

国内图书分类号: TN011

密级: 公开

国际图书分类号: 621.38

西南交通大学 研究生学位论文

基于抛物方程的复杂气象环境 电磁建模及仿真研究

年 级 二〇一〇级

姓 名 盛楠

申请学位级别 博士

专 业 电磁场与微波技术

指 导 老 师 廖成 教授

二〇一五 年 五 月

Classified Index: TN011

U.D.C:621.38



Southwest Jiaotong University
Doctor Degree Dissertation

**MODELING AND SIMULATION OF
COMPLEX METEOROLOGICAL
ENVIRONMENTS BASED ON PARABOLIC
EQUATION**

Grade: 2010

Candidate: Sheng nan

Academic Degree Applied for : Ph. D

Speciality: Electromagnetic Field
and Microwave Technology

Supervisor: Prof. Liao Cheng

May 18, 2015

西南交通大学

学位论文版权使用授权书

本学位论文作者完全了解学校有关保留、使用学位论文的规定，同意学校保留并向国家有关部门或机构送交论文的复印件和电子版，允许论文被查阅和借阅。本人授权西南交通大学可以将本论文的全部或部分内容编入有关数据库进行检索，可以采用影印、缩印或扫描等复印手段保存和汇编本学位论文。

本学位论文属于

1. 保密□，在 年解密后适用本授权书；
2. 不保密☒，使用本授权书。

（请在以上方框内打“√”）

学位论文作者签名：盛楠

指导老师签名：陈明

日期：2015.5.26

日期：2015.5.26

西南交通大学博士学位论文创新性声明

本人郑重声明：所呈交的学位论文，是在导师指导下独立进行研究工作所得的成果。除文中已经注明引用的内容外，本论文不包含任何其他个人或集体已经发表或撰写过的研究成果。对本文的研究做出贡献的个人和集体，均已在文中作了明确的说明。本人完全意识到本声明的法律结果由本人承担。

本学位论文的主要创新点如下：

1、基于宽角抛物方程的毫米波大气吸收衰减研究。提出了利用抛物方程预测毫米波大气吸收衰减的方法。该方法结合大气复折射率模型，可根据计算空间的大气压强、温度和湿度，得到任一频率的毫米波在传播路径上的大气吸收衰减，并且能够同时考虑电波传播的多径效应，可以为毫米波系统的设计提供重要参考依据。（第2章，第2.2节）

2、降雾和沙尘暴环境的抛物方程建模方法。提出了利用抛物方程模型计算毫米波在降雾和沙尘暴环境中的衰减特性，该模型可同时体现每个步进上的气象环境衰减、大气吸收衰减和电波传播的多径效应，且迭代步进几乎不受电磁波波长的限制，在大尺度空间的电波传播问题中具有计算精度好、计算效率高的优点，该研究为快速准确地预测复杂地理环境及特殊气象条件中的电波传播特性提供了一种有效的预测方法。（第3章3.3，3.4节，第4章4.2，4.3节）

3、基于抛物方程的雨介质电磁建模及仿真研究。基于混合媒质的等效电磁参数模型，提出了计算雨衰减的抛物方程方法，该方法考虑了雨滴的分布、形状、尺寸、温度以及电磁波频率、极化方式等因素的影响，其计算精度与ITU-R模型可比拟，但同时能够体现电波传播的其他效应，如地表的反射，障碍物的绕射等，可快速得到公里级大区域复杂环境中的电波传播特性。（第5章5.2，5.3节）

4、电磁脉冲传播的快速计算研究。利用频域抛物方程计算带宽内单频点的电磁场，再通过傅里叶逆变换得到接收点的脉冲信号。提出了实现该过程的OpenMP并行计算方案，将不同频率点分配到不同的线程进行计算，通过充分利用计算机资源进一步提高了计算效率，为电磁脉冲传播问题提供了快速高效的模拟方法。（第6章6.2，6.3节）

学位论文作者签名：盛楠

日期：2015-5-26

摘 要

毫米波技术已广泛应用于通信、雷达、制导、遥感等军用和民用各领域之中。但由于其波长较短,毫米波在对流层传播时容易受到气象环境的影响,产生的传播衰减主要包括大气气体吸收、降雨、降雾衰减和沙尘暴衰减。且当出现降雨、降雾或沙尘暴等恶劣天气现象时,由大气吸收和恶劣环境共同作用产生的传播衰减较为严重,从而影响毫米波系统的工作性能。因此研究毫米波在对流层复杂气象环境中的传播具有重要意义。

在现有的对流层电波传播模型中,抛物方程法本身就体现了电波传播的折射和绕射效应,能同时描述复杂地表环境和复杂媒质因素的变化情况,特别是采用分步傅里叶变换算法后,可以快速得到公里级大区域的电磁数据,因此在对流层电波传播问题中得到了广泛的应用和研究。本文的研究围绕着抛物方程的复杂气象环境电磁建模展开,研究了雨、雾及沙尘暴媒质的等效介电常数,并基于这些等效介电常数,形成了以抛物方程为核心的大区域复杂地理和气象环境的电波传播模型,为毫米波传播特性的研究和发展提供理论依据和研究思路,本文的主要研究工作如下:

第一,详细介绍了抛物方程的基本原理,分步傅里叶变换算法的计算流程,以及不规则地形和粗糙海面的建模方法。在此基础上,提出了求解毫米波大气吸收衰减的抛物方程方法。根据大气压强、温度和湿度三个气象参数,利用大气复折射率模型计算每个步进上的大气折射率,将其引入到抛物方程的折射项,就可以实现利用抛物方程法分析传播路径上的大气吸收衰减。同时,应用该模型研究了毫米波在海面环境中的传播问题。

第二,本文将传播路径上的恶劣气象环境等效为填充颗粒(雨滴、雾滴和沙粒)与空气形成的混合物,根据介质的极化理论,研究了混合媒质等效介电常数的求解方法,该方法中不但考虑了气象环境的物理特性,如形状、大小、温度、分布情况等,同时也考虑了退极化场对粒子内部场和外部场的影响。应用上述方法计算了沙尘暴环境的等效介电常数,分析了其随温度、能见度及电磁波频率的变化规律。利用得到的等效介电常数,提出了计算毫米波沙尘暴衰减的抛物方程方法,应用该方法研究了毫米波在均匀分布和非均匀分布的沙尘暴环境中的传播问题。

第三,研究了降雾环境中毫米波波传播的抛物方程模型,将抛物方程用于复杂环境中毫米波雾衰减的计算,采用 Rayleigh 模型对其计算精度进行了验证,并分析了粗糙海面环境、不规则地形环境中的毫米波雾衰减。针对海雾与大气波导同时存在的情况,研究了海雾与悬空波导混合环境中的毫米波传播特性,结果表明抛物方程方法能够同时体现毫米波传播的波导效应以及雾衰减特性。

第四,将雨介质等效为球形小雨滴和椭球形大雨滴与空气形成的各向异性媒质,

本文对雨介质的电磁建模技术展开了研究，提出的雨介质等效介电常数模型考虑了降雨强度、雨滴的大小、分布、温度、形状以及电磁波的频率和极化方式的影响，并讨论了雨滴在电磁波作用下辐射能量的影响。基于雨介质的等效介电常数，首次提出了利用抛物方程方法研究复杂环境中的毫米波雨衰减特性，其计算精度与 ITU-R 模型可比拟，而且同时体现了毫米波传播的多径效应。同时，基于以上研究成果，构建了以抛物方程模型为核心的电波传播模型，该模型包含不规则地形、粗糙海面等复杂地理结构以及降雨、降雾、沙尘暴、大气波导等多种气象环境，适用于大区域多种地理和气象环境中电波传播问题的求解，在实际工程应用中具有较大的参考价值。

第五，研究了适用于电磁脉冲传播问题的抛物方程方法。本文利用频域抛物方程计算带宽内单频点的电磁场，忽略非频带内频点的影响，从而提高了计算效率，再通过 Fourier 逆变换得到接收点的脉冲信号。讨论了 Fourier 变换尺度的选择方法，同时提出了基于 OpenMP 的并行计算方案，通过充分利用计算机资源进一步提高了计算效率，最后分析了复杂地表环境中的脉冲信号传播衰减。

关键词：抛物方程；电波传播；复杂环境；等效介电常数；毫米波衰减；大气吸收

Abstract

Millimeter wave technology has been widely used in various fields of defense and civilian, such as communication, radar, guidance, remote sensing, etc. But because of its shorter wavelength, the propagation characteristics of millimeter wave will be easily affected by meteorology environments as it propagates in the troposphere. The effects mainly due to the absorption of atmospheric molecules, raindrops, fogdrops and sandstorm. If there is bad weather such as rain, fog or dust storm, the propagation attenuation caused by atmospheric and bad weather will become serious, which may affect the performance of millimeter wave systems in most cases. So study of the propagation characteristics of millimeter wave in complex meteorology environments is of great significance.

Among the present models of tropospheric radio propagation, parabolic equation (PE) method is not only able to take account of wave refraction and diffraction, but also to deal with irregular terrain and complex atmosphere structures synchronously. Furthermore it may obtain electromagnetic data of large area (kilometer level) quickly as solved by the split-step Fourier transform (SSFT) algorithm. Accordingly, the PE method has been extensively used to predict the radio wave propagation in troposphere. This paper is mainly focused on the modeling of complex meteorology environments based on the PE method and investigates the effective permittivities of rain medium, fog medium and sandstorm. Based on these effective permittivities, a wave propagation model of the PE method is proposed for the use of long-range radio wave propagation with complex geographical and meteorology conditions and it should provide some new ideas for the development of propagation characteristics of millimeter wave. The main works in this paper are as follows:

Firstly, the PE method and its SSFT algorithm are introduced. The models of irregular terrain and rough sea surface are set up, respectively. On this basis, a parabolic equation method for calculating the atmospheric attenuation of millimeter wave is proposed. According to the atmosphere pressure, temperature and humidity, complex refractive index model of atmospheric is employed to calculate the refractive index of each step. Revising the refraction term using the refractive index, the atmospheric attenuation along propagation path may be analyzed by PE method. At last the method has been used to model millimeter wave propagation over the rough sea surface with islands.

Secondly, the meteorology environments along propagation path such as rain, fog or

sandstorm are treated as a mixture comprising of drops and atmospheric. According to polarization theory of dielectrics, this dissertation has studied the model of effective permittivity for mix medium, which is able to take into account physical characteristics of meteorology environments, such as shape, size, temperature, distribution and so on, as well as the effects of depolarization field on particles. The model has been applied to calculate the effective permittivity of sandstorm medium. The relations between the effective permittivity and temperature, visibility, electromagnetic frequency have been given, respectively. Using the effective permittivity, the PE method for calculating sandstorm attenuation of millimeter wave is proposed, and the method has been employed to study the propagation characteristics of millimeter wave in duststorm environment with uniform and non-uniform distribution.

Thirdly, the PE method for radio propagation in fog medium has been studied. The PE method is employed to estimate fog attenuation of millimeter wave in complex environments, which has been verified by the Rayleigh approximation and an empirical formula. The fog attenuation with irregular terrain and rough sea surface has been analyzed, respectively. For the case of advection fog and atmospheric duct exist together, the propagation characteristics of millimeter wave in mixed environments formed with advection fog and elevated duct have also been investigated. The results demonstrated that the PE model should be able to simultaneously take into account the atmospheric duct propagation phenomena and fog attenuation of millimeter wave.

Fourthly, rain medium is treated as an anisotropy mixture comprising of spherical and ellipsoidal raindrops with different sizes in atmosphere. Taking into account the effects of rain rate, size, distribution, temperature, shape of the rain drops and frequency, polarization of radiowaves on the dielectric property, an analytical formula for the effective permittivity of the rain medium is introduced. And the effects of raindrops reradiation are discussed as their dimensions become comparable to the wavelength. Based on the effective permittivity, the PE model for estimating rain attenuation of millimeter wave in complex environments has been firstly developed via revising the refractive index. The accuracy of our method is fully comparable to that of ITU-R model, and this model is also able to mdeal with multipath propagation which the ITU-R model can not deal with. Meanwhile, based on the above findings, a propagation model including complex geographical environments, such as irregular terrain, rough sea surface, and complex meteorology environments, such as rain, fog, sandstorm, atmospheric duct, has been proposed using the PE method. The model is suitable to simulate long-range millimeter wave propagation with complex geographical and

meteorology conditions, which has great reference value for the practical engineering applications.

Fifthly, the PE modeling of the electromagnetic pulse propagation has been discussed. the frequency-domain PE is employed to calculate single-frequency signal in the frequency band, and the impacts by those signals which outside the band are ignored, which may significantly improve the computational efficiency. Pulse signal at receive point is obtained via inverse Fourier transform and the selection method of Fourier transform scale is also discussed. A parallel computing program based on OpenMP has been proposed, which may further improve the computational efficiency. Finally, the pulse wave propagation loss in the condition of standard atmosphere, irregular terrain and rough sea surface has been simulated and discussed.

key words: parabolic equation, radio propagation, complex environments, effective permittivity , millimeter wave attenuation, atmospheric absorption

目 录

摘 要.....I

ABSTRACT..... III

第 1 章 绪论 1

 1.1 研究背景和意义 1

 1.2 国内外研究现状 2

 1.2.1 抛物方程的起源及发展 2

 1.2.2 国外研究现状 5

 1.2.3 国内研究现状 6

 1.3 论文的主要工作和研究内容 8

第 2 章 抛物方程的基本原理及大气衰减模型 11

 2.1 二维抛物方程模型 11

 2.1.1 抛物方程模型及 SSFT 算法 11

 2.1.2 WAPE 模型的精度验证 16

 2.1.3 不规则地形的建模方法 18

 2.1.4 粗糙海面的建模方法 22

 2.2 大气吸收的 WAPE 模型 24

 2.3 海面环境中的电波传播模拟 29

 2.4 本章小结 30

第 3 章 混合媒质电磁建模方法及沙尘暴衰减的仿真研究 32

 3.1 混合媒质等效介电常数模型 32

 3.1.1 等效介电常数模型的建立 32

 3.1.2 Maxwell Garnett 公式 33

 3.2 沙尘暴的等效介电常数 35

 3.2.1 沙尘暴的物理特性 35

 3.2.2 沙尘粒子的介电常数 36

 3.2.3 沙尘暴等效介电常数 38

 3.3 沙尘暴环境的抛物方程模型及其验证 39

 3.4 复杂地理环境中沙尘暴衰减的仿真分析 40

 3.5 本章小结 43

第 4 章 毫米波在降雾环境中的传播特性研究 44

 4.1 雾介质的电磁建模 44

 4.1.1 雾的物理特性 44

 4.1.2 雾介质等效介电常数模型 45

4.1.3 雾霾的等效电磁参数模型初探	47
4.2 雾衰减的预测模型	47
4.2.1 Rayleigh 近似法及经验模型	47
4.2.2 预测雾衰减的抛物方程模型	49
4.3 复杂环境中雾衰减的仿真分析	49
4.3.1 粗糙海面上的平流雾衰减	50
4.3.2 不规则地形环境中的辐射雾衰减	51
4.4 海雾与大气波导混合环境中的毫米波传播特性	52
4.4.1 大气波导环境中的电波传播	52
4.4.2 海雾与大气波导混合环境中的毫米波传播	54
4.5 本章小结	56
第5章 雨介质的电磁建模及仿真研究	57
5.1 雨介质等效介电常数	57
5.1.1 雨的物理特征	57
5.1.2 雨介质的等效介电常数	58
5.2 降雨环境中的抛物方程模型	61
5.3 复杂环境中雨衰减的仿真分析	63
5.4 综合复杂地理和气象环境电波传播	65
5.5 本章小结	68
第6章 电磁脉冲传播的抛物方程模型	70
6.1 电磁脉冲传播的计算方法	70
6.2 OpenMP 并行计算	72
6.3 复杂环境中的脉冲传播	75
6.3.1 不规则地形环境	75
6.3.2 综合环境	77
6.4 本章小结	78
第7章 总结与展望	80
7.1 本文工作总结	80
7.2 研究展望	81
致 谢	83
参考文献	84
攻读博士学位期间发表的论文及承担的科研项目	95
学术论文:	95
科研项目:	96

第1章 绪论

1.1 研究背景和意义

随着科学技术的飞速发展以及对电磁频谱资源的强烈应用需求,毫米波技术成为了当前全球的研究热点,它在通信、雷达、制导、遥感等军事和民用领域中都具有非常广泛的应用价值^[1]。在军用方面,工作在毫米波段的雷达、通信、制导等作战系统具有全天候工作和抗干扰能力强的特点,因此毫米波武器系统已成为电子战系统的主要发展方向之一^[2]。在民用方面,毫米波技术的应用也比较广泛,如气象雷达、医学检测仪器、遥感探测设备、天文观测等。在毫米波系统的设计使用中,毫米波在对流层中的传播特性是必须考虑的重要因素,因此,对毫米波传播特性进行系统地研究在军用和民用方面均具有重要的意义。

与微波频段不同,毫米波的波长较短,其在传播过程中容易受到对流层气象环境的影响而产生衰减。毫米波在对流层的传播衰减主要包括大气气体吸收衰减、降雨、降雾衰减和沙尘衰减^{[3]-[5]},其中大气衰减主要由于水汽分子和氧气分子的吸收作用。当恶劣气象环境发生时,大气中存在的水汽凝结物(如雨滴、雾滴等)或大气悬浮物(如沙尘、烟雾等)的吸收和散射作用也会使毫米波产生衰减。在通信、雷达、制导、遥感等应用中,要保证毫米波系统在各种气象条件下的工作性能,复杂气象环境对毫米波传播特性的影响就必须考虑,这就要求所采用的电波传播特性预测方法具有考虑更多环境因素的能力。

现有的对流层毫米波传播特性预测方法主要分为三种:经验公式、半经验公式和确定性模型。经验公式是根据实际测量的数据经统计分析后所归纳出的方法,其应用简单便捷,但通常只适用于特定的场景中,且计算精度也受到环境因素的限制。半经验公式是将确定性模型用于某个特殊场景、通过实测值修正得到的公式,与经验模型类似,该方法主要用于特定的场景,其计算精度对环境的依赖性较高。确定性模型是从麦克斯韦方程组得到的公式,目前基于射线跟踪思想的确定性模型较多,这些模型通常用来解决不规则地表环境中的电波传播问题,但当环境中的面、劈和顶点数很多时,需要跟踪的射线急剧增加,使得计算非常复杂,计算效率下降,最重要的是这些模型不能同时考虑复杂气象环境的影响。

近年来,由于能同时考虑复杂地表结构和复杂媒质因素对电波传播的影响,抛物方程法(Parabolic Equation, PE)得到了人们极大的关注。抛物方程方法是 Helmholtz 方程的一种近似:假设电磁波的主能量沿着抛物线轴向的锥形区域内向前传播,若忽

略其后向传播的影响,则可从二阶椭圆型 Helmholtz 方程得到关于传播方向的一阶抛物型方程^[6]。与现有的其他确定性模型相比, PE 方法具有以下优势^[7]:

(1) 方程中包含了电磁波传播的折射项与绕射项,在求解过程中不需要再结合其他传播方法,不但计算过程简单,计算精度也很高。

(2) 能同时描述复杂地表结构和复杂媒质因素的变化情况,可以体现传播路径上的地形变化、地表电磁参数以及媒质因素的影响。

(3) 可采用分步傅里叶变换 (Split-step Fourier transform, SSFT) 解法进行步进计算,其迭代步长几乎不受电磁波波长的限制,可以划分较大的网格,因此能够快速获得公里级大区域复杂环境中的电波传播特性;同时,在每一个步进上都可以得到地表到最大高度上任意点的场分布,因而能够实现区域电磁特性覆盖的计算。

抛物方程方法在处理大区域、远距离、非规则边界的电波传播问题中表现出了计算速度与计算精度方面的良好均衡性,是当前计算大区域电波传播的最高效方法之一。然而抛物方程对气象环境电磁建模的研究仍然处于空白阶段,鉴于此,本文研究了基于抛物方程的复杂气象环境的电磁建模技术,构建了全面的、适用于公里级大区域复杂地理和气象环境的电波传播模型,使之可以快速求解毫米波在大区域复杂环境中的传播特性,为毫米波系统的设计和使用提供重要理论依据。同时,探索应用于计算电磁脉冲传播的抛物方程方法,并研究与之相适应的并行方案。

1.2 国内外研究现状

1.2.1 抛物方程的起源及发展

抛物方程方法的思想最早可以追溯到 1946 年,由 Lenontovich 和 Fock 在研究电波绕射传播时首次提出^[8],但由于受到当时计算条件的限制而没有得到广泛的应用。直到 1973 年 Hardin 和 Tapper 提出了抛物方程的 SSFT 数值求解方法,并成功应用于水下声波传播问题^[9],抛物方程方法才引起人们的广泛关注与研究。SSFT 解法是一种步进迭代算法,它在每个步进上利用 FFT 技术计算任意高度上的场分布,其迭代步长几乎不受电磁波波长的限制,所以可以将计算空间划分为较大的网格,能够快速获得公里级大区域复杂空间中的场分布。SSFT 算法是求解抛物方程最为高效的方法之一,直到如今仍然得到大批学者的深入研究与应^{[10]~[16]}。

1976 年, Claerbout 得到了基于 Padé-(1-1) 近似的抛物方程,同时提出了求解抛物方程的有限差分法 (Finite Difference, FD),并成功地应用于地球物理学中^[17]。FD 方法也是一种步进迭代算法,它可以简单直接地处理阻抗边界条件,而且网格划分比较精细,在处理复杂地表边界上具有较大的优势。但由于其迭代步长的设置受到电磁波波长的限制,在仿真计算过程中会产生大量的矩阵数据和运算,往往需要耗费较长的运

算时间。目前, FD 方法多用于目标电磁散射特性的计算以及小区域电波传播问题的仿真^{[18]~[21]}。

1973 年, Hardin 和 Tapper 基于泰勒近似法得到的抛物方程又称为标准抛物方程 (Standard PE, SPE)^[9], 其计算仰角范围不超过 15° , 因此属于窄角抛物方程 (Narrow-Angle PE, NAPE)。1977 年, Tappert 研究了另一种形式的抛物方程^[22], 但其最大计算仰角也仅仅稍大于 SPE, 因此也属于 NAPE。上述 Claerbout 得到的 Padé-(1-1) 型抛物方程^[17]计算仰角可达到 45° , 因此属于宽角抛物方程 (Wide-Angle PE, WAPE), 但目前只能采用有限差分法求解。1978 年, Feit 和 Fleck 首次得到了计算仰角达到 30° 的 WAPE^[23], 它最大的优势是能够利用 SSFT 算法进行步进求解, 因此 Feit-Fleck 型抛物方程在电磁学领域得到了广泛的应用。1992 年, Collins 和 Evans 提出了分步 Padé 型抛物方程 (Split-step Padé PE, SSP-PE)^[24], SSP-PE 的计算仰角可达 70° 以上, 但目前主要采用有限差分法进行求解。虽然近年来有学者研究基于 SSFT 算法的 SSP-PE^[25], 但其忽略了大气折射的影响, 因此更精确快速的解法有待深入研究。

20 世纪 80 年代抛物方程开始在电磁学领域得到应用。1983 年, Ko 等学者首次应用基于 SSFT 算法的抛物方程模型研究了对流层中的电磁波传播问题^[26]。Dockery 等也较早地应用抛物方程分析了对流层电波传播特性^{[27]~[29]}。随后世界各国学者的研究工作极大地发展了抛物方程方法在电磁学领域的应用。

1992~2000 年, 法国学者 Levy 对抛物方程方法做了大量的研究工作^{[30]~[34]}, 研究内容包括抛物方程初始值的格林函数法、WAPE 的近似方法、三维抛物方程及其数值解法、矢量抛物方程法等等, 同时研究了抛物方程对不规则地形、粗糙海面、大气波导等环境的建模方法, 计算了目标电磁散射问题、城市小区环境的电波传播特性等。2000 年, Levy 发表了抛物方程法的专著^[6], 对抛物方程求解电磁波在对流层中的传播和散射问题进行了系统详细的阐述, 该书的出版也标志着抛物方程方法在世界范围内开始受到越来越广泛的研究。

在抛物方程的 SSFT 算法研究方面, 1991 年, 美国学者 Kuttler 和 Dockery 首次提出了处理阻抗边界条件的连续混合傅里叶变换 (CMFT) 技术^[35], 使得 SSFT 算法在复杂边界条件的处理方面得到了改进; 随后他们又引入了离散混合傅里叶变换 (Discrete Mixed Fourier Transform, DMFT) 技术^[36], 从而大大增加了 SSFT 算法的稳定性, 同时也改进了该算法的计算效率, 使得 SSFT 算法在解决阻抗边界条件问题上有了新的突破。2002 年, Kuttler 等进一步研究了 DMFT 求解技术^[37], 解决了抛物方程在计算粗糙海面环境中的电波传播特性时出现的“bad alpha”数值不稳定性问题; 2003 年, Janaswamy 研究了三维抛物方程 (3DPE) 的 SSFT 数值解法^[38], 并分析了三维城市小区环境中的电波传播特性。

在其他数值算法方面, 英国学者 Craig 研究了二维抛物方程 (2DPE) 的 FD 解法

[39]~[40]，并分析了大气波导环境的电波传播特性；俄罗斯学者 Popov^[41]、Zaporozhets^{[42]~[45]}、英国学者 Zelle^[46]等研究了 3DPE 的 FD 算法，并应用到管道环境、城市小区环境、不规则地形环境中的电波传播问题以及雷达散射截面（RCS）的计算。此外，希腊学者 Isaakidis 研究了利用有限元法(Finite Element Method, FEM)求解 2DPE^[47]，其原理与 FD 算法类似；Popov 等也研究了 3DPE 的 FEM 解法^[48]；伊朗学者 Oraizi 提出采用最小二乘法求解 PE，并成功应用于海面电波传播问题^[49]。

在利用抛物方程预测电波传播特性时，为了限定其在高度上的积分区间，计算空间的上边界需要设置吸收边界条件。文献[50]采用加入一个 Cosine-taper（Tukey）窗函数的方法，该方法原理简单且容易实现，但其通常作为 SSFT 算法的吸收边界条件，而不适用于抛物方程的 FD 算法。法国学者 Hyaric^[51]、英国学者 Mias^[52]、土耳其学者 Özbayat^[53]等研究了适用于抛物方程 FD 解法的两种吸收边界条件：非局部边界条件(Nonlocal Boundary Conditions, NLBC)和完全匹配层（Perfectly Matched Layer, PML），两者均具有很好的吸收效果，NLBC 的数学形式简单、物理概念清晰，易于实现，而 PML 的计算效率更高。

增大抛物方程的计算仰角一直是该领域的研究热点，但鉴于各种形式的抛物方程在数值解法和计算角度方面的限制，法国学者 Levy 提出了水平抛物方程（Horizaontal Parabolic Equation, HPE）法^[31]，其思想是在包含不规则地形边界区域上采用传统抛物方程法模拟，而其上只包含大气环境的电磁场可以由初始水平线上的场值卷积得到。1992 年，Hitney 提出了抛物方程法与射线跟踪法结合的混合计算模型^[54]，其主要思想是将整个计算区域分为如图 1-1所示的四个区域。

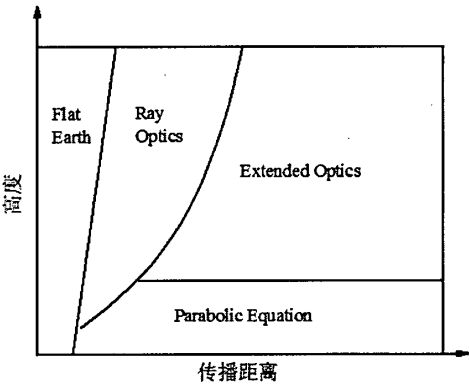


图 1-1 Hitney 混合模型的区域划分

第一个区域称为“平面地球（Flat Earth，简称为 FE）”区，假设此区域内地形平坦且忽略大气折射，因此可采用简单的双射线模型进行求解。与之相邻的是射线光学（Ray Optics，简称为 RO）区，该区域只考虑大气折射的影响，采用几何光学法（GO）计算。此后距离辐射源足够远的区域分为 PE 区和扩展光学（Extended Optics，简称为 XO）区，分别采用抛物方程法和 GO 法求解，抛物方程用来处理不规则地表和低层大

气环境, GO 法的初始场由下层的抛物方程给出。Hitney 混合模型不仅可以在高度上增加求解范围, 而且计算效率高于单一的抛物方程模型。

Popov 等学者利用时域抛物方程法(Time-domain PE, TDPE)研究了电磁脉冲电波传播问题^{[55]~[57]}, 但其仅能求解无载频的超宽带信号, 且必须采用有限差分法求解, 不适合解决大尺度环境中的脉冲传播问题, 因此需要对计算电磁脉冲传播的抛物方程法进行深入研究。

1.2.2 国外研究现状

气象环境对电磁波传播特性的影响研究最早由 Ryde 于 20 世纪 40 年代开展^[58]。1989 年, Liebe 提出了经典的毫米波大气复折射率模型-MPM 模型^[59]。在降雨环境的电磁建模方面, 早期的研究一般将雨滴等效为球形, 利用 Mie 散射理论求解其散射和吸收截面^[60]。随后的研究将其等效为底部有一凹槽的扁椭球状, 并采用诸如点匹配法、T 矩阵, Fredholm 积分等方法计算雨滴的散射特性^[61]。对降雨环境的研究, 目前已经建立诸多地面视距链路降雨衰减预报模型, 如 Garcia 模型^[62]、Abdulrahman 模型^{[63]~[64]}、ITU-R 模型^{[65]~[66]}、Mello 模型^[67]等。在研究降雾环境对毫米波传播特性的影响时, 也多采用经验或半经验模型^{[68]~[70]}。1987 年, Ghobrial 等学者将沙尘暴环境看作连续媒质, 分析了毫米波在沙尘暴环境中的传播特性^[71]。

在抛物方程的气象环境电磁建模方面, 主要研究了大气波导环境的建模方法。1991 年, 澳大利亚学者 Slingsby 采用基于 SSFT 算法的 PE 模型研究了大气波导环境中的电磁波传播特性^[72]; 1992 年, Barrios 研究了对大气折射率分布进行线性内插的方法, 使抛物方程方法能够计算水平和垂直方向上折射率分布不均匀时的电波传播^[73]; Levy 在其专著中也研究了抛物方程模型对大气波导环境的处理方法^[6]。而对雨雾等复杂气象环境的电磁建模, 国外尚未有文献公开报道。

基于抛物方程的复杂地形建模研究, 通常是利用某种变换将复杂地表边界转变为平面地表边界。1993 年, Kuttler 和 Huffaker 提出了 NAPE 处理复杂地形的全局共形变换法^[74], 主要思想是通过坐标变换将复杂边界转变为平地上的边界, 但在处理起伏很大的地形时, 其仰角会超过抛物方程模型的限制, 因此该方法不适用于处理陡峭的地形环境。1994 年, Barrios 基于连续移位变换模型^[75], 研究了抛物方程处理复杂地形环境的离散平移变换法^[50], 并将其应用于经典的 NAPE 对流层电波传播模型——TPEM 中。连续移位变换模型是由 Beilis 和 Tappert 提出的, 它的基本思想是在计算域中建立一个新的坐标系, 利用对折射率的修正使抛物方程的基本形式保持不变, 但该方法必须预先求解地形的曲率 T'' , 这在实际应用中往往难以实现, 且该方法在处理分段线性地形环境时的精度较低。离散平移变换法是基于上述连续移位变换模型的思想, 针对地形剖面由离散数据构成的情况, 采用二阶中心差分来代替地形曲率, 从而解决

了连续移位变换模型处理线性地形环境时, $T''=0$ 使计算精度降低这一问题, 但由于整个计算域的各网格最高点的高度并不一致, 从而使该方法不能得到所有高度上的场分布。1998 年, Janaswamy 进一步研究了连续移位变换模型, 提出了抛物方程处理复杂地形的共形映射法^[76], 并将其应用于 SPE 模型中, 其基本思想是将复杂地表边界转换为平面地表边界, 并将形状不同的网格结构转换为形状规则的矩形结构, 该方法解决了上述离散平移变换法存在的问题, 但需要采用差值方法实现, 同时, 它是一种仅适用于 NAPE 模型的地形处理方法。2000 年, Donohue 和 Kuttler 基于连续移位变换模型, 提出了抛物方程处理复杂地形的分段线性地形平移变换法, 该方法的优点是适用于 WAPE 模型^[77]。其思想是将高阶斜率的复杂地形利用分段线性函数近似表示, 是目前抛物方程处理复杂地形的最精确模型之一。2007 年, 瑞典学者 Holm 提出了一种处理高阶地形斜率的宽角平移变换法, 但目前只适用于抛物方程的 FD 解法^[78]。

1997 年, Newkirk 采用了地形屏蔽法构建了抛物方程的不规则地形模型^[79], 其基本思想是将复杂地形采用阶梯函数近似表示, 并将地表以下的场设置为 0, 该方法的实现简单但计算精度较低。基于地形屏蔽的思想, 2003 年, Barrios 提出了边界平移法^[80], 该方法原理简单直观, 只须判断前后两个步进的地形高度差并确定上(下)平移的点数, 而不需要对地形进行任何近似, 边界平移法是从直观角度给出的, 因此其计算结果与连续平移变换法相近。近年来, 土耳其的 Sevgi 等学者采用了地形屏蔽法求解了对流层的电波传播特性^{[81]~[83]}。文献[84]~[86]则研究了三维不规则地形的处理方法, 目前 3DPE 对不规则地形的处理方法是该领域最难处理的问题之一。

在应用抛物方程法研究粗糙海面环境中的电波传播方面, Levy 在抛物方程的专著中阐述了粗糙海面的建模方法^[6]。2002 年, 文献[37]的研究工作解决了抛物方程在粗糙海面环境中容易出现的“bad alpha”问题。2005 年, Thomson 等利用抛物方程法研究了电磁波在北冰洋环境中的传播问题^[87]。2006 年, Fabbro 等利用 Gauss 概率函数描述海面的动态特性, 考虑海浪阴影对电波传播的影响^[88]。

在森林植被建模方面, Holm、Oraizi、Palud、Isaakidis 等学者将森林等效为均匀有耗介质层, 分别采用抛物方程模型的 FD^{[89]~[90]}、SSFT^{[91]~[92]}和 FEM^[47]解法计算了森林植被环境中的电波传播特性。

1.2.3 国内研究现状

国内对毫米波传播特性的研究的起步于 20 世纪 70 年代, 主要对毫米波在地面环境中传播的理论和实验开展了研究。目前在气象环境的电磁建模方面, 许多科研单位及学者取得了极有价值的研究成果。西安电子科技大学的赵振维研究了降雨、云雾等水凝物引起的电波衰减及交叉极化^{[93]~[94]}, 并建立了计算毫米波雾衰减的经验模型^[95]。杨瑞科、李应乐、弓树宏重点研究了降雨环境的电磁建模及其对电波传播的影响^{[96]~[98]}。

马慧慧^[99]和杨瑞科等^[100]则采用 Monte Carlo 法分别研究了降雨环境和沙尘暴环境中毫米波的多重散射效应。此外,中国电波传播研究所的董庆生等通过实验研究了沙尘暴环境的物理特性以及毫米波的沙尘衰减^[101]。解放军信息工程大学的周旺等分析了电磁波在自然风沙、车扬风沙和爆炸沙尘环境中的衰减^[102]。西北工业大学的董群锋等研究了带电沙粒对微波传播特性的影响^[103]。而对于抛物方程的雨雾等复杂气象环境的电磁建模,目前还未见文献报道。

我国对抛物方程在电磁学领域的研究始于 20 世纪 90 年代,最早由电子科技大学的袁晓君、方剑等学者对其展开了研究^{[104]~[105]}。由于受到计算机硬件技术的限制,直到 2000 年后,抛物方程方法才在国内得到广泛发展。

电波传播研究所的康世峰最早采用基于 SSFT 算法的抛物方程分析了大气分布、海面杂波对雷达信号的影响^[106],赵振维等研究了基于抛物方程的相位计算方法,并对大气波导中脉冲信号的传播问题进行了初步探讨^[107]。

国防科技大学的胡绘斌博士深入研究了 Feit-Fleck 型 WAPE^[7],给出了 WAPE 的近似方法,对其近似过程中产生的误差进行了详细地分析^{[108]~[109]};并研究了抛物方程模型初始场的求解方法-格林函数法^[110];以及提出了场的奇偶分法,即将场分解为奇偶两部分来处理,从而加快了 3DPE 的 SSFT 算法的求解效率,并成功应用于求解城市微小区的电波传播问题^[111]。

中山大学的郭建炎博士将森林环境等效为均匀有耗介质层,应用抛物方程法分析了其中的电波传播特性^{[112]~[113]},研究了抛物方程对粗糙海面环境的建模方法,并对阻抗边界条件进行了改进,进一步解决了海面环境中出现的“bad alpha”数值不稳定性问题^[15],同时研究了利用逆抛物方程法解决辐射源的定位问题^[114];王昆等研究了双向抛物方程方法^{[115]~[116]},并将其应用于多刃峰环境下的电波传播问题,取得了较好的成果;杨永钦等介绍了时域抛物方程法^[117],但其只能求解无载频的超宽带信号,且仅能采用有限差分法求解;针对短距电波传播问题,在忽略大气的折射效应条件下,他们给出了 SSP-PE 的傅里叶变换算法^[25]。

西南交通大学的张青洪等研究了抛物方程的非均匀网格技术,提高了大区域环境中存在局部精细结构问题的计算效率^{[118]~[119]};同时又进一步研究了森林环境中的电波传播问题^[120],将森林等效为空气和植物组成的混合物,利用两相混合物折射模型得到其等效介电常数,从而改进了抛物方程的森林模型。

海军航空工程学院的李德鑫等研究了基于逆绕射抛物方程的辐射源定位技术以及双向抛物方程法,取得了一定的成果^{[121]~[123]};李振和李方分别研究了海面大气波导环境^[124]和不规则地形^[125]的抛物方程建模方法;肖金光等提出了修正折射指数的虚部增量法,该方法省去了 SSFT 算法中的滤波过程,提高了计算效率^[126]。

安徽大学吴先良教授的课题组也做了大量的研究工作^{[127]~[131]},他们重点研究了旋

转抛物方程法、抛物方程的 FD 算法及其吸收边界条件, 讨论了目标电磁散射问题, 并计算了结构简单目标的 RCS 等等。

此外, 国内其他单位的学者也利用抛物方程方法分析了不同环境中的电波传播特性。武汉理工大学的吴凡和黎杨在硕士论文中利用抛物方程方法分析了海面波导环境中的电波超视距传播^{[132]~[133]}。中国海洋大学的孟书生^[134]、河南师范大学的李雪萍等^{[135]~[136]}采用抛物方程研究了大气波导环境中的电波传播问题。西安电子科技大学利用抛物方程模型重点研究了大气波导中的电波传播、折射率剖面反演、粗糙海面的散射等^{[137]~[141]}。解放军理工大学的盛峥等讨论了将海平面视为理想导体时, 利用抛物方程计算电波传播特性与实际情况的误差^[142], 赵小峰等研究了利用抛物方程反演大气折射率剖面^[143]。

综上所述, 目前研究雨雾、沙尘暴等复杂气象环境对毫米波传播特性的影响主要采用经验或半经验公式, 但由于传播路径往往的复杂多样, 而它们无法精确预测传播路径上产生的多径效应, 因此在解决复杂环境中的电波传播问题时还需要结合其他传播方法。另一方面, 虽然国内外学者对抛物方程的研究已经有了长足的进展, 抛物方程在对流层电波传播问题中的应用也取得了较好的效果, 但仍有诸多不足之处需要进行深入研究。如抛物方程对大气吸收效应、雨雾等气象环境的电磁建模技术等研究仍然处于空白阶段; 在超宽带问题或电磁脉冲问题等方面的应用还需要进一步研究。因此, 研究和发展复杂气象环境中的抛物方程方法是十分必要的。

1.3 论文的主要工作和研究内容

由以上抛物方程方法在电磁学领域的发展历程可以看出, 该方法极大地推进了对流层电波传播预测的发展。由于抛物方程本身就能体现电波传播的折射效应, 因此在模拟雨、雾、沙尘暴等气象环境对电波的影响方面也具有很大的发展潜力。然而, 到目前为止, 这方面的相关研究还处于空白阶段。基于此, 本论文致力于研究基于抛物方程的复杂气象环境电磁建模方法, 构建大区域复杂地理和气象环境中的电波传播模型, 探索应用于电磁脉冲等超宽带问题的抛物方程方法, 并研究与之相适应的并行计算方案。

本论文首先基于前人的研究成果, 阐述了 Feit-Fleck 型 WAPE 的基本原理, 以及其对不规则地形和粗糙海面的建模方法, 并提出了适用于计算大气吸收衰减的抛物方程模型。在此基础上, 重点研究了雨、雾、沙尘暴等复杂气象环境的电磁建模技术, 提出了复杂气象环境中的抛物方程模型, 该模型能够同时处理复杂边界条件和复杂气象环境对毫米波的影响, 为毫米波系统的设计提供了可靠的参考依据, 在实际工程应用中具有较大的参考价值。论文的最后研究了求解电磁脉冲传播的抛物方程方法, 并实现了基于 OpenMP 的并行计算方案。

本文共包含 7 章，各章节的主要内容安排如下：

第一章 为绪论部分。简单介绍了毫米波的应用领域和应用价值，以及毫米波传播特性的研究意义，分析讨论了其在对流层传播主要受到的气象环境影响。总结了目前三种类型电波传播模型的特点及存在的问题，经验公式和半经验公式的计算精度都受到环境因素的限制，而诸如射线跟踪法的确定性模型在复杂环境中计算量较大，且不能同时兼顾气象环境的影响。阐述了抛物方程模型的特点以及与其他模型相比本身所具备的优势，调研了抛物方程法的起源、在电磁学领域的发展历史、国内外学者的研究动态，指出了目前存在的不足和研究方向。同时，本章也介绍了论文的主要研究内容及文中各章节内容的安排。

第二章 为抛物方程模型的基本原理及大气吸收衰减模型部分。首先介绍了抛物方程法的基本原理和特点，阐述了从 Helmholtz 方程到抛物型方程的推导过程，给出了宽角抛物方程 SSFT 算法的求解步骤，并通过简单的算例，采用解析法和双射线法对模型的正确性和精度进行了验证。然后阐述了抛物方程法对复杂地表环境和粗糙海面的建模方法，采用分段线性地形平移变换法实现对复杂地形的建模，将粗糙海面对电磁波的影响转化为有效阻抗边界表示，并根据海面风速和电磁波频率得到粗糙海面有效反射系数。最后，结合大气复折射率模型，提出了用于计算毫米波大气衰减的抛物方程方法，该方法可根据大气压强、温度和湿度，计算任一频率的电磁波在传播路径上的大气吸收衰减，使抛物方程在研究对流层电波传播问题时具备了同时考虑大气衰减的能力。同时，仿真模拟了工作频率为 35 GHz 的毫米波在海洋海岛环境中的传播特性。

第三章 为混合媒质的电磁建模方法及沙尘暴衰减的仿真部分。首先阐述了混合媒质等效介电常数的计算模型，给出了填充物为球形粒子时的计算公式。介绍了沙尘暴环境的物理特性，在此基础上，计算了湿沙粒及沙尘暴环境的等效介电常数，分析讨论了其随温度、含水量、能见度及电磁波频率的变化规律。基于沙尘暴环境的等效介电常数，提出了计算毫米波沙尘暴衰减的抛物方程方法，并采用经验公式对其正确性进行了验证。最后应用抛物方程模拟了 35 GHz 毫米波在同时含有类正弦包络地形和均匀分布沙尘暴环境中的传播特性，以及 94 GHz 毫米波在包含三角地形和非均匀分布沙尘暴环境中的传播特性，结果表明了抛物方程能同时体现不规则地表结构和沙尘暴环境对毫米波的影响。

第四章 为毫米波在降雾环境中的传播特性研究部分。首先概述了降雾环境的物理特性，介绍了雾的两种类型：平流雾和辐射雾，并给出了两种雾能见度与含水量的关系。研究了计算雾滴与空气形成雾媒质的等效介电常数模型，并分析了能见度、温度和电磁波频率对等效介电常数的影响。利用雾媒质的等效介电常数，实现了计算复杂环境中毫米波雾衰减的抛物方程方法，并将该方法计算得到的降雾特征衰减与 Rayleigh 近似公式进行了对比，从而对其正确性进行了验证。同时，利用抛物方程方法分别研

究了 35 GHz 和 94 GHz 毫米波在复杂地形环境和粗糙海面环境中的降雾衰减问题。最后针对海雾与大气波导同时存在的情况,研究了平流雾雾与大气波导混合环境中的毫米波传播问题,结果表明抛物方程方法能够同时体现毫米波传播过程中的波导效应以及雾衰减特性。

第五章 为降雨环境的抛物方程建模及仿真部分。首先简单介绍了降雨环境的物理特性,包括雨滴的大小、形状、等效半径以及其尺寸分布。研究了椭球形雨滴与空气形成的混合媒质等效介电常数的求解方法,并考虑了雨滴在电磁波作用下向各方向辐射电磁能量对介电常数的影响,分析了等效介电常数随降雨强度、温度、电磁波频率以及其极化方式的变化规律。同时,结合雨介质的等效介电常数,提出了利用抛物方程方法研究复杂环境中的毫米波雨衰减特性,并采用 ITU-R 模型对其正确性进行了验证。模拟分析了 35 GHz 和 94 GHz 在复杂地理环境中的降雨衰减。最后总结前几章的研究成果,构建了包含多种地表结构和复杂气象环境的电波传播模型,并将其应用于典型复杂环境中的毫米波传播特性。

第六章 为适用于脉冲传播的抛物方程方法部分。由于 TDPE 在求解电磁脉冲的传播问题时,只能求解无载频的超宽带信号,且仅能采用有限差分法算法,不适合求解大区域环境中的脉冲传播问题。因此在本章中,首先利用频域抛物方程计算得到单频点的电磁场,再对其进行快速 Fourier 逆变换得到接收点的时域信号,同时结合 OpenMP 技术,加速了求解过程的计算效率。最后模拟分析了电磁脉冲信号在不规则地形环境和综合环境中的传播特性。

第七章 总结了全文的研究内容,同时也分享了一些研究过程中的心得体会,指出了值得进一步研究的科学问题。

第2章 抛物方程的基本原理及大气衰减模型

抛物方程方法是 Helmholtz 方程的一种近似, 假设电磁波的主能量沿着抛物线轴向的锥形区域内向前传播, 若忽略其后向传播的影响, 则可从二阶椭圆型 Helmholtz 方程得到关于传播方向的一阶抛物型方程。由于近似方法不同得到的抛物方程有多种形式, 根据计算仰角的大小可分为 NAPE 和 WAPE, NAPE 一般适用于计算仰角小于 15° 的电波传播问题, 而 WAPE 的计算仰角可达到 30° 以上。由于抛物方程方法能同时描述复杂地表结构和复杂媒质因素的变化, 特别是采用分步傅里叶变换算法后, 可以快速得到公里级大区域的电磁数据, 因此在对流层电波传播问题中得到了广泛的应用和研究。

本章首先对二维抛物方程模型及其 SSFT 数值求解方法进行介绍, 并通过简单的算例对模型的正确性和计算精度进行验证, 然后在 3、4 节给出抛物方程对不规则地形和粗糙海面的建模方法, 第 5 节则结合大气复折射率模型, 提出了抛物方程模型计算大气吸收衰减的方法, 最后模拟分析了包含海岛的复杂海面环境中的毫米波传播特性。

2.1 二维抛物方程模型

2.1.1 抛物方程模型及 SSFT 算法

以与地面垂直的 XOZ 平面建立正交直角坐标系, 假设 x 轴为距离方向, z 轴为高度方向, 电磁场的时谐因子为 $e^{-i\omega t}$, 则标量场 ψ 满足二维标量 Helmholtz 方程:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + k_0^2 n^2 \psi = 0 \quad \psi = \begin{cases} H_y \text{ 垂直极化} \\ E_y \text{ 水平极化} \end{cases} \quad (2-1)$$

其中, $k_0 = 2\pi/\lambda$ 为真空中的传播常数; $n = \sqrt{\epsilon_r}$ 为媒质的折射率, ϵ_r 为其中的相对介电常数。如(2-1)式所示的偏微分方程解的通解为 $e^{-ik_0 x}$ 函数的线性组合, 因此, 不妨定义 x 轴向的衰减函数^[6]:

$$u(x, z) = e^{-ik_0 x} \psi(x, z) \quad (2-2)$$

因此 $u(x, z)$ 满足的 Helmholtz 方程为:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + 2ik_0 \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + k_0^2 (n^2 - 1)u = 0 \quad (2-3)$$

当电磁波在大气中向前传播时, 由于大气折射率 n 随距离 x 的变化几乎可忽略, 因此可以将式(2-3)分解成:

$$\left[\left(\frac{\partial}{\partial x} + ik_0(1-Q) \right) \left(\frac{\partial}{\partial x} + ik_0(1+Q) \right) \right] u = 0 \quad (2-4)$$

式中 Q 为伪微分算子:

$$Q = \sqrt{\frac{1}{k_0^2} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + n^2} \quad (2-5)$$

由此可以得到两个关于 x 方向的抛物型方程:

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial x} = -ik_0(1-Q)u \\ \frac{\partial u}{\partial x} = -ik_0(1+Q)u \end{cases} \quad (2-6)$$

式(2-6)中, 前后两式分别表示电磁波前向传播和后向传播。假设电磁波的主能量沿着水平方向 (+ x 轴方向) 向前传播, 即沿着抛物线的近轴区域传播时, 若不考虑电磁波后向传播的影响, 则可把二阶椭圆型的 Helmholtz 方程简化成关于传播方向的一阶抛物型方程。

如式(2-6)所示的前向抛物方程具有一阶偏微分方程的形式, 因此其通解可写为:

$$u(x + \Delta x, z) = e^{jk_0 \Delta x (Q-1)} u(x, z) \quad (2-7)$$

根据(2-7)式解的形式可以看出, 抛物方程的求解是一个向前迭代步进的计算过程, 空间任意点的场值可以通过前一步进的场值而得到。但由于伪微分算子 Q 的存在 (其形式如式(2-5)所示) 会给(2-7)式的数值求解带来了一定的困难。因此, 对伪微分算子 Q 进行近似处理是非常必要的。常用的伪微分算子 Q 的近似处理方式主要有以下四种: 泰勒级数近似法^[9], Tappert 近似法^[22], Padé-(1-1)近似法^[17]和 Feit-Fleck 近似法^[23]。

泰勒级数近似法是采用泰勒级数近似将算子 Q 展开为:

$$Q = 1 + \frac{1}{2}(n^2 - 1) + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{k_0} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \quad (2-8)$$

Tappert 提出将伪微分算子 Q 展开为如下形式的表达式:

$$Q \approx \sqrt{1 + \frac{1}{k_0} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{1}{2}[n^2 - 1]} \quad (2-9)$$

Padé-(1-1)近似法是由 Claerbout 首次提出的, 他将算子 Q 近似为下式所示的形式:

$$Q \approx \frac{1 + 0.75 \left[n^2 - 1 + \frac{1}{k_0} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right]}{1 + 0.25 \left[n^2 - 1 + \frac{1}{k_0} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right]} \quad (2-10)$$

Feit-Fleck 近似法是将伪微分算子 Q 展开为以下形式:

$$Q \approx \sqrt{1 + \frac{1}{k_0} \frac{\partial^2}{\partial z^2}} + n - 1 \quad (2-11)$$

其中, 基于泰勒级数近似和 Tappert 近似的抛物方程属于 NAPE, 在计算角度小于 15° 时具有较好的精度, 著名的 TPEM 电波传播模型就是采用基于泰勒近似的 SPE 法。基于 Claerbout 近似法的抛物方程虽然属于 WAPE, 计算仰角可以达到 30° 以上, 但目前其数值求解方法仅能采用 FD 算法, 在解决大区域电波传播问题时计算效率较低。因此本文选择 Feit-Fleck 型抛物方程, 它的计算仰角范围可以达到 30° ^[144], 且能够采用 SSFT 算法进行快速求解, 因此在电磁学领域得到了广泛的应用。将伪微分算子 Q 的近似表达式(2-11)代入到(2-6)式中电磁波前向传播的抛物方程, 就可得到 Feit-Fleck 型 WAPE:

$$\frac{\partial u}{\partial x} = ik_0 \left[\sqrt{1 + \frac{1}{k_0^2} \frac{\partial^2}{\partial z^2}} - 1 \right] u + ik_0 [n-1] u \quad (2-12)$$

目前, 求解抛物方程的数值方法主要是 SSFT 算法和 FD 算法。在分析电波传播特性时, FD 算法对边界条件的处理较为灵活, 在解决不规则地形边界问题时具有较大的优势, 但由于其迭代步长受到电磁波波长的严格限制, 且在仿真计算过程中会产生大量的矩阵运算, 因此在处理大区域空间中的电磁波传播问题时, 往往需要耗费较长的计算时间。而 SSFT 算法则不同, 其迭代步长几乎不受电磁波波长限制, 也不需要进行大量的矩阵运算, 它在每个步进上结合 FFT 技术进行快速求解, 计算效率高且具有良好的数值稳定性。因此, 本文主要应用 SSFT 算法的抛物方程模型研究毫米波在大区域复杂环境中的传播问题。

SSFT 算法是由 Hardin 和 Tapper 首次提出的一种步进迭代算法^[9], 在介绍它之前首先定义如下形式的 Fourier 变换对:

$$\begin{cases} U(x, p) = \mathfrak{F}[u(x, z)] = \int_{-\infty}^{\infty} u(x, z) e^{-ipz} dz \\ u(x, z) = \mathfrak{F}^{-1}[U(x, p)] = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} U(x, p) e^{ipz} dp \end{cases} \quad (2-13)$$

其中, $p = k_0 \sin \theta$ 为频域变量, 又称垂直波数或空间频率, θ 为电波与水平方向的夹角(入射角的余角), 称为掠射角。将式(2-12)先后进行 Fourier 变换和逆变换, 则可以得到 WAPE 的 SSFT 解为^{[6]~[7]}:

$$u(x + \Delta x, z) = e^{ik_0 \Delta x (n-1)} \mathfrak{F}^{-1} \left[e^{i\Delta x \sqrt{k_0^2 - p^2} - k_0} U(x, p) \right] \quad (2-14)$$

从(2-14)式可以看出, SSFT 算法是一种典型的步进迭代算法, 计算空间内任意点的场值可以由前一步进的场分布得到。迭代步长 Δx 几乎不受电磁波波长的限制, 在频率小于 1 GHz 时, $\Delta x \geq 200$ m, 频率大于 1 GHz 时, Δx 也可以大于 50 m^[109]。式(2-14)中的指数项 $e^{i\Delta x \sqrt{k_0^2 - p^2} - k_0}$ 反映了传播路径上障碍物对电波的绕射效应; 而指数项 $e^{ik_0 \Delta x (n-1)}$ 反

映了空间复杂媒质对电磁波的影响，基于此，本文主要研究复杂环境的等效介电常数，利用抛物方程模型的折射指数项分析复杂气象环境对电磁波传播的影响。

抛物方程的 SSFT 解法需要结合一定的初始条件和边界条件进行向前步进计算。因此，首要需要知道电磁波源所在区域（一般设 $x=0$ 处）的初始场分布。对于初始场的引入，可以通过天线方向图函数与口径场分布的傅里叶变换关系得到^{[28],[50]}，也可以通过格林函数法进行求解^{[6],[15],[110]}。其中，格林函数法求解初始场分布为：

$$u(0, z) = e^{\frac{i\pi}{4}} \sqrt{\frac{2k_0}{\pi}} \left(\int_0^{+\infty} \frac{F(\alpha)(1+\Gamma)\cos(pH_t)}{\sqrt[4]{k_0^2 - p^2}} \cos(pz) dp - i \int_0^{+\infty} \frac{F(\alpha)(1-\Gamma)\sin(pH_t)}{\sqrt[4]{k_0^2 - p^2}} \sin(pz) dp \right) \quad (2-15)$$

式中， $F(\alpha)$ 为天线的方向图函数； H_t 为天线距离地面的高度； Γ 为地面的反射系数，它与地表电参数及掠射角 θ 关系为：

$$\Gamma = \begin{cases} \frac{\sin\theta - \sqrt{\epsilon_r - \cos^2\theta}}{\sin\theta + \sqrt{\epsilon_r - \cos^2\theta}} & \text{水平极化} \\ \frac{\epsilon_r \sin\theta - \sqrt{\epsilon_r - \cos^2\theta}}{\epsilon_r \sin\theta + \sqrt{\epsilon_r - \cos^2\theta}} & \text{垂直极化} \end{cases} \quad (2-16)$$

在实际处理电磁波传播问题中，通常需要考虑如下形式的阻抗边界条件：

$$\frac{\partial u}{\partial z} \Big|_{z=0} + \beta u \Big|_{z=0} = 0 \quad (2-17)$$

其中 β 为地表阻抗系数：

$$\beta = ik \sin\theta \left(\frac{1-\Gamma}{1+\Gamma} \right) \quad (2-18)$$

为了方便处理上述阻抗边界条件，文献[35]提出了一种混合正、余弦变换的 CMFT 技术，但该方法的解存在不稳定性问题，且需要同时计算快速正弦变换（FST）和快速余弦变换（FCT）。为解决上述两个问题，他们又引入了 DMFT 技术代替 CMFT^[36]，该方法只需要计算单一的离散正弦变换（DST），计算效率得到了极大地提高，但在求解粗糙海面电波传播问题时存在“bad alpha”数值不稳定性问题，文献[37]和[15]又先后对其进行了改进，即利用一阶后向差分代替二阶中心差分来表示(2-17)式所示的阻抗边界条件，从而进一步提高了算法的稳定性。具体实现过程如下：

定义辅助函数：

$$g(x, m\Delta z) = \frac{u(x, m\Delta z) - u[x, (m-1)\Delta z]}{\Delta z} + \beta u(x, m\Delta z) \quad m=1, 2, \dots, N-1 \quad (2-19)$$

式中： N （取2的整数次幂）为计算域高度划分的网格数； Δz 为每个网格的高度； $g(x,$

$0) = g(x, N) = 0$ 。式(2-19)的特征方程为:

$$(1 + \beta \Delta z)r - 1 = 0 \quad (2-20)$$

其特征值:

$$r = \frac{1}{1 + \beta \Delta z} \quad (2-21)$$

利用特征值重新定义辅助函数:

$$g(x, m\Delta z) = u(x, m\Delta z) - ru[x, (m-1)\Delta z] \quad m = 1, 2, \dots, N-1 \quad (2-22)$$

对 g 进行 DST 恰好等于对 u 进行 DMFT^[15], 这样就能将 DMFT 简化为单一的 DST 运算, 计算效率提高了一倍。齐次方程 $u(x, m\Delta z) - ru[x, (m-1)\Delta z] = 0$ 的解为 r^m 。方程(2-19)的特解 u_p 由下式给出:

$$u_p(x, m\Delta z) = g(x, m\Delta z) + ru_p[x, (m-1)\Delta z] \quad m = 1, 2, \dots, N \quad (2-23)$$

且 $u_p(x, 0) = 0$ 。最后的通解为:

$$u(x + \Delta x, m\Delta z) = u_p(x + \Delta x, m\Delta z) + Ar^m \quad (2-24)$$

其中:

$$A = B(x + \Delta x) - C \sum_{m=0}^N u_p(x + \Delta x, m\Delta z) r^m \quad (2-25)$$

$$B(x + \Delta x) = B(x) \exp \left(i\Delta x \sqrt{k_0^2 + \left(\frac{\ln(r)}{\Delta z} \right)^2} \right) \quad (2-26)$$

$$B(x) = C \sum_{n=0}^N u(x, m\Delta z) r^m \quad (2-27)$$

$$C = \frac{2(1 - r^2)}{(1 + r^2)(1 - r^{2N})} \quad (2-28)$$

综上所述, 利用 SSFT 算法求解抛物方程的步骤如下:

- 1) 根据天线的方向图函数, 由式(2-15)计算初始场分布 $u(0, m\Delta z)$;
- 2) 根据式(2-19), 由 $u(0, m\Delta z)$ 计算 $g(0, m\Delta z)$;
- 3) 对 $g(0, m\Delta z)$ 进行 DST, 得到 $U(0, j\Delta p)$;
- 4) 先不考虑折射项, 根据式(2-14), 计算 $U(x + \Delta x, j\Delta p) = U(0, j\Delta p) e^{i\Delta x \sqrt{k_0^2 - p^2 - k_0}}$;
- 5) 对 $U(x + \Delta x, j\Delta p)$ 进行离散正弦反变换 (IDST), 得到 $g(x + \Delta x, m\Delta z)$;
- 6) 根据式(2-23)、(2-25)~(2-28), 由 $g(x + \Delta x, m\Delta z)$ 计算 $u_p(x + \Delta x, m\Delta z)$ 和 A ;
- 7) 根据式(2-24), 由 $u_p(x + \Delta x, m\Delta z)$ 和 A 计算 $u(x + \Delta x, m\Delta z)$;

8) 再考虑折射项 $e^{ik_0\Delta x(n-1)}$ ，则可以得到下一个步进上的场分布。
重复以上步骤，就可以获得整个计算域内的空间场分布。

2.1.2 WAPE 模型的精度验证

为了验证 WAPE 算法的计算精度，本节将通过简单的电波传播算例，分别采用解析法和双射线法对其计算结果进行对比验证。

首先以无限长线源在自由空间空中的电波传播为例，采用解析法对 WAPE 进行验证，计算空间如图 2-1所示。其中无限长线源位于坐标点 (0, 0)，工作频率为 500 MHz，对应波长为 0.6 m。分别将 0~1 km（观察线 1）和 1 km 处 0~500 m 高度上（观察线 2）WAPE 模型计算的电场归一化幅值与解析法进行比较，对比结果如图 2-2所示。

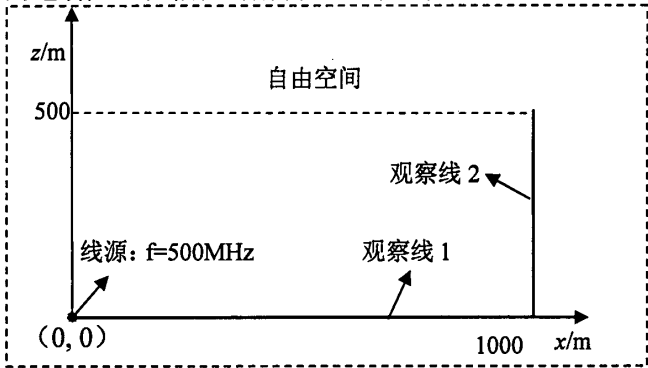
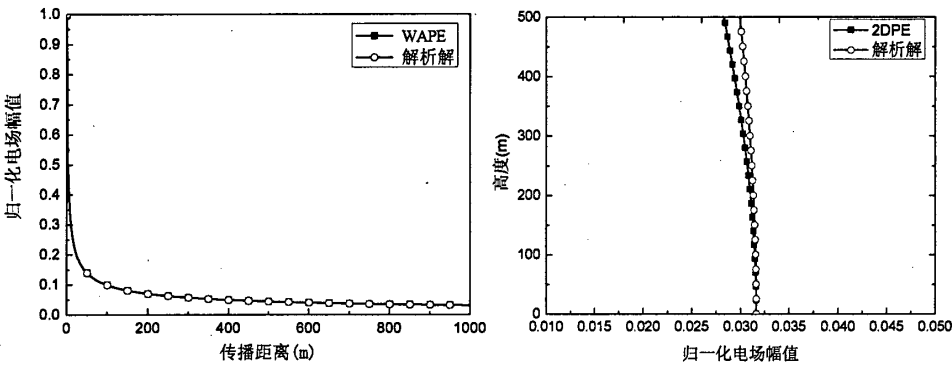


图 2-1 计算空间示意图



(a) 电场归一化幅值随距离的变化情况 (b) 电场归一化幅值随高度的变化情况

图 2-2 WAPE 算法与解析解对比图

图 2-2 (a) 为电场归一化幅值随距离的变化情况，可以看出图中 WAPE 模型结果与解析法吻合很好，线源的幅值按照 $\sqrt{r}$ 进行衰减。图 2-2 (b) 给出了在距离辐射源 1 km 处电场归一化幅值随高度的变化曲线，高度范围为 0 m 到 500 m（对应的抛物方程计算角度约为 30° ），由于 WAPE 模型的计算误差随角度增大而增加，因此随着高度的增大 WAPE 算法与解析法的误差增大，但最大误差不超过 5%。该算例证明了 WAPE 模型在有效计算角度 (30°) 范围内具有良好的计算精度，且随着计算仰角的减小计算

精度逐渐增加。

其次以平面波在 PEC 边界条件下的传播问题为例,同样采用解析法与 WAPE 进行对比。假设频率为 500 MHz 的平面波以 80° 入射角(掠射角为 10°)照射到无限大 PEC 平面,平面波的振幅为 1,计算空间如图 2-3 所示,空间内的大气折射率为 1。图 2-4 显示了在距离原点 1 km 处,电场归一化幅值和相位随高度的变化曲线,其中高度范围为 0 m 到 50 m。从图中可以看出 WAPE 算法的计算结果与解析法吻合较好,说明在 PEC 边界条件下,WAPE 算法的计算精度较高。

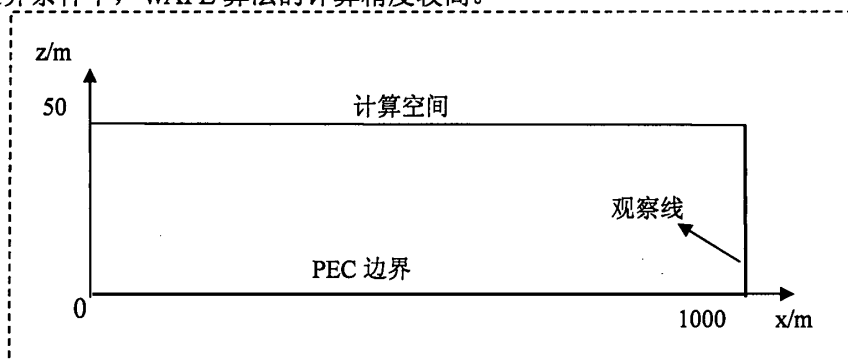


图 2-3 PEC 边界计算空间

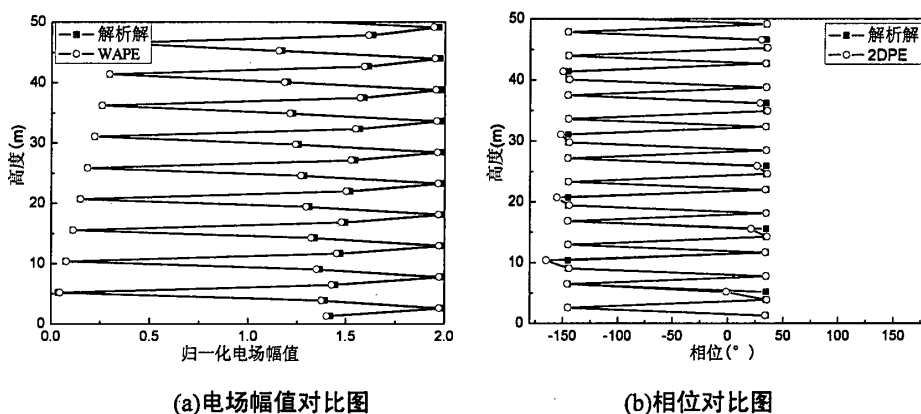


图 2-4 下边界为 PEC 时 WAPE 与解析解的对比

最后采用无限长线源在阻抗边界条件下的电波传播问题为例,采用几何光学的双射线法对 WAPE 方法进行验证,计算空间与上述类似,只是将图 2-3 所示的 PEC 边界改为阻抗边界条件。发射源距离下表面的高度为 10 m,工作频率为 1 GHz,图 2-5 和图 2-6 分别显示了水平和垂直两种极化情况下的电磁波传播因子^[145]和电场相位随高度的变化情况。从两幅图中可以看出,在阻抗边界条件下,无论是电波传播因子还是电场相位,WAPE 算法与双射线法都吻合很好,证明了其在阻抗边界条件下也具有较好的计算精度。

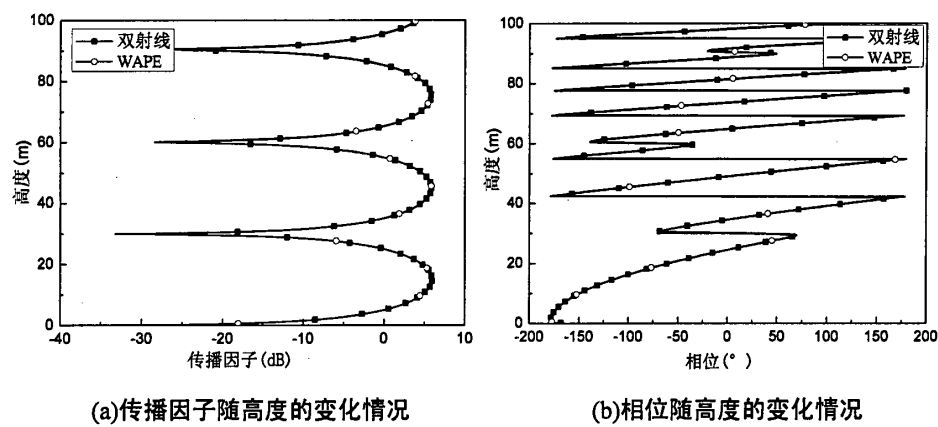


图 2-5 水平极化方式

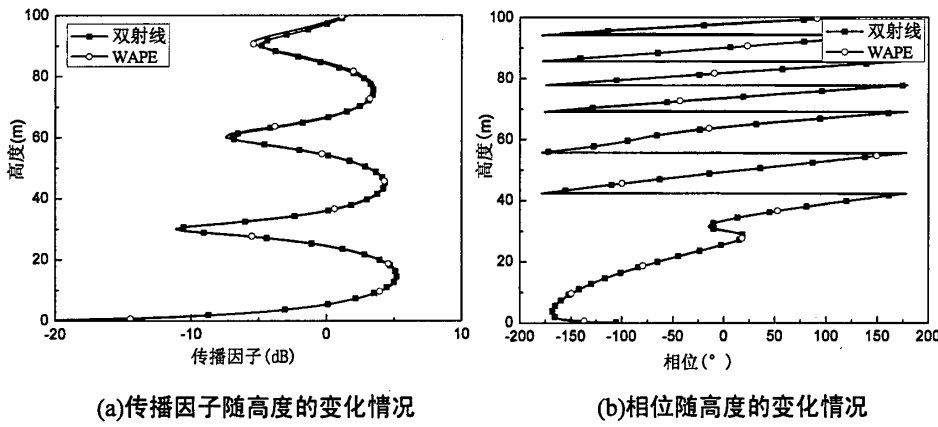


图 2-6 垂直极化方式

2.1.3 不规则地形的建模方法

电磁波在复杂环境中传播时，传播路径上的起伏地形通常对其造成严重影响。对抛物方程的不规则地形建模研究，国内外学者已经做了大量的工作，总结了诸多建模方法，目前处理不规则地形的的方法主要有全局共形变换法、移位变换法、地形屏蔽法、共形映射法、分段线性地形平移变换法和边界平移法等。

地形屏蔽法^[79]的基本思想是将不规则地形采用阶梯函数近似，在计算过程中仅考虑 S_1 面上场的传播， S_2 面上的场设为 0，如图 2-7所示，图中实心圆点表示此处的场不为 0，空心圆点表示场为 0。同时，在地面以下的场设置为 0，由于地形遮挡作用，不规则地形后面的场同样为 0。该方法将地面视为 PEC 平面，实现简单但计算精度较低。

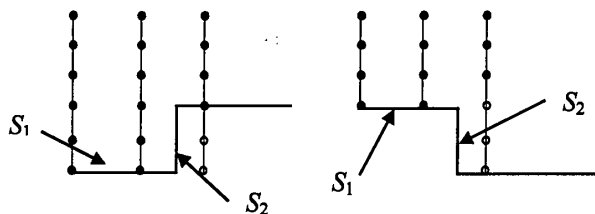


图 2-7 地形屏蔽法原理图

边界平移法^[80]是对地形屏蔽法进行改进的一种方法，它是由 Barrios 提出的，其原理简单直观，不需要对地形采取任何近似，只要判断前后两个步进的地形高度差并确定上（下）平移的点数，即可根据前一步进的场值求出下一步进的场值，原理如下：

如图 2-8 所示，当电磁波到达某一位置时，该位置处地表以上的场用 $u(x, i\Delta z)$ 表示，其中 $i=1, 2, \dots, N$ ， N 为 SSFT 的尺度。设与下一步进的地形高度差为 $N_i\Delta z$ ， N_i 为高度差的网格数。

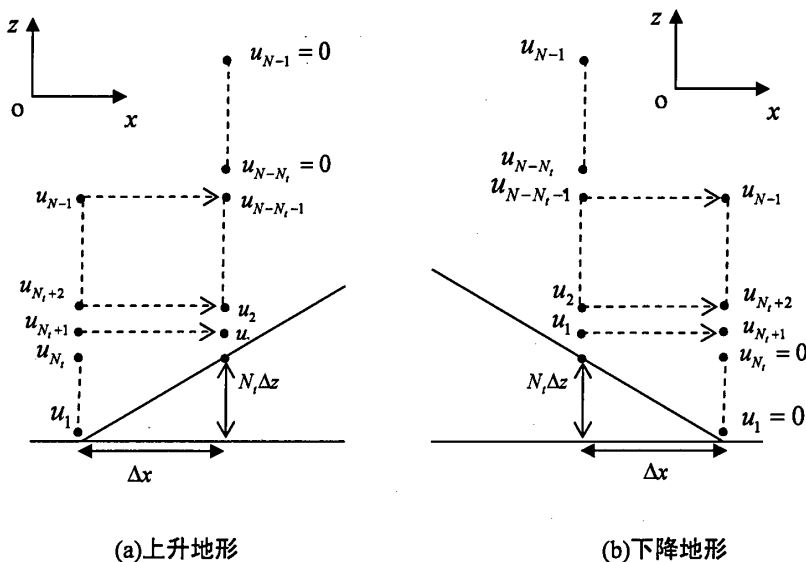


图 2-8 边界平移法原理图

如果地形处于上升阶段，如图 2-8 (a) 所示，则首先要求解下一步进的场分布，再根据地形高度差将该场分布的网格序号向下平移 N_i ，同时在最大高度（此时网格序号变为 $N - N_i - 1$ ）上补充网格序号为 $N - N_i \sim N - 1$ 的场，并将他们的值设为 0；同理，如果地形处于下降阶段，如图 2-8 (b) 所示，则将计算得到的场分布的网格序号向上平移 N_i ，并将网格序号为 $1 \sim N_i$ 上的场分布设为 0。

连续移位变换法是 1979 年首次提出的^[75]，它的求解方法是在计算域中建立一个新的坐标系，利用对折射率的修正使抛物方程的基本形式保持不变，其原理如图 2-9 所示。建立如下式所示的新坐标系：

$$x' = x, \quad z' = z - T(x) \quad (2-29)$$

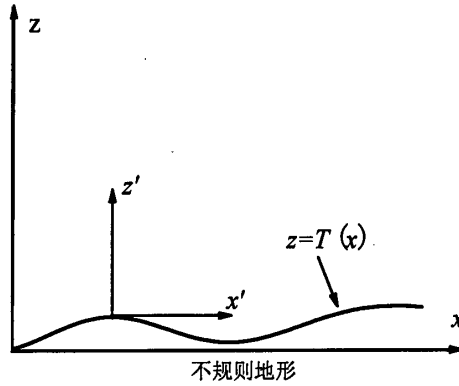


图 2-9 连续移位变换法建立的新坐标系

由 Helmholtz 方程可以得到新坐标系下的宽角抛物方程为^[77]:

$$\frac{\partial u(x', z')}{\partial x'} = i \sqrt{k_0^2 + \frac{\partial^2}{\partial z'^2}} u(x', z') + i k_0 (n(x', z') - z' T') u(x', z') \quad (2-30)$$

其中: $T' = \partial^2 T / \partial x'^2$ 。对比式(2-12)所示的 Feit-Fleck 型 WAPE, 新坐标系下的抛物方程本身形式基本不变, 只是采用 $n(x', z') - z' T' + 2$ 代替了大气折射率 n , 因此仍然可以 SSFT 算法进行步进求解。但该方法的缺点是必须预先知道地形的曲率 T' , 而在实际运用中地形曲率通常难以求解; 同时, 在采用该方法处理分段的线性不规则地形环境时, 由于地形的曲率 $T' = 0$ (除拐点以外), 其计算精度较低。

分段线性地形平移变换法是目前抛物方程处理不规则地形的最精确方法, 它同样也是基于 Beilis 和 Tappert 模型。根据如图 2-9所示的坐标变换, 由 Helmholtz 方程可以得到 Feit-Fleck 型 WAPE 为:

$$\frac{\partial u(x', z')}{\partial x'} = i \sqrt{k_0^2 + \frac{\partial^2}{\partial z'^2}} u(x', z') + i k_0 \left(n(x', z') - 1 + \frac{1}{2} T'^2 \right) u(x', z') - i \frac{\partial \theta}{\partial x'} u(x', z') \quad (2-31)$$

其中: $T' = \partial T / \partial x'$ 为地形的斜率; $u(x', z') = \psi(x', z') e^{-i\theta}$, θ 为相位函数, 令

$$\theta(x', z') = K_0 z' T' + f(x') \quad (2-32)$$

其中 $K_0 = k_0 / \sqrt{1 + T'^2}$ 为与地形斜率有关的常数, $f(x') = K_0 (1 + T'^2)$ 。将式(2-32)带入到式(2-31)中, 化简后得到:

$$\frac{\partial u}{\partial x'} = \frac{i k_0}{\sqrt{1 + T'^2}} \left(\sqrt{1 + \frac{1 + T'^2}{k_0^2} \frac{\partial^2}{\partial z'^2}} - 1 \right) u + i k_0 \left(\sqrt{n^2 - \frac{T'^2}{1 + T'^2}} - 1 \right) u \quad (2-33)$$

对比式(2-12)所示的 Feit-Fleck 型 WAPE, 式(2-33)只是将绕射项中的波数 k_0 用有效波数 $k_0 / \sqrt{1 + T'^2}$ 来修正, 原有的大气折射指数 n 用 $\sqrt{n^2 - T'^2 / (1 + T'^2)}$ 修正。若令 $T' = \tan \alpha$, α 为局部地形与水平线的角度, 则 $k_0 / \sqrt{1 + T'^2} = k_0 \cos \alpha$, $T'^2 / (1 + T'^2) = \sin^2 \alpha$, 此时式(2-33)可写为:

$$\frac{\partial u}{\partial x'} = ik_0 \cos \alpha \left(\sqrt{1 + \frac{1}{k_0^2 \cos^2 \alpha} \frac{\partial^2}{\partial z'^2}} - 1 \right) u + k_0 (\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} - 1) u \quad (2-34)$$

变换后的 WAPE 可直接利用 SSFT 算法求解:

$$u(x' + \Delta x', z') = e^{ik_0(m-2)\Delta x} \mathfrak{F}^{-1} \left[e^{i\Delta x' \sqrt{k_0^2 \cos^2 \alpha - p^2}} U(x', z') \right] \quad (2-35)$$

其中: $m = \sqrt{n^2 - T'^2} / 1 + T'^2 = \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}$ 。可见, 分段线性地形平移变换法是通过空间波数以及折射项进行修正来完成对不规则地形的建模。

但需要注意的是, 分段地形的拐点会使前后连个步进上的相位因子不连续, 于是需要对拐点处的相位进行修正:

$$\psi_2(x_{1,2}, z) = \psi_1(x_{1,2}, z) e^{ik_0 z (\sin \alpha_1 - \sin \alpha_2)} \quad (2-36)$$

其中, $x_{1,2}$ 为分段地形的拐点, $\sin \alpha_1 \neq \sin \alpha_2$, ψ_1 和 ψ_2 分别为前后两个步进上的场。在采用分段线性地形平移变换法时, 还需要结合如式(2-37)所示的阻抗边界条件:

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} + ik_0 \cos \alpha \left[\sin \theta \left(\frac{1-\Gamma}{1+\Gamma} \right) + \tan \alpha (1 - \cos \theta) \right] \psi = 0 \quad z = 0 \quad (2-37)$$

其中 θ 为掠射角, $\tan \alpha$ 为地形斜率。对于平坦地形, $\tan \alpha = 0$, 则(2-37)式可化简为式(2-17)所示的平地面阻抗边界条件。定义新的阻抗系数 β' 为:

$$\beta' = ik_0 \cos \alpha \left[\sin \theta \left(\frac{1-\Gamma}{1+\Gamma} \right) + \tan \alpha (1 - \cos \theta) \right] = \cos \alpha [\beta + ik_0 \tan \alpha (1 - \cos \theta)] \quad (2-38)$$

用新的阻抗系数 β' 代替如式(2-18)所示的 Loentovich 系数: $\beta = ik \sin \theta \left(\frac{1-\Gamma}{1+\Gamma} \right)$, 则求解过程与平面上的 DMFT 求解过程一样。

通过以上对空间波数以及折射项进行修正、拐点处相位的处理, 并结合式(2-37)所示的阻抗边界条件就可以利用 WAPE 研究复杂地形上的电波传播问题。分段线性地形平移变换法是目前抛物方程处理不规则地形的最精确方法, 下面本节将利用该方法计算不规则地形上的电波传播特性。

算例采用与文献[7]中相同的地形函数, 大气为标准大气结构, 但将文献中 PEC 表面设置为中等干燥地面, 其相对介电常数由 CCIR 5 推荐的公式求解 (文献[7]: 46-48, 下文中海水、湿地等不同地表的电磁参数均由其推荐的相应公式计算)。类似正弦包络形状的不规则地形分布函数为:

$$T(x) = \begin{cases} \frac{h}{2} \left[1 + \sin \left(\pi \cdot \frac{x - x_1}{w} - \frac{\pi}{2} \right) \right] & x_1 < x < x_1 + 2w \\ 0 & \text{其他} \end{cases} \quad (2-39)$$

其中 h 为地形的最大高度, x_1 为地形起始距离, w 为地形宽度的一半。在此设 $h = 229$

m, $x_1=10\text{ km}$, $w=10\text{ km}$, 得到的地形剖面如图 2-10所示。

设置辐射源的工作频率为 3 GHz, 放置高度为 30.5 m, 初始仰角为 0° , 采用水平极化方式, 方向图为高斯函数:

$$A(p)=e^{-p^2\omega^2/4} \tag{2-40}$$

其中 $w=\sqrt{2\ln 2/\sin(\theta_{bw}/2)}$, θ_{bw} 为方向图的 3dB 宽度, 在此设为 3° 。

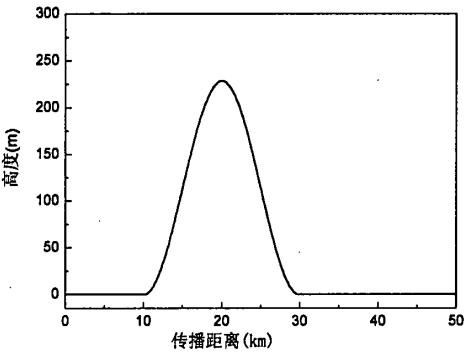


图 2-10 地形剖面图

在距离辐射源 50 km 处, 利用分段线性地形平移变换法得到的电波传播因子随高度分布的曲线如图 2-11所示, 从图中可以看出, 由于地形的遮挡作用, 高度小于 600 m 的区域出现了阴影区, 从地面起随着高度的增加, 由阴影区逐渐过渡到亮区; 当高度大于 600 m 时出现了干涉波纹。

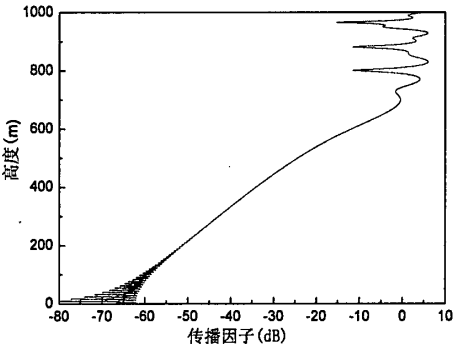


图 2-11 50 km 处电波传播因子随高度的变化曲线

2.1.4 粗糙海面的建模方法

当电磁波在海上传播时, 由于粗糙海面的作用会引起漫反射, 散射分量的能量分散在各个方向, 使前向传播的电磁波相干特性减弱。海面粗糙度越大, 散射分量越强, 前向的镜面反射分量就越弱。在利用 WAPE 模型研究海面环境中的电波传播问题时, 通常采用 Kirchhoff 近似法把它的影响通过等效反射系数 Γ_e 体现^{[6],[114]}。等效反射系数计算公式为:

$$\Gamma_e = \rho \Gamma \quad (2-41)$$

其中 Γ 为平面边界的反射系数, ρ 是海面粗糙度因子, 采用 Miller Brown 近似可得:

$$\rho = e^{-0.5\gamma^2} I_0(0.5\gamma^2) \quad (2-42)$$

其中 I_0 为 0 阶第一类修正贝塞尔函数; γ 为 Rayleigh 粗糙参数:

$$\gamma = 2k_0 h_e \sin\theta \quad (2-43)$$

式中: θ 是电波掠射角, h_e 是粗糙面高度的均方根差。 γ 表示以掠射角 θ 照射在高度均方根差为 h_e 的直射波与反射波的相位差。当掠射角 θ 很小时, ρ 的值接近 1, $\Gamma_e = \Gamma$, 粗糙海面可认为是平坦的表面, 只有镜面反射发生; 随着 θ 的增加, ρ 的值逐渐减小, 表面变得越粗糙, 散射能量不再集中为镜面反射, 而是越来越多的能量发生漫反射。同时, 从式(2-43)可以看出, γ 是频率的函数, 它的值随频率升高而增大, 即海面粗糙度随频率增大。

粗糙面高度均方差 h_e 是海面上风速 v_{wind} 的函数^[6]:

$$h_e = 0.0051 \cdot v_{wind}^2 \quad (2-44)$$

根据海面的风速, 由式(2-41)~(2-44)可以得到粗糙海面的等效反射系数 Γ_e , 再将其代入到抛物方程模型即可求解粗糙海平面上的电波传播特性。

基于上述理论, 利用抛物方程方法分析了电磁波在粗糙海面环境中的传播特性。假设海面上大气折射率为 1, 海水的相对介电常数和导电率由 CCIR 5 推荐的公式给出。辐射源距离地面的高度为 30 m, 其方向图为全波方向图, 采用水平极化方式。应用抛物方程法计算的风速分别为 10 m/s (5 级) 和 20 m/s (8 级) 两种粗糙程度海面的电波传播特性, 并将其结果与无风环境的情况进行对比。图 2-12 给出了频率为 1 GHz 和 35 GHz 的电磁波在三种环境下电波传播因子随高度的变化情况, 其中电波传播距离为 5 km。

图 2-12 表明随着风速的增大, 海面粗糙程度增强, 电磁波在粗糙海面发生的漫反射增加而镜面反射减小, 因此相干性减弱。同时可以看出, 随着高度的升高, 由于掠射角增大, 故相干性减弱, 这与理论结果一致。

为了验证频率对海面粗糙度的影响, 应用抛物方程方法计算了频率分别为 1 GHz、2 GHz 和 3 GHz 的电磁波在粗糙海面环境中的电波传播特性, 结果如图 2-13 所示, 其中海面风速为 10 m/s, 其他条件与上述算例一致。从图中可以看出, 电磁波的相干特性随频率的升高而减弱, 这是由于频率升高使海面的粗糙度增加, 更多的能量发生了漫反射, 这与上述分析的理论结果一致。

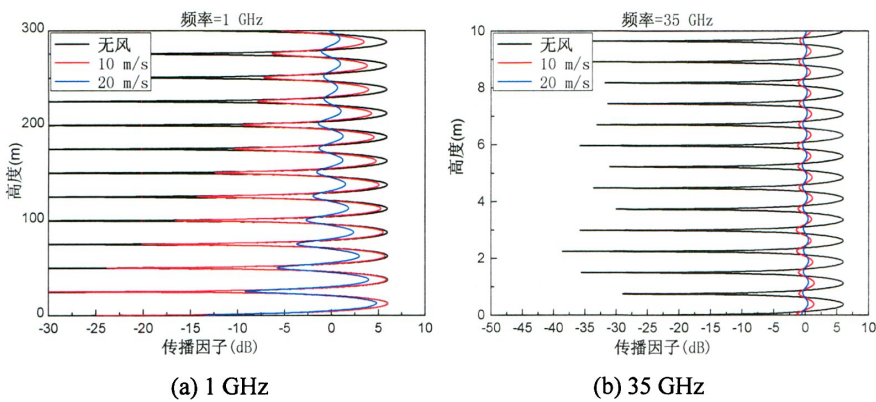


图 2-12传播因子随高度的变化曲线

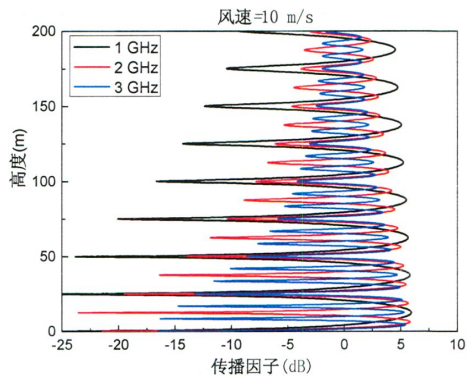


图 2-13 不同频率的电磁波受粗糙海面影响的对比

2.2 大气吸收的 WAPE 模型

毫米波在大气中传播时，大气中的水汽分子和氧气分子会吸收电磁波能量，该过程引起传播衰减通常不能忽视^{[3]~[5]}。以往在抛物方程模型处理大气结构时，往往忽略了大气吸收的影响，因此本节将研究应用 WAPE 模型预测毫米波大气吸收衰减的方法。

在求解电波传播问题中，为了便于研究和应用，往往采用折射率 N 来代替 n ，它们之间的关系为：

$$N = (n - 1) \times 10^6$$

(2-45)

折射率 N 由常折射率 N_0 和色散项 $N(f)$ 组成^[59]：

$$N = N_0 + N(f)$$

(2-46)

其中常折射率 N_0 可表示为：

$$N_0 = \frac{77.64 \times p}{T} + \frac{3.73 \times 10^5 e_w}{T^2}$$

(2-47)

式中： p 是大气压强， T 是大气绝对温度， e_w 是水汽压强。水汽压强 e_w 可以由水汽密度

(绝对湿度) ρ 计算得到:

$$e_w = \frac{\rho T}{216.7} \quad (2-48)$$

而与空气相对湿度 RH 的关系为:

$$RH = \left[\frac{e_w}{e_s(T)} \right]_T \quad (2-49)$$

其中 $e_s(T)$ 表示温度为 T 时的饱和水汽压, 相关研究表明, $e_s(T)$ 的值仅与温度相关 [146]:

$$e_s(T) = 6.105 \exp \left(25.22 \frac{T-273.2}{T} - 5.31 \ln \left(\frac{T}{273.2} \right) \right) \quad (2-50)$$

这样就可以根据大气压强、温度和湿度由(2-47)~(2-50)式求得常折射率 N_0 。

大气复折射率的色散项 $N(f)$ 取决于所有氧气分子和水汽分子的吸收总和, 它的实部 $N'(f)$ 与虚部 $N''(f)$ 的解析式可表示为:

$$\begin{cases} N'(f) = \sum_i S_i F_i' + N_D'(f) \\ N''(f) = \sum_i S_i F_i'' + N_D''(f) \end{cases} \quad (2-51)$$

式中: S_i 为第 i 条吸收谱线强度; F_i' 和 F_i'' 分别为第 i 条吸收谱线形状因子的实部和虚部; $N_D'(f)$ 和 $N_D''(f)$ 分别是大气压力造成的氮气吸收和 Debye 频谱的干燥连续带的实部和虚部。其中吸收谱线强度 S_i 计算如下 [147]:

$$S_i = \begin{cases} a_1 \times 10^{-7} p \theta^3 e^{a_2(1-\theta)} & \text{氧气} \\ b_1 \times 10^{-1} e_w \theta^{3.5} e^{b_2(1-\theta)} & \text{水汽} \end{cases} \quad (2-52)$$

式中: $\theta=300/T$; 系数 a_1 , a_2 , b_1 , b_2 以及下面式(2-54)和(2-55)中的 $a_3 \sim a_6$ 和 $b_3 \sim b_6$, 为吸收谱线参数 [147]。

F_i' 和 F_i'' 可以通过以下公式确定:

$$\begin{cases} F_i' = \frac{1}{f_i} \left[\frac{f_i^2 + \Delta f^2 - f(f_i - \delta \Delta f)}{(f_i - f)^2 + \Delta f^2} + \frac{f_i^2 + \Delta f^2 + f(f_i - \delta \Delta f)}{(f_i + f)^2 + \Delta f^2} - 2 \right] \\ F_i'' = \frac{f}{f_i} \left[\frac{\Delta f - \delta(f_i - f)}{(f_i - f)^2 + \Delta f^2} + \frac{\Delta f - \delta(f_i + f)}{(f_i + f)^2 + \Delta f^2} \right] \end{cases} \quad (2-53)$$

式中: f_i 为吸收谱线的中心频率; Δf 为谱线宽度; δ 为重叠修正因子。 Δf 和 δ 的气象经验公式为:

$$\Delta f = \begin{cases} a_3 \times 10^{-4} (p \theta^{(0.8-a_4)} + 1.1 e_w \theta) & \text{氧气} \\ b_3 \times 10^{-4} (p \theta^{b_4} + b_5 e_w \theta^{b_5}) & \text{水汽} \end{cases} \quad (2-54)$$

$$\delta = \begin{cases} (a_s + a_\theta \theta) \times 10^{-4} (p + e_w) \theta^{0.8} & \text{氧气} \\ 0 & \text{水汽} \end{cases} \quad (2-55)$$

由于多普勒效应, 谱线宽度 Δf 修正为:

$$\Delta f = \begin{cases} \sqrt{\Delta f^2 + 2.25 \times 10^{-6}} & \text{氧气} \\ 0.535 \Delta f + \sqrt{0.217 \Delta f^2 + \frac{2.1316 \times 10^{-12} f_i^2}{\theta}} & \text{水汽} \end{cases} \quad (2-56)$$

$N_D'(f)$ 和 $N_D''(f)$ 的计算方法如下:

$$\begin{cases} N_D'(f) = \frac{3.07 \times 10^{-5} p \theta^2}{1 + (f/d)^2} \\ N_D''(f) = f p \theta^2 \left[\frac{6.14 \times 10^{-5}}{d [1 + (f/d)^2]} + \frac{1.4 \times 10^{-12} p \theta^{1.5}}{1 + 1.9 \times 10^{-5} f^{1.5}} \right] \end{cases} \quad (2-57)$$

其中:

$$d = 5.6 \times 10^{-4} (p + e_w) \theta^{0.8} \quad (2-58)$$

由公式(2-51)~(2-58)则可以得到色散项 $N(f)$, 再结合常折射率 N_0 即可获得大气折射率 N 。由上述公式也可以看出大气复折射率不仅由大气压强、温度和湿度决定, 还与电磁波的频率相关。图 2-14 给出了毫米波段、标准海平面气象条件下 ($p=1013 \text{ mb}$, 温度 $t=15^\circ\text{C}$, 水汽密度 $\rho=7.5 \text{ g/m}^3$) 大气复折射率 N 随频率的变化情况, 其中图 2-14(a) 显示了实部 $N_0 + N'(f)$ 与频率的关系, 从图中可以看出, 在毫米波段, 实部随频率的变化不明显, 但是出现两个反常色散区, 即实部随频率增加而急剧降低。由于 N_0 不随频率变化, 因此根据公式(2-47)~(2-50)求得的值为常数 317.9。图 2-14(b) 显示了大气复折射率的虚部 $N''(f)$ 与频率的关系, 由图可见虚部出现三个尖峰, 其尖峰为大气的吸收峰。

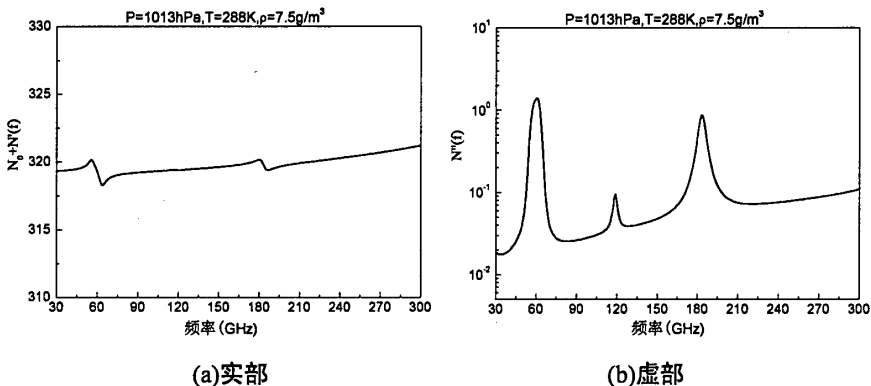


图 2-14 大气复折射率 N 与频率的关系

根据式(2-45)大气复折射率 N 与 n 的关系, 可利用 WAPE 模型研究大气吸收引起

的毫米波衰减。图 2-15 为利用 WAPE 模型得到的标准海平面条件下大气特征衰减与频率的变化关系。从图中可以看出大气吸收衰减随频率的增大而逐渐上升, 且出现三个吸收尖峰, 其对应的频率为大气吸收谐振频率, 三个典型的毫米波大气吸收谐振频率是 60 GHz、119 GHz 和 183 GHz。在毫米波“大气窗口”频率点的吸收衰减也不容忽视, 其中 35 GHz 约为 0.11 dB/km, 94 GHz 约为 0.45 dB/km, 140 GHz 约为 1.08 dB/km, 220 GHz 约为 2.90 dB/km。

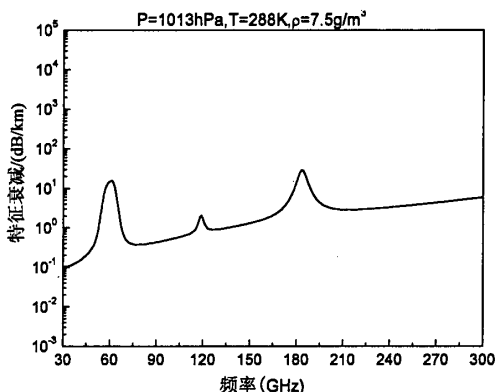


图 2-15 大气特征衰减与频率的关系曲线

大气复折射率 N 与大气压强、温度和湿度三个气象参数相关, 事实上气象参数通常随着海拔高度、季节、昼夜、地理位置和大气活动等变化, 研究大气吸收衰减时应该以当地气象参数为准。若无法获取更可靠的气象参数时, 可根据国际电联无线电信部门 (ITU-R) 推荐使用的全球各地区不同季节的气象参数^[148]。在海拔高度为 11 km 的对流层以内, 全球年度平均分布的气象参数 p 、 T 和 ρ 随高度 h 的变化关系为:

$$\begin{cases} p(h) = p_0 \left[T_0 / (T_0 + L_0 h) \right]^{34.163/L_0} \\ T(h) = T_0 + L_0 h \\ \rho(h) = \rho_0 \exp(-h/h_0) \end{cases} \quad (2-59)$$

式中: p_0 、 T_0 和 ρ_0 为标准海平面气象参数, $L_0 = -6.5$ K/km 是温度梯度, $h_0 = 2$ km 为大气水汽密度标高。式(2-59)说明: 1) 在地球引力的作用下, 大气压强随高度的升高而逐渐递减; 2) 在对流层, 温度随高度的升高而呈线性减小; 3) 水汽密度随高度的升高而呈指数减小。若无特殊说明, 本文的标准大气环境采用大气压强 $p_0 = 1013$ mb、温度 $t_0 = 15^\circ\text{C}$ 、绝对湿度 $\rho_0 = 7.5$ g/m³, 它们随高度的变化采用公式(2-59)计算。

在研究近地面环境的电波传播问题时, 往往需要考虑地球曲率的影响, 因此引入新的修正折射率 M , 它与复折射率 N 的关系为:

$$M = N + \frac{h}{R_e} \times 10^6 \approx N + 0.157h \quad (2-60)$$

图 2-16 给出了 94 GHz 毫米波对应的修正折射率 M 与高度的关系。图 2-16(a)同时

显示了线性模式^[7]得到的标准大气结构，其中设地表大气折射率 $N_0=318$ ，斜率为 118。从图 2-16(a)可以看出，修正折射率 M 实部随高度的增加而逐渐增大，这是由于地球曲率的影响，使电磁波“背离”地面传播；在地表大气折射率 N_0 相同时，本文采用复折射率模型与线性模型吻合较好。如图 2-16(b)所示，由于空气随着海拔高度的增加而逐渐变得稀薄，因此虚部随高度的增加而减小，对应的大气吸收随高度的增加而减弱。

基于上述计算得到的大气复折射率，本文将应用 WAPE 模型研究 94 GHz 毫米波在阻抗边界条件下的大气吸收衰减。设辐射源距离地面的高度为 10 m，采用高斯方向图，半波宽度为 3° ，初始仰角为 0° ，采用水平极化方式，地表为中等干燥地面。在最大距离处（20 km）电波传播损耗随高度的变化曲线如图 2-17所示，为了便于比较，图中同时给出了采用线性模式的计算结果。从图中可以看出，在传播距离 20 km 处，由于考虑了大气的吸收效应，本文方法得到的衰减比线性模式高 9 dB 左右；同时，由于实部的不同，干涉形成的波峰出现的高度也有略微的差异。

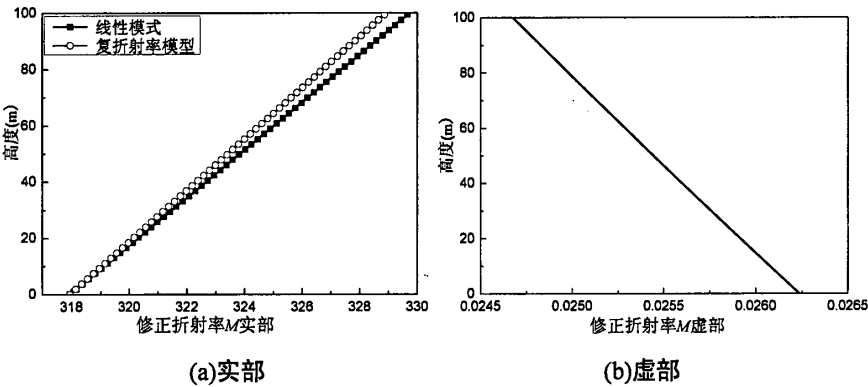


图 2-16 94 GHz 毫米波的大气复折射率随高度的变化

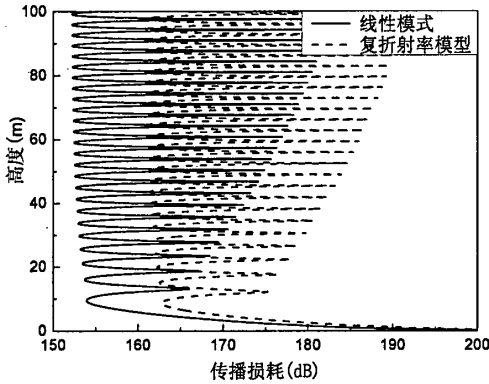


图 2-17 传播损耗随高度的变化

本小节利用大气复折射率模型，实现了应用抛物方程方法计算毫米波的大气吸收衰减。在实际应用中，可根据当地的大气压强、温度和湿度，以及其随高度的变化情况，计算任意频率毫米波的大气吸收衰减。

2.3 海面环境中的电波传播模拟

至此,只要知道计算空间内的地形数据和气象参数,本文建立的 WAPE 模型就可以快速计算出该区域内的毫米波传播特性。以下应用该模型研究了一个包含粗糙海面和海岛环境的电波传播问题。

设置辐射源的架设高度为 35 m,采用高斯方向图,其半波宽度为 2° ,工作频率为 35 GHz,水平极化方式,初始仰角为 0° 。采用标准大气环境,利用大气复折射率模型计算的 35 GHz 毫米波的修正折射率 M 随高度的变化情况如图 2-18所示。复杂海面环境剖面如图 2-19所示:整个计算空间存在粗糙海面环境,海面上风速为 10m/s,海面中存在两座海岛,高度分别为 25 m 和 50 m,宽度分别为 500 m (1 km~1.5 km) 和 1 km (4 km~5 km),形状由公式(2-39)给出,海岛的地面为湿地。

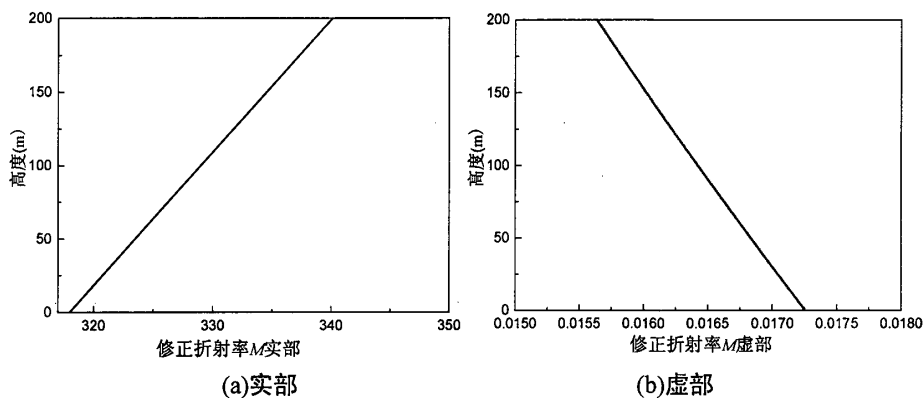


图 2-18 35 GHz 毫米波的大气复折射率分布

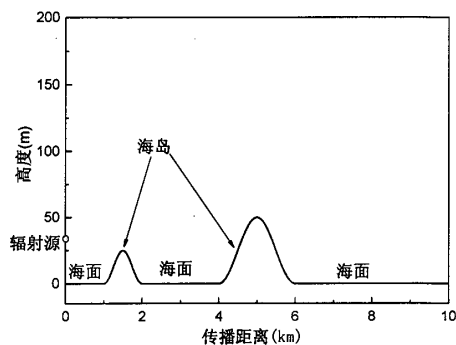


图 2-19 计算空间剖面图

采用 WAPE 模型计算得到的传播因子空间分布如图 2-20所示,从图中可以清楚地看到海岛后面出现了阴影区。图 2-21给出了在传播距离 10 km 处的传播因子随高度的变化情况。同时,为了研究大气吸收和粗糙海面对电波传播的影响,图中还给出了线性模式和平静海面(海面风速为 0)时的传播因子分布。从图 2-21(a)中可以看出,采用复折射率模型能够考虑大气吸收的影响,电波传播损耗明显增加(传播因子减小),结果与实际情况更加接近;图 2-21(b)中由于粗糙海面的影响,发生的镜面反射减少,

因此电波相干叠加减弱。

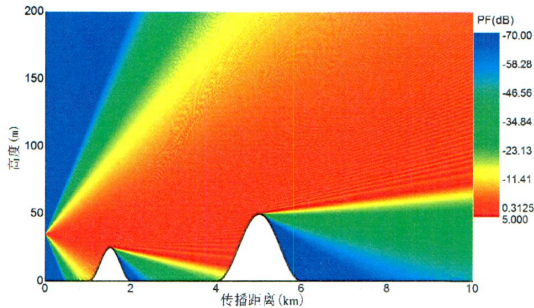
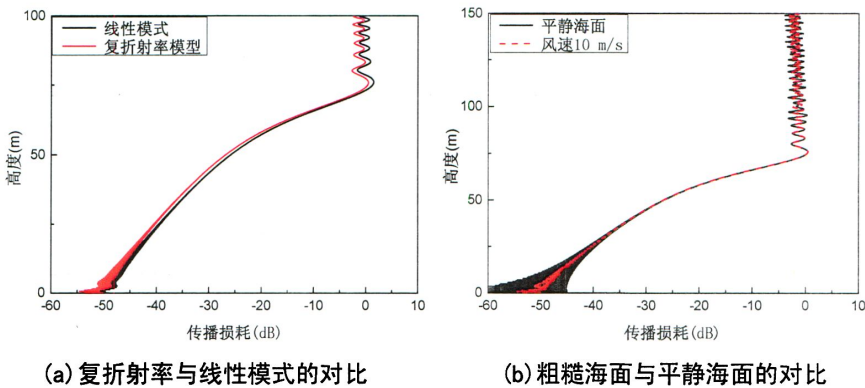


图 2-20 传播因子空间分布图



(a) 复折射率与线性模式的对比 (b) 粗糙海面与平静海面的对比

图 2-21传播因子随高度的变化

2.4 本章小结

本章首先介绍了抛物方程的基本原理，从二维标量 Helmholtz 方程出发，阐述了 Feit-Fleck 型 WAPE 的推导过程，并给出了其初始场的设置方法和 SSFT 解法的计算步骤。采用解析法和双射线法验证了 WAPE 模型的正确性及计算精度进行，结果表明 Feit-Fleck 型 WAPE 在近轴区域的计算精度较高，在计算仰角达到 30°时误差也控制在 5%以内。随后本章介绍了抛物方程对不规则地形建模的地形屏蔽法、边界平移法、连续移位变换法和分段线性地形平移变换法，并采用分段线性地形平移变换法对类似正弦包络形状的地形环境中的电波传播特性进行了分析。同时研究了粗糙海面环境的抛物方程电磁建模方法，分析了风速和电波频率对海面粗糙度的影响，结果说明海面粗糙程度随风速和频率的增加而增大。以上的工作为本论文的后续研究工作打下了坚实的基础。

针对毫米波的大气吸收衰减问题，提出了利用 WAPE 模型计算毫米波的大气吸收衰减。该模型可根据大气压强、温度和湿度，以及其随高度的变化情况，得到任意频率的毫米波在大尺度空间的传播特性，以 94 GHz 毫米波在阻抗边界条件下的传播为例，对比分析了考虑和忽略大气吸收衰减两种情况下的传播特性，结果表明大气对毫

米波具有较大的吸收衰减。最后应用 WAPE 模型分析了 35 GHz 毫米波在复杂海面环境中的传播特性。

第3章 混合媒质电磁建模方法及沙尘暴衰减的仿真研究

抛物方程方法本身就包含了电磁波传播的折射项与绕射项,从(2-14)式抛物方程 SSFT 解的形式可以看出,折射指数项 $e^{ik_0 \Delta x(n-1)}$ 反映了媒质对电波传播的影响, $n=\sqrt{\epsilon_r}$ 为媒质的折射率, ϵ_r 为其中的相对介电常数。因此要实现基于抛物方程的复杂气象环境电磁建模及毫米波传播特性的研究,复杂气象环境等效介电常数的确定是其核心内容。当雨、雾、沙尘暴等复杂气象环境发生时,通常是雨滴、雾滴、沙尘等离散粒子按照一定的谱分布弥散在空气中,形成一种宏观近似均匀的随机混合物介质,因此可采用混合媒质理论求解其等效电磁参数。本章首先将根据介质极化理论,研究混合物的等效介电常数模型,同时给出填充颗粒为球形时的等效介电常数的求解方法。

3.1 混合媒质等效介电常数模型

3.1.1 等效介电常数模型的建立

在填充物质与空气形成的混合媒质中,假设 ϵ_{eff} 是混合媒质的等效介电常数,则它与混合媒质的电位移矢量 $\bar{D}$ 的关系为:

$$\bar{D} = \epsilon_{eff} \bar{E} = \epsilon_{eff} (\bar{E}_0 + \bar{E}') \quad (3-1)$$

其中 $\bar{E}$ 为混合媒质的平均电场强度, $\bar{E}_0$ 是入射电场, $\bar{E}'$ 是由混合物的极化强度 $\bar{P}$ 产生的退极化场。同时 $\bar{D}$ 也可以通过以下表达式计算:

$$\bar{D} = \epsilon_0 \bar{E} + \bar{P} \quad (3-2)$$

这里 ϵ_0 为背景媒质即空气的介电常数。假设单个填充颗粒的极化强度为 $\bar{p}$, 它的值可以用单个粒子的极化率 α 和其内部场 $\bar{E}_e$ 表示:

$$\bar{p} = \alpha \bar{E}_e \quad (3-3)$$

当填充粒子的大小不均匀,且粒子数可用尺度分布函数 $N(r)$ 表示时,混合物的极化强度可表示为^[149]

$$\bar{P} = \int_{r_{min}}^{r_{max}} N(r) \alpha(r) \bar{E}_e(r) dr \quad (3-4)$$

式中: r_{max} 和 r_{min} 分别为填充粒子的最大和最小粒径。同时,单个粒子的内部场 $\bar{E}_e$ 可表示为混合媒质的电场强度与退极化场强之和^[150],即:

$$\overline{E}_e = \overline{E} + \frac{1}{\varepsilon_0} \overline{L} \cdot \overline{P} \quad (3-5)$$

式中: $\overline{L} = \sum_{i=x,y,z} L_i \hat{u}_i \hat{u}_i$ 为粒子的极化因子, 表示当电场沿粒子某个轴向时粒子的极化情况, 其值由粒子的形状决定, 且 $L_x + L_y + L_z = 1$, $\hat{u}_i$ 是粒子轴向上的单位矢量。

粒子的极化率可由下式得到^[150]:

$$\overline{\alpha} = \sum_{i=x,y,z} \frac{v_0 \varepsilon_0 (\varepsilon_s - \varepsilon_0)}{\varepsilon_0 + L_i (\varepsilon_s - \varepsilon_0)} \hat{u}_i \hat{u}_i \quad (3-6)$$

式中: ε_s 为粒子的介电常数; $v_0 = 4\pi r^3/3$ 表示粒子的体积, r 为粒子等效半径。若令填

充颗粒的体积含量(占空比) $v_s = \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} N(r) v_0 dr$, 则可以根据(3-1)~(3-6)式计算混合介质的等效介电常数:

$$\overline{\varepsilon}_{eff} = \sum_{i=x,y,z} \left(\varepsilon_0 + \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} \frac{\varepsilon_0 N(r) \alpha(r)}{\varepsilon_0 - L_i N(r) \alpha(r)} dr \right) \hat{u}_i \hat{u}_i = \sum_{i=x,y,z} \left(\varepsilon_0 + \frac{\frac{v_s \varepsilon_0 (\varepsilon_s - \varepsilon_0)}{\varepsilon_0 + L_i (\varepsilon_s - \varepsilon_0)}}{1 - \frac{L_i v_s (\varepsilon_s - \varepsilon_0)}{\varepsilon_0 + L_i (\varepsilon_s - \varepsilon_0)}} \right) \hat{u}_i \hat{u}_i \quad (3-7)$$

综上所述, 求解混合物等效介电常数的步骤如下:

- (1) 根据填充物质的形状得到其极化因子, 由公式(3-6)确定其极化率 $\overline{\alpha}$;
- (2) 计算填充物质的介电常数 ε_s , 降雨和降雾环境时为水的介电常数, 沙尘暴环境时为湿沙粒的介电常数;
- (3) 根据填充颗粒尺度分布函数 $N(r)$ 确定其占空比 v_s ;
- (4) 根据大气压强、温度、湿度以及电波频率确定空气的介电常数 ε_0 ;
- (5) 根据步骤(1)~(4)的计算结果, 采用公式(3-7)获得混合物的等效介电常数 $\overline{\varepsilon}_{eff}$ 。

应用上述模型即可求得填充颗粒与空气形成混合物的等效介电常数。该模型是基于介质极化理论, 因此物理过程清晰明确, 不但可以考虑填充颗粒的物理特性对混合物等效介电常数的影响, 同时, 在该模型的推导过程中, 也考虑了单个粒子及混合媒质的退极化场分别对粒子内部场和外部场的影响, 很好地体现了填充粒子与背景媒质的相互作用, 本文将基于该模型求解沙尘暴、降雾和降雨环境混合媒质的等效介电常数。

3.1.2 Maxwell Garnett 公式

若填充粒子的形状为球形, 那么其极化特性在空间各方向相同, 因此极化因子 $L_i = 1/3$, $i=x,y,z$, 根据(3-6)是, 粒子的极化率为:

$$\alpha = \frac{3v_0\varepsilon_0(\varepsilon_s - \varepsilon_0)}{\varepsilon_s + 2\varepsilon_0} \quad (3-8)$$

因此可以得到球形混合物的等效介电常数为:

$$\varepsilon_{eff} = \varepsilon_0 \left(1 + \frac{3v_s(\varepsilon_s - \varepsilon_0)/(\varepsilon_s + 2\varepsilon_0)}{1 - v_s(\varepsilon_s - \varepsilon_0)/(\varepsilon_s + 2\varepsilon_0)} \right) \quad (3-9)$$

该公式为 Maxwell Garnett 公式, 可以看出球形粒子与空气组成的混合物为各向同性的均匀介质。将上式写成对称的形式, 则可以得到 Rayleigh 混合公式:

$$\frac{\varepsilon_{eff} - \varepsilon_0}{\varepsilon_{eff} + 2\varepsilon_0} = v_s \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_0}{\varepsilon_s + 2\varepsilon_0} \quad (3-10)$$

从式(3-9)和(3-10)可以看出, 当填充粒子的占空比 $v_s = 0$ 时, $\varepsilon_{eff} = \varepsilon_0$, 混合媒质仅为空气; 当填充粒子的占空比 $v_s = 1$ 时, $\varepsilon_{eff} = \varepsilon_s$, 混合媒质全部为填充粒子。从 Maxwell Garnett 公式可以看出, 当填充颗粒为球形时, 其对各方向作用相同, 混合物为各向同性的均匀媒质, 如雾媒质; 若其形状为非球形时, 则混合物为各向异性媒质, 如雨介质。

Maxwell Garnett 公式的特点是将填充颗粒(如雾滴、沙粒等)看作离散媒质, 而将基体(如空气等)看作连续媒质, 适用于求解填充颗粒与空气形成的混合媒质的等效介电常数。但是, 当基体为离散媒质时, Maxwell Garnett 公式不再适用, 此时可应用另外一种计算混合媒质等效介电常数的公式—Bruggeman 公式。它的特点是把基体媒质和填充物质都看作离散媒质, 又称为等效媒质理论, 该理论不仅考虑填充物质的极化特性, 也考虑了作为背景基体的均匀介质的极化, 其表达式如下^[151]:

$$(1 - v_s) \frac{\varepsilon_0 - \varepsilon_{eff}}{\varepsilon_0 + 2\varepsilon_{eff}} + v_s \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_{eff}}{\varepsilon_s + 2\varepsilon_{eff}} = 0 \quad (3-11)$$

式中基体与填充物质的介电常数对称出现, 它的物理含义是基体与填充物质的介电常数对等效介电常数的贡献是等价的。

Maxwell Garnett 公式和 Bruggeman 公式可以写成统一的形式:

$$\frac{\varepsilon_{eff} - \varepsilon_0}{\varepsilon_{eff} + 2\varepsilon_0 + v(\varepsilon_{eff} - \varepsilon_0)} = v_s \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_0}{\varepsilon_s + 2\varepsilon_0 + v(\varepsilon_{eff} - \varepsilon_0)} \quad (3-12)$$

上述统一公式中含有一个无量纲的参数 v , v 取不同的值则会得到不同形式的混合公式: 当 $v = 0$ 时为 Maxwell Garnett 公式; 当 $v = 2$ 时为 Bruggeman 公式; 当 $v = 3$ 时为另一个著名的公式 Coherent potential 公式, 又称为准晶近似-相干势近似 (QCA-CP)。

3.2 沙尘暴的等效介电常数

3.2.1 沙尘暴的物理特性

我国是沙尘暴多发的国家，特别是西北和华北地区。沙尘暴环境中由于空中悬浮的沙尘粒子对电磁波的吸收和散射效应，将使其中传播的电磁波产生较大的衰减^[103]。从而严重影响毫米波系统的工作性能。因此有必要对沙尘暴环境中毫米波传播特性展开研究。

在大风作用、车辆行进或爆炸等因素引起的沙尘颗粒悬浮在空中，使空气的水平能见度小于 1 km 的天气现象称为沙尘暴。沙尘粒子的半径一般小于 0.15 mm，根据沙尘暴形成原因的不同，其大小也不尽相同，其中由爆炸引起的爆炸沙尘颗粒最大，车扬尘次之，自然风沙的颗粒最小。沙尘粒子是形状接近于球形的无规则物体，但由于其形状和空间位置的分布具有随机性，多个粒子在各个方向上的散射统计可等效于球形粒子的散射^[152]。

直径为 D 的沙粒在单位体积内的个数 $N(D)$ 可表示为：

$$N(D) = N_0 \times p(D) \quad (3-13)$$

式中： N_0 为粒子数的体密度，即单位体积内含包含的沙粒总个数，单位为 $1/\text{m}^3$ ； $p(D)$ 为描述沙粒尺寸分布的密度函数，其中比较常用的是对数正态尺寸分布的密度函数^[101]：

$$p(D) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}D\sigma} \exp \left[-\frac{(\ln D - m)^2}{2\sigma^2} \right] \quad (3-14)$$

其中： D 是沙粒的直径， m 和 σ 是 $\ln D$ 的均值和标准方差。且有：

$$\int_{D_{\min}}^{D_{\max}} p(D) dD = 1 \quad (3-15)$$

文献[102]给出了我国腾格里沙漠和黄河沙滩中沙粒样品的体密度 N_0 ， $\ln D$ 的均值 m 和标准偏差 σ ，如表 3.1 所示。根据表 3.1 中 m 和 σ 值，图 3-1 给出了三种类型沙尘暴粒子尺寸的对数正态分布。从图中可以看出，对于样品沙粒而言，自然风沙的粒子尺寸最小，大部分粒子直径小于 0.1 mm，车扬尘次之，粒子最大直径小于 0.2 mm，爆炸沙尘最大，直径分布在 0.05 mm 至 0.5 mm 之间。

表 3.1 沙粒粒径分布的统计参数

地区	沙尘类型	均值 m	标准偏差 σ	体密度 $N_0(1/\text{m}^3)$
黄河沙滩	自然风沙	-9.718	0.405	1.630×10^5
黄河沙滩	车扬尘沙	-9.448	0.481	1.880×10^6
腾格里沙漠	爆炸沙尘	-8.489	0.663	6.272×10^6

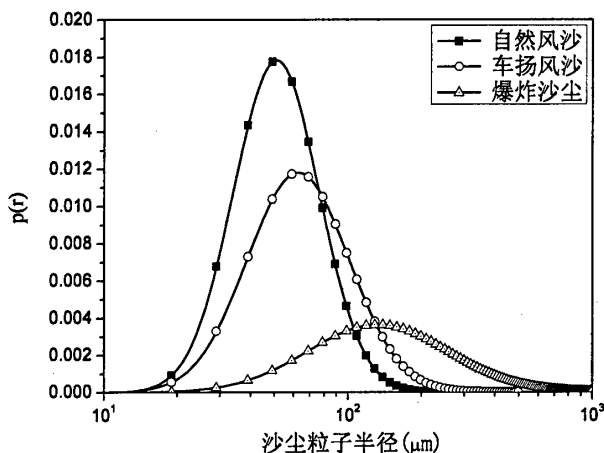


图 3-1 沙粒尺寸的对数正态分布

在计算沙尘暴环境的等效介电常数时, 必须获得沙尘粒子的占空比。沙尘暴的占空比可以通过单位体积内沙尘粒子的个数与其体积的乘积表示, 但在实际应用中沙尘粒子数的体密度 N_0 通常很难得到。国内外学者在研究该类问题时, 通常根据光学能见度 V 来描述沙粒的占空比 v_s 和 N_0 , 其中占空比 v_s 与能见度 V 关系为^{[153]~[156]}:

$$v_s = \frac{9.43 \times 10^{-9}}{V^{1.07}} \quad (3-16)$$

体密度 N_0 能见度 V 关系为^[155]:

$$N_0 = \frac{2.2512 \times 10^{-9}}{V^{1.07} \bar{r}^3} \quad (3-17)$$

上式是基于沙尘粒子的平均密度 $\rho = 2.44 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ 得到的, 且能见度 V 的单位为 km, $\bar{r}$ 粒子的平均半径, 单位为 m。

3.2.2 沙尘粒子的介电常数

在应用 3.1 节中的模型求解沙尘暴的等效介电常数时, 需要首先知道沙粒的复介电常数。沙粒中通常含有一定的水分, 因此可以将沙粒看成干沙与水的混合物, 可应用 Maxwell Garnett 公式求解湿沙粒的等效介电常数。

干沙主要由三氧化硅、三氧化二铝、三氧化二铁等化学成份组成, 其复介电常数的实部几乎不随频率变化, 而虚部随频率的变化较为明显, 其经验公式为^[102]:

$$\begin{cases} \varepsilon' = 3 \\ \varepsilon'' = 60\lambda\sigma = \begin{cases} 1.8 \times 10^{(2\lg f - 2.8)} / f & 0.8 \text{ GHz} \leq f < 80 \text{ GHz} \\ 18.2560 / f & f \geq 80 \text{ GHz} \end{cases} \end{cases} \quad (3-18)$$

其中 ε' 和 ε'' 分别为干沙粒复介电常数的实部和虚部。

纯水的介电常数 ε_w 可以采用 Liebe 等提出的双 Debye 公式计算^[70]

$$\varepsilon_w = \frac{\varepsilon_0 - \varepsilon_1}{1 + i(f/f_p)} + \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{1 + i(f/f_s)} + \varepsilon_2 \quad (19)$$

式中：主弛豫频率 $f_p = 20.09 - 142.4(\delta - 1) + 249(\delta - 1)^2$ ，次弛豫频率 $f_s = 590 - 1500(\delta - 1)$ ，他们的单位为 GHz，其他常数定义为 $\delta = 300/(t + 273.15)$ ， $\varepsilon_0 = 77.66 + 103.3(\delta - 1)$ ， $\varepsilon_1 = 5.48$ ， $\varepsilon_2 = 3.51$ ， t 为温度，单位为摄氏度。

图 3-2 给出了温度为 0℃ 和 15℃ 时纯水的复介电常数随频率的变化曲线，其中频率从 1 GHz 到 300 GHz。由图可以知道，温度对纯水的复介电常数影响较小，复介电常数随频率的变化较快。实部和虚部与频率的关系明显不同，随着频率的增大，实部逐渐减小而虚部先增大后减小，在频率范围 10 GHz 到 20 GHz 内，虚部出现一个明显的峰值，这表示在该频段内存在一个吸收峰，这与分子的吸收理论相吻合。

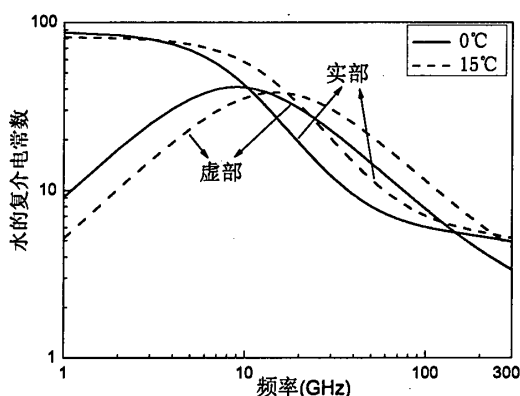


图 3-2 纯水的复介电常数随频率的变化曲线

图 3-3 (a) 和 (b) 分别是沙尘粒子介电常数的实部和虚部随频率的变化曲线，其中温度为 15℃，含水量分别为 0% (干沙)、5%、10% 和 20% 时，频率范围从 30 GHz 到 300 GHz。从图中可以看出，沙粒复介电常数的实部随频率的变化较小，而虚部随频率的升高迅速增大，由于纯水的介电常数大于干沙的介电常数，因此湿沙粒的复介电常数随着含水量的增加而增大。

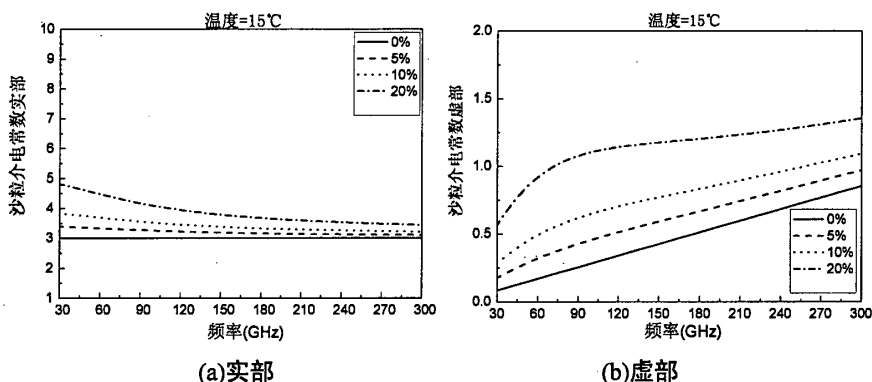


图 3-3 沙尘粒子的介电常数随频率的变化曲线

3.2.3 沙尘暴等效介电常数

沙粒的形状不是球形，但多个粒子的散射效果可等效于球形粒子的散射^[152]，因此本文将沙尘粒子等效为球形，应用式(3-9)所示的 Maxwell Garnett 公式计算沙尘暴环境的等效介电常数，计算流程图如图 3-4所示：（1）利用公式(3-18)计算干沙的复介电常数，由双 Debye 公式计算纯水的介电常数，再根据含水量确定沙尘粒子的介电常数；（2）根据能见度利用公式(3-16)确定其占空比；（3）根据大气压强、温度和湿度，计算出大气复折射率；（4）由 Maxwell Garnett 公式计算沙尘粒子和空气形成混合物的等效介电常数。

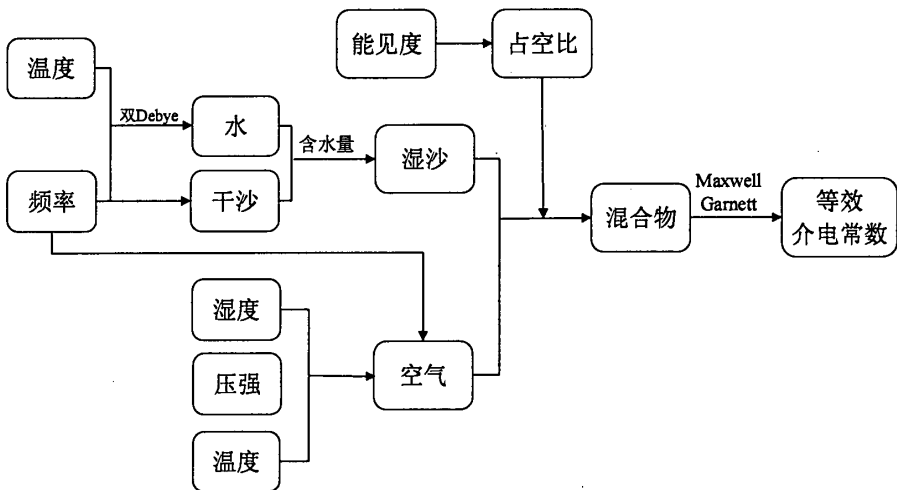


图 3-4 沙尘暴的等效介电常数计算流程图

图 3-5和图 3-6分别给出了沙尘暴媒质的等效介电常数随能见度和电磁波频率的变化关系，其中空气的相对湿度为 50%，大气压强 p 为 1013 mb，温度为 15℃。需要指出的是，为了能够清楚地显示沙尘暴媒质等效介电常数的变化情况，图中等效介电常数的实部取为混合媒质与自由空间的差值，即 $Re(\epsilon_{eff}-1)$ 。

图 3-5和图 3-6中，由于湿沙粒的介电常数随着含水量的增加而增大，因此沙尘暴环境的等效介电常数也随之增大。同时，从图 3-5中可以看出，由于沙粒在空间的占空比降低，因此沙尘暴等效介电常数随能见度的增大逐渐减小，当能见度大于到 100 m 时，其值逐渐趋于空气的介电常数。图 3-6表明沙尘暴等效介电常数与空气折射率随频率的变化规律相同，实部随频率的变化很小，虚部随频率的增加而逐渐增大，且出现三个尖峰值。

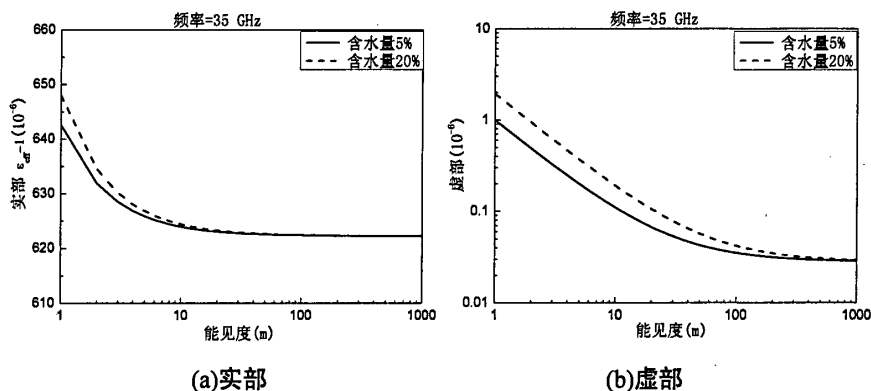


图 3-5 沙尘暴等效介电常数随能见度的变化曲线

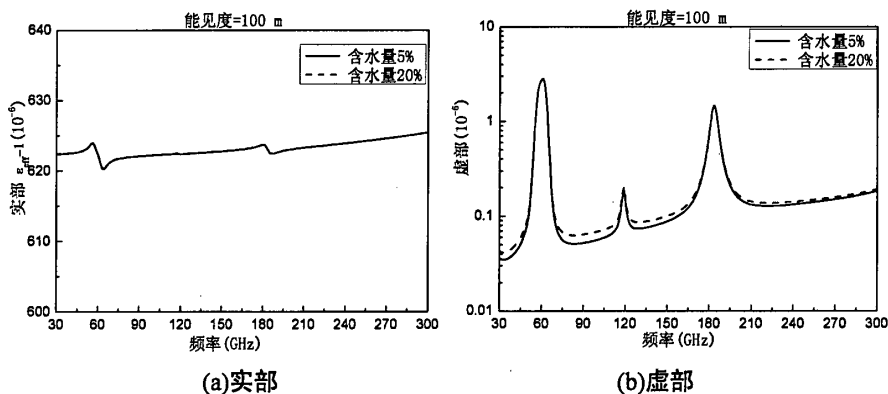


图 3-6 沙尘暴等效介电常数随频率的变化曲线

3.3 沙尘暴环境的抛物方程模型及其验证

在包含沙尘暴环境的计算区域,在每个迭代步进上,根据沙尘暴的能见度等参数,利用图 3-4所示的模型计算当前步进的等效介电常数,并将其引入到抛物方程的折射项中,即可应用抛物方程方法研究其中的电波传播问题。若沙尘暴在空间分布均匀,则可根据前一步进的等效介电常数,不需要重新计算。为了验证该抛物方程模型计算沙尘暴衰减的正确性,本节将其计算得到的沙尘暴衰减率与文献[156]中经验模型的计算结果进行了对比,由于该经验模型不能考虑大气的吸收衰减,因此在对比结果中,抛物方程的计算结果忽略了大气吸收,即在求解混合物的等效介电常数时,将空气的介电常数设置为 1。

图 3-7显示了利用抛物方程方法得到的沙尘暴特征衰减与经验公式结果的对比。其中图 3-7 (a)给出了温度为 15℃、频率 35 GHz、沙尘含水量分别为 5%和 20%时,沙尘暴特征衰减率与能见度的关系曲线;图 3-7 (b) 为温度 $t=15^{\circ}\text{C}$ 、能见度为 100 m、沙尘含水量分别为 5%和 20%时,沙尘暴特征衰减率随频率的变化曲线。从图中可以看出两种方法的计算结果具有很好的吻合,相对误差小于 0.1%,这表明基于等效介电常数、

利用抛物方程模型研究毫米波的沙尘暴衰减是可行的。同时可以知道，沙尘粒子含水量的增加使特征衰减增大；由于占空比的减小，特征衰减随沙尘暴能见度的增加迅速减小，这与理论结果一致；随着频率的升高，特征衰减逐渐增大。

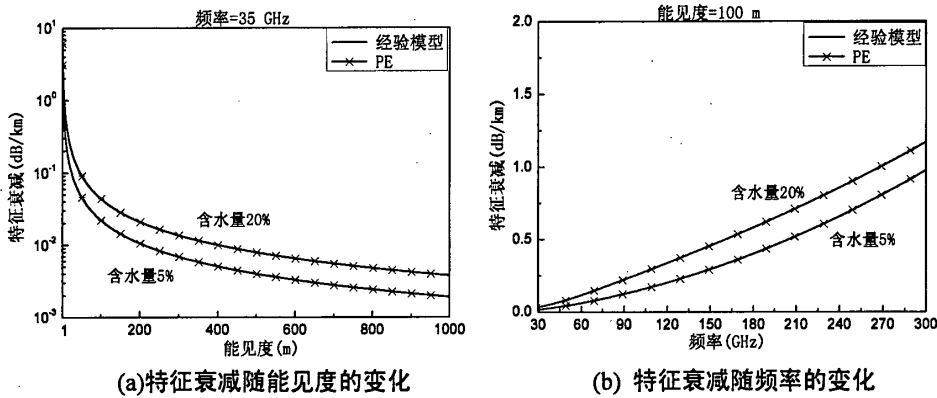


图 3-7 抛物方程方法计算沙尘暴衰减的验证

3.4 复杂地理环境中沙尘暴衰减的仿真分析

在上述沙尘暴特征衰减计算中，忽略了大气复介电常数，图 3-8 给出了考虑大气复介电常数时，抛物方程模型计算的沙尘暴特征衰减，其中图 3-8 (a) 显示了相对湿度为 50%、温度为 15℃、频率为 35 GHz、沙尘含水量 20% 时，沙尘暴环境的特征衰减随能见度的变化曲线；图 3-8 (b) 显示了相对湿度为 50%、能见度为 100 m、温度 $t=15^{\circ}\text{C}$ 、沙尘含水量为 20% 时，沙尘暴环境特征衰减率随频率的变化曲线。从图中明显可以看出，考虑大气复折射率后，沙尘暴环境的特征衰减明显增大。

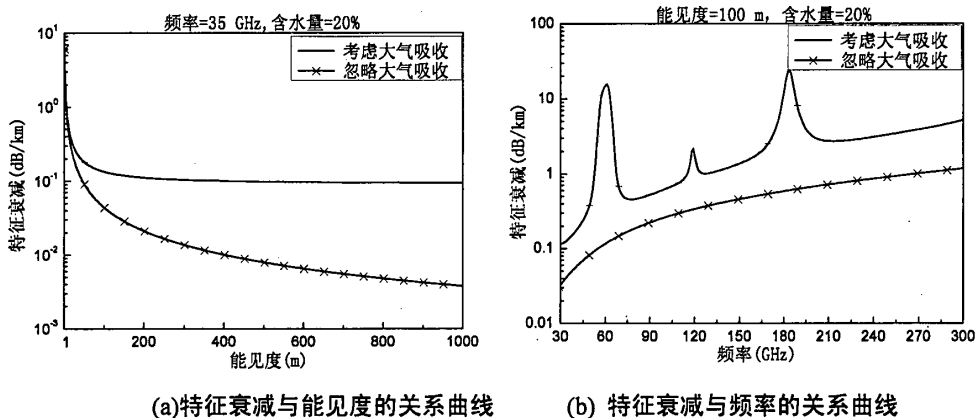


图 3-8 沙尘暴环境的特征衰减

根据沙尘暴的等效介电常数，应用抛物方程模型仿真了毫米波在复杂地理环境中的沙尘暴衰减。以下本节将应用抛物方程模型分别研究了毫米波在类似正弦包络形状的地形和三角地形环境中的沙尘暴衰减情况，并将计算结果与标准大气环境的结果进

行对比。

算例一：两个类似正弦包络形状的地形均采用公式(2-39)的分布函数描述，参数分别为 $h=35\text{ m}$ ， $x_1=2\text{ km}$ ， $w=1\text{ km}$ 以及 $h=60\text{ m}$ ， $x_1=5\text{ km}$ ， $w=1\text{ km}$ 。计算空间存在均匀分布的沙尘暴，其能见度为 10 m ，沙粒的含水量为 20% ，地表为中等干燥地面，空气的相对湿度为 50% ，温度 $t=15^\circ\text{C}$ ，大气压强 $p=1013\text{ mb}$ ，设沙尘暴环境中的气象参数不随高度变化。辐射源架设高度距地面 30 m ，工作频率为 35 GHz ，水平极化方式，高斯方向图的 3 dB 宽度为 1° ，初始仰角为 0° 。

图 3-9 (a) 和 (b) 分别为标准大气环境和沙尘暴环境中电波传播因子的空间分布图，从两幅图的对比可以看出，在沙尘暴环境中的电波传播因子明显低于标准大气环境。图 3-10 给出了距辐射源 10 km 处的传播损耗。可以看出由于地形的遮挡作用，在高度较小的区域出现阴影区，接收点处沙尘暴环境中的传播因子小于标准大气环境 5 dB 左右，大气引起的衰减约为 1 dB 。

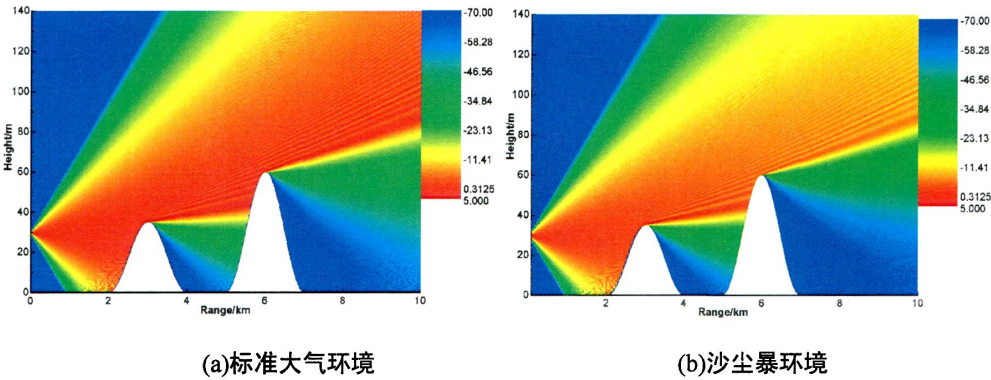


图 3-9 传播因子的空间分布图

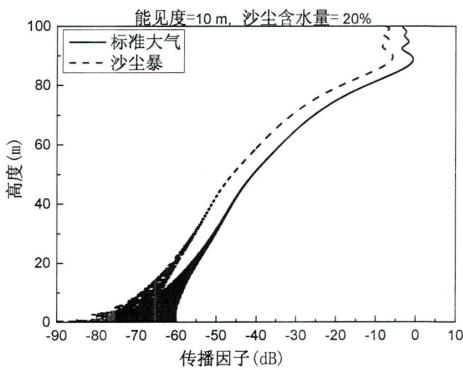


图 3-10 最大传播距离处传播因子随高度的变化曲线

算例二：假设在传播路径上沙尘暴的分布不均匀，当传播距离小于 5 km 时，沙尘暴的能见度为 20 m ，沙粒的含水量为 20% ，传播距离大于 5 km 时，沙尘暴的能见度为 30 m ，沙粒的含水量为 10% 。计算空间内地表是中等干燥地面，空气的相对湿度为 50% ，温度为 15°C ，大气压强 $p=1013\text{ mb}$ ，且气象参数不随高度变化。发射天线放置高度距

地面 50 m，工作频率为 94 GHz，垂直极化方式，高斯方向图的 3 dB 宽度为 5°，初始仰角为 0°。传播空间中存在一个三角地形，其分布函数函数为：

$$T(x)=\begin{cases} h\frac{x-x_1}{w} & x_1 < x < x_1 + w \\ h\frac{x_1 + 2w - x}{w} & x_1 + w < x < x_1 + 2w \\ 0 & \text{其他} \end{cases} \tag{3-20}$$

式中： h 为三角地形的最大高度， x_1 为三角形的起始距离， w 为三角形宽度的一半。该算例中设置参数为 $h=100\text{ m}$ ， $x_1=3\text{ km}$ ， $w=1\text{ km}$ ，地形剖面如图 3-11 所示。

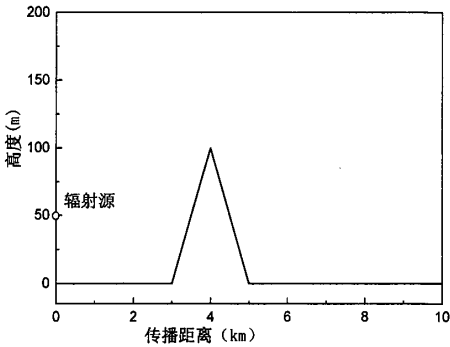


图 3-11 三角形地形剖面图

图 3-12 (a) 和 (b) 分别给出了传播距离为 8 km 和 10 km 处标准大气环境和沙尘暴环境中的传播损耗随高度的变化曲线。从图中可以看出，与标准大气环境相比（考虑了大气吸收衰减），在传播距离为 8 km 处，沙尘暴引起的电波传播衰减约为 10 dB，10 km 处约为 11.5 dB，由于沙尘暴在传播路径上分布不均匀，因此每段路径的沙尘暴衰减率不同。

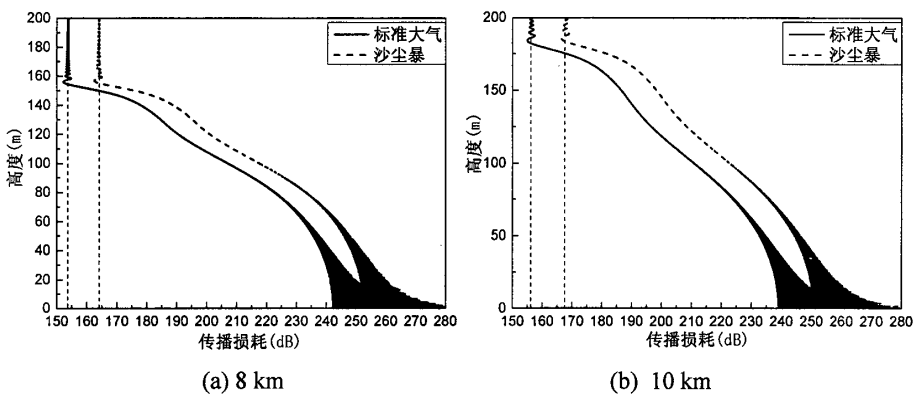


图 3-12 不同传播距离处传播损耗随高度的变化曲线

由于传播路径上沙尘暴分布不均匀，导致媒质折射率随传播距离的增加而发生了变化，但是在 SSFT 算法的每个迭代步进上，媒质折射率的分布是均匀的，因此抛物方

程模型仍然适用。

3.5 本章小结

本章重点研究了混合媒质等效介电常数的求解方法以及计算沙尘暴衰减的抛物方程模型。要实现抛物方程对复杂气象环境的电磁建模并仿真分析毫米波的传播特性，复杂气象环境等效介电常数的求解是最重要的关键问题。因此本章首先研究了混合媒质的等效介电常数模型，该模型的物理概念清晰明确，很好地体现了填充粒子与背景媒质的相互作用，并考虑了单个粒子和混合媒质的退极化场分别对粒子内部场和外部场的影响，该工作也为下文的雨、雾介质的抛物方程建模奠定了基础。当填充颗粒为球形时，混合物为各向同性的均匀媒质；若其形状为非球形时，混合物为各向异性媒质。

对沙尘暴环境的物理特性进行了概述，针对我国腾格里沙漠和黄河沙滩中沙尘样品，给出了自然风沙、车扬风沙及爆炸沙三种类型沙尘暴粒子尺寸的对数正态分布，其中自然风沙的粒子尺寸最小，车扬风沙次之，而爆炸沙尘最大。将沙尘暴环境等效为湿沙粒与空气形成的一种均匀混合物，利用 Maxwell Garnett 公式计算了沙尘暴媒质的等效介电常数，并分析了其随能见度和频率的变化情况。利用沙尘暴的等效介电常数，提出了预测沙尘暴衰减的抛物方程模型，应用该模型研究了毫米波在不规则地形和沙尘暴环境中的传播特性，结果表明它能同时体现电波的多径传播效应和沙尘暴的衰减效应，可以快速得到公里级大尺度复杂环境空间中的电波传播特性。当传播路径上沙尘暴的分布不均匀时，虽然媒质折射率随传播距离的增加而发生了变化，但是只要保证在每个迭代步进上媒质折射率的分布是均匀的，抛物方程模型就仍然适用。

第4章 毫米波在降雾环境中的传播特性研究

降雾是对流层常见的一种气象环境，它是由水蒸气凝结为水滴或冰晶并仍然悬浮在空气中的一种状态。降雾环境发生时，雾滴使空气水平能见度小于 $1\text{ km}^{[93]}$ 。由于雾滴的吸收和散射作用，使其中传播的毫米波产生衰减，从而对系统的工作性能产生影响。观测表明，海洋环境中的平流雾对 100 GHz 毫米波的衰减最大可以达到 $7.55\text{ dB/km}^{[157]}$ ，这对毫米波系统的影响是不可忽视的。因此，研究降雾环境的电磁建模，仿真分析毫米波的雾衰减特性具有重要意义。

4.1 雾介质的电磁建模

4.1.1 雾的物理特性

降雾是水蒸气凝结为水滴或冰晶并仍然悬浮在空中与空气形成一种胶体系统。当温度高于 -18°C 时，雾多半是由水滴组成，且雾滴直径一般为 $0.001\sim 0.1\text{ mm}$ ，由于雾滴尺度较小，一般认为其形状为球形。雾滴的存在会使空气水平能见度降低，通常小于 1 km ，能见度大于 1 km 的雾叫轻雾或霭。根据能见度和含水量的不同可将雾分成重雾（能见度低于 50 m ）、浓雾（能见度低于 200 m ）和大雾（能见度低于 500 m ）等类型；当降雾环境中伴有雾滴从空中下落的现象时，这种雾称为湿雾。

根据降雾环境发生的地理位置和形成机理，可将其分成两大类：平流雾和辐射雾。平流雾是暖湿的空气移到冷的下垫面时被冷却而形成的雾，持续时间一般较长、产生范围大，厚度可从几十米到两千米，水平范围可以达到数百千米以上，海洋上的降雾环境通常为平流雾。辐射雾主要是由于地面辐射冷却造成的，厚度可从几十米到几百米，内陆雾通常为辐射雾。

除了采用水平能见度描述雾的强度外，也可采用空间含水量来表示，即单位体积空气中雾滴的质量。雾滴的含水量 $W\text{ (g/m}^3\text{)}$ 与水平能见度 $V\text{ (km)}$ 的关系可采用如下所示的公式表示^[158]：

平流雾：
$$W=(18.35V)^{-1.43}=0.0156V^{-1.43} \tag{4-1}$$

辐射雾：
$$W=(42.0V)^{-1.54}=0.00316V^{-1.54} \tag{4-2}$$

从公式(4-1)和(4-2)可以看出，雾的含水量只与能见度有关，而与雾滴的分布、尺寸等无关。图 4-1 显示了平流雾和辐射雾的含水量随能见度的变化情况，从图中可以看出：无论是平流雾还是辐射雾，其雾含水量均随能见度的增大而减小；当能见度相

等时，由于辐射雾的雾滴尺寸小于平流雾，因此其含水量比平流雾低近一个数量级。

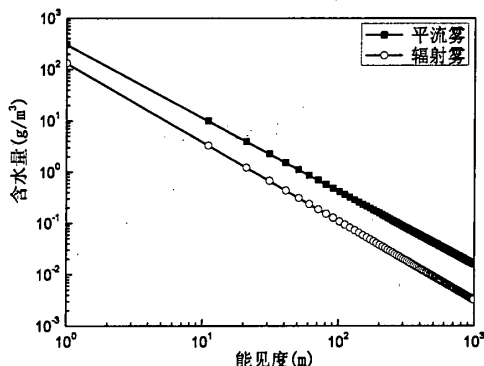


图 4-1 雾的含水量随能见度的变化情况

4.1.2 雾介质等效介电常数模型

由于雾滴尺度很小，一般认为其形状为球形，因此可利用式(3-9)的 Maxwell Garnett 公式计算雾滴与空气形成混合物的等效介电常数。其计算流程如图 4-2所示，(1) 首先根据温度和电波频率由双 Debye 公式计算出雾滴(水)的介电常数；(2)根据公式(4-1)和(4-2)，由雾的能见度可以得到空间的含水量，再根据水的密度 (10^6 g/m^3) 来确定雾滴的占空比；(3) 根据大气压强、温度和湿度，计算出大气复折射率；(4) 由 Maxwell Garnett 公式计算雾滴和空气组成混合物的等效介电常数。

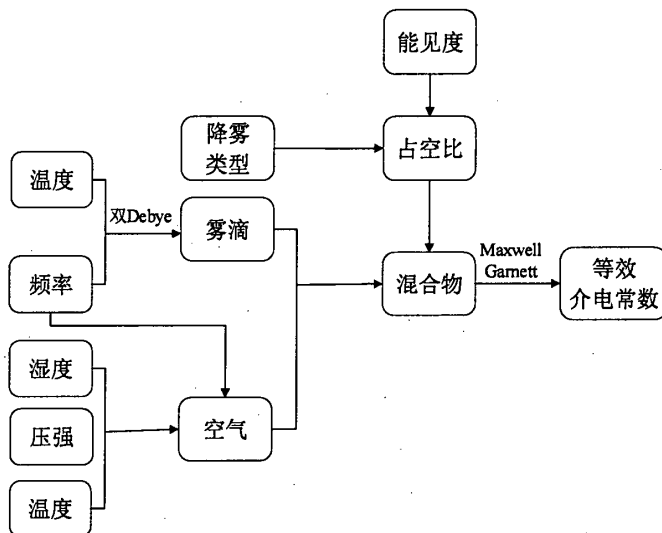


图 4-2 雾媒质等效介电常数计算流程图

图 4-3~图 4-5 分别显示了平流雾和辐射雾的等效介电常数与能见度、电磁波频率、温度的关系曲线。其中空气的相对湿度为 95%，大气压强 p 为 1013 mb。同样，为了能够清楚地显示雾媒质等效介电常数的变化情况，图中等效介电常数的实部均为雾媒质与自由空间的差值，即 $Re(\epsilon_{eff}-1)$ 。

图 4-3 (a) 和 (b) 分别给出了频率为 35 GHz、温度为 15℃ 时雾媒质等效介电常数的实部和虚部随能见度的变化曲线。由于含水量的降低，等效介电常数随能见度的增大逐渐减小，当能见度减小到一定程度时，其值逐渐趋于大气的介电常数。

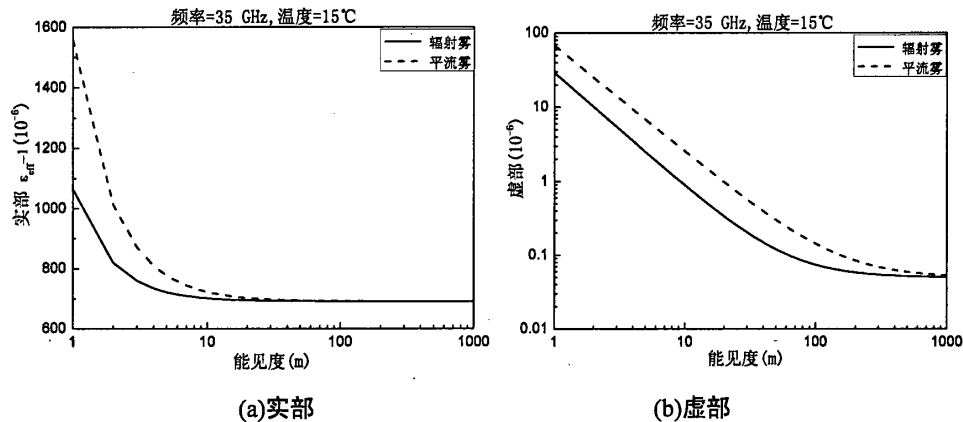


图 4-3 雾媒质等效介电常数随能见度的变化曲线

图 4-4 (a) 和 (b) 分别给出了能见度为 100 m、温度 $t=15^\circ\text{C}$ 时雾媒质等效介电常数的实部和虚部与频率的关系曲线。从图中可以看出雾媒质等效介电常数随频率的变化规律与空气折射率的相同，实部随频率的变化很小，虚部随频率的增加而逐渐增大，且出现三个尖峰值。

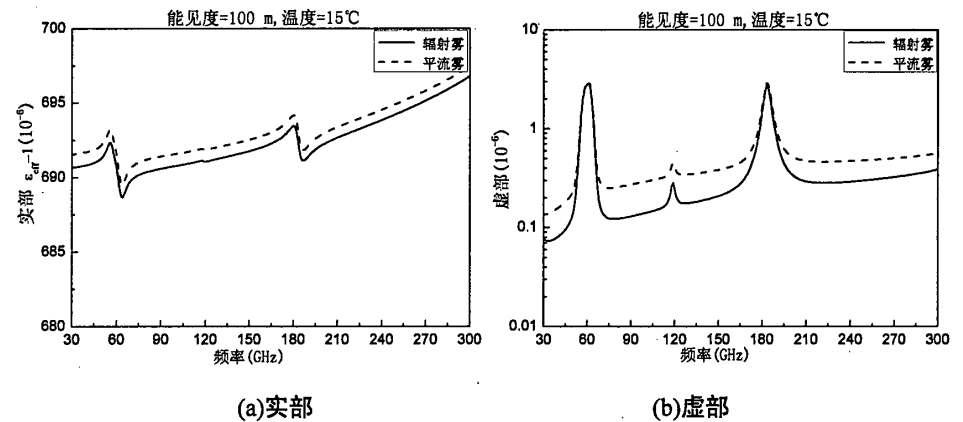


图 4-4 雾媒质等效介电常数与频率的关系曲线

图 4-5 (a) 和 (b) 分别给出了频率 $f=35\text{ GHz}$ 、能见度为 100 m 时雾媒质等效介电常数的实部和虚部与温度的关系曲线，可以看到其实部随温度的升高而增大，虚部受温度的影响较小。

从三幅图中可以看出，在相同条件下平流雾的等效介电常数大于辐射雾，这是因为平流雾的雾滴尺寸大于辐射雾，因此其含水量高于辐射雾。

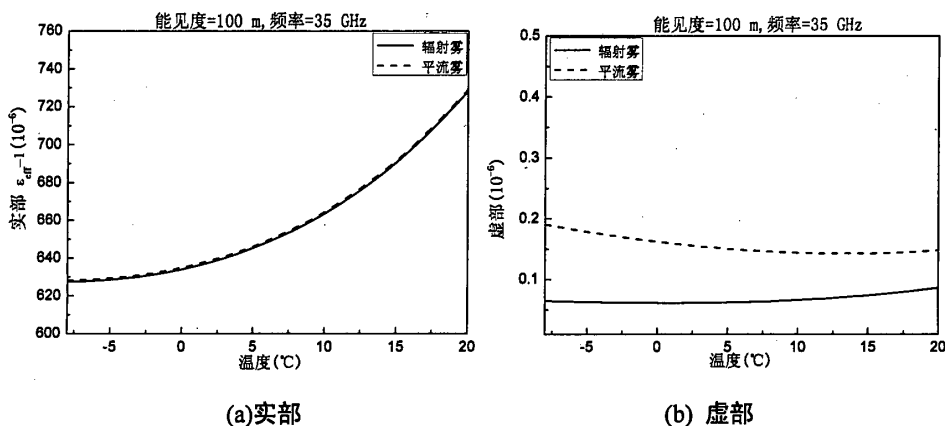


图 4-5 雾媒质等效介电常数与温度的关系曲线

4.1.3 雾霾的等效电磁参数模型初探

近年来,随着我国空气质量的恶化,出现雾霾的天气现象增多。雾霾环境不但对人体危害非常严重,同时,由于雾霾中含有灰尘、硫酸、硝酸等颗粒物,使其中传播的毫米波产生衰减,因此雾霾也是影响毫米波系统性能的重要因素。

雾霾天气发生时,空气中通常含有多种颗粒物成分,Maxwell Garnett 公式不再适用,因此可采用以下公式求解混合物的等效介电常数 $\varepsilon_{eff}^{[151]}$:

$$\varepsilon_{eff} = \varepsilon_0 \left(1 + \frac{3 \sum_{k=1}^K v_k \frac{\varepsilon_k - \varepsilon_0}{\varepsilon_k + 2\varepsilon_0}}{1 - \sum_{k=1}^K v_k \frac{\varepsilon_k - \varepsilon_0}{\varepsilon_k + 2\varepsilon_0}} \right) \quad (4-3)$$

其中 v_k 和 ε_k 分别为是第 k 种填充颗粒的占空比和介电常数。与 Maxwell Garnett 公式相同,公式(4-3)也包含一个限制条件,即填充粒子的形状必须为球形。由于雾霾的成分复杂,各种颗粒的形状、电磁参数及占空比都很难确定,因此采用公式(4-3)只能近似求解雾霾的等效介电常数,更精确的模型有待深入研究。

4.2 雾衰减的预测模型

4.2.1 Rayleigh 近似法及经验模型

由于雾滴尺寸 (0.001~0.1 mm) 较毫米波波长 (1~10 mm) 小得多,因此可采用 Rayleigh 近似方法求解球形雾滴的消光截面。在 Rayleigh 近似情况下,雾滴的散射截面比吸收截面小得多,因此,消光截面可用吸收截面近似表示:

$$Q_e \approx Q_a = \frac{8\pi^2}{3\lambda} r^3 \varepsilon'' \left| \frac{3}{\varepsilon + 2} \right|^2 \quad (4-4)$$

其中： r 是球形雾滴的半径， ε 是纯水的复介电常数， ε'' 为其虚部。因此，雾的特征衰减（衰减率）可由如下公式计算：

$$A = 4343 \times \sum_i Q_a(r_i) = 4343 \times \frac{8\pi^2}{3\lambda} \varepsilon'' \left| \frac{3}{\varepsilon + 2} \right|^2 \sum_i r_i^3 \quad \text{dB/km} \quad (4-5)$$

雾的含水量还可利用单位体积内雾滴总体积 $\times$ 水的密度计算：

$$W = 10^6 \sum_i \frac{4\pi}{3} r_i^3 \quad \text{g/m}^3 \quad (4-6)$$

将式(4-6)代入到式(4-5)，于是可以获得降雾环境的特征衰减与含水量的关系：

$$A = K_l W \quad \text{dB/km} \quad (4-7)$$

其中：

$$K_l = \frac{0.819f}{\varepsilon''(1+\eta^2)} \quad (\text{dB/km})/(\text{g/m}^3) \quad (4-8)$$

$$\eta = \frac{2+\varepsilon'}{\varepsilon''} \quad (4-9)$$

上式(4-8)和(4-9)中： f (GHz)是电波频率， K_l 是雾的衰减系数， W 是雾的含水量， ε' 和 ε'' 为纯水的复介电常数的实部和虚部。根据(4-7)式可计算雾的特征衰减，这也是ITU-R 推荐使用的云雾衰减计算模型^[70]。

在工程应用中为了方便操作，在 Rayleigh 近似方法的基础上，国内外学者对预测雾衰减的经验模型进行了广泛研究。其中文献[68]提出的一种预测雾衰减的经验模型受到了广泛的应用，其表达式为：

$$K_l = -1.347 + 11.152/f + 0.060f - 0.022f \quad (4-10)$$

2000 年赵振维等给出了一种适用于频率范围在 10~1000 GHz、温度范围为-8~20℃的经验公式^[95]：

$$K_l = \begin{cases} 6.0826 \times 10^{-4} f^{1.8963} \theta^{(7.8087 - 0.01565f - 3.0730 \times 10^{-4} f^2)} & f \leq 150 \text{ GHz} \\ 0.07536 f^{0.9350} \theta^{(-0.7281 - 0.0018f - 1.5420 \times 10^{-6} f^2)} & 150 < f \leq 1000 \text{ GHz} \end{cases} \quad (4-11)$$

其中 $\theta = 300/T$ 。2013 年，毛峡等研究了一种适用于频率范围在 30~100 GHz、温度范围为-8~20℃的经验公式^[159]：

$$K_l = (-0.10606 + 0.0016174f^{1.69238}) \cdot \theta^{9.2419 - 0.068303f + 3.5235 \times 10^{-5} f^2} \quad (4-12)$$

经验公式可以快速计算电磁波的特征衰减，并结合等效传播路径长度即可得到雾衰减。但由于传播路径往往的复杂多样，而经验公式无法精确预测电波传播的多径效应，因此在解决复杂环境中的电波传播问题时受到一定的限制。

4.2.2 预测雾衰减的抛物方程模型

与沙尘暴环境中的抛物方程模型相同,当计算空间存在降雾环境时,利用图 4-2 所示的方法得到当前迭代步进的等效介电常数,并引入到抛物方程的折射项,即可应用抛物方程模型预测复杂环境中的电波传播特性。若空间雾的能见度和气象参数等保持不变,则不需要重复计算其介电常数。为了验证该方法的正确性,本文将抛物方程模型计算的雾衰减率与 Rayleigh 模型进行了对比,同样,由于 Rayleigh 模型不能考虑大气的吸收衰减,因此在雾媒质等效介电常数的求解过程中忽略了大气复介电常数,对比结果如图 4-6所示。

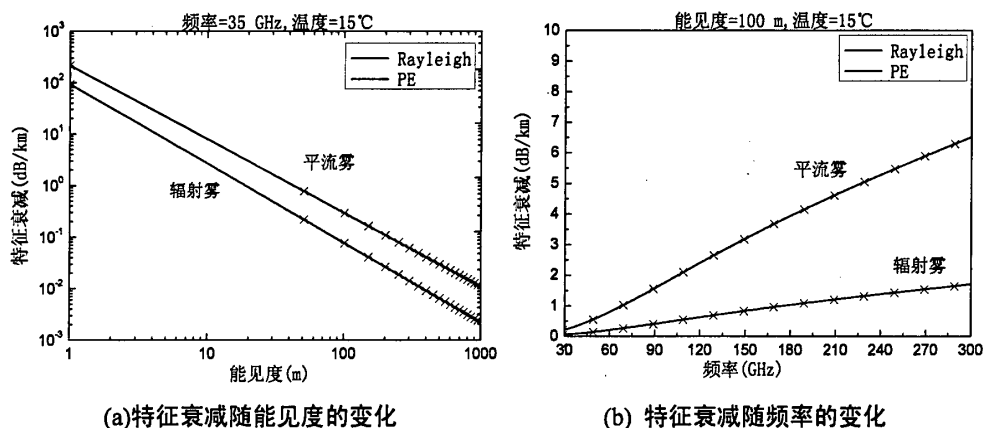


图 4-6 抛物方程模型计算雾衰减的验证

其中图 4-6 (a)给出了频率在 35 GHz, 温度 $t=15^{\circ}\text{C}$ 时, 平流雾与辐射雾特征衰减率与能见度的关系曲线; 图 4-6 (b)给出了能见度为 100 m, 温度为 15°C 时, 平流雾与辐射雾的特征衰减率与频率的关系曲线。从图中可以看出抛物方程模型的计算结果与 Rayleigh 近似方法结果具有较好的吻合, 最大相对误差小于 0.1%, 这表明应用抛物方程模型预测雾衰减的方法是可靠的; 同时可以看出, 由于含水量的减少, 雾媒质的特征衰减随能见度的增大迅速减小; 而随着频率的升高, 特征衰减逐渐增大; 在相同能见度情况下, 由于平流雾的雾滴尺寸大于辐射雾, 因此其含水量较多, 对同频率的电磁波衰减较辐射雾要高出近一个数量级。

4.3 复杂环境中雾衰减的仿真分析

抛物方程能同时体现不规则地表结构和非均匀媒质对电磁波传播的影响, 本节基于雾媒质的等效介电常数, 采用抛物方程方法模拟分析平流雾和辐射雾条件下的毫米波雾衰减。

首先应用抛物方程模型计算了考虑大气吸收时的降雾环境特征衰减。降雾环境是雾滴与空气形成的混合媒质, 因此雾的特征衰减由雾滴的吸收和散射、以及大气中氧

气和水汽的吸收共同引起的，图 4-7 (a)给出了相对湿度等于 95%、温度 $t=15^{\circ}\text{C}$ 、频率为 35 GHz 时，平流雾与辐射雾特征衰减与能见度的关系曲线；图 4-7 (b)给出了相对湿度等于 95%、温度 $t=15^{\circ}\text{C}$ 、能见度为 100 m 时，平流雾与辐射雾特征衰减率与频率的关系曲线。可以看到考虑大气吸收后衰减增大，但在能见度较低时差异较小，而随着能见度的升高差异逐渐增大，这说明能见度较高时，衰减主要由大气吸收引起。

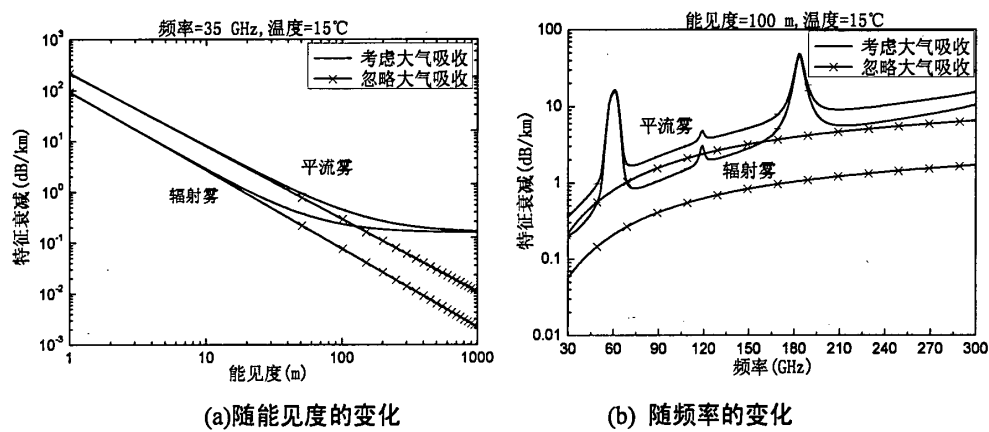


图 4-7 降雾环境的特征衰减

4.3.1 粗糙海面上的平流雾衰减

本算例利用抛物方程方法仿真了毫米波在粗糙海面环境中的雾衰减，其中平流雾的能见度设置为 100 m，且不随传播距离发生改变，空气相对湿度设置为 95%，大气压强 $p=1013$ mb，海面风速为 3 m/s，温度为 15°C ，气象参数不随高度变化。辐射源距地面高度为 20 m，方向图为高斯函数，其 3dB 宽度为 3° ，采用水平极化方式，发射仰角为 0° 。

图 4-8 (a) 和 (b) 分别为 35 GHz 和 94 GHz 毫米波在标准大气环境和平流雾环境中的传播损耗随高度的变化情况，其中接收距离为 20 km。从图中可以看出，与标准大气环境中的结果相比：(1) 由于雾滴的散射和吸收，平流雾中的传播损耗明显变大，其中 35 GHz 最大雾衰减约为 6 dB(见图 4-8 (a))，94 GHz 最大雾衰减则达到 35 dB 左右(见图 4-8 (b))；(2) 由于折射率实部的不同，平流雾中电波相干波瓣变宽，相应的波峰高度增加，当频率为 35 GHz 时，近海面的第一个波峰距海面 10 m，比标准大气环境中高 3 m 左右；当频率为 94 GHz 时，近海面的第一个波峰距海面 6 m，比标准大气环境中高 2 m 左右。

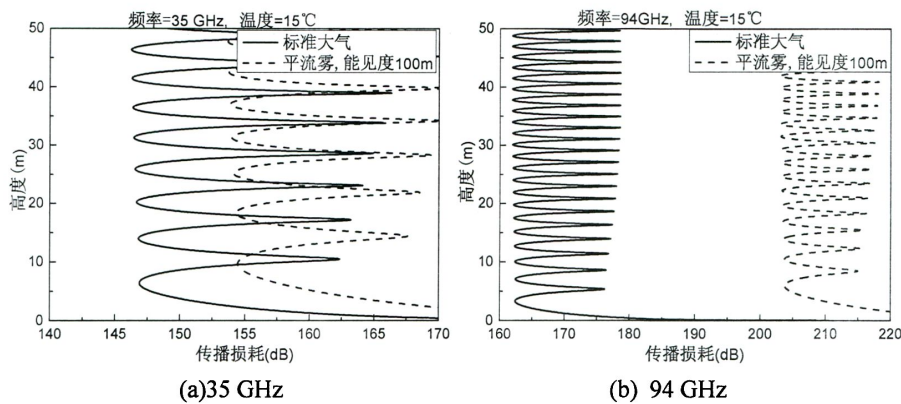


图 4-8 距离为 20 km 处电波传播损耗随高度的变化情况

4.3.2 不规则地形环境中的辐射雾衰减

计算空间如图 4-9所示，图中同时给出了 35 GHz 毫米波传播损耗的分布情况。其中地表为中等干燥地面，温度是 15℃。辐射源架设高度为 50 m，采用高斯方向图，3 dB 宽度为 1°，水平极化方式，发射仰角为 0°。从图中可以看出抛物方程方法体现了不规则地形的绕射效应。

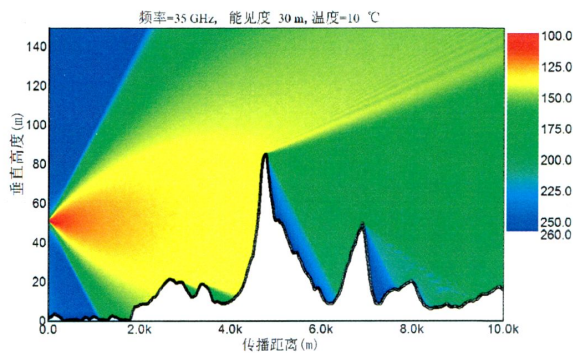


图 4-9 计算空间示意图 (35 GHz 毫米波传播损耗分布图)

图 4-10 (a) 和 (b) 分别给出了 35 GHz 和 94 GHz 毫米波在标准大气环境和辐射雾环境中的传播损耗随高度的变化情况，其中辐射雾的能见度为 30 m, 且不随传播距离发生改变，空气相对湿度设置为 90%，大气压强 $p=1013\text{ mb}$ ，气象参数不随高度变化，接收点距辐射源 10 km。

由于地形的遮挡作用，从图 4-9中可以清楚地看见电波传播的阴影区，在图 4-10中也能清楚看到。图 4-10中与标准大气环境相比：(1) 由于雾滴的散射和吸收作用，辐射雾中的传播损耗明显增大，其中 35 GHz 最大雾衰减为 6 dB 左右，94 GHz 最大雾衰减约为 30 dB；(2) 辐射雾中电波相干波瓣变宽，相应的波峰高度增加。

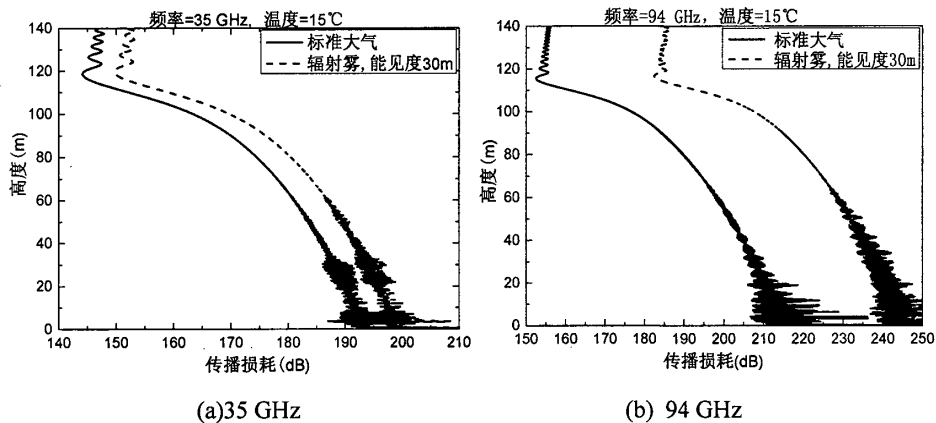


图 4-10 复杂地表环境传播损耗随高度的变化

4.4 海雾与大气波导混合环境中的毫米波传播特性

4.4.1 大气波导环境中的电波传播

大气波导是影响电磁波传播特性的一种非常规大气环境，它产生的主要原因是近地面出现了逆温层、逆湿层或逆温逆湿同时产生，温度和湿度随着高度反常变化，即即温度随着高度的升高而增大加，水汽密度随着高度的升高而变小，从而导致近地层中传播的电磁波传播轨迹向地面弯曲。

由于大气波导的存在，满足大气波导传播条件的电磁波将陷获在波导层之内，从而沿着波导层形成超视距传播现象；同时，波导层顶部或者底部在某些距离上几乎没有电磁波穿过，从而形成了波导盲区。可见当大气波导出现时，无线电系统的作用距离、工作范围等将会发生很大变化。

大气波导一般分为 3 种类型：蒸发波导、表面波导和悬空波导，如图 4-11所示。

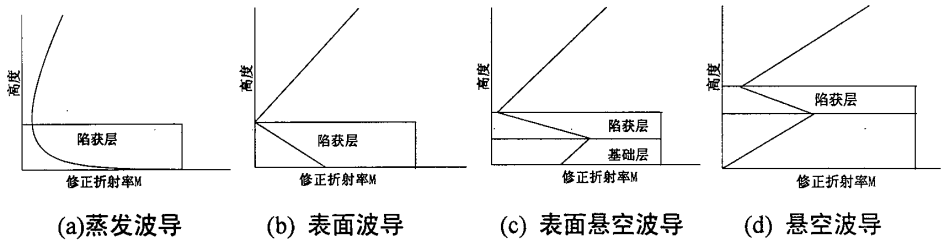


图 4-11大气波导的基本类型

(1) 蒸发波导是只发生在海面上的一种波导形式，它的高度一般小于 40 m，其剖面图如图 4-11 (a)所示；(2) 表面波导的特点是波导层与下表面相连，且下表面的大气修正折射率小于陷获层顶的大气修正折射率，它的高度一般小于 300 m。表面波导通常包含 2 种形式：表面波导（陷获层与下表面相接，如图 4-11 (b)所示）和含有基础层的

表面悬空波导（陷获层在空中，如图 4-11 (c) 所示）；（3）悬空波导是基础层底部的大气修正折射率大于陷获层顶的大气修正折射率的波导，其剖面图如图 4-11 (d) 所示，它的高度一般小于 3 km。另外，当同时出现多个逆温层或逆湿层时，则有可能生成由上述波导组合而成的复合波导。

若要实现电磁波的超视距传播，必须满足下列条件：

第一，存在大气波导；

第二，工作频率必须大于波导层极限频率：

$$f_{\min} = \begin{cases} 12 \times 10^{10} \left(-\frac{dM}{dh}\right)^{-1/2} \delta^{-3/2} & \text{水平极化} \\ 4 \times 10^{10} \left(-\frac{dM}{dh}\right)^{-1/2} \delta^{-3/2} & \text{垂直极化} \end{cases} \quad (4-13)$$

式中 δ 为陷获层厚度， dM/dh 为陷获层内的大气修正折射指数垂直梯度。

第三，传播仰角需要小于波导层穿透角：

$$\theta_c = \sqrt{2 \times 10^{-6} dM} \quad (4-14)$$

其中 dM 为辐射源高度处的修正折射率与波导层顶部之差，根据(4-14)式可以知道，波导层穿透角的最大值为：

$$\theta_{c \max} = \sqrt{2 \times 10^{-6} \Delta M} \quad (4-15)$$

其中 ΔM 为波导强度。

第四，辐射源必须置于波导层内。

本节首先利用抛物方程法仿真分析含基础层的表面波导中的电波传播特性，其修正折射率分布如图 4-12所示。辐射源的架设高度为 20 m，工作频率为 35 GHz，采用水平极化方式，高斯方向图的 3 dB 宽度为 1° ，初始仰角为 0° 。空气相对湿度设置为 80%，温度 $t=15^\circ\text{C}$ ，大气压强 $p=1013 \text{ mb}$ ，海面无风即海面为光滑表面，海面的相对介电常数为 80、导电率为 4 S/m。图 4-13给出了整个计算空间的传播因子分布图。

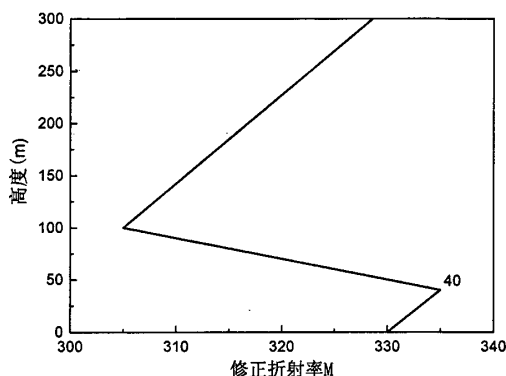


图 4-12 含基础层的表面悬空波导

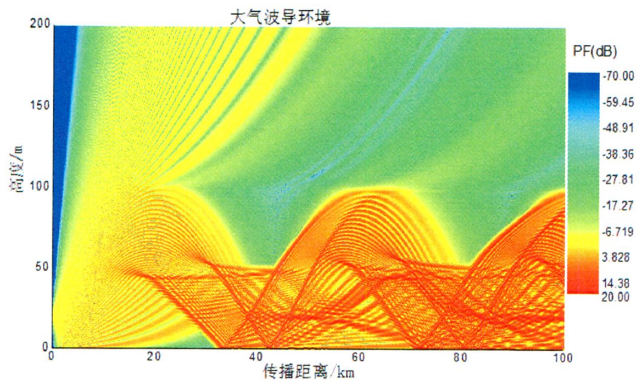


图 4-13 表面悬空波导中电波传播因子分布图

从图 4-13中可以看出：(1) 当传播距离小于 20 km 时，一部分电磁波的传播仰角大于波导层临界角，不满足大气波导传播条件，因而能量不被波导层陷获，而是穿透波导层向上传播；(2) 当传播距离大于 20 km 时，在波导层顶部（高度大于 100 m），电波传播损耗很大，出现了雷达探测盲区；(3) 在波导层内部，由于陷获层的作用，传播角度小于临界角的电磁波不断地向下弯曲，同时由于基础层的反作用以及海面的反射，电磁波又被反射回陷获层中，通过基础层的折射和海面的反射，以及陷获层的束缚作用，电磁波能量集中在波导层内不断向前传播，从而实现电磁波的超视距传播，从图中可以看出，有部分电磁波在到达海面以前已被基础层折射回大气波导层中；(4) 在波导层内部，部分区域电波损耗值很大，同样形成了电波传播的盲区。

4.4.2 海雾与大气波导混合环境中的毫米波传播

我国近海海域为海雾的多发区，而波导与海雾具有密切的联系，已有诸多学者研究了海雾与大气波导的关系^{[160]~[162]}，袁夏玉等学者认为平流雾的形成及发展改变了海面大气边界层温度和湿度的垂直结构，为波导的形成提供一个有利条件^{[161]~[162]}，胡晓华等认为平流雾是悬空波导层存在的重要标志^[160]。基于该背景条件，本文应用抛物方程方法研究平流雾和大气波导同时存在时的电磁波传播问题。

以平流雾和悬空波导的复合环境为例，本节仿真分析了该复合气象环境中电磁波的传播特性，同时考虑了粗糙海面和大气吸收对电波传播的影响。空间均匀分布的平流雾能见度为 30 m，雾顶高度为 100 m，大气压强 $p=1013\text{ mb}$ ，空气相对湿度设置为 95%，海面风速为 3 m/s，温度 $t=15^{\circ}\text{C}$ ，气象参数不随高度变化。辐射源的架设高度为 60 m，工作频率为 35 GHz，采用高斯方向图，其 3 dB 宽度为 1° ，水平极化方式，初始仰角为 0° 。

图 4-14显示了悬空波导以及其与平流雾复合环境的修正折射率随高度的变化，由于平流雾的雾顶高度为 100 m，本论文设置悬空波导的陷获层起始高度为 100 m。在大

于 100 m 的高度上，两种环境的修正折射率相同，而在高度低于 100 m 时，由于平流雾的存在，两种环境的修正折射率略有差异。

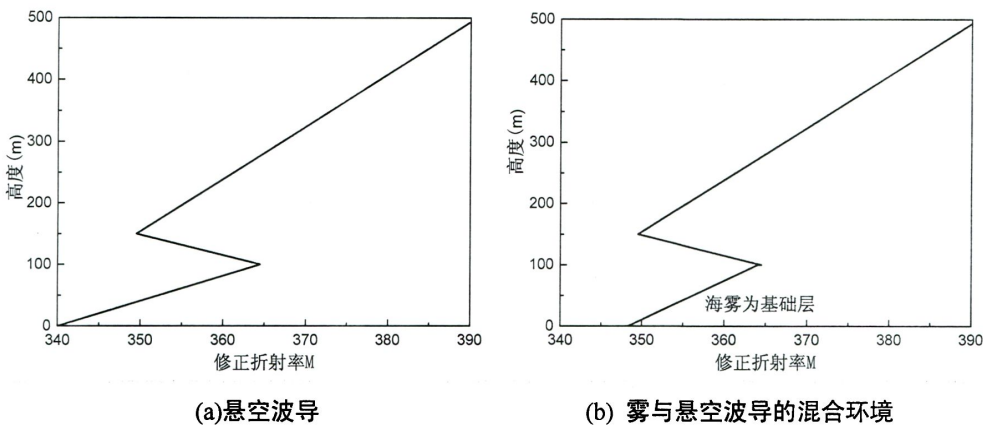


图 4-14 修正折射率分布图

图 4-15 为标准大气环境、悬空波导环境以及海雾与悬空波导混合环境的电波传播因子空间分布图。图 4-16 给出了高度分别为 60 m（与源的高度相同）和 110 m（陷获层内）时，标准大气环境、悬空波导环境以及海雾与悬空波导混合环境的电波传播因子随距离的变化曲线。

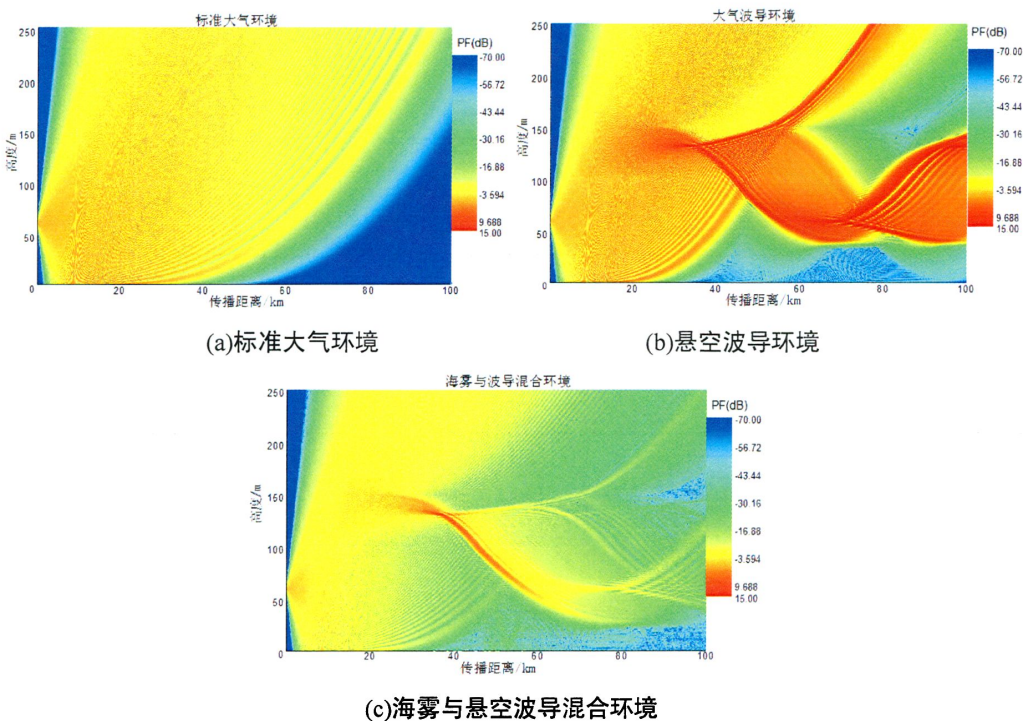


图 4-15 三种大气环境的电波传播因子分布图

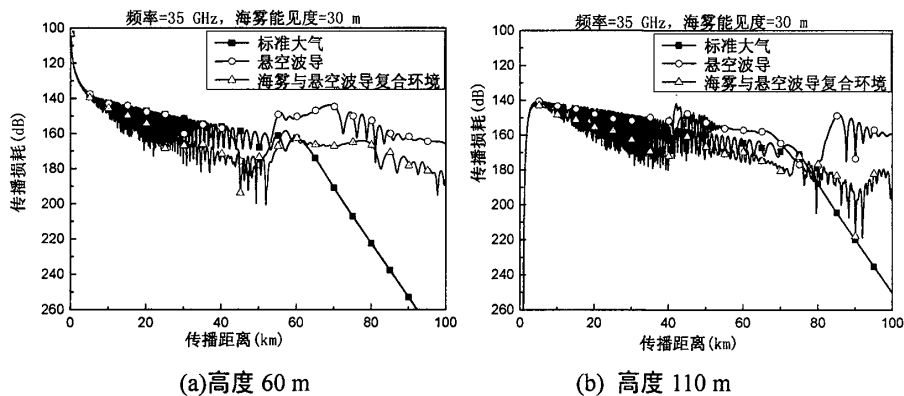


图 4-16 传播因子随距离的变化

从图中对比可以知道：(1) 与表面波导不同，由于基础层的高度较高，悬空波导中的电磁波没有经过海面的反射作用就已经返回陷获层，因此电磁波会在悬空的波导层中向远距离传播，波导层底部和顶部出现明显的探测盲区；(2) 与标准大气相比，悬空波导环境和混合环境中出现了明显的波导传播现象，但混合环境中的电波传播损耗明显高于悬空波导环境，由于雾的衰减过大，因此海雾环境中波导的超视距传播效应不明显。

4.5 本章小结

本章主要研究了降雾环境的电磁建模技术，并应用抛物方程法仿真分析了毫米波在降雾环境中的传播特性。根据地理位置和形成机理的不同，降雾环境可以分为平流雾和辐射雾，由于辐射雾的雾滴尺寸小于平流雾，因此在相同条件下的含水量比平流雾低近一个数量级，引起的毫米波衰减也小于平流雾。将雾媒质等效成球形雾滴与空气形成的混合物，由大气压强、温度和湿度可首先确定大气的复介电常数，再根据雾的能见度得到雾滴的占空比，最后可应用 Maxwell Garnett 公式求解该混合物的等效介电常数。由于含水量的降低，雾媒质等效介电常数随能见度的增大而减小，并逐渐趋于大气的介电常数值，虚部随频率的变化出现三个吸收尖峰，而随温度的变化较小。

以降雾环境的特征衰减为例，采用 Rayleigh 近似公式验证了抛物方程方法对降雾环境建模的正确性。并应用抛物方程方法分别研究了 35 GHz 和 94 GHz 毫米波在复杂地形环境和粗糙海面环境中的降雾衰减问题，证明了抛物方程模型在处理复杂地表边界和复杂媒质环境方面的高效性。由于海雾的生成常常伴有波导环境的存在，因此本章的最后研究了海雾与波导同时存在时的毫米波传播特性。以海雾作为悬空波导的基础层，分析了 35 GHz 毫米波在混合气象环境中的传播特性，结果表明抛物方程模型同时体现了毫米波的波导传播效应以及雾衰减特性。

第5章 雨介质的电磁建模及仿真研究

无线电波在降雨环境里传播时,雨滴对其产生的影响主要有两方面:一方面是吸收其能量,另一方面则是使它向各个方向散射,这两者都会使前向传播的电波发生衰减。研究表明,降雨环境对频率大于 10 GHz 的电磁波产生严重的衰减^[163]。因此,本章将重点研究雨介质的电磁建模方法以及应用抛物方程模型仿真分析毫米波在降雨环境中的传播特性。

首先将简单地介绍降雨环境的物理特性,包括雨滴的大小、形状、等效半径以及其尺寸分布。由于雨滴在下落过程中的形状不再为球形,且当电磁波的波长与雨滴尺寸相当时,雨滴在其作用下将向各个方向辐射能量,使得雨滴吸收作用减弱。因此本章将研究椭球形雨滴与空气形成的混合媒质的等效电磁参数建模方法,以及雨滴辐射能量对等效介电常数影响的处理方法。本章的最后将根据第二章到第五章的研究成果,构建包含多种地表结构和复杂气象环境的综合电波传播模型。

5.1 雨介质等效介电常数

5.1.1 雨的物理特征

雨滴的等效半径一般在 0.05~4 mm 范围内,半径大于 4 mm 的雨滴在下落过程中将发生破裂。雨滴的形状有球形和椭球形两种,这取决于其尺寸大小,一般半径小于 0.75~1 mm 的雨滴为球形,而体积较大的雨滴在高速垂直下落过程停止滚动时,由于空气动力学的作用,它在垂直方向将会被压缩,其形状也会从球形而变为椭球形,且底部通常含有一个凹槽。椭球形雨滴的旋转轴几乎在垂直方向,在研究降雨环境中的电磁波传播时,为了便于计算和比较,往往忽略雨滴底部的凹槽,从而将其看成扁椭球形,形状如图 5-1所示。在没有风时,大雨滴可以等效成旋转轴在垂直方向上的扁椭球体,因此它们在空中的取向认为完全一致。

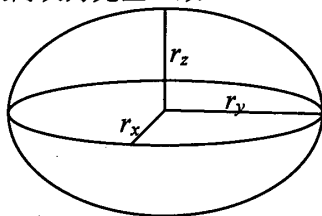


图 5-1 扁椭球形雨滴粒子示意图

对于体积较大的椭球型雨滴,通常采用等效半径来表征其大小。雨滴等效半径 $\bar{a}$ 是

计算降雨环境等效介电常数的一个非常重要的物理量。它与单位体积内雨滴数 N 及含水量 W 的关系为:

$$\frac{4}{3}\pi\bar{r}^{-3} \cdot N = W \quad (5-1)$$

其中 $N = \sum N_i$, $N_i = \frac{p_i W}{4/3\pi r_i^3}$ 是不同雨滴尺寸间隔的雨滴数, p_i 是不同雨滴尺寸间隔的

含水量占总含水量的百分数。因此可得雨滴等效半径 $\bar{r}$ (m) 为:

$$\bar{r} = \sqrt[3]{\frac{1}{\sum \frac{p_i}{r_i^3}}} \quad (5-2)$$

其中, 各降雨率对应的不同雨滴尺寸间隔的含水量占总含水量的百分数可以由 Laws-Parsons 雨滴尺寸分布给出^[164]。

雨滴尺寸分布是指在特定的降雨率时, 不同尺寸的雨滴在空间单位体积内的分布情况, 又被称为雨滴谱。目前 Laws-Parsons 分布^[164]、Marshall-Palmer 分布^[165]、Weibull 分布^[166]等被广泛应用。

Laws-Parsons 分布(L-P 分布)是一种离散性的雨滴尺寸分布, 其由列表形式给出各降雨率下不同雨滴尺寸间隔的含水量占总含水量的百分数, 再结合雨滴的末速度和降雨率求得雨滴数分布。

Marshall-Palmer 分布 (简称 M-P 分布) 是一种与降雨率成负指数关系的分布, 因此又称为负指数分布:

$$N(D) = 8000e^{-4.1R^{0.21}D} \text{ (m}^{-3}\text{mm}^{-1}\text{)} \quad (5-3)$$

其中 D 为雨滴的直径(mm), R 为降雨强度(mm/h)。

Weibull 分布的表示形式为:

$$N(D) = N_0 \frac{\eta}{\sigma} \left(\frac{D}{\sigma}\right)^{\eta-1} \exp\left\{-\left(\frac{D}{\sigma}\right)^{\eta}\right\} \quad (5-4)$$

其中 $N_0 = 1000 \text{ m}^{-3}$, $\eta = 0.95R^{0.14}$, $\sigma = 0.26R^{0.42} \text{ mm}$ 。

5.1.2 雨介质的等效介电常数

由于体积较大的雨滴形状不再为球形, 在求解空气与雨滴形成混合物的等效介电常数时, Maxwell Garnett 公式不再适用, 而需要重新计算公式(3-5)中椭球粒子的极化因子 $\bar{L} = \sum_{i=x,y,z} L_i \hat{u}_i \hat{u}_i$ 。如图 5-1所示的扁椭球形雨滴的三个轴长的关系为 $r_x = r_y > r_z$, 那么它的极化因子为^[167]:

$$\begin{cases} L_z = \frac{1}{e^2} (1 - \sqrt{\frac{1-e^2}{e^2}} \arcsin e) \\ L_x = L_y = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} L_z \end{cases} \quad (5-5)$$

其中 $e = \sqrt{1 - \frac{r_z^2}{r_x^2}}$ 是扁椭球体的偏心率, 这里 $r_z/r_x = 1 - \frac{4.1}{4.5} r$ 是粒子的轴比。于是得到

偏心率与粒子等效半径之间的关系为:

$$e = \sqrt{1 - (1 - \frac{4.1}{4.5} r)^2} \quad (5-6)$$

由于大雨滴的形状为扁椭球体, 因此水平极化波 $L_i = L_x = L_y$, 垂直极化波 $L_i = L_z$ 。根据椭球粒子的极化因子即可得到椭球形粒子的极化率, 从而根据(3-7)式就可以获得雨介质等效介电常数的计算公式为:

$$\varepsilon_{eff} = \sum_{i=x,y,z} \left(\varepsilon_0 + \int_{r_{min}}^{r_i} \frac{3\varepsilon_0 N(r) \alpha_1(r)}{3\varepsilon_0 - N(r) \alpha_1(r)} dr + \int_{r_i}^{r_{max}} \frac{\varepsilon_0 N(r) \alpha_2(r)}{\varepsilon_0 - L_i N(r) \alpha_2(r)} dr \right) \hat{u}_i \hat{u}_i \quad (5-7)$$

式中: r_i 为球形和椭球形雨滴半径的临界值; α_1 为球形雨滴的极化率, 即式(3-8); α_2 为椭球形雨滴的极化率, 即式(3-6)。从(5-7)式可以看出, 由于椭球形雨滴的影响, 雨介质是各项异性的媒质。

在利用上述方法求解混合物的等效介电常数时, 存在一个较大的局限性就是静态近似。在高频条件下, 当雨滴的最大尺寸 $d_{max} > \lambda/2\pi$ 时, 雨滴将向各方向辐射电磁波能量, 从而对电磁波的吸收作用减弱。辐射能量的大小与入射波的频率和雨滴共振频率的比值相关, 当它们的值相等时, 雨滴辐射的能量达到最大值, 此时雨滴对电波的吸收衰减最小。

为了考虑雨滴在电磁波的作用下辐射能量对雨介质等效介电常数的影响, 必须采用高频条件下的粒子极化率 α_h 代替如式(3-6)所示的静态近似条件下的粒子极化率 α_i , 它们之间的关系为:

$$\alpha_h = \frac{\alpha_i}{1 + i(f/f_r)^m} \quad (5-8)$$

式中 f 为入射电磁波的频率, f_r 为雨滴粒子的共振频率, m 是与 f 和 f_r 相关的变量, f 越接近 f_r , m 的值越小。雨滴共振频率 f_r 与雨滴粒子平均半径 $\bar{r}$ 的关系为^[168]:

$$f_r = \frac{0.866c}{2\pi\bar{r}} \quad (5-9)$$

式中 c 为真空中的光速。 m 的值可以通过如下公式获得:

$$m=\frac{2+100(f/f_r)^2}{1+101(f/f_r)^2}$$

(5-10)

从式(5-10)可以看出，当 $f=0$ 时， $m=2$ ，当 $f=f_r$ 时， $m=1$ ，因此 m 的取值范围为 $1\leq m\leq 2$ 。采用高频条件下的粒子极化率后，根据(5-7)式即可计算雨介质的等效介电常数。具体计算流程如图 5-2所示：（1）首先根据温度和电波频率由双 Debye 公式计算出雨滴（纯水）的介电常数；（2）根据大气压强、温度和湿度，计算出大气复折射率；（3）根据降雨率、雨滴尺寸分布、电磁波频率以及其极化方式，由公式(5-7)计算雨滴和空气形成混合媒质的等效介电常数。

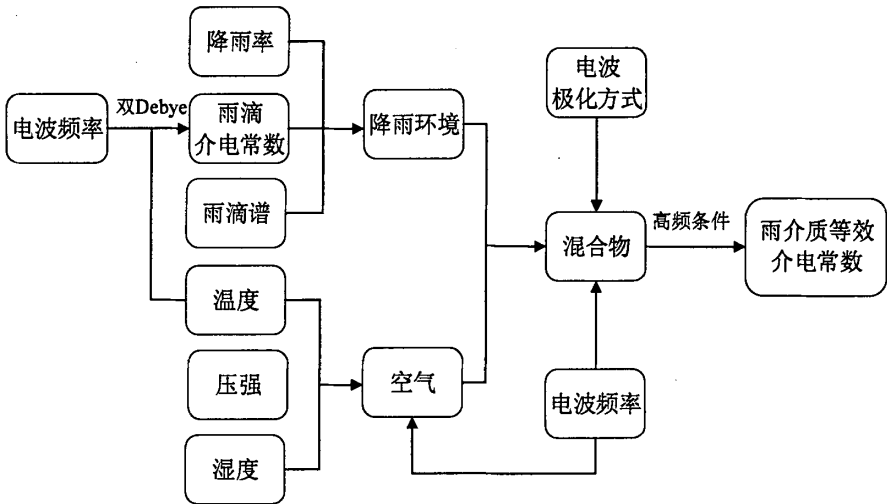


图 5-2 雨介质等效介电常数计算流程图

应用上述方法仿真计算了不同条件下雨介质的等效介电常数，其中雨滴半径取值范围在 0.05 mm 至 4 mm，且将半径等于 1 mm 作为球形雨滴和椭球形雨滴的临界值，雨滴尺寸分布采用上述的 M-P 雨滴谱。得到的雨介质等效介电常数如图 5-3~图 5-5所示，空气相对湿度为 60%，大气压强 $p=1013\text{ mb}$ 。图中雨介质的等效介电常数实部均为其与自由空间的差值，即 $Re(\epsilon_{ef}-1)$ 。

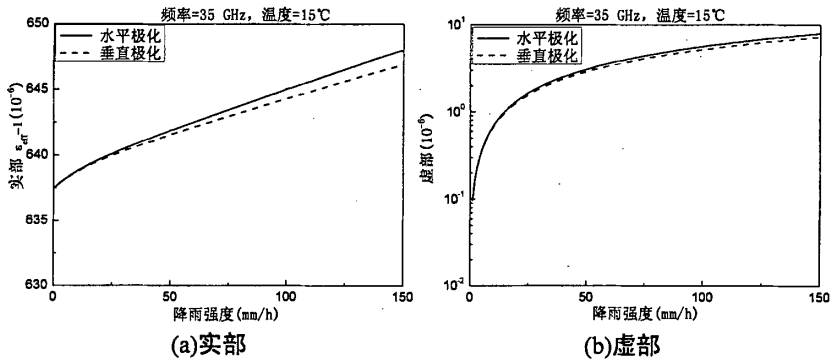
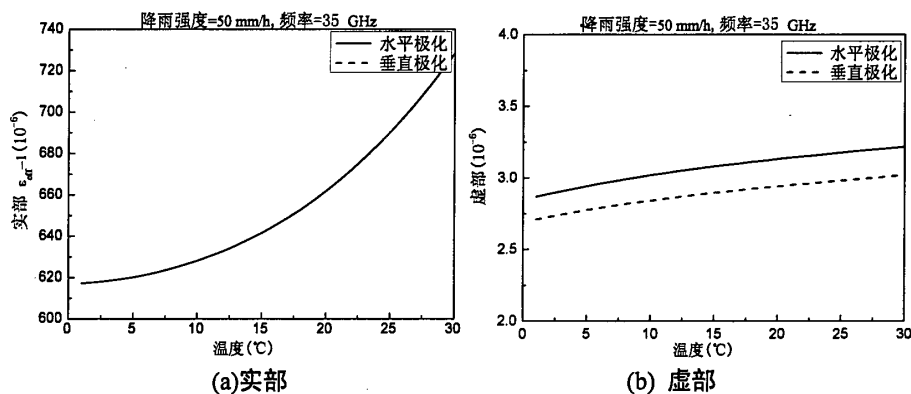
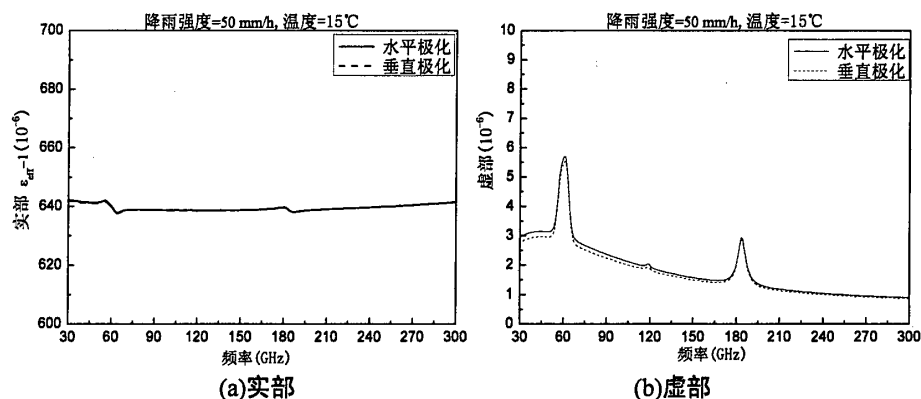


图 5-3 雨介质等效介电常数与降雨强度的关系曲线



从图中可以看出：(1) 由于大雨滴呈扁椭球体形状分布在空中，水平方向的占空比大于垂直方向，因此水平极化的等效介电常数大于垂直极化情况；(2) 雨介质等效介电常数与降雨强度、温度和频率呈非线性关系，随雨强的增加而增大，随温度的变化较小，实部随频率的变化与大气的类似，而虚部随频率的增加先增大后减小，这是因为当雨滴的最大尺寸 $d_{\max} > \lambda/2\pi$ 时，雨滴将向各方向辐射电磁波能量，且当工作频率与雨滴的共振频率相等时，辐射达到最大值，此时雨滴对电磁波的吸收最小，雨滴对电磁波的衰减作用减弱，当频率逐渐增大时，由于波长变短，能够辐射能量的雨滴增多，从而使辐射能量大于雨滴吸收和散射的能量。与降雾和沙尘暴环境不同的是由于降雨衰减较大，因此由大气吸收引起的吸收的尖峰只有两个。

5.2 降雨环境中的抛物方程模型

基于雨介质的等效介电常数，在降雨环境中通过在每个步进上对空间折射系数进行修正，即可应用抛物方程求解电波在降雨环境中的传播。首先将抛物方程计算得到的降雨衰减率与 ITU-R 推荐使用的模型结果进行对比，以验证抛物方程模型计算雨衰减的正确性。

ITU-R 推荐的雨衰减模型中^[169], 将雨介质特征衰减 A_R (dB/km) 采用降雨强度的幂函数表示:

$$A_R = \alpha R^\beta \quad (5-11)$$

其中 α 和 β 为与频率相关的系数, R 为降雨强度(mm/h)。系数 α 和 β 可以分别由以下两个公式确定, 这些公式是通过从离散计算中获得的从曲线拟合到幂次律系数来推出的^[169]:

$$\log_{10} \alpha = \sum_{j=1}^4 a_j \exp \left[- \left(\frac{\log_{10} f - b_j}{c_j} \right)^2 \right] + m_\alpha \log_{10} f + c_\alpha \quad (5-12)$$

$$\beta = \sum_{j=1}^5 a_j \exp \left[- \left(\frac{\log_{10} f - b_j}{c_j} \right)^2 \right] + m_\beta \log_{10} f + c_\beta \quad (5-13)$$

其中 f (GHz) 为电磁波的频率, 在 1~1000 GHz 范围内上述两个公式均成立。对于水平和垂直极化波, $\alpha = \alpha_h$ 或 α_v , $\beta = \beta_h$ 或 β_v ; 其对应系数 a_j, b_j, c_j, m, c 的值由文献[169]以列表形式给出。对于水平极化、垂直极化和圆极化的情况、以及所有的几何传播路径, 都可以通过公式(5-12)和(5-13)中给定的值由下列公式计算出公式(5-11)中的系数:

$$\alpha = [\alpha_h + \alpha_v + (\alpha_h - \alpha_v) \cos^2 \theta \cos(2\tau)] / 2 \quad (5-14)$$

$$\beta = [\alpha_h \beta_h + \alpha_v \beta_v + (\alpha_h \beta_h - \alpha_v \beta_v) \cos^2 \theta \cos(2\tau)] / (2\alpha) \quad (5-15)$$

式中 τ 是相对于水平面的极化倾角, 圆极化时 $\tau = 45^\circ$, 水平极化时 $\tau = 0^\circ$, 垂直极化时 $\tau = 90^\circ$; θ 为路径的仰角。

由于 ITU-R 计算降雨特征的模型不能考虑大气的吸收衰减, 因此在对比结果中, 抛物方程模型同样忽略了大气衰减。如图 5-6给出了温度为 15°C 、不同降雨强度时降雨特征衰减随频率的变化情况, 其中图 5-6 (a)和(b)分别为垂直极化和水平极化情况。图中清楚显示了抛物方程方法计算的降雨衰减率与 ITU-R 模型的结果具有较好的吻合, 最大相对误差在 10%左右。同时可以看出, 在电波频率低于 70 GHz 时, 特征衰减随着频率的升高而增大, 高于 70 GHz 以后随频率的变化较小, 最终趋于稳定。这主要是因为频率升高时雨滴的吸收和散射增强, 使特征衰减增大, 但同时由于电波波长变短, 能够辐射能量的雨滴数增多, 从而辐射能量增强, 两者在高 70 GHz 频段趋于平衡。

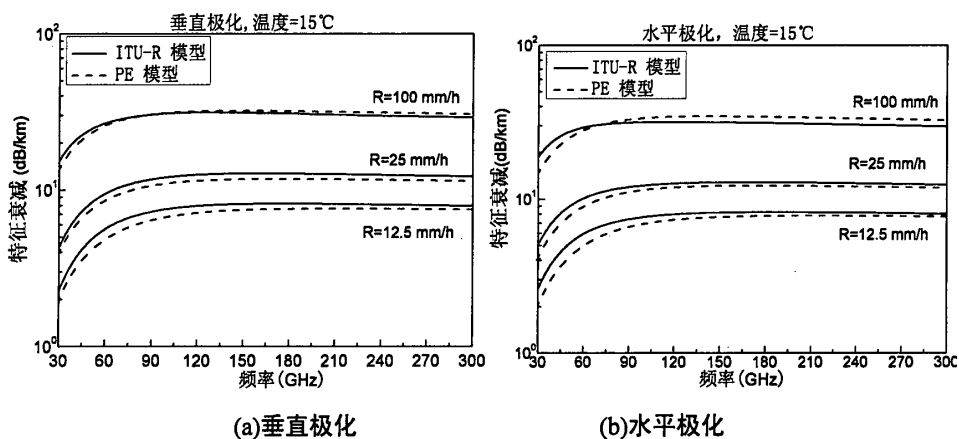


图 5-6 雨介质中抛物方程方法的验证

5.3 复杂环境中雨衰减的仿真分析

本节首先应用抛物方程模型计算考虑大气吸收时降雨环境的特征衰减，并与忽略大气吸收的结果进行对比，结果如图 5-7所示，其中相对湿度取 80%、温度 $t=15^{\circ}\text{C}$ 、降雨强度 $R=25\text{ mm/h}$ 。如图 5-7为降雨环境的特征衰减随频率的变化曲线。从图中可以知道，在考虑大气吸收效应后，在频率小于 100 GHz 时降雨特征衰减的变化相对较小，只是在 60 GHz 附近出现一个吸收尖峰，频率大于 100 GHz 时特征衰减随频率的升高而增大，在 183 GHz 附近出现吸收尖峰，这与沙尘暴环境和降雾环境相比略有不同。

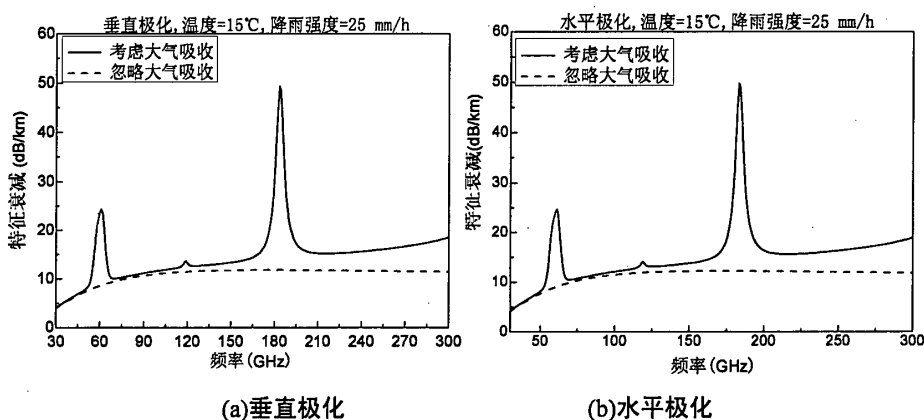


图 5-7 降雨环境的特征衰减

下面通过两个算例分析雨介质中的毫米波传播特性。

第一个算例的计算空间如图 5-8所示，其中辐射源架设高度为 30 m，采用高斯方向图，且 3dB 宽度为 3° ，工作频率为 94 GHz，垂直极化方式，发射仰角为 0° 。两个高山分别位于 2~4 km 和 5~7 km 处，最大高度分别为 35 m 和 60 m；在 0 到 8 km 范围内降雨强度 $R=12.5\text{ mm/h}$ ，地表为湿地，距离大于 8 km 后为标准大气环境，地表为中等干燥地面，整个计算空间的温度为 15°C ，空气相对湿度为 60%，大气压强 $p=1013\text{ mb}$ ，

且在降雨区域气象参数在高度方向上不变化。

在应用抛物方程研究电波传播特性时，大气中的传播区域使用大气折射率，降雨环境中则使用雨介质等效介电常数对折射项进行修正。图 5-9显示了在距离辐射源分别为 5 km 和 10 km 处，电波传播损耗与高度的关系。从图中可以看出由于地形的遮挡作用，在高度较低时出现阴影区，高度较高时出现明显的干涉条纹。同时，在 $x=5\text{ km}$ 处，降雨环境中的传播损耗大于标准大气环境约为 35 dB，而在 $x=10\text{ km}$ 处，这个差值仅为 56 dB 左右，这是因为在距离 8 km~10 km 区域内没有降雨，同样是标准大气环境。

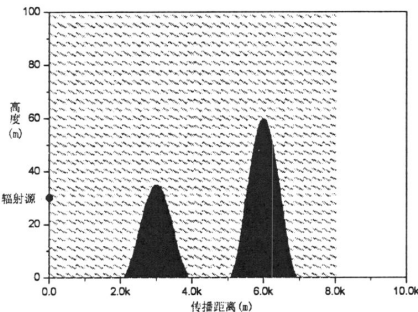


图 5-8 复杂电波传播环境

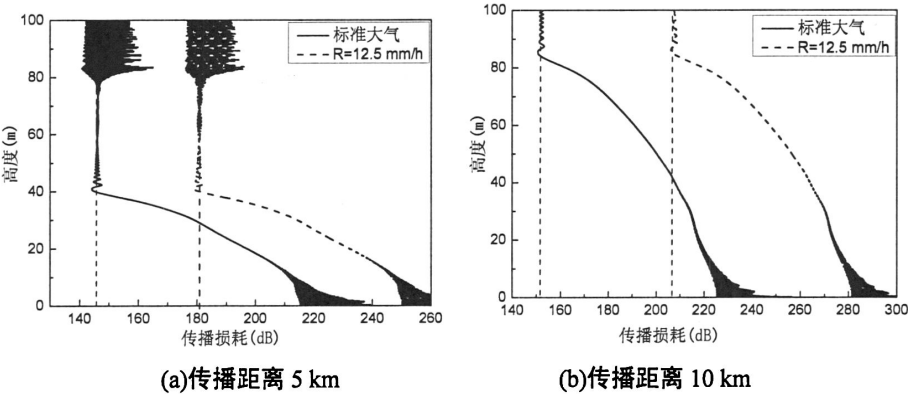


图 5-9 传播损耗随高度的变化

在第二个算例中，以数字地图中获取的地形数据为基础，并利用分段线性地形平移变换对抛物方程中的不规则地形进行处理，地形剖面如图 5-10所示。其中辐射源工作频率是 35 GHz，采用高斯方向图且 3dB 宽度为 1°，水平极化方式，距离地面高度是 50 m，发射仰角为 0°。本文模拟了两种气象环境中的电波传播，其传播因子的空间分布分别如图 5-11 (a) 和 (b) 所示，其中降雨环境中雨强 $R=25\text{ mm/h}$ ，地表为湿地，标准大气环境中地表为中等干燥地面，两种环境的温度均为 $t=15^{\circ}\text{C}$ ，空气相对湿度为 60%，大气压强 $p=1013\text{ mb}$ ，且在降雨区域内气象参数不随高度变化。从图 5-11 (a) 和 (b) 中可以明显看出降雨环境的传播衰减大于标准大气环境。

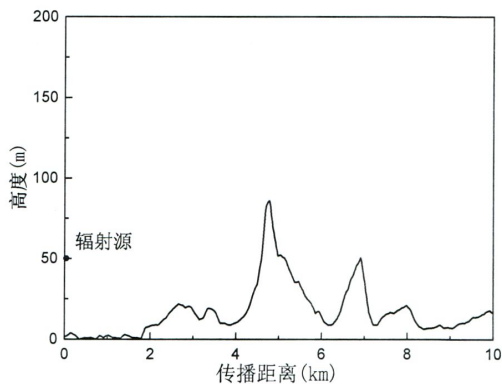


图 5-10 二维地形剖面图

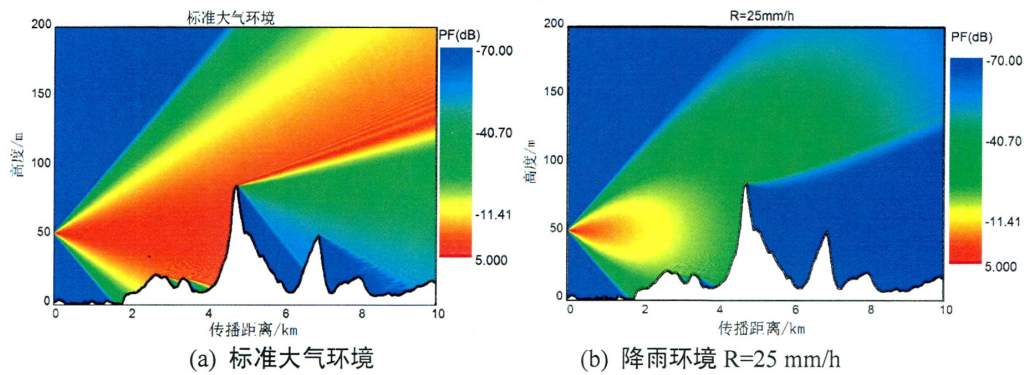


图 5-11 两种环境的传播因子空间分布图

本节应用抛物方程方法模拟复杂环境中的雨衰减时，认为降雨强度在空间分布均匀，而在实际降雨环境中，传播路径上的降雨强度往往发生改变，因此在采用抛物方程方法计算真实复杂环境中的降雨衰减时，需要根据当地的雨胞分布特点以及随季节的变化情况，结合抛物方程方法步长的大小，在每个步进上首先计算出降雨强度，再根据降雨强度重新计算雨介质的等效介电常数，最后利用抛物方程模型计算该步进上的雨衰减。

5.4 综合复杂地理和气象环境电波传播

本节结合以上第二章到第五章的研究成果，基于 Feit-Fleck 型宽角抛物方程，构建大区域复杂地理和气象环境的电波传播模型，用以分析毫米波在多种复杂环境中的传播特性，具体方案如下图所示：

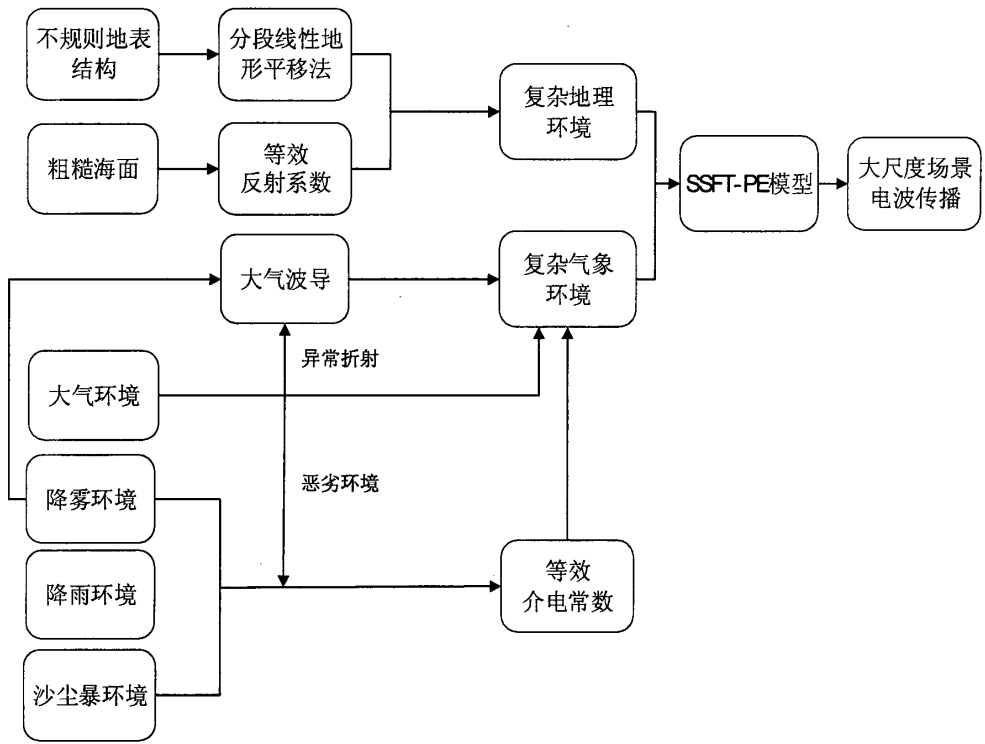


图 5-12 复杂地理和气象环境中电波传播模型构建方法

复杂地理环境主要包含两部分：不规则地表结构和粗糙海面环境，分别采用分段线性地形平移变化法和等效反射系数法对其进行处理（2.3 和 2.4 节）。对复杂气象环境的电磁建模，首先需要判断抛物方程模型当前迭代步进的天气条件，当存在降雨、降雾、沙尘暴等某个天气现象时，则需将气象环境等效成填充粒子（雨滴、雾滴、沙粒等）与空气形成的混合物，并采用混合物介电常数模型求解该混合媒质的等效介电常数（分别为 3.3、4.2 和 5.2 节）；若没有恶劣天气现象，则需要根据大气压强、温度和湿度确定大气复折射率（2.5 节），并判断是否存在异常的大气折射现象-大气波导（4.6.4 节）；最后将得到的大气折射率引入到基于 SSFT 算法的抛物方程模型的折射项，从而实现大尺度复杂场景中电波传播特性的模拟。

利用上述模型，本节模拟了如图 5-13所示的复杂空间中的毫米波传播特性。其中距离小于 10 km 时是陆地环境，大于 10 km 时是海洋环境，海面上风速为 5 m/s。在陆地 3 km~5 km 处存在一个不规则地形，最大高度为 50 m，海面上处存在一座海岛，宽度为 2 km，位于 12 km~14 km 处，最大高度为 70 m，地面为湿地。地形和海岛的形状均由公式(2-39)给出。

气象条件如下：整个计算空间的大气压强为 $p=1013\text{ mb}$ ，温度为 $t=15^{\circ}\text{C}$ ；传播距离 0 km~7 km 时为标准大气环境，水汽密度为 7.5 g/m^3 ，地面为中等干燥地面；传播距离 7 km~10 km 时为均匀分布的降雨区域，降雨强度 $R=12.5\text{ mm/h}$ ，空气相对湿度为 80%，地面为湿地；海面环境存在能见度为 100 m 的降雾天气，且不随传播距离变化，

空气相对湿度为 95%。辐射源距地面高度为 40 m，发射仰角为 0°，工作频率为 35 GHz，水平极化方式，采用高斯方向图且波束宽度为 2°。

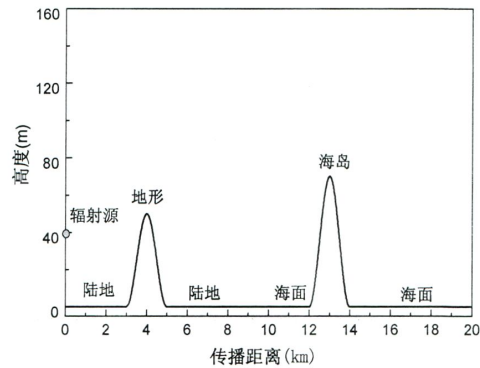


图 5-13 复杂综合环境剖面图

图 5-14显示了综合复杂环境中的传播因子的空间分布，其中图 5-14（a）是整个计算空间内均为标准大气环境的计算结果，而图 5-14（b）为多种气象环境的计算结果，图中当传播距离大于 7 km 时，传播因子逐渐减小，这是理论结果相吻合。

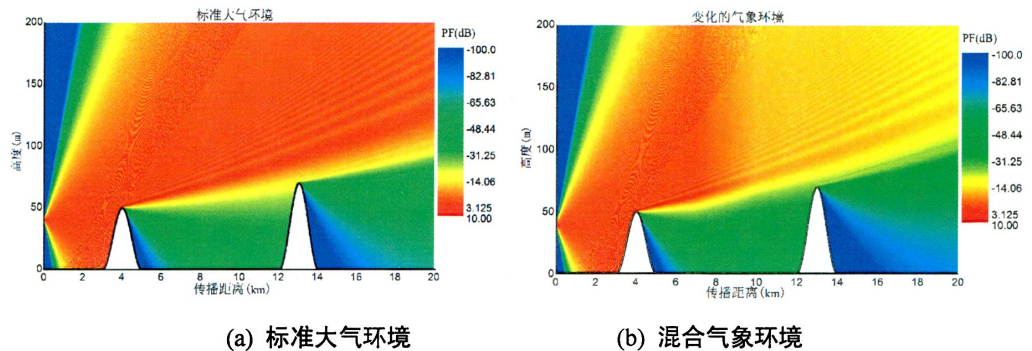


图 5-14 综合复杂环境中传播因子的空间分布图

在传播距离分别为 7 km、10 km 和 20 km 时设置了三条观察线，用来分析大气吸收效应、雨衰减和雾衰减效应，三条观察线上的毫米波传播损耗随高度的变化情况如图 5-15所示。图 5-15(a)给出了传播距离为 7 km 时的传播损耗，在这个区间内大气环境为标准大气，与线性模式的标准大气相比，采用大气复折射率模型的计算结果高 1 dB 左右，这是由该区间内大气分子吸收引起的；同时，由于不规则地形的遮挡作用，高度低于 60 m 的区域出现了阴影区，并从地面起随着高度的增加逐渐过渡到亮区，高度大于 60 m 时出现了干涉条纹。图 5-15(b)给出了传播距离为 10 km 时的传播损耗，由于在 7 km~10 km 区间为降雨区域，与该区域为标准大气环境相比，降雨引起的传播损耗约为 8 dB。图 5-15(c)给出了传播距离为 20 km 时的传播损耗，由于海面上存在均匀分布的海雾，因此传播损耗大于该区域为标准大气环境时 3 dB 左右。

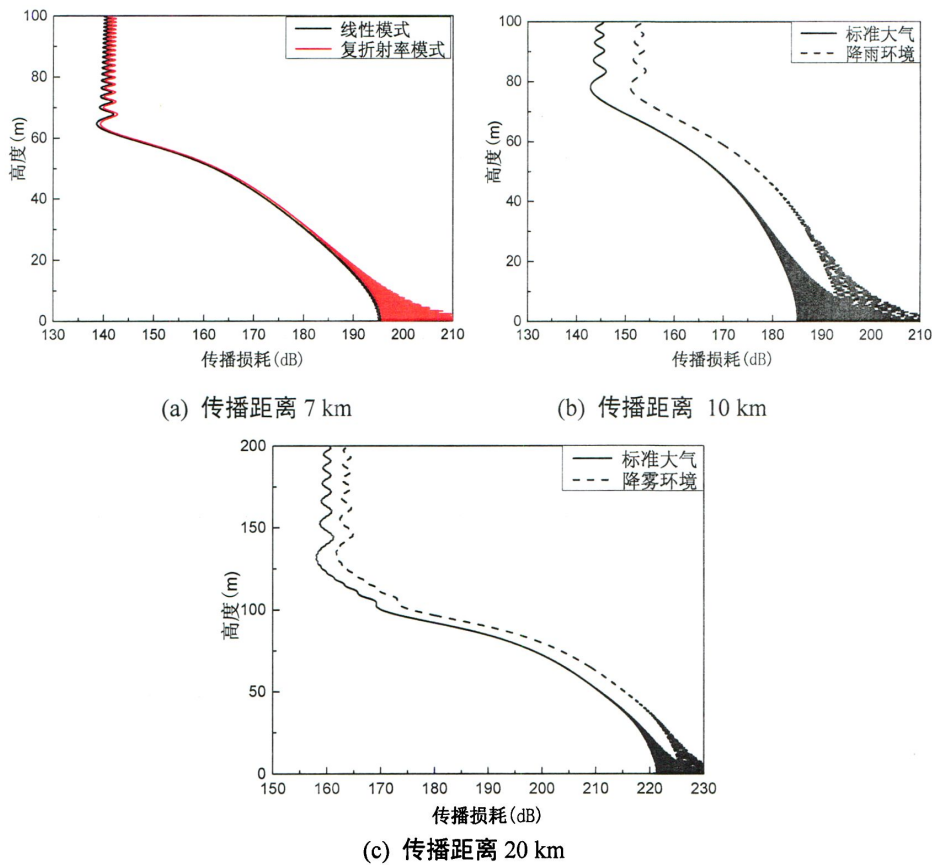


图 5-15 毫米波传播损耗随高度的变化情况

本节利用抛物方程模型研究了在同时包含复杂地表结构和复杂大气结构的综合环境中 35 GHz 毫米波的传播特性，结果表明抛物方程模型可同时处理复杂的地表结构和变化的大气环境，在工程应用中具有较大的实用价值。

5.5 本章小结

本章对降雨环境的抛物方程电磁建模展开了研究。首先介绍了降雨环境的物理特性，与降雾环境不同，雨介质中的大雨滴形状为旋转轴在垂直方向上的扁椭球体，它们与空气形成的混合物为各向异性媒质。同时，由于雨滴尺寸与毫米波的波长相当，静态近似理论不再成立，此时必须考虑雨滴的辐射特性。因此从雨滴的极化因子出发，研究了雨介质的等效电磁参数的建模方法，并讨论了高频条件下的粒子极化率与静态假设时的区别。在降雨区域采用雨介质的等效介电常数对抛物方程的折射项进行修正，提出了利用 WAPE 模型预测毫米波的降雨衰减，并应用该模型研究了毫米波在复杂环境中的降雨衰减特性。通过对雨介质特征衰减的分析表明，1) 由于扁椭球形雨滴的影响，水平极化的结果大于垂直极化；2) 由于辐射能量的雨滴数目增加，特征衰减没有

随频率的增加而增大。

本章的最后根据第二章到第五章的研究成果，基于 WAPE 方法，构建了包含不规则地形、粗糙海面等复杂地理环境和降雨、降雾、沙尘暴、大气波导等复杂气象环境的大区域电波传播模型，并通过算例证明了其具备同时处理复杂边界条件和多种气象环境的能力，为快速准确获取复杂环境中的毫米波传播特性提供有力保障，具有重要的应用价值及现实意义。

第6章 电磁脉冲传播的抛物方程模型

抛物方程法在解决大区域电波传播问题中具有其他模型无法比拟的优势，然而传统的频域抛物方程仅适用于单频电波传播问题的计算。为了利用抛物方程模型求解电磁脉冲的传播问题，俄罗斯的 Popov 和中山大学的杨永钦等学者对时域抛物方程展开了研究^{[55]~[57], [117]}，但其只能求解无载频的超宽带信号，且仅能采用有限差分法求解，因此不适用于大尺度电波传播问题。针对这一问题，本章将研究与之相适应的抛物方程模型，利用频域抛物方程计算得出的单频点的电磁场，结合快速傅里叶变换以及 OpenMP 并行技术，模拟分析电磁脉冲信号在复杂地理和气象环境中的传播特性。

6.1 电磁脉冲传播的计算方法

抛物方程本身是一种频域电波传播模型，在计算时域信号传播特性时，本文首先对电磁脉冲信号进行快速傅里叶变换(FFT)，得到各频点的初始场信息，并选取带宽内频点作为模拟的频率，忽略非频带内的频点，从而减少可计算频点的数目；根据需要模拟的频率，对复杂地理信息和气象条件进行电磁建模，如地表的电磁参数以及雨、雾、沙尘暴的等效介电常数等，再利用频域抛物方程计算各频率点的电磁场，同时结合 OpenMP 并行技术，将不同频率点分配到不同的线程进行计算，进一步提高计算效率；最后对计算得到的多组单频点的电磁场进行快速傅里叶逆变换 (IFFT)，就可得到信号在复杂地理环境与复杂气象条件下的时域信息，具体技术路线如图 6-1所示。

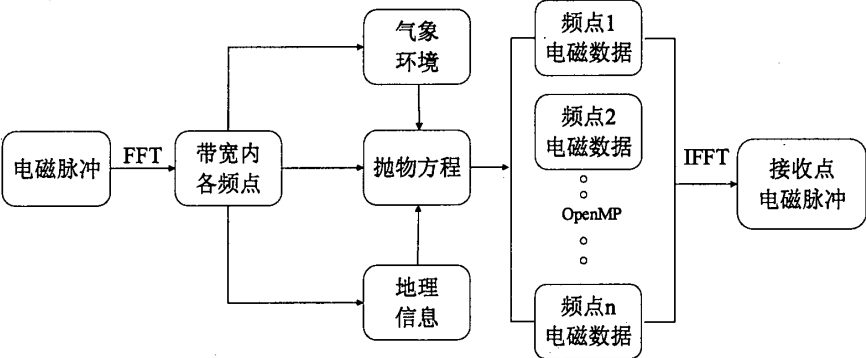


图 6-1 电磁脉冲电波传播模型

本章将采用调制高斯脉冲作为脉冲信号。调制高斯脉冲是一种常用的脉冲源，其时域形式为：

$$E_i(t)=\cos(wt)\exp\left[-\frac{4\pi(t-t_0)^2}{\tau^2}\right]$$

(6-1)

其中右边第一项为基波表达式, 中心频率为 $f_0 = \omega/2\pi$; 第二项为高斯函数, 常数 τ 决定了高斯脉冲的宽度, t_0 为出现脉冲峰值的时刻。

设 Fourier 变换的尺度为 N (N 是 2 的整数次幂), 则有:

$$\Delta f \cdot \Delta t = 1/N \quad (6-2)$$

其中 Δf 和 Δt 分别为频域和时域的抽样间隔。在调制高斯脉冲信号中, 为了保证载频 $\cos(\omega t)$ 在一个周期内采样完全, 需要时域抽样间隔 Δt 满足一定的条件, 本章选取 $\Delta t \leq 1/(12f_c)$, 其中 $f_c = \omega/2\pi$ 为载波频率, 即在一个载波周期内采样点数不小于 12 个。对于重复周期脉冲信号, $\Delta t = T/N$, 其中 T 为脉冲的重复周期, 因此可以得到 $N \geq 12Tf_c$; 同时, 根据奈奎斯特抽样定理, 需要满足 $\Delta t \leq \tau/4$, 得到 $N \geq 4T/\tau$, 因此 N 需要同时满足 $N \geq 12Tf_c$ 和 $N \geq 4T/\tau$, 这样可以确定 N 的大小。根据(6-2)可知 $\Delta f = 1/T$, 频域抽样间隔 Δf 由脉冲的重复周期 T 决定, 因此带宽内的频点数目为 $4T/\tau + 1$ 个。

根据上述方法, 设置调制高斯脉冲的载波频率为 1 GHz, 重复周期为 12.5 ns, 脉冲宽度为 4 ns, 得到的时域脉冲波形和频谱分布如图 6-2 所示。其中频域抽样间隔 $\Delta f = 80$ MHz, 根据上述方法得到的傅里叶变换尺度 $N = 256$, 时域抽样间隔 $\Delta t = 0.0488$ ns。从图 6-2(b)中可以看出, 频谱的带宽为 1 GHz, 带宽以外(频率小于 0.5 GHz 和大于 1.5 GHz)的频点振幅与载频相比较小, 因此在模拟过程中忽略其对应频点的计算, 只需求解 0.5~1.5 GHz 带宽内的频点。

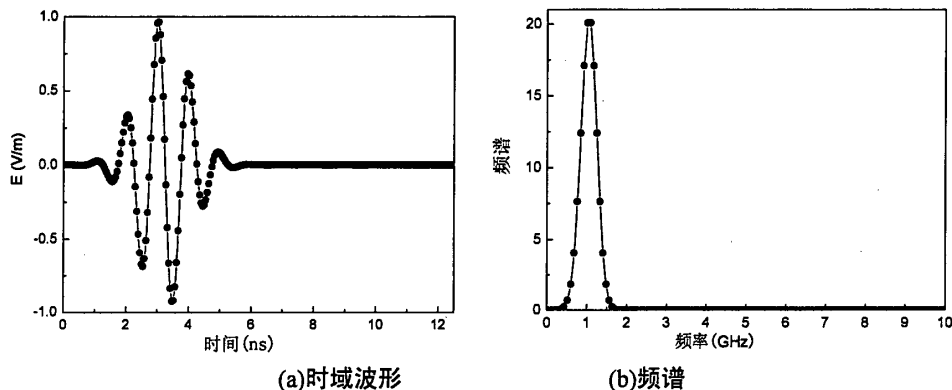


图 6-2 载波频率为 1 GHz 的调制高斯脉冲及其频谱

为了验证上述方法的有效性, 本节首先计算了自由空间中电磁脉冲的传播特性, 并与理论结果进行比较。发射信号为图 6-2 所示的调制高斯脉冲, 发射天线采用高斯方向图, 3dB 宽度为 10° 。自由空间中脉冲传播 1 km 处的时域波形如图 6-3 所示。由 Fourier 变换的性质可以知道, 完全计算的频点数为 $N/2 = 128$ 。从图中可以看出只计算频带内频率点的结果与完全计算以及理论解完全相同, 而带宽内的频点数目为 13 个, 约占完全计算频点数的 10%, 因此只需要调用抛物方程方法计算 13 个频率点的电波传播特性, 节省了 90% 的计算资源, 大大地提高了计算效率。同时可以看出自由空间中

接收的时域波形保持不变，幅度产生衰减。

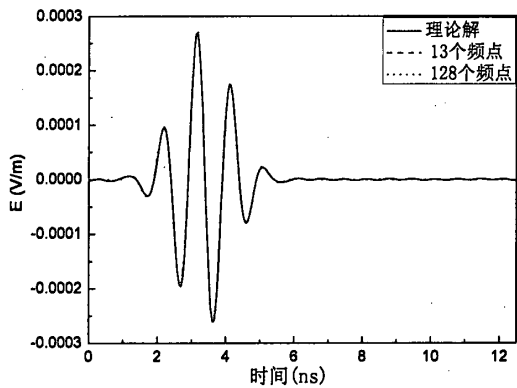


图 6-3 自由空间中脉冲传播 1 km 处的时域波形

对于非重复周期脉冲信号，由于利用抛物方程法同时计算了直射波和反射波，因此必须根据接收点的位置以及发射源的高度，来得到直射波和反射波到达接收点的时间差 Δt ，再确定抽样的时间 $T_0 \geq \Delta t + 2\tau$ ，则 N 需要同时满足 $N \geq 12T_0f_c$ 和 $N \geq 4T_0/\tau$ 。

6.2 OpenMP 并行计算

虽然只计算频带内频率点的电波传播特性可以提高计算效率，但是串行计算仍然需要较多的计算时间。为了合理地利用计算机资源，本文选择了应用 OpenMP 并行方法，将不同频率点分配到不同的线程进行计算，从而进一步提高计算效率。

OpenMP 作为一种面向共享内存以及分布式共享内存的多处理器多线程并行编程语言，于 1997 制定并正式发布。经过十几年的推广，目前已经在中小型的共享存储并行系统上得到了广泛的应用。OpenMP 采用了 Fork-Join 的并行机制^[170]，如图 6-4所示，程序开始执行时只有主线程单独执行串行任务，直到遇到第一个并行结构，主线程派生出（Fork）一组线程从而构成并行线程组执行并行任务，在并行任务结束后，派生线程退出或者挂起，主线程重新单独（Join）执行串行任务，运行在不同处理器上的线程之间可以通过共享变量来实现数据的交换。事实上，OpenMP 的并行化功能是通过嵌入到 C/C++、Fortran 源代码中的编译制导语句来实现的。

OpenMP 包含四种调度类型：静态调度方式、动态调度方式、指数动态调度方式和运行时调度方式。静态调度方式是将 n 次循环迭代按顺序静态分配给 t 个线程，并且可以指定每个线程每次连续迭代计算的数目 $size$ ， $size$ 的默认值为 n/t 。动态调度是将 n 次循环迭代按指定的 $size$ 次动态地分配到各个线程，与静态调度方式不同，动态调度不是按次序将迭代任务分配到各个线程中，而是在程序执行过程中，当某个线程完成 $size$ 次迭代计算后，动态地申请并执行下一个 $size$ 次迭代任务。指数动态调度方式是每次调度的迭代任务大小由当前剩余未执行的迭代任务数决定，直到剩余迭代任务的

大小为指定的 size 值。运行时调度方式实际上是根据环境变量来选择其他三种中的某个类型。

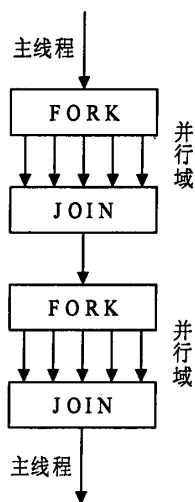


图 6-4 OpenMP 并行执行模式

在利用频域抛物方程模型研究时域信号传播问题时，将频带内不同频率点分配到不同的线程进行计算，最后对计算得到的多组单频点的电磁场进行快速傅里叶逆变换，由于不同的频率点所需要的计算时间不等，因此为了获得较好的负载平衡，本文选择动态调度方式，并设置 size 为 1。

本章将通过加速比 S_N 检测 OpenMP 的并行计算效能。对于具有相同的计算量问题，设串行计算所需的时间 t_s 与 N 个线程并行计算所需的时间 t_N 的比值称为加速比，用 S_N 表示，它的表达式为：

$$S_N = \frac{t_s}{t_N} \quad (6-3)$$

计算平台的 24 个线程分布在同 CPU 的四个核中。设置辐射源架设高度为 50 m，方向图满足高斯函数，波瓣宽度为 30° ，采用水平极化方式，初始仰角为 0° ，计算域高度为 400 m，在中等干燥地面的阻抗边界条件下，大气折射率为 1。调制高斯脉冲的载波频率为 2 GHz，重复周期为 12 ns，脉冲宽度为 2 ns，得到的时域脉冲波形和频谱分布如图 6-5 所示，其中傅里叶变换尺度 $N=512$ ，频带内的频率点为 25 个。阻抗边界条件下接收点的时域波形如图 6-6 所示，其中接收点高度为 50 m，脉冲传播距离分别为 1 km 和 2 km。图 6-6 同时显示了抛物方程的求解结果以及理论解。从图中可以看出，本文采用的抛物方程法与理论解吻合较好，证明了其在阻抗边界条件下的准确性；同时由于地面的反射作用，图中出现了反射脉冲。

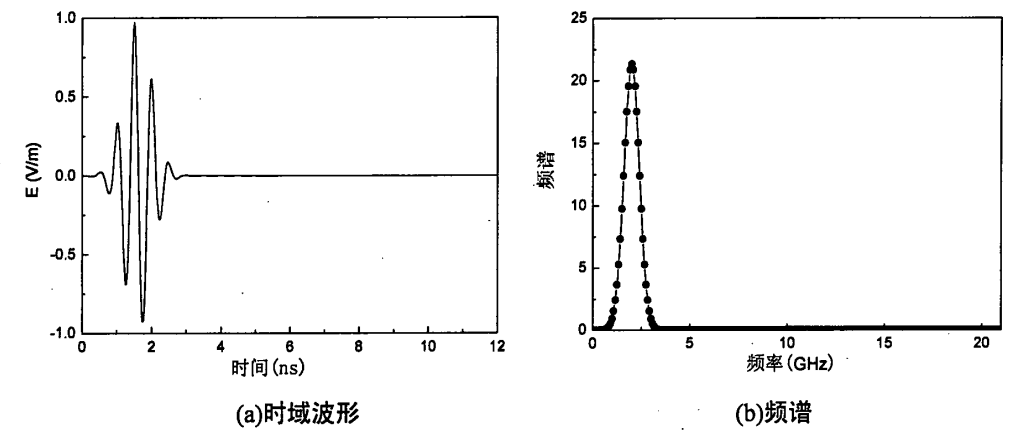


图 6-5 载波频率为 2GHz 的调制高斯脉冲及其频谱

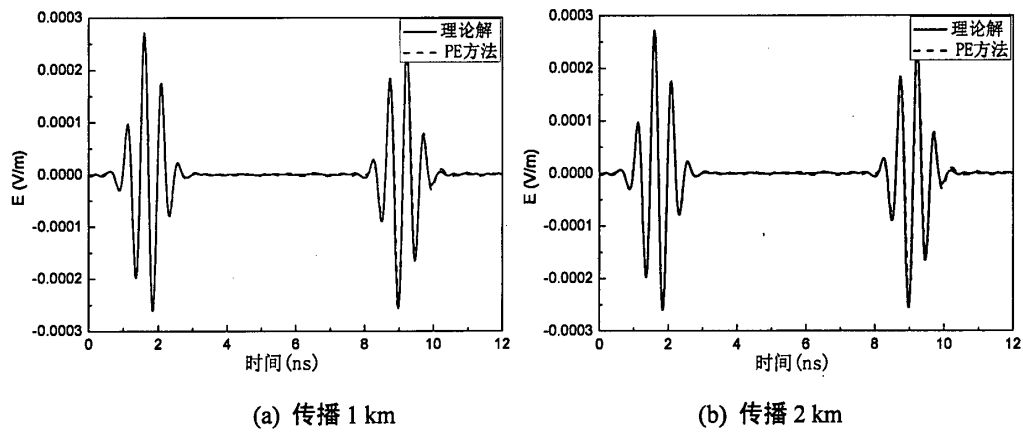


图 6-6 阻抗边界条件接收点的时域波形

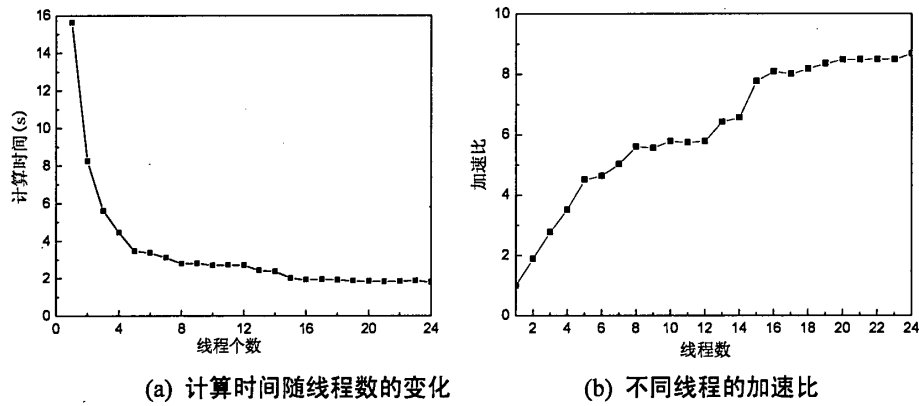


图 6-7 OpenMP 并行计算性能

图 6-7 (a) 显示了传播距离为 2 km 时计算时间随线程数的变化规律，图 6-7 (b) 为不同线程数目的加速比。为了消除系统运行等其他环境因素的影响，本文采用的计算时间为十次模拟的平均时间。从图中可以看出，随着线程数目的增加，计算时间明显减少，加速比增加。采用串行计算的时间为 15.62 s，而并行计算时间仅为 1.8 s，计算时间节省了 88.5%，计算速度得到大幅度提高。可见，采用并行方法后，明显提高

了脉冲传播问题的计算效率。由于需要计算的频点为 25 个,当线程数小于 5 时,所有频点的计算由这些线程均分,各线程得到了充分利用,加速比迅速增大。当线程数大于 5 时出现空闲线程,因此加速比随线程数的增加缓慢增大。线程数为 24 时,只有一个线程执行两个频点的计算,此时加速比为 8.7。

6.3 复杂环境中的脉冲传播

6.3.1 不规则地形环境

本节对不规则地形环境中的脉冲传播进行模拟。第一个算例设置调制高斯脉冲的调制频率为 1.5 GHz,重复周期为 16 ns,脉冲宽度为 4 ns,采用高斯方向图,波瓣宽度为 10° ,水平极化方式,放置高度为 50 m,发射仰角为 0° 。图 6-8给出了时域脉冲波形和频谱分布,其中傅里叶变换尺度 $N=512$,采用 OpenMP 并行计算的频点数为 17 个。地形剖面采用公式(3-20)所示的分布函数描述,其参数设置为最大高度 $h=30$ m,起始位置 $x_1=2$ km,半宽度 $w=0.5$ km,地形剖面图如图 6-9所示,地表为中等干燥地面,大气采用标准大气环境。

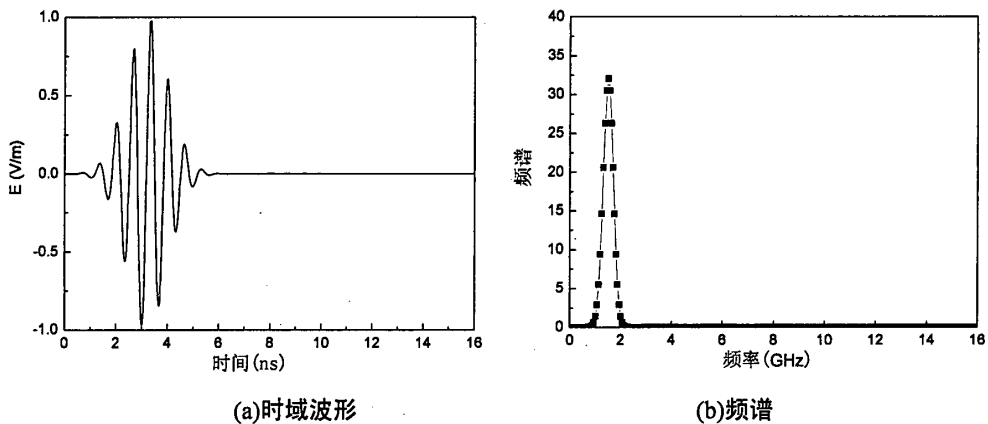


图 6-8 调制高斯脉冲及其频谱

在电波传播 5 km 处设置 4 个观察点,高度分别为 5 m、50 m、100 m 和 150 m,接收点的时域波形如图 6-10所示。图 6-10 (a)中观察点的高度为 5 m,由于观察点的位置较低,因此只接收到绕射波;图 6-10 (b)中观察点的高度为 50 m,此时直射波不受障碍物的影响,因此观察点可接收到直射波,同时还出现幅度很小的绕射波,由于地形的遮挡作用,没有反射波到达;图 6-10 (c)中观察点的高度为 100 m,该观察点接收到了直达波、反射波和绕射波,直射波的幅度最大,反射波次之,绕射波最小;图 6-10 (d)中观察点的高度为 150 m,该观察点高度较高,因此直达波、反射波以及他们的绕射波均能接收到,同时由于掠射角较小,地面接近全反射,因此反射波的幅度较大。图 6-10的结果说明当辐射源的高度大于不规则地形的最大高度时,本章

设计的方案很好地体现了不规则地形对脉冲的绕射影响。

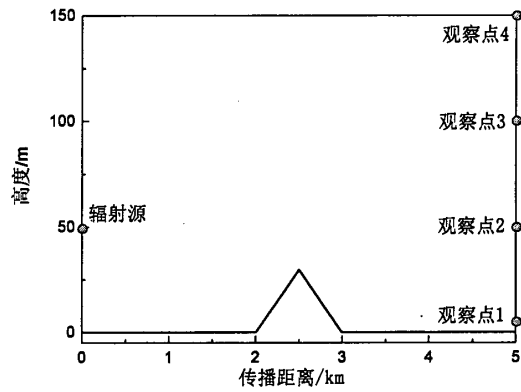


图 6-9 脉冲传播的地形剖面图

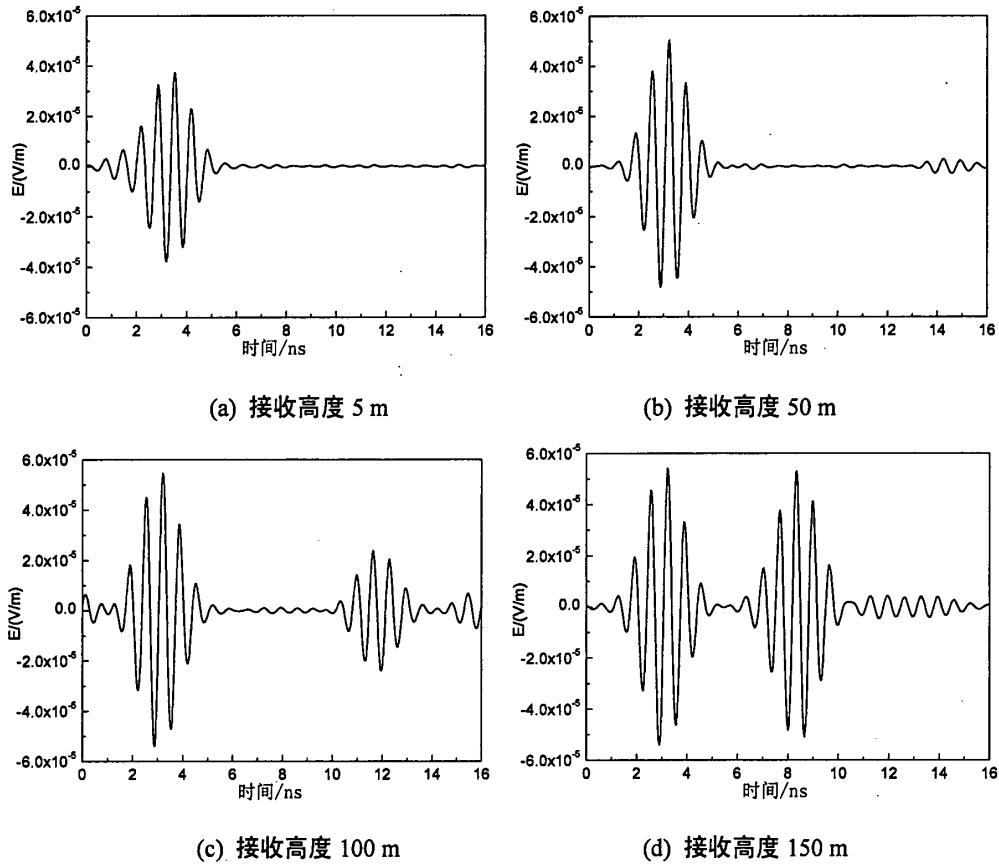


图 6-10 传播 5 km 处不同高度观察点的时域波形

第二个算例的计算条件与算例一相同，只是将辐射源的高度降低到 25 m。四个观察点接收到的时域波形如图 6-11所示。可以看出由于辐射源高度降低，阴影区加强，因此 5 m 高的观察点接收到的绕射波幅度明显减小，而由于掠射角减小，高度为 100 m 的观察点已接收到了较强的反射波；50 m 和 150 m 两个观察点的时波形无明显变化，

只是直射波与反射波及绕射波的波程差略有改变。该算例表明当辐射源的高度小于不规则地形的最大高度时, 该方案也具有很好的效果。

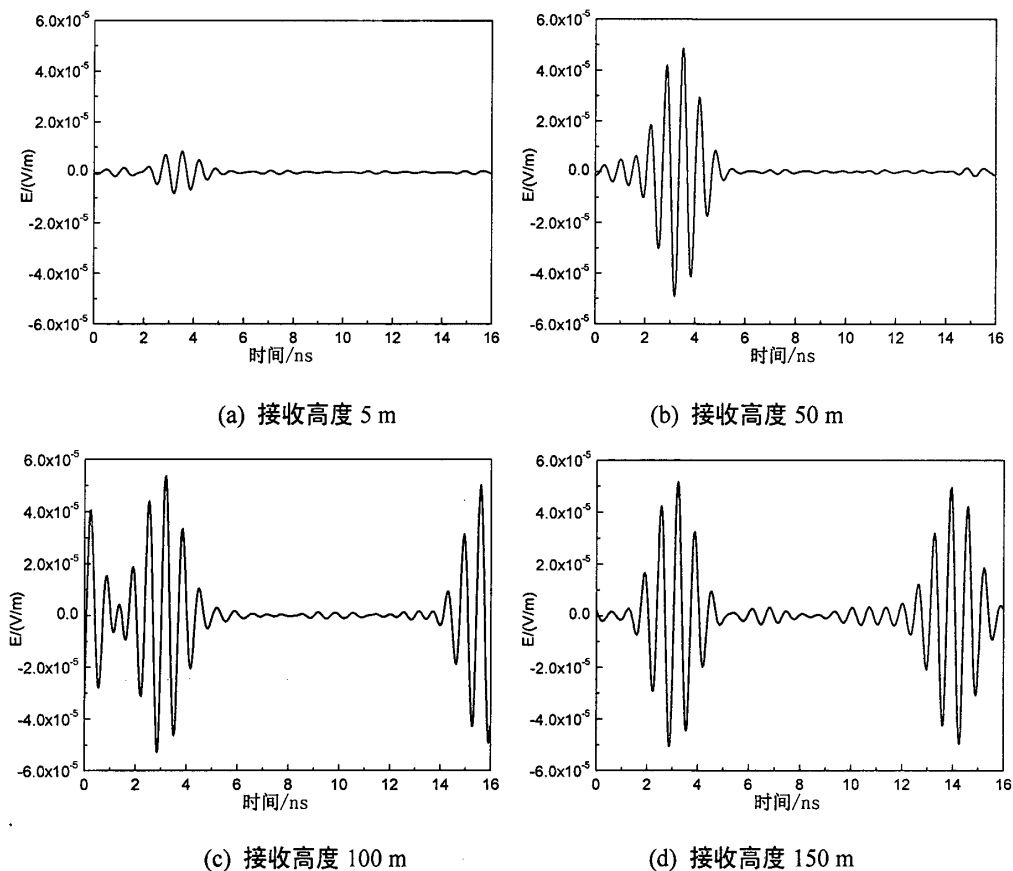


图 6-11 辐射源高度降低后四个观察点的时域波形

6.3.2 综合环境

脉冲传播的综合环境剖面图如图 6-12所示。计算空间为粗糙海面环境, 海面风速为 10 m/s, 在 5~5.5 km 处存在一个海岛。辐射源距海面高度为 50 m, 调制高斯脉冲的调制频率为 2 GHz, 重复周期为 12 ns, 脉冲宽度为 4 ns, 采用高斯方向图, 波瓣宽度为 10°, 水平极化方式, 发射仰角为 0°。

图 6-13和图 6-14分别给出了传播距离为 5 km 和 10 km 时不同高度 (30 m 和 100 m) 的两个接收点的时域波形。在图 6-13中同时给出了无风情况下接收到的时域波形, 从两种情况的对比可知, 由于粗糙海面的漫散射作用, 使反射波的幅度减小, 且随着高度的增加漫散射作用越强, 反射波幅度越小。在距离 10 km 处, 由于海岛的遮挡作用, 高度为 30 m 的接收点只接收到幅度较小的绕射波, 而高度为 100 m 的接收点同时接收了直射波和绕射波。

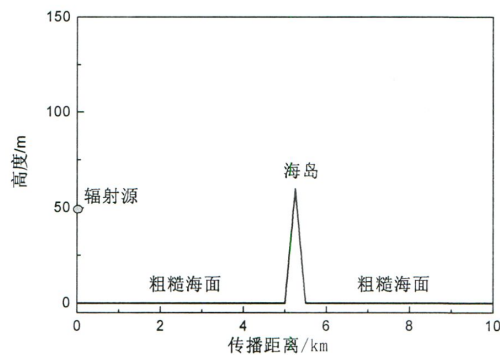


图 6-12 复杂环境空间剖面图

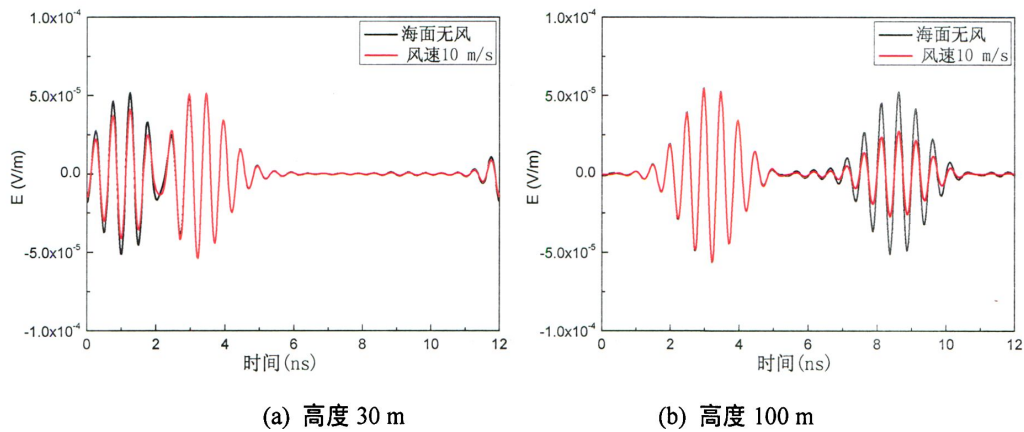


图 6-13 5km 处两个接收点的时域波形

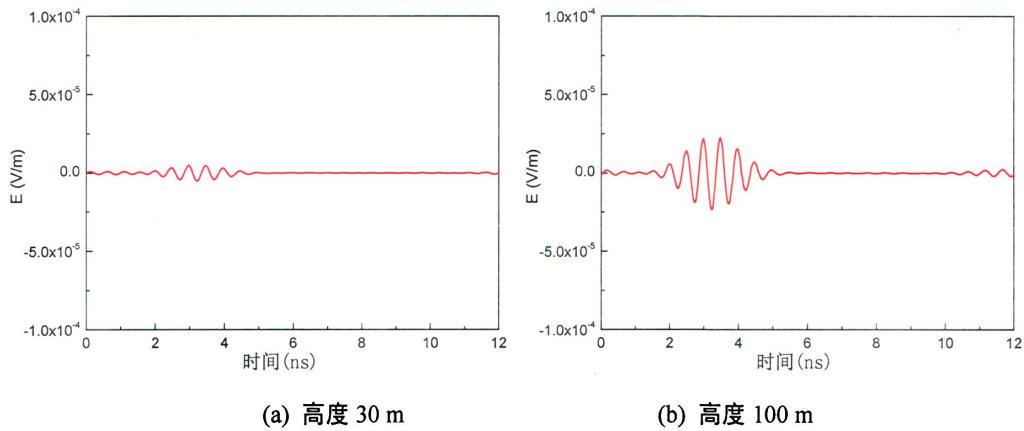


图 6-14 10 km 处两个接收点的时域波形

6.4 本章小结

时域抛物方程只能求解无载频的超宽带脉冲电波传播，且仅能采用有限差分法求解，因此在大尺度电波传播问题中计算效率较低。本章利用频域抛物方程计算出单频点的电磁场，结合快速傅里叶逆变换的方法，得到电磁脉冲信号的传播特性。以调

制高斯脉冲信号源为例，讨论了傅里叶变化尺度的选择方法，对于重复周期脉冲信号，其与载波频率及脉冲宽度相关，而对于非重复周期信号，需要根据直射波和反射波的时间差确定；同时通过算例证明了只计算频带内频点和计算全部频点的结果一致。针对串行计算频带内各频点效率低这一问题，提出了基于 OpenMP 并行计算方法，将不同频率点分配到不同的线程进行计算，通过算例表明采用并行计算后，在充分利用计算机资源的同时进一步提高了计算效率。本章的最后对不规则地形环境和综合环境中的脉冲传播进行了模拟，结果表明该方案很好地体现了不规则地形对脉冲的绕射影响以及粗糙海面的漫散射作用，为大尺度复杂环境中的电磁脉冲传播问题的研究提供了新的研究思路。

第7章 总结与展望

7.1 本文工作总结

毫米波传播特性的研究对毫米波系统的设计和使用提供了一定的指导作用,在军事和民用领域都具有非常重要的应用价值,然而由于毫米波的波长较短,在传播过程中容易受到气象环境的影响,现有的经验和半经验模型只考虑某一种气象环境对电磁波的影响,且无法预测电波传播的多径效应。从 Helmholtz 方程推导出的抛物方程模型能够同时处理复杂地表结构和复杂媒质因素对电波传播的影响,与诸如射线跟踪法、波导模理论等现有的电波传播模型相比,抛物方程模型具有以下三方面的优势。第一,抛物方程本身就包含了电波传播的折射项和绕射项,不需要再考虑这些传播机制,因而不但计算简单,计算精度也很高;第二,抛物方程模型能同时描述传播路径上复杂地表环境和复杂媒质因素的变化情况,可以体现传播路径上的地形变化、地表电磁参数以及媒质因素的影响;第三,可以采用 SSFT 算法进行步进计算,且迭代的网格可以划分较大,因此能够快速获得公里级大区域复杂环境中的电波传播特性;同时,在每一个步进上都可以得到地表到最大高度上任意点的场分布,因而能够实现区域电磁特性覆盖的计算。从抛物方程模型本身的特点来看,其适合求解复杂气象环境中的毫米波传播特性,然而,到目前为止,这方面的相关研究仍然处于空白阶段。针对这一问题,本论文围绕着复杂气象环境的等效电磁参数展开了研究,重点讨论了雨、雾、沙尘暴等复杂气象环境的抛物方程建模方法,模拟分析了毫米波在大区域复杂地理和气象环境中的传播特性。论文的主要研究内容和取得的成果归纳为以下几点:

- 1、阐述了抛物方程法的基本原理和特点,包括从 Helmholtz 方程到宽角抛物方程的推导过程、抛物方程的初始场设置和满足的阻抗边界条件,给出了宽角抛物方程 DMFT 解法的求解步骤以及不规则地表结构和粗糙海面的处理方法。

- 2、基于大气复折射率模型,提出了计算大气吸收衰减的抛物方程方法。该方法可根据大气压强、温度和湿度,计算任一频率的电磁波在传播路径上的大气吸收衰减。结合不规则地形和粗糙海面的处理方法,分析了典型海洋海岛环境中的毫米波传播特性,并考虑了标准大气环境中的大气吸收衰减。

- 3、研究了混合媒质等效介电常数的计算模型,该模型充分体现了填充粒子与背景媒质的相互作用,并考虑了单个粒子和混合媒质的退极化场对粒子内部场和外部场的影响。本文将沙尘粒子的形状等效为球形,应用 Maxwell Garnett 公式计算了湿沙粒及沙尘暴环境的等效介电常数,分析了其随温度、含水量、能见度及电磁波频率的变化

规律。利用沙尘暴的等效介电常数,提出了利用抛物方程方法计算不规则地形环境中的沙尘暴衰减,仿真分析了包含不规则地表结构以及均匀和非均匀分布的沙尘暴环境中的毫米波传播特性。

4、在降雾环境的抛物方程建模方面,利用混合媒质等效电磁参数模型,计算了雾滴与空气形成的混合物等效介电常数,分析了其随能见度、温度和电波频率的变化规律。基于该介电常数,提出了预测毫米波雾衰减的抛物方程模型,仿真分析了毫米波在含有平流雾和辐射雾的复杂环境中的传播特性。针对海雾常常与大气波导同时存在这一问题,利用抛物方程方法研究了平流雾与大气波导混合环境中的毫米波传播特性。

5、研究了雨介质的电磁建模方法。提出的模型不仅考虑了雨滴形状、大小、温度、分布情况以及电磁波频率、极化方式等对雨介质等效介电常数的影响,而且同时也反映了雨滴在毫米波作用下辐射能量的影响。在降雨区域采用雨介质的等效介电常数对抛物方程的折射项进行修正,提出了基于抛物方程的毫米波雨衰减计算模型,该模型可用于预测复杂环境中的毫米波雨衰减,对毫米波系统的设计和使用均具有重要的指导意义。

6、基于 1~5 的研究内容,构建了基于 WAPE 的大区域复杂环境电波传播模型,模型中包含了不规则地形、粗糙海面等复杂地理环境以及降雨、降雾、沙尘暴、大气波导等复杂气象环境。该传播模型的构建为快速准确获取复杂环境中的毫米波传播特性提供有力保障,具有重要的应用价值及现实意义

7、利用频域抛物方程计算得出单频点的电磁场,结合快速傅里叶逆变换的方法,得到电磁脉冲信号的传播特性,并采用 OpenMP 进行并行计算,利用计算机的多线程资源进一步提高了求解效率。对复杂地形环境中的脉冲传播进行了模拟,结果表明该方案很好地体现了不规则地形和粗糙海面对脉冲传播的影响,该工作为大尺度复杂环境中的电磁脉冲传播问题的研究提供了新的研究思路。

7.2 研究展望

本文对基于抛物方程的复杂气象环境的电磁建模技术展开了研究,为毫米波在大尺度复杂空间中传播特性的研究提供了新的设计思路和分析方法。由于该研究涉及了抛物方程方法、复杂气象环境的电磁建模技术等,研究范围较广,本文涉及到的仅仅是其中的一部分。不管是在研究广度还是深度方面,基于抛物方程模型的毫米波传播问题仍然有很工作值得展开,在短暂的博士求学阶段不可能对所有的相关问题都进行细致的研究。但通过对国内外最新的研究动态进行调研,并结合本人在研究过程中的一些心得体会,认为下一步的研究工作可以从以下几个方面展开:

1、基于三维抛物方程的复杂地理和气象环境电磁建模技术研究。本文对气象环境的电磁建模主要是基于二维 WAPE 模型展开的,下一步工作可结合本文方法,对三维

环境的电磁建模展开研究。

2、毫米波在大气波导中的传播时，一方面产生超视距传播现象，另一方面由于水汽等吸收会产生传播衰减，因此下一步的研究可关注波导内部压强、水汽含量等参数的变化情况，研究其中的传播衰减。

3、本文利用频域抛物方程结合快速傅里叶变换技术得到时域信号，该方法仅是脉冲传播问题的一种解决方案，对时域抛物方程的 SSFT 算法展开研究将是一个极有价值的研究方向。同时，复杂地理和气象环境中的脉冲传播问题还应进行更系统的研究。

4、随着雾霾天气的增加，其对毫米波传播特性的影响必然会得到关注。本文初步探讨了雾霾环境等效介电常数的计算模型，下一步工作可深入研究其精确的建模方法。

5、森林植被对地面毫米波传播具有较大影响，目前基于抛物方程法对森林植被的电磁建模还仅仅适用于 L 及以下波段，将其等效为均匀有耗介质层，而该方法对于波长较短的毫米波明显不再适用，因此，下一步工作可研究适用于毫米波的森林植被电磁建模方法。

致 谢

在博士论文完成之际，我要由衷地感谢我的导师廖成教授，感谢他多年来对我的关心、教育和栽培。在硕士和博士的求学期间，我始终在廖老师的指导下学习和研究，从本论文的选题、到研究工作的开展、再到论文的完成都是在廖老师的悉心指导下进行的，所取得的研究成果也都凝结着他的大量心血和汗水。廖老师不仅以他渊博的学术知识、严谨的学术作风、开阔的研究思路和忘我的工作态度给我留下了深刻的印象，让我感受到了一名杰出学者所具有的素质。而且他高尚的人格、和蔼可亲的态度、开朗的性格和积极的人生观深深感染并激励着我，从廖老师身上我学到的不仅是如何从事学术研究，也学会了为人处事的人生经验。能师从廖成教授，是我莫大的荣幸。此外，廖老师给予我生活上的关心和帮助我将永远难忘。在此，再次向廖成老师致以最崇高的敬意和最真诚的感谢！

感谢电磁所林文斌教授在英文写作方面给予我的帮助，以及对我科研工作的指导。

感谢北京应用物理与计算数学研究所的周海京研究员对我科研工作的启发和帮助。

感谢电磁所的熊祥正教授、唐晋生副教授、杨丹副教授、钟选明副教授、以及陈凯亚老师和冯菊老师在科研工作和学习生活上给我的关心和帮助，他们陪伴我从本科生走到博士生，感谢他们的传道授业使我掌握电磁学专业基础。

感谢常雷、苏刚和傅海军师兄在并行计算以及计算机编程上给我的帮助。感谢陈伶俐师姐在论文写作方面给予的建议和帮助。感谢张青洪博士和周亮博士在抛物方程方法上的有益讨论，使我开拓了思路，给了我很大启发和帮助；感谢电波传播组的白瑞杰硕士、丁剑博硕士、区杰俊硕士、杨培东硕士在组会上和我一起探讨问题，让我认识到了团队合作的魅力与重要性。感谢实验室的唐涛博士、吴彦良博士、赵朋程博士、叶志红博士、张敏博士、罗杰博士、徐小敏博士、以及冯强硕士、周大瑜硕士等，在学习和生活中所提供的帮助与支持，与他们相处的时光非常愉快、令人难忘。

特别感谢我的父母，感谢他们对我的养育之恩，感谢对我多年求学的支持 and 无私的爱，他们的期望、鼓励和关怀给了我不断前进的动力。

特别感谢我的妻子谢晶晶女士在我攻读博士学位期间对我的关心、照顾、理解和鼓励。

感谢被本论文直接或间接引用文献的作者们，以及所有给予我帮助的人。

最后特别感谢评阅本论文的各位专家以及答辩委员会所付出的辛勤劳动。

参考文献

- [1] 阮成礼编著. 毫米波理论与技术[M]. 成都: 电子科技大学出版社, 2001.03.
- [2] 向敬成, 张明友编著. 毫米波雷达及其应用[M]. 北京: 国防工业出版社, 2005.
- [3] 熊皓. 无线电波传播[M]. 北京: 电子工业出版社, 2000: 487-501.
- [4] 甘仲民等编著, 毫米波通信技术与系统[M], 北京: 北京电子工业出版社, 2003.7,
- [5] 焦培南, 张忠治编著. 雷达环境与电波传播特性[M]. 北京: 电子工业出版社, 2007.
- [6] Mireille F. Levy. Parabolic equation methods for electromagnetic wave propagation[M]. London: IEE Press, 2000.
- [7] 胡绘斌. 预测复杂环境下电波传播特性的算法研究[D]. 博士学位论文, 长沙: 国防科技大学, 2006.
- [8] M. A. Leontovich, and V. A. Fock. Solution of propagation of electromagnetic waves along the Earths' surface by the method of parabolic equations[J]. Journal of Physics-USSR, 1946, 10:13-23.
- [9] R. H. Hardin, and F. D. Tappert. Application of the split-step Fourier method to the numerical solution of nonlinear and variable coefficient wave equations[J]. SIAM Review, 1973, 15: 423.
- [10] Gökhan Apaydin, and Levent Sevgi. A novel split-step parabolic-equation package for surface-wave propagation prediction along multiple mixed irregular-terrain paths[J]. IEEE Antennas and Propagation Magazine, 2010, 52(4): 90-97.
- [11] Pavel Valtr, Pechac, Pavel Pechac, Vaclav Kvicera, et al. A terrestrial multiple-receiver radio link experiment at 10.7 GHz-comparisons of results with parabolic equation calculations[J]. Radioengineering, 2010, 19(1): 117-121.
- [12] Irina Sirkova. Brief review on PE method application to propagation channel modeling in sea environment[J]. Central European Journal of Engineering, 2012, 2(1): 19-38.
- [13] Chad R. Sprouse, and Ra' id S. Awadallah. An angle-dependent impedance boundary condition for the split-step parabolic equation method[J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2012, 60(2): 964-970.
- [14] 郭立新, 李宏强, 杨超, 等. 改进 DMFT 算法研究粗糙海上蒸发波导中的电波传输特性[J]. 电波科学学报, 2009, 24(3):414-421.
- [15] 郭建炎, 王剑莹, 龙云亮. 基于抛物方程法的粗糙海面电波传播分析[J]. 通信学报, 2009, 30(6): 47-52.
- [16] 李德鑫, 杨日杰, 蔡晓琳, 等. 水平非均匀大气条件下的抛物方程模型研究[J]. 宇航学报, 2011, 32(7): 1569-1575.
- [17] Jon F. Claerbout. Fundamentals of geophysical data processing with application to petroleum

- prospect [M]. New York: McGraw-Hill press, 1976.
- [18] Mireille F. Levy, and Andrew A. Zaporozhets. Parabolic equation techniques for scattering[J]. Wave Motion, 2000, 31: 147-156.
- [19] A. R. Mallahzadeh, M. Soleinani, and J. Rashed-Mohassel. Scattering computation from the target with lossy background [J]. Progress In Electromagnetics Research, 2006, 57: 151-163.
- [20] A. R. Mallahzadeh, M. Soleinani, and J. Rashed-Mohassel. RCS computation of airplane using parabolic equation[J]. Progress In Electromagnetics Research, 2006, 57: 265-276.
- [21] A. R. Mallahzadeh, J. Rashed-Mohassel, and M. Soleinani. RCS computation of targets using three dimensional scalar parabolic equation[J]. Applied Computational Electromagnetics Society Journal, 2007, 22(2): 254-259.
- [22] Fred D. Tappert. The parabolic approximation method in wave propagation and underwater acoustics[M]. Chapter 5, edited by Joseph B. Keller and John S. Papadakis, New York: Springer-Verlag Press, 1977, 224-287.
- [23] M. D. Feit, and J. A. Fleck. Light propagation in graded-index fibers[J]. Application Optics, 1978, 17(24): 3990-3998.
- [24] Michael D. Collins, and Richard B. Evans. A two-way parabolic equation for acoustic backscattering in the ocean[J]. Journal of the Acoustical Society of America, 1992, 91:1357-1368.
- [25] 杨永钦, 王昆, 范业坤, 等. 分步 Padé 抛物方程的傅里叶变换解法研究[J]. 电波科学学报, 2014, 29(3): 450-454.
- [26] Harvey W. Ko, James W. Sari and Joseph. P. Skura. Anomalous microwave propagation through atmospheric ducts[J]. Johns Hopkins APL Technical Digest, 1983, 4(1): 12-26.
- [27] G. Daniel Dockery, and Gerald C. Konstanzer. Recent advance in prediction of tropospheric propagation using the parabolic equation[J]. John Hopkins APL Technical Digest, 1987, 8:404-412.
- [28] G. Daniel Dockery. Modeling electromagnetic wave propagation in the troposphere using the parabolic equation[J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1988, 36(10): 1464-1470.
- [29] G. Daniel Dockery. Method for modelling sea surface clutter in complicated propagation environments[J]. IEE Proceeding, 1990, 137(2): 73-79.
- [30] Mireille F. Levy. Diffraction studies in urban environment with wide-angle parabolic equation method[J]. IEE Electronics Letters, 1992, 28(16):1491-1492.
- [31] Mireille F. Levy. Horizontal parabolic equation solution of radiowave propagation problems on large domains[J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1995, 43(2): 137-144.
- [32] Mireille F. Levy, and P.-P. Borsboom. Radar cross-section computations using the parabolic equation method[J]. IEE Electronics Letters, 1996, 32(13): 1234-1236.
- [33] Mireille F. Levy. Transparent boundary conditionsfor parabolic equation solutions of radiowave

- propagation problems[J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1997, 45(1): 66-72.
- [34] Mireille F. Levy, and Andrew A. Zaporozhets. Target scattering calculations with the parabolic equation method[J]. Journal of the Acoustical Society of America, 1998, 103(2): 735-741.
- [35] James R. Kuttler, and G. Daniel Dockery. Theoretical description of the parabolic approximation/Fourier split-step method of representing electromagnetic propagation in the troposphere[J]. Radio Science, 1991, 26: 381-393.
- [36] G. Daniel Dockery, and James R. Kuttler. An improved impedance-boundary algorithm for Fourier split-step solutions of the parabolic wave equation[J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1996, 44(12): 1592-1599.
- [37] James R. Kuttler, and Ramakrishna Janaswamy. Improved Fourier transform methods for solving the parabolic wave equation[J]. Radio Science, 2002, 37(2): 5.1-5.11.
- [38] Ramakrishna Janaswamy. Path loss predictions in the presence of buildings on flat terrain: a 3-d vector parabolic equation approach[J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2003, 51(8): 1716-1728.
- [39] K. H. Craig. Propagation modelling in the troposphere: parabolic equation method[J]. IEE Electronics Letters, 1988, 24(18):1136-1139.
- [40] K. H. Craig, and Mireille F. Levy. Parabolic equation modeling of the effects of multipath and ducting on radar systems[J]. Radar and signal processing, IEE Proceedings F, 1991, 138(2): 153-162.
- [41] Alexei V. Popov, V. A. Vinogradov, Ning Yan Zhu, et al. 3D parabolic equation model of EM wave propagation in tunnels[J]. IEE Electronics Letters, 1999, 35(11): 880-882.
- [42] Andrew A. Zaporozhets, and Mireille F. Levy. Modelling of radiowave propagation in urban environment with parabolic equation method[J]. IEE Electronics Letters, 1996, 32(17): 1615-1616.
- [43] Andrew A. Zaporozhets, and Mireille F. Levy. Radar cross-section calculation with marching methods[J]. IEE Electronics Letters, 1998, 34(20): 1971-1972.
- [44] Andrew A. Zaporozhets, and Mireille F. Levy. Bistatic RCS calculations with the vector parabolic equation method[J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1999, 47(11): 1688-1696.
- [45] Andrew A. Zaporozhets. Application of vector parabolic equation method to urban radiowave propagation problems[J]. IEE Proceedings Microwaves, Antennas and Propagation, 1999, 146(4): 253-256.
- [46] Chris A. Zelle, and Costas C. Constantinou. A three-dimensional parabolic equation applied to VHF/UHF propagation over irregular terrain[J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1999, 47(10): 1586-1596.
- [47] Stergios A. Isaakidis, and Thomas D. Xenos. Parabolic equation solution of tropospheric wave propagation using FEM[J]. Progress In Electromagnetics Research, 2004, 49: 257-271.

-
- [48] Alexei V. Popov, and Ning Yan Zhu. Modeling radio wave propagation in tunnels with a vectorial parabolic equation[J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2000, 48(9): 1403-1412.
- [49] Homayoon Oraizi, and Shahram Hosseinzadeh. A novel marching algorithm for radio wave propagation modeling over rough surfaces[J]. Progress In Electromagnetics Research, 2006, 57: 85-100.
- [50] Amalia E. Barrios. A terrain parabolic equation model for propagation in the troposphere[J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1994, 42(1): 90-98.
- [51] Anabelle Zebic-Le Hyaric. Wide-angle nonlocal boundary conditions for the parabolic wave equation [J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2001, 49(6): 916-922.
- [52] Christos Mias. Fast computation of the nonlocal boundary condition in finite difference parabolic equation radiowave propagation simulations[J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2008, 56(6): 1699-1705.
- [53] Selman Özbayat, and Ramakrishna Janaswamy. Effective local absorbing boundary conditions for a finite difference implementation of the parabolic equation[J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2011, 59(5): 1616-1625.
- [54] Herbert V. Hitney. Hybrid ray optics and parabolic equation methods for radar propagation modeling[C]. IEE Proceedings Radar Conference 365, 1992, 58-61.
- [55] Alexei V. Popov, Vladimir V. Kopeikin, Ning Yan Zhu, et al. Modelling EM transient propagation over irregular dispersive boundary [J]. IEE Electronics Letters, 2002, 38(14): 691-692.
- [56] Alexei V. Popov, Vladimir V. Kopeikin, and F.M. Landstorfer. Full-wave simulation of overland radar pulse propagation [J]. IEE Electronics Letters, 2003, 39(6): 550-552.
- [57] Alexei V. Popov, and Vladimir V. Kopeikin. Electromagnetic Pulse Propagation over Nonuniform Earth Surface: Numerical Simulation [J]. Progress in Electromagnetics Research B, 2008, 6:37-64.
- [58] J.W. Ryde. Echo intensity and attenuation due to clouds, rain, hail, sand and duststorms at centimetre wavelengths. Rep. 7831, General Electric Co. Research labs., Wembley, England, 1941.
- [59] Hans J. Liebe. MPM-an atmospheric millimeter-wave propagation model[J]. International Journal of Infrared and Millimeter Waves, 1989, 10(6):631-650.
- [60] Richard. G Medhurst. Rainfall attenuation of centimeter waves: comparison of theory and measurement[J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 1965, 13(4):550-564.
- [61] Oguchi,T. Attenuation and phase rotation of radio waves due to rain: calculations at 19.3 and 34.8 GHz[J]. Radio Science. 1973, 8(1):31-38.
- [62] N. A. Perez Garcia, and L. da Silva Mello. Improved method for prediction of rain attenuation in terrestrial links[J]. Electronics Letters, 2004, 40(11): 683-684.
- [63] Amuda Yusuf Abdulrahman, Tharek Abdul Rahman, Sharul Kamal bin Abdul Rahim, et al.
-

- Empirically derived path reduction factor for terrestrial microwave links operating at 15 GHz in peninsula Malaysia[J]. *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, 2011, 25(1): 23-27.
- [64] Amuda Yusuf Abdulrahman, Tharek Abdul Rahman, Sharul Kamal bin Abdul Rahim, et al. Rain attenuation predictions on terrestrial radio links: differential equations approach[J]. *Transactions on Emerging Telecommunications Technologies*, 2012, 23(3): 293-301.
- [65] ITU-R. Propagation data and prediction methods required for the design of terrestrial line-of-sight systems[S]. ITU-R Recommendation P. 530-14, Geneva, 2012.
- [66] ITU-R. Propagation data and prediction methods required for the design of Earth-space telecommunication systems[S]. ITU-R Recommendation P.618-11, Geneva, 2013.
- [67] L. da Silva Mello, and Marlene S. Pontes. Unified method for the prediction of rain attenuation in satellite and terrestrial links[J]. *Journal of Microwaves, Optoelectronics and Electromagnetic Applications*, 2012, 11(1):1-14.
- [68] Edward E. Altshuler. A simple expression for estimating attenuation by fog at millimeter wavelengths[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 1984, 32(7): 757-758.
- [69] Hans J. Liebe, Takeshi Manabe, and George A. Hufford. Millimeter-wave attenuation and delay rates due to fog/cloud conditions[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 1989, 37(12): 1617-1623.
- [70] ITU-R. Attenuation due to clouds and fog [S]. ITU-R Recommendation P.840-5, Geneva, 2012.
- [71] Samir. I. Ghobrial, S. M. Sharief. Microwave attenuation and polarization in dust storms[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 1987, 35(4):418~425.
- [72] Patricia L. Slingsby. Modelling tropospheric ducting effects on VHF/UHF propagation[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 1991, 37(2): 25-34.
- [73] Amalia E. Barrios. Parabolic equation modeling in horizontally inhomogeneous environments[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 1992, 40(7): 791-797.
- [74] James R. Kuttler, and James D. Huffaker. Solving the parabolic wave equation with a rough surface boundary condition[J]. *Journal of the Acoustical Society of America*, 1993, 94: 2451-2454.
- [75] Alan Beilis and Fred D. Tappert. Coupled mode analysis of multiple rough surface scattering[J]. *Journal of the Acoustical Society of America*, 1979, 66: 811-826.
- [76] Ramakrishna Janaswamy. A curvilinear coordinate-based split-step parabolic equation method for propagation prediction over terrain[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 1998, 46(7): 1089-1097.
- [77] Denis J. Donohue, and James R. Kuttler. Propagation modeling over terrain using the parabolic wave equation[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 2000, 48(2): 260-277.
- [78] Peter D. Holm. Wide-angle shift-map PE for a piecewise linear terrain-A finite-difference

- approach[J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2007, 55(10): 2773-2789.
- [79] M. H. Newkirk. Recent advances in the tropospheric electromagnetic parabolic equation routine (TMPER) propagation model[C]. Battlespace Atmospheric Conference in 1997, 1998.
- [80] Amalia E. Barrios. Considerations in the development of the advanced propagation model (APM) for U.S. Navy applications[C]. IEEE Radar conference proceeding, 2003, 77-82.
- [81] Levent Sevgi, Cagatay Uluşık, and Funda Akleman. A MATLAB-based two-dimensional parabolic equation radiowave propagation package[J]. IEEE Antennas and Propagation Magazine, 2005, 47(4): 164-175.
- [82] Levent Sevgi. Groundwave modeling and simulation strategies and path loss prediction virtual tools[J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2007, 55(6): 1591-1598.
- [83] Funda Akleman, and Levent Sevgi. A novel MoM- and SSPE-based groundwave-propagation field-strength prediction simulator[J]. IEEE Antennas and Propagation Magazine, 2007, 49(5): 69-82.
- [84] Ra' id S. Awadallah, Jonathan Z. Gehman, James R. Kuttler, et al. Modeling radar propagation in three-dimensional environments[J]. Johns Hopkins APL Technical Digest, 2004, 25(2):101:111.
- [85] Ra' id S. Awadallah, Jonathan Z. Gehman, James R. Kuttler, et al. Effects of lateral terrain variations on tropospheric radar propagation[J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2005, 53(1): 420-434.
- [86] Marco A. N. Silva, Emanuel Costa, and Markus Liniger. Analysis of the effects of irregular terrain on radio wave propagation based on a three-dimensional parabolic equation[J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2012, 60(4): 2138-2143.
- [87] Alan D. Thomson and Tan D. Quach. Application of parabolic equation methods to HF propagation in an Arctic environment[J]. IEEE Transactions on Antennas And Propagation, 2005, 53(1): 412-419.
- [88] V. Fabbro, C. Bourlier, and P. F. Combes. Forward propagation modeling above Gaussian rough surfaces by the parabolic wave equation: introduction of the shadowing effect[J]. Progress in Electromagnetics Research, 2006, 58: 243-269.
- [89] Peter Holm, Gunuar Erikssoo, Peter Krams, et al. Wave propagation over a forest-edge parabolic equation modelling vs. measurements[C]. IEEE Symposium on Personal, Indoor and Mobile Radio Communications, 2002, 1:140-145.
- [90] João Furtado de Souza, Fátima Nazaré Baraúna Magno, Zínia A. Valente, et al. Mobile radio propagation along mixed paths in forest environment using parabolic equation[J]. Microwave and Optical Technology Letters, 2009, 51(4):1133-1136.
- [91] Homayoon Oraizi, and Shahram Hosseinzadeh. Determination of the effect of vegetation on radiowave propagation by the parabolic equation method[C]. International Symposium on Telecommunication, 2003, 340-344.

- [92] M. Le Palud. Propagation modeling of VHF radio channel in environments[C]. IEEE Military Communications Conference, 2004, 2:609-614.
- [93] 赵振维.水凝物的电波传播特性与遥感研究[D]. 博士学位论文, 西安:西安电子科技大学, 2001.
- [94] Zhenwei Zhao and Zhensen Wu. Millimeter wave atenuation due to fog and clouds[J]. International Journal of Infrared and Millimeter wave. 2000, 21(10):1607-1615.
- [95] 赵振维, 吴振森, 沈广德, 等. 一种计算云雾毫米波衰减的经验模式[J]. 电波科学学报, 2000, 15(3): 300-303.
- [96] 杨瑞科.对流层地_空路径电磁_光_波传播的若干问题研究[D]. 博士学位论文, 西安:西安电子科技大学, 2003.
- [97] 李应乐.电磁波在雨介质中的传输特性及其中椭球类目标的散射特性研究[D]. 博士学位论文, 西安:西安电子科技大学, 2004.
- [98] 弓树宏.电磁波在对流层中传输与散射若干问题研究[D]. 博士学位论文, 西安:西安电子科技大学, 2008.
- [99] 马慧慧. 毫米波降雨及近场目标散射特性的研究[D]. 硕士学位论文, 西安:西安电子科技大学, 2012.
- [100] 杨瑞科, 苏振玲, 刘科祥, 等. 沙尘暴多重散射对毫米波衰减影响研究[J]. 电波科学学报, 2008, 23(3): 530-533.
- [101] 董庆生, 赵振维, 丛洪军. 沙尘引起的毫米波衰减[J]. 电波科学学报, 1996, 11(2), 29-32.
- [102] 周旺, 周东方, 侯德亨, 等. 微波传输中沙尘衰减的计算与仿真[J]. 强激光与粒子束, 2005, 17(8): 1259-1262.
- [103] 董群锋, 许家栋, 李应乐, 等. 微波在带电沙粒中的衰减效应[J]. 强激光与粒子束, 2009, 21(10): 1517-1520.
- [104] 袁晓君, 林为干. 电波传播的抛物方程近似分析法[J].电子科技大学学报, 1993, 22(1):43-48.
- [105] 方剑, 林为干, 赵愉深. 电磁波在对流层中传播的抛物化方程的有限差分分解法[J]. 电子科学学刊, 1995, 17(3):315-320.
- [106] 康士峰, 葛德彪, 罗贤云, 等. 抛物型波方程方法研究复杂环境对雷达和通信传播的影响[J]. 电子学报, 2000, 28(6):68-71.
- [107] 赵振维, 张蕊, 王红光, 等. 基于抛物方程的电波相位预测方法[J]. 电波科学学报, 2009, 24(5): 844-847.
- [108] 胡绘斌, 柴舜连, 毛钧杰. 宽角抛物方程在阻抗边界条件下的应用[J]. 电波科学学报, 2005, 20(4):500-504.
- [109] 胡绘斌, 毛钧杰, 柴舜连. 电波传播中求解宽角抛物方程的误差分析[J]. 电波科学学报, 2006, 21(2):199-203.
- [110] 胡绘斌,毛钧杰,柴舜连. 宽角抛物方程的格林函数及其应用[J]. 电子学报, 2006, 34(3):517-520.

-
- [111] 胡绘斌, 柴舜连, 毛钧杰. 基于三维抛物方程方法的城市微小区电波传播预测模型[J]. 自然科学进展, 2006, 16(8):1021-1027.
- [112] 郭建炎, 王剑莹, 龙云亮. 森林中电波传播的抛物方程法[J]. 电波科学学报, 2007, 22(6): 1042-1046.
- [113] 郭建炎, 王剑莹, 龙云亮, 等. 基于抛物方程法的部分森林覆盖山区电波传播分析[J]. 电波科学学报, 2008, 23(6): 1045-1050.
- [114] 郭建炎. 复杂环境电波传播的抛物方程法研究[D], 博士学位论文, 广州:中山大学, 2008.
- [115] 王昆, 杨永钦, 龙云亮, 等. 多刃峰环境无线电波传播预测的双向抛物方程法[J]. 电波科学学报, 2011, 26(6): 1058-1064.
- [116] Kun Wang, and Yunliang Long. Propagation Modeling Over Irregular Terrain by the Improved Two-Way Parabolic Equation Method[J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2012, 60(9): 4467-4471.
- [117] 杨永钦, 王昆, 龙云亮. 基于时域抛物方程的电磁脉冲传播仿真[J]. 电波科学学报增刊, 2011, 26:16-19.
- [118] 张青洪, 廖成, 盛楠, 等. 抛物方程方法的非均匀网格技术研究[J]. 电波科学学报, 2013, 28(4):635-640.
- [119] 张青洪, 廖成, 盛楠, 等. 抛物方程方法的亚网格模型及其应用研究[J]. 电子与信息学报, 2014, 36(8): 2005-2009.
- [120] 张青洪, 廖成, 盛楠, 等. 森林环境电波传播抛物方程模型的改进研究[J]. 物理学报, 2013, 62(20): 204101.
- [121] 李德鑫, 杨日杰, 王鸿吉, 等. 基于逆绕射抛物方程法的辐射源定位技术研究[J]. 电波科学学报, 2011, 26(4): 683-687.
- [122] 李德鑫, 杨日杰, 官巍, 等. 不规则地形条件下的双向抛物方程模型研究[J]. 宇航学报, 2012, 33(2): 235-241.
- [123] 李德鑫, 杨日杰, 王元诚, 等. 不规则地形条件下双向 DMFT 电波传播特性算法研究[J]. 宇航学报, 2012, 33(2): 297-305.
- [124] 李振, 察豪. 海上大气波导环境下电磁波传播的抛物方程方法[J]. 舰船电子对抗, 2009, 32(3):25-28.
- [125] 李方, 察豪. 抛物方程法研究不规则地形对电波传播的影响[J]. 火力与指挥控制, 2010, 35(8):114-116.
- [126] 肖金光, 周新力, 刘晓娣. PE 模型 SSFT 解电波传播问题的虚部增量法[J]. 计算机工程与设计, 2014, 35(9): 3219-3223.
- [127] 李永顺. 基于抛物线方程求解电大尺寸目标双(多)站 RCS 方法的研究[D], 硕士学位论文, 安徽:安徽大学, 2003.
-

- [128] 尹玉. 基于大角度抛物线方程方法的多体目标 RCS 计算[D], 硕士学位论文, 安徽:安徽大学, 2005.
- [129] 赵方方. 矢量抛物线方程在目标电磁散射中的应用[D], 硕士学位论文, 安徽:安徽大学, 2007.
- [130] 沈玮, 吴先良. 一致性绕射理论的等效边缘电磁流法在抛物线方程中的应用[J]. 电子学报, 2007, 35(3):563-566.
- [131] 王新, 黄志祥, 吴先良. 基于高阶抛物线方程求解目标雷达散射截面[J]. 电子学报, 2010, 38(9): 2118-2121.
- [132] 吴凡. 大气波导中的抛物型方程法研究[D], 硕士学位论文, 武汉:武汉理工大学, 2008.
- [133] 黎杨. 抛物型方程的有限差分分解法及其在复杂电磁环境中的应用[D], 硕士学位论文, 武汉:武汉理工大学, 2010.
- [134] 孟书生. 海洋大气波导电磁传播模型及波导参数反演算法研究[D], 硕士学位论文, 青岛:中国海洋大学, 2010.
- [135] 李雪萍, 张瑜. 基于抛物方程的蒸发波导传播研究[J]. 河南师范大学学报(自然科学版), 2010, 38(5):77-80.
- [136] 李雪萍. 舰船雷达超视距探测的关键技术研究[D], 硕士学位论文, 新乡:河南师范大学, 2011.
- [137] 赵小龙. 电磁波在大气波导环境中的传播特性及其应用研究[D], 博士学位论文, 西安:西安电子科技大学, 2008.
- [138] 杨超, 郭立新, 李宏强, 等. 大气波导中电波传播特性的研究[J]. 西安电子科技大学学报(自然科学版), 2009, 36(6):1097-1102.
- [139] 杨超, 郭立新, 吴振森. 最小二乘支持向量机在蒸发波导预测中的应用[J]. 电波科学学报, 2010, 25(4):632-637.
- [140] 杨超. 大气波导中电磁波传播及反演关键技术[D], 博士学位论文, 西安:西安电子科技大学, 2010.
- [141] 李广成, 郭立新, 吴振森, 等. 障碍物对蒸发波导中电波传播影响研究[J]. 电波科学学报, 2011, 26(4):621-627.
- [142] 盛峥, 黄思训, 程亮. 海洋上大气波导中电磁波传播损耗的误差分析和敏感性试验[J]. 解放军理工大学学报, 2009, 10(2):200-204.
- [143] 赵小峰, 黄思训. 垂直天线阵观测信息反演大气折射率廓线[J]. 物理学报, 2011, 60(11):119203.
- [144] D. J. Thomson and N. R. Chapman. A wide-angle split-step algorithm for the parabolic equation[J]. Journal of the Acoustical Society of America, 1983, 74(6): 1848-1854.
- [145] James R. Kuttler. Differences between the narrow-angle and wide-angle propagators in the split-step Fourier solution of the parabolic wave equation[J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1999, 47(7): 1131-1140.

- [146] 王英, 陆光宇. 海面上电波传播环境衰减处理方法的研究与仿真[J]. 舰船电子工程, 2013, 33(5): 86-89.
- [147] ITU-R. Attenuation by atmospheric gases[S]. ITU-R Recommendation P.676-9, Geneva, 2012.
- [148] ITU-R. Reference Standard Atmospheres[S]. ITU-R Recommendation P. 835-5, Geneva, 2012.
- [149] Shu Hong Gong and Ji Ying Huang. Accurate analytical model of equivalent dielectric constant for rainmedium[J]. Journal of Electromagnetic Waves and Applications, 2006, 20(13):1775-1783.
- [150] Ari H. Sihvola and Jin Au Kong. Effective permittivity of dielectric mixtures [J]. IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, 1988, 26(4):420-429.
- [151] Ari H. Sihvola. Electromagnetic mixing formulas and applications [M]. London: The Institution of Electrical Engineers Press, 1999.
- [152] 杨瑞科, 马春林, 李良超. 沙尘暴多重散射对激光脉冲传输的影响[J]. 中国激光, 2007, 34(10): 1393-1397.
- [153] Samir I. Ghobrial and Sami M. Sharief. Microwave attenuation and cross polarization in dust storms[J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1987, 35(4):418-425.
- [154] Xiao Ying Dong, Hsing Yi Chen, and Dong Hui Guo. Microwave and millimeter-wave attenuation in sand and dust storms[J]. IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters, 2011, 10:469-471.
- [155] Hsing Yi Chen, and Chao Cheng Ku. Calculation of wave attenuation in sand and dust storms by the FDTD and turning bands methods at 10 - 100 GHz[J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2012, 60(6):2951-2960.
- [156] Qun feng Dong, Ying Le Li, Jia dong Xu, et al. Effect of sand and dust storms on microwave propagation[J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2013, 61(2):910-916.
- [157] 沈广德, 赵振维, 林乐科, 等. 海雾对 3 毫米波传播特性的影响研究[J]. 红外与毫米波学报, 2000, 19(6): 478-480.
- [158] Jiying Huang, Wang He, and Shuhong Gong. The distortion characteristics of a pulse wave propagating through fog medium at millimeter wave band[J]. International Journal of Infrared and Millimeter Waves, 2007, 28 (10): 889-899.
- [159] Xia Mao, Yun Long Liu, Li Jiang Chen, et al. A more precise empirical formula for estimating normalized fog attenuation in the millimeter-wave frequency range 30~100 GHz[J]. Journal of Infrared Millimeter and Terahertz Waves, 2013, 34(3-4): 308-315.
- [160] 胡晓华, 费建芳, 张翔, 等. 气象条件对大气波导的影响[J]. 气象科学, 2007, 27(3): 349-354.
- [161] 袁夏玉, 高山红, 王永明, 等. 一次海雾过程大气波导形成机理的数值研究[J]. 中国海洋大学学报, 2013, 43(1): 17-26.
- [162] 袁夏玉, 高山红. 一次典型高压型海雾过程中海上大气波导的数值模拟[J]. 海洋与湖沼, 2014, 45(5): 907-917.

-
- [163] Arpita Adhikari, Aniruddha Bhattacharya, and Animesh Maitra. Rain-induced scintillations and attenuation of Ku-band satellite signals at a tropical location[J]. IEEE Geoscience and Remote Sensing Letters, 2012, 9(4): 700-704.
- [164] Laws, J. O. and D. A. Parsons. The relation of raindrop size to intensity[J]. Transactions American Geophysical Union, 1943, 24(2), 452-460.
- [165] Marshall, J. S. and W. M. Palmer. The distribution of raindrops with size[J]. Journal of Meteorol, 1948, 5:165-166.
- [166] H. Jing, H. Sano and M. Sekin. Weibull raindrop-size distribution and its application to rain attenuation[J]. IEE Proceedings Microwaves, Antennas and Propagation, 1997, 144(3): 197-200.
- [167] 张培昌, 杜秉玉, 戴铁丕. 雷达气象学[M]. 第二版. 北京: 气象出版社, 2000. 21-26.
- [168] M. M. Z. Kharadly and Angela S.-V. Choi. A simplified approach to the evaluation of EMW propagation characteristics in rain and melting snow[J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1988, 36(2):282-296.
- [169] ITU-R. Specific attenuation model for rain for use in prediction methods[S]. ITU-R Recommendation P.838-3, Geneva, 2005.
- [170] 黄春. 面向分布共享存储体系结构的高效能 OpenMP 关键技术研究[D]. 博士学位论文, 长沙: 国防科学技术大学, 2007.
-

攻读博士学位期间发表的论文及承担的科研项目

学术论文:

- [1] **Nan Sheng**, Cheng Liao, Wenbin Lin, Qinghong Zhang and Ruijie Bai. Modeling of Millimeter Wave Propagation in Rain Based on Parabolic Equation Method[J]. IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters, 2014, 13:3-6. **SCI:AA0GJ, EI: 20140717319214**
- [2] **N. Sheng**, W.-B. Lin, L. Chang, Q.-H. Zhang, and C. Liao, H.-J. Zhou. A Hybrid Optimized Algorithm Based on EGO and Taguchi's Method for Solving Expensive Evaluation Problems of Antenna Design [J], Progress in Electromagnetics Research C, 2010, 17: 181-192.**EI: 20110913707953**
- [3] **Nan Sheng**, Cheng Liao, Qinghong Zhang and Xuanming Zhong. Study of Parabolic Equation Method for Millimeter-wave Attenuation in Complex Meteorology Environments[J]. IEEE Antennas and Propagation Magazine. (Submitted)
- [4] **盛楠**, 廖成, 张青洪, 陈伶俐, 周海京. 预测毫米波雾衰减的抛物方程模型研究[J]. 电子学报, 2013, 42(5): 958-962. **EI:20142917947045**
- [5] **盛楠**, 廖成, 张青洪, 陈伶俐. 基于 OpenMP 的多辐射源二维电波传播预测方法[J]. 电波科学学报, 2013, 28(4): 611-615. **EI:20133816756489**
- [6] **盛楠**, 廖成, 张青洪, 陈伶俐, 叶志红. 基于 OpenMP 的抛物方程并行方法[C]. 第三届电磁环境效应与防护技术学术研讨会,长沙, 2012, 205-208.
- [7] **盛楠**, 廖成, 张青洪, 李瀚宇, 周海京. 基于抛物方程的毫米波沙尘衰减预测[C]. 中物院复杂电磁环境科学与技术重点实验室第一届学术研讨会, 都江堰, 2013.10: 91-95.
- [8] **盛楠**, 廖成, 张青洪, 李瀚宇, 周海京. 太赫兹波大气衰减的抛物方程模型研究[C]. 第一届全国复杂电磁环境技术及应用学术会议, 成都, 2015.04: 319-324.
- [9] 张青洪, 廖成, **盛楠**, 陈伶俐. 森林环境电波传播抛物方程模型的改进研究[J]. 物理学报, 2013, 62(20): 204101. **SCI:254TK, EI:20134416940479**
- [10] 冯菊, 廖成, 张青洪, **盛楠**, 周海京. 蒸发波导中的时间反演抛物方程定位法[J]. 物理学报, 2014, 63(13): 134101. **SCI 收录: AK9RZ, EI: 20142917963081**
- [11] 张青洪, 廖成, **盛楠**, 陈伶俐. 抛物方程方法的非均匀网格技术研究[J]. 电波科学学报, 2013, 28(4):635-640. **EI:20133816756493**
- [12] 张青洪, 廖成, **盛楠**, 陈伶俐. 双向抛物方程的并行方法研究[J]. 电波科学学报, 2013, 28(6):1063-1068. **EI: 20141017420012**
- [13] 张青洪, 廖成, **盛楠**, 李瀚宇, 周海京. 抛物方程的多重非均匀网格模型及其应用[J]. 强激光与

粒子束, 2014, 26(5): 053202. EI: 20142417824660

- [14] 张青洪, 廖成, 盛楠, 赵朋程, 周海京. 抛物方程方法的亚网格模型及其应用研究[J]. 电子与信息学报, 2014, 36(8): 2005-2009. EI: 20143700064667
- [15] 白瑞杰, 廖成, 盛楠, 张青洪, 李瀚宇, 周海京. 基于数字地图的二维电波传播问题仿真研究[J]. 强激光与粒子束, 2014, 26(7): 073211. EI: 20142717903061
- [16] Qinghong Zhang, Cheng Liao, Nan Sheng, and Linglu Chen. Research of radio wave propagation in forest based on Non-uniform mesh parabolic equation[C]. 2013 International Symposium on Antennas and Propagation (ISAPE), Nanjing. 2013. 10:838-841. EI: 20140917387897
- [17] Ruijie Bai, Cheng Liao, Nan Sheng, and Qinghong Zhang. Prediction of wave propagation over digital terrain by parabolic equation[C]. The 5th IEEE International Symposium on Microwave, Antenna, Propagation, and EMC Technologies for Wireless Communications(MAPE 2013), Chengdu. 2013. 10:176-179. EI: 20140717298972

科研项目:

1. 主研: 国家自然科学基金委和中物院联合基金资助“大区域复杂环境的电磁建模及快速算法研究”(U1330109), 2014~今
2. 主研: 高等学校博士学科点专项科研基金资助“基于宽角抛物方程的自适应无源探测方法研究”(11222), 2013~今
3. 主研: 中央高校基本科研业务费资助“复杂气候地理环境下的电波传播研究”(SWJTU12ZT08), 2012-2013
4. 参研: 国家自然科学基金委和中物院联合基金资助“时间反演及其在高功率微波技术中的应用研究”(11076022), 2011~2013