

代 号 10701  
分类号 TN011

学 号 1107122483  
密 级 公开

西安电子科技大学

# 硕士学位论文



题 (中、英文) 目 电离层对高频电波传播的影响研究

Study on the effects about the propagation of  
high-frequency radio waves in Ionosphere

作 者 姓 名 白亚军 指导教师姓名、职务 郭立新 教授

学 科 门 类 理学 学科、专业 等离子体物理

提交论文日期 二〇一四年六月

西安电子科技大学硕士研究生学位论文

# 电离层对高频电波传播的影响研究

作者：白亚军

导师：郭立新 教授

学科：等离子体物理

二零一四年六月

西安电子科技大学

中国·西安

**Study on the effects about the propagation of igh-frequency  
radio waves in Ionosphere**

A Dissertation

Submitted to XidianUniversity

in Candidacy for the Degree of

Master of Science

In Plasma Physics

By **Bai Yajun**

**Xidian University**

**Xi'an, China**

**June 2014**

## 创新性声明

本人声明所呈交的论文是我个人在导师指导下进行的研究工作及取得的研究成果。尽我所知，除了文中特别加以标注和致谢中所罗列的内容以外，论文中不包含其他人已经发表或撰写过的研究成果；也不包含为获得西安电子科技大学或其它教育机构的学位或证书而使用过的材料。与我一同工作的同志对本研究所做的任何贡献均已在论文中做了明确的说明并表示了谢意。

申请学位论文与资料若有不实之处，本人承担一切相关责任。

本人签名：白亚军

日期 2014.6.30

## 关于论文使用授权的说明

本人完全了解西安电子科技大学有关保留和使用学位论文的规定，即：研究生在校攻读学位期间论文工作的知识产权单位属西安电子科技大学。本人保证毕业后离校后，发表论文或使用论文（与学位论文相关）工作成果时署单位名称仍然为西安电子科技大学。学校有权保留送交论文的复印件，允许查阅和借阅论文；学校可以公布论文的全部或部分内容，可以允许采用影印、缩印或其它复制手段保存论文。（保密的论文在解密后遵守此规定）

本人授权西安电子科技大学图书馆保存学位论文，并同意将论文在互联网上发布。

本人签名：白亚军

日期 2014.6.30

导师签名：郭立新

日期 2014.6.30

## 摘要

随着现代无线电通信和雷达探测技术的迅速发展,高频无线电波在电离层中的传播研究越来越受到人类的重视。本文通过分析电离层对高频无线电波传播的影响,分析了电离层回波的幅度、相位和频谱的变化情况,讨论了电离层对高频无线电波传播的影响状况。由 Appleton-Hatree 公式出发,忽略了地球磁场的影响,讨论了电离层球面形状的折射指数随高度的变化,分析了电磁波在电离层中的传播特性。通过建立一种反射波的模型,得到了电离层反射波的幅度起伏,研究了反射波公式中参数对反射波幅度起伏的影响。通过对电离层的基本理论的分析,得到了多普勒频移的表达式,进而仿真了电离层回波的频谱变化曲线,分析了无线电波在电离层中的变化情况,研究了垂直入射时多普勒频移变化。最后研究了电离层对高频电波相位污染和校正方法。

**关键词:** 电离层回波 多普勒频移 折射指数 频谱仿真



## Abstract

With the development of modern radio communication and radar detection technology, the studies of high frequency radio wave propagation in the ionosphere are attracted more and more attention by many researchers. By analyzing the radio wave propagation characteristics in the ionosphere, the echo characteristics in the ionosphere and the changes of its spectrum are investigated, and the effects of ionosphere on radio wave propagation are analyzed in this dissertation. Starting from the formula Appleton-Hatree, the impact of the Earth's magnetic field ignored, the change of the refractive index of ionosphere spherical shape with height and the electromagnetic wave propagation characteristics in the ionosphere are studied. By establishing a model of the reflected wave, the amplitude undulations of reflected wave in the ionosphere are achieved which is widely used to study the high-frequency radio wave propagation characteristics in the ionosphere. Meanwhile, the influence of parameters in the formulation of reflected wave on the amplitude undulations of reflected wave are also discussed. Through the analysis of the basic theory of the ionosphere, the expression of Doppler shift is obtained. Then the variation curve of ionosphere echo spectrum is simulated, and the change of radio wave in the ionosphere is analyzed, the changes of Doppler spectrum with vertical incidence are discussed. Finally, the ionosphere-horizon radar echo phase contamination and correction methods are examined.

**Key words:** Ionospheric echo, Doppler shift, the refractive index, the spectral simulation

## 目 录

第一章 绪论.....	1
1.1 研究背景和意义 .....	1
1.2 国内外研究动态 .....	2
1.2.1 国外的研究与应用 .....	2
1.2.2 国内的研究与应用 .....	3
1.3 本文的主要内容 .....	4
第二章 电离层电波传播基础.....	7
2.1 电离层的基本特征 .....	7
2.1.1 电离层的变化对无线电波传播的影响 .....	7
2.1.2 电离层有关参数变化 .....	8
2.2 电磁波在电离层中传播的基本理论 .....	10
2.3 本章小结 .....	13
第三章 电离层中折射指数的变化和反射波的模拟.....	15
3.1 电离层的电子密度和电子总量 .....	15
3.2 电离层中电子密度和折射指数的变化研究 .....	16
3.3 电离层反射波幅度起伏的模拟.....	19
3.4 本章小结 .....	21
第四章 电离层反射波频谱的仿真.....	23
4.1 散射波功率谱的基本理论.....	23
4.2 电离层中电波的多普勒频移.....	26
4.2.1 多普勒频移的基本理论 .....	26
4.2.2 多普勒频移在运动介质中表达式的推导 .....	28
4.3 电离层反射波频谱的仿真.....	33
4.4 本章小结 .....	37
第五章 电离层高频电波相位污染的校正方法.....	39
5.1 电离层相位污染的基本理念 .....	39
5.2 ST_IPGA 法校正电离层相位污染.....	40
5.3 电离层相位污染的数值仿真和分析 .....	43
5.4 本章小结 .....	46

结束语.....	47
致谢.....	49
参考文献.....	51
攻读硕士学位期间科研与发表论文情况.....	55



## 第一章 绪论

### 1.1 研究背景和意义

按照美国电气和电子工程师协会标准(1969)<sup>[1]</sup>, 电离层地被定义为“地球空间环境的一部分, 其中存在的离子和电子数量多到足以影响高频电波的传播”。电离层的范围约是从地面 60km 到磁层顶之间的整个空间。电离层对高频无线电波传播的影响是与我们平时的通信密切相关, 研究它对于科技的进步具有非常重要的意义。在生活中随着社会和科技的进步, 我们的生活跟高频电波在电离层中的传播联系越来越紧密, 我们平时打电话, 听收音机等都是离不开在电离层中传播的高频电波, 在军事上, 在电离层中传播的高频电波对导弹发射、导弹拦截、无人机侦查、传播军事情报等都具有十分重要的意义, 因此研究高频电波在电离层中的传播具有非常重大的意义。信息系统受空间环境的影响主要体现在高频电波传播的变化上, 包括对入射波的幅度、相位、频率、时延和频谱等的影响<sup>[2]</sup>。所有这些都会影响信息的传播, 导致飞机和轮船的导航定位不准、通信质量的下降和天波超视距雷达接收到多个信号。随着越来越多无线电产品的产生, 出现了很多有关电波传播、电离层运动介质的特性、随机介质波传播及和校正电离层污染技术方面的问题, 这些都有待我们更深入的研究。

电离层中电子密度的变化是没有规律可寻的, 这是因为电离层中存在着各种尺度的电子密度不规则体结构, 它们受到太阳辐射、电离层磁暴和地磁场等的影响会随时发生无法预测的变化, 这就给研究高频电磁波在电离层中的传播带来很大的不便, 目前还没有什么方法能够彻底解决这个问题, 所以研究电离层对高频电波传播的影响意义十分重大, 其紧迫性也不容忽视。

相比于从“目标”反射回的信号, 从地面, 海洋反射回的信号要大的多, 因此需要某些系统将目标从背景噪音中区分出来<sup>[3-4]</sup>。最简单的方法是用多普勒效应, 此方法采用运动物体产生的频移来测量它们的速度。消除掉与原发送频率相同的后向散射信号后, 剩下的就是反映移动物体的真实信号, 这个基本理念几乎用于所有现代雷达<sup>[5]</sup>, 但是在天波超视距系统中, 由于电离层运动的不规则变化, 导致反射波的相位发生变化, 从而使多普勒频移计算变的复杂。

天波超视距雷达的原理是通过电离层反射来进行探测的, 所以电离层是否稳定决定着雷达能否正常工作, 同时高频电波在电离层中入射和反射都是受电离层影响的。一方面, 电离层电子浓度的变化会引起高频电波相位路径的非线性变化, 从而使回波谱产生多普勒频移, 其中有些强大的杂波极易污染舰船等慢速运动的

目标信号的频谱,故而会影响到目标信号的提取,同时由于电离层每层的电子密度含量是时变的<sup>[3]</sup>,这就使得当雷达在某些频率上工作时,雷达回波可能经过不同的电离层反射出现一个目标具有多个斜距(即多径传播)的情况或者多个目标具有相同的斜距(称多模传播)的情况;另一方面,天波超视距雷达采用较长的相干积累时间,而在长的相干积累时间内电离层电子浓度及其分层高度的变化表现出更明显的非线性和非平稳性,导致信号相位路径的非线性变化和杂波谱的展宽更为严重,使得检测和识别目标信号更为困难。

另外,在现代的无线电传输环境中,随着人们对无线通信系统使用频率的不断上升和收发终端相对径向运动速率的不断增加,将导致多普勒频移对系统的性能产生极大的影响,所以对多普勒频移的研究具有十分重要的实际意义。

## 1.2 国内外研究动态

### 1.2.1 国外的研究与应用

1947 年爱德华·阿普尔顿因于 1927 年证实电离层的存在获得诺贝尔物理学奖,这就足以说明研究电离层的变化对我们的吸引力和重要性。如何减小背景电离层对目标检测和跟踪性能的影响是需要深入研究和突破的关键技术。早在上个世纪,国外学者利用现代谱分析方法、时频分析方法、阵列信号处理理论等现代信号处理方法等,对经由电离层传播的高频信号的空、时特性进行了研究,并研究了电离层非平稳性对高频信号传播的影响,通过建立小尺度电子密度不均匀体模型,分析不均匀体随季节、昼夜、纬度等的变化,并通过对大量观测数据的瞬时统计分析,研究雷达回波振幅、相位、时延特性随着入射频率的变化规律。分析了不均匀体引起的随机污染所造成的相位变化对高频电波传播的影响。根据随机介质电波传播理论及其抛物型方程,在考虑背景介质色散和不均体散射的情况下,结合 Markov 近似、Rytov 近似和广义 Huygens-Fresnel 原理<sup>[4]</sup>,研究了雷达电波在电离层中传播时的折射、反射和散射效应,以及引起传输信号幅相变化问题,分析了雷达电波在电离层中传播时的非线性不稳定性对回波信号的影响,建立了非线性不稳定引起的相位扰动模型,探索了如何减小相位扰动的方法。无线电技术从 19 世纪末到 20 世纪初就有了很快的发展,到 20 世纪 90 年代中期,随着计算机技术的迅速发展,无线电技术取得了迅猛的进步,尤其是电离层中高频电波传播的多普勒频移问题得到了许多学者的研究,接收到的高频电波之所以发生多普勒频移的原因是与电离层的变化分不开的。随着时代的进步,科学技术的发展,电离层对高频电波传播影响的研究已成为推进社会进步,繁荣国民经济的有力支柱,同时对于我国参与国际竞争也是不容忽视的。

Davies 等人首先提出了一种简单的理论<sup>[5]</sup>, 他们假定电离层是没有电子碰撞的、无外加磁场的各向同性介质, 波是镜面反射的。这样分别对于两种极端情况, 即层的高度发生小量变化而层的形状不变; 反射面以下的折射指数发生小量变化而层没有垂直运动<sup>[6]</sup>, 使用简单的几何关系进行了研究, 得到了简单的多普勒频移表达式。

Paul 和 Bomer 等人研究分析了电离层各模式信号多普勒频移与射线距离变化之间的关系<sup>[7-8]</sup>, 研究得出, 即使在同一层中, 不同模式不同路径上的电离层变化也不是有规可寻的, 有时电离层是从下到上移动的, 有时却是沿着与水平方向成一定角度的方向运动的, 这些都是电离层时变性的表现。研究发现当射线距离增大时, 其多普勒频移也呈现增大的趋势, 当射线距离减小时, 多普勒频移也是趋于减小的, 一旦射线距离的变化趋势不变或者是缓慢的, 那么它的多普勒频移的量值将会趋向于 0Hz<sup>[9-10]</sup>。Georges 和 Essex 认为电离层中不规则体大小不一并且形状各异, 电波信号的变化能够反映出电离层反射点的基本结构特征, 所以他们通过信号的相干分析法和非相干散射法来反演电离层中不均匀体结构的水平漂移速度。由于探测系统的测距精度有限, 所以电离层对信号的相位和多普勒频移的小幅度影响比较敏感, 并会随之产生相应的变化<sup>[11]</sup>, 这对于我们推测电离层内部的结构有重要的意义。

### 1.2.2 国内的研究与应用

国内这方面的研究起步比国外晚, 但国内学者对电离层多普勒频移研究的热情相当高, 而且也取得了很大的进展。从 20 世纪 30 年代开始, 通过前辈们的努力, 我国在研究电离层的电波传播方面取得了傲人的成绩。宁百齐、李钧分析了电离层不均匀体结构的多普勒特征, 同时龙咸灵和侯杰昌就线性模型和抛物型模型证明了多普勒频移与入射波频率之间的关系。张仁芳给出了当高频无线电波穿过电离层时, 电离层折射效应所引起的多普勒频移的各级效应的计算公式。

1982 年, 谢益溪对运动的时变电离层所引起的多普勒频移进行了深入的研究<sup>[12]</sup>, 他假定了一个包含多种因素的电离层模型, 并通过这个模型推导出了电离层反射波在运动介质中的多普勒频移表达式以及穿过电离层电磁波的多普勒频移表达式。这些公式把多普勒频移与电离层及不均匀团块的电子密度变化、层和团块的运动速度以及地球磁场强度变化等参数直接联系起来。

1982 年, 侯杰昌对电离层二次反射回波的分布规律和自相关系数进行了深入的研究。通过假设一次回波波场为高斯分布, 求得了二次回波波场和振幅的分布规律以及第一、二次回波振幅自相关系数间的关系, 最后对与所得结果有关的问题进行了讨论。

2008 年, 凡俊梅、焦培南、吴振森等研究了电离层不同传播模式信号的多普勒频移。他们根据实验测得的数据, 分析了不同传播模式下电离层信号的能量频谱、多普勒频移、信号强度和射线距离的频率展宽和距离展宽, 得到了信号多普勒频移、信号强度、射线距离之间在不同传播模式下的结果对比。同时还分析了电离层射线距离与多普勒频移之间在不同传播模式下的变化关系, 并提出了一些在不同传播模式下多普勒频移变化的规律。

(1) 无论是其多普勒频移还是其射线距离的变化在 E 层传播时都是最小的; 高角模多普勒频移和射线距离的变化都大于低角模, 多普勒频在多跳传播模式下的变化和射线距离间的变化都比一跳传播模式大。

(2) 当探测频率不同时,  $F_2$  层低角模多普勒频移也不同。如果把扫频描迹分成三部分: 首部、中部和尾部, 那么它对应段探测频率上多普勒频移量的变化相应是: 较大、较小和中等。

(3) 如果不考虑 E 层模式下的情况, 在电离层原有变化影响积累的基础上多普勒频移的变化取决于当前电离层的变化。

(4) 造成高低角传播模式特性变化的原因是不同的, 在高角模路径上, 折射指数变化的因素起主导作用, 路径变化的因素对它的影响则比较少, 而在低角模路径上路径变化的因素其主要作用, 折射指数变化带来的影响则比较小。

2011 年, 李琼, 余志惠等研究了电离层回波信号的瞬时频率估计。由于在电离层的探测与研究中, 瞬时多普勒频移可以很好地表明多普勒效应随时间的变化情况, 从而反映电离层的变化规律, 他们采用相位差分 and 相位建模两种瞬时频率估计方法, 对实际电离层斜向返回探测系统的回波信号进行了仿真, 并做出了比较分析, 结果显示相位建模法更能准确的反映电离层的变化规律。

### 1.3 本文的主要内容

本文的主要内容安排如下:

**第一章:** 简要介绍了天波超视距雷达的现实应用与前景, 给出了电离层回波的国内外发展动态。

**第二章:** 分析电离层的基本概况, 进而通过分析多普勒频移和电离层回波的理论, 研究了电离层对无线电波传播的影响<sup>[13]</sup>, 通过对电离层回波和多普勒频移公式的研究, 优化了多普勒频移的计算公式, 使之得到的多普勒频率更加精确, 从而方便我们研究电离层对无线电波的影响。

**第三章:** 建立了反射波的模型, 对反射波的幅度和相位分别做了统计分析, 发现在强起伏情况下电离层反射波的幅度和相位的起伏接近实际结果, 只是随着所取参数的不同, 反射波幅度也有不同的变化。随着时延系数  $a$  取值的增大, 反

射波的幅度在减小，而且它的均值也在减小。随着威布尔随机分布变量 $\eta$ 、 $\beta$ 取值的减小，反射波的幅度增大了，但反射波的均值减小。

**第四章：**通过对电离层中反射波功率谱的理论分析，得到了电离层功率谱的表达式，然后推导了运动的时空变化的介质中多普勒频移的表达式，最后分析了电离层反射波频谱随电离层高度的变化情况，与实际的电离层反射波频谱对比基本一致。

**第五章：**先分析了 ST\_IPGA 法的工作原理，然后设定了 ST\_IPGA 法的步骤，并据此模拟出了天波受污染的频谱图和去污染后的频谱图，通过对比分析，污染前的频谱非常尖锐，污染后两个海杂波峰展宽严重，并且完全遮掩了舰船目标，无法进行目标检测。

**结束语：**总结了本文的主要内容及相应的研究成果并对下一步的工作进行了展望，并讨论了有待解决的问题。



## 第二章 电离层电波传播基础

### 2.1 电离层的基本特征

#### 2.1.1 电离层的变化对无线电波传播的影响

电离层既可以使穿越于其区域的高频率无线电波的速度、相位、传播方向振幅和偏振状态等发生明显的变化,也可以反射低频无线电信号<sup>[14]</sup>。这些变化都和我们平时的生活密切相关,从有利的一面来说,我们平时可以利用电离层对低频无线电信号的反射来传播我们要传播的信息,从有害的一面来说,电离层对高频无线电信号的影响会改变原有信号的真实性,导致接收到的信息不准确,这个是要想办法避免的,总之,电离层的变化对无线电波传播的影响对人类社会的发展既有利也有弊。

一方面航天技术发展和远距离通信都离不开电离层,由于电离层中存在着大量不规则的均匀体,它们可以使传播过来的高频电波发生反射<sup>[15-16]</sup>,从而改变高频电波的传播,反射后的高频电波回到地面接收站,工作人员利用接收到的反射波的信号进行研究,分析电离层对高频电波传播影响的程度。当传播进电离层中的高频电波使电离层里的自由电子发生和它本身相同频率的共振时,这些自由电子就会影响传播电波的相位、幅度,这就是电离层影响高频电波传播的最根本原因。假如有些自由电子和其它质子碰撞就会消失,那么这些自由电子的本身所携带的能量也会随之消失,这就会导致高频电波中的部分能量会消失,引起电波相位、幅度等的变化<sup>[17-18]</sup>。假如传播进电离层中高频电波的频率比自由电子碰撞的频率高,而且在一定的范围内自由电子的数量足够多,那么这就满足了高频电波全反射的条件。当高频电波因为电离层中电子运动速度不够快而不能被反射,从而让高频电波穿透电离层,在电波频率小于临界频率时,电离层可以垂直反射电波。综上所述,探索电离层的变化情况对人类生活的影响十分重要。

另一方面,电离层的变化还可以预测影响人类生活的不利因素。近年来研究发现部分大规模地震的发生都会引起电离层不同程度的变化,台湾太空科学研究所刘正彦教授等人经过对大量电力层变化数据的统计分析,得出了地震规模在五级以上中至少超过七成地震发生时电离层中的电子密度都会突然降得很低,地震规模在六级以上中更有高达九成的地震都会在震前引起电离层不同程度的异常扰动,所以当我们观察到电离层中的电子密度在没有受到太阳辐射等外来因素的影响下突然降低时,那么就有可能是地球板块挤压造成累积能量所致所以我们可以提前做些准备,把地震带给我们的损失降到最低,不过对于电离层变化可以预警的观点目前仍存在争议。



一般所说的高频电波的频率范围是从 3Hz 到 300GHz，频率超过高频电波的电磁波有可见光、紫外线等，由于高频电波频率范围内光子能量太小，不能电离原子中的电子，所以称它们为非游离辐射波<sup>[19]</sup>。高频电波的实际应用表现在许多方面，比如雷达可以通过分析反射无线电波的延迟来得到与目标间的距离，在各种遥远距离控制的设备上。操控者可以通过从发射器发出指令使设备上的接收器收到来自发射器上的指令以此来实现对设备的操作，由于无线电在电离层中的传播对人类进步有这么大的作用，所以研究它是非常重要的。

### 2.1.2 电离层有关参数变化

电离层是地球空间环境组成的重要部分，是由于太阳射线的电离而形成的且在地球磁层的内界，它高度的范围是从 60km 到 1000km 的。在约 80 公里以上，这里自由电子的电离程度已经很大，形成了一个等离子体层<sup>[20-21]</sup>，高频电波传播进这个高度都会受到影响。

电离层电子浓度的高度分布有几个峰值区域，这些峰值区域可划分为 D、E、F1、F2 区。

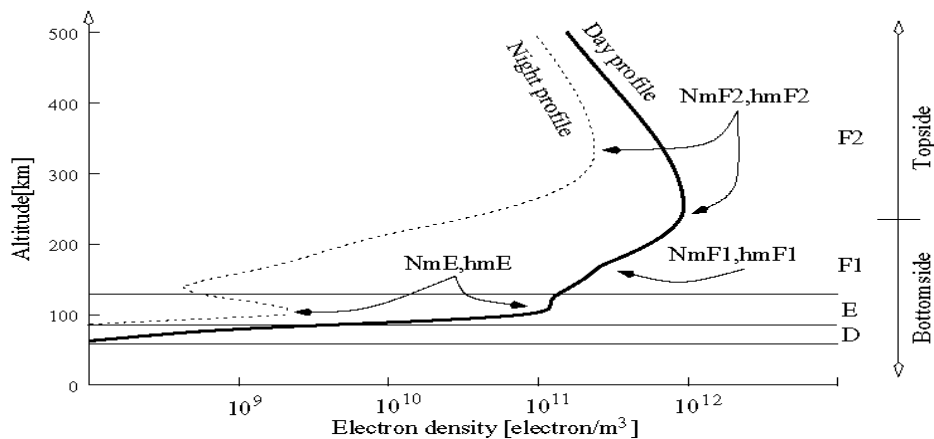


图 2.1 电离层中电子密度随高度的变化

由图 2.1 可以看出电子密度先是随着电离层高度的增加而变大，在高度达到 250km 左右时电子浓度最大，其后电子密度是随着高度的增加而变小的。

电离层各层的主要数据见表 2.1。表中半厚度是指电子密度下降到最大值的一半时之间的厚度，临界频率是指垂直向上发射的电波被电离层反射下来的最高频率。

表 2.1 电离层各层的指标

层名	D 层	E 层	F <sub>1</sub> 层	F <sub>2</sub> 层
夏季白天高度/km	60~90	90~150	150~200	200~450
夏季夜间高度/km	消失	90~140	消失	150 以上
冬季白天高度/km	60~90	90~150	160~180 (经常消失)	170 以上
冬季夜间高度/km	消失	90~140	消失	150 以上
白天最大电子密度/(个/m <sup>3</sup> )	$2.5 \times 10^9$	$2 \times 10^{11}$	$2 \times 10^{11} \sim 4 \times 10^{11}$	$8 \times 10^{11} \sim 2 \times 10^{12}$
夜间最大电子密度/(个/m <sup>3</sup> )	消失	$5 \times 10^9$	消失	$10^{11} \sim 3 \times 10^{11}$
电子密度最大值的高度/km	80	115	180	200~350
碰撞频率/(次/秒)	$10^6 \sim 10^8$	$10^5 \sim 10^6$	$10^4$	$10 \sim 10^3$
白天临界频率/MHZ	<0.4	<3.6	<5.6	<12.7
夜间临界频率/MHZ	/	<0.6	/	<5.5
半厚度/km	10	20~25	50	100~200
中性原子及分子密度/(个/m <sup>3</sup> )	$2 \times 10^{21}$	$6 \times 10^{18}$	$10^{16}$	$10^{14}$

*D* 层是电离层最下面的一层, 受太阳辐射的影响比较大。在太阳活动非常强烈时可以电离出更多的离子。由于 *D* 层里离子对自由电子的捕获率比较高, 所以电离出的离子多半被捕获或者中和, 因此电离程度比较低, 这就导致它对高频无线电波的影响比较小。在白天太阳辐射比较强的时候, *D* 层中自由电子与其它粒子的碰撞率大概为每秒 1000 万次。频率在 10MHz 以下的高频无线电波就会被它吸收, 随着入射高频电波频率的增加它的吸收率开始下降, 这个吸收率在中午达到最大, 夜晚最低<sup>[22]</sup>。当没有太阳辐射时 *D* 层减弱非常大, 最明显的表现就是白天收不到远处的中波电台发射的高频电波。

*E* 层是中层, 在地面上 100 至 150 公里。这个层中太阳辐射产生大量电子和离子, 同时这些自由的电子和离子也容易被捕获, 它的这些变化决定了它的结构晚上由于太阳辐射的减小 *E* 层开始逐渐消失, 我们知道底层中电子和离子的捕获和中和比较强。所以能反射高频电波的垫子和离子多数处于高层, 所以说 *E* 层的高度在晚上比白天高。

*F* 层在地面以上 150 至超过 500 公里。*F* 层是高频电波传播最主要的层。白天由于太阳辐射比较强 *F* 层可以分为 *F*<sub>1</sub> 和 *F*<sub>2</sub> 两个层, 这时 *F* 层是电离层中反射率最高的, 晚上随着太阳辐射强度的减小, 它又合并成了一个层。许多高频无线电波都是在 *F* 层完成传播的。

电离层是由正离子、负离子、自由电子等组成的, 这些组成部分对高频无线电波的传播都存在着影响, 由于离子的质量大于自由电子的质量, 而且对高频电波传播的影响一般是电子起主导作用的, 但是如入射高频电波的频率接近离子的频率时, 离子的影响就不能忽略掉<sup>[23-24]</sup>。由于地磁场对带电离子的密度分布影响比较大, 当地磁活动发生变化时电离层又是各向异性的。总之, 高频无线电波在

电离层中传播时受到多种因素的综合影响。

太阳活动的强弱是影响电离层中电离程度的主要因素。由于太阳辐射对电离层的影响受到季节、气候等的干扰,所以电离层中离子的电离程度是时变的。实际上电离层不是由平滑层组成的。实际中的电离层是由不规则的离子团块<sup>[25-26]</sup>等组成的。

太阳对电离层的辐射时随着季节的不同而变化的,一般来说夏季太阳对电离层的电离程度肯定比冬季时的高,所以离太阳越近其电离程度越高,对高频电波越容易发生反射,以此来说夏季 $F$ 层的高度应该比冬季高,可是我们还需要考虑其它因素对电离层电离程度的影响,由于季节性气流的原因,夏季电离层中原子对离子和电子的捕获率增高导致电子密度降低,因此造夏季 $F$ 层的高度反而比冬季的低。我们把这种现象被称为冬季异常。冬季异常在北半球基本上每年都会发生,在南半球则不一定,只有在那些太阳活动比较低的年份中才会出现。

有时候太阳会发生耀斑现象,同时也释放高能质子。这些质子能都撞击地球的电离层,导致 $D$ 层和 $E$ 层的电子密度短时间内变大,使本来能够穿透它们的高频电波会被发射回去<sup>[27]</sup>,这个时间段内会造成无线电通信的暂时中断。所以研究耀斑现象的发生,可以减小对我们正常生活所造成的损失。

## 2.2 电磁波在电离层中传播的基本理论

尽管电离层时时变的、没有规律的,但我们可以假设它是相对稳定的结构,以便于我们研究电磁波在电离层中的变化规律。

空气的折射指数可表示为:

$$n = 1 + \frac{1.6}{T} \left( P - \frac{e}{r} + \frac{4810e}{T} \right) 10^{-6} \quad (2-1)$$

式(2-1)中 $T$ 表示单位体积内的电子电量, $P$ 表示电离层相对电离程度, $e$ 表示电子电量, $r$ 表示电子半径。电离层是通过光电离过程产生电子和离子的,每单位体积电子离子的产生率为:

$$Q = \sigma ns \quad (2-2)$$

式(2-2) $\sigma$ 是给定组分气体的有效电离截面, $n$ 是气体数密度, $s$ 是电离辐射的局域强度。

电离成分连续方程:

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \nabla(Nv) = Q - L \quad (2-3)$$

式(2-3)中的 $N$ 表示电离层中的电子总量, $v$ 表示电子运动的速度, $L$ 表示碰撞消

失的电子总数。

电离层的折射率可以表示为：

$$n = \sqrt{\xi_r} = \sqrt{1 - 80.8 \frac{N}{f^2}} \quad (2-4)$$

$$0 < N_1 < N_2 < N_3 \sim N_{n-1} < N_n \quad (2-5)$$

$$n_0 > n_1 > n_2 > n_3 \sim n_{n-1} > n_n \quad (2-6)$$

式(2-4)中的 $\xi_r$ 表示电离层中的介电数， $f$ 表示入射的电磁波的频率，式(2-5)中的 $N_1$ 到 $N_n$ 分别表示随着电离层高度的增加，电子总量在由小变大，式(2-6)中的 $n_1$ 和 $n_n$ 分别表示随着电离层的增高，折射率的值是由大变小的。

当 $n_0 = 1$ 时， $\theta = 90^\circ$ ，同理我们可以得到下式：

$$n_0 \sin \theta_0 = n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 = \dots = n_n \sin \theta_n \quad (2-7)$$

由式(2-4)和式(2-7)可以得到：

$$\sin \theta_0 = \sqrt{\xi_n} = \sqrt{1 - 80.8 \frac{N_n}{f^2}} \quad (2-8)$$

$$f = \sqrt{\frac{80.8 N_n}{1 - (\sin \theta_0)^2}} \quad (2-9)$$

以上电磁波在电离层中的传播过程可以用图 2.2 来表示。

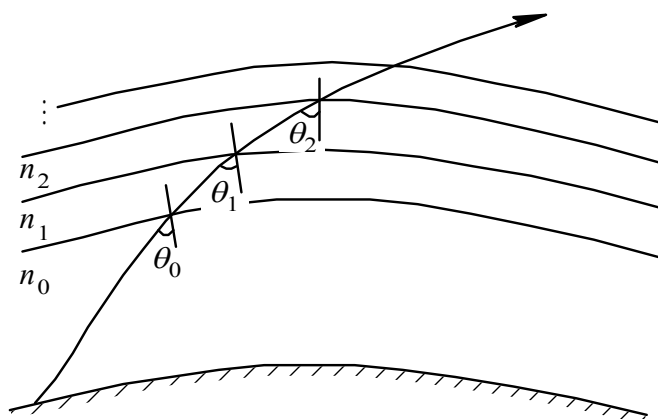


图 2.2 电磁波在电离层中的传播示意图

另外反射能力与频率有一定的关系：在入射角 $\theta_0$ 一定时，电波频率越低，越易反射，电波频率越低，反射的位置越低。

当电磁波传播到电离层的某一高度时，该处的电子密度刚好使得电波发生全

发射, 逐渐返回到地面, 电波从电离层返回到地面的过程中, 电波在每个薄层的折射角小于它刚进入该薄层时的入射角, 因为电离层的电子密度随高度是连续变化的, 所以电磁波的轨迹是一条光滑的曲线。

电离层对波的吸收可以分为非偏移吸收和偏移吸收。非偏移吸收是指电离层中折射率  $n$  接近于 1 的区域。在该区域中电波射线几乎是直线传播的, 故称为非偏移区。主要指  $D$  区吸收。

电离层中折射率  $n$  很小的区域, 在该区域内射线轨迹弯曲, 主要指在接近电波反射点附近的区域。

电离层回波的理论公式推导如下:

电离层入口处的波场为:

$$E(h_0) = E_0 e^{ikh_0} \quad (2-10)$$

经电离层第一次作用后, 在它的出口处波场可表示为:

$$E_1(x, h_0) = E(h_0) H_1(x) = E_0 e^{ikh_0} H_1(x) \quad (2-11)$$

一次回波的表达式为:

$$E_1(x, 0) = E_0 e^{ikh_0} \int G_1(s) e^{jk[sx + \sqrt{1-s^2}h_0]} dS \quad (2-12)$$

此波经地面镜反射后再次传至电离层入口处时可表示为:

$$E_1'(x, h_0) = E_0 e^{ikh_0} \int G_1(s) e^{jk[sx + 2\sqrt{1-s^2}h_0]} dS \quad (2-13)$$

经电离层的第二次作用后出口处的波场方程为:

$$E_2(x, h_0) = E_0 e^{ikh_0} \int \{G_1(s) e^{jk[sx + 2\sqrt{1-s^2}h_0]} \int g(S', S) e^{jks'x} dS'\} dS \quad (2-14)$$

二次回波可表示为:

$$E_2(x, 0) = E_0 e^{ikh_0} \int \{G_1(s) e^{jk[sx + 2\sqrt{1-s^2}h_0]} \int g(S', S) e^{jks'x + \sqrt{1-(s')^2}h_0} dS'\} dS \quad (2-15)$$

上式  $H_2(x)$  是电离层第二次作用的调制函数。

## 2.3 本章小结

电离层是地球大气被太阳射线电离而形成的，它是地球磁层的内界。由于它会影响高频无线电波在电离层中的传播，所以研究它具有非常重要的实际意义。

本章通过分析电离层的基本概况，得到了影响电离层变化的主要因素，研究了电离层中不规则体的形成和变化情况，推导了电磁波在电离层中的反射和折射公式，研究了电磁波频率的高低对反射和折射的影响，分析了电离层对电磁波的偏移的非偏移吸收。从入口处的波场推导了第一次和第二次反射波的公式，得到了电磁波回波的表达式，这是我们进一步研究电离层的基础。





## 第三章 电离层中折射指数的变化和反射波的模拟

### 3.1 电离层的电子密度和电子总量

电离层结构可以利用电离层中电子密度、离子密度、电子温度、离子温度等参量的空间分布来表示,其中最重要的是电子密度的空间分布。研究电离层结构主要是研究电子密度随高度的分布。电子密度随高度的变化与各个高度上大气的成分、密度、太阳辐射通量等因素有关。

由于电离层主要是由太阳的紫外辐射引起的,故电子密度将随太阳辐射的强弱变化具有明显的昼夜、季节、年、太阳黑子周期等变化规律,并且总是随纬、经度呈现复杂的空间变化。由于电离层各层的化学结构、热结构不同,各层的形态变化也不尽相同。

在电离层等离子体中,对电磁波起主要作用的是自由电子,其密度分布及其变化对信号的相位和振幅有显著影响<sup>[28-29]</sup>。白天,电离辐射的强度随太阳的天顶角变化,电子密度的大小也大致随太阳的天顶角变化。在夜间,来自太阳的辐射源不存在,电子密度逐渐减小。所以电离层电子密度有明显的日变化。同样电离密度随电离层高度变化,原因是中性大气随高度增高而变稀,而辐射电离强度随高度增高而增强。所以,电离密度在某个高度上存在一个极大值。

由于白天太阳辐射较强,电离层电子密度在白天较大,夜间较低;每一年的夏季和冬季会出现两个电子密度谷值点,在两个分季有两个峰值点(不完全对称);且随太阳活动的变化具有11年的周期,太阳活动高年大,太阳活动低年小。

电离层电子密度随纬度的变化具有以下特点:低纬电离层电子密度较大且异常变化最为剧烈,其主要原因是低纬赤道地区的水平地磁场与地球其它地区相比较强,且该地区接受的太阳辐射能量最多;在磁赤道南北两边 $20^{\circ}$ 附近会出现“赤道异常”,等高度电子密度分布和峰值电子密度分布在磁赤道上有极小值,在磁赤道两边有极大值,这两个极大值区域又称为驼峰区;在 $50^{\circ}$ - $60^{\circ}$ 处有电子密度极小值,这一区域称为中纬槽(midlatitude trough)。在凌晨,驼峰区和中纬槽都比较弱,电离层几乎变成随纬度水平分层。

电离层电子总量及其变化<sup>[30]</sup>不仅是研究电离层的重要资料,而且也是电波科学、精密导航和导航中校正电离层的重要参数,影响它的因素有:

#### 1. 电子总量与观察当地时间的关系。

同一地区在不同时间段太阳辐射的强弱不同,所以电力层的电离程度也不同,由此可见电子总量变化在同一个地方也是不一样的。一般情况下,由于晚上没有太阳辐射,所以电离层的电子含量夜间会小于白天,而且非常稳定,在一个

24 小时的时间段内, 电子总量一般是上午在增加, 下午在减小, 在时段的 14 时左右电子总量达到最大值。由此可见电离层电子总量的变化与当地时间的变化关系较大。

## 2. 电子总量与高度的关系。

由于随着电离层高度的增加, 太阳辐射的强度会加强, 导致电离层的电离程度加强, 电子总量也随之变大。在电离层高度变化范围在 200~400km 时, 电子总量达到最大值, 随着高度的增加, 虽然分子的电离程度还在增加, 但同是因为大气密度的不断下降, 所以电子总量开始下降, 由此可以得出电子总量的值是随着高度的增加而不断变化的。

## 3. 电子总量与气候的关系。

随着地球离太阳的位置的不断变化, 电离层的温度会随之上升或下降, 导致电离层的电力程度不同, 从而产生了电子含量变化与气候的关系, 一般天气热的时候电子含量大, 天气冷的时候电子含量小。

## 4. 电子总量与太阳活动强度的关系。

太阳活动程度影响着电离层中大气的电离程度, 太阳的活动一般用太阳黑子数来表示, 在太阳活动比较频繁的时候, 太阳辐射的能量大, 导致大气层的电离程度大, 电子总量变大, 而在太阳活动比较少的时候, 大气层受到太阳的辐射能量少, 导致电离程度变弱, 电子总量就会变小。

# 3.2 电离层中电子密度和折射指数的变化研究

当电磁波入射到电离层后会有一部分电磁波被反射回来, 还有一部分会通过电离层折射出去。

折射率的定义是光在真空中的速度  $c$  跟光在介质中的相速度  $v$  之比, 即  $n = \frac{c}{v}$ 。例如水的折射率是 1.33, 这就表示光在真空中的传播速度是在水中传播速度的 1.33 倍。由折射定律可以有:  $n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$ , 其中  $\theta_1$  和  $\theta_2$  分别表示光在介质界面上的入射角和折射角, 其中这两种介质的折射率分别是  $n_1$  和  $n_2$ 。

我们知道电波在电离层中反射点的高度可由 snell 定理<sup>[31]</sup>确定, 假设电波入射处的折射指数为  $n_0$ , 那么有:

$$n_0 \sin \lambda_0 = n \sin \lambda \quad (3-1)$$

式(3-1)中  $n$ 、 $\lambda$  分别对应电离层中任一点的折射指数和折射角。

当  $\lambda = 90^\circ$  时, 电磁波会发生反射, 在反射点处的折射指数由式(3-2)给出。:

$$n = n_0 \sin \lambda_0 \quad (3-2)$$

忽略地磁场对折射的影响，从 Appleton-hartree 公式出发，考虑到电离层球面形状折射指数  $n$  表达式为：

$$n = (R + Z) \left[ 1 - \frac{N(h, \theta, \varphi) e^2}{m \varepsilon_0 \omega^2 (1 - j \frac{\gamma}{\omega})} \right]^{1/2} \quad (3-3)$$

其中  $N$  代表电子密度， $e, m$  代表电子电量和质量， $\omega$  代表电波频率， $\gamma$  代表碰撞频率， $R$  代表地球半径， $Z$  代表电离层高度。

我们可以得到电离层中电子密度随高度变化情况如图 3.2 所示。

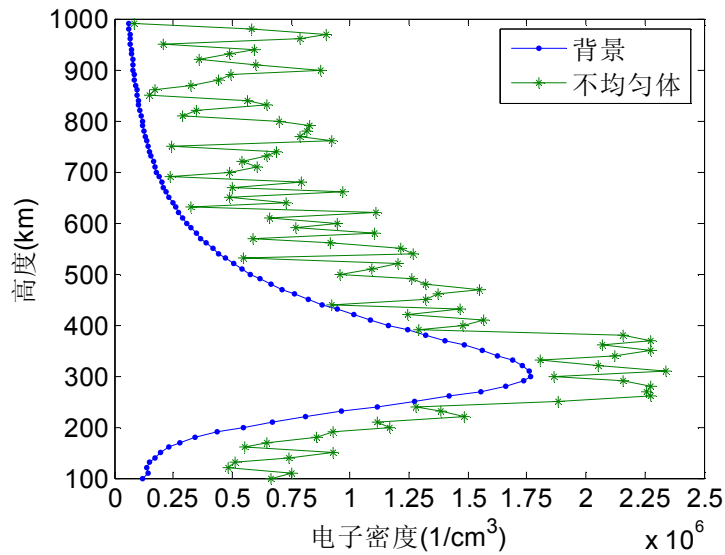


图 3.2 电子密度随高度的变化

从图 3.2 可以看出随着高度的增加，电子密度程抛物线形分布，首先随着高度增加，电子密度快速增加，大约在 300km 处，电子密度达到最大值，然后电子密度迅速减少，在大约 700km 以后，电子密度开始缓慢减少。

根据电子密度的变化和折射指数的公式，我们可以得到折射指数随高度的变化情况，如图 3.3 所示。

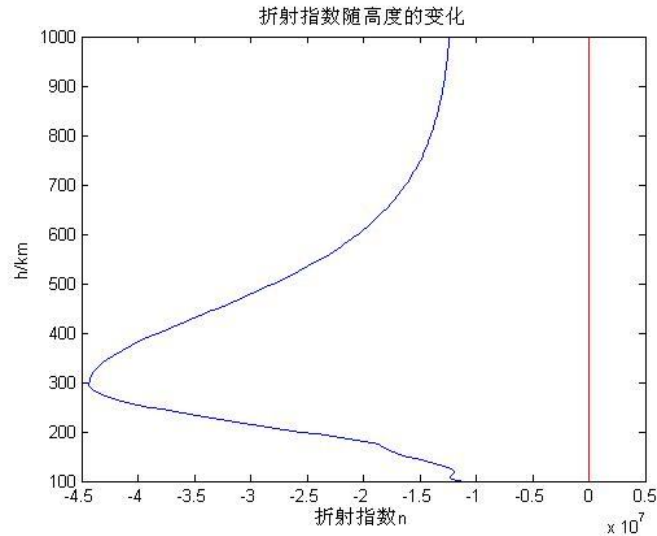


图 3.3 折射指数随高度的变化

由图 3.3 可以看到从电离层由底端高度传输到电子浓度最大的高度上的区间内，折射率  $n$  是一直减少到最小值，这是因为电磁波在这个高度区间内一直是从波密介质向波疏介质传播，所以它的折射率梯度是负值，曲率半径是正值，波束慢慢向地心的方向弯曲，曲率中心也在向地心方向靠近，从 150km 到 300km 的高度区间内，由于曲率半径的绝对值较小，所以波束弯折程度较大。从最大电子浓度高度一直延伸到电离层外空间，折射率  $n$  的值是由负的极值逐渐增加的，当电磁波从波疏介质向波密介质折射时，它的折射率梯度为正值，那么曲率半径为负值，波束的方向逐渐靠近大气层外空间，从 600km 向上，电磁波的折射指数变化不是很大。

等离子体（Plasma）是一种由自由电子和带电离子为主要成分的物质形态，广泛存在于宇宙中，常被视为是物质的第四态，被称为等离子态，或者“超气态”，也称“电浆体”。等离子体的电导率很高，并且和电磁场存在极强的耦合作用。克鲁克斯在 1879 年发现了等离子体的存在。等离子体碰撞频率的形式比较复杂，它涉及到离子、电子以及中性粒子之间的碰撞。在碰撞过程中，主要是电子与粒子之间和电子与中性离子之间的碰撞为主，等离子体碰撞频率是这两种碰撞频率之和，非磁化等离子体中，电子与中性粒子之间的碰撞为：

$$\nu_m = 6.3 \times 10^{-9} n_m \sqrt{T/300} \quad (3-4)$$

式中， $n_m$  为气体中中性粒子的数密度。由上式可以看出，电子与中性粒子的碰撞频率与温度平方根及中性粒子的数密度成正比。

### 3.3 电离层反射波幅度起伏的模拟

在不同的场合, 电离层反射波会具有不同的特征。几十年来, 电离层中高频电波的传播问题一直是无线电通信和电离层探测领域的一个重要课题。我们可以建立一种新的电离层反射波的模型:

1. 具有一个随机波动的幅度, 随机幅度的分布选择为威布尔分布。

2. 存在一个随机波动的相位, 随机相位的分布选择为高斯随机分布。

3. 电离层反射波反射点高度会发生变化, 将雷达的一个相参周期内的扫频周期分成  $N$  部分, 每部分中单个扫频周期内的电离层反射波表达式中的目标运动速度是恒定的, 这个部分中, 所有扫频周期内的电离层反射波表达式中的运动速度值符合一个以固定速度为中心的高斯随机分布,  $v$  通常取 10m/s。

根据前面的建模, 我们可以得到对应特定电离层高度的电离层反射波的表达式:

$$s(t) = Amplitude(t) * A \sum e^{j \left( 2\pi \left( f_0 \tau \frac{a\tau^2}{2} + a\tau(t-nT_s) \right) + Phase(t) \right)} \quad (3-5)$$

其中,  $Amplitude(t)$  代表威布尔随机分布的幅度,  $A$  代表入射波的幅度,  $Phase(t)$  代表高斯随机分布的相位, 延时  $\tau = 2(R_0 + vt)/c$  中的  $v$  表征电离层反射波反射点高度的变化,  $a$  表示电离层对反射波的时延系数,  $R_0$  表示电离层反射波的高度。

根据上面给出的电离层反射波的表达式, 可以画出电离层反射波的幅度随参数的变化如图 3.4-图 3.6, 图 3.4-图 3.6 的横坐标表示时间, 纵坐标表示反射波的幅度。

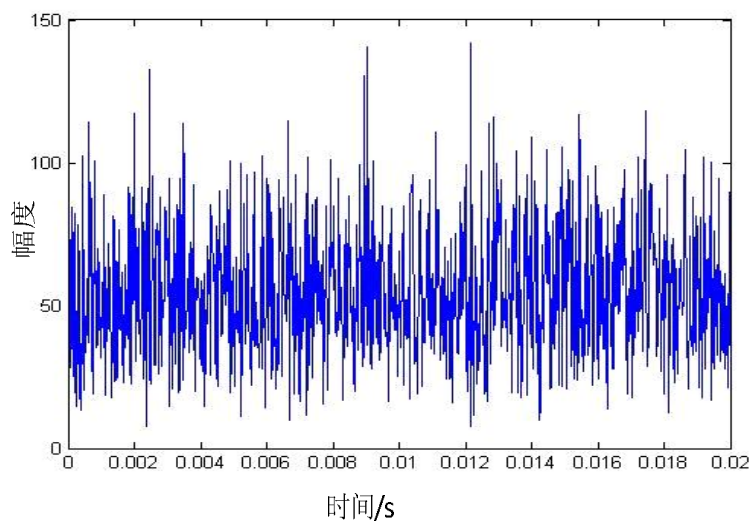


图 3.4  $\eta=1$ ,  $\beta=2$ ,  $a=100$ ,  $R_0=100\text{km}$  时反射波的幅度变化

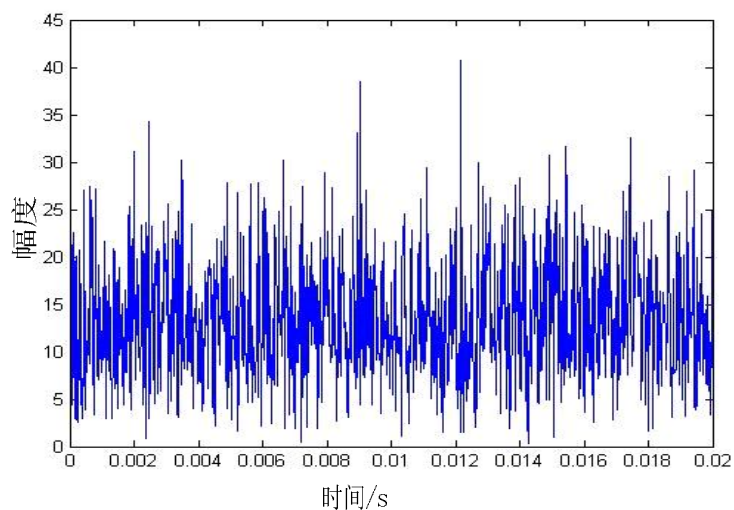


图 3.5  $\eta=1$ ,  $\beta=2$ ,  $a=500$ ,  $R_0=100\text{km}$  时反射波幅度变化

由图 3.4 和图 3.5 可以看出, 随着  $a$  取值的增大, 反射波的幅度在减小, 而且它的均值也在减小, 这是因为时延越大, 反射波的能量越小, 幅度越小。

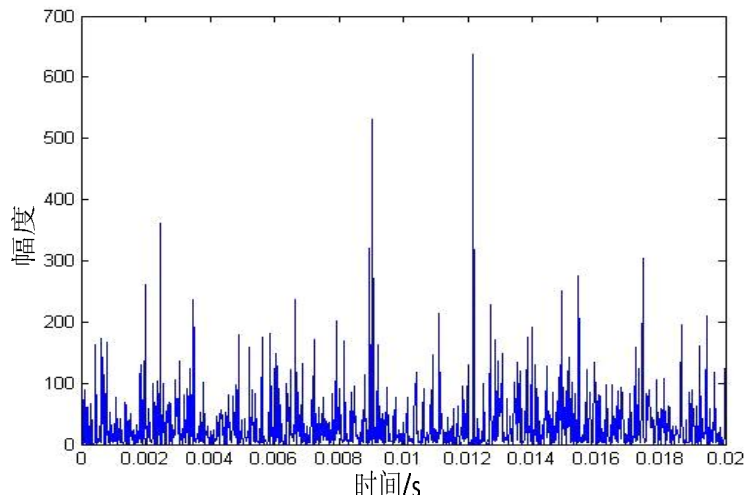


图 3.6  $\eta=0.5$ ,  $\beta=0.6$ ,  $a=100$ ,  $R_0=100\text{km}$  时反射波幅度变化

由图 3.5 和图 3.6 可以看出, 随着  $\eta$ 、 $\beta$  的取值减小, 反射波的幅度增加了。这是因为在威布尔分布中  $\eta$ 、 $\beta$  均位于分布式的分母上, 所以随着其值的减小, 反射波幅度却增加了。

### 3.4 本章小结

根据电离层中电子总量的分布, 讨论了电子密度随高度的变化, 研究了电离层中的折射指数在电离层的变化情况,

同时根据建立了一种新的反射波模型, 对反射波的幅度和相位分别做统计分析, 在强起伏情况下电离层反射波的幅度和相位的起伏接近实际结果, 只是随着所取参数的不同, 幅度也有不同的变化。随着  $a$  取值的增大, 反射波的幅度减小, 而且它的均值也减小。随着威布尔随机变量  $\eta$ 、 $\beta$  的取值减小, 反射波的幅度增加了。





## 第四章 电离层反射波频谱的仿真

### 4.1 散射波功率谱的基本理论

高频天波散射回波的三种形式是海洋回波多普勒谱、地面回波多普勒谱和两种形式兼有的海洋、地面回波多普勒谱。相对来说地面是不运动的，所以散射回波多普勒谱的回波能量集中在 0Hz 附近。由于地面回波多普勒谱会因电离层或地面植被的运动而产生多普勒漂移<sup>[33]</sup>，所以地面回波多普勒谱表现为在 0Hz 附近的  $\delta$  函数型的尖峰。

当电波穿过电离层时，电离层就起着修正电波相位的相位改变屏的作用，我们假设认为电离层中的不规则体只起到一个薄相屏的作用<sup>[33-34]</sup>，只要相屏的厚度取得足够小，相屏取得足够多，就可以很好的仿真出无线电波进入电离层后所发生的幅度和相位的改变。

电离层的二维不规则体电子浓度起伏  $N_f(x, z)$  的功率谱可用 Shkarofsky 谱来表征：

$$\Phi_{N_f}(k_x, k_z) = \frac{\sigma_{N_f}^2 (k_0 r_0)^{(p-3)/2} r_0^3 K_{p/2}(r_0 \sqrt{k_x^2 + k_z^2 + k_0^2})}{(2\pi)^{3/2} K_{(p-3)/2}(k_0 r_0)} (r_0 \sqrt{k_x^2 + k_z^2 + k_0^2})^{-p/2} \quad (4-1)$$

上式中  $r_0$  和  $L_0 = 2\pi / k_0$  分别是不规则体的内部尺寸和外部尺寸， $K_\nu$  是阶数为  $\nu$  的第二类修订的 Bessel 函数。

相应相屏相位偏差的功率谱由下式给出：

$$\Phi_{\phi_{n-1,n}}(k_x) = \frac{\pi k_x^2}{2} \left[ z_\Gamma \ln \left( \frac{z_\Gamma - z_{n-1}}{z_\Gamma - z_n} \right) - \frac{z_n^2 - z_{n-1}^2}{2z_\Gamma^2} - \Delta z \right] \Phi_N(k_x, k_z) \quad (4-2)$$

上式将相应相屏相位偏差的功率谱和电子浓度起伏的功率谱联系了起来。

将得到的相应相屏相位偏差的功率谱代入相应相屏幅度和相位起伏的功率谱的表达式中可以得到：

$$\Phi_{\chi_{n-1,n}}(k_x) = \sin^2(k_x z / 2k) \Phi_{\phi_{n-1,n}}(k_x) \quad (4-3)$$

$$\Phi_{S_{n-1,n}}(k_x) = \cos^2(k_x z / 2k) \Phi_{\phi_{n-1,n}}(k_x) \quad (4-4)$$

就可以求得相应幅度和相位起伏的功率谱。假定每个相屏的水平尺寸是  $L_n$ ，并且分成  $N$  等份，则在点  $x = m\Delta x$  处的随机幅度和相位起伏可表示为：

$$\chi_{n-1,n}(m\Delta x) = \sum_{s=0}^{N-1} \sqrt{\Phi_{\chi_{n-1,n}}(s\Delta k)\Delta k} \cos\left(\frac{2\pi sm}{N} + \varphi_s\right) \quad (4-5)$$

$$S_{n-1,n}(m\Delta x) = \sum_{s=0}^{N-1} \sqrt{\Phi_{S_{n-1,n}}(s\Delta k)\Delta k} \cos\left(\frac{2\pi sm}{N} + \varphi_s\right) \quad (4-6)$$

其中  $m=0,1,2, \dots, N-1$ ; 这里还引入了随机相位角  $\varphi_s$ , 它服从  $0 \sim 2\pi$  上的均匀分布, 并且满足如下的限定条件:  $\varphi_s = -\varphi_{-s}$ 。

在弱起伏相位屏理论下, 计算地面单站接收到的信号强度的功率谱。

$$\begin{aligned} \Phi_I(f) &= \frac{\lambda^2 \sigma_\xi^2 L k_p^4 R_0^3 \Gamma(p/2)}{2\pi v \cdot \pi^{3/2} \Gamma\left(\frac{p-3}{2}\right)} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin^2 \left[ \frac{\lambda z}{4\pi} (\kappa_x^2 + \kappa_y^2) \right]}{\left[ 1 + R_0^2 (\kappa_x^2 + \kappa_y^2) \right]^{p/2}} d\kappa_y \\ &= \frac{\lambda^2 \sigma_\xi^2 L k_p^4 R_0^3 \Gamma(p/2)}{\pi v \cdot \pi^{3/2} \Gamma\left(\frac{p-3}{2}\right)} \int_0^{\infty} \frac{\sin^2 \left[ \frac{\lambda z}{4\pi} (\kappa_x^2 + \kappa_y^2) \right]}{\left[ 1 + R_0^2 (\kappa_x^2 + \kappa_y^2) \right]^{p/2}} d\kappa_y \end{aligned} \quad (4-7)$$

根据式(4-7)可以进行功率谱的理论计算, 在进行理论功率谱计算时, 需要将上式中的不定积分转化为定积分来计算, 首先来考察上式中的被积函数:

$$Y(\kappa_y) = \sin^2 \left[ \frac{\lambda z}{4\pi} (\kappa_x^2 + \kappa_y^2) \right] / \left[ 1 + R_0^2 (\kappa_x^2 + \kappa_y^2) \right]^{p/2}, \quad \kappa_x = f/v \quad (4-8)$$

式(4-8)中  $f$  为对时域信号进行傅里叶变化到频域所对应的频率。

$$\begin{aligned} \Phi_I(f) &= \frac{\lambda^2 \sigma_\xi^2 L k_p^4 R_0^3 \Gamma(p/2)}{2\pi v \cdot \pi^{3/2} \Gamma\left(\frac{p-3}{2}\right)} \left\{ \int_0^{\infty} \frac{1}{\left[ 1 + R_0^2 (\kappa_x^2 + \kappa_y^2) \right]^{p/2}} d\kappa_y \right. \\ &\quad \left. - \int_0^{\infty} \frac{\cos \left[ \frac{\lambda z}{2\pi} (\kappa_x^2 + \kappa_y^2) \right]}{\left[ 1 + R_0^2 (\kappa_x^2 + \kappa_y^2) \right]^{p/2}} d\kappa_y \right\} \end{aligned} \quad (4-9)$$

$$\Phi_{I1}(f) = \frac{\lambda^2 \sigma_\xi^2 L k_p^4 R_0^3 \Gamma(p/2)}{2\pi v \cdot \pi^{3/2} \Gamma\left(\frac{p-3}{2}\right)} \int_0^{\infty} \frac{1}{\left[ 1 + R_0^2 (\kappa_x^2 + \kappa_y^2) \right]^{p/2}} d\kappa_y \quad (4-10)$$

$$\Phi_{I2}(f) = - \frac{\lambda^2 \sigma_\xi^2 L k_p^4 R_0^3 \Gamma(p/2)}{2\pi v \cdot \pi^{3/2} \Gamma\left(\frac{p-3}{2}\right)} \int_0^{\infty} \frac{\cos \left[ \frac{\lambda z}{2\pi} (\kappa_x^2 + \kappa_y^2) \right]}{\left[ 1 + R_0^2 (\kappa_x^2 + \kappa_y^2) \right]^{p/2}} d\kappa_y \quad (4-11)$$

根据上面公式的推导并结合式(4-1)，计算中背景等离子体的频率  $f_{p0} = 50\text{MHz}$ ；不规则层厚度  $L = 90\text{km}$ ；不规则层离地高度  $z = 400\text{km}$ ；电子密度起伏相对背景电子密度的标准偏差  $\sigma_{\xi}^2 = 0.1$ ； $R_0 = 2\text{km}$ ； $v = 100\text{m/s}$ ； $p = 4.0$ 。这样就可以得到不同入射波频率的电磁波的功率谱衰减情况，分别如图 4.1-图 4.3 所示。

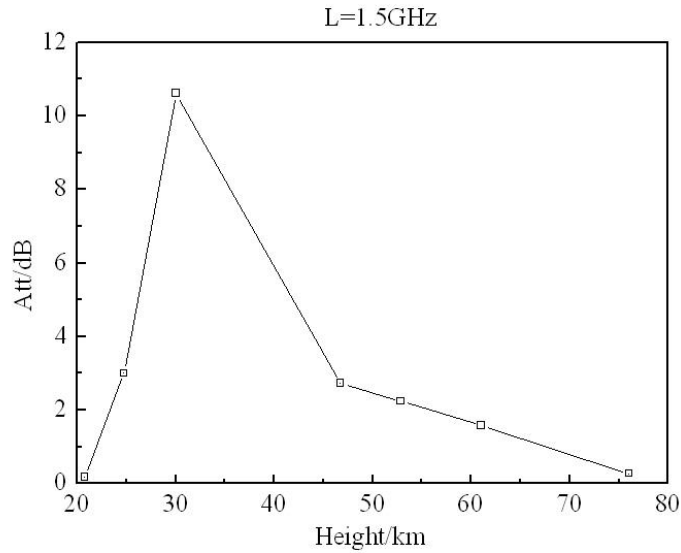


图 4.1 入射波频率为 1.5GHz 时，功率谱衰减随电离层高度的变化

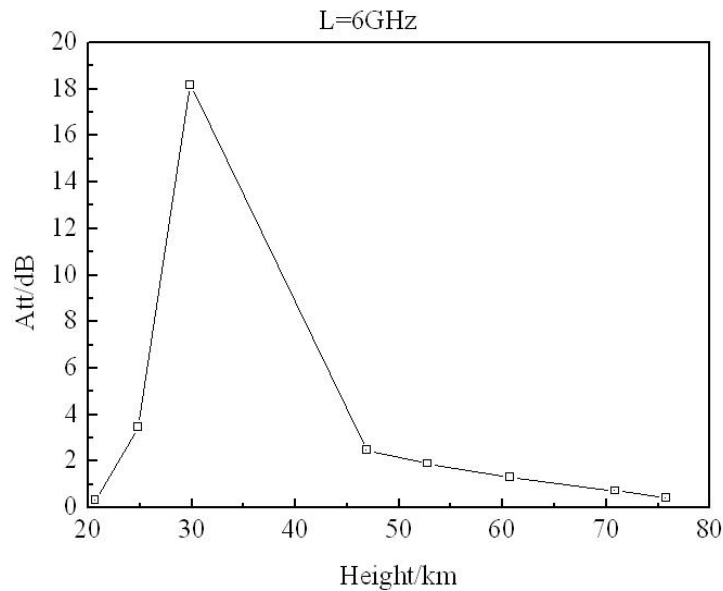


图 4.2 入射波频率为 6GHz 时，功率谱衰减随电离层高度的变化

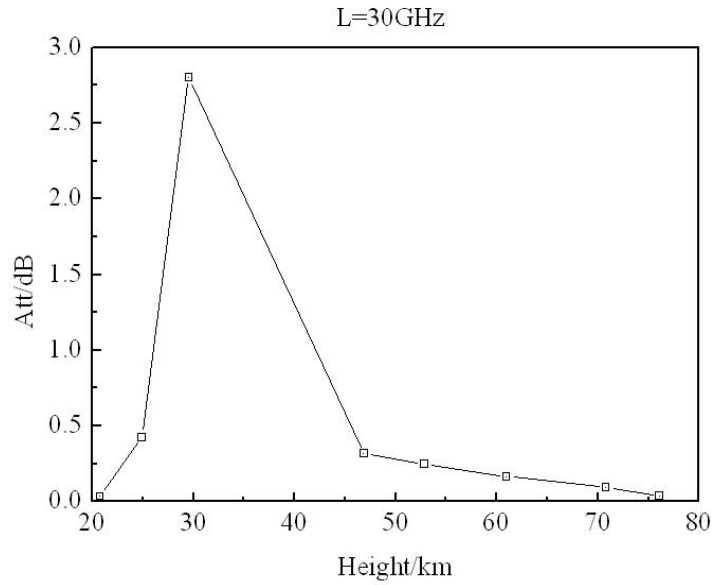


图 4.3 入射波频率为 30GHz 时, 功率谱衰减随电离层高度的变化

从图 4.1-图 4.3 可以看出, 随着电离层高度的变化, 电磁波功率谱衰减的幅度都是先增大后减小, 在电离层高度在 30km 附近时达到最大值。当电离层高度大于 50km 时, 入射波的频率越大, 电磁波的功率谱衰减幅度越小。

由积分表达式:

$$\int_0^{\infty} \frac{t^{m-1}}{(1+bt^a)^{m+n}} dt = a^{-1} b^{-m/a} \cdot B\left(\frac{m}{a}, m+n-\frac{m}{a}\right), \quad (a, b > 0) \quad (4-12)$$

可将式(4-12)中的积分写为:

$$\int_0^{\infty} \frac{1}{[1+R_0^2(\kappa_x^2 + \kappa_y^2)]^{p/2}} d\kappa_y = \frac{1}{2(1+R_0^2\kappa_x^2)^{p/2}} \cdot \left(\frac{R_0^2}{1+R_0^2\kappa_x^2}\right)^{-1/2} \cdot B\left(\frac{1}{2}, \frac{p-1}{2}\right) \quad (4-13)$$

式(4-13)中的  $B$  是贝塔函数。由  $B(p, q) = \Gamma(p)\Gamma(q)/\Gamma(p+q)$  可将式(4-12)转化为:

$$\Phi_{11}'(f) = \frac{\lambda^2 k_p^4}{4\pi^2} \frac{\Gamma((p-1)/2)}{\Gamma((p-3)/2)} \cdot \frac{\sigma_{\xi}^2 L R_0^2}{v[1+R_0^2(2\pi f/v)^2]^{(p-1)/2}} \quad (4-14)$$

在高频部分,  $R_0^2(2\pi f/v)^2 \gg 1$ , 式(4-14)可近似为:

$$\Phi_{11}'(f) = \frac{\lambda^2 k_p^4}{4\pi^2} \frac{\Gamma((p-1)/2)}{\Gamma((p-3)/2)} \cdot \frac{\sigma_{\xi}^2 L R_0^{3-p} v^{p-2}}{(2\pi f)^{(p-1)}} \quad (4-15)$$

## 4.2 电离层中电波的多普勒频移

### 4.2.1 多普勒频移的基本理论

1842 年, 物理学家克里斯顿-多普勒首先发现了多普勒效应, 多普勒效应是

指发射源和接收者之间如果有相对运动,则接收者所接收到的信号频率就会发生变化的这样一种现象。首先我们介绍几种常见的多普勒现象,这里假设需要检测目标的尺寸远远小于雷达的分辨单元<sup>[35-36]</sup>。

当雷达发射连续电波时,发射信号可以表示为:

$$s(t) = A \cos(\omega_0 t + \varphi) \quad (4-16)$$

其中,  $A$  为振幅,  $\omega_0$  为发射角频率,  $\varphi$  为初相位。

接收站所接收到的回波信号可以表示为:

$$s_r(t) = k s(t - t_r) = k A \cos[\omega_0(t - t_r) + \varphi] \quad (4-17)$$

式(4-17)中  $k$  为回波衰减系数,  $t_r$  是回波滞后于发射信号的时间,  $t_r = 2R/c$ ,  $R$  为雷达与探测目标之间的距离,  $c$  为电磁波的传播速度,在自由空间中等于光速。

当目标静止不动时,  $R$  为一恒定值,此时,回波信号与发射信号之间的相位差是固定不变的,  $\omega_0 t_r = 2\pi f_0 \cdot 2R/c = (2\pi/\lambda) \cdot 2R$ , 这是电波在雷达和目标之间往返所产生的相位滞后。当目标与雷达站之间有相对运动时,  $R$  会随着时间发生改变,如果目标相对于雷达站匀速运动,则  $t$  时刻目标与雷达站之间的距离为:

$$R(t) = R_0 - v_r t \quad (4-18)$$

式(4-18)中  $v_r$  是目标相对雷达站的径向运动速度。 $R_0$  是  $t = 0$  时目标与雷达站之间的距离。从式(4-18)可以看出,  $t$  时刻所接收到的波形  $s_r(t)$  上的某一点是在  $t - t_r$  时刻发射的电波形成的。 $t_r$  是雷达所接收到的回波信号的时延,可以写为:

$$t_r = 2R(t)/c = 2(R_0 - v_r t)/c \quad (4-19)$$

这里我们计算时延时没有考虑探测目标与雷达站之间的相对运动速度  $v_r$ , 因为它要比电磁波的传播速度小得多。

回波信号与发射信号相比,高频相位差为:

$$\varphi = -\omega_0 t_r = -2\omega_0(R_0 - v_r t)/c = -4\pi(R_0 - v_r t)/\lambda \quad (4-20)$$

从式(4-20)明显可以看出,  $\varphi$  是时间的函数,当径向速度  $v_r$  为常数时,产生的频率差为:

$$f_d = \frac{1}{2\pi} \frac{d\varphi}{dt} = 2v_r/\lambda \quad (4-21)$$

这个频率差与电波的波长成反比,与目标和雷达站之间的相对运动速度成正比。当目标远离雷达站时,多普勒频率为负,表示雷达所接收到的回波信号的频率小于发射信号频率。如果目标向着雷达站运动,则多普勒频率为正,说明接收信号频率大于发射信号频率。

常用的雷达信号的带宽远远小于中心频率(即窄带信号),其发射信号可以

表示为:

$$s(t) = \text{Re}[u(t)e^{j\omega_0 t}] \quad (4-22)$$

式中  $\text{Re}$  表示取实部,  $\omega_0$  是发射角频率,  $u(t)$  是调制信号的复数包络。

同理可得, 由探测目标反射回来的信号为:

$$s_r(t) = ks(t - t_r) = \text{Re}[ku(t - t_r)e^{j\omega_0(t - t_r)}] \quad (4-23)$$

当探测目标静止不动时, 回波信号的复包络的时延是固定不变的, 因而高频相位差也是固定的。

如果目标与雷达站有相对运动, 按照(4-23)式可以近似认为其延迟时间为:

$$t_r = 2R(t)/c = 2(R_0 - v_r t)/c \quad (4-24)$$

由式(4-24)可以看出, 与发射信号相比, 回波信号的复包络滞后  $t_r$ , 高频相位差为:

$$\varphi = -\omega_0 t_r = -2\omega_0 (R_0 - v_r t)/c = -4\pi (R_0 - v_r t)/\lambda \quad (4-25)$$

同样  $\varphi$  是时间的函数, 当速度  $v_r$  为常数时,  $\varphi(t)$  引起的频率差为:

$$f_d = (1/2\pi) d\varphi/dt = 2v_r/\lambda \quad (4-26)$$

回波信号产生的多普勒频移可以由发射站到探测目标的距离  $R_t$  加上由探测目标到接收站的距离  $R_r$  之和对时间的导数来计算, 即

$$f_d = (1/\lambda) \cdot d(R_t + R_r)/dt \quad (4-27)$$

在单基站雷达情况下, 引起多普勒频移的是雷达和探测目标的径向速度  $v_r$ 。假设探测目标的运动方向与目标和雷达连线方向的夹角为  $\alpha$ , 目标速度为  $v$ , 则径向速度的分量为:

$$v_r = v \cos \alpha \quad (4-28)$$

#### 4.2.2 多普勒频移在运动介质中表达式的推导

当电波传播遵循射线理论, 折射指数  $\mu$  随时空变化, 传播介质为各向同性时, 一般的多普勒频移  $\Delta\omega$  的表达式为:

$$\Delta\omega = \omega_R - \omega_0 = -(\omega_0/c) g(dP/dt) = -(\omega_0/c) g(d/dt) \int_{\Gamma} \mu ds \quad (4-29)$$

式(4-29)中  $c$  是光速积分路径  $\Gamma$  沿整个射线轨道,  $\omega_R$  和  $\omega_0$  分别表示收发点上电波的角频率, 它们之间满足下列微分方程:



$$\frac{dT}{ds} = \frac{\nabla\mu}{\mu} - T(Tg \frac{\nabla\mu}{\mu}) \quad (4-30)$$

式(4-30)中  $T$  是单位矢量,沿着射线切线的方向。通常只给定收发点的位置,这时可以用迭代法确定上式中的边界条件,比如确定发射点上的  $T$  值,或  $T$  上任意一点的位置,然后将它划分为许多点,将每一个点上的多普勒频移迭代到下一个点上,直到最后一个点为止。

运动的时空变化的介质  $\mu(x, y, z, t)$  主要由两部分组成: 其中一部分时空坐标的参量之间是相互独立的, 这就反映出了介质的时空变化性; 时空坐标的另外一部分的参量之间不是相互独立的, 这就反映出了介质的运动性<sup>[37]</sup>, 射线  $\Gamma$  的运动主要是由介质的运动和介质的时空变化引起的, 反之射线  $\Gamma$  的运动又会影响  $\Gamma$  上  $\mu$  值的变化, 下面把  $\Gamma$  运动引起的  $\Gamma$  上  $\mu$  值变化记作  $(\partial\mu/\partial t)_\Gamma$ 。介质的运动除了引起  $\Gamma$  运动外, 还可以直接导致  $\Gamma$  上  $\mu$  值的变化, 这种  $\mu$  值变化可以记作  $(\partial\mu/\partial t)_m$ 。除此之外,  $\Gamma$  上  $\mu$  值的变化有可能是介质的时空变化性单独造成的, 我们把它记作  $(\partial\mu/\partial t)$ 。所以对于运动的时空变化的介质, 我们按积分号外对参数的求导法则求导就可以得出式(4-31), 即

$$\begin{aligned} \frac{dp}{dt} &= \frac{d}{dt} \int_\Gamma \mu ds = \frac{d}{dt} \int_{\xi_r}^{\xi_R} \mu s dz \\ &= g_R \frac{d\xi_R}{dt} - g_r \frac{d\xi_r}{dt} + \int_{\xi_r}^{\xi_R} \frac{dg}{dt} dz \end{aligned} \quad (4-31)$$

式(4-31)中,  $s = \sqrt{1+x^2+y^2}$ ,  $x = \frac{dx}{dz}$ ,  $y = \frac{dy}{dz}$

$$\frac{dg}{dt} = \frac{d}{dt}(\mu s) = s \frac{d\mu}{dt} + \mu \frac{ds}{dt} \quad (4-32)$$

$$\frac{ds}{dt} = \frac{\partial s}{\partial x} \frac{dx}{dt} + \frac{\partial s}{\partial y} \frac{dy}{dt} \quad (4-33)$$

$$\frac{d\mu}{dt} = \left(\frac{\partial\mu}{\partial t}\right)_0 + \left(\frac{\partial\mu}{\partial t}\right)_m + \left(\frac{\partial\mu}{\partial t}\right)_\Gamma \quad (4-34)$$

$$\left(\frac{\partial\mu}{\partial t}\right)_m = -\nabla \cdot (\mu \mathbf{V}_d) \quad (4-35)$$

$$\left(\frac{\partial\mu}{\partial t}\right)_\Gamma = \frac{\partial\mu}{\partial x} \frac{dx'}{dt} + \frac{\partial\mu}{\partial y} \frac{dy'}{dt} + \frac{\partial\mu}{\partial x} \frac{dx}{dt} + \frac{\partial\mu}{\partial y} \frac{dy}{dt} \quad (4-36)$$

上式中  $\frac{dx'}{dt}$  和  $\frac{dx}{dt}$  等相关项代表各种原因引起的  $\Gamma$  运动速度的变化,  $V_d$  是介质运动的速度; 在式(4-36)中, 我们将  $\Gamma$  运动对  $\frac{d\mu}{dt}$  的影响和介质的运动用不同的形式来表示以作区别, 这样便于我们完成和  $\Gamma$  运动相关的各项积分。由分部积分有:

$$\int_{\xi_T}^{\xi_R} \frac{\partial g}{\partial x} \frac{dx}{dt} dz = \left. \frac{\partial g}{\partial x} \frac{dx}{dt} \right|_{\xi_T}^{\xi_R} - \int_{\xi_T}^{\xi_R} \frac{dx}{dt} \frac{d}{dz} \left( \frac{\partial g}{\partial x} \right) dz \quad (4-37)$$

$$\int_{\xi_T}^{\xi_R} \frac{\partial g}{\partial y} \frac{dy}{dt} dz = \left. \frac{\partial g}{\partial y} \frac{dy}{dt} \right|_{\xi_T}^{\xi_R} - \int_{\xi_T}^{\xi_R} \frac{dy}{dt} \frac{d}{dz} \left( \frac{\partial g}{\partial y} \right) dz \quad (4-38)$$

由于  $\Gamma$  的运动遵循费马原理, 所以  $\Gamma$  上  $g$  分布满足 Euler-Lagrange 方程组:

$$\frac{d}{dz} \left( \frac{\partial g}{\partial x} \right) - \frac{\partial g}{\partial x} = 0 \quad (4-39)$$

$$\frac{d}{dz} \left( \frac{\partial g}{\partial y} \right) - \frac{\partial g}{\partial y} = 0 \quad (4-40)$$

根据式(4-39)和式(4-40)可以看出与  $\Gamma$  运动有关的各项除了收发点的运动外, 其它所有项将相互抵消, 那么多普勒频移最后的表达式为:

$$\Delta\omega = V_T \cdot k_T - V_R \cdot k_R - \frac{\omega_0}{c} \int_{\Gamma} \frac{\partial \mu}{\partial t} ds \quad (4-41)$$

式(4-41)中  $\frac{\partial \mu}{\partial t} = \left( \frac{\partial \mu}{\partial t} \right)_0 - \nabla \cdot (\mu \mathbf{V}_d)$ ,  $k_R$  和  $k_T$  是收发点上的电波波矢量,  $V_R$  和  $V_T$  是收发点的运动速度

当射线理论成立时, 非相对论情况下, 在运动的时空变化的各向同性介质中当中, 多普勒频移表达式如式(4-29), (4-41)所示。除了收发点外,  $\Gamma$  的运动对  $\Delta\omega$  的贡献恰好抵消  $\Gamma$  运动引起的  $\Gamma$  上  $\mu$  值变化对  $\Delta\omega$  的贡献, 通过上面的计算, 我们得到了运动的时空变化的介质下的多普勒频移表达式。

为了研究电离层中多普勒频移的表达式, 需要建立一个电离层模型, 已有的电离层模型如下:

- (1) 电离层底部的高度为  $h_0$ , 地面到  $h_0$  之间大气的折射指数恒为 1;
- (2) 电离层是由电子不均匀团块和球面分层均匀的正规层组成的, 反射波的路径和入射波是对称的。
- (3) 电离层的正规层电子浓度  $N_r$  是随时间独立分布的, 而且它在  $h_0$  以上和反射点以下之间的各层以速度  $v_r$  沿与垂直方向成不同夹角的方向移动。

(4)不均匀团块的电子密度  $\Delta N$  随时间的变化率与高度无关, 并且不均匀体团块沿与垂直方向成一定角度的方向移动。

(5)由于地球磁场是时间的函数, 但在我们所讨论的电离层范围内忽略不计。

假设电离层电子碰撞的影响可以忽略不计, 并且它随时间和空间的变化是比较慢的, 那么多普勒频移的表达式可以表示为:

$$\Delta f = -\frac{f}{c} \cdot \left( \int_A^B \frac{\partial n}{\partial t} \cos \alpha ds + [P * v]_A^B \right) \quad (4-42)$$

如果再假设电离层时无外加磁场的各向同性介质, 波是镜面反射, 电离层没有电子碰撞, 那么多普勒频移可以表示为:

$$\Delta f = -\frac{k \cdot \frac{\partial N}{\partial t} \cdot d \cdot \sec \phi_0}{cf} \quad (4-43)$$

式(4-43)经过修正后变为:

$$\Delta f = -\frac{k}{cf} \cdot \frac{\partial N}{\partial t} \cdot [h'(f_v) - h_0] \sec \phi_0 \quad (4-44)$$

反射点以下电离层的电子浓度  $N$  的分布如下:

$$N = \begin{cases} N_r(t, h) + \Delta N(t, h) \\ N_r(t, h), \end{cases} \quad (4-45)$$

采用准近似法, 电离层的折射指数可表示为:

$$\mu^2(t, h) = \begin{cases} 1 - \frac{k}{f^2} \cdot \frac{N_r[t, h(t)] + \Delta N[t, h(t)]}{1 \pm Y_L}, h_{11} < h < h_{12} \\ 1 - \frac{k}{f^2} \cdot \frac{N_r[t, h(t)]}{1 \pm Y_L}, h_0 \leq h \leq h_{11}, h_{12} \leq h \leq h_T \end{cases} \quad (4-46)$$

对上式进行微商可得:

$$\mu^2(t, h) = \begin{cases} 1 - \frac{k}{f^2} \cdot \frac{N_r[t, h(t)] + \Delta N[t, h(t)]}{1 \pm Y_L}, h_{11} < h < h_{12} \\ 1 - \frac{k}{f^2} \cdot \frac{N_r[t, h(t)]}{1 \pm Y_L}, h_0 \leq h \leq h_{11}, h_{12} \leq h \leq h_T \end{cases} \quad (4-47)$$

$$2\mu \frac{d\mu}{dt} = \begin{cases} -\frac{k}{f^2} \left[ \frac{\frac{\partial N_r}{\partial t} + \frac{\partial N_r}{\partial h} \left( \frac{dh}{dt} \right)_r + \frac{\partial \Delta N}{\partial t} + \frac{\partial \Delta N}{\partial h} \left( \frac{dh}{dt} \right)_1}{1 \pm Y_L} \mp \frac{(N_r + \Delta N) \frac{dY_L}{dt}}{(1 \pm Y_L)^2} \right], h_{11} < h < h_{12} \\ -\frac{k}{f^2} \left[ \frac{\frac{\partial N_r}{\partial t} + \frac{\partial N_r}{\partial h} \left( \frac{dh}{dt} \right)_r}{1 \pm Y_L} \mp \frac{N_r \frac{dY_L}{dt}}{(1 \pm Y_L)^2} \right], h_0 \leq h \leq h_{11}, h_{12} \leq h \leq h_T \end{cases} \quad (4-48)$$

对于上行波来说, 多普勒频移可写为:

$$\Delta f_1 = -\frac{f}{c} \int_{r_1} \frac{d\mu}{dt} \cos \alpha ds \quad (4-49)$$

类似的对于下行波有:

$$\Delta f_2 = -\frac{f + \Delta f_1}{c} \int_{r_2} \frac{d\mu}{dt} \cos \alpha ds \quad (4-50)$$

考虑到上行和下行路径的对称性以及在此高度上  $\mu$  为常数并采用近似条件可推出雷达波经电离层反射后总的多普勒频移的表达式:

$$\begin{aligned} \Delta f &= \frac{k}{cf} \cdot \frac{\sec i_0}{1 \pm Y_L} \left[ \frac{\partial N_r}{\partial t} [h'_r(f_v) - h_0] + \frac{\partial \Delta N}{\partial t} [h'_{12}(f_v) - h'_{11}(f_v)] \right] \\ &\quad - \frac{f}{c} \cdot 2v_r \cos \beta_r \cos i_0 \mu_{h_0} \mp \frac{k}{cf} \cdot \frac{\frac{dY_L}{dt}}{(1 \pm Y_L)^2} \sec i_0 \left[ \int_{h_0}^{h_r} \frac{N_r}{\mu(f_v)} dh + \int_{h_{11}}^{h_{12}} \frac{\Delta N}{\mu(f_v)} dh \right] \\ &\quad - \frac{k}{cf} \cdot \frac{v_r \cos \beta_r - v_1 \cos \beta_1}{1 \pm Y_L} \sec i_0 \frac{\partial \Delta N}{\partial h} [h'_{12}(f_v) - h'_{11}(f_v)] \\ &= \Delta f_1 + \Delta f_2 + \Delta f_3 + \Delta f_4 \end{aligned} \quad (4-51)$$

式(4-51)中等号右边的第一项的多普勒频移是由电子密度随时间的起伏所引起的。第二项是由于电离层运动而产生的多普勒频移。第三项是由于地球磁场引起的多普勒频移, 这是因为地磁场的变化会改变电离层的电离程度导致电子密度发生改变。第四项是由于不均匀体的电子密度和运动速度引起的多普勒频移。

我们可以研究下电离层中电子密度的变化对多普勒频移的影响。电离层电子密度的起伏所引起的多普勒频移如图 4.4 所示。

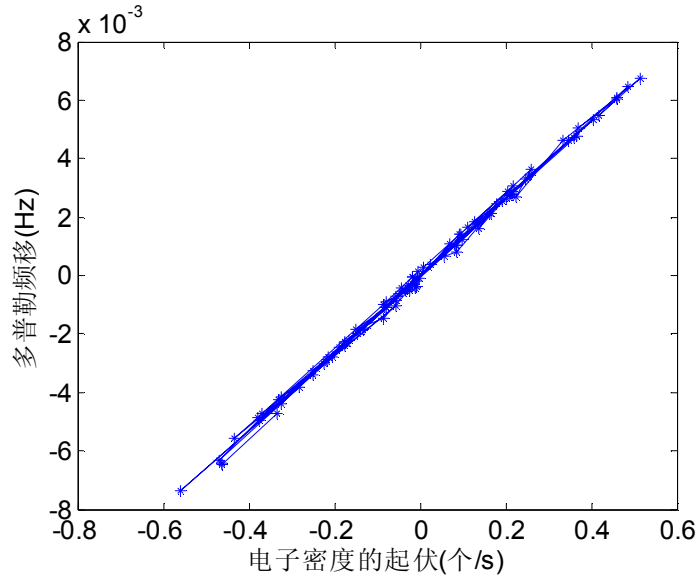


图 4.4 电子密度的起伏对多普勒频移的影响

由图 4.4 可知, 当电子浓度降低时, 所产生的多普勒频移为负值; 当电子浓度增加时, 则会产生正的多普勒频移。也就是说, 当电离层的电子密度减小, 雷达所接收到的回波信号的频率小于目标的频率; 而当电离层的电子密度增加时, 雷达所接收到的回波信号的频率大于目标的频率。同时电子密度起伏越大, 多普勒频移越大, 即雷达收到的回波频率与目标的频率相差越大。

### 4.3 电离层反射波频谱的仿真

Appleton-Hatree 从麦克斯韦方程出发, 根据磁离子介质理论及其结构关系, 推导出了电离层折射指数的公式<sup>[51]</sup>:

$$n^2 = 1 - \frac{2X(1 - X - iZ)}{2(1 - X - iZ)(1 - iZ) - Y_T^2 \pm \sqrt{Y_T^4 + 4Y_L^2(1 - X - iZ)^2}} \quad (4-52)$$

式(4-52)中, “+”表示寻常波(O 波)对应的折射率, “-”表示非寻常波(X 波)对应的折射率,  $X = f_N^2/f^2$  为等离子体参数,  $Y = f_H/f$  为磁参数,  $Y_T = Y \cos \phi$ ,  $Y_L = Y \sin \phi$ ,  $\phi$  为地磁场与波矢量的夹角,  $f_N$  为等离子体的固有振荡频率, 又称等离子体频率,  $f_H$  为磁离子体频率,  $f$  为电波频率,  $Z = \nu/\omega$ ,  $\nu$  为碰撞系数,  $\omega$  是入射电波的角频率,  $\omega = 2\pi f$ 。

式(4-52)表明: 当无线电波进入电离层介质后, 可以有两种传播方式。即分裂成两个旋转方向相反的椭圆极化波, 各自以不同的相速传播, 这就是所谓的磁离子分裂现象。从(4-52)可以明显看出, 电离层的折射指数小于 1。

对于高频电波来说,  $Z$  是非常小的, 而且随着高度的增加  $Z$  越来越小, 所以在讨论高频电波的传播时, 一般不考虑碰撞的影响。在地磁场存在的情况下, 不考虑碰撞效应, 则折射指数  $n$  的表达式为:

$$n^2 = 1 - \frac{2X(1-X)}{2(1-X) - Y_T^2 \pm \sqrt{Y_T^4 + 4Y_L^2(1-X)^2}} \quad (4-53)$$

若既不考虑地磁场的影响, 又不考虑碰撞效应, 则有

$$n^2 = 1 - X = 1 - f_N^2 / f^2 \quad (4-54)$$

这里  $N_e$  是电子密度, 单位是个/ $\text{m}^3$ ; 电磁波的频率  $f$  的单位是 Hz。

如果电磁波纵向传播, 即波矢量与地磁场方向平行, 则有  $Y_T = 0, Y_L = Y$ , 这时, 电离层的折射指数为:

$$n^2 = 1 - X / (1 \pm Y) \quad (4-55)$$

如果电磁波横向传播, 即波矢量与地磁场方向垂直, 则有  $Y_T = Y, Y_L = 0$ , 这时, 电离层的折射指数为:

$$n_1 = 1 - X, n_2 = 1 - \frac{X(1-X)}{1-X-Y^2} \quad (4-56)$$

如果雷达系统的精度要求较高, 则要考虑地磁场的影响, 这时我们可以采用准纵近似, 准纵近似的条件为:

$$\frac{Y_T^2}{4Y_L^2} \ll (1-X)^2 \quad (4-57)$$

现代雷达系统都工作在较高频率, 一般都满足该条件, 实际应用中只考虑寻常波的传播, 所以取“+”, 所以折射指数为:

$$n^2 = 1 - X / (1 + Y_L) \quad (4-58)$$

求出各个相屏的随机幅度和相位起伏后, 将各个相屏上的幅度和相位起伏叠加起来即可求得电波经过电离层后总的对数幅度和相位起伏。

根据前面建立的反射波的模型和下面的反射波表达式:

$$s(t) = \text{Amplitude}(t) * A \sum e^{j \left( 2\pi \left( f_0 \tau \frac{a\tau^2}{2} + a\tau(t-nT_s) \right) + \text{Phase}(t) \right)} \quad (4-59)$$

取入射波的频率为 20MHz, 延时  $\tau$  为 0.05s, 威布尔随机分布变量  $\eta$ 、 $\beta$  分别取 0.5 和 0.6, 那么仿真产生电离层反射波频谱对应特定电离层高度的变化如图 4.5 和图 4.6 所示。

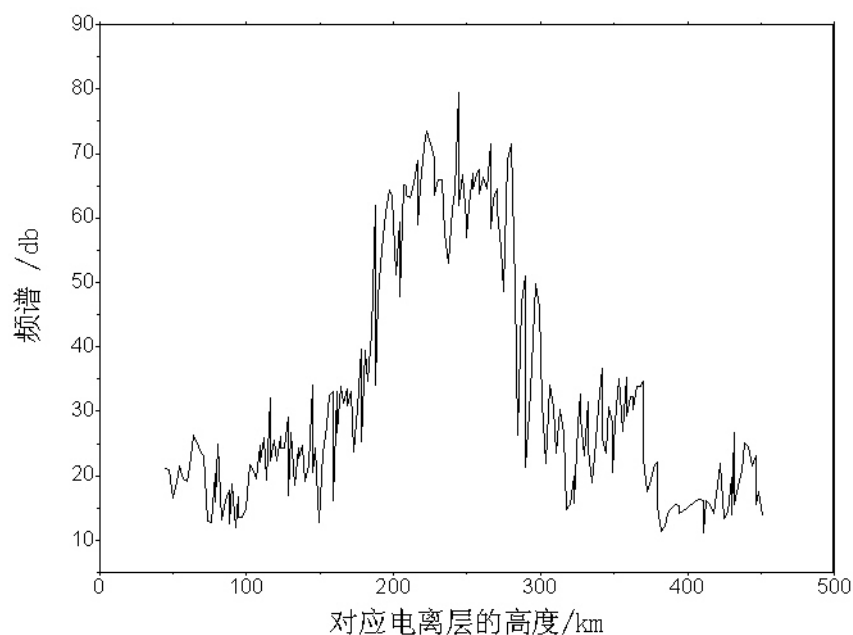


图 4.5 反射波的频谱随高度的变化情况

从图 4.5 中可以看出随着电离层高度的变化其频谱呈不规则变化,这是由于电离层的不稳定性导致的。从总体上来看对着电离层高度的增加其频谱值趋向于变大,当达到 200km-300km 范围内时,其频谱总体上达到最大值,往后随着高度的增加其频谱值又趋向于变小。

电离层做为时空变化的介质,内部存在着许多不规则结构的随机变化,对高频无线电波造成的幅度、相位等的变化也各不相同。最直接的影响是使经过电离层传播的高频无线电波的相位产生随机起伏,导致接收到回波的信号不能准确反映实际的情况,这还有待于我们更进一步的研究。

关于电离层发射的电波频率变化中谱线移动的问题一般认为:电波在传播过程中它的相路径会随时间发生变化,这种变化会导致电波频率发生变化。这种相路径随时间的变化主要是由两种原因造成的。

1. 电波的反射高度会随着时间的变化而变化,这时的多普勒频移为:

$$\delta f_v = -\frac{2f_0}{c} \frac{dh_{\text{反}}}{dt} = -\frac{2f_0}{c} V_{\perp} \quad (4-60)$$

其中,  $f_0$  是电波频率;  $V_{\perp}$  是反射面在垂直方向上运动的速度;  $\delta f_v$  表示由于反射高度变化引起的多普勒频移;  $V_{\perp}$  是反射面在垂直方向上运动的速度。

式(4-60)表明,这时的多普勒频移只与反射面所处的状态有关,与电波传播过程中所经过的介质无关,并且此时电波频率与多普勒频移成正比,所以这种情

况被称为微分效应。

2. 反射高度不变, 第二次反射面以下的介质会随时间发生变化, 此时多普勒频移的表达式为:

$$\delta f_{\mu} = \frac{\xi}{cf_0} \int_{h_{\text{bx}}}^{\text{h}_{\text{tx}}} \frac{1}{\mu} \frac{dN}{d_t} dh \quad (4-61)$$

式(4-61)中,  $\mu$  表示折射指数,  $N$  表示电子密度。

$$\xi = \frac{e^2}{4\pi^2 \epsilon_0 m} \quad (4-62)$$

式(4-62)中  $e$  为电子的电荷,  $m$  表示电子的质量,  $\epsilon_0$  表示真空中的介电常数。式(4-62)表明, 此时多普勒频移与电子密度随时间的变化有关, 所以称为积分效应。

当然在一般情况下, 这两种效应可能只出现一种, 也可能同时存在, 还有可能出现偏区折射指数随时间变化的情况, 为了清楚了解到底是哪种效应起主导作用, 可同时发射多个频率的电波进行研究。如果多普勒频移与电波频率成反比, 那么就是非偏区的积分效应其主导作用, 反之就是低分效应起主导作用。

由我们推导出的运动的介质中的多普勒频移公式式(4-42), 不难看出多普勒频移的变化是跟介质的运动密切相关的, 为了分析运动介质中的多普勒频移问题, 取入射波的频率为 21MHz, 收发点的运动速度分别取 100km/h 和 110km/h, 那么可以得到图 4.6。

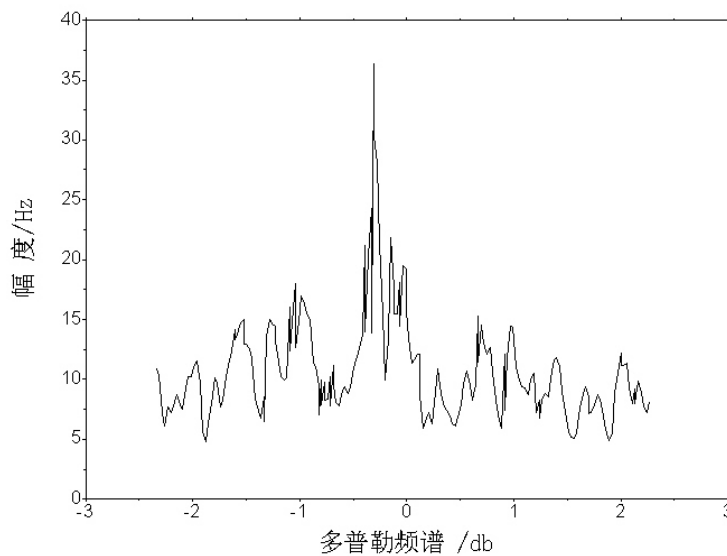


图 4.6 电磁波的多普勒频移和幅度的变化关系

从图 4.6 中可以看出多普勒频移为 0 时反射波的幅度最大, 即反射波受电离



层中运动介质的影响最小,随着多普勒频移的产生,反射波的幅度会逐渐下降,也就是反射波受电离层中运动介质的影响较大。

根据电离层模型中测得的数据,可以得到电磁波的多普勒频谱随时间的变化如图 4.7 所示。

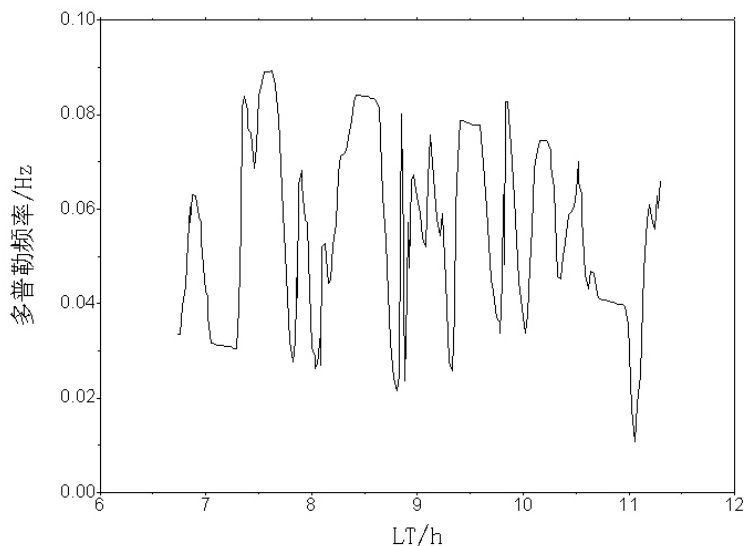


图 4.7 电磁波的多普勒频率随时间的变化

由图 4.7 可以看出在 6 点到 12 点的时间段内,多普勒频率的变化值在 0.02Hz~0.08Hz 范围内变化,没有突变的值,这说明这段时间内电离层时相对稳定的。

#### 4.4 本章小结

通过对电离层中反射波功率谱的理论分析,得到了电离层功率谱的表达式,讨论了电子密度的变化和入射频率的改变对功率谱幅度的影响。然后推导了运动的时空变化的介质中多普勒频移的表达式和建立的一种新的模型下多普勒频移的表达式,得到了电子密度变化对多普勒频移的影响。研究了影响多普勒频移的主要因素。最后分析了电离层反射波频谱随电离层高度的变化情况,与实际的电离层反射波频谱相比较,其结果基本一致,这也是电离层中运动介质影响电磁波传播的两个最主要的因素。



## 第五章 电离层高频电波相位污染的校正方法

### 5.1 电离层相位污染的基本理念

雷达是利用电离层的反射来探测目标的, 由于电离层的电子密度是时空变化的, 因而会对进入电离层的信号的幅度、相位、传播路径产生影响。电离层反射传播中存在多模传播模式, 就是因为电离层的分层使得接收到的同一个回波信号可能是由不同高度的电离层反射, 沿不同的传播路径传播回来。

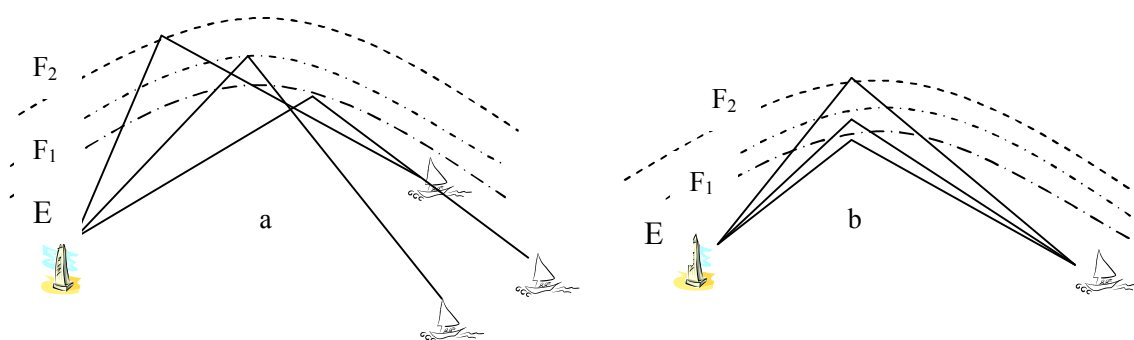


图 5.1 多径效应的不同形式

造成高频无线电波多径传播的因素主要有电离层对电波的反射和折射以及建筑等地面物体对电波的反射。多径效应主要会导致接收信号的衰落和相移。有时可以由电视机的画面直观的看出多径效应对高频无线电波的影响<sup>[38-39]</sup>, 这是因为传播路径长的信号会比传播路径短的信号迟接收到, 迟接收到的信号会在早接收的信号形成的画面上面叠加一个虚像。

图 5.1a 所示, 同一发射电波信号经过不同的传播路径被不同的接收站接收, 图 5.1b 表示同一发射电波信号经过不同的传播路径被同一个接收站接收到。当雷达在特定频率下工作时, 接收到的同一个回波信号有可能是经过不同高度电离层反射的, 也有可能是不同时间发射的信号沿不同的路径经过不同高度的电离层反射后, 再沿不同的路径同时传播到接收站。

$$Y(f) = \sum_{i=1}^P \sigma_i^2 F(f - f_i^0) + \sigma_n^2 \quad (5-1)$$

式(5-1)中  $F(f - f_i^0)$  为同一类属性的多普勒谱,  $P$  为对应不同的电离层反射层的传播模式数目, 多普勒谱为什么会发生重影的原因是由于不同的 ‘ $P$ ’ (即不同的电离层反射层的传播模式) 所附加的多普勒频移  $f_i^0$  是不一样的,  $\sigma_n$  为接收噪

声。

针对多径效应所引起的污染的不同情况,采用不同的措施进行校正。(1)、通过对电离层结构变化规律的探索 and 了解来实时调整雷达工作频率,这样就能保证没有其它模式的电波对其干扰。(2)、提高雷达的仰角分辨能力,为了区别多模回波,可以适当提高雷达的仰角分辨能力,由图 5.1a 和图 5.1b 可以看出沿不同路径传播的电波它们各自的仰角是不同的,尽管现在方位分辨能力和距离分辨能力都已经达到较高的水平,但是雷达的仰角分辨能力仍然非常有限。

天波超视距雷达工作在 3-30MHz 的频率上,符合电离层反射的条件,利用这种特性,可以实现对地面特性、海面目标及地面上空的目标进行探测。由于电离层不规则运动干扰高频电波的传播,致使回波信号的相位路径发生改变<sup>[40-41]</sup>,这种相位变化称为相位污染,相位污染不但可以减小回波信号的信噪比,雷达系统受到的相位污染分为两种,一是线性相位污染,它会使雷达波的多普勒谱偏移,第二种就是非线性相位污染,它会导致多普勒频谱展宽。

如何才能有效的消除电离层相位污染是无线电通信和航空、航天等领域研究的重要课题,实际中我们用到的校正方法主要分为三类。

一是取很短时间内的非线性污染作分析,假设短时间内的非线性相位污染是线性的,对估计的瞬时频率进行积分,这样就可以得到相位污染函数,具体方法有最大熵谱估计法、三次相位建模法和特征分解法。

二是利用相邻回波信号的相位差估计相位污染函数,这类方法包括相位梯度法、协方差矩阵求解等。

三是采用多项式相位信号来模拟受污染后的信号,从 PPS 的相位估计序列减去一阶海杂波峰对应的线性相位值,得到相位污染函数的估计值,比如采用多项式相位建模法等。

## 5.2 ST\_IPGA 法校正电离层相位污染

天波超视距雷达的回波信号可以写为:

$$y(t) = c_1 e^{j2\pi f_b t} + c_2 e^{-j2\pi f_b t} + s_0 e^{j2\pi f_0 t} + n(t) \quad (5-2)$$

其中  $s_0$  代表目标信号的幅度,  $f_0$  表示目标信号的多普勒频率,  $c_1$  和  $c_2$  分别表示正负一阶海杂波幅度,  $n(t)$  表示噪声,  $f_b$  是一阶海杂波的频率,它与雷达工作频率

的关系可以表示为:

$$f_B = \pm 0.102 \sqrt{f_c} \quad (5-3)$$

上式中的正号表示朝向雷达波束的谐振海浪所产生的正 Bragg 峰, 负号表示背离雷达信号的谐振海浪所产生的负 Bragg 峰,  $f_c$  表示的是雷达工作频率。

受到相位污染后的回波信号可以表示为:

$$y_1(t) = y(t)e^{j\gamma(t)} \quad (5-4)$$

式(5-4)中的相位污染  $\gamma(t)$  可以用多项式表示, 多项式的离散形式可以表示为:

$$\gamma(n) = \sum_{k=0}^K d_k n^k, n=1, \dots, N \quad (5-5)$$

式(5-5)中的  $N$  为采样点数,  $d_k$  项是相位污染的非线性分量, 它会导致多普勒频谱的展宽。

在电离层相位污染的频率和幅度不严重的情况下, 雷达回波谱的正负 Bragg 展宽峰是可分的, 采用现有方法来处理均能取得满意效果。但是, 当相位污染的频率和幅度严重时, 正负 Bragg 峰之间会产生重叠的部分, 提取出来的信号无法确保其完整性。采用现有的方法处理出来的效果大大降低。所以我们可以尝试采用 ST\_IPGA 法。

短时傅里叶变换可以应用到校正电离层相位污染中, 对信号  $z(t)$  进行短时傅里叶变换可以得到:

$$STFT_z(t, f) = \int_{-\infty}^{+\infty} [z(t) g^*(u-t)] e^{-j2\pi f u} du \quad (5-6)$$

式(5-6)中“\*”号代表复数共轭,  $g(t)$  为时间宽度较短的窗函数, 为了提高分辨率, 窗函数的长度要尽可能的短, 而要提高时间分辨率, 窗函数的长度应尽可能的短, 为了同时提高频率的分辨率, 不采用较短的窗函数对  $z(t) g^*(u-t)$  作傅里叶变换, 而是利用算法更高的 MUSIC 算法来分析, 这样就不会引入交叉项。将这种改进的短时傅里叶变换方法称之为短时 MUSIC 变换, 其定义式可以表示为:

$$STMT_z(t, f) = music(z(t) g^*(u-t)) \quad (5-7)$$

式(5-7)中表示 *music* 的意义是对短数据进行 MUSIC 变换。

经典功率谱估计法因为要对信号进行截断或加窗处理, 所以估计的功率谱密度误差会较大, 而最大熵谱法估计的目的是最大限度地保留截断后丢失的信号的信息, 使估计谱的熵最大, 它们各自有不同的优缺点。

用 MUSIC 方法仿真, 相位污染序列采用最大熵谱估计法所采用的序列。

对回波信号进行 STMT 变换后, 由于受到风速等因素的影响, 雷达回波中正负 Bragg 峰的能量强度会产生变化, 采用谱峰检测法对信号瞬时频率在时域内进行估计。

可以取自适应滑窗滤波器提取纯净且完整的标校信号, 具体步骤如下。

1. 把受到污染的信号用傅里叶变换处理到频域, 求出不含目标的频谱和展宽海杂波范围内的平功率, 这个功率可以近似为噪声的平均功率。

2. 需要用一组矩形滤波器来处理受污染的信号, 我们可以假该组滤波器的第一个中心频率为  $f_1 = (l/N - 1/2)f_s$  ( $l$  为滤波器长度参数,  $f_s$  为采样频率,  $N$  为 FFT 的点数) 滤波器的截止频率分别为  $f_1 + l\Delta f$  和  $f_1 - l\Delta f$ , 利用这个滤波器可以提取出一段展宽的 Bragg 峰信号。

3. 令  $l = l + \lambda$ , 其中  $\lambda$  为正整数。表示滤波器长度增加值。

4. 如果  $L_2/L_1 \leq \delta$ , 那么说明与  $L_2$  相对应的滤波器用来处理这个波段的污染信号是最好的; 如果  $L_2/L_1 > \delta$ , 令  $L_2 = L_1$ , 重复步骤 3, 找到满足条件的滤波器为止。

将 PGA 法引入雷达回波去电离层污染中, 得到的结果比较满意。PGA 法的原理是: 对于给定的一个回波序列, 假设它存在相位污染, 取该序列的第一个数据作为标准。通过求解相邻脉冲间的相位差分来估计相位污染。

校正雷达回波电离层严重相位污染的 ST\_IPGA 法可以分为 3 个步骤:

1. 对雷达信号进行 STMT 变换以分析它的时频特性, 利用谱峰检测法在时频上进行瞬时频率估计, 从估计出的频率中减去一阶海杂波的固定频率, 这个频率就是相位污染的瞬时频率。

2. 利用步骤一的校正结果, 原本重叠的正负 Bragg 峰展宽会产生较大幅度的锐化, 这时在频域将其展开, 就可以利用自适应滑窗滤波器提取出标校信号;

3. 把提取出来的标校信号用改进后的 ST\_IPGA 法进行处理, 可以估计出标校信号剩余的相位污染, 然后给经过步骤一粗校正后的信号进行补偿, 这样就可以完全消除回波信号的相位污染。

### 5.3 电离层相位污染的数值仿真和分析

雷达一般工作在 3-30Mhz 的高频频段, 我们可以利用现有的国际参考电离层模型数据, 根据电波传播理论对雷达信号的多路径效应进行仿真分析。当电离层比较平稳时, 在较短的时间内可以假设电离层反射面是以匀速运动, 其垂直运动保持不变, 那么可以认为返回散射信号的相位路径在短时间内是线性变化的。

电离层的垂直运动会使电离层的等效反射高度  $h$  上下变化, 从而产生多普勒频移  $f_d$ 。

$$\Delta f = f_d = \frac{8fh}{cp'} \frac{dh}{dt} \quad (5-8)$$

式(5-8)中  $\frac{dh}{dt}$  为等效反射高度的变化率, 表示电离层反射面的垂直运动速度,  $c$  为光速,  $f$  为工作频率。其中  $p'$  为群路径,  $p' = p + f \frac{dp}{df}$ ,  $p$  为相路径, 对于薄的电离层,  $f \frac{dp}{df}$  通常是很小的, 我们取  $p' = p$  作为近似,  $\Delta f$  在电离层向上运动时为负值。由式(5-8)可以产生多普勒频移, 我们取工作频率为 18MHz, 群路径为 1100km, 忽略  $\frac{dp}{df}$  的影响, 就可以得到图 5.2 和图 5.3。

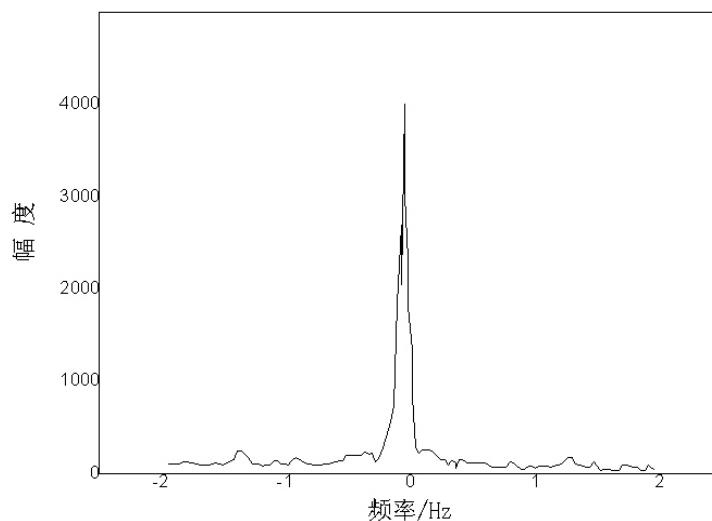


图 5.2 陆地回波谱的多普勒频移

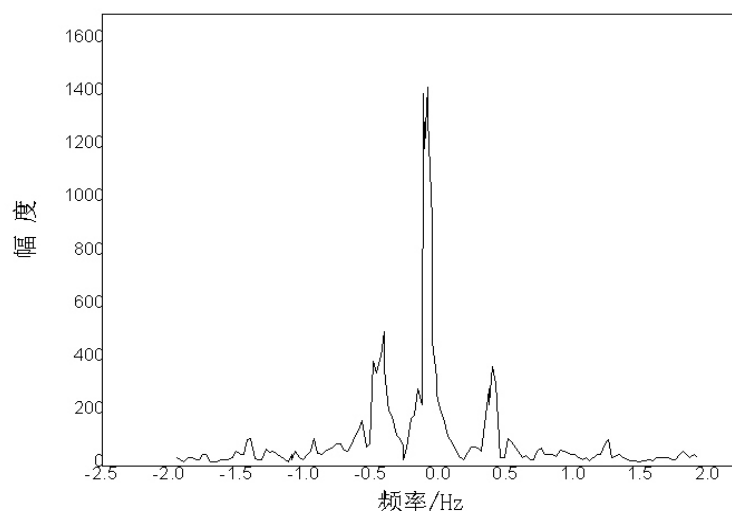


图 5.3 海洋回波谱的多普勒频移

图 5.2 为陆地回波谱的多普勒频移,可以看出其多普勒频移为 $-0.05\text{Hz}$ ,图 5.3 为海洋回波谱的多普勒频移,可以看出其多普勒频移为 $-0.08\text{Hz}$ 。

电离层几乎总是处于变化的状态,它有代表大块电离物流动的漂移速度,并且通常还蕴藏着内部传播的各种运动,然而当无线电波经过电离层折射和反射时电离图是“清晰”的、描述是“光滑”的,被称为“宁静”状态,单位幅度的窄脉冲串经过“宁静”电离层斜向传输后接收信号的频谱是没有畸变的,我们可以利用它的这种特性来研究电离层的变化情况。

如果我们假定实验时的工作频率为  $18.328\text{MHz}$ ,信号带宽为  $10\text{kHz}$ ,发射脉冲周期为  $15\text{Hz}$ ,雷达分辨率大约为  $0.03\text{Hz}$ 。根据上面的理论分析和公式推导可以得到频谱污染前和污染后的变化关系分别如图 5.4 和 5.5 所示:



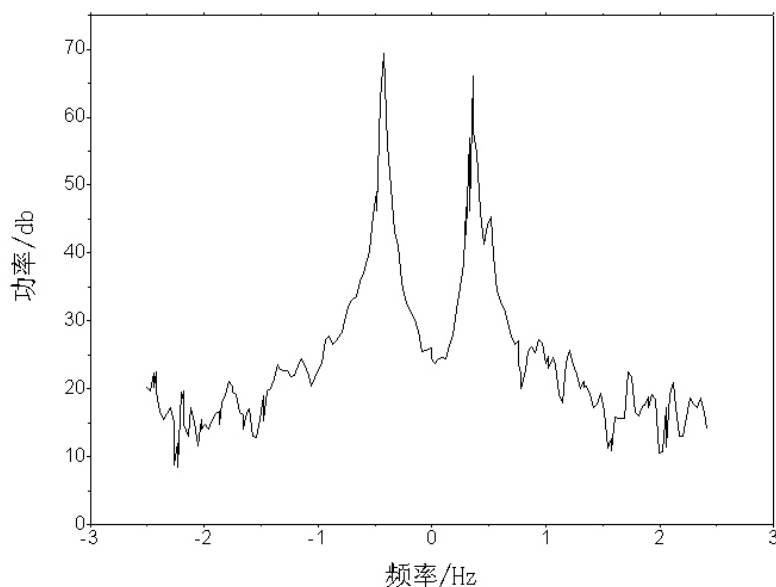


图 5.4 相位污染前的频谱图

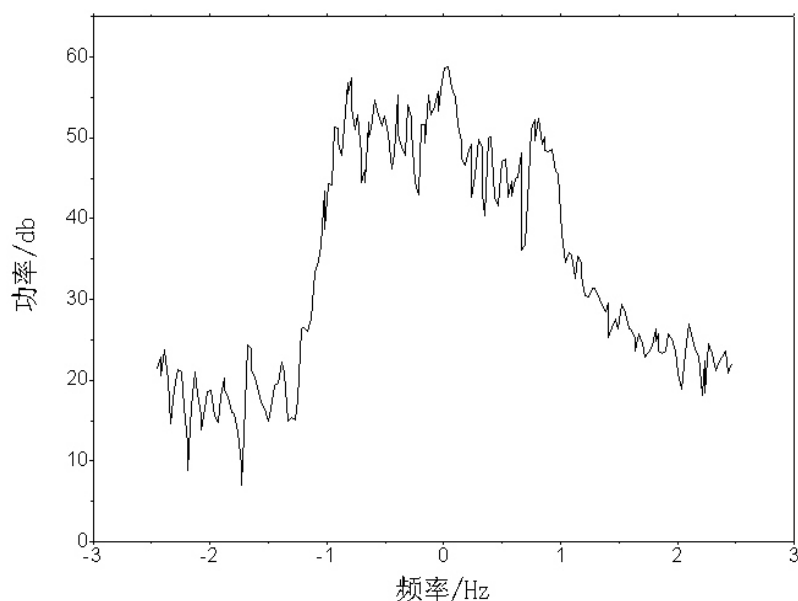


图 5.5 相位污染后的频谱图

对比图 5.6 和 5.7 可以看出污染前的频谱非常尖锐, 污染后的频谱则相对平缓些。由于电离层存在着不规则体结构, 而且这种结构还是时变的, 所以不能将电离层看成“镜面”反射, 那么当地、海杂波谱在电离层中传播时一定会被电离层污染。可以看出污染前的频谱有两个比较尖锐的波峰, 污染后的频谱则掩盖住了这两个尖峰, 这对于雷达对目标的检测都是有影响的, 所以要尽量减免这种污染。

## 5.4 本章小结

雷达可以利用电离层的反射实现远距离探测,但高频电波的传播由于会受到电离层时变因素的影响,导致返回电波的相位发生改变,严重影响了对特定目标的观测。利用 ST\_IPGA 法可以有效的消除这种相位污染,我们先分析了 ST\_IPGA 法的工作原理,然后设定了 ST\_IPGA 法的步骤,推导了相关公式,得到了垂直入射时陆地波和海洋波的多普勒频移,利用这些方法和步骤我们模拟出了天波受污染的频谱图和去污染后的频谱图,通过对比分析,污染前的频谱非常尖锐,污染后的频谱则相对趋于平缓,污染后两个海杂波峰展宽严重,并且完全遮掩了想探测的目标,无法进行目标检测。

## 结束语

本文通过研究电波在电离层中的传播特性,讨论了电离层波特性和其频谱的变化情况,分析了电离层对无线电波传播的影响。由 Appleton-Hatree 公式出发,忽略了地球磁场的影响,研究了电离层球面形状的折射指数随高度的变化,分析了电磁波在电离层中的传播特性。通过建立一种反射波的模型,应用研究高频电波电离层传播特性的多相屏方法,得到了电离层反射波经过电离层后的幅度起伏,研究了反射波公式中参数对反射波幅度起伏的影响。推导出了运动介质的多普勒频移表达式,进而仿真了电离层回波的频谱变化曲线,分析了无线电波在电离层中的变化情况,最后研究了电离层对天波超视距雷达回波的相位污染和校正方法。

1. 分析电离层的基本概况,进而通过电离层回波和多普勒频移的理论分析,进一步研究了电离层对高频电波传播的影响,通过对多普勒频移公式的推导,优化了多普勒频移的计算公式,使之得到的多普勒频率进一步精确,以便于我们研究电离层对高频电波传播的影响。

2. 建立了反射波的模型,对反射波的幅度和相位分别做统计分析,在强起伏情况下电离层反射波的幅度和相位的起伏接近实际结果,只是随着所取参数的不同,幅度也有不同的变化。随着  $a$  取值的增大,反射波的幅度在减小,而且它的均值也在减小。随着  $\eta$ 、 $\beta$  的取值减小,反射波的幅度幅度增加了,但反射波的均值减小了。

3. 通过对电离层中反射波功率谱的理论分析,得到了电离层功率谱的表达式,然后推导了运动的时空变化的介质中多普勒频移的表达式,最后分析了电离层反射波频谱随电离层高度的变化情况,与实际的电离层反射波频谱对比基本一致。最后模拟了天波的频谱图,分析了 ST\_IPGA 法实现的具体步骤,以及消除电离层污染的过程。

然而,由于能力和时间有限,本论文还有很多不足之处,对于高频信号在电离层中的传播方面仍然具有很多待研究的问题,主要包括:

1. 由于电离层中的不均匀体具有时空变化特性, 使天波通过电离层后的频谱、相位等发生变化, 这种变化中包含的变化因素太多, 我们无法确切的得到精确的多普勒频移公式, 所以我们对电离层中的天波传播有待进一步深入和具体研究。

2. 由于电离层回波谱的公式比较复杂, 而且电离层中的时变因素较多, 具体的求解和模拟都有些困难, 难以得到期望的回波频谱图, 所以我们得想更好的办法来去除电离层的污染, 得到理想的回波频谱图, ST\_IPGA 法虽然可以有效去除相位污染, 但由于许多因素都没考虑进去或者忽略掉了, 所以我们对这种方法还需要进一步改进。

## 致谢

时光飞逝，两年多的研究生生涯即将落幕。这段经历对我而言意义重大，在这段时期内，我所获匪浅。学业即将结束之际，我感慨良多。首先，需要感谢的是我的导师郭立新教授。郭老师渊博的知识，严谨的治学之道，平易近人的品德以及不断创新的科研能力，是我一辈子学习的典范。在论文的完成过程中，从论文的设计到程序的编写，到最后论文的定稿，自始至终都倾注着郭老师的心血。

感谢物理与光电工程学院的吴振森老师、张民老师、魏兵老师、杨瑞科老师、白璐老师在三年中对我授业解惑，给予学术上的指导和帮助。此外，还要由衷的感谢何安年辅导员，靳亚玲老师对我学习生活上的帮助。

在平时的学习生活中，实验室老师和同仁对我给予了无私的关怀与帮助，他们对我的指导使我受益匪浅。感谢马宝科博士、李江挺博士、赵华博士、李俊成硕士等。

感谢同届的张宗兵硕士及所有 07122 班的同学对我学习与生活上的帮助。

感谢母校西安电子科技大学所有指导与帮助过我的老师，感谢论文引用文献的作者和参加本论文评审的所有老师专家们。

感谢含辛茹苦养育我的爸爸妈妈，感谢你们对我二十几年来的支持与鼓励。你们永远是我精神上最大的支柱，是我努力前进的动力！

白亚军  
2014年6月



## 参考文献

- [1] Yeh, K.C. and Liu, C.H., An investigation of temporal moments of stochastic waves, *Radio Science*, 1977, 12, 671-680.
- [2] L.Bertel. Multiple-frequency Doppler Sounding of the Ionosphere. *Radio Science*, 1984, 19(3):879.
- [3] Davies, K. et al., A study of F2-layer effects as observed with a Doppler technique, *Geophys. Res.*, Vol., 67, No. 2, 601-609, 1962.
- [4] Davies, K. Baker, D. M., On frequency variations of ionospherically propagated HF radio signals, *Radio Science*, Vol. 1, No. 5, 545-556, 1966.
- [5] 丁鹭飞, 耿富录, 雷达原理, 西安电子科技大学出版社, 1995。
- [6] Coleman C. J., A ray tracing formulation and its application to some problems in over-the-horizon radar, *Radio Science*, 1998, 33(4):1187-1197.
- [7] Shkarofsky I P. Generalized turbulence space-correlation and wave-number spectrum-function pairs. *Can. J Phys*, 1968, 46: 2133~2153.
- [8] Ccir, Ionospheric sounding at oblique incidence, *Propagation in Ionized media*, recommendations and reports of the Ccir, Rep. 249-5, vol, 5, Geneva: Int. Telecommun. Union, 1986.
- [9] Davies, K., Jones, J.E., Ionospheric disturbances produced by severe thunderstorms, NOAA Professional Paper 6, U.S. Dept. of commerce, Washington, D.C., 1972.
- [10] Bell M, Ewart T E. Separating multipaths by global optimization of multidimensional matched filter. *IEEE transacoust, speech and signal processing*, 1986, 34(5):1029-1037.
- [11] Ching, P. C., and So, H. C. Two adaptive algorithms for multipath time delay estimation. *IEEE Journal of Oceanic Symposium on Circuits and Systems*, May 2001, 2:105-108.
- [12] 谢益溪, 运动的随时间而变的电离层所引起的多普勒频移. *地球物理学报*, 1982, 25(4):295-303.
- [13] Yao G X, Liu Z W, Xu Y G. Joint estimation in a correlated noise environment. *IEEE International symposium on microwave, antenna, propagation and EMC technologies for wireless communications pocceedings*. Beijing: Chinese Institute of Electronics, 2005. 831-834.
- [14] Shin D C, Nikias C L. Estimation of frequency-delay of arrival (FDOA) using fourth-order statistics in unknown correlated Gaussian noise source. *IEEE*

- Transactions on Signal Processing, 1994, 42(10): 2771-2780.
- [15] Tsihrintzis G A, Tureli U, Nikias C L. Fractional lower-order statistics-based ambiguity functions for differential delay Doppler estimation . IEEE Proceedings, Radar, Sonar and Navigator, 1996, 143(6):358-365.
- [16] R. D. Belian,D. N. Baker,E. W. Hones.Timing of energetic proton enhancements relative to magnetospheric substorm activity and its implications for substorm theories. J. Geophys. Res., 1981, 86:1415.
- [17] R. A. Wolf Effects of ionospheric conductivity on convective flow of plasma in the magnetosphere J. Geophys. Res., 1970, 75(25):4677-4698.
- [18] D. A. Hardy, M. S. Gussenhoven,E. Holeman. A statistical model of auroral electron precipitation. Geophys. Res., 1985, 90(A5):4229-4248.
- [19] R. R. Meier, D. J. Strickland, J. H. Hecht, et al. Deducing composition and incident electron spectra from ground-based auroral optical measurements: a study of auroral red line processes. Geophys. Res., 1989, vol. 94(NO.A9):13, 541-513, 552.
- [20] J. W. Dungey. Interplanetary magnetic field and the auroral zones. Phys. Rev. Lett. 1961, 6:47-48.
- [21] Dyson, P.L.,J.P. McClure, and W.B. Hanson, In situ measurements of the spectral characteristics of F-region ionospheric irregularities, Geophys. Res. 1974, 79, 1497.
- [22] Fremouw, E. J., R. L. Leadabrand, R.C.Livingston, M.D.Cousins, C. L. Rino, B.C. Fair, and R. A. Long, Early results from the DNA Wideband satellite experiment-Complex-signal scintillation. Radio Sci. 1978, 13, 167.
- [23] Mclure,J.P., W. B. Hanson,,and J. H. Hoffman. Plasma bubbles and irregularities in the equatorial ionosphere, J. Geophys. Res., 1977, 82, 578.
- [24] Mercier,R. P. Diffraction by a screen causing large random phase fluctuations, Proc. Cambridge Phil. Soc., 1962, 58, 382.
- [25] Rino,C. L., and E. J. Fremouw, The angle dependence of singly scattered wavefields, J. Atmos.and Terr. Phys. 1977, 39, pp:859-869.
- [26] Rino, C. L., R. C. Livingston, and S. J. Matthews, Evidence for sheet-like auroral ionospheric irregularities, Geophys. Res. Lett. 1978, 5, 1039.
- [27] Rufenach, C. L, Power-law wave number spectrum deduced from ionospheric



- scintillation observations, *J. Geophys. Res.*, 1972, 77, 4761.
- [28] Rufenach, C. L., Ionospheric scintillation by a random phase screen: Spectral approach. *Radio Sci.*, 1975, 10, 155.
- [29] Turunem, T., the role of electric field and neutral wind direction in the formation of sporadic E-layers. *Atmos. Terr. Phys.* 1984, 46, 373-381.
- [30] Kelso, J. M., *Radio Ray Propagation in the Ionosphere*, McGraw-Hill Book Company, New York, 1964.
- [31] Goodman, J. M. and Aarons, J., Ionospheric effects on modern electronic systems, *Proc. IEEE*, 1990, 78, 512-528.
- [32] P. Jiao. Some new experimental research of HF backscatter propagation in cirip. 2004 Asia-Pacific Radio Science Conference-Proceedings, 2004:13-16.
- [33] Ishimaru A, Kuga Y, Liu J. Ionospheric effects on synthetic aperture radar at 100 MHz to 2 GHz. *Radio Science*, 1999, 34(1):257-268.
- [34] Li L L, Li F. SAR imaging degradation by ionospheric irregularities based on TFTPFCF analysis, 2007, 45(5):1123-1130.
- [35] Yeh, K. C. and Liu, C. H., Radio wave scintillations in the ionosphere, *Proc. IEEE*, 1982, 70, 324-360.
- [36] Aarons, J., Global morphology of ionospheric scintillation, *Proc. IEEE*, 1982, 70, 360-379.
- [37] Barnum J. R., Ship detection with high-resolution HF sky-wave radar. *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, 1986, 11(2): 196-209.
- [38] J. W. Maresca, Jr. and J. R. Barnum, Theoretical limitation of the sea on the detection of low Doppler targets by over-the-horizon radar, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 1982, Vol. AP-30, 837-845.
- [39] J. R. Barnum, J. W. Maresca, Jr. and S. M. Serrbreny, High-resolution mapping of oceanic wind field with skywave radar, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 1977, Vol. AP-25, 128-132.
- [40] D. E. Barrick, Extraction of wave parameters from measured HF radar sea-echo Doppler spectra, *Radio Science*, 1977, vol. 12 415-424.
- [41] D. G. Singleton and G. J. Lynch, The scintillation of the radio transmissions from Explorer 7, *J. Atmos. Terrest. Phys.*, 1962, 24, 353-374.



## 攻读硕士学位期间科研与发表论文情况

### 一、参加科研项目情况

参加中国电波传播研究所实验室开放基金项目“电离层沿场不规则体 VHF 散射理论和模型”。

### 二、发表论文情况

[1]白亚军, 郭立新, 张宗兵, “电离层中折射指数的变化和反射波的模拟”, 2013 年西安电子科技大学学术年会。



## 西安电子科技大学

地址：西安市太白南路2号

邮编：710071

网址：[www.xidian.edu.cn](http://www.xidian.edu.cn)