了大量工作,大体提出了三种可能的机理,其中有的理论已发展得比较完备,但整个理论尚欠统一。在传播特性方面,人们做了更大量的研究。现在,大部分气候区的传输损耗及衰落已能较有效地进行预测,但以往的预测方法过于复杂,而且预测精度欠佳。还有关于传输畸变及传播特性改善途径方面的许多问题也有待深入研究,以利于实用系统性能的不断改善。

我国自 1956 年以来,也在对流层散射传播方面做了大量的理论和实验研究。吕保维院士研究了湍流散射基本理论^[7]。有关研究部门在华北、华东和华中地区十几条电路上开展了一系列传播试验,取得了平原、山区和海上等多种地形和气候条件下的传输损耗、天线高度增益、地形和气象影响、慢衰落、快衰落及分集接收效果等多方面的大量数据。沙踪、熊皓和其他一些研究人员从理论上分别探讨了湍流散射传输损耗中值^[22]、湍流层反射理论^[13]及其他若干传播特性^[30~33,46,52]。而后,一批研究人员又结合工程实践,对传输损耗和慢衰落等与电路设计有关的若干问题做了进一步的理论研究,而且深入到系统体制设计问题^[41,55]。

有关对流层散射传播的文献已有不少,书也有一些,但多数流于一般性原理介绍,而在工程上无法应用;有些有一定实用意义,但涉及面又较狭窄,而且,不论原理介绍还是实用化研究结果,往往头绪纷纭,令人无所适从。由于对流层散射传播特性与气候气象和地形等条件关系很密切,国外的某些研究结果也不一定都适合我国情况。鉴于这些情况,作者首先在 20 世纪 70 年代根据以国内数据为主的试验结果和国内外理论研究结果,对对流层散射传播做了较为全面、系统的总结、研究,形成专著《对流层散射传播》原始版^[57],其中的对流层散射传输损耗统计预测方法,作为中国地区适用型方法纳入 CCIR(国际无线电咨询委员会)238-3 报告^[58]。20 世纪 80 年代,CCIR 颁布全球对流层散射数据库^[59]后,作者据以进行更加广泛的分析,进一步提出了全球适用型对流层散射传输损耗统计预测方法,此方法得到各国同行专家一致公认,从而替代了美国 NBS(国家标准局)同类方法,形成 CCIR 238-6 报告首要技术模式^[60],并且随后形成 CCIR 617-1 建议^[61]。本书综合反映了所有这些成果。

本书共分 7 章。第 1 章介绍对流层的有关特性。第 2 章先介绍对流层散射的三种机理, 然后进行综合分析, 提出广义散射理论模型。第 3 章从广义散射截面模型出发, 结合国内外实验数据, 论述对流层散射传输损耗中值, 其中包括基本传输损耗, 天线偏向损耗和口面介质耦合损耗, 同时讨论了最佳使用频率问题。第 4 章论述对流层散射信号慢衰落特性, 同时讨论了瞬时信号电平长期变化。第 5 章论述对流层散射信号的相关特性和谱特性, 包括角度相关、空间相关、频率相关、时间相关、频移谱、延迟谱和角度谱等。第 6 章论述自然信号(即无分集信号)在时间、频率和空间等域上的统计分布特性, 包括幅度、相位及其一、二阶导数的统计分布、衰落速率、衰落持续期及容许传输带宽等。最后, 第 7 章论述了分集合成信号的快衰落特性, 包括各种合成方式下合成信号电平的统计分布、衰落速率、衰落持续期及容许传输带宽, 其中既讨论了分集信号独立的情况, 也讨论了分集信号部分相关的情况。

作者希望本书能对无线电波传播研究人员和从事无线电工程的研究人员、技术人员及高校师生都有所裨益。

本书得到江长荫研究员、孙玉院士、李文铎研究员和童志鹏院士等许多专家的支持和关心, 所用国内试验数据凝结了长期工作于试验站的许多同志的心血, 作者在此一并致谢。

本书虽然酝酿时间长, 但由于作者水平有限, 事务又较繁忙, 遗误之处恐难避免, 望乞批评指正。

张明高

2004 年 7 月

目 录

第 1 章 对流层有关特性	(1)
1.1 对流层一般特性	(1)
1.2 对流层介电特性	(2)
1.3 关于大气折射	(7)
第 2 章 对流层散射传播机制	(8)
2.1 湍流非相干散射	(8)
2.1.1 接收场强	(8)
2.1.2 接收功率	(9)
2.1.3 散射截面理论模型	(11)
2.2 不规则层非相干反射	(12)
2.2.1 单层界面反射	(13)
2.2.2 反射系数 q	(15)
2.2.3 接收功率	(16)
2.3 稳定层相干反射	(19)
2.4 综合分析——广义散射理论模型	(22)
2.4.1 对流层散射场强一般形式	(23)
2.4.2 广义散射截面	(24)
第 3 章 对流层散射传输损耗	(26)
3.1 接收功率中值一般形式	(26)
3.2 基本传输损耗	(32)
3.2.1 主基本传输损耗	(33)
3.2.2 天线低架损耗	(33)
3.2.3 大气吸收损耗	(36)
3.3 天线偏向损耗	(37)
3.3.1 方位角偏移损耗	(38)
3.3.2 仰角偏移损耗	(39)
3.4 口面介质耦合损耗	(44)
3.5 传输损耗中值预测实用模式及其与实测数据的比较	(48)
3.5.1 中国方法	(48)
3.5.2 美国 NBS 方法	(49)
3.5.3 中国方法与美国方法和法国方法的比较	(50)
3.5.4 最坏月传输损耗中值预测	(51)
3.6 最佳使用频率	(52)
第 4 章 对流层散射信号慢衰落特性	(55)
4.1 慢衰落形式及其机制	(55)

4.2	慢衰落统计分布	(57)
4.3	慢衰落预测实用模式及其与实测数据的比较	(59)
4.4	瞬时信号电平长期变化	(63)
第5章	对流层散射信号相关特性及谱特性	(67)
5.1	引论	(67)
5.2	传输函数相关特性	(69)
5.2.1	传输函数相关特征及其一般形式	(69)
5.2.2	传输函数角度相关特性	(71)
5.2.3	传输函数空间相关特性	(73)
5.2.4	传输函数时间相关特性	(76)
5.2.5	传输函数频率相关特性	(77)
5.2.6	传输函数时频相关特性	(80)
5.3	传输幅度相关特性	(80)
5.3.1	传输幅度相关特性与传输函数相关特性的关系	(81)
5.3.2	传输幅度相关特性	(83)
5.4	对流层散射信号的谱特性	(94)
5.4.1	角度谱	(95)
5.4.2	频移谱	(98)
5.4.3	延迟谱	(99)
5.4.4	时频扩散函数	(101)
第6章	对流层散射信号统计分布特性	(103)
6.1	信号模型	(103)
6.2	信号幅度和相位的统计分布特性	(104)
6.2.1	瑞利矢量情况	(105)
6.2.2	广义瑞利矢量情况	(106)
6.2.3	瑞利矢量加反常随机矢量情况	(111)
6.2.4	综合情况	(112)
6.2.5	实验结果	(112)
6.3	幅度和相位的一、二阶导数的统计分布特性	(115)
6.3.1	幅度和相位的一阶导数的统计分布	(115)
6.3.2	相位的二阶导数的统计分布	(120)
6.4	起伏速率	(123)
6.4.1	衰落速率	(124)
6.4.2	相位起伏速率	(129)
6.4.3	相位导数起伏速率	(129)
6.5	衰落持续期	(129)
6.5.1	平均衰落持续期	(129)
6.5.2	衰落持续期统计分布	(131)
6.6	带通特性	(134)

第 7 章 分集接收信号统计分布特性	(140)
7.1 分集接收简述	(140)
7.2 合成信号统计分布	(143)
7.2.1 分路信号相互独立情况	(143)
7.2.2 分路信号部分相关情况	(149)
7.2.3 实测合成电平分布	(153)
7.3 合成信号衰落速率	(155)
7.4 合成信号平均衰落持续期	(158)
7.5 分集接收情况下的带通特性	(160)
参考文献	(165)

第 1 章 对流层有关特性

本章介绍与对流层散射传播有关的对流层的一些特性。

1.1 对流层一般特性

大气层通常分为三层,最上层是电离层,中间是平流层,最下层为对流层。对流层与其他二层的不同之处,一是含有大量的水汽,二是其温度平均说来随高度增加而下降。对流层顶即为温度平均说来不再随高度增加而下降之处,其高度,在地球两极为 8~10km,在温带为 10~12km,在热带为 16~18km,平均为 10~12km。

表征对流层特性的基本参数是温度、湿度和压力。

对流层主要靠地面间接加热。在太阳照射下,对流层几乎不吸热,主要是地面受热。地面受热后,通过地面热辐射和空气的对流,使对流层自下而上地依次加热。正因为这样,对流层温度平均说来随高度增加而下降。

对流层中的水汽靠地面上的水蒸发形成,因此,其湿度也随高度增加而下降,而且下降速度较快。

由于大气密度分布特点,大气压力也总是随高度增加而递减。

这些是对流层的平均状态。

在对流层,由于各部分空气受热不均匀,有着各种各样的运动,一方面,在地面对对流层间接加热过程中,空气垂直移动;另一方面,由于地面各部分受热不均,会发生水平环流。这种垂直运动和水平环流即形成大气的各种过程,造成对流层各种不同的状态。

在对流层中,有些气象条件导致逆温现象,即在一定的范围内,较高层的空气温度反而比较低层的高,不同程度的云层经常出现这种现象。而更为经常存在的是湍流运动。一般来说,与液体一样,气体的运动可以是片流,也可以是湍流。片流的特性是有规则的,一层相对于另一层,以一定速度运动。而湍流则极不规则,在任何时刻、任何空间点的速度都以随机方式在某平均值附近脉动,并且这种脉动的幅度与平均速度相比还不小。气体的运动究竟是片流还是湍流,可用所谓雷诺数 Re 来判断,它是一定体积内气体惯性力与其在此体积边界上所受粘滞力之比:

$$Re = \frac{\rho v_L L}{\eta} \quad (1.1)$$

式中, ρ 为气体密度, L 为所述体积的特征尺度, v_L 为所述体积的空气团运动速度变化值, η 为粘滞系数。如果 Re 小于某临界值 Re_0 , 空气的运动是片流; 而若 Re 大于 Re_0 , 则空气运动失去稳定性, 变成湍流。由于气体的粘滞系数较小, 因而空气经常做湍流运动。湍流运动发生和发展的过程大致是: 当尺度为 L 的空气团运动速度增加时, 雷诺数 Re 增大。若 Re 小于临界值 Re_0 , 此体积的个别部分所发生的速度起伏很快衰减。但只要 Re 超过 Re_0 , 则在此体积内的尺度为 $l < L$ 的任何部分所发生的速度的随机起伏不再衰减, 而是增长, 尺度为 L 的整个体积的运动变成涡旋形式。当运动速度继续增大, 以致与此涡旋运动相应的雷诺数 $Re = \rho v_l l / \eta$ (v_l 为第一级涡旋速度) 也大于 Re_0 时, 第一级涡旋又产生第二级尺度 $l' < l$ 的涡旋。此涡旋速度依

靠第一级涡旋运动的能量而增长,一直到运动因粘滞作用而达到稳定为止。稳定时, $Re = \rho v_0 l_0 / \eta < Re_0$, 其中 l_0 和 v_0 为稳定时的涡旋尺度和速度起伏。这就是说,在空气团主流的足够能量作用下,最大的涡旋变成较小的涡旋,较小的涡旋又变成更小的涡旋,一直到最小的涡旋,运动达到稳定为止。这样,在尺度为 L 的体积内就有很多的涡旋,其尺度分布在 $l_0 < l < L$ 内,其中 L 称湍流运动的外尺度, l_0 称湍流运动的内尺度。根据实验资料,外尺度和内尺度的量级分别为几十米和几毫米。在湍流运动过程中,较大尺度涡旋运动的能量几乎完全没有损耗地传给较小尺度的涡旋运动。这种传递一直进行到最小尺度 l_0 的涡旋运动,并在这里把动能转变成热能。在整个过程中,由于不可能有能量积累,所以从较大涡旋运动到较小涡旋运动的功率传递应是平稳过程,传递功率应为常数。根据这种能量关系,可以推知湍流运动尺度 l 与速度 v_l 间有确定的关系。尺度为 l 的涡旋具有的动能为

$$W_l = \frac{1}{2} \rho v_l^2 \quad (1.2)$$

其分解成更小的涡旋所经过的时间约为 l/v_l , 因而,其在单位时间内传给较小涡旋的能量即功率约为

$$S_l = W_l / (l/v_l) = \frac{1}{2} \rho v_l^3 / l \quad (1.3)$$

根据上述情况, $S_l = \text{常数}$, 因此

$$v_l = C l^{1/3} \quad (1.4)$$

其中 C 为常数。由此

$$\overline{v_l^2} = C_1 l^{2/3} \quad (1.5)$$

C_1 为常数。这就是所谓的柯尔莫哥洛夫 (Колмогоров) 的“三分之二次方定律”。此定律往往写成另一形式:

$$\overline{(v_1 - v_2)^2} = C_1 l^{2/3} \quad (1.6)$$

式中, v_1 和 v_2 为空间中相距 l 的两点 1 和 2 处的空气运动速度。

1.2 对流层介电特性

对流层的介电特性主要由其介电常数 ϵ 或相对介电常数 ϵ_r 或折射指数 $n = \sqrt{\epsilon_r}$ 表征。由于对流层折射指数仅比 1 大万分之三左右, 为方便计, 常常不用折射指数而用所谓的折射率 $N = 10^6(n-1)$, 其单位叫 N 单位。

由物理学可知,任一气体的折射指数均可表示为

$$n = 1 + \rho \left(A + \frac{B}{T} \right) \quad (1.7)$$

式中, ρ 为气体密度, T 为热力学温度, A 为与分子在外界场作用下的极化有关的常数, B 为分子的恒定偶极矩所确定的常数。考虑到气体的密度与分压力成正比, 而与热力学温度成反比, 此式也可变为

$$N = \frac{C p_p}{T} \left(A + \frac{B}{T} \right) \quad (1.8)$$

式中, p_p 为气体的分压力, C 为常数。组成干燥空气的各种气体没有恒定的偶极矩, 水汽分子有恒定的偶极矩。作为干燥空气和水汽的混合物, 对流层的折射率为

$$N = \frac{C}{T} A_d p_d + \frac{C e}{T} \left(A_w + \frac{B_w}{T} \right) \quad (1.9)$$

式中, A_d 为相应于干燥空气的常数, A_w 、 B_w 为相应于水汽的常数, p_d 为干燥空气压力, e 为水汽压力。实验证明, 对于干燥空气, $CA_d = 77.6 \text{ K/hPa}$; 对于水汽, CA_w 与 CA_d 一样, 而比值 B_w/A_d 为 4810。如此即得

$$N = \frac{77.6}{T} \left(p + \frac{4810e}{T} \right) \quad (1.10)$$

式中, $p = p_d + e$ 为总的大气压力。这说明, 对流层的介电特性取决于温度、湿度和压力, 当某部分的温度、湿度和压力发生变化时, 其介电性能也随着发生变化。

对电波传播来说, 折射率随高度 h 的变化梯度也是很重要的, 由 (1.10) 式可得

$$\frac{dN}{dh} = 77.6 \left[\frac{1}{T} \frac{dp}{dh} - \left(\frac{p}{T^2} + \frac{9620e}{T^3} \right) \frac{dT}{dh} + \frac{4810}{T^2} \frac{de}{dh} \right] \quad (1.11)$$

在此式中, 由于压力总随高度增加而减小, 并且其梯度与气象条件关系较小, 所以第一项几乎为常量, 而且总为负值; 而温度和湿度却受气象条件影响显著, 变动可较剧烈, 因此, 折射率梯度的变化主要由温度和湿度的梯度变化决定。

在标准条件下, 海面折射率 $N_0 = 318N$ 单位, 折射率梯度 $dN/dh \approx -40N$ 单位/km。

在 1km 以内的近地面范围, 折射率可以看成随高度增加而线性下降。而从总体上说, 倾向于指数律分布^[3]:

$$N(h) = N_0 \exp\{-h/h_0\} \quad (1.12)$$

式中, N_0 为海面折射率, h 为拔海高度, h_0 为标称高度。地面折射率 N_s 与 N_0 的关系为

$$N_s = N_0 \exp\{-h_s/h_0\} \quad (1.13)$$

式中, h_s 为地面海拔高度。

根据全球平均情况, $N_0 = 315N$ 单位, $h_0 = 7.35 \text{ km}$ 。根据我国平均情况^[4], $N_0 = 338.5N$ 单位, $h_0 = 7.12 \text{ km}$ 。全球平均折射率剖面如图 1.1 所示。

局部的折射率是随机变化的。

当逆温出现时, 关于 dN/dh 的表达式 (1.11) 的右边三项都将是负值。这时, 随着高度的增加, 折射率将比通常情况下降得更快, 从而形成一种尺度较大的逆温层。

在云层的边际和冷暖空气团的交接面等处, 温度、湿度和压力局部变化剧烈, 从而折射率也变化剧烈, 形成一系列锐变层。这类层状不均匀体强度不等, 形状、尺寸和取向等各式各样, 不断变幻, 并随气流不断移动。

在湍流运动中, 由于存在着经常性的温度、湿度和压力的局部起伏, 其中也相应地存在着折射率的经常性局部起伏, 从而形成又一类局部不均匀体。由于湍流运动的特点, 这类局部不均匀体可能是颗粒状的、大量的, 其尺度、强度各不相等, 不断随机变幻, 同时, 既随气流不断移动, 又类似于热分子运动那样向各个方向湍动。

对流层的局部不均匀性表现为如图 1.2 所示的折射率剖面的齿形波动。

下面介绍湍流运动过程中相对介电常数起伏 $\Delta\epsilon_r$ 的统计特性。

显然, 湍流运动中的相对介电常数起伏 $\Delta\epsilon_r$ 是一随机过程, 它既是时间的随机函数, 又是空间的随机函数。随机过程通常以相关函数表征。当湍流运动平稳时, $\Delta\epsilon_r$ 的相关函数与时间无关, 而只依赖于坐标:

$$B(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \overline{\Delta\epsilon_r(\mathbf{r}_1, t) \cdot \Delta\epsilon_r(\mathbf{r}_2, t)} \quad (1.14)$$

式中, $\mathbf{r}_1$ 和 $\mathbf{r}_2$ 为以空间某点为原点到任意两点的矢径, 表征两点的位置。当湍流运动统计均匀, 即各点统计平均特征相同时, $B(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ 只依赖于两点的矢径差 $\mathbf{r} = \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1$:

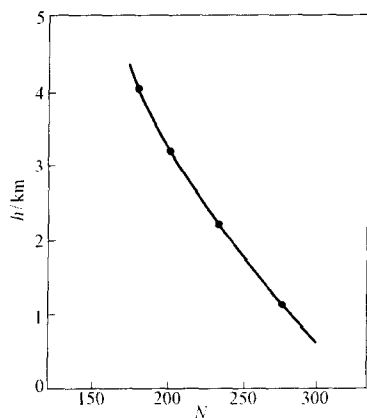


图 1.1 全球平均折射率剖面

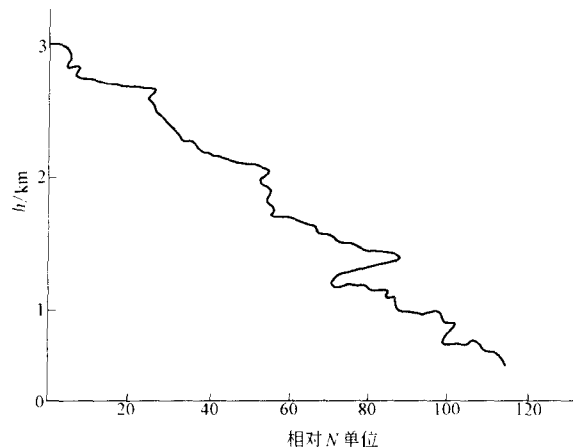


图 1.2 折射率剖面精细结构

$$B(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = B(r) \quad (1.15)$$

若湍流运动同时又各向同性, 相关函数更只依赖于两点的距离 $r = |\mathbf{r}| = |\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|$:

$$B(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = B(r) \quad (1.16)$$

使用相关函数的困难是必须先求平均值, 而平均值往往很难通过实验求得。因为在实际情况, 不同时间区段上的平均值是不一样的, 且平均值经常改变, 究竟在多大时间区段上取平均, 又如何判定平均值是否改变了, 这些都难以确定。为了克服这个困难, 可以用结构函数代替相关函数:

$$D(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \overline{[\Delta\epsilon_r(\mathbf{r}_1, t) - \Delta\epsilon_r(\mathbf{r}_2, t)]^2} \quad (1.17)$$

这里只涉及到 $\mathbf{r}_1$ 和 $\mathbf{r}_2$ 两点的起伏差, 当距离不太远时, 平均值将相互抵消, 从而不必再求平均值。当两点距离足够近, 湍流运动总可趋向于统计均匀时, $D(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ 只依赖于 $\mathbf{r} = \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1$:

$$D(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = D(r) \quad (1.18)$$

湍流运动同时局部各向同性时,

$$D(\mathbf{r}) = D(r) \quad (1.19)$$

结构函数与相关函数显然有如下关系:

$$D(r) = 2[B(0) - B(r)] \quad (1.20)$$

如同满足某些条件的函数可以通过频谱函数表示成傅里叶积分, 即可表示成无限多谐波分量之和, 相关函数 $B(r)$ 也可通过三维的所谓空间谱函数 $\Phi(\mathbf{K})$ 表示成无限多空间谐波分量之和:

$$B(r) = \iiint_{-\infty}^{\infty} \Phi(\mathbf{K}) \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}) d\mathbf{K} \quad (1.21)$$

式中, $K = |\mathbf{K}| = 2\pi/\Lambda$ 为空间波数, Λ 为空间波长。作为逆变换, 空间谱函数则为

$$\Phi(\mathbf{K}) = (2\pi)^{-3} \iiint_{-\infty}^{\infty} B(r) \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}) d\mathbf{r} \quad (1.22)$$

考虑到 $D(r)$ 与 $B(r)$ 之间的关系, 有

$$D(r) = 2 \iiint_{-\infty}^{\infty} [1 - \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r})] \Phi(\mathbf{K}) d\mathbf{K} \quad (1.23)$$

若湍流运动各向同性, 有

$$\begin{aligned}\Phi(K) &= (2\pi)^{-3} \int_0^\infty dr \int_0^\pi d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi B(r) \cos(Kr \cos\theta) r^2 \sin\theta \\ &= \frac{1}{2\pi^2 K} \int_0^\infty r B(r) \sin Kr dr\end{aligned}\quad (1.24)$$

相应地,

$$B(r) = \frac{4\pi}{r} \int_0^\infty K \Phi(K) \sin Kr dK \quad (1.25)$$

顺便指出,也有人单就湍流运动局部均匀各向同性情况引用一维空间谱函数:

$$F(K) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^\infty B(r) \cos Kr dr = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty B(r) \cos Kr dr \quad (1.26)$$

相应地,

$$B(r) = \int_{-\infty}^\infty F(K) \cos Kr dK = 2 \int_0^\infty F(K) \cos Kr dK \quad (1.27)$$

显然,三维空间谱 $\Phi(K)$ 与一维空间谱 $F(K)$ 间有如下关系:

$$\Phi(K) = -\frac{1}{2\pi K} \cdot \frac{dF(K)}{dK} \quad (1.28)$$

一维空间谱如图 1.3 所示。此图反映了涡旋的形成、发展和分解情况,其中, $\Lambda_0 = 2\pi/K_0$ 表示最大涡旋尺度, $\Lambda_s = 2\pi/K_s = L_s$ 表示最小涡旋尺度。空间谱涉及三个区:涡旋形成区、惯性区和逸散区。在涡旋形成区,在外力作用下,亦即在空气主流作用下,产生最大涡旋。在惯性区,巨大的涡旋依次变成较小的、更小的涡旋,并将能量依次传递,其间没有损耗。最后,在逸散区,尺度小于 L_s 的涡旋分裂了,能量转化为热能。图中的箭头表示了这种能量转化。此图还表明,空间谱的低频成分携带的能量最大,空间波长越短,谐波成分的能量越小。

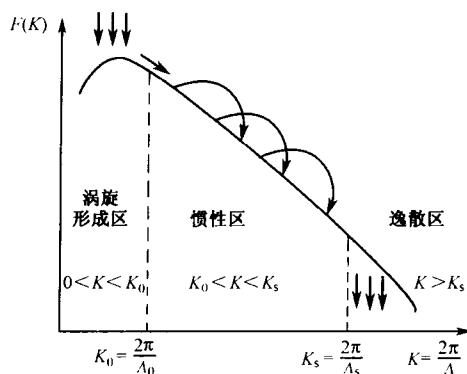


图 1.3 空间谱图形

现在介绍相关函数或结构函数及相应的空间谱函数的某些具体形式。

按布克(H. G. Booker)等人的假定,介电常数的起伏有如下相关函数:

$$B(r) = \overline{(\Delta\epsilon_r)^2} \exp(-r/r_0) \quad (1.29)$$

式中, r_0 表征不均匀体平均尺度。按(1.24)式,相应的谱函数为

$$\Phi(K) = \frac{\overline{(\Delta\epsilon_r)^2} r_0^3}{\pi^2 (1 + K^2 r_0^2)^2} \quad (1.30)$$

对超短波、微波超视距对流层散射传播来说,重要的是 $Kr_0 \gg 1$ 的情况,在此情况下,

$$\Phi(K) \approx \frac{(\overline{\Delta\epsilon_r})^2}{\pi^2 r_0} K^{-4} \quad (1.31)$$

奥布霍夫(A. M. Обухов)在柯尔莫哥洛夫理论的基础上进一步证明,介电常数的起伏也满足三分之二次方定律:

$$[\Delta\epsilon_r(\mathbf{r} + \mathbf{r}_0) - \Delta\epsilon_r(\mathbf{r}_0)]^2 = C^2 r^{2/3} \quad (l_0 \ll r \ll L) \quad (1.32)$$

式中, $C^2 = a \overline{(\Delta\epsilon_r)^2} L^{-2/3}$, a 为常数, l_0 、 L 为湍流运动的内、外尺度。此即所谓柯尔莫哥洛夫-奥布霍夫定律。按此,

$$D(r) = 8\pi \int_0^\infty \left(1 - \frac{\sin Kr}{Kr}\right) K^2 \Phi(K) dK = C^2 r^{2/3} \quad (1.33)$$

在此等式两边乘以 r , 再对 r 微分两次, 得

$$\frac{10}{9} C^2 r^{-1/3} = 8\pi \int_0^\infty K^3 \Phi(K) \sin Kr dK \quad (1.34)$$

通过傅里叶逆变换得

$$\begin{aligned} \Phi(K) &= \frac{5C^2}{18\pi^2} K^{-3} \int_0^\infty r^{-1/3} \sin Kr dr = \frac{\Gamma\left(\frac{8}{3}\right) \sin \frac{\pi}{3}}{4\pi^2} C^2 K^{-11/3} \\ &= 0.033 C^2 K^{-11/3} \end{aligned} \quad (1.35)$$

按维拉尔斯-韦斯科普夫(Villars-Weisskopf)湍流理论

$$D(r) = C_1 \rho^2 \xi^{4/3} r^{4/3} \quad (1.36)$$

式中, C_1 为常数, ρ 为气体密度, ξ 为能量耗散率。相应地,

$$\Phi(K) = C_1 \rho^2 \xi^{4/3} K^{-13/3} \quad (1.37)$$

诺顿(Norton)通过实验证实:

$$B(r) = \frac{(\overline{\Delta\epsilon_r})^2}{2^{v-1} \Gamma(v)} \left(\frac{r}{r_0}\right)^v K_v\left(\frac{r}{r_0}\right) \quad (1.38)$$

式中, $K_v(x)$ 为 v 阶麦克唐纳函数, v 为常数, r_0 表征不均匀体平均尺度。由于湍流运动各向异性的关系, r_0 有如下形式:

$$\frac{1}{r_0^2} = \frac{\cos^2 \phi}{r_v^2} + \left(\frac{\cos^2 \gamma}{r_p^2} + \frac{\sin^2 \gamma}{r_n^2}\right) \sin^2 \phi \quad (1.39)$$

式中, r_p 为不均匀体在风速方向的有效尺度, r_n 和 r_v 为不均匀体在与风速方向垂直的另外两个方向上的有效尺度。如取风速方向的单位矢量为 $\mathbf{a}$, 另外两方向上的单位矢量为 $\mathbf{b}$ 和 $\mathbf{c}$, 则 ϕ 为 $\mathbf{r}$ 与 $\mathbf{c}$ 的夹角, γ 为 $\mathbf{r}$ 在 $\mathbf{a}$ 、 $\mathbf{b}$ 所共平面上的投影与 $\mathbf{a}$ 的夹角。相应的谱函数为

$$\Phi(\mathbf{K}) = \frac{\Gamma\left(v + \frac{3}{2}\right)}{\pi^{3/2} \Gamma(v)} \frac{(\overline{\Delta\epsilon_r})^2 r_p r_n r_v}{[1 + (Kr_k)^2]^{-(v+3/2)}} \quad (1.40)$$

式中,

$$r_k = \sqrt{(r_p \sin \phi_k \cos \gamma_k)^2 + (r_n \sin \phi_k \sin \gamma_k)^2 + (r_v \cos \phi_k)^2} \quad (1.41)$$

r_k 为不均匀体在 $\mathbf{K}$ 方向上的有效尺度, ϕ_k 为 $\mathbf{K}$ 与 $\mathbf{c}$ 的夹角, γ_k 为 $\mathbf{K}$ 在 $\mathbf{a}$ 、 $\mathbf{b}$ 所共平面上的投影与 $\mathbf{a}$ 的夹角。当 $Kr_k \gg 1$ 时,

$$\Phi(\mathbf{K}) \approx \frac{\Gamma(v+3/2)}{\pi^{3/2} \Gamma(v)} \cdot \frac{(\overline{\Delta\epsilon_r})^2 r_p r_n r_v}{r_k^{2v+3}} \cdot K^{-(2v+3)} \quad (1.42)$$

可以看出, (1.42) 式为空间谱的一般形式。