

密级:_____



中国科学院大学
University of Chinese Academy of Sciences

博士学位论文

火星电离层及其空间等离子体边界层研究

作者姓名: _____ 韩秀红 _____

指导教师: _____ 万卫星 研究员 _____

_____ 中国科学院地质与地球物理研究所 _____

_____ Dr. Markus Fränz _____

_____ Max Planck Institute for Solar System Research _____

学位类别: _____ 理学博士 _____

学科专业: _____ 空间物理学 _____

培养单位: _____ 中国科学院地质与地球物理研究所 _____

二〇一四年十一月

The Martian ionosphere and plasma boundaries

By

Xiuhong Han

Supervisor(s)

Prof. Wei-Xing Wan

Doc. Markus Fränz

A Dissertation Submitted to

University of Chinese Academy of Sciences

In partial fulfillment of the requirement

For the degree of

Doctor/Master of Science

Institute of Geology and Geophysics,

Chinese Academy of Sciences

November, 2014

中国科学院地质与地球物理研究所

研究生学位论文独创性声明

本人声明所呈交的学位论文是本人在万卫星导师指导下进行的研究工作及取得的研究成果。除了文中特别加以标注和致谢的内容外，论文中不包含其他人已经发表或撰写过的研究成果，也不包含为获得中国科学院地质与地球物理研究所或其他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谢意。

论文与资料若有不实之处，本人承担一切相关责任。

学位论文作者签名：_____ 签字日期：_____ 年 月 日

学位论文版权使用授权书

本学位论文作者完全了解中国科学院地质与地球物理研究所有关知识产权的规定，研究所有权保留并向国家有关部门或机构送交本论文及论文的复印件和电子文档，允许论文被查阅和借阅；中国科学院地质与地球物理研究所可以将学位论文的全部或部分内容编入有关数据库进行检索和传播，可以采用影印、缩印或扫描等复制手段保存、汇编学位论文（保密的学位论文在解密后适用本授权书）。

保密论文注释：本学位论文属于保密范畴，保密期限____年，解密后适用本授权书。

学位论文作者签名：

导师签名：

签字日期：_____ 年 月 日

签字日期：_____ 年 月

摘要

火星与地球不同，它不具有全球性内禀磁场，因此太阳风和火星大气/电离层直接相互作用。这种直接相互作用在火星空间环境中产生了多个等离子体区域及其边界层，这些边界层包括弓激波、磁场堆积边界层、光电子边界层和电离层顶。虽然火星等离子体空间环境的知识框架早在几十年前就已经建立，但由于各探测任务的探测能力较弱、数据较少，人们对其详细特征，尤其是长期变化性尚未全面了解。自 2004 年开始，火星快车（Mars Express）上携带的火星高级探地与电离层探测雷达（Mars Advanced Radar for Subsurface and Ionosphere Sounding, MARSIS）与火星空间等离子体和高能粒子探测仪（Analyzer of Space Plasma and Energetic Atoms, ASPERA）对火星空间等离子体进行了直接的长期的探测，为研究火星电离层及其与太阳风的相互作用提供了时间跨度最长、分辨率最高、覆盖区域最广的观测数据。借助于这些观测，进行了如下工作：

发展了一种基于经验正交基函数的火星顶部频高图反演方法，用于从三百多万张 MARSIS 频高图中获取火星顶部电离层电子浓度剖面。该方法首先使用火星全球勘探者(Mars Global Surveyor, MGS)存档的无线电掩星数据构建出经验正交基函数族，然后使用该函数族的线性多项式拟合频高图中的电离层回波描述，算出电离层参数，进而得到火星顶部电离层电子浓度剖面。与 Titheridge 多项式方法中的 Taylor 多项式以及 Huang 和 Reinisch 方法中的 Chebyshev 多项式相比，经验正交基函数反映了火星电离层本身的变化特性，而且收敛快，稳定性好，为处理大量 MARSIS 频高图提供了一个有效工具。

从 2005 年到 2009 年，我们使用基于经验正交基函数的新反演方法，从 MARSIS 频高图中获取了约 305,000 个峰高数据，数据表明，电离层峰高集中在 130 km，峰高展宽 115 – 145 km。

从 2005 年到 2013 年，我们基于 MARSIS 探测的当地电子浓度剖面 and ASPERA-3 探测的电子能谱分别获得了 2018 次电离层顶穿越和 11514 次光电子边界层穿越。研究发现光电子边界层平均位置比电离层顶高了~200 km。还发现光电子边界层/电离层顶平均位置随地壳磁场强度增加而升高，在 50 nT 时达到饱和；不显著依赖于太阳天顶角，但具有明显的经纬度依赖性。基于 ASPERA-3

电子能谱数据，我们还获得了约~8500 次弓激波穿越，~10800 次磁场堆积边界层穿越，并且使用圆锥曲线拟合获得了这两个边界层的平均位置和形态的新模型，证实了前人对弓激波和磁场堆积边界层位置和形态的预测。下一步工作将研究内部电离层参数和外部太阳风参数对火星空间等离子体边界层的影响，以期对近火空间环境有更加全面的理解。

关键词：火星、MEX、MARSIS、ASPERA-3、火星电离层、MARSIS 频高图、频高图反演、弓激波、磁场堆积边界层、光电子边界层、电离层顶、火星地壳场

Abstract

Unlike Earth, Mars does not possess an intrinsic dipole magnetic field, therefore, the solar wind directly interacts with the ionosphere and upper atmosphere of Mars, leading to the formation of various plasma boundaries, including the bow shock (BS), the magnetic pile-up boundary (MPB), the photoelectron boundary (PEB) and the ionopause. Although the basic knowledge about the near-Mars space environment have been established several decades ago, their detailed structures, especially the long-term variations still need further investigation due to the lack of direct and continuous observations. The Mars Express spacecraft measures the electron density and electron energy by the Analyzer of Space Plasmas and Energetic Atoms (ASPERA-3) and the Mars Advanced Radar for Subsurface and Ionospheric Sounding (MARSIS) experiments, respectively, providing direct observations of the solar wind - ionosphere interaction with the longest, global and high resolution.

MARSIS has collected more than three millions of ionograms since its antennas were deployed in the summer of 2005. In order to retrieve the electron density profile, $N_e(h)$, of the Martian ionosphere from the topside ionogram, we proposed a method of ionogram inversion. The new inversion technique is developed from Titheridge's method by replacing the prior polynomials with empirical orthogonal functions (EOFs), which are estimated from the archived $N_e(h)$ observation by the radio occultation of Mars Global Surveyor (MGS). The EOF-based technique has achieved quick convergence and good stability. It is concluded that the newly developed method is an alternative tool for the analysis of MARSIS ionograms.

We derived $\sim 305,000$ peak altitudes from MARSIS ionograms during 2005 – 2009 with the EOF-based technique, and found that the peak altitudes are mostly at 130 km and their half-thickness is ± 10 km.

We have determined 2018 ionopause crossings and 11514 PEB crossings, respectively, from MARSIS and ASPERA-3 observations during 2005-2013, and found that the average position of the PEB appears to be ~ 200 km higher than that of

the ionopause, which corresponds to 10^3 cm^{-3} in the electron density profile. The discrepancy can be explained by cross field transport of photoelectrons. The results also show that the average altitude of the PEB/Ionopause increases with the crustal magnetic fields as a log-function and tends to saturate at 50 nT. The PEB/Ionopause altitudes depend slightly on the SZA but do depend on the longitude and latitude.

We have also determined 8500 BS crossings and 10800 MPB crossings from the ASPERA-3 observations and a large variability of their positions with respect to any mean models is observed at Mars. We also derived the average position and shape of the BS and MPB using conic-section fitting and found that the new models confirm those derived previously from smaller dataset.

Key words: Mars, MEX, MARSIS, ASPERA-3, Martian ionosphere, MARSIS ionogram, ionogram inversion, BS, MPB, PEB, Ionopause, Martian crustal magnetizations

目录

摘要	I
Abstract	III
第一节 绪论	1
1.1 火星空间探测成果	1
1.1.1 火星空间等离子体环境	1
1.1.2 火星电离层与金星电离层对比	5
1.2 本文目的和主要内容	7
第二节 基于 Mars Express 的火星电离层探测	9
2.1 电离层垂直入射探测技术	9
2.1.1 A-H 公式推导	9
2.1.2 火星电离层对电波的反射	14
2.1.3 垂测仪和频高图	15
2.2 基于 MARSIS 仪器的火星电离层探测	16
2.2.1 火星快车	16
2.2.2 MARSIS 仪器简介	18
2.2.3 MARSIS 主动电离层探测模式	20
2.2.4 典型 MARSIS 频高图	24
2.3 MARSIS 频高图的度量	27
2.3.1 频高图度量方法	27
2.3.2 MARSIS 频高图度量——电离层回波描述	29
2.3.3 MARSIS 频高图度量——当地等离子体频率	36
2.4 MARSIS 频高图的反演	39
2.4.1 典型的频高图反演方法	39
2.4.2 主成分分析方法	45
第三节 火星电离层顶	54
3.1 电离层顶定义	54
3.2 MARSIS 实测和遥测中的电离层顶结构	55
3.3 电离层的上边界——电离层顶	58

3.4 太阳天顶角效应.....	61
第四节 火星空间等离子体边界层模型——ELS/MEX 观测.....	66
4.1 前言.....	66
4.1.1 火星电离层光电子.....	66
4.1.2 飞行器电势.....	67
4.1.3 磁化状态.....	67
4.2 ELS/MEX 仪器简介.....	68
4.3 确定火星空间等离子体边界层.....	68
4.4 火星空间等离子体边界层的平均位置和形态.....	71
4.4.1 圆锥曲线模型.....	71
4.4.2 基于 ELS/MEX 观测的模型.....	72
4.5 光电子边界层和电离层顶的差异.....	77
4.6 火星地壳磁场对光电子边界层和电离层顶的影响.....	85
第五节 总结和展望.....	91
参考文献.....	93
致谢.....	101

第一节 绪论

火星，是太阳系的第四颗行星，地表呈红色，古名“荧惑”，英文名“Mars”，意为古罗马神话中的战神。火星并不是太阳系中唯一和太阳风直接相互作用的弱磁化星体，但是，它综合了太阳系其他行星和太阳风直接相互作用的特征，因而引起人们独特的兴趣。火星像金星一样，其上层大气及其电离层和太阳风直接相互作用。火星像彗星一样，相对于金星来说是个小天体，其大气层外延暴露在太阳风中被电离，极大地改变了入射太阳风流。火星像月球一样，其局部地壳磁场保护行星部分区域不受太阳风的直接作用。火星像地球一样，火星强地壳磁场能够形成局部“迷你磁层”，保护火星电离层部分区域不受太阳风的直接冲击。因此，火星一直是行星科学研究中的热点，而火星的空间环境也是行星空间探测与空间物理研究的焦点。

1.1 火星空间探测成果

从二十世纪六十年代中期到七十年代以美国 Mariner 和苏联 Mars 飞越系列为标志，人类开始了对火星与太阳风相互作用的空间探测[Luhmann *et al.*, 1992]。这两个系列使用星-地无线电掩星探测技术发现火星具有弓激波和电离层。七十年代中期 Viking 1 和 2 着陆器提供了第一份火星电离层实地探测数据[Hanson *et al.*, 1977]。1989 年 Phobos 2 轨道飞行器第一次探测到火星磁尾和等离子体尾[Zakharov, 1992]。但是，Phobos 2 近地点约 850 km，无法揭示火星与太阳风相互作用的本质属性。1997 年 9 月 11 日火星全球勘探者（Mars Global Surveyor, MGS）到达火星并迅速建立起高离心率椭圆轨道（轨道近地点 105 km 到 175 km，远地点是 17 个火星半径），首次对电离层峰值高度以下的磁场进行探测，探测表明，火星不具有有效的内禀偶极磁场，只具有局部的强地壳磁场[Acuña *et al.*, 1998]。最近的火星快车（Mars Express, MEX）绕火星运行将近 10 年，提供了大量的超热电子和离子（ >1 eV）数据[Brain, 2007]，为研究火星和太阳风的相互作用提供了最新支持。

1.1.1 火星空间等离子体环境

基于早期大量的火星空间探测任务,尤其是最近的 **MGS** 和 **MEX** 探测任务,火星空间等离子体环境基本结构得以清晰地建立起来。火星作为弱磁化具有大气的行星,其高层大气由于太阳紫外线辐射和 X 射线辐射电离形成电离层。由于没有内禀磁场的保护,磁化太阳风和火星电离层直接相互作用。由于电离层电导率很高,相互作用在电离层上或者内部产生感应电流,感应电流产生的感应磁场有效地使太阳风减速并绕着发生火星偏转。行星际磁场 (**Interplanetary Magnetic Fields, IMF**) 随着太阳风流披挂在火星电离层上,并向后延伸形成感应磁尾。因此,感应磁尾由磁场极性相反的两个尾瓣构成。感应电流流动的薄层称为电离层顶,在电离层顶,外部磁化太阳风压和内部电离层等离子体热压平衡。披挂在行星上的 **IMF** 不断堆积形成磁场堆积边界区,其边界层称为磁场堆积边界层。由于太阳风速度比等离子体中的声波速度快,在行星最前方形成弓激波[Luhmann *et al.*, 2004]。

火星电离层和太阳风直接相互作用形成了不同的等离子体区域和边界层,这些区域具有不同的能量、密度和成分特征[Nagy *et al.*, 2004]。图 1.1 是火星等离子体环境结构示意图。火星空间等离子体环境具有以下特征:

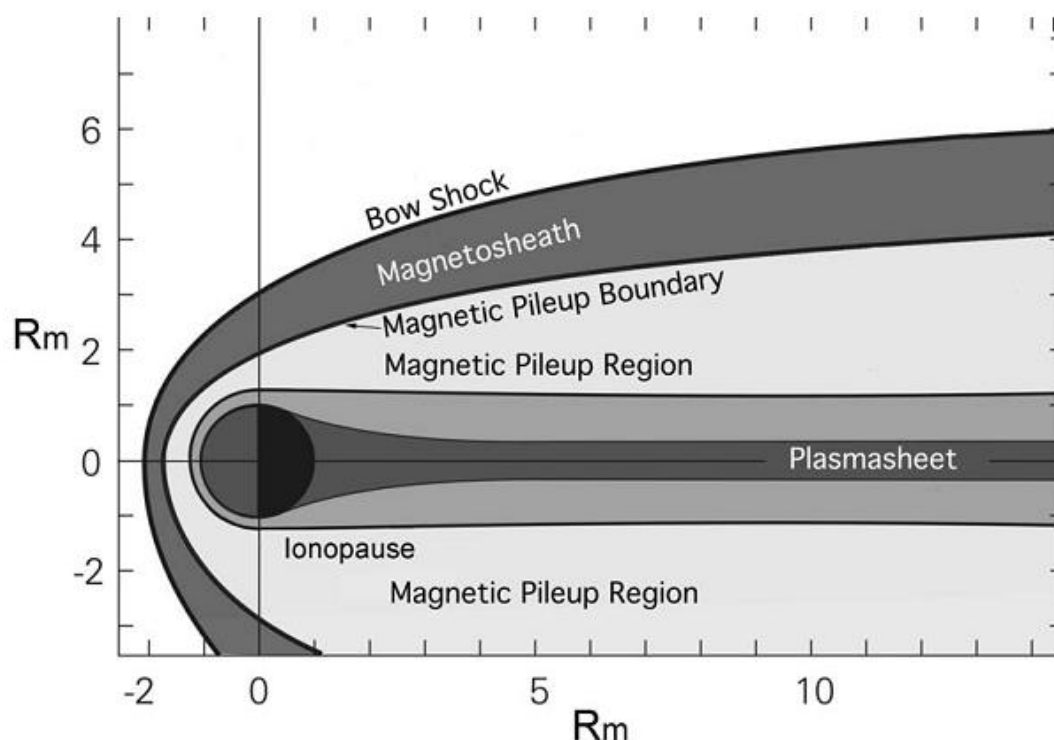


图 1.1 火星空间等离子体环境结构示意图, 图片来自[Nagy *et al.*, 2004]。

（1）上游区域（Upstream Region）

空间探测表明，太阳风在 ~ 1.5 AU 处的密度是 $\sim 1\text{-}3\text{ cm}^{-3}$ ，平均速度是 300-400 km/s[Fränz *et al.*, 2006]。典型太阳风质子和电子温度分别是 10-20 eV 和 $\sim 2\text{-}10$ eV。上游 IMF 磁场强度是 $\sim 3\text{ nT}$ ，根据 Parker 模型，磁场方向偏离火星-太阳连线 56° [Brain *et al.*, 2003]。太阳风流在 ~ 1.5 AU 是超 Alfvén 速（Alfvén 速度是 ~ 50 km/s）和超磁声速（马赫数约 ~ 6 ），太阳风动压是 0.5-0.8 nPa，随着距离火星越来越远太阳风流减速并最终在相互作用区绕着火星发生偏转。

（2）弓激波（Bow Shock, BS）

弓激波在日下点距离火星中心 $\sim 1.6 R_M$ （ R_M 是火星半径），在晨昏线上距离火星中心 $\sim 2.6 R_M$ [Edberg *et al.*, 2008; Trotignon *et al.*, 2006]。观测表明弓激波在 MSE 坐标系中具有南北不对称性[Vignes *et al.*, 2002]和晨昏不对称性[Zhang *et al.*, 1991]。火星弓激波具有足点（foot）、坡面（ramp），和过足点（overshoot）等结构[Tóth *et al.*, 1997]。

（2）磁鞘（Magnetosheath）

磁鞘的厚度与太阳风质子回旋半径同量级，但比来自火星的重离子回旋半径小[Moses *et al.*, 1988]。在磁鞘中观测到显著的质量加载（mass-loading）效应[Bame *et al.*, 1980]，表明火星存在向外延伸的大气层。太阳风流穿过弓激波时被压缩加热减速，因此磁鞘中的太阳风等离子比上游区域的更热更稠密，表明等离子体热压起主要作用。

（3）磁场堆积边界层（Magnetic Pile-up Boundary, MPB）

在磁鞘下方有一个薄的突变区——磁场堆积边界层，在 MGS 探测任务之前也被称为“Magnetopause”[Lundin *et al.*, 1989; Rosenbauer *et al.*, 1989]，“Protonopause”[Sauer *et al.*, 1995]和“Ion Composition Boundary”[Breus *et al.*, 1991]。MGS 探测发现火星和太阳风的相互作用类似于彗星而不是地球，于是将彗星上使用的“磁场堆积边界层”[Mazelle *et al.*, 2004; Neubauer, 1988]应用到火星上。最近，MEX 探测任务又引入一个新名称——“感应磁场边界层（Induced Magnetospheric Boundary, IMB）”。引入原因是 MEX 上没有携带磁场探测仪器[Lundin *et al.*, 2004]。但又有研究者争论说虽然这个边界层是和太阳风相互作用感应出来的，但是其物理机制却和磁感应没有关系[Trotignon *et al.*, 2006]。在本

文，我们使用“磁场堆积边界层”，只强调它是太阳风和非磁化或者弱磁化行星相互作用产生的边界层之一。

磁场堆积边界层是太阳风质子过渡到行星等离子体、等离子体热压过渡到磁压的过渡区，具有以下特征[Bertucci *et al.*, 2012]:

- (a) 磁场强度急剧增加 2-3 倍;
- (b) 磁场扰动急剧下降;
- (c) 磁场“悬挂”(draping) 急剧增强;
- (d) 电子温度下降;
- (e) 总电子密度增大;
- (f) 太阳风质子 (H^+ 和 H^{++}) 密度下降。

(4) 磁场堆积区

磁场堆积区位于磁场堆积边界层下方，是一个静止的强磁场堆积区域，以来自行星的等离子体（尤其是 O^+ 和 O_2^+ ）为主，也是太阳风动量和能量传输给火星的主要区域[Dubinin *et al.*, 2006a; Dubinin *et al.*, 2006b]。在日侧，磁场堆积区厚约几百千米，充满堆积磁场，是阻挡太阳风等离子体的有效障碍物。披挂在日侧的 IMF 磁场在火星后方延伸形成感应磁尾。感应磁尾由两个极性相反的尾瓣构成，两个尾瓣被中性电流片分开。中性电流片的方位由上游 IMF 决定，比如 IMF 和火星赤道面平行时，电流片位于子午线上。

(5) 电离层顶 (Ionopause)

在磁场堆积区的底部存在着电离层——冷等离子体 ($< 1 \text{ eV}$) 开始变得重要的区域 ($> 100 \text{ cm}^{-3}$) [Nagy and Cravens, 2002]。火星电离层化学物理过程请参见 1.2 节。在本节，我们主要介绍电离层的上边界(同时也是磁场堆积区的下边界)。这个边界层有两种识别方式。火星 CO_2 和 O 吸收太阳 HeII 线产生能量在 21-24 eV 和 27 eV 的光电子，光电子因其具有的典型能量峰值而能够很好地示踪火星电离层[Frahm *et al.*, 2006b]，因此光电子的边界层——光电子边界层 (Photoelectron Boundary, PEB) 常用来识别电离层的上边界[Lundin *et al.*, 2004]。光电子边界层和磁场堆积边界层位置有时明显分隔开，有时重合[Dubinin *et al.*, 2008b]。由于电子能够沿着磁通量管自由传输，光电子边界层也是太阳风电子通量管和电离层光电子通量管之间的边界层[Frahm *et al.*, 2006a]。

在金星上，电离层的上边界叫做电离层顶，被定义为内部电离层等离子体热压近似等于磁障碍物磁压，磁障碍物磁压近似等于外部太阳风动压的位置[Elphic *et al.*, 1980]，在这个位置上，电离层电子密度有一个突变[Nagy and Cravens, 2002]。MEX 观测发现火星也具有和金星一样明显的电离层电子密度突降，但出现率只有 20%[Duru *et al.*, 2009; Gurnett *et al.*, 2010]。观测表明，光电子边界层和电离层顶有时候重合[Dubinin *et al.*, 2011; Dubinin *et al.*, 2008a; Dubinin *et al.*, 2008b]，有时候光电子边界层位于电离层顶之上[Frahm *et al.*, 2006a]。

1.1.2 火星电离层与金星电离层对比

表 1.1 火星、金星参数对比表。其中，部分参数还给出了与地球的对比。

	火星	金星
远日点	1.6660 AU	0.728213 AU
近日点	1.3814 AU	0.718440 AU
公转周期	779.96 days	583.92 days
平均轨道速度	24.077 km/s	35.02 km/s
平均半径	3389.5±0.2 km	6051.8±1.0 km
质量	0.5320 Earths	0.9499 Earths
	6.4185×10 ²³ kg	4.8676×10 ²⁴ kg
体积	0.107 Earths	0.815 Earths
	1.6318×10 ¹¹ km ³	9.28×10 ¹¹ km ³
重力	0.151 Earths	0.866 Earths
	3.711 <u>m/s</u> ²	8.87 <u>m/s</u> ²
逃逸速度	5.027 km/s	10.36 km/s
自转周期	24h 37m	243.0185 days
大气成分	95.97% CO ₂	96.5% CO ₂
	1.93% Ar	3.5% N
	1.89% N	0.015% SO ₂
	0.146% O	0.007% Ar

火星和金星一样，大气主要成分是 CO_2 （表 1.1），因此电离层中必然有着相似的离子化学过程；火星和金星一样，是弱磁化/非磁化具有大气的行星，因此电离层中必然有着相似的动力热力学过程；但是火星重力小，因此其大气层及其电离层向外延伸到太阳风中，而金星重力大，其日侧电离层只有几百千米。

太阳极紫外辐射是火星和金星电离层最主要的电离源。火星大气主要成分 CO_2 受太阳极紫外辐射电离产生 CO_2^+ ，但是 CO_2^+ 很快和 O （火星大气第二主要成分，见表 1.1）离解复合产生 O_2^+ ，所以火星（主）峰值区域主要离子成分是 O_2^+ ，在 $\geq 300 \text{ km}$ 高度， O^+ 离子变得与之接近[Hanson et al., 1977]。在金星上，光电离产生率峰值高度约 140 km ，在那里， CO_2 是金星大气主要成分， O 占 10-20%。原子氧的存在同样很快将 CO_2^+ 转化成 O_2^+ 。所以在金星上，离子（和电子）的（主）峰值高度约 140 km ，主要离子也是 O_2^+ ，在 200 km 附近， O^+ 离子达到峰值且成为主要离子[Kumar and Hunten, 1974]。

金星无内禀磁场，但当太阳风动压很高时，金星电离层中存在着大尺度的水平感应磁场[Cravens et al., 1997; Luhmann and Cravens, 1991]；即使是在非磁化状态，金星电离层中也通常存在着小尺度的磁通量管[Russell and Vaisberg, 1983]。火星全球性内禀磁场很弱（ $< 2 \times 10^{11} \text{ Tm}^3$ ），但具有局部强地壳磁场[Acuña et al., 1998]，也通常存在着磁通量管[Cloutier et al., 1999]。所以，大多数情况下，金星和火星等离子体可以在垂直和水平方向自由传输。金星电离层的化学生命周期很长以至于在约 200 km 以上等离子体输运才开始变得重要。在火星上，光化平衡到输运开始变得重要的过渡区出现在 $180\text{-}200 \text{ km}$ 之间。

金星夜晚持续约 58 个地球日（见表 1.1），无太阳辐射，也没有光电离产生新的电子和离子，电子离子复合应该导致夜间电离层消失。然而，Mariner 5 探测发现金星具有显著的夜间电离层[Kliore et al., 1967]，之后大量的探测除了证实金星夜间电离层的存在，还发现其变化性很大。金星夜间电离层的主要维持机制有两个，一个是跨晨昏线等离子体流[Miller and Whitten, 1991]，一个是沉降粒子碰撞电离。至于哪个机制起主导作用取决于太阳活动水平和太阳风动压条件[Cravens et al., 1983; Dobe et al., 1995]。比如，在太阳极大年，跨晨昏线等离子体流是主要的维持机制。金星夜间电离层变化性很大，因此引入一些名词，比如“disappearing ionospheres”，“ionospheric holes”，“tail rays”，“troughs”，“plasma

clouds”等来描述和解释不同的电离层结构[Brace *et al.*, 1983]。Mars 4 和 5 号以及 Viking 1 和 2 号使用无线电掩星探测技术发现火星具有短暂的夜间电离层[Zhang *et al.*, 1990a]。峰值密度变化很大, 平均约 $5 \times 10^3 \text{cm}^{-3}$, 峰高约 160 km。一些间接证据表明火星和金星一样, 电子碰撞电离层[Haider *et al.*, 1992]和跨晨昏线等离子体流可能是夜间电离层的主要维持机制。

和地球不一样, 金星和火星电子温度远高于中性大气, 无法用 EUV 辐射解热和经典热传导来解释[Chen *et al.*, 1978; Cravens *et al.*, 1981]。维持电子温度的机制主要有两个[Fox and Kliore, 1997], 一个是顶部电离层有专门的能量注入, 一个是热导率降低。但是, 目前这两个机制的物理本质尚不清楚。此外, 电离层顶区域的波动[Shapiro *et al.*, 1995], 从磁鞘和磁尾沿着磁力线传输到电离层的太阳风电子都能将能量注入到电离层[Gan *et al.*, 1990]。

1.2 本文目的和主要内容

与金星相比, 人类对火星电离层的空间探测还很不足, 在 MEX 以前, MGS 飞行器对火星电离层进行了长达七年的无线电掩星探测, 才获得 5600 个电子密度剖面。而且, 星-地无线电掩星探测有两个根本的缺陷, 第一, 受火星-地球-探测器之间的几何构型限制, 掩星技术只能探测太阳天顶角在 45° - 135° 之间的电离层区域; 第二, 掩星技术以电离层球面分层的假设为基础, 但很多情况下, 特别是在低纬地区、日出和日落时, 火星电离层存在极大的水平梯度, 反演得到的电子浓度存在极大的误差。同样, 在这众多的火星探测任务中, 穿越火星空间等离子体各个边界层的次数几乎不足 1000 次[Trotignon *et al.*, 2006]。

在这样的背景下, 欧洲空间局 (European Space Agency, ESA) 于 2003 年 6 月 2 日向火星发射了第一个空间探测任务——火星快车 (Mars Express, MEX) [Chicarro *et al.*, 2004], 其携带的火星高级探地与电离层探测雷达 (Mars Advanced Radar for Subsurface and Ionosphere Sounding, MARSIS) 与火星空间等离子体和高能粒子探测仪 (Analyser of Space Plasmas and Energetic Ions for Mars Express, ASPERA-3) 能够同时分别对火星电子密度和电子能量进行探测, 为研究火星电离层及其与太阳风的相互作用提供了数据量最大、覆盖率最广、分辨率最高的最新数据支持[Barabash *et al.*, 2006; Picardi *et al.*, 2004]。

本文在第二节详细介绍了 MARSIS 雷达探测技术原理，以期深入详尽地了解 MARSIS 数据的图形化产物——频高图。紧接着，我们首先给出了一个半自动度量方法用于从 MARSIS 频高图中获取电离层回波描迹以及当地电子密度，当地电子密度提供了反演的起始点。然后，我们提出一种新的适用于 MARSIS 频高图的反演方法——经验正交基函数(empirical orthogonal function, EOF)，用于从度量得到的电离层回波描迹反演出电子浓度剖面。

在第三节，我们统计分析第二节获得的当地电子浓度随高度的变化，寻找到一个最能代表火星电离层顶的密度阈值，据此研究了火星电离层顶对太阳天顶角的依赖性。

在第四节，我们介绍了 ELS/ASPERA-3 仪器。基于 ELS 数据，给出了火星空间等离子体边界层的确定方法，包括弓激波、磁场堆积边界层和光电子边界层，并且使用圆锥曲线拟合获得了这三个边界层的平均位置和形态。接下来，我们对电离层顶和光电子边界层是否是同一边界层进行了详尽分析。火星和金星不同，具有局部的强地壳剩余场，我们以电离层顶和光电子边界层为例，分析了火星地壳剩余场对相互作用的调制作用。

最后，在第五节中，我们对本文工作进行总结，并制定了下一步了工作计划。

第二节 基于 Mars Express 的火星电离层探测

2.1 电离层垂直入射探测技术

2.1.1 A-H 公式推导

地球电离层处在地磁场之中，成为磁化等离子体。电磁波在磁化等离子体中的传播规律是利用电磁波对电离层遥测的理论基础，可用 Appleton - Hartree (A - H) 公式概括[Davies, 1990]。在二十世纪二十年代，很多人推导了电磁波在电离层这样的介质中传播的复折射指数公式，其中，Edward Appleton 先生的工作最为人们所熟知[Appleton, 1927]。1931 年，D. R. Hartree 建议将 Lorentz 极化效应也引入到电波传播理论中[Hartree, 1931]。尽管理论和实验都表明增加这一极化项并不合理，但电波传播的复折射指数公式还是经常被称为 Appleton - Hartree (A - H) 公式。本节从波动极化开始再次详细推导这一公式，为后续章节做准备。

为了推导 A - H 公式，假定波动和介质具有以下特性：

波动特性：(1) 简谐行波；(2) 有稳态解；(3) 偏振平面波或者称为“特征波”[Ratcliffe, 1959]。

介质特性：(1) 电中性；(2) 电荷分布统计均匀；(3) 均匀外磁场；(4) 只考虑电子；(5) 电子碰撞和能量无关；(6) 不考虑电子热运动，相当于冷等离子体；(7) 自由空间的磁特性。

考虑介质极化时产生的电荷振荡，复折射指数以 P 和 E 的形式给出

$$D = \epsilon_0 E + P \quad (2.1)$$

其中， D 是电位移矢量， P 称为电极化强度矢量。式(2.1)表示介质的各向异性。

在自由空间中， $B = \mu_0 H$ 。

在欧几里得坐标系 (1,2,3) 中，假定一束特征波沿 1 轴的正方向传播，将格林公式和斯托克斯公式应用到积分形式的麦克斯韦方程组中，可得到

$$\text{div } D = \frac{\partial D_1}{\partial x_1} + \frac{\partial D_2}{\partial x_2} + \frac{\partial D_3}{\partial x_3} = 0 \quad (2.2a)$$

$$\text{div } B = \frac{\partial B_1}{\partial x_1} + \frac{\partial B_2}{\partial x_2} + \frac{\partial B_3}{\partial x_3} = 0 \quad (2.2b)$$

$$\text{curl } H = \frac{\partial D}{\partial t} = \epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial P}{\partial t} \quad (2.2c)$$

$$\text{curl } E = -\frac{\partial B}{\partial t} \quad (2.2d)$$

假定同时具有特性 (1), (2) 和 (3) 的特征波只沿 1-轴的正方向传播, 则波动分量随时间按 $\exp(+i\omega t)$ 变化, 随空间按 $\exp(-ikx_1)$ 变化, 并且沿 2-和 3-轴没有变化。

沿正 1-轴传播的平面波可以表示为

$$E = E_0 \cos(\omega t - kx_1) \quad (2.3a)$$

或者

$$E = E_0 \exp i(\omega t - kx_1) \quad (2.3b)$$

既然电波的电矢量和磁矢量都不沿 2-轴和 3-轴变化, 根据公式 (2.3b) 可得

$$\frac{\partial}{\partial x_1} = ik \quad (2.4a)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_2} = \frac{\partial}{\partial x_3} = 0 \quad (2.4b)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} = i\omega \quad (2.4c)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} = -\omega^2 \quad (2.4d)$$

将式(2.4)带入式(2.2a)和式(2.2b), 得到

$$D_1 = \epsilon_0 E_1 + P_1 = 0 \quad (2.5a)$$

$$B_1 = \mu_0 H_1 = 0 \quad (2.5b)$$

公式 (2.5a) 表示 D 没有相传播方向的分量。但是 P_1 和 E_1 并不一定为零, 这意味着 P 和 E 也许有沿 1-轴的分量。而且, 既然向量 P 是对电子偏离其平均位置的度量, 由于电子处于不断运动中, 沿传播方向的分量应该不为零, 也就是说向量 P 也应该不为零。公式 (2.5b) 表示向量 B 和 H 都垂直于传播方向。

将式 (2.4) 代入旋度方程式 (2.2c) 和 (2.2d), 得到

$$-\frac{\partial H_3}{\partial x_1} = -ikH_3 = i\omega(\epsilon_0 E_2 + P_2) \quad (2.6a)$$

$$\frac{\partial E_3}{\partial x_1} = ikE_3 = -\mu_0 i\omega H_2 \quad (2.6b)$$

$$\frac{\partial H_2}{\partial x_1} = ikH_2 = i\omega(\epsilon_0 E_3 + P_3) \quad (2.6c)$$

$$\frac{\partial E_2}{\partial x_1} = ikE_2 = -\mu_0 i\omega H_3 \quad (2.6d)$$

也就是

$$\epsilon_0 E_2 + P_2 = -\frac{k}{\omega} H_3 = D_2 \quad (2.7a)$$

$$\epsilon_0 E_3 + P_3 = -\frac{k}{\omega} H_2 = D_3 \quad (2.7b)$$

$$kE_3 = \mu_0 \omega H_2 \quad (2.7c)$$

$$-kE_2 = \mu_0 \omega H_3 \quad (2.7d)$$

从 (2.7a) 和 (2.7d) 消去 H_3 , 得到

$$\epsilon_0 E_2 + P_2 = -\frac{k}{\omega} \left(-\frac{kE_2}{\mu_0 \omega} \right) = \frac{k^2}{\omega^2 \mu_0} E_2 \quad (2.8a)$$

或者

$$1 + \frac{1}{\epsilon_0} \frac{P_2}{E_2} = \left(\frac{1}{\mu_0 \epsilon_0} \right) \left(\frac{k}{\omega} \right)^2 = \left(\frac{ck}{\omega} \right)^2 \quad (2.8b)$$

从 k 、 ω 和 n 的定义, 有

$$n = \frac{ck}{\omega} \quad (2.9)$$

因此,

$$n^2 = 1 + \frac{1}{\epsilon_0} \frac{P_2}{E_2} \quad (2.10a)$$

同样地,

$$n^2 = 1 + \frac{1}{\epsilon_0} \frac{P_3}{E_3} \quad (2.10b)$$

从这些公式, 得到

$$\frac{E_2}{E_3} = \frac{P_2}{P_3} \quad (2.11)$$

再从 (2.7) 得到波极化 R

$$-\frac{H_2}{H_3} = \frac{E_3}{E_2} = \frac{P_3}{P_2} = R \quad (2.12)$$

接下来, 我们考虑电子在这样一种条件下的运动: 波动电场 E 、外加磁场 B_0 , 电子和中性分子间的碰撞频率为 ν , 并且忽略离子的影响。电子将受到以下作用力: 电场力 eE , 电子在外加磁场 B_0 以速度 v 运动产生的磁场力 $ev \times B_0$, 由于碰撞导致动量损失的平均作用力 $m\nu v$, 电子在波动磁场中受到的作用力, 它相当于 v/c 倍电场力 (eE) 的大小, 可以忽略不计。如果波动在欧几里得坐标系 (1,2,3) 中沿着 1-轴正方向传播, 外加磁场 B_0 位于 2-3 平面并和波动方向呈 θ 角, 那么电子在波动电场和外加磁场下的运动方程为:

$$m \frac{\partial^2 x_1}{\partial t^2} = eE_1 - e \frac{\partial x_3}{\partial t} B_T - mv \frac{\partial x_1}{\partial t} \quad (2.13a)$$

$$m \frac{\partial^2 x_2}{\partial t^2} = eE_2 + e \frac{\partial x_3}{\partial t} B_L - mv \frac{\partial x_2}{\partial t} \quad (2.13b)$$

$$m \frac{\partial^2 x_3}{\partial t^2} = eE_3 + e \frac{\partial x_1}{\partial t} B_T - e \frac{\partial x_2}{\partial t} B_L - mv \frac{\partial x_3}{\partial t} \quad (2.13c)$$

考虑到算子转换

- (1) 两边乘以 eN_e ，其中 N_e 是电子数密度；
- (2) 用 $i\omega x_1$ 代替 $\frac{\partial x_1}{\partial t}$ ，用 $-\omega^2 x_1$ 代替 $\frac{\partial^2 x_1}{\partial t^2}$ ，等等；
- (3) 令 $P_1 = N_e e x_1$ ，等等。

方程 (2.13) 变形为

$$\epsilon_0 X E_1 = -P_1 + iP_1 Z + iP_3 Y_T \quad (2.14a)$$

$$\epsilon_0 X E_2 = -P_2 + iP_2 Z - iP_3 Y_L \quad (2.14b)$$

$$\epsilon_0 X E_3 = -P_3 + iP_3 Z - iP_1 Y_T + iP_2 Y_L \quad (2.14c)$$

其中， $X = \omega_p^2 / \omega^2 = e^2 N_e / \epsilon_0 m \omega^2$ ， $Y_L = \omega_p / \omega_{B,L} = e B_L / m \omega$ ， $Y_T = \omega_p / \omega_{B,T} = e B_T / m \omega$ 以及 $Z = v / \omega$ ，下标 T 和 L 分别代表外加磁场相对于相传播方向的垂直和平行分量。

用 X ， Y 和 Z 代替极化公式 (2.12) 中的 P_2/E_2 或者 P_3/E_3

从式 (2.5a) 得到

$$\epsilon_0 X E_1 = -X P_1 \quad (2.15)$$

代入到 (2.14a)，得到

$$\frac{P_1}{P_3} = \frac{iY_T}{1 - X - iZ} \quad (2.16)$$

从式 (2.12) 得到 $P_2 E_3 = P_3 E_2$ 。那么将式 (2.14b) 和 (2.14c) 两端分别与 P_3 和 P_2 相乘，再相减，可得到

$$P_3^2 Y_L = P_1 P_2 Y_T - P_2^2 Y_L \quad (2.17)$$

由式 (2.12) 可知 $R = P_3 / P_2$ ，代入 (2.16) 和式 (2.17)，可得到关于 R 的表达式

$$Y_L R^2 - \frac{iY_T^2}{1 - X - iZ} R + Y_L = 0 \quad (2.18)$$

式 (2.18) 的两个解是

$$R = \frac{i}{2Y_L} \left\{ \frac{Y_T^2}{1-X-iZ} \mp \sqrt{\frac{Y_T^4}{(1-X-iZ)^2} + 4Y_L^2} \right\} \quad (2.19)$$

对于高频波， Z 很小，可以忽略它的影响，上式可进一步简化为

$$R = \frac{i}{2Y_L} \left\{ \frac{Y_T^2}{1-X} \mp \sqrt{\frac{Y_T^4}{(1-X)^2} + 4Y_L^2} \right\} \quad (2.20)$$

式 (2.20) 表明在磁化等离子体中，有且仅有两种波模可以传播。

由式 (2.14b) 得到

$$-\frac{P_2}{\epsilon_0 E_2} = \frac{X}{1-iZ+iY_L R} \quad (2.21)$$

将式 (2.21) 代入到式 (2.10a)，得到最终的 A-H 公式

$$n^2 = 1 - \frac{X}{1-iZ - \frac{Y_T^2}{2(1-X-iZ)^2} \pm \sqrt{\frac{Y_T^4}{4(1-X-iZ)^2} + Y_L^2}} \quad (2.22)$$

若碰撞频率可以忽略，则 $Z=0$ ，折射指数的实部 μ^1 可表示为

$$\mu^2 = 1 - \frac{2X(1-X)}{2(1-X) - Y_T^2 \pm \sqrt{Y_T^4 + 4(1-X)^2 Y_L^2}} \quad (2.23)$$

我们继续推导一些基本的公式，为后续章节应用做准备。令式 (2.23) 中的 $\mu = 0$ ，求解 X 得到

$$\text{当取“+”时, } X = 1 \quad \text{或者} \quad f^2 = f_p^2 \quad (2.24a)$$

$$\text{当取“-”时, } X = 1 - Y \quad \text{或者} \quad f^2 = f_p^2 - f f_B \quad (2.24b)$$

$$\text{或者, } X = 1 + Y \quad \text{或者} \quad f^2 = f_p^2 + f f_B \quad (2.24c)$$

由式(2.24a)可知，有一种磁化波的传播就像在无磁化等离子体中传播一样，这种波称为寻常波模或 O 波，其他波模则被称为非常波模或者 X 波。由式(2.24b)与 (2.24c)可知，X 波依赖于外加磁场的强度而与其方向无关。对于频率高于磁回旋频率(f_B)的 X 波，反射条件由 $X = 1 - Y$ 给定；对于频率低于 f_B （所以 $Y>1$ ）的 X 波，反射条件由 $X = 1 + Y$ 给定。

式 (2.24) 说明，由于地磁场的存在，从地面雷达发射的无线电波进入电离层后将分裂为两个不同的特征波模传播。根据 Snell 定律，若雷达垂直向电离层

¹ 本文符号 μ 表示折射指数的实部，而不是磁导率

发射无线电波，则电波在水平分层的电离层中传播方向也是垂直的。但是实际电离层是各向异性的，这意味着射线方向一般会发生偏离，发射发生在垂直方向的某一水平距离之外。

2.1.2 火星电离层对电波的反射

考虑到火星磁场很弱以至于可以忽略，因此 A-H 公式中外加磁场和碰撞的作用可忽略不计，折射指数变为

$$\mu^2 = 1 - X = 1 - \left(\frac{f_p}{f}\right)^2 = 1 - k \frac{N_e}{f^2} \quad (2.25)$$

其中， f 的单位是周期每秒，等离子体频率 f_p

$$f_p = \frac{\omega_p}{2\pi} = \sqrt{\frac{N_e e^2}{4\pi^2 m \epsilon_0}} = 8.89 \sqrt{N_e} \quad (2.26)$$

正比于电子密度 N_e 的均方根。

根据式 (2.25)，显然，折射指数的平方根一定小于或等于 1。考虑波的传播，则折射指数介于 0 和 1 之间。而且，对于一定频率的无线电波，折射指数随电子浓度的增大减小；对于给定的电子浓度，折射效应随频率的增加而降低，但和波的幅度无关。

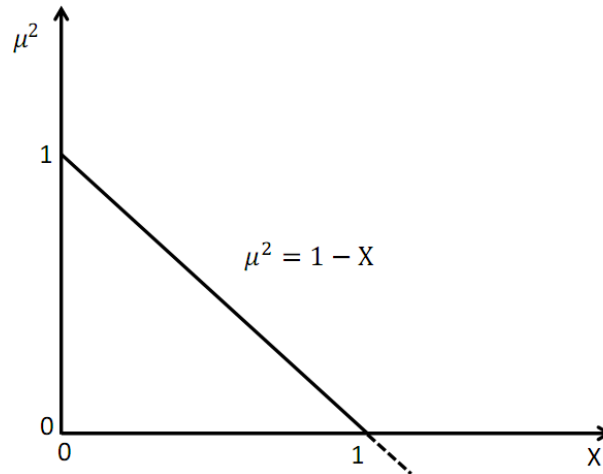


图 2.1 色散曲线（无磁场、无碰撞）

μ 随 X 变化的曲线通常称为色散曲线，图 2.1 是最简单的一种情况。向水平分层的电离层垂直发射一个无线电脉冲，当电波在电离层底部 ($N_e = 0$) 传播时，

μ 等于 1；电波进入到电离层后，随高度增加，如果各分层内的电子密度不断增大，则折射指数不断减小。如果电子浓度足够大， μ 将等于 0。根据 Snell 折射定律，

$$\mu \sin \varphi = \mu_0 \sin \varphi_0 \quad (2.27a)$$

在电离层外， $\mu_0 = 1$ ，则

$$\mu \sin \varphi = \sin \varphi_0 \quad (2.27b)$$

其中， φ 表示波传播方向和电离层垂直方向的夹角。只有 μ 大于或等于 $\sin \varphi_0$ 时，上式才能成立。当 μ 减小到 $\mu = \sin \varphi_0$ 时，即 $\varphi = \pi/2$ 时，电波发生全反射。对于垂直入射到电离层的电波， $\varphi_0 = 0$ ， $\mu = 0$ 时发生全反射，也就是说，电波从等离子体频率等于波频率的高度上反射回来。

根据雷达发射波的频率，从而实现对电离层等离子体频率的探测。同时，利用反射回波所用的时延，再确定相应的探测高度。这就是利用垂直探测技术获取电离层信息的基本原理。

2.1.3 垂测仪和频高图

电离层垂测仪是电离层探测常用的设备。垂测仪的发射机和接收机放在一起，发射机垂直地向电离层发射一串频率递增的无线电脉冲，因为电离层电子密度随高度变化，不同频率的入射电波会在不同高度上反射回来，如 2.1.2 节所述。假设电波以光速 c 传播，根据测量的反射回波时延得到的高度称为虚高。将虚高作为频率的函数记录下来进行图形化显示就是所谓的频高图。由频高图反演可得到电子浓度随高度的变化方程。

因为群速度 $v_g = (\partial k / \partial \omega)^{-1}$ ，且 $k = 2\pi / \lambda = \omega \mu / c$ ，则有

$$\frac{1}{v_g} = \frac{\partial k}{\partial \omega} = \frac{\partial \left(\frac{\omega \mu}{c} \right)}{\partial \omega} = \frac{1}{c} \frac{\partial (\omega \mu)}{\partial \omega} = \frac{\mu'}{c} \quad (2.28)$$

其中， μ' 是群折射指数，定义为

$$\mu' = \frac{\partial (\omega \mu)}{\partial \omega} = \mu + \omega \frac{\partial \mu}{\partial \omega} \quad (2.29)$$

于是，反射回波时延

$$t_d = 2 \int_0^{h_r} \frac{dh}{v_g}$$

$$= \frac{2}{c} \int_0^{h_r} \mu'(f_p, f, f_B, \theta, \nu) dh \quad (2.30)$$

假定在上式给出的时间中电波以光速 c 传播，则电波反射高度为

$$h'(f) = \frac{ct}{2} = \int_0^{h_r} \mu'(f_p, f, f_B, \theta, \nu) dh \quad (2.31)$$

其中， μ' 是群折射指数，它一般是等离子体频率 f_p 、工作频率 f ，电子磁回旋频率 f_B ，电波传播方向与磁场的夹角 θ 以及电子同中性粒子的碰撞频率 ν 的函数。 h' 为反射虚高，积分上限 h_r 是频率为 f 的电波反射高度， h 是 f_p 对应的电离层高度，由电子浓度剖面给出。

电子浓度剖面的确定要求反演积分方程（2.31）得到高度方程 $h = h(f_p)$ 。

2.2 基于 MARSIS 仪器的火星电离层探测

2.2.1 火星快车

表 2.1 MEX 极轨参数表

参数名称	参数值
近火点	250 km
远火点	10142 km
周期	6.75 hr
轨道倾角	86.6 °

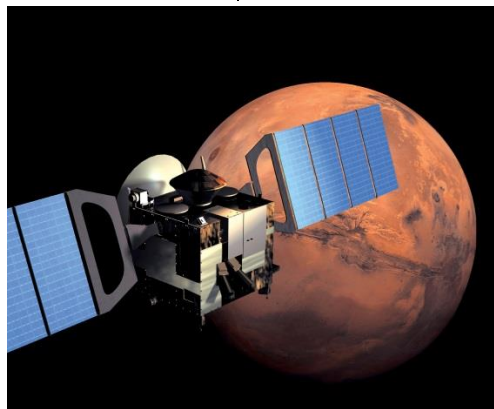


图 2.2 火星快车在轨示意图。图片来自 ESA。

火星快车（Mars Express, MEX）是欧洲空间局（European Space Agency, ESA）的第一个火星探测任务（图 2.2）。2003 年 6 月 2 日，MEX 在哈萨克斯坦的拜克努尔基地由俄罗斯的 Soyuz 火箭成功发射，经过 7 个月的巡游，于 2003 年 12 月 25 日顺利到达火星，并且很快建立起一个高离心率椭圆极轨[Chicarro *et al.*, 2004]。极轨参数如表 1 所示。2003 年 11 月 19 日，MEX 向火星地面释放 Beagle 2 登陆器，但不幸的是，Beagle 2 释放后随即失去了联系，ESA 不得不宣布登陆器丢失[Pullan *et al.*, 2004]。火星快车携带了 7 个仪器，如图 2.3 所示，它们分别是

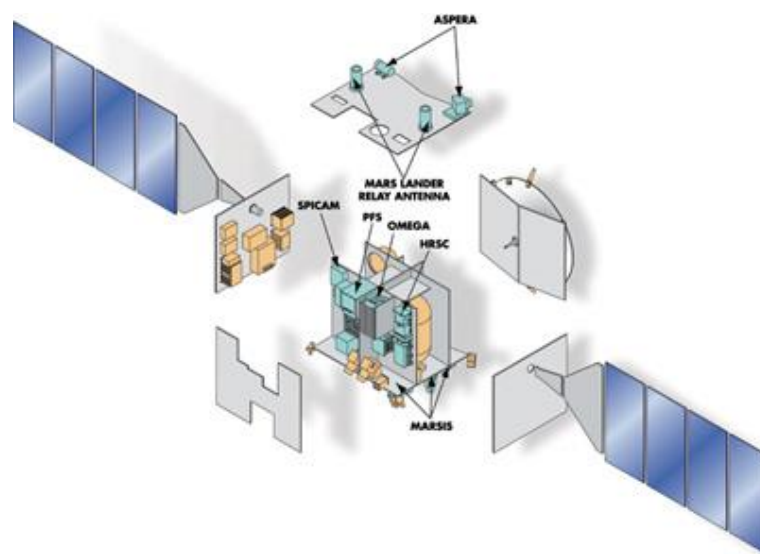


图 2.3 火星快车有效载荷示意图。图片来自 ESA。

（1）高分辨率立体照相机（High Resolution Stereo Camera（HRSC））可对火星地表拍摄分辨率高达 2m/像素的立体彩像，为现在和将来的登陆器着陆提供支持[Neukum and Jaumann, 2004]。

（2）可见和红外线光谱仪（Observatoire pour la Minéralogie, l'Eau, les Glaces et l'Activité（OMEGA），英文：Visible/IR Mineralogical Mapping Spectrometer）通过分析太阳光漫射和地表热辐射研究火星地表矿物和分子成分以及火星大气成分[Bibring *et al.*, 2004]。它在 1500 km 到 4000 km 高度的分辨率是 2-5 km，在特定区域的分辨率高达<350 m。

（3）火星高级对地和电离层探测雷达(Mars Advanced Radar for Subsurface and Ionosphere Sounding, MARSIS)，主要探测从火星表面往下直至几千米的 3 维

结构以及获取全球覆盖的高分辨率火星电离层电子浓度剖面（日间和夜间）[Picardi *et al.*, 2004]。

（4）傅里叶分光计（Planetary Fourier Spectrometer for Mars Express (PFS)）用于测定火星大气成分、大气循环、地表矿物以及地表和大气的耦合[Formisano *et al.*, 2004]。

（5）紫外和红外大气光谱仪（Studying the Global Structure and Composition of the Martian Atmosphere (SPICAM)）由紫外线探测器和红外线探测器构成[Bertaux *et al.*, 2004]。前者主要探测臭氧及其与 H_2O 的耦合，气溶胶，大气垂直温度剖面和电离层。后者则用于探测水的丰度以及水和气溶胶的垂直剖面。

（6）空间等离子体和能量离子探测仪（Analyser of Space Plasmas and Energetic Ions for Mars Express (ASPERA-3)）主要用于研究火星大气和太阳风的相互作用，火星近地空间的等离子体和中性大气环境[Barabash *et al.*, 2006]。

（7）火星无线电科学仪器(Mars Express Orbiter Radio Science , MaRS)主要用于获取火星中性大气密度、压强和温度剖面，电离层电子浓度剖面，重力异常以及探测太阳或火星相互作用产生的日晕[Pätzold *et al.*, 2004]。

在本文，我们着重分析研究 MARSIS 和 ASPERA-3 仪器数据。

2.2.2 MARSIS 仪器简介

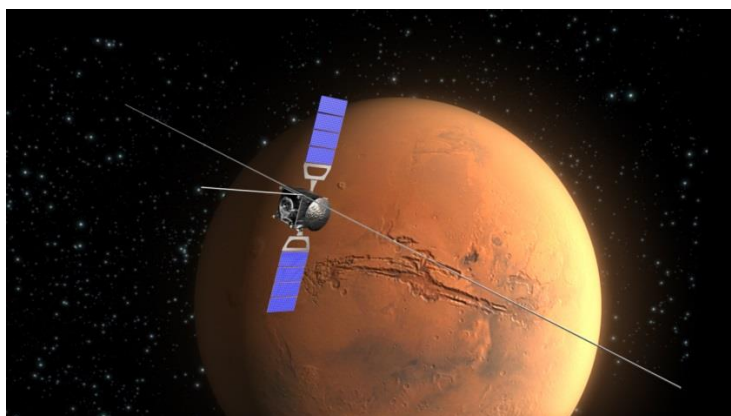


图 2.4 2005 年夏季 6 月 17 日 MARSIS 展开天线，开始进行人类第一次对火星大气、地表和亚表层的顶部雷达探测。图片来自 ESA。

自 1972 年阿波罗 17 月球探测器以来[Porcello *et al.*, 1974]，搭载在欧洲空间局火星快车上的火星高级对地和电离层探测雷达（MARSIS）是首个空基雷达探

测器，示意图见图 2.4。MARSIS 的主要探测目标是绘制火星上层地壳液态水和固态水的分布地图。雷达探测还有三个次级目标[Picardi *et al.*, 2004]：火星地下地质探测，表面构造探测和电离层雷达探测，其中，电离层探测获得的全球电子浓度剖面为研究太阳和太阳风对电离层的影响提供了大量数据。在本文，我们着重对 MARSIS 顶部电离层探测进行分析研究。

MARSIS 雷达由主偶极子天线和二级单极子天线构成。偶极子天线由两个 20 m 长的共轴部分组成，主要用于发射无线电脉冲和接收回波。单极子天线长 7 m，只用于接收地面散射回波[Chicarro *et al.*, 2004]。天线在地面探测模式中通过阻抗匹配电路（impedance matching network）和发射/接收（transmit/receive）开关连接，在电离层探测模式中直接和开关连接[Jordan *et al.*, 2009]。由于在电离层探测模式中天线直接和开关连接，天线偶极共振导致发射功率在 3.5 MHz 处有一个峰值，往低频下降，在 100 kHz 处下降到最低[Jordan *et al.*, 2009]。天线和发射系统输出阻抗之间共振导致发射功率在 2.5 MHz 处有一个下降[Jordan *et al.*, 2009]。发射脉冲时，发射/接收开关连接到天线发射器，同时保护接收器不受高电压破坏。接收回波时，发射器同天线断开连接后和前置放大器连接。前置放大器中的频率整形用于在频率低于 1 MHz 时补充发射功率。

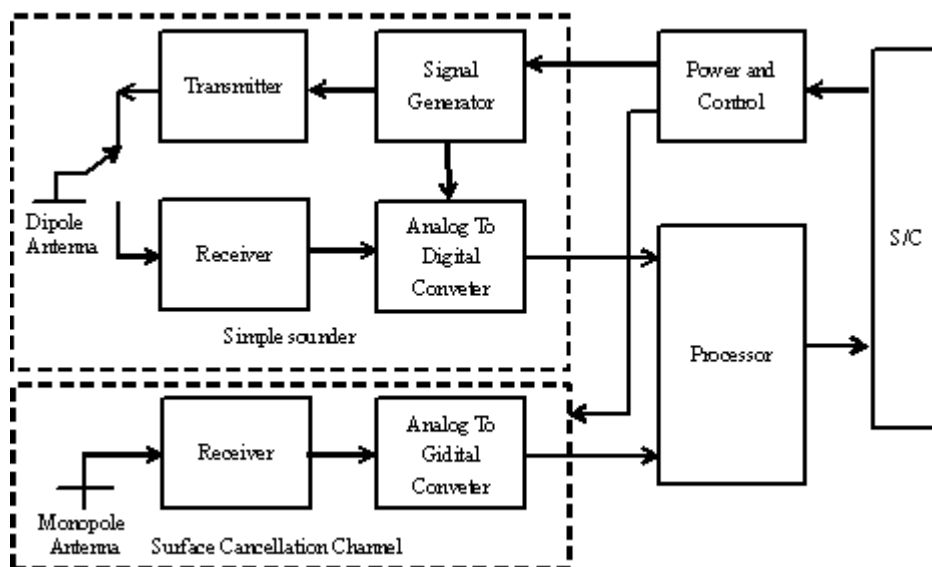


图 2.5 MARSIS 仪器功能模块示意图[Jordan *et al.*, 2009]。除天线外，MARSIS 仪器由探测通道（sounder channel）、地面消除通道（surface cancellation channel）、处理器（processor）和控制子系统（power and control subsystem）构成。

除天线之外，MARSIS 由 4 部分构成[Jordan et al., 2009]，如图 2.5 所示。这 4 部分分别是(1)探测通道(sounder channel)。包括信号产生器(signal generator)、发射器(transmitter)和接收器(receiver)。(2)地面消除通道(surface cancellation channel)。包括单极子天线(monopole antenna)和转换器(converter)。(3)处理器(processor)。(4)控制子系统(power and control subsystem)，用来控制所有的探测功能。控制器通过选择恰当的频率、脉冲持续时间和频率扫描率进行地下和电离层探测。控制器还能通过设置探测器使其以单频、双频或者杂波对消模式运行。

从 2008 年 6 月开始，MARSIS 顶部电离层探测数据在 ESA Planetary Science Archive (PSA) 上公开，供全球的研究者获取使用。

2.2.3 MARSIS 主动电离层探测模式

在某些轨道上，当 MEX 在 1200 km 以下运行时 MARSIS 进行主动电离层探测 (Active Ionospheric Sounding, AIS)，包括日间和夜间。也就是说，MARSIS 以近地点为中心采集火星顶部电离层数据，如图 2.6 所示。MARSIS 电离层穿越需要 35 min，可采集大约 280 张频高图。

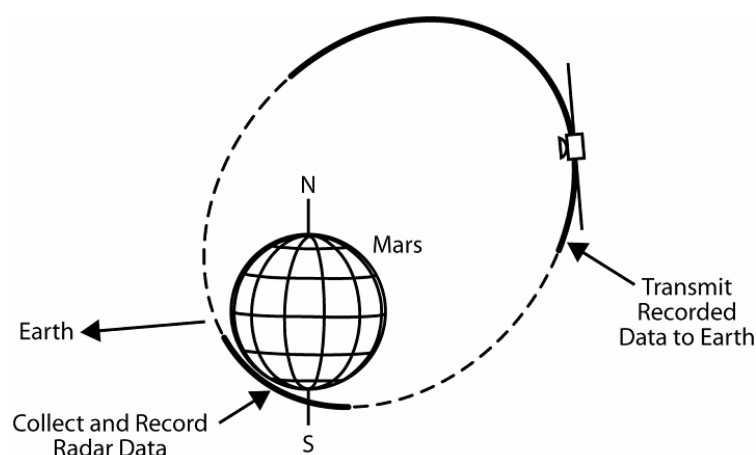


图 2.6 火星快车轨道示意图。MARSIS 在近地点附近采集数据，在远地点将数据发送回地球[Duru, 2006]。

MARSIS 主动电离层探测的一个基本扫频如图 2.7 所示。MARSIS 在 0.1 MHz (f_{min}) 到 5.5 MHz (f_{max}) 的频率范围内，由低到高依次发射 160 个正弦波脉冲进行扫描。每个扫描频率的保压时间 (dwell time) 8 ms，相当于脉冲重复率

(pulse repetition rate) 125 pulses/s。对每个扫描频率，频率步长10.937 kHz，相当于脉冲持续时间91.43 μs 。天线先发出一个持续时间91.43 μs 的正弦脉冲，之后有一个 162.5 μs 的死区时间 (dead time) 用于保护接收器不被强脉冲破坏，紧接着，天线开始用 80 个等时间窗口探测回波，每个时间窗口也持续 91.43 μs 。这 80 个时间窗口是由电离层探测高度 1200km 决定的。再之后还有一个死区时间 278 μs 。这个过程共需 7.846 ms。160 个发射频率共需要 1.255 s。在开始第二次扫频前，仪器静止大约有 $5 \times 1.255\text{s}$ ，也就是说得到一帧火星顶部频高图数据需要 1.255 s 或者 7.53 s 的时间[Morgan et al., 2013]。在每一个基本扫频中，将反射回波强度作为频率和时延的函数进行图形化显示就得到我们所见到的 MARSIS 频高图。

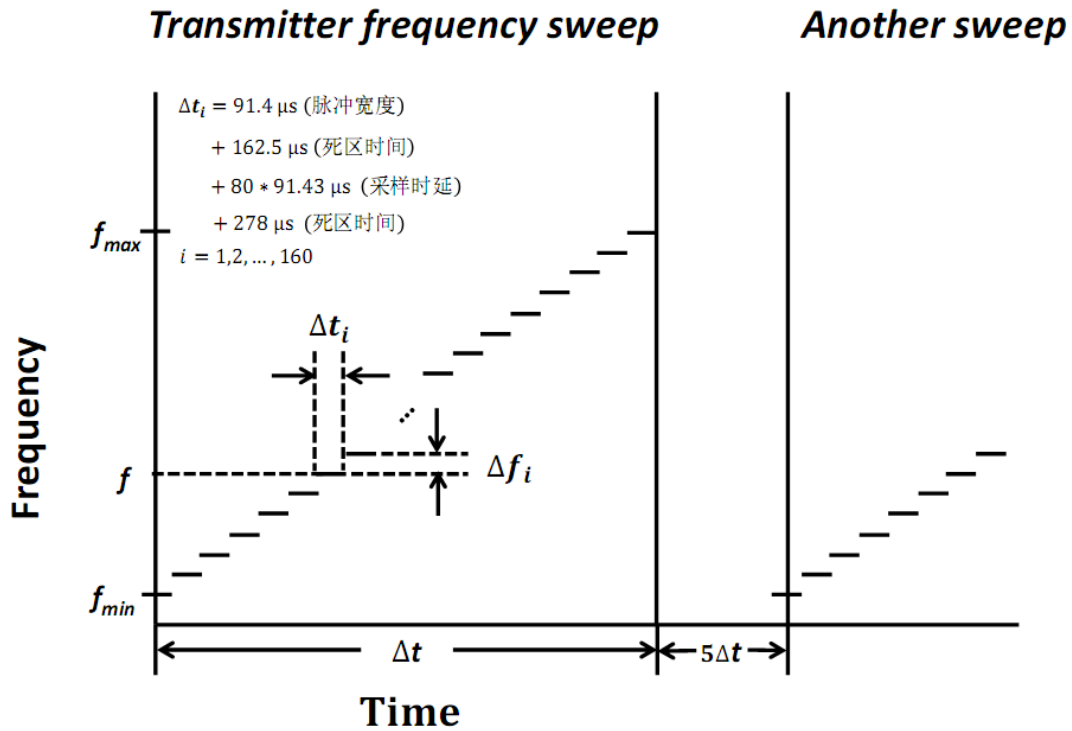


图 2.7 MARSIS 的基本扫频[Gurnett, 1999]。在每个扫频中，MARSIS 在 f_{min} 到 f_{max} 之间发射 160 个扫描频率，需时 Δt ，在下一个扫频开始前仪器大约静止 $5\Delta t$ ，其中，每个扫描频率需时 Δt_i 。 Δt_i 包括脉冲发射时间 91.43 μs 、一个死区时间 162.5 μs 、80 个时间窗共 $80 \times 91.43 \mu\text{s}$ 和最后一个死区时间 278 μs 。

注意，从 0.1 MHz 到 5.5 MHz 间有 5.4 MHz 的频率间隔，这个频率间隔可以分成 495 个 10.9 kHz 的小频率间隔。在这 495 个频率内选择等频率间隔的 160

个频率 ($\Delta f/f = 2\%$) 进行扫描[Morgan et al., 2013]。为了避免受到飞行器电子器件的严重干扰, 有些扫描频率由临近频率代替。

电离层雷达探测的基本技术原理是发射机垂直地发射一串无线电脉冲进入电离层, 然后测量反射回波到达接收机的时间延迟。假设火星电离层垂直分层, MARSIS 发射机垂直向发射一个频率为 f 的无线电脉冲, 该电波会在电波频率和等离子体频率相等的高度上反射回来。等离子体频率由式 (2.26) 确定。反射过程如图 2.8 上图所示。图 2.8 上图是一个典型的火星顶部电离层垂直等离子体频率剖面。 $f_p(max)$ 是电离层最大等离子体频率, 即临界频率。只有频率小于 $f_p(max)$ 的电波能够被电离层反射回来。 $f_p(max)$ 的典型值从几百 Hz (火星夜间) 到大约 4 MHz (火星日间) [Picardi et al., 2004]。电波信号往返的时延受群速度 v_g 控制。因为火星磁场很弱以至于可以忽略, 折射指数 μ' 由式 (2.25) 确定, 根据式 (2.28) 和式 (2.29) 知道

$$\mu' = \frac{1}{\sqrt{1 - (f_p/f)^2}}$$

所以群速度

$$v_g = c \sqrt{1 - (f_p/f)^2}$$

于是, 时延的计算公式为

$$t_d = 2 \int_0^{z_r} \frac{dz}{\sqrt{1 - (f_p/f)^2}}$$

其中, z_r 是电波反射高度, f_p 是高度 z 处的等离子体频率。将时延 t_d 作为频率 f 的函数记录下来, 通过反演上述方程得到等离子体频率, 就得到了电子浓度作为自变量的高度方程。但这种顶部雷达探测技术只能得到 $f_p(max)$ 所在高度之上的火星顶部电离层的信息, 因为没有电波从火星底部电离层反射回来。要得 $t_d - f$ 函数, 发射频率需处在从飞行器所在位置 (当地) 电子等离子体频率 $f_p(local)$ 和电离层最大频率 $f_p(max)$ 的频率范围内。在每个无线电波脉冲发射后, 反射回波强度作为时延 t_d 和频率 f 的函数被记录下来, 进行图形化显示就得到了频高图。

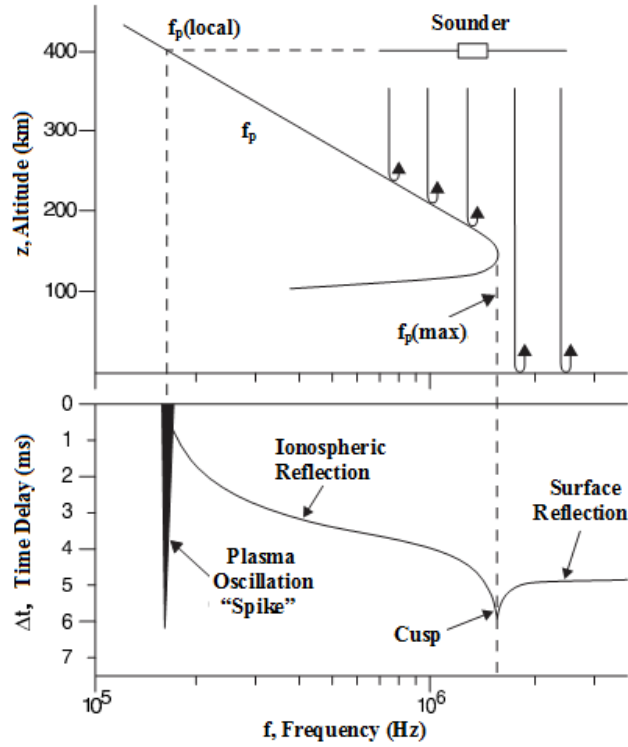


图 2.8 上图是雷达探测电波反射过程和火星顶部电离层垂直等离子体频率剖面。火星电子等离子体频率 f_p 是高度 z 的函数。下图是火星顶部频高图概图。纵轴表示电波往返的时间延迟。当地等离子体频率 $f_p(local)$ 处的垂直“钉”状是由雷达信号激发的电子等离子体震荡导致。在 $f_p(local)$ 到电离层最大频率 $f_p(max)$ 的频率范围内可观测到电离层回波信号。频率大于 $f_p(max)$ 的电波穿透火星电离层被地面反射,形成地面回波。电离层回波和地面回波在 $f_p(max)$ 交汇,形成“尖端(cusp)”结构。图片来源[Gurnett et al., 2005]。

图 2.8 下图是典型火星顶部频高图概图。从最低频率开始,第一个是当地等离子体频率 $f_p(local)$ 处的垂直“钉”状,它是由雷达信号激发的当地电子等离子体震荡导致的。这些震荡阻尼很小消散很慢,在频高图中表现为时延很长的回波。根据式 (2.26), 由垂直“钉”状对应的当地等离子体频率可以计算出当地电子密度 $N_e(local)$ 。继续往左,在频率大于垂直“钉”状时出现了从电离层垂直反射回来的电离层回波,该回波随电波频率增加,时延越来越长,并在 $f_p(max)$ 形成一个

尖端（cusp）结构。根据上文时延计算公式，当发射频率 f 非常接近 $f_p(max)$ 时， f_p/f 趋近于 0，群速度很小导致时延很长，就在频高图上形成了所见到的尖端结构。当电波频率超过临界频率 $f_p(max)$ 时，电波将穿透电离层并从火星地表反射回来，形成地面回波。地面回波用于探测火星地表以及地表以下的结构。

2.2.4 典型 MARSIS 频高图

图 2.9 是一张典型的 MARSIS 频高图。 x -轴表示发射频率，左侧 y -轴表示电波往返时延，右侧 y -轴表示虚高。虚高是假设电波以光速传播计算得到的，没有经过色散修正。彩色像素点颜色表示反射电波强度。图中共有四种回波，它们分别是电离层回波，当地等离子体频率的谐波，斜射回波和电子回旋回波。

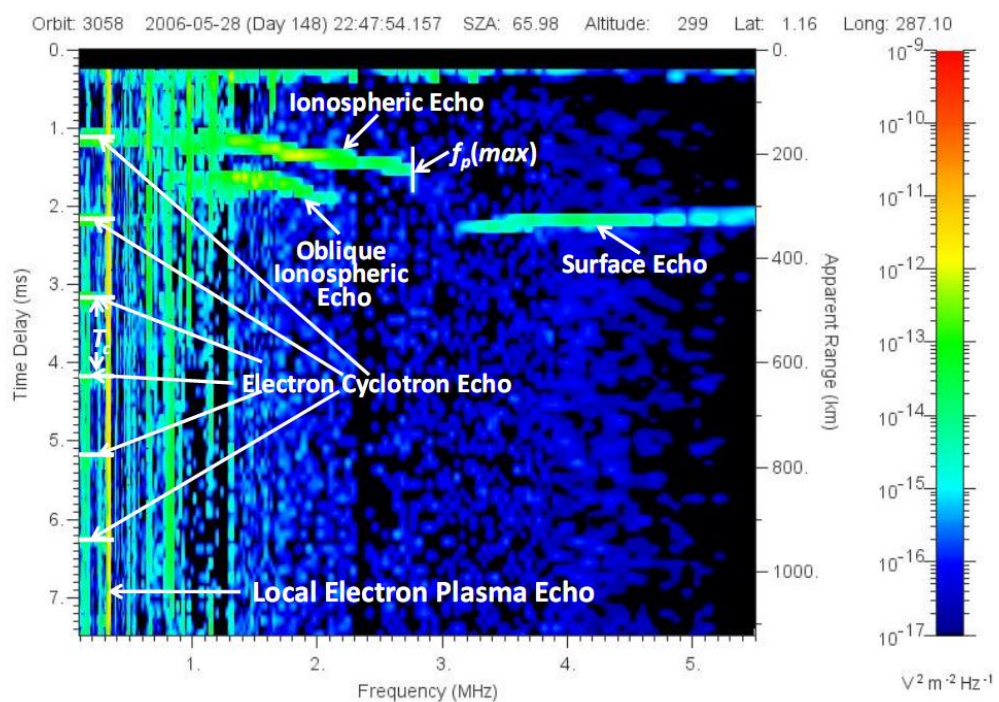


图 2.9 典型 MARSIS AIS 频高图。回波幅度（彩色像素点）是发射频率（ x -轴）和时延（左纵轴）或者虚高（右纵轴）的函数。频高图左侧一条一条的垂直亮纹表示当地等离子体频率的谐波，由雷达信号激发的当地电子等离子体震荡导致。通过测量这些谐波的频率间隔可确定当地等离子体频率 $f_p(local)$ 。随电波频率增加时延越来越长的回波是电离层回波，当电波频率非常接近临界频率 $f_p(max)$ 时，

电离层回波形成一个尖端结构（*cusp*）。由这个尖端结构可确定临界频率。当电波频率超过电离层临界频率时，电波穿透电离层被火星地面反射回来，形成地面回波。有时，在电离层回波下方还会出现斜射回波。另外一种比较特殊的回波是电子回旋回波。电离层中的部分电子会被雷达发射的脉冲加速，在火星磁场的作用下做回旋运动，因此这些回波出现的周期正是电子的回旋运动周期。

2.2.4.1 电离层回波

随电波频率增加时延越来越长的回波是电离层回波，电离层回波是 MARSIS 主动电离层探测最重要的产物。2.2.3 节已给出关于此回波产生机制的详细解释，此不赘述。

2.2.4.2 当地等离子体频率的谐波

在进行电离层主动探测时，MARSIS 在 0.1 MHz 到 5.5 MHz 的频率范围内发射一串无线电脉冲。发射脉冲总是精确地调频到既定的发射频率，以方波形式发射。方波产生的旁瓣，频率间隔相等（ $1/91.4 \mu\text{s} = 10.9 \text{ kHz}$ ），作用距离远。当等离子体频率恰好低于发射频率时，旁瓣能够将能量注入到当地电子等离子体震荡中。发射电波信号很强（400 V），远远大于天线敏感电压（<10 mV），其激发的电子等离子体震荡信号被接收器接收到。由于震荡幅度大于接收器可接收范围，信号被“修剪”成整数倍于当地等离子体频率的谐波[Morgan *et al.*, 2013]。这些谐波在频高图左上侧表现为一条条的等频率间隔的垂直亮纹，如图 2.9 所示，通过测量这些谐波的频率间隔可确定当地等离子体频率 $f_p(local)$ ，进而可确定当地电子密度 $N_e(local)$ 。通常，我们使用左侧第一条垂直亮纹确定当地等离子体频率 $f_p(local)$ ，但当 MEX 运行到高高度时，当地等离子体频率低于接收器的截断频率（100 kHz），接收器无法观测到当地等离子体频率的基波，此时，可以通过计算谐波频率间隔的方法获得当地等离子体频率[Gurnett *et al.*, 2008; Gurnett *et al.*, 2005; Morgan *et al.*, 2013]。

2.2.4.3 斜射回波

电离层斜反射回波与垂直回波相似，在频高图度量中非常容易导致程序错认。导致谐波出现的原因很多，比如电离层中的波动或者截断面产生大的电子密度水平梯度可以使垂直电波发生反射，再比如一些电子密度大的团块结构可以使电波发生反射[Duru et al., 2006]。

2.2.4.4 电子回旋回波

频高图中还有一种比较特殊的回波——电子回旋回波。电子回旋回波在频高图中表现为一系列时间间隔相等的水平条纹，如图 2.9 所示。MARSIS 发射的无线电脉冲电压很高（400 V），电离层中电子受到发射脉冲激发加速，在火星磁场作用下做回旋运动，周期性地回到天线附近在接收器中产生了一系列短带宽脉冲[Gurnett et al., 2008]。产生机制如图 2.10 所示。电子回旋回波持续时间和发射脉冲持续时间近似相等，约91.4 μs 。不依赖于磁场强度。因为典型电子回旋半径（约 400 m）远低于磁场典型尺度（几百 km），所以加速方向不一样的电子回到天线的几乎相等，于是产生相干效应，导致回波带宽较宽。

虽然 MEX 飞行器没有携带磁力计，但是电子回旋回波提供了新的潜在的度量当地磁场强度的方法。通过度量这些回波间的时延，磁场强度可以精确确定，精度在 1-3%[Gurnett et al., 2008]。

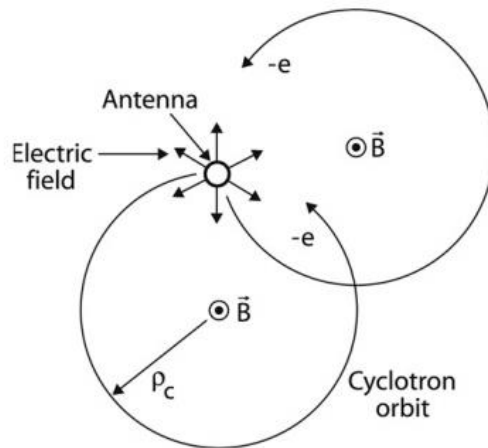


图 2.10 电子回旋回波产生机制[Gurnett et al., 2008]。中间空心小圈表示偶极子天线。天线每发射一个脉冲，附近电子被高电场加速（400 V/m），在磁场作用下做回旋运动，周期性地回到天线附近在接收器中产生了一系列短带宽脉冲。

2.3 MARSIS 频高图的度量

2.3.1 频高图度量方法

20 世纪 70 年代末以来,随着电离层数字测高仪的应用以及微机、信号处理和图像识别技术的发展,频高图的自动度量方法也逐渐发展起来。目前常用的度量方法有美国开发的 ARTIST 软件系列,意大利开发的 AUTOSCALA 软件,澳大利亚开发的 SMARTIS 软件和中国科学院地质与地球物理研究所开发的 CADI 软件。

ARTIST(Automatic Real Time IonogramScaler with True Height)是美国 Lowell 大学大气研究中心(University of Lowell, Center for Atmospheric Research, UMLCAR)研制的一系列用于 Digisonde 频高图的自动度量与反演方法。该方法将图像识别和模式(抛物线和切比雪夫多项式)拟合技术结合起来自动获取频高图各层描述及其电子浓度剖面[Reinisch and Xueqin, 1982; 1983; Xueqin and Reinisch, 1982]。

AUTOSCALA 是意大利国立地球物理与火山研究所(Istituto Nazionale di Geofisica e Vulcanologia, INGV)开发的用于 AIS 电离层测高仪的频高图度量软件。该方法基于图像识别技术,且不需要信号极化信息,主要用于从频高图中获取 f_oF_2 、 $MUF(3000)F_2$ 、 $M(3000)F_2$ 、 f_oF_1 、 $h'Es$ 和 fEs 等地球电离层参数和底部电离层电子密度剖面。对于地球电离层的 F_2 层,该软件将频高图看成二值化的二维图像,用具有 F_2 层描述典型特征的曲线在频高图上移动并作相关分析,初步确定最相关的 F_2 层描述曲线,再在该曲线附近一定区域内寻找幅度最大的像素点,对幅度最大像素点作最小二乘拟合得到最终的 F_2 层描述。

SMARTIST 软件是澳大利亚电离层预报服务中心(IPS)无线电波与空间服务组研制的用于 IPS 数字测高仪的频高图度量软件[Fox and Blundell, 1989]。该软件基于约束外推法(Seeding with Constrained Extrapolation)。约束外推法根据频高图各层的不同特点(如 F_2 尖端部分描述逐渐上升等)进行二次多项式拟合获取各层描述,再使用图像识别技术,逐渐外推依次搜索满足条件的描述像素点。

模糊几何法(Fuzzy Geometry)是中国台湾国立中央大学太空与遥测研究所研制的频高图自动度量方法,用于分析中国台湾中坜站(Chung Li)和美国犹他

USU Bear Lake 站的频高图数据[*Tsai and Berkey, 2000*]。该技术首先将频高图回波幅度灰度化,然后使用模糊几何法识别分属于各层的回波描述像素,通过平滑、外推和内插技术得到最终描述。

2007 年,中国科学院地质与地球物理研究所开发了应用于 CADI(Canadian Advanced Digital Ionosonde)数字垂测仪的频高图自动度量和反演方法[*Ding et al., 2007*]。该方法首先利用历史观测或国际参考电离层 IRI 模式获得的电离浓度剖面进行 EOF 分解,提取 EOF 函数族,用该 EOF 函数族的线性多项式来拟合实际的电离浓度剖面,然后通过改变多项式的系数获得电子密度剖面数据库,正演得到相应的频高图描述库,最后从这些频高图描述库中选择与实测频高图描述最为逼近的作为结果。

尽管上述频高图度量方法大多针对地球电离层,特别是地基地球频高图的度量,它们仍然为 MARSIS 频高图的度量提供了主要参考。在火星 MARSIS 频高图中,除了含有电离层垂直结构信息的电离层回波外,还有电离层局部结构导致的斜射回波,电波穿透电离层经地面反射形成的地面回波,当地电子等离子体振荡产生的当地等离子体频率的谐波和电离层中带电粒子受激做回旋加速运动产生的电子回旋回波。这四种回波与电离层回波相互干扰,且在信号强度上均可与电离层回波相比拟。此外,作为偶极子天线的内禀特性,当发射频率低于 1MHz 时,发射功率迅速下降,导致反射回波被噪声淹没很难识别出来[*Morgan et al., 2013*]。在地球上,受磁场影响 X 特征波的截断频率较高(见 2.1 节讨论),当 O 特征波不可见时可用 X 特征波解决这一问题[*Jackson, 1969*]。但这个方法不适用于 MARSIS 频高图,因为火星磁场很弱以至于不存在 X 特征波。由于这两方面的困难, MARSIS 频高图的度量大部分依赖于人工,目前正向自动处理发展。

*Morgan et al., [2008]*提出一个半自动度量算法用于从 MARSIS 频高图中提取电离层回波描述。该算法首先选取阈值消除背景噪声,使用矩形框手动框定电离层回波,在矩形框内自动选取各频率上的最小时延像素,最后手动剔除因噪声造成的不合理像素选取,得到最终的电离层回波描述。频高图左上侧一条一条的垂直亮纹是由当地等离子体振荡导致的当地等离子体频率的谐波。*Morgan et al., [2008]* 同时提出“电子标尺”法用于从这些谐波中提取当地等离子体频率。该方法

在频高图上侧画一系列等频率间隔的垂直短直线，调节频率间隔直到短直线和垂直亮纹的中心重合，此时的频率间隔就等于当地等离子体频率。

Bauer [2008]发展了一个基于 *matlab* 的可视化软件，旨在方便用户使用 ESA Planetary Science Archive (PSA) 中的 MARSIS AIS 数据，功能包括访问 PSA FTP 网站并下载数据

- 自动创建数据索引，包括创建本地磁盘上的数据索引和创建 FTP 存档库中的数据索引；
- 提取轨道信息，包括 MEX 所在经纬度、SZA 和高度信息；
- 以频谱图 (Spectrogram) 的形式浏览数据；
- 显示特定频率的回波的时间序列；
- 选择并显示频高图数据；
- 频高图度量，包括提取当地等离子体频率和电离层回波描述。提取当地等离子体频率有两种方式，一是用鼠标在频高图上直接选取频率，二是用鼠标在频高图上选取一系列电子等离子体震荡产生的谐波亮纹。其中，第二种方式能够精确地提取当地等离子体频率。提取电离层回波描述也有两种方式，一是使用鼠标沿着回波描述逐点点击，二是根据自动度量的描述选取几个可信的数据点。
- 从频高图反演电子浓度剖面；
- 图形用户接口和命令行接口。

4 年之后，MARSIS 频高图度量方法开始向自动处理方向发展。*Wang and Ping* [2012]提出一个目标跟踪算法，通过预测回波信号位置和形态识别电离层回波，识别率达 90%。该算法不依赖于电子浓度剖面的物理结构，在未来行星电离层遥测数据处理中具有通用性。

2.3.2 MARSIS 频高图度量——电离层回波描述

考虑到其他回波信号的干扰以及偶极子天线的内禀缺陷，我们的主要目的是提出一种用于 MARSIS 频高图的新的反演方法，本文我们采用最简单的方法，也就是坐在电脑屏幕前使用可视化软件（主要是可读鼠标）的半自动度量方法，从 MARSIS 频高图中提取电离层回波描述。该方法以 *Morgan et al.*, [2008] 的半

自动度量方法为基础，结合 Reinisch 和黄雪钦开发的 ISIS 顶部频高图描述自动识别方法[Reinisch and Xueqin, 1982]，创建了一个 Matlab 程序集。接下来我们以图 2.11（图 2.9）为例，详细介绍程序集的各步骤。

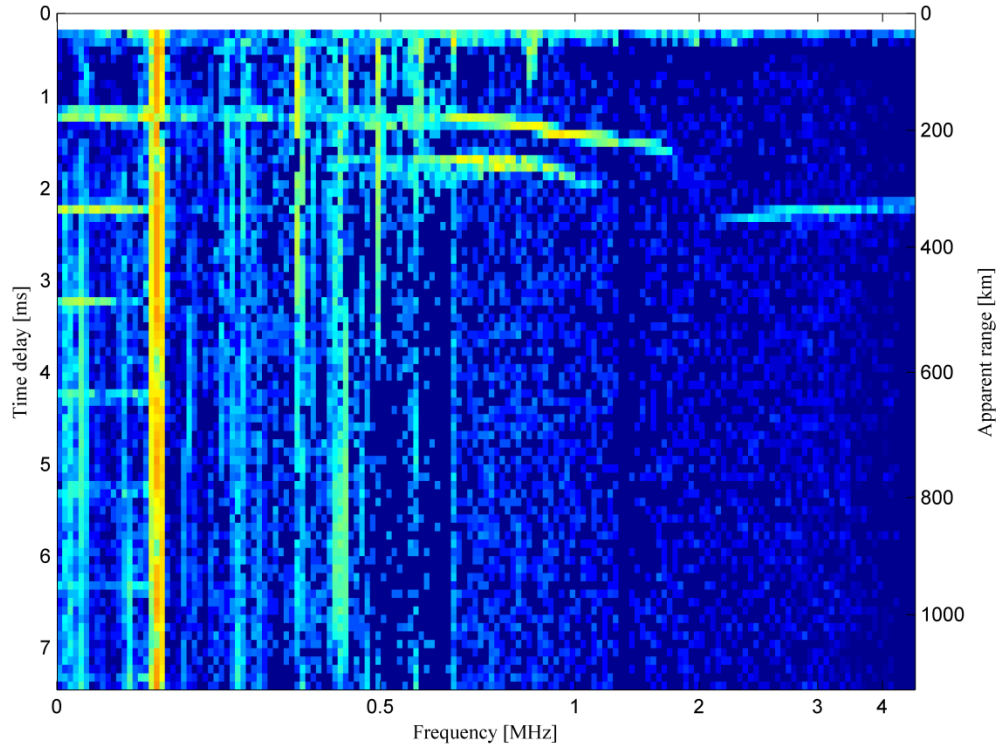


图 2.11a 图形化显示频高图。

步骤一：图形化显示频高图。

图 2.11a 是一张典型的 MARSIS 频高图，详细解释请参见图 2.9。

步骤二：使用矩形框手动框定电离层回波。

在 MARSIS 频高图中，当地等离子体频率的谐波是一条条强度和长度随时延衰减的垂直条纹。电子回旋回波是一条条等间隔的水平条纹。Wang and Ping [2012]提出 Hough 变换能够有效地将这些线性条纹移除，但是这两种回波不是绝对线性，Hough 变换不能完全将其移除干净。而且，当电离层回波和谐波位于同一时延上时，Hough 变换会将电离层回波错认成谐波一并移除。因此，手动框定电离层回波区域是一种直接有效的消除其他回波信号干扰的方法[Morgan et al., 2008]。使用鼠标在电离层回波描述线的左上方和右下方各点击一次，矩形框就出现在频高图中，如图 2.11b 所示。

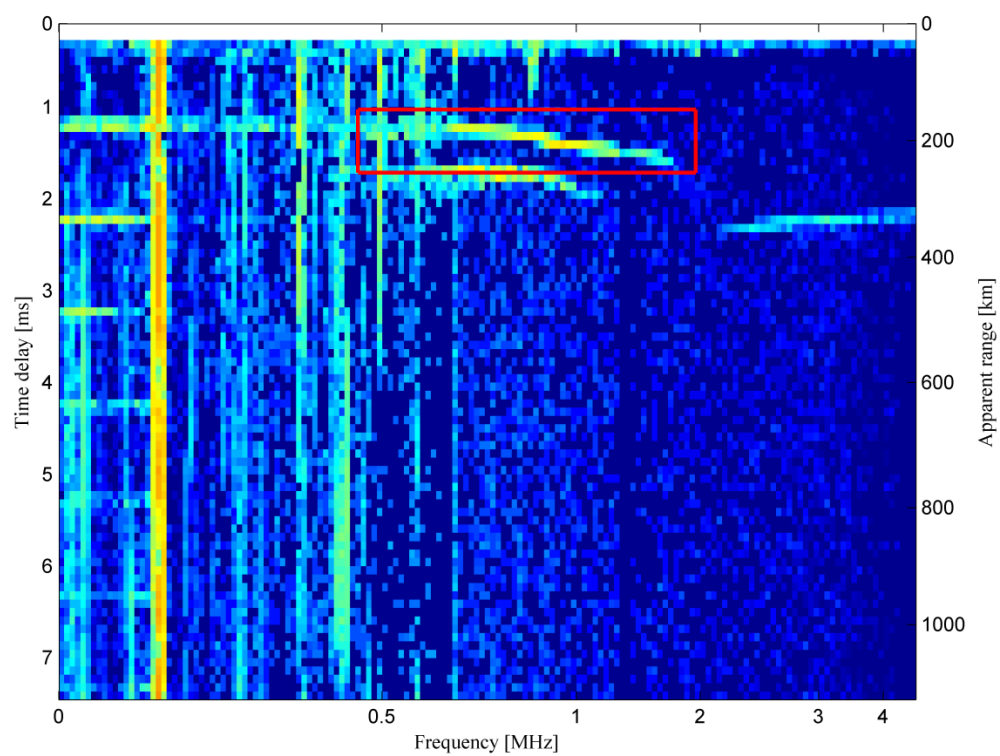


图 2.11 b 使用矩形框手动框定电离层回波。

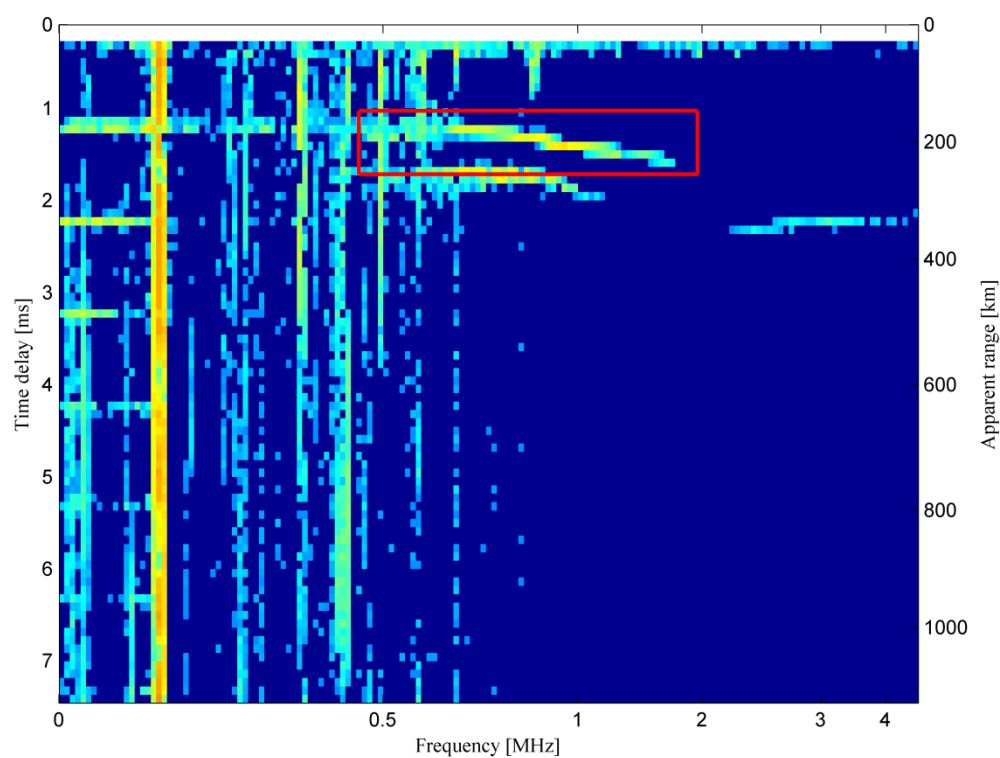


图 2.11c 消除背景噪音。

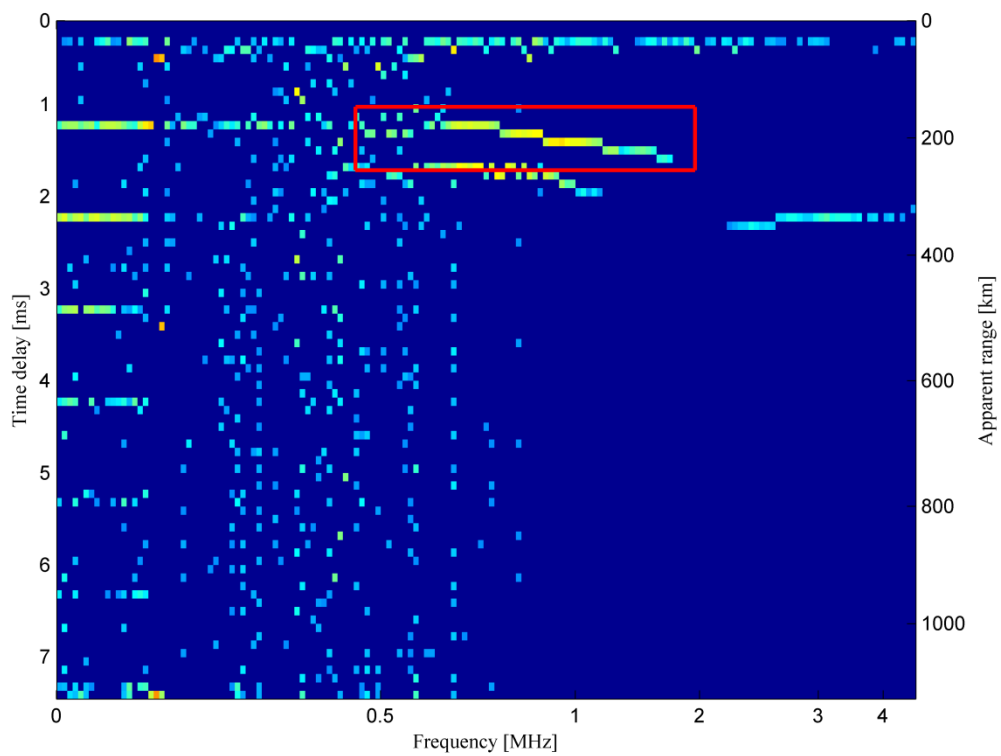


图 2.11d 定义幅度极值点。

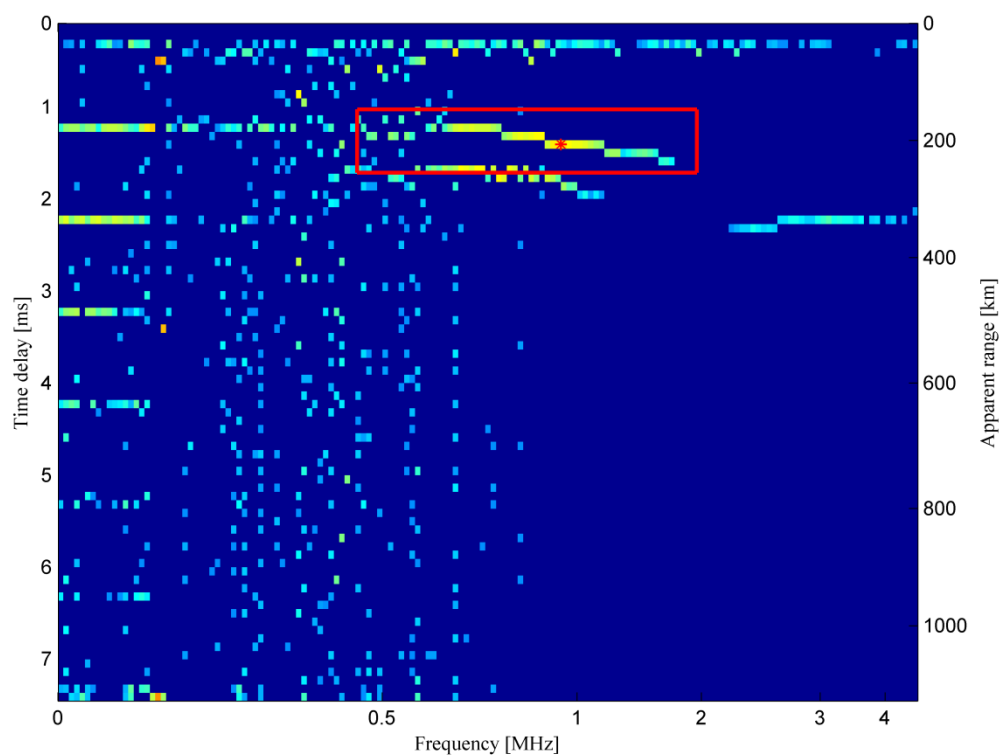


图 2.11e 寻找描述中心。

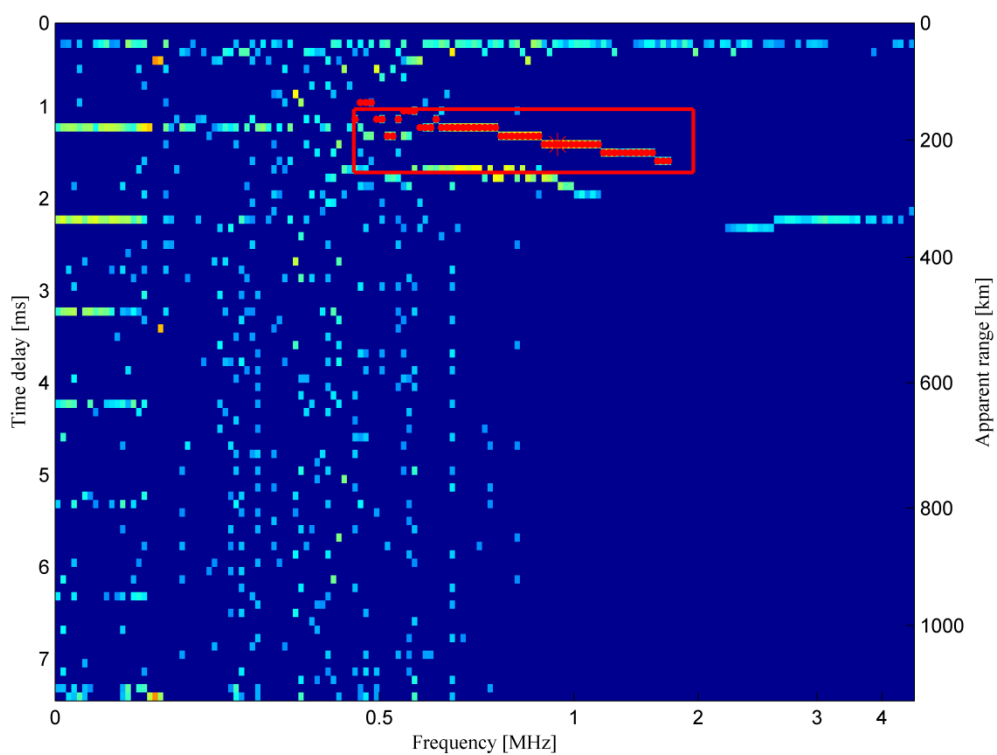


图 2.11f 建立基线。

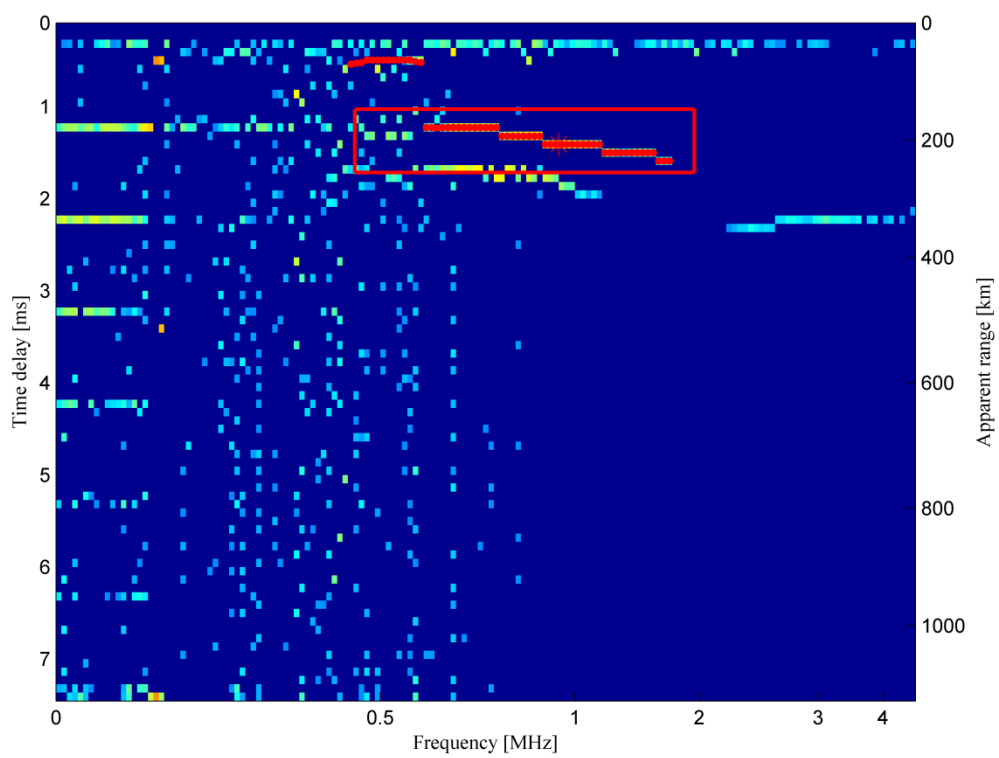


图 2.11g 手动剔除不合理基线点。

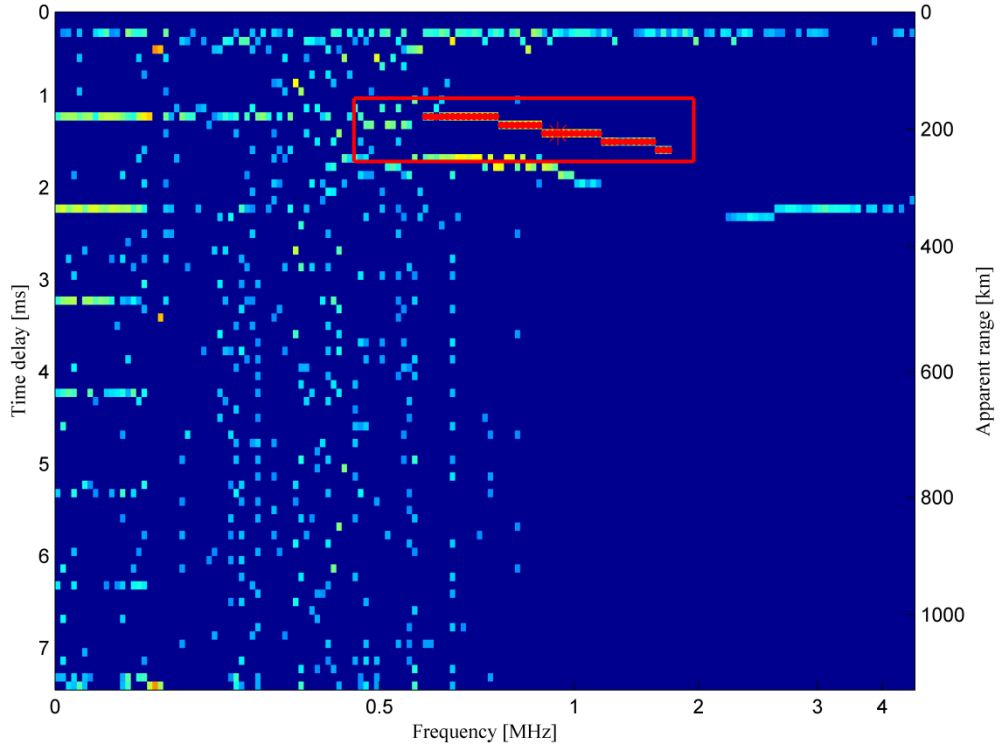


图 2.11h 度量得到的电离层回波描述。

步骤三：消除背景噪音。

根据频高图信噪比的统计特性选取阈值 $1 \times 10^{-15} (V/m)^2/Hz$ 剔除背景噪声 [Morgan et al., 2008]。如图 2.11c 所示。

步骤四：定义幅度极值点。

对每一个频率，幅度极值点定义为两个非零回波幅度之间的第一个幅度最大值 [Reinisch and Xueqin, 1982]。在图 2.11d 中，矩形像素点表示计算得到的幅度极值点，这些矩形像素点很好地代表了原电离层回波描述，其数量也明显地小于原频高图像素点的数量，大大减少了计算时间。

步骤五：寻找描述中心。

在矩形框内，分两步寻找描述中心 [Reinisch and Xueqin, 1982]。一是对每个时延，计算 ± 2 频率范围内幅度极值点的幅度和，最大幅度和对应的时延作为描述中心的时延。二是沿着描述中心时延对应的频率轴滑动窗口 ± 2 频率 $\times \pm 1$ 时延以计算幅度和，最大幅度和对应的频率作为描述中心的频率。寻找到的描述中心如图 2.11e 中红色星号所示。

步骤六：建立基线。

从描述中心开始建立电离层回波基线[*Reinisch and Xueqin, 1982*]。从描述中心向高频移动窗口 ± 2 时延，对每一个频率，将和前一个窗口基线点最近的幅度极值点作为本次基线点，若未找到，则将前一个基线点作为本次基线点。一直寻找到基线的最大频率 $f_p(max)$ 。判断到达 $f_p(max)$ 的标准是在该频率后连续四个基线点没有寻找到。建立的基线如图 2.11f 红点所示。在低频部分，电离层回波和谐波相互干扰导致基线点杂乱，我们将在步骤七中手动剔除这些不合理基线点。

步骤七：手动剔除不合理基线点。

在低频，将杂乱的不合理的基线点移到矩形框外；同时将被散点噪声影响的基线点拉回基线上。处理结果如图 2.11g 所示。将位于矩形框外的不合理基线点剔除，就得到了电离层回波描述，如图 2.11h 所示。电离层回波描述中出现的“阶梯”结构是频高图时间分辨率过于粗糙导致的。频高图的时间分辨率是 $91.4\mu s$ ，根据下式

$$R_{app} = c \times \frac{t_d}{2} = (3 \times 10^5 km/s) \times \frac{91.4\mu s}{2} = 13.7 km$$

相当于虚高距离的误差为 $13.7 km$ 或者 $\pm 6.9 km$ 。

根据度量得到的基线点可以计算出回波时延 t_d

$$\begin{aligned} t_d = & 91.4 \mu s \text{ (发射脉冲宽度)} \\ & + 162.5 \mu s \text{ (接收器的死区时间)} \\ & + (i - 0.5) \cdot 91.4 \mu s \text{ (采样时延)}, 1 \leq i \leq 80 \end{aligned}$$

其中，采样时间从 253.9 到 $7422.6 \mu s$ 。右侧的第一行表示发射脉冲的宽度。时延 t_d 从脉冲发射起始时间起算。第二行表示死区时间，既没有发射也没有接收。死区时间是为了保护接收器不受强发射脉冲的破坏。第三行表示 80 个等时间窗口的采样时间，每个时间窗口是 $91.4 \mu s$ 。我们假设幅度极值出现在像素点的中心，所以有 0.5 个像素的修正。计算得到的时延作为频率的函数记录下来，作为数据输入将在下节用于 **MARSIS** 频高图的反演。

值得注意的是，在电离层回波描述度量中，*Morgan et al., [2008]*以最小时延为度量标准，而我们采用反射回波强度最大为标准。使用最小时延标准通常需要选取强度阈值，而阈值一般通过经验选取因具有很大的武断性。使用最小时延标准还有一个问题，就是低频部分的反射回波强度下降很快，低于阈值的部分回波

虽然明显但也无法度量出来。但通常情况下，由于 MARSIS 频高图时间分辨率粗糙，这两种度量标准得到的结果几乎只相差半个时延，在误差水平范围内，所以选择哪种度量标准实际上取决于工作者的偏好[Morgan et al., 2013]。

2.3.3 MARSIS 频高图度量——当地等离子体频率

对于当地等离子体频率的提取，我们采用“电子标尺”法[Morgan et al., 2008]。即在频高图上侧画一系列等频率间隔的垂直短直线，如图 2.12 所示。调节频率间隔直到短直线和垂直亮纹的中心重合，此时的频率间隔就等于当地等离子体频率。根据公式（2.26），由当地等离子体频率可计算出当地电子密度。“电子标尺”法能够获得的电子密度下限是 $10 - 20 \text{ cm}^{-3}$ ，精度是 $\pm 2 \%$ [Duru et al., 2008]。

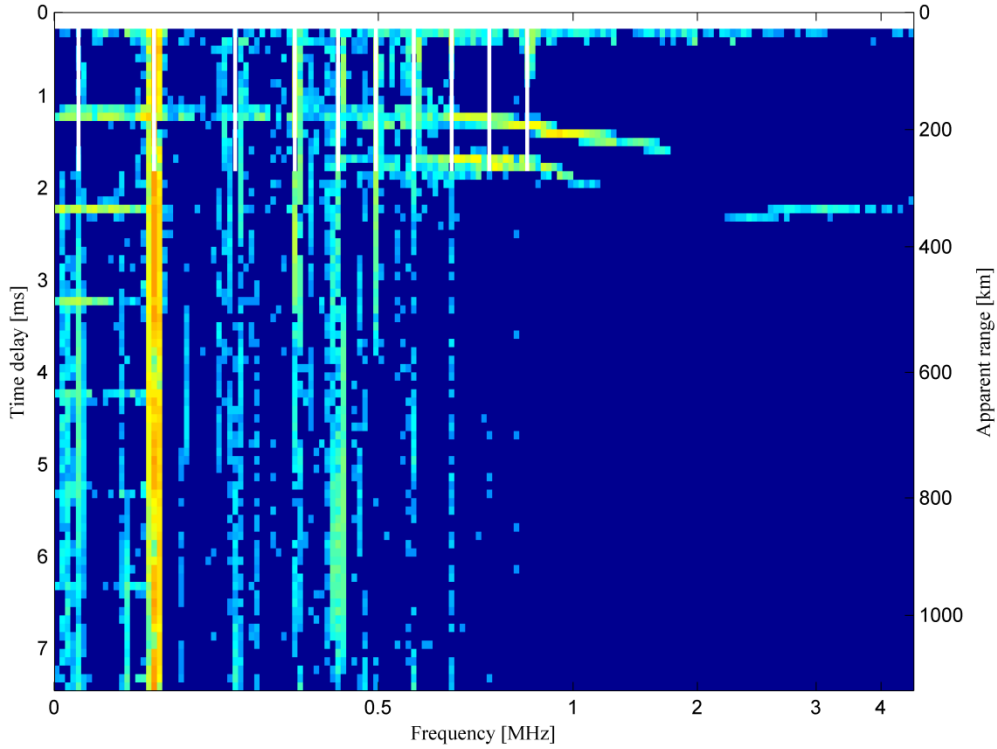


图 2.12 与图 2.9 相同。提取当地等离子体频率。频高图上侧一系列的垂直白线和垂直亮纹中心重合，表示白线间的频率间隔就等于当地等离子体频率。

在计算当地等离子体频率时，我们假定等离子体频率严格等于电子等离子体振荡频率，忽略了电子热效应。实际上，电子等离子体振荡频率是

$$\omega^2 = \omega_p^2 [1 + 3\lambda_{De}^2 k^2]$$

其中， λ_{De} 是德拜长度，波数 $k = 2\pi/\lambda$ ， λ 是波长。电子热效应修正由上式右边第二项给出[Gurnett and Bhattacharjee, 2005]。实际上，这个修正项很小，一般可忽略不计。偶极子天线点到点的长度 $L=40$ m，其激发的电波波长 $\lambda \approx 40$ m。德拜长度 $\lambda_{De} = 6.9(T_e/n_e)^{1/2}$ cm，其中 T_e 是温度，单位是 Kelvin， n_e 是电子密度，单位是 cm^{-3} [Gurnett and Bhattacharjee, 2005]。火星电离层温度的上限是 5000 K [Nagy et al., 2004]，当地电子密度下限 $n_e = 10\text{cm}^{-3}$ ，那么最大德拜长度 $\lambda_{De,max} = 1.5$ m，则上式中的修正项 $3\lambda_{De}^2 k^2 = 0.176$ ，相当于频率偏移量 8.4%。这个频率偏移量远小于接收器在低频处的频率分辨率 $\Delta f/f \sim 10\%$ （对于当地电子密度下限 10 cm^{-3} ）。当密度更高或者温度更低时，德拜长度更小，热效应修正可以完全忽略。

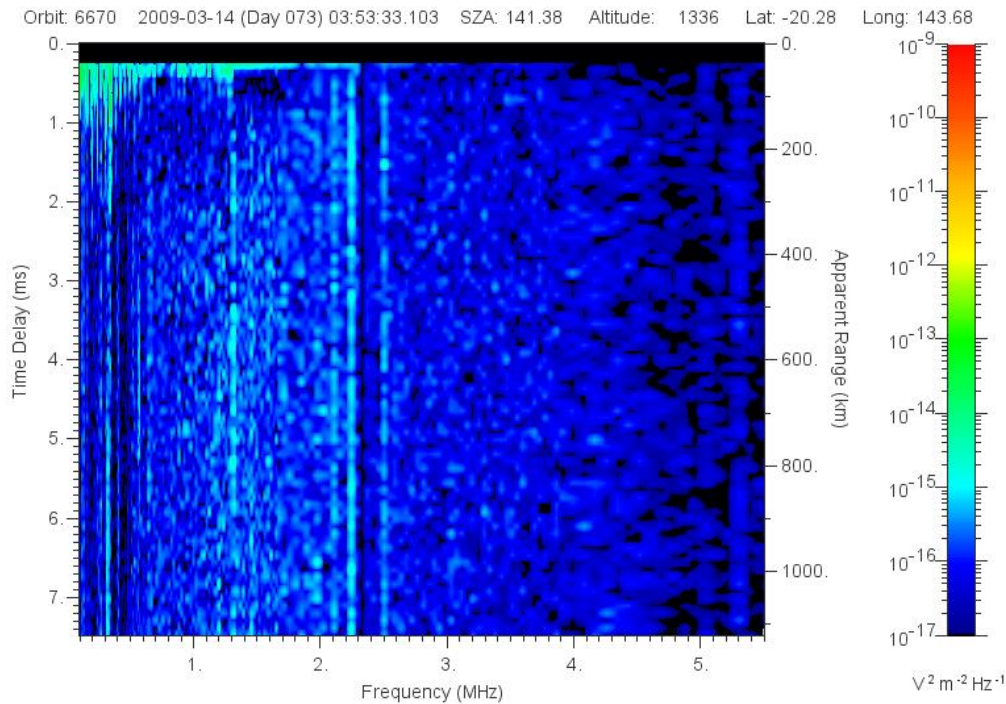


图 2.13 当 MEX 在高高度运行时，电子密度低，导致当地等离子体频率的谐波微弱，间隔小，时延短。

当地等离子体频率的谐波并不都像图 2.12 中那样明显，有时候谐波微弱而且间隔小，如图 2.13 所示，上述“电子标尺法”应用起来费时费力。为此，Andrews et al. [2013]提出一种自动获取当地电子密度的方法。该方法将电子密度分为两个

区域, 一个是低密度区域, $n_e < 150 \text{ cm}^{-3}$, 一个是高密度区域, $n_e > 150 \text{ cm}^{-3}$ 。定义参量 q

$$q = \log_{10} \left(\frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \max_i(s_{ij}) \right)$$

其中, i 表示第 i 个电波频率, j 表示第 j 个时延, s_{ij} 表示反射回波强度, $\max_i$ 表示沿着频率 i -轴的回波强度最大值。 $\sum_{j=1}^N \max_i(s_{ij})$ 表示前 N 个时间轴上的最大值之和, 将最大值和平均并取对数就得到了参量 q 。在低密度区域, 谐波微弱, 间隔小, 时延短。在高密度区, 谐波信号较强, 间隔大, 时延长, 有时甚至出现在整个时间轴上。经验表明, 取 $N=20$ (相当于时延 $t_d = 0.25 - 2 \text{ ms}$) 能在高低密度区之间取得很好的平衡。建立经验模型

$$\log n_e = \sum_{m=0}^4 \alpha_m q^m$$

对任意一张频高图, 可通过程序自动算出参量 q , 根据经验模型可给出该频高图对应的当地电子密度。

虽然经验模型适用高低两个密度区, 但实际上主要应用在低密度区。在高密度区, 谐波信号较强, 间隔大, 时延长, 为了得到更加可靠的数据, 当地电子密度仍然使用图像处理方法从当地等离子体频率的谐波直接获取。

注意, 当 MEX 运行到某些区域时, 频高图上当地等离子体频率的谐波经常消失。导致谐波消失的可能原因有三个[Duru et al., 2008]:

第一个是电子密度很低以至于当地等离子体频率的基波及其谐波都低于接收器的频率下限 (100 kHz)。由于谐波波数大于 10 的谐波信号很弱, 所以频率低于 10 kHz (1 cm^{-3}) 的电子等离子体震荡无法产生可探测回波。而且, 对于如此低的电子密度, 其当地等离子体频率的谐波间隔也低于仪器的频率分辨率 (10.9 kHz), 即使其对应的谐波存在, 接收器也探测不到。经验表明, 谐波间的频率间隔不低于 30 kHz (电子密度 10 cm^{-3}) 时, 其对应的谐波才可信。

第二个可能的原因是等离子流速很快, 局地产生的波包在接收器能够响应前就已经被吹走。为了使接收器能够响应, 要求产生的波包至少停留 $\Delta t(\text{min}) = 0.25 \text{ ms}$, 相当于时延下限(请参见 2.4.2 节)。雷达激发的波包波长 $L \approx 40 \text{ m}$, 粗略估计, 当等离子体流速为 $L/\Delta t(\text{min}) = 160 \text{ km/s}$ 时等离子体震荡 (或者谐

波)无法探测到。典型太阳风速度是 400 km/s, 所以太阳风中的等离子体震荡或者任何流速大于 400 km/s 的区域中, 等离子体震荡都无法探测到。

第三个可能的原因是 MEX 运行在温度很高的区域。高温区域 Landau 阻尼很强以至于等离子体震荡很快停止。当德拜长度与等离子体震荡波长相比拟或者更长时, 即 $k\lambda_{De} > 1$ 时, Landau 阻尼很强[Gurnett and Bhattacharjee, 2005]。取 $\lambda = 40$, 根据 $\lambda_{De} = 6.9(T_e/n_e)^{1/2}$, 有关系式 $T_e < 8521n_e$, 可知电子密度越低, 德拜长度越大, Landau 阻尼越强。取当地电子密度下限 $n_e = 10 \text{ cm}^{-3}$ 来估计 Landau 阻尼变强的温度, 计算得到的温度下限是 80,000 Kelvin, 远高于火星电离层温度, 所以火星电离层中 Landau 阻尼可忽略不计。但是太阳风中温度高达 100,000 K, 所以在太阳风或者温度更高的弓激波中 Landau 阻尼不可忽略。

综上所述, 在太阳风或者弓激波或者下列任意一种区域中, 等离子体震荡都无法探测到, 这些区域包括 (1) 电子密度低于 10 cm^{-3} ; (2) 等离子体流速高于 160 km/s; (3) 温度高于 $8521 n_e$ 。基于本节分析, 在高高度观测到的等离子体震荡突然消失的区域应该是 MEX 飞行器进入到热的、稀薄的、流速很快的下游弓激波的过渡区。

2.4 MARSIS 频高图的反演

2.4.1 典型的频高图反演方法

从 20 世纪 30 年代垂测仪投入使用以来, 多种频高图反演方法也随之发展起来。具有代表性的方法包括 Abel 积分方程法, 分片法和模式法。

2.4.1.1 Abel 积分方程法

假定电离层水平分层, 工作频率为 f 的垂直电波的反射虚高 h' 由式 (2.31) 给出, 式 (2.31) 还可以写为

$$h'(f) = \int_0^{h_r} \mu' \frac{dh}{df_p} df_p + h_0 \quad (2.32)$$

其中, h_0 是电离层底高, 在此高度以下 $f_p = 0$, 虚高和实高相等。

无磁场情况下, 积分方程 (2.32) 是 Abel 型积分方程, Abel 型积分方程的

解是数学物理中的经典问题[Whittaker and Watson, 1927], 其正式解[Budden, 1966]是

$$h(f_p) = \frac{2}{\pi} \int_{\alpha_0}^{\pi/2} h'(f_p \sin \alpha) d\alpha \quad (2.33)$$

其中, $\alpha = f_p(h)/f$, $\alpha_0 = f_p(h)/f_p(\max)$ 。其中, $f_p(\max)$ 是电离层最大频率 (临界频率)。

2.4.1.2 分片法

考虑地磁场效应时, 求电子浓度剖面用“分片法”。Budden 的“矩阵法”[Budden, 1955]就是此方法的一个典型例子。

假设 $h'(f)$ 曲线是单调变化的, 我们沿虚高轴水平地把电离层分成几个薄片, 并假设在每一个薄片 dh/df_p 是常数, 所以函数 $h'(f)$ 可由一系列小线段代替。用 $h'(f_i)$ 表示在第 i 片顶部, 即在实高 h_i 反射频率 f_i 的虚高, 可写出 $(n+1)$ 个方程

$$\begin{aligned} h'(0) &= h(0) \\ h'(f_1) &= h(0) + \frac{h(f_1) - h(0)}{f_1 - 0} \int_0^{f_1} \mu'(f_1, f_p) df_p \\ h'(f_2) &= h(0) + \frac{h(f_1) - h(0)}{f_1 - 0} \int_0^{f_1} \mu'(f_2, f_p) df_p \\ &\quad + \frac{h(f_2) - h(f_1)}{f_2 - f_1} \int_1^{f_2} \mu'(f_2, f_p) df_p \\ &\quad \dots \\ h'(f_j) &= h(0) + \sum_{i=1}^j \frac{h(f_i) - h(f_{i-1})}{f_i - f_{i-1}} \int_{f_{i-1}}^{f_i} \mu'(f_j, f_p) df_p \end{aligned} \quad (2.34)$$

这样的方程一直写到 $j = n$ 。注意, 当 $i=1$ 时, $f_{i-1} = 0$ 。

令

$$M_{ji} = (f_i - f_{i-1})^{-1} \int_{f_{i-1}}^{f_i} \mu'(f_j, f_p) df_p \quad (2.35)$$

方程组 (2.34) 变换为

$$h'(f_j) - h(0) = \sum_{i=1}^j (h(f_i) - h(f_{i-1})) M_{ji} \quad (2.36)$$

或

$$h^{*'} = \sum_{i=1}^j (\Delta h_i) M_{ji} \quad (2.37)$$

此处 $h^{*'}$ 是频率为 f_j 时从层底 $h(0)$ 算起的虚高, Δh_i 是第 i 片的实际高度, 而 M_{ji} 是在第 i 片中 μ' 对于频率 f_j 的平均值。

将方程组 (2.37) 写成矩阵的形式

$$h^{*'} = M \cdot \Delta h \quad (2.38)$$

其解为

$$\Delta h = M^{-1} \cdot h^{*'} \quad (2.39)$$

由此给出每一片的实际宽度 Δh , 于是频率 f_j 的实高为

$$h_j = h(0) + \sum_{i=1}^j \Delta h_i \quad (2.40)$$

该方法的局限性在于要求质量很高的频高图, 描迹完整, 分辨率高。当出现电离层谷时, 处理十分困难, 计算结果误差很大。因此这种方法很少在实际中使用。

2.4.1.3 模式法

为了某些用途, 尤其是为了简化积分和微分等计算, 假定电子浓度剖面具有某种确定的解析形式, 并与观测的频高图描迹拟合, 算出电离层参数, 这就是“模式法”。其中, Titheridge 的 Taylor 多项式以及黄雪钦和 Reinisch 偏移 Chebyshev 多项式应用最为广泛。

1985 年, 新西兰的 Titheridge 提出了用于频高图反演的多项式分析 (Polynomial Analysis) 方法, 简称 POLAN 方法 [Titheridge, 1985]。该方法将电子浓度剖面表示为单个或多个 Taylor 多项式, 并与观测的频高图描迹拟合, 算出电离层参数, 进而确定电子浓度剖面。下面给出详细介绍。

假定等离子体频率 (f_p) 随真高 (h) 的变化具有以下形式

$$h - h_a = \sum_{j=1}^T q_j (f_p - f_a)^j \quad (2.41)$$

其中 h_a 和 f_a 分别是逐步计算电子浓度真高多项式时的初始高度和初始频率, T 是多项式的阶数。已知 h_a 以下的真高和频率 f_a 以上的虚高。用该真高多项式去拟合 R 个已知的真高数据和 V 个已知的虚高数据。当计算到整个剖面的第 k 个频率 (f_k) 时, 令 $f_a = f_k$, $h_a = h_k$ 。

假设频率高于 f_a 的虚高值已经将修正, 该修正是由 $f_N < f_a$ 的电离引起的。电离修正参见[Titheridge, 1988]。修正过的虚高由 h'' 表示。由式 (2.31) 和 (2.41) 得到

$$\begin{aligned} h''_{k+i} - h_a &= q_j j \int_{f_a}^{f_r} \mu'(F_i, f_p) (f_N - f_a)^{j-1} f_p \\ &= \sum_{j=1}^T q_j B_{ij} \end{aligned} \quad (2.42)$$

其中,

$$B_{ij} = j \int_{f_a}^{f_r} \mu'(F_i, f_p) (f_N - f_a)^{j-1} f_p$$

B_{ij} 的计算参见[Titheridge, 1988]。

同时, 频率在 f_{k+i} ($i = 1, 2, \dots, V$) 处的真高可表示为

$$\begin{aligned} h - h_a &= \sum_{j=1}^T q_j (f_{k+i} - f_a)^j \\ &= \sum_{j=1}^T q_j C_{ij} \end{aligned} \quad (2.43)$$

其中,

$$C_{ij} = (f_{k+i} - f_a)^j$$

将 (2.42) 式展开得到

$$\begin{aligned} B_{1,1}q_1 + B_{1,2}q_2 + \dots + B_{1,T}q_T &= h''_{k+1} - h_a \\ B_{2,1}q_1 + B_{2,2}q_2 + \dots + B_{2,T}q_T &= h''_{k+2} - h_a \end{aligned} \quad (2.44)$$

...

$$B_{V,1}q_1 + B_{V,2}q_2 + \dots + B_{V,T}q_T = h''_{k+V} - h_a$$

将 (2.43) 式展开得到

$$\begin{aligned} C_{1,1}q_1 + C_{1,2}q_2 + \dots + C_{1,T}q_T &= h_{k+1} - h_a \\ C_{2,1}q_1 + C_{2,2}q_2 + \dots + C_{2,T}q_T &= h_{k+2} - h_a \end{aligned} \quad (2.45)$$

$$\dots$$

$$C_{R,1}q_1 + C_{R,2}q_2 + \dots + C_{R,T}q_T = h_{k+R} - h_a$$

联合式 (2.44) 和式 (2.45) 可求解得到多项式系数 $q_j (j = 1, 2, \dots, T)$ 。根据式 (2.41) 可计算频率 $f_i, i = R + 1, \dots, R + V$ 处的真高值。

通过设定 T 、 R 和 V 的不同数值，我们可以得到真高的任意阶多项式表达式。比如，设 $R=0$ ，得到真高的线性形式。设 $T=R+V$ 得到的严格符合已知虚高的真高方程。如果 $T < R+V$ ，最小二乘求解方程 (2.52) 和 (2.53) 需要，得到的真高剖面是已知真高数据和虚高数据的平滑。

黄雪钦和 Reinisch 进一步发展了多项式拟合方法，用偏移 Chebyshev 多项式代替了 Titheridge 的 Taylor 多项式[Xueqin and Reinisch, 1982]。偏移 Chebyshev 多项式在两个方面优于 Taylor 多项式，一是能够偏移 Chebyshev 多项式在峰值区域自然呈抛物线形状；二是能用较少的多项式描述整个剖面。接下来介绍黄雪钦和 Reinisch 的多项式拟合方法。

引进修正频率

$$f_k'^2 = f_k^2, \text{ 对于 O 波}$$

$$f_k'^2 = f_k^2 - f_k \cdot f_{B,r}, \text{ 对于 X 波} \quad (2.46)$$

$$f_k'^2 = f_k^2 + f_k \cdot f_{B,r}, \text{ 对于 Z 波}$$

其中， $f_{B,r}$ 表示反射点 h_r 处的回旋频率。对任意特征波模以下反射条件都满足

$$f_k' = f_p(h_r) \quad (2.47)$$

当在频高图上的某一频率区间内，一种特征波消失时可根据另一种特征波来获得虚高数据。

为避免群折射指数 μ' 在反射点趋近于无穷，使用下列变量代换[Becker, 1960]

$$t^2 = \frac{f_k'^2 - f_p^2(h)}{f_k'^2 - f_s^2} \quad (2.48)$$

其中， f_s 是飞行器所在处的等离子体频率。

式 (2.31) 变换为

$$h'(f_k) = 2(f_k'^2 - f_s^2) \int_0^1 \mu' t \frac{dz}{df_p^2} dt \quad (2.49)$$

经过变量代换，变量 $\mu't$ 在反射点处具有有限值，上式中的积分可以精确计算出来。

假设电子浓度随高度的变化满足

$$z = A_{I+1} + g^{1/2} \int_{i=0}^I A_i T_i^*(g) \quad (2.50)$$

其中，

$$g(t) = \frac{\ln(f_p/f_p(\max))}{\ln(f_s/f_p(\max))}, 0 \leq g \leq 1 \quad (2.51)$$

$$f_p^2 = f_k'^2 - t^2(f_k'^2 - f_s^2) \quad (2.52)$$

偏移 Chebyshev 多项式

$$\begin{aligned} T_0^*(g) &= 1 \\ T_1^*(g) &= 2g - 1 \end{aligned} \quad (2.53)$$

$$T_i^*(g) = 2(2g - 1)T_{i-1}^*(g) - T_{i-2}^*(g)$$

在电离层峰值区域 $g=0$ ，因此常数项 A_{I+1} 表示峰值距离 z_m 。在 $z=0$ ，即飞行器所在处， $g=1$ 以及 $T_i^*(1) \equiv 1$ ，因此 A_{I+1} 有一个简单的表达式

$$A_{I+1} = - \sum_{i=0}^I A_i \quad (2.54)$$

换句话说，系数 A_i 的和决定整个剖面。式 (2.50) 中的因子 $g^{1/2}$ 保证了峰值区域在 $g \rightarrow 0$ 呈抛物形状。

式 (2.49) 变为

$$h'(f_k) = \sum_{i=0}^I A_i S_{ik} \quad (2.55)$$

其中，

$$S_{ik} = \frac{f_k'^2 - f_s^2}{2\ln(f_s/f_p(\max))} \int_0^1 \frac{\mu't}{f_p^2 g^{1/2}} \left(T_i^*(g) + 2g \frac{d}{dg} T_i^*(g) \right) dt \quad (2.56)$$

自动度量的描述和 (2.55) 式计算的虚高描述之差为

$$\varepsilon = \sum_{i=0}^I \left(h_k' - \int_{i=0}^I A_i S_{ik} \right)^2 \quad (2.57)$$

当 ε 最小时，可确定系数，系数一旦确定，电子浓度剖面也就随之确定。

2.4.1.4 MARSIS 频高图的反演方法

根据 MEX 上的 MARSIS 雷达工作原理, *Gurnett et al.* [2005] 首先使用 Abel 积分方程对 MARSIS 频高图进行反演获得了火星顶部电离层电子浓度剖面, 紧接着, *Nielsen et al.*, [2006] 根据“层叠”法原理假设火星电离层水平分层, 在每一个薄层中假设等离子体频率随高度线性变化, 实现了一个新的 MARSIS 频高图的反演方法。*Morgan et al.*, [2008] 同样实现了“层叠”法, 不同的是假设在每一个薄层中假设等离子体频率随高度指数变化。但“层叠”法, 要求频高图, 描述完整, 分辨率高, 当出现谷状结构时, 计算结构误差很大。为处理谷状结构, *Wang et al.*, [2009] 使用上层有一个“不可见顶部结构”的 Chapman- α 层来描述电子浓度剖面, *Zou et al.* [2010] 则使用“Sin”曲线模型实现了对电离层“谷区”的重构。

2.4.2 主成分分析方法

2.4.2.1 主成分分析方法的基本思想

主成分分析方法(Principal Component Analysis, PCA)的基本思想是是将含有多个变量的数据集压缩为一个含有较少(越少越好)变量的新数据集。新变量是原变量的线性组合, 并且代表了原数据最大可能的变化性, 变化性用方差度量。也就是说, 对于多维观测数据 $\mathbf{x}(k \times n)$, PCA 方法可以找到一个新数据 $\mathbf{u}(m \times n)$ 且新数据 $\mathbf{u}$ 的各分量是原数据 $\mathbf{x}$ 各分量的线性组合。当 $m \ll k$ 时, PCA 能够有效地实现对数据的压缩。有效压缩只有在原数据各分量间存在相关, 原数据包含有多余信息的情况下才会发生。新数据 $\mathbf{u}$ 中的各分量称为经验正交基[*Wilks*, 2011]。

我们假设 $k=2$, 以二元变量 $\mathbf{x} = (x_1, x_2)$ 为例, 介绍经验正交基的导出[*范金城和 梅长林*, 2002]。将原变量 x_1, x_2 线性组合成一个新变量

$$y = e_1 x_1 + e_2 x_2 \quad (2.58)$$

并使它具有极大的方法, 即是下式达到最大

$$\begin{aligned} \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (y_i - \bar{y})^2 &= \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (e_1 x_{1i} + e_2 x_{2i} - e_1 \bar{x}_1 - e_2 \bar{x}_2)^2 \\ &= e_1^2 \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_{1i} - \bar{x}_1)^2 + e_2^2 \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_{2i} - \bar{x}_2)^2 \\ &\quad + 2e_1 e_2 \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_{1i} - \bar{x}_1)(x_{2i} - \bar{x}_2) \end{aligned} \quad (2.59)$$

令

$$\begin{aligned} s_{11} &= \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_{1i} - \bar{x}_1)^2 \\ s_{22} &= \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_{2i} - \bar{x}_2)^2 \\ s_{12} &= \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_{1i} - \bar{x}_1)(x_{2i} - \bar{x}_2) \end{aligned} \quad (2.60)$$

因为 $\text{Var}(\mathbf{k}\mathbf{v}\mathbf{x}) = k^2 \text{Var}(\mathbf{v}\mathbf{x})$ ，为了限制方差无限大，给定下列约束条件

$$e_1^2 + e_2^2 = 1 \quad (2.61)$$

根据条件极值法

$$Q = e_1^2 s_{11} + e_2^2 s_{22} + 2e_1 e_2 s_{12} - \lambda(v_1^2 + v_2^2 - 1) \quad (2.62)$$

根据微积分学求极值方法

$$\frac{\partial Q}{\partial v_1} = 2(e_1 s_{11} + e_2 s_{12} - \lambda e_1) = 0 \quad (2.63a)$$

$$\frac{\partial Q}{\partial v_2} = 2(e_2 s_{22} + e_1 s_{12} - \lambda e_2) = 0 \quad (2.63b)$$

令 $\mathbf{S} = \begin{bmatrix} s_{11} & s_{12} \\ s_{21} & s_{22} \end{bmatrix}$, $\mathbf{E} = (e_1, e_2)$, $\mathbf{I} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$ ，则上式等价于

$$(\mathbf{S} - \lambda \mathbf{I})\mathbf{v} = 0 \quad (2.64)$$

于是，求 $\mathbf{x} = (x_1, x_2)$ 的主成分，等价于求它的协方差矩阵的特征值及其相应的正交单位化特征向量。将数据由 2 维扩展到 p 维，特征值由大到小排列，其对应的正交单位化特征向量为分别为 $e_1, e_2, \dots, e_p$ ，则线性组合

$$\begin{cases} y_1 = e_1^T \mathbf{x} = e_{11}x_1 + e_{12}x_2 + \dots + e_{1p}x_p \\ y_2 = e_2^T \mathbf{x} = e_{21}x_1 + e_{22}x_2 + \dots + e_{2p}x_p \\ \vdots \\ y_p = e_p^T \mathbf{x} = e_{p1}x_1 + e_{p2}x_2 + \dots + e_{pp}x_p \end{cases} \quad (2.65)$$

分别为 X 的第一、第二、直至第 p 个主成分，而各主成分的方差等于相应的特征值。那么 $\lambda_k / \sum_{i=1}^p \lambda_i$ 描述了第 k 个主成分解释的信息占总信息的比例，我们称之为第 k 个主成分 y_k 的贡献率。第一主成分 y_1 的贡献率最大，表明 $y_1 = e_1^T \mathbf{x}$ 综合原始变量 $x_1, x_2, \dots, x_p$ 所含信息的能力最强，而 $y_2, \dots, y_p$ 的综合能力依次减弱。

前 m 个主成分的贡献率之和 $\sum_{i=1}^m \lambda_i / \sum_{i=1}^p \lambda_i$ 称为 $y_1, y_2, \dots, y_p$ 的累积贡献率，它表明前 m 个主成分 $y_1, y_2, \dots, y_m$ 综合解释 $x_1, x_2, \dots, x_p$ 中信息的能力。实际应用中，通常选取 $m < p$ ，使前 m 个主成分的累计贡献率达到较高的比例（如 80% 到 90%）。

这样用前 m 个主成分 $y_1, y_2, \dots, y_m$ 代替原始变量 $x_1, x_2, \dots, x_p$ ，不但使变量维数降低，而且也不至于损失原始变量中的太多信息。

从上述分析可见，主成分分析的最大特点是基函数不是事先人为给定的，而是在计算过程中由资料本身自然生成的，它更能反映资料的固有特点，并且具有非常快的收敛性。本文将采用这种方法来反演 MARSIS 频高图数据。

2.4.2.2 基于 MGS 数据的经验正交基

利用火星全球勘探者 (Mars Global Surveyor, MGS) 用无线电掩星方法探测的 5600 个电子浓度剖面作为原始数据进行 PCA 分析。我们首先将这些电子浓度剖面进行归一化

$$f_p^*(h) = \frac{f_p(h)}{f_p(max)} = \sqrt{\frac{N_e(h)}{N_e(max)}} \quad (2.66)$$

其中， $f_p(max)$ 和 $N_e(max)$ 分别是等离子体频率 f_p 及其相应电子浓度 N_e 的峰值，上标星号表示归一化的值。

假定火星顶部电子浓度剖面是单调递减方程，我们可以通过反转归一化剖面 $f_p^*(h)$ 得到真高方程 $h(f_p^*)$ 。这样就获得一个重取样的真高数据集 $h(f_p^*)$ ，使用此数据集进行 PCA 分析，

$$h_j(f_{pi}^*) = \bar{h}(f_{pi}^*) + \sum_{k=1}^K A_{jk} E_k(f_{pi}^*) \quad (2.67)$$

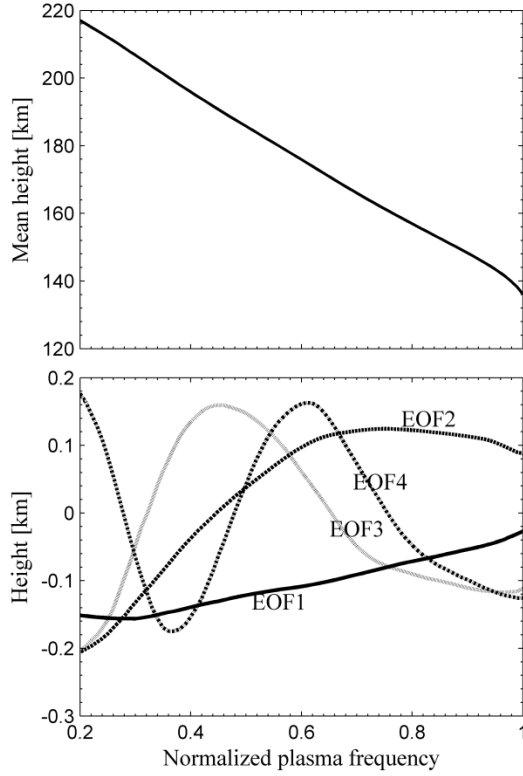


图 2.14 对 MGS 无线电掩星剖面进行 PCA 分析得到的结果。上图和下图分别表示均高方程和前四阶 EOFs。

其中, f_{pi}^* 是步进的归一化等离子体频率, $h_j(f_{pi}^*)$ 是第 j 个真高方程, $\bar{h}(f_{pi}^*)$ 是平均 $h_j(f_{pi}^*)$ 得到的均高方程, $E_k(f_{pi}^*)$ 和 A_{jk} 分别是相应于第 j 个真高方程的第 k 个经验正交基 (Empirical orthogonal Functions, EOFs) 及其相应的系数。EOFs 的数目 K 由 f_{pi}^* 的数目决定。 $E_k(f_{pi}^*)$'s 通过对角化 $(h_i's - \bar{h}_i's)$ 的协方差矩阵得到, 也就是说, 第 k 个 EOF 是协方差矩阵相应于第 k 个系数的特征向量。统计分析表明, 如果我们把原始数据 $h_j(f_{pi}^*)$ 投影到 $E_k(f_{pi}^*)$'s 上, 那么投影 $\sum_k A_{jk} E_k(f_{pi}^*)$, $(k = 1, 2, \dots, M; M \leq K)$ 就代表原数据最大可能的变化性。因此, 式 (2.67) 中的 EOF 序列在表征真高数据 $h_j(f_{pi}^*)$ 的变化性上收敛最快。例如, 前四阶项 $A_{jk} E_k(f_{pi}^*)$, $(k = 1, 2, 3, 4)$ 就能代表原真高数据 94% 的方差。因此, 在 MARSIS 频高图的反演中, 我们截取了前四阶基函数。均高方程和前四阶基函数如图 2.14 所示。很明显, 通常情况下, 均高方程代表了原真高数据的典型变化。

EOF 的阶越高表明它所能代表的变化性越小。不同阶的基函数代表了原数据不同尺度的变化性。

2.4.2.3 基于主成分分析的 MARSIS 频高图的反演

假定火星电离层水平分层, 对于工作频率为 f 的垂直电波, 它的回波在距离 z_r 处反射回来。在 z_r 处, 等离子体频率 f_p 和电波频率 f 相等。在这种情况下, 从雷达到距离 z_r 的虚距离 z' 由下式给出

$$z'(f) = \int_0^{z_r} \mu'(f, f_p) dz = \int_{f_p(local)}^f \mu'(f, f_p) \frac{dz(f_p)}{df_p} df_p \quad (2.68)$$

其中, 在无磁场情况下, 群折射指数 $\mu'(f, f_p) = 1/\sqrt{1 - (f_p/f)^2}$ 。 $f_p(local)$ 是 MEX 处的当地等离子体频率, $z(f_p)$ 是距离, 可从下式计算得到

$$z(f_p) = h_s - h(f_p) \quad (2.69)$$

其中, $h(f_p)$ 是反射点到火星参考地表的距离, h_s 是 MEX 飞行器高度。

在式 (2.68) 的积分中, 我们采用变量代换 $f_p = f \sin \phi$ 避免群折射指数 μ' 在反射点处出现无穷值。式 (2.68) 变为

$$z'(f) = f \int_{\phi_p(local)}^{\pi/2} n'(f, f \sin \phi) \frac{dz(f_p)}{df_p} \cos \phi d\phi \quad (2.70a)$$

或者

$$z'(f^*) = f^* \int_{\phi_p(local)}^{\pi/2} n'(f^*, f^* \sin \phi) \frac{dz(f_p^*)}{df_p^*} \cos \phi d\phi \quad (2.70b)$$

其中, $\phi_p(local) = \sin^{-1}(f_p(local)/f) = \sin^{-1}(f_p^*(local)/f^*)$ 。在方程 (2.70b) 中, f_p^* 是根据 (2.66) 式定义的归一化等离子体频率。归一化电波频率也采用同样的定义 $f^* = f/f_p(max)$ 。

注意到真实的距离和真高之间的关系如式 (2.69) 所示, 将 (2.69) 式代入 (2.70b) 中, 得到

$$z'(f^*) = -f^* \int_{\phi_p(local)}^{\frac{1}{2}\pi} \frac{d\bar{h}}{df_p^*} d\phi - \sum_{k=1}^K A_k f^* \int_{\phi_p(local)}^{\frac{1}{2}\pi} \frac{dE_k}{df_p^*} d\phi \quad (2.71)$$

写成离散形式

$$z'(f_i^*) = L_i + \sum_{k=1}^K A_k M_{ik} \quad (2.72)$$

其中

$$L_i = -f_i^* \int_{\phi_p(local)}^{\frac{1}{2}\pi} \frac{d\bar{h}}{df_p^*} d\phi, \quad M_{ik} = -f_i^* \int_{\phi_p(local)}^{\frac{1}{2}\pi} \frac{dE_k}{df_p^*} d\phi, \quad (2.73)$$

可以提前计算出来； $z'(f_i^*)$ 是使用前述度量方法度量得到的 MARSIS 频高图电离层回波描述。这样，系数 A_k 's可通过使用最小二乘解矩阵方程（2.72）得到，电子浓度剖面也随之由（2.67）式确定。

将 2.1.1.3 节所述的 MARSIS 频高图反演方法应用于如图 2.15(a)-(f)所示的 MARSIS 频高图中，得到的反演结果如图 2.16(a)-(f)所示。在图 2.16(a)-(f)中，实线表示归一化等离子体频率的高度分布。为了检验反演过程的精确性，我们用反演得到的电子浓度剖面正演描述，并将该虚高覆盖到度量描述上，可见，对不同太阳天顶角下具有不同特征的频高图，正演描述和度量描述匹配很好，表明我们的反演方法有很高的精确性。

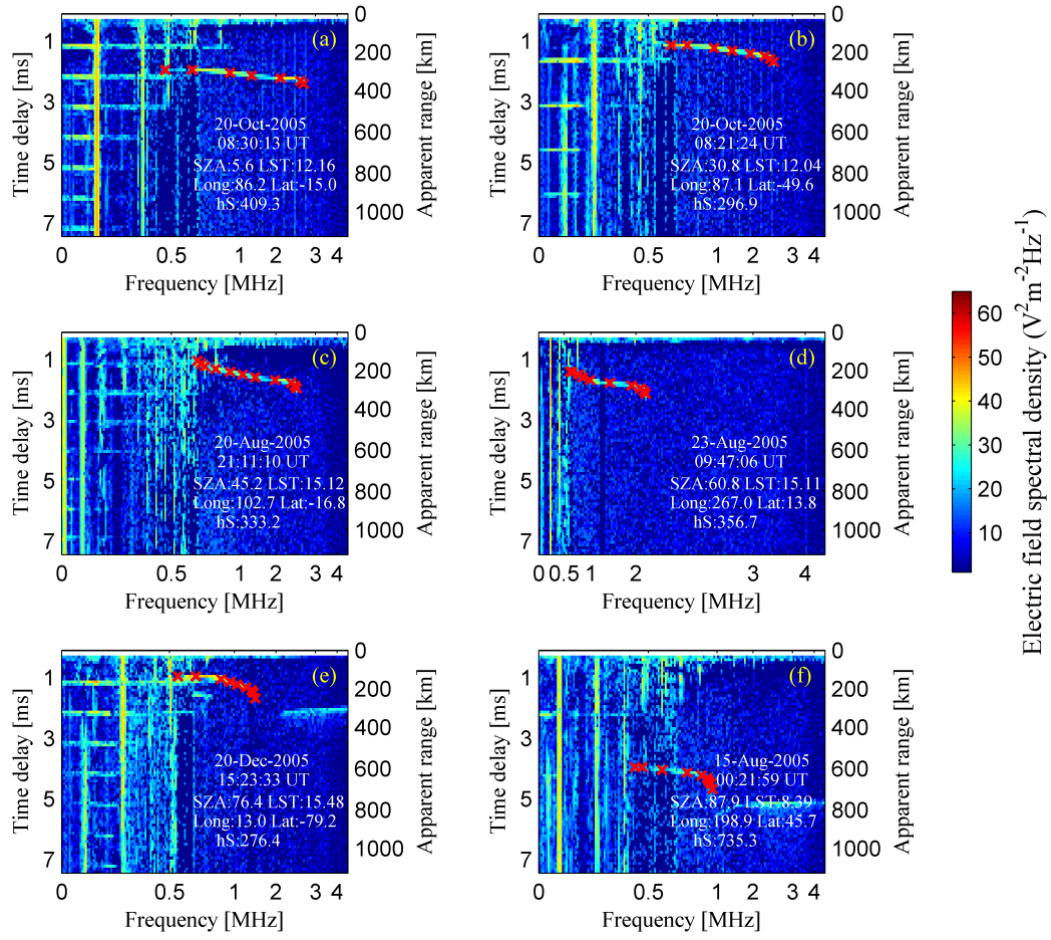


图 2.15 不同太阳天顶角下的 MARSIS 频高图及其度量。具体解释参见图 2.9。

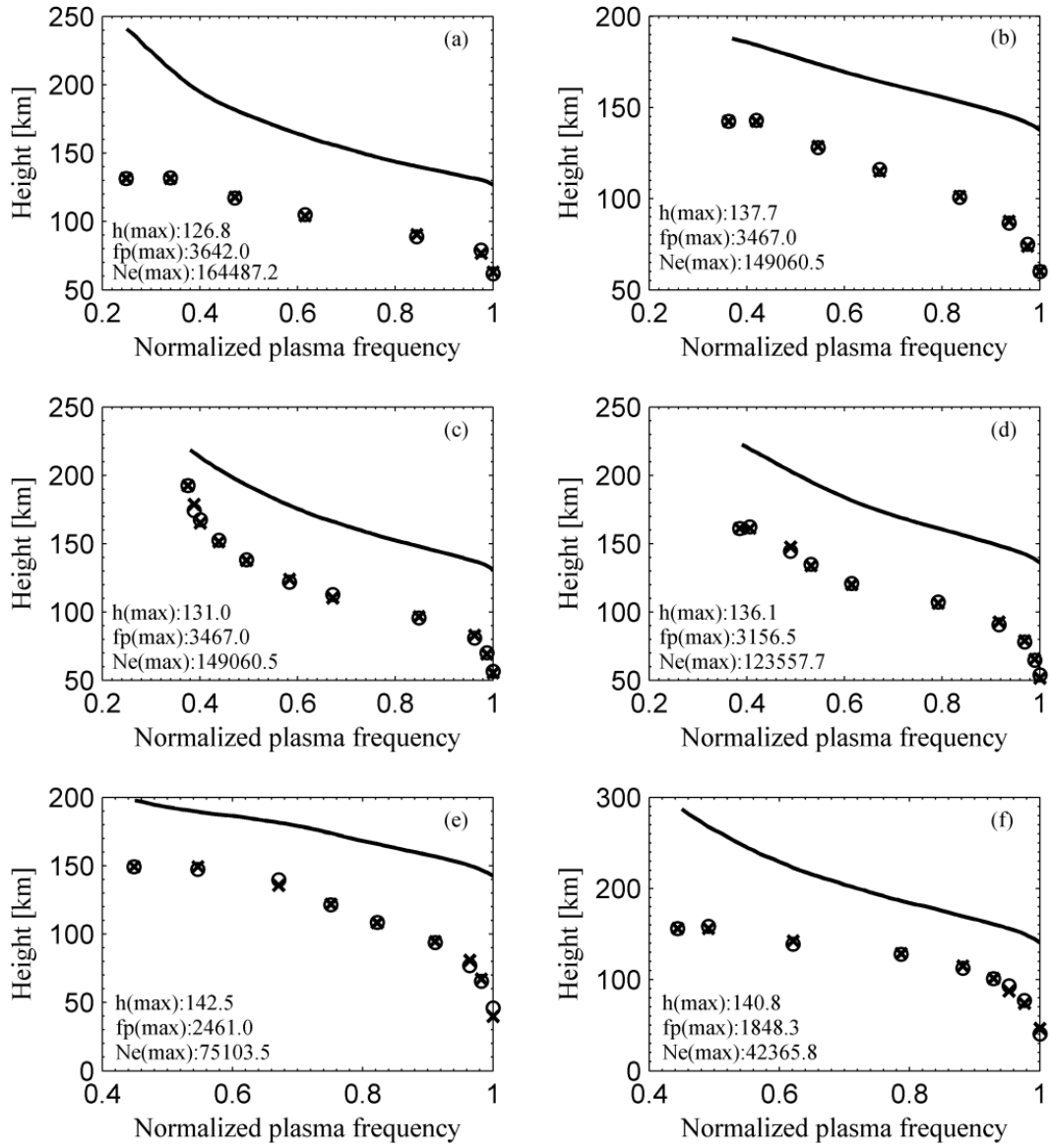


图 2.16 对应于图 2.15 的反演结果。差号和图 2.15 相同，基于 EOFs 的反演方法得到的电子浓度剖面如实线所示。使用电子浓度剖面计算得到的描述如圆圈所示。

我们使用上述方法对 2005 年 6 月到 2009 年 12 月共 2520 个轨道约 410,000 张频高图进行度量反演，共得到约 305,000 个火星顶部电离层电子浓度剖面，图 2.15 给出了峰值浓度和峰高的直方图分布，可以发现峰高集中在 130 km，峰高展宽 ± 10 km。

在 MEX 之前，我国对火星电离层的研究主要基于 MGS 无线电掩星观测研究了火星电离层峰值密度受太阳天顶角、中性大气标高、太阳辐射强度[Zou *et al.*, 2006]和火星地壳磁场的影响 [Zou *et al.*, 2010]，以及太阳风对火星电离层的调制作用[Wang *et al.*, 2004]。在此研究基础上，我们基于获得的 MARSIS 雷达探测数据有望获得对火星电离层的一些最新理解。

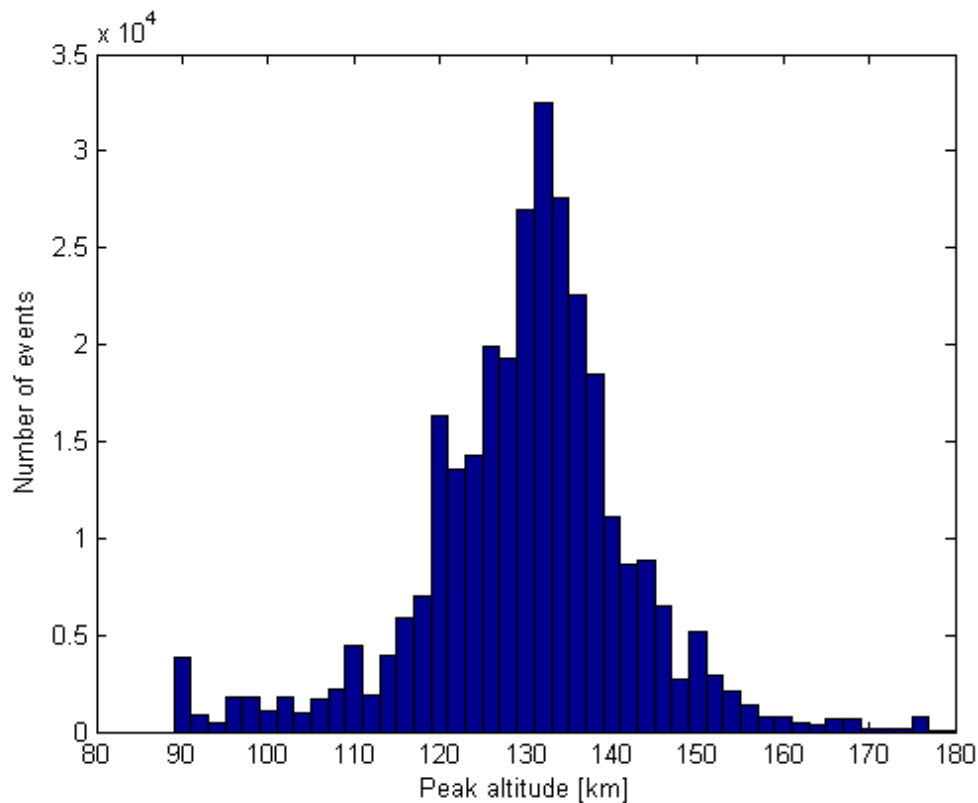


图 2.17 峰高分布图。

第三节 火星电离层顶

3.1 电离层顶定义

在非磁化具有大气的行星上, 电离层顶是其电离层和太阳风相互作用的边界层。在电离层顶处, 外部太阳风压和内部电离层压相等。其中外部太阳风压包括太阳风热压、动压和行星际磁场磁压, 内部电离层压包括电离层热压, 在火星上内部电离层压还包括火星地壳磁场磁压。一般来说, 在外部太阳风压中太阳风动压起主导作用, 越靠近晨昏线太阳风动压径向分量越小, 其它项开始起主导作用 [Angsmann *et al.*, 2011]。

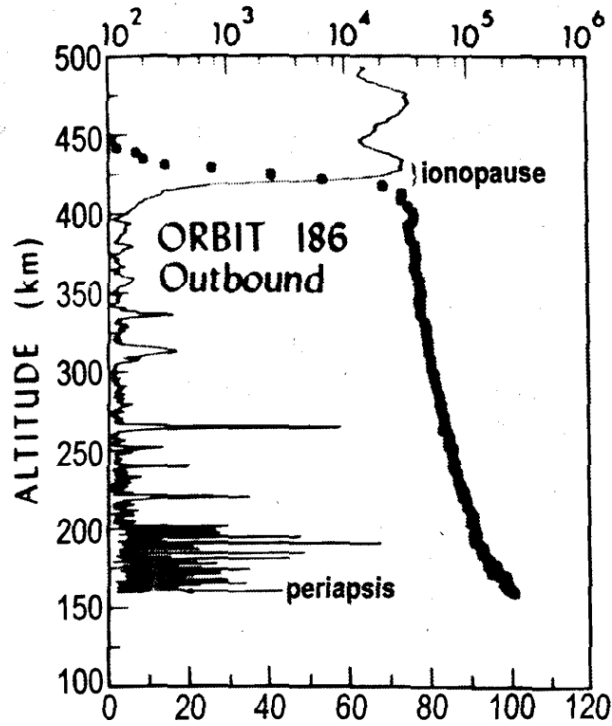


图 3.1 Pioneer Venus Orbiter 探测的金星电离层顶。在电离层顶, 电离层电子密度和磁场强度都有一个突变[Russell and Vaisberg, 1983]。

在金星上, 金星电离层作为障碍物使太阳风发生偏转[Brace *et al.*, 1983; Cravens *et al.*, 1997; Luhmann and Cravens, 1991], 偏转太阳风流在金星前方形成弓激波, 行星际磁场随即被压缩成磁障碍物, 位于电离层外侧。当太阳风动压显著小于电离层最大等离子体热压时, 大尺度的行星际磁场被完全阻挡在电离层外面。在电离层热压近似等于压缩磁障碍物磁压, 而磁压近似等于太阳风动压的高度上, 顶部电离层电子密度有一个突变 (sharp gradient), 这个突变称为电离

层顶[Nagy and Cravens, 2002]。如图 3.1 所示。这个压强过渡区在磁流体动力学中称为切向间断面。

在火星上，在 MEX 以前，除了 Viking 1、2 号得到的两个 in-situ 探测的火星电离层剖面之外[Hanson et al., 1977]，人类关于火星电离层的知识大多由无线电掩星法获得。但除了少数几个事例[Kliore, 1992; Zhang et al., 1990b]，在无线电掩星电子浓度剖面中并没有观测到类似于金星电离层顶结构[Nagy et al., 2004; Shinagawa, 2004]。2005 年 6 月，搭载在 MEX 上的 MARSIS 仪器展开天线，开始了人类对火星顶部电离层的首次雷达观测。MARSIS 观测表明火星具有和金星一样的电离层顶结构[Dubinin et al., 2008b]。

3.2 MARSIS 实测和遥测中的电离层顶结构

MARSIS 电子密度探测表明火星具有和金星一样的电子密度突变——电离层顶[Dubinin et al., 2008b]。MARSIS 探测电离层电子密度的方法有两种。一种是雷达遥测，其原理是垂直向电离层发射一系列无线电脉冲然后探测反射回波时延。雷达遥测提供了 130 km 到 400 km 之间的电子密度。第二种是从当地电子等离子体震荡激发的谐波中获取当地电子密度。实测提供了 275 km 到 1200 km 间的电子密度。雷达遥测数据中的电离层顶厚度比实测数据的薄，这可能是因为雷达遥测分辨率高，排除了实测电子密度随时间的变化效应[Duru et al., 2009]。

在主动电离层探测模式中，当发射频率恰好低于当地等离子体频率时，电子等离子体震荡在当地等离子体频率处被激发。因为震荡信号很强，当地等离子体频率处的基波及其谐波都能够被探测器探测到[Morgan et al., 2013]。频高图是 MARSIS 数据的图形化显示，它将反射回波强度作为频率和时延的函数记录下来。这些电子等离子体震荡的谐波在 MARSIS 频高图低频部分表现为一条条的垂直亮纹。当等离子体频率低于 100 kHz 时，当地等离子体震荡的基波不可见，但是，使用谐波间的频率间隔仍然可以精确计算得到当地等离子体频率[Gurnett et al., 2008; Gurnett et al., 2005; Morgan et al., 2013]。得到了当地等离子体频率，根据公式 (2.66) 也就得到了当地电子密度。

在 MARSIS 实测电子浓度中也观测到了和金星类似的电离层顶结构 Duru et al. [2008]，如图 3.2 所示。在 10:16 UT 前 MARSIS 没有探测到等离子体震荡（或

者其谐波), 表明 MEX 正运行在热的、稀薄的、流速很快的太阳风等离子体中。

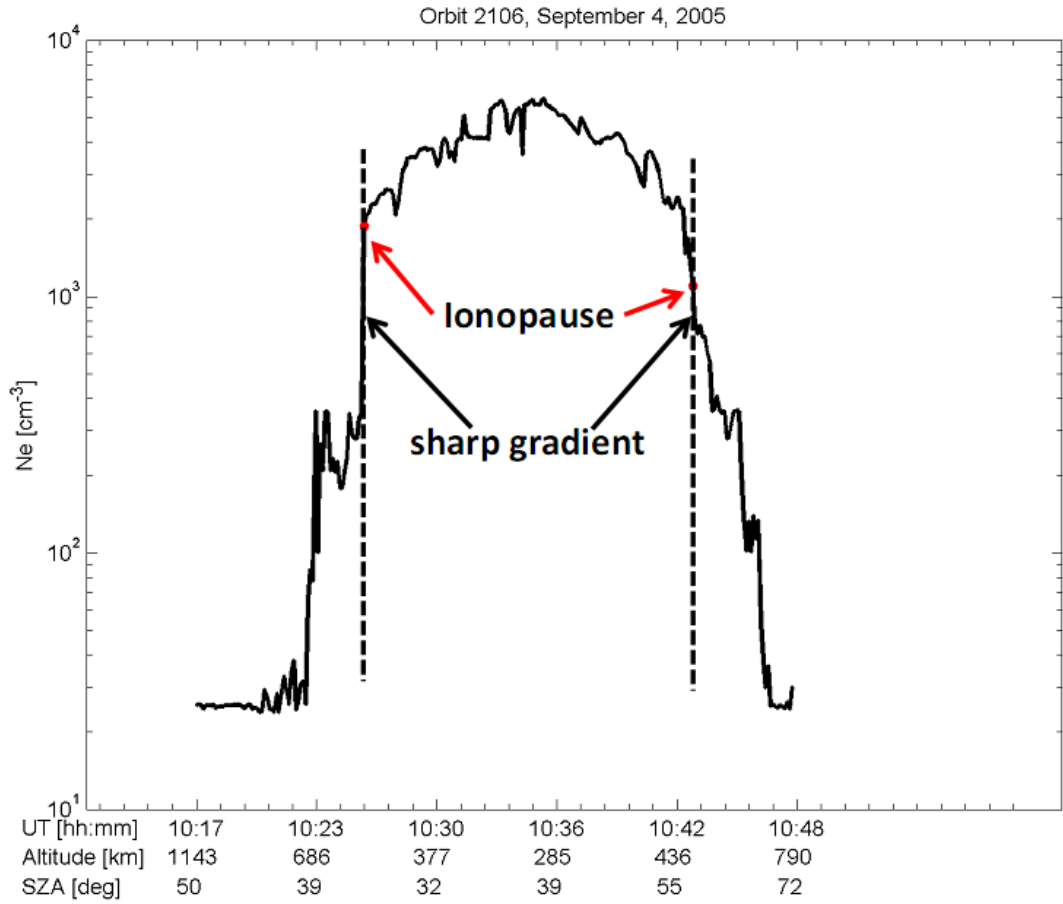


图 3.2 2005 年 9 月 4 日, 轨道 2106, MARSIS 实测电子密度随 UT、高度、经纬度和天顶角的变化。在 10:25 UT 和~10:42 UT, 实测电子密度有一个密度突变, 在密度突变区红点对应 $N_e = 1000 \text{ cm}^{-3}$ 。

从 10:16 UT 开始, 当地等离子振荡的谐波突然出现, 相应电子密度约 20 cm^{-3} 。从 10:23 UT 到 10:25 UT 当地电子密度在不到 2 min 内急剧增加到 1000 cm^{-3} 以上, 之后, 随着 MEX 高度不断下降当地电子密度持续缓慢增加, 在 10:36 UT MEX 下降到近地点时密度达到 6000 cm^{-3} 。过了近地点后, MEX 开始上升, 当地电子密度又缓慢下降到 1000 cm^{-3} 。从 10:42 UT 到 10:47 UT 当地电子密度在 5min 内又降到约 20 cm^{-3} 。此后, 在轨道的剩余部分 MARSIS 也没有探测到当地等离子体的振荡 (或者其谐波), 表明 MEX 又进入到压缩太阳风中。发生在 10:23 UT 到 10:25 UT 和 10:42 UT 到 10:47 UT 的两个密度突变以及这中间出现的类似电离层中的电子密度都和金星电离层顶结构特征一致[Elphic et al., 1981]。

在金星上，电子密度突变很常见而且通常既出现在轨道入轨部分也出现在轨道出轨部分[*Brace et al.*, 1980]。而在火星上，极少观测到像图 3.2 一样明显的电离层顶结构。大多数情况下，实测电子密度有很大的扰动，扰动时间尺度从几秒到几分钟，扰动因子 $\Delta n_e/n_e$ 通常大于 1，有时候甚至达到 10[*Duru et al.*, 2008; *Gurnett et al.*, 2010]，图 3.3 就是一个典型的例子。在轨道 2104 整个电离层穿越中都能探测到电子等离子体震荡，随着 MEX 从高高度下降到近地点，电子密度从 $20\text{--}50\text{ cm}^{-3}$ 增加到 5000 cm^{-3} ，然后随着 MEX 从近地点上升到电离层穿越结束，电子密度下降到了 20 cm^{-3} 。尽管电子密度在 20:59 和 21:23 UT 好像有一个较大的密度梯度，但就整个轨道来说并没有明显的密度突变，大的密度扰动几乎覆盖了整个轨道，无论在轨道入轨部分还是出轨部分都很难确定出明显的电离层顶穿越。据统计，大约有 80% 的轨道具有大的密度扰动[*Gurnett et al.*, 2010]，这说明 MEX 大多数时候运行在密度扰动区。

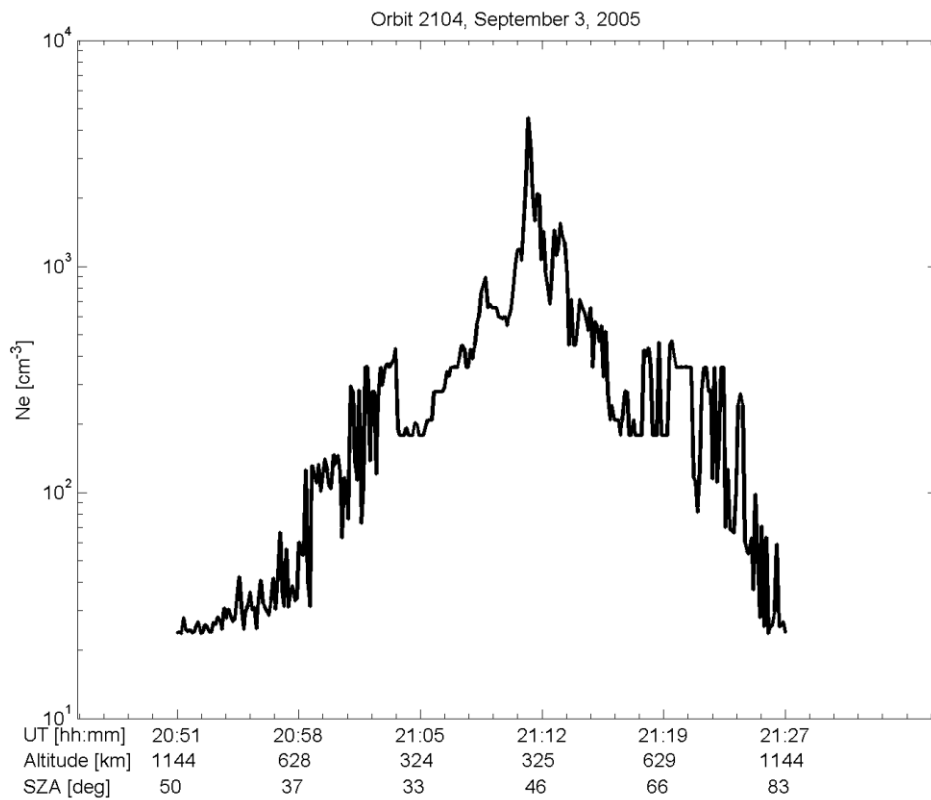


图 3.3 和图 3.2 类似。不同的是，在这个轨道上，大的密度扰动几乎覆盖了整个轨道，有时候，相邻电子密度（7.53 s）间的变化大于 100%。

图 3.4 上图是 2005 年 11 月 14 号在轨道 2360 上获取的一张频高图[*Duru et al.*,

2009]。图中低频处 ($<0.5\text{MHz}$ ，仅用于本图) 的水平电离层回波表示在“那段”频率范围内，回波时延几乎不变，说明短时间内电子密度有一个突增。图 3.4 下图对应于上图电子浓度剖面。下图中水平线同样表示电子密度有一个突增，从几百 cm^{-3} 突增到几千 cm^{-3} 。在本次事例中，电子密度突变，即电离层顶的高度约 390 km。

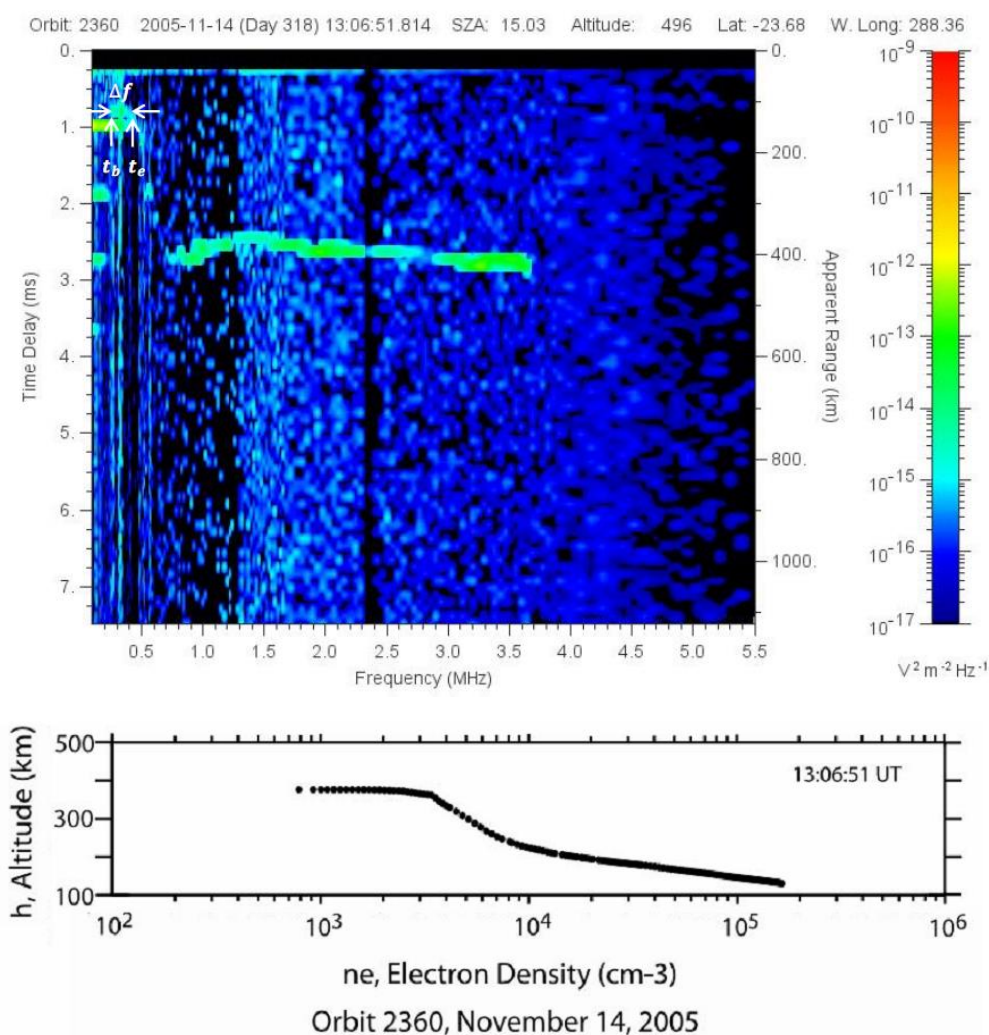


图 3.4 上图是电离层顶结构附近的一张频高图。下图对应于上图的电子浓度剖面。上图低频处水平的电离层回波和下图低浓度区水平的电子浓度剖面表示电子密度有一个类似金星电离层顶的突变，突变发生在约 390 km 处[Duru et al., 2009]。

3.3 电离层的上边界——电离层顶

从 2007 年 6 月到 2013 年 8 月使用 Andrews et al [2013] 经验模型和图像处理方法共得到 747149 个实测电子浓度数据，包括 7209 个轨道。在这么多的实测

电子浓度剖面中，明显的电子密度突变——电离层顶结构所占比例极少，大多数情况下，实测电子密度剖面中的密度下降总是伴随着密度扰动。而且，MARSIS 实测和遥测数据都表明在密度突变区域，电子密度总是突增到 1000 cm^{-3} ，如图 3.2 和图 3.4 所示。所以，我们决定用密度阈值代替密度突变来确定电离层顶。

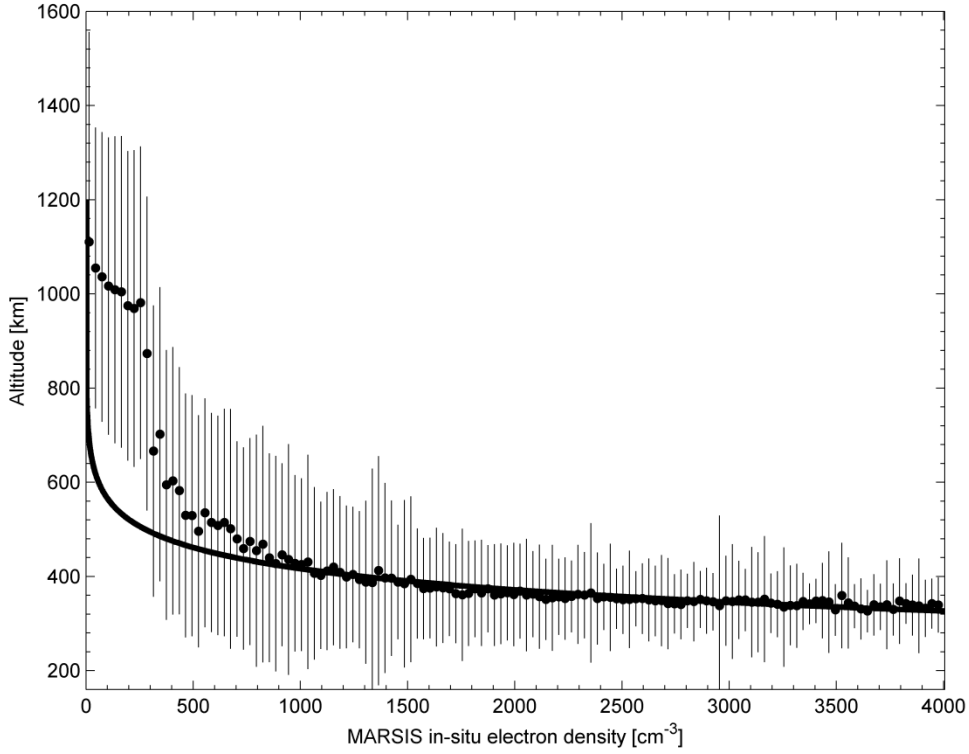


图 3.5 MARSIS 实测电子密度剖面平均位置。实线表示最小二乘估计所得的指数剖面。当 $500 \text{ cm}^{-3} < N_e < 1000 \text{ cm}^{-3}$ 时，平均位置开始偏离指数分布且电子密度梯度达到最大，这说明电子密度开始偏离电离层分布，且 $N_e = 1000 \text{ cm}^{-3}$ 是火星电离层主体的上边界。

为了研究哪个密度阈值最具有代表性，我们对实测电子密度随高度的变化进行统计分析。在 $0\text{-}4000 \text{ cm}^{-3}$ 电子密度范围内取格点 30 cm^{-3} ，在每个格点内计算高度中值及其标准差，所得的剖面结构如图 3.5 黑点所示，垂直线表示误差棒。Morgan 等人在进行 MARSIS 频高图分析时发现，假定火星顶部电离层电子密度分布符合指数形式是对真实电子密度分布的一个很好的估计[Morgan et al., 2008]。于是，我们使用下式表示的指数曲线拟合图 3.5 中的数据

$$N_e = a * \exp(b * z) \quad (3.1)$$

其中, N_e 是电子浓度, 单位是 cm^{-3} ; z 是从火星地面起算的径向距离, 单位是 km 。使用最小二乘法确定系数 a 和 b , 在 95% 的置信区间内, 系数 a 和 b 分别是 $a = 6.168 \times 10^5 [3.116 \times 10^5, 9.219 \times 10^5]$, $b = -0.01542 [-0.01683, -0.01401]$ 。指数曲线如实线所示。容易看出, 以密度范围 $500\text{--}1000 \text{ cm}^{-3}$ 为界, 电子密度分为上下两个区域。当 $N_e < 1000 \text{ cm}^{-3}$ 时, 剖面严格符合指数分布, 说明电子密度符合电离层分布。当 $500 \text{ cm}^{-3} < N_e < 1000 \text{ cm}^{-3}$ 时, 剖面开始偏离指数分布且电子密度梯度达到最大, 这说明电子密度开始偏离电离层分布, 且 $N_e = 1000 \text{ cm}^{-3}$ 是火星电离层主体的上边界。此外, 当 $200 \text{ cm}^{-3} < N_e < 400 \text{ cm}^{-3}$ 时, 电子密度在 $600 \text{ km} - 950 \text{ km}$ 高度范围内保持不变, 这表明这个高度范围可能对应于磁场堆积边界层的平均位置, 我们将在以后对其进行详细分析研究。综上分析, 我们将电离层顶定义为电子密度开始下降到 $< 1000 \text{ cm}^{-3}$ 的高度, 如图 3.2 红点所示。

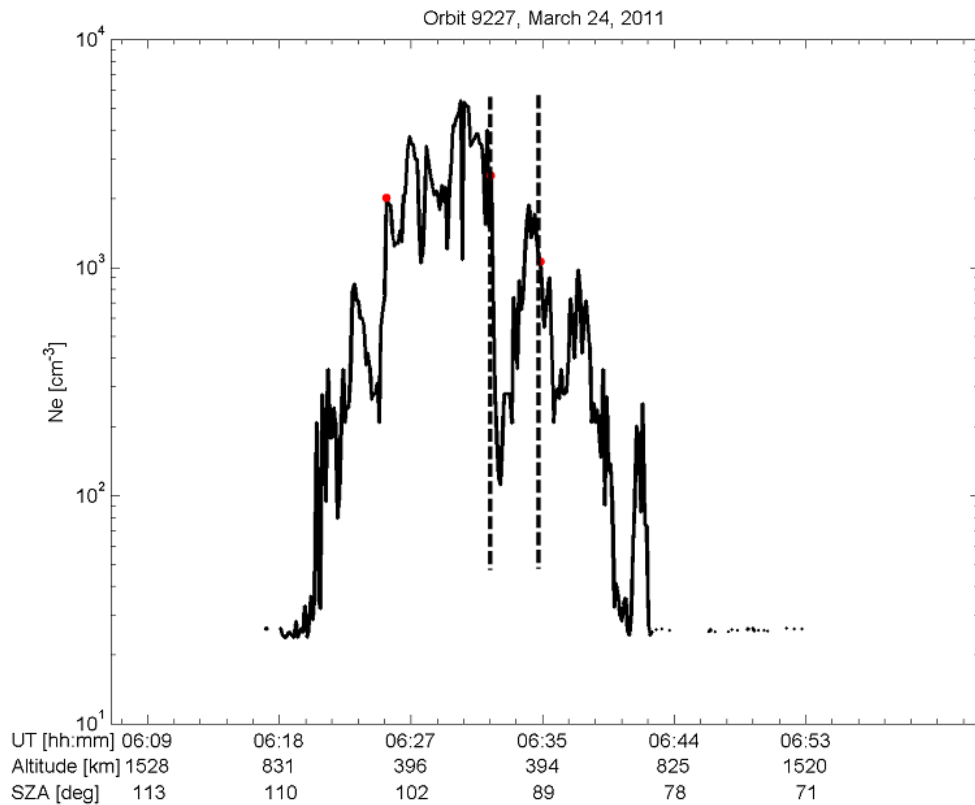


图 3.6 电离层顶厚度。电离层顶的下边界定义为从近地点往高高度移动电子密度开始下降到 $< 1000 \text{ cm}^{-3}$ 的高度, 电离层顶的上边界定义为从高高度往近地点移动电子密度开始增加到 $> 1000 \text{ cm}^{-3}$ 的高度, 如虚线所示。上下边界之差称为电离层顶的厚度。

在图 3.6 中，电离层主体电子密度下降到 $< 1000 \text{ cm}^{-3}$ 之后有一个回升，然后又下降到 $< 1000 \text{ cm}^{-3}$ 。从近地点往高高度移动电子密度开始下降到 $< 1000 \text{ cm}^{-3}$ 的高度称为电离层顶的下边界，从高高度往近地点移动电子密度开始增加到 $> 1000 \text{ cm}^{-3}$ 的高度称为电离层顶的上边界。上下边界之差称为电离层顶的厚度，如虚线所示。

从 2007 年 6 月到 2013 年 8 月一共度量得到 747149 个实测电子浓度数据，包括 7209 个轨道，其中有 2018 个轨道可以确定出电离层顶，1726 个轨道可以确定出电离层顶厚度。电离层顶厚度分布图如图 3.7 所示，电离层顶厚度主要分布在 29-30 km 与 33-34 km 之间，均值 33 km，方差 2 km。均值和 *Duru et al.*, [2009] 结果一致，但方差明显降低，这说明火星电离层顶的密度阈值定义具有稳健性。

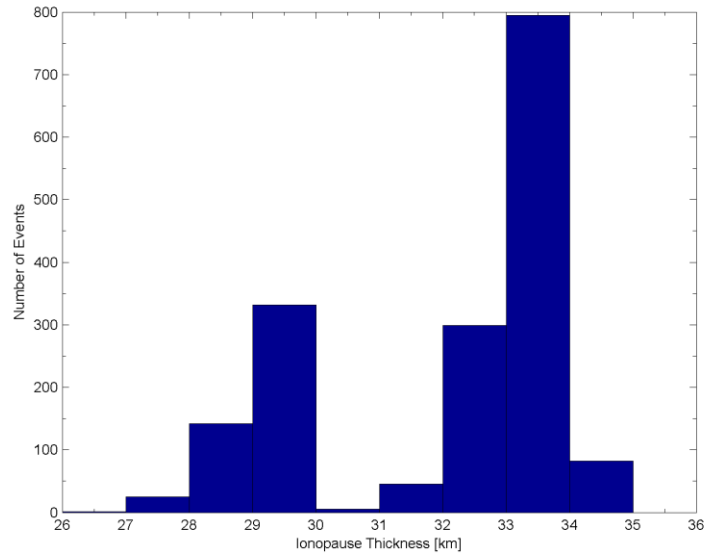


图 3.7 MARSIS 实测数据的电离层顶厚度分布图。电离层顶厚度主要分布在 29-30 km 与 33-34 km 之间，均值 33 km，方差 2 km。

3.4 太阳天顶角效应

在金星上，太阳风动压径向分量随太阳天顶角的增加而降低，所以电离层顶高度随太阳天顶角的增加而升高，比如金星 Pioneer Venus (PV) 数据表明，金星电离层顶平均高度在低太阳天顶角约 330 km，随着太阳天顶角的增加稳定升高，到晨昏线上时升高到约 1000 km[*Brace et al.*, 1980]。为了研究火星电离层顶高度是否也具有同样的特点，我们将 2018 个电离层顶数据显示在火星-太阳轨道

坐标系（Mars Solar Orbital, MSO）中。MSO 坐标系的 x -轴从火星指向太阳， y -轴正向反平行于火星轨道速度， z -轴由 x -轴和 y -轴的单位矢量叉乘确定，即 $\vec{z} = \vec{x} \times \vec{y}$ 。在本文中，我们对 MSO 坐标系做了一些更改，如图 3.8 所示， x -轴不变，但是 y -轴变成了 $R_{cyl} = \sqrt{y^2 + z^2}$ ，这样， R_{cyl} 表示给定点到太阳-金星连线的距离。由于 MEX 轨道偏见造成数据覆盖率不均，所以分析中舍弃了太阳天顶角 $< 10^\circ$ 的数据。同时，还舍弃了夜侧数据，这是因为在夜侧探测到的电离层顶可能是脱离的电离层块状结构造成的。图中给出了 Troignon 模型计算的弓激波和磁场堆积边界层平均位置[Troignon et al., 2006]。下侧红色虚线表示 MEX 近地点高度，约 250 km。电离层顶数据在近地点处突然截断，表明由于现有的飞行器轨道限制，无法探测到出现在近地点高度以下的电离层顶穿越，MEX 近地点高度决定了电离层顶高度的下边界。电离层顶位置通常出现在磁场堆积边界层平均位置（约 850 km）之下。当 $10^\circ < \text{SZA} < 55^\circ$ 时，电离层顶高度小于 600 km；当 $55^\circ < \text{SZA} < 85^\circ$ 时，电离层顶高度小于 700 km；当 $85^\circ < \text{SZA} < 90^\circ$ 时，电离层顶

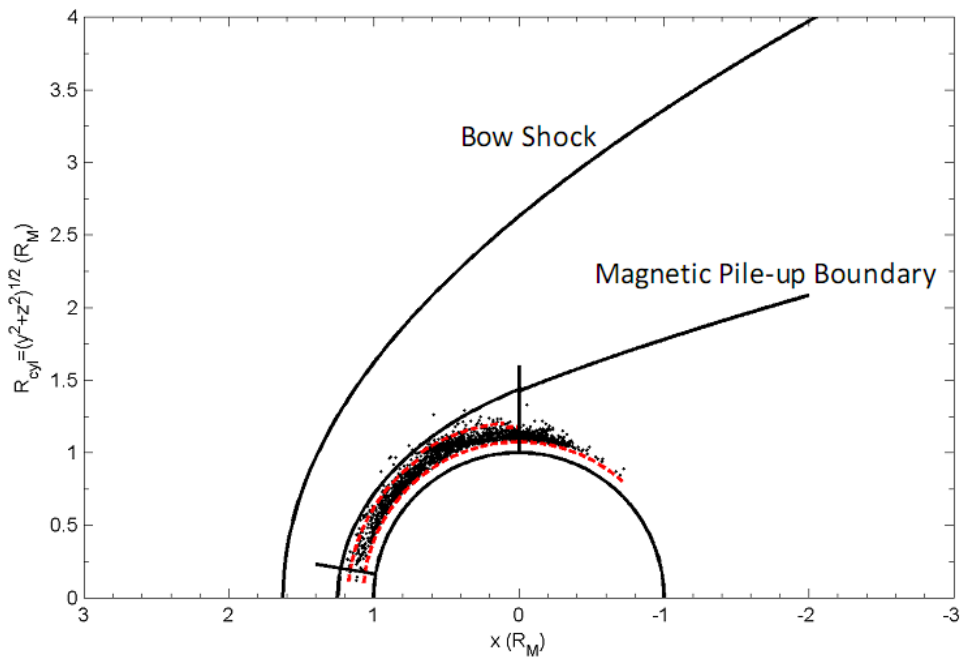


图 3.8 火星实测电子密度中的电离层顶结构——火星电离层主体上边界。黑线分别表示 Troignon et al., [2006] 模型计算的火星弓激波和磁场堆积边界层平均位置。红色虚线表示火星电离层顶上下边界。火星电离层顶穿越大多数发生在 250-700 km 之间。

高度小于 600 km。电离层顶上边界分别如上侧虚线所示。这些表明，火星电离层顶随太阳天顶角变化不明显。在这之前，*Schunk and Nagy* [2000] 基于 Mars Global Surveyor 数据发现电离层顶边界层在 300 km 和 500 km 之间。*Duru et al.*, [2009] 等人基于和同样的 MARSIS 实测数据，但其电离层顶定义为电子浓度发生突变的高度，发现电离层顶高度集中在 300 km 和 600 km 之间，并且随太阳天顶角的变化不明显。我们的结果和 *Schunk and Nagy* [2000] 以及 *Duru et al.*, [2009] 的结果一致。

为了检验密度阈值的有效性，我们使用阈值 $N_e = 500\text{cm}^{-3}$ 代替 $N_e = 1000\text{cm}^{-3}$ 重新确定火星电离层顶，其随太阳天顶角的变化如图 3.10 所示。红色数据与图 3.10 数据相同，蓝色数据对应密度阈值 $N_e = 500\text{cm}^{-3}$ 。当 $20^\circ < \text{SZA} < 50^\circ$

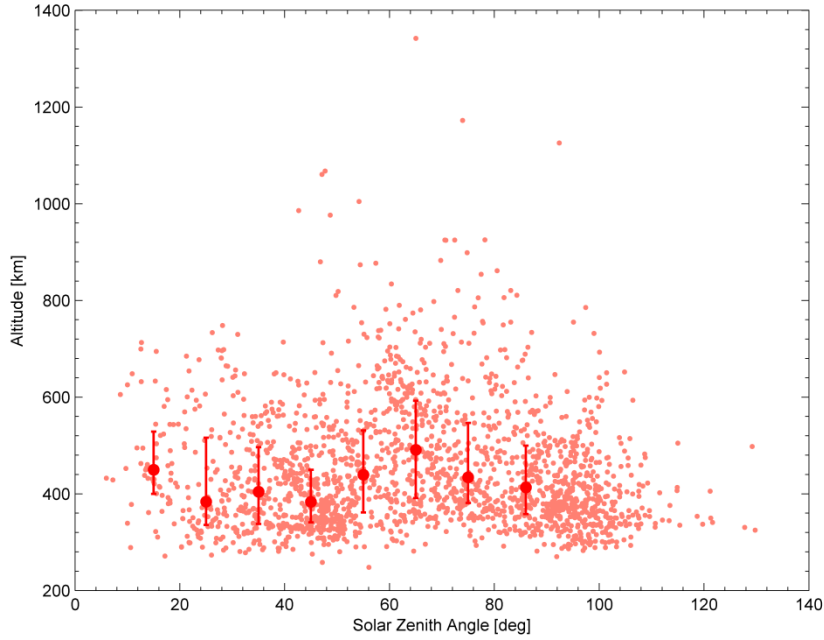


图 3.9 火星电离层主体上边界随太阳天顶角的变化。电离层顶中值高度从 $10^\circ < \text{SZA} < 20^\circ$ 开始下降，在 $60^\circ < \text{SZA} < 70^\circ$ 上升到最大高度 (~ 491 km) 后，在昏线附近又下降。电离层顶中值高度随太阳天顶角的变化结构和 *Duru et al.*, [2009] 的结果一致。

为了进一步研究电离层顶高度对太阳天顶角的依赖性，我们取太阳天顶角格点 10° ，在太阳天顶角范围 $10^\circ < \text{SZA} < 90^\circ$ 计算电离层顶的高度中值及其上下四分位点，结果如图 3.9 所示，垂直线表示上下四分位点。当 $10^\circ < \text{SZA} < 20^\circ$ 时，电

离层顶中值高度是~450 km（下四分位数（ $q_{0.25}$ ）是~400，上四分位数（ $q_{0.75}$ ）是~529 km）；当 $20^\circ < \text{SZA} < 50^\circ$ 时下降到~388 km（ $q_{0.25}$ - $q_{0.75}$ ，~339~476 km），在 $60^\circ < \text{SZA} < 70^\circ$ 时上升到最大高度~491 km（ $q_{0.25}$ - $q_{0.75}$ ，~391~592 km），最后在晨昏线附近下降到~413 km（ $q_{0.25}$ - $q_{0.75}$ ，~358~500 km）。电离层顶中值高度随太阳天顶角的变化结构和 *Duru et al.*, [2009]的结果一致，都是从 $10^\circ < \text{SZA} < 20^\circ$ 开始下降，在 $60^\circ < \text{SZA} < 70^\circ$ 上升到最大高度后，在昏线附近又下降。电离层顶中值高度对太阳天顶角的依赖性依然不明显。

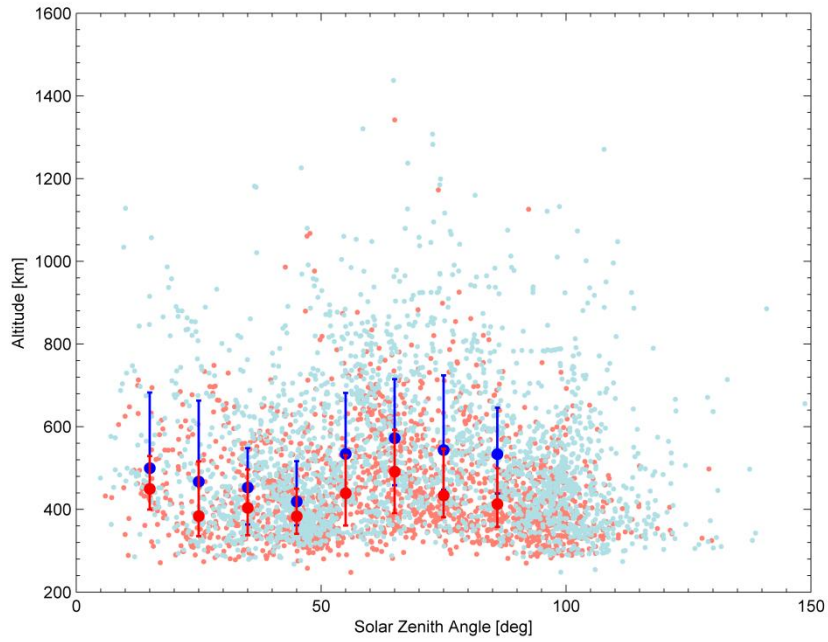


图 3.10 和图 3.10 类似，红色数据是图 3.10 数据相同，蓝色数据对应密度阈值 $N_e = 500 \text{ cm}^{-3}$ 。使用密度阈值 $N_e = 500 \text{ cm}^{-3}$ 代替 $N_e = 1000 \text{ cm}^{-3}$ 得到的电离层顶中值高度升高约 50-100 km，但其对天顶角的依赖性依然不明显。

时，电离层顶中值高度升高了约 50 km，当 $50^\circ < \text{SZA} < 90^\circ$ 时，电离层顶中值高度升高了约 100 km，但是对天顶角的依赖性依然不明显。

在金星上，*Ivanov-Kholodny et al.*, [1979]从金星 Venera 9 和 10 无线电掩星剖面中确定出电离层顶，发现 Venera 电离层顶平均高度在 $\text{SZA} < 60^\circ$ 随太阳天顶角增加缓慢升高，到晨昏线上时升高到约 600 km。和 PV 数据相比（见本节前文所述），Venera 电离层顶高度对太阳天顶角的依赖性不强，*Brace et al.*, [1980]将其

主要归因于探测技术和太阳活动水平。在 PV 数据中，电离层顶定义为在电离层电子密度发生突降的范围内 $N_e = 100 \text{ cm}^{-3}$ 对应的高度 [Brace et al., 1980]，而 Venera 无线电掩星方法对如此低的电子浓度不够敏感，因此确定出的电离层顶不可避免地要高一些。如果 Venera 无线电掩星数据本身能够解析出电离层顶，那么两种数据之间的天顶角依赖性差异应该是由其他因素导致的。对于太阳活动水平，从 1975 年（Venera 数据）到 1979 年（PV 数据）平均太阳通量指数 S 从 80 增长到 200，电离辐射增加了 2 到 2.5 倍，日射增加导致电离层高度的中性大气和等离子体密度同时增加，那么，受压力平衡控制的电离层顶在太阳活动水平较低时高度较低 [Brace et al., 1980]。

在火星上，MARSIS 实测电子浓度的下限是 $10 - 20 \text{ cm}^{-3}$ ，足够解析出火星电离层上边界，所以不认为火星电离层顶对太阳天顶角依赖性不强是由探测技术引起的。

对于太阳活动水平，2005 年至 2013 年靠近太阳活动低年。在太阳活动低年，外大气层温度降低，导致大气标高降低，进而导致高高度处（ $>200 \text{ km}$ ）可电离的中性大气密度降低。同时，在太阳活动低年，火星峰值高度（ $\sim 150 \text{ km}$ ）处的电离通量降低。这两个效应导致电离层热压降低。其中，第二个效应更明显，因为高高度的光电子密度受输运控制，而不受光产生率控制，详细讨论请参见第四章。同时，由于太阳活动低年高速太阳风流更多，表明即使太阳风密度比较低，但太阳风动压仍然更高。那么，电离层顶，也就是火星电离层上边界如果受压力平衡控制，则必然在低高度形成。

第四节 火星空间等离子体边界层模型——ELS/MEX 观测

MGS 探测表明,火星不具有有效的内禀磁场,只有局部的强地壳剩余场 [Acuña *et al.*, 1998], 所以太阳风和火星上层大气及其电离层直接相互作用,相互作用产生了三个永久边界层,弓激波,磁场堆积边界层和光电子边界层。早在 1965 年 Mariner 4 飞越火星时,就已经探测到弓激波 [Kliore *et al.*, 1967]。Phobos 2 和 MGS 数据表明磁场堆积边界层也是一个永久的等离子体边界层,它位于磁鞘下方,穿越该边界层时等离子体和磁场都发生急剧的变化 [Acuña *et al.*, 1998; Riedler *et al.*, 1989]。MGS 携带的电子反射仪 (Electron Reflectometer, ER) 探测发现火星电离层和太阳风被一个边界层隔开。在这个边界层上方,电子能谱以加热减速的太阳风为主;在这个边界层下方,20-50 eV 的电子通量稍微升高 [Mitchell *et al.*, 2001], 这可能是叠加在一起的光电子能量峰值造成的 [Fox and Dalgarno, 1979; Mantas and Hanson, 1979], 但是, ER 的能量分辨率 ($\Delta E/E = 25\%$) 太粗糙不足以将这些能量峰值解析出来。ELS/MEX 具有的高能量分辨率 $\Delta E/E = 8\%$ 确保了这些光电子能量峰值能够解析出来,至此证实了火星空间环境中还存在一个永久等离子体边界层——光电子边界层。

4.1 前言

4.1.1 火星电离层光电子

一般来说,行星高层大气中性粒子吸收太阳连续辐射谱或者分立谱线中的光子产生光电子,光电子和中性粒子碰撞电离具有平滑光电子能谱的作用,平滑度的大小取决于该区域对电子传输的透明度。

火星电离层大气主要成分是 CO_2 。 CO_2 吸收波长小于 898.5Å 的光子产生电离。火星中性大气中的 CO_2 吸收 304Å 的太阳氢线电离产生基态的 CO_2^+ 和一个 27eV 的电子。304Å 氢光子被 CO_2 吸收还产生其他的电子和非基态的 CO_2^+ 。非基态 CO_2^+ 吸收特定份额的能量逸出电子,逸出电子的能量在 21-24 eV。这两个光电子能量峰值是能量小于 60 eV 的电子能谱中的主要特征,ELS 仪器就是设计用来解析这两个能量峰值的。

*Mantas and Hanson [1979]*基于 Viking 1 着陆器探测的火星中性大气成分剖面以及当时最新的原子截面数据, 计算了两种磁场构型(水平和垂直)下能量在 100 eV 以下的电子能谱。模型表明, 电子能谱中有两个能量在 21-24 eV 和 27 eV 的能量峰值, 这两个能量峰值来源于 CO₂ 和 O 电离, 其中大部分来源于 CO₂ 电离。光电子能量峰值几乎重合是因为 CO₂ 和 O 前三种离子态的电离势相同, 它们分别是 13.77 eV ($X^2\Pi_g$), 17.32 eV ($A^2\Pi_u$)和 18.10 eV ($B^2\Sigma_u^+$)以及 13.62 eV (4S), 17.10 eV (2D)和 18.50 eV (2P)。但是, 在火星上, *Fox and Dalgarno [1979]*模拟表明在 13 eV 附近, CO₂ 的垂直柱体光电离率是 O 的 11 倍; 在 17 eV 附近, CO₂ 的是 O 的 5 倍; 在 18 eV 附近, CO₂ 是 O 的 9 倍。所以, 能量在 21-24 eV 和 27 eV 的光电子主要来源于 CO₂ 电离。

4.1.2 飞行器电势

在电离层中, 飞行器在稠密等离子体中运动导致的电流比受太阳辐射产生的光电子电流大, 所以在电离层中飞行器经常带负电[*Barth et al., 1992; Lai and Tautz, 2008*]。搭载在 MEX 上的 ELS/ASPERA-3 传感器确实在火星日侧电离层探测到负的飞行器电势, 通常在 -4 V 到 -8 V 之间[*Frahm et al., 2006b*]。当飞行器附近中性粒子 O、O₂ 和 CO₂ 密度足够高时, 这些粒子光电离产生能量在 21-24 eV 和 27 eV 的光电子[*Frahm et al., 2006b*], 这些光电子通量能够在电子能谱中表现出明显的峰值。当飞行器带负电时, 电子不得不克服负电势到达传感器, 导致电子能谱中的能量峰值相对于理论值向低能量偏移。通过能量峰值偏移可以计算出飞行器电势。飞行器电导率很高, 所以通常假定飞行器不同位置的电子和离子传感器具有同样的飞行器电势。这表明当飞行器负电时, 离子能谱向高能量偏移, 这使得 IMA 可以观测到等离子体中的部分冷离子成分[*Fränz et al., 2010*]。

4.1.3 磁化状态

在金星上, 磁场堆积区像一个“垫子”将太阳风动量间接地传输给电离层[*Brace and Kliore, 1991*]。电离层屏蔽电流将 IMF 阻挡在电离层外面, 使得电离层内部只有小尺度(几十千米)的磁通量管, 这些磁通量管有些是穿透到电离层内部的 IMF, 有些是在电离层内部形成的。受内部电离层热压和外部太阳风动压

的控制，电离层顶高度不断变化。当太阳风动压超过一定数值时，电离层顶高度不再随外部太阳风的增加而降低[Brace and Kliore, 1991]。这是因为在足够低的电离层顶高度，粒子密度很高以至于太阳风流由于 mass-loading 效应减速很快，电离层顶高度就算降低也不再能维持压力平衡，因此磁场穿透到电离层内部，作为内部电离层压的一部分重建起压力平衡，这种状态称为磁化状态。

作为非磁化具有大气的行星，火星和太阳风的相互作用机制类似于金星[Luhmann et al., 2004]，而且，火星因其电离层很弱等原因在大多数情况下处于磁化状态[Phillips et al., 1984]。

4.2 ELS/MEX 仪器简介

Mars Express 轨道对研究太阳风-火星之间的相互作用非常有利。MEX 近地点约 250 km，远地点第一年约 11,580 km，之后约 10,050 km，86°的轨道倾角使得 MEX 能够观测到所有的空间等离子体区域，而且在某些时段能够连续观测磁场堆积边界层达数小时[Barabash et al., 2006]。

搭载在 MEX 上的空间等离子体和能量离子探测器（Analyser of Space Plasmas and Energetic Ions for Mars Express, ASPERA-3）通过探测离子、电子和高能中性原子来研究太阳风-火星中性大气的相互作用以及近火空间的等离子体环境和中性大气环境[Barabash et al., 2006]。ASPERA-3 由 4 个传感器构成，分别是中性粒子成像仪（Neutral Particle Imager (NPI)、中性粒子探测器（Neutral Particle Detector, NPD）、电子能谱仪（electron spectrometer, ELS）和离子质量分析仪（Ion Mass Analyser, IMA）。本文着重分析 ELS 数据。

ELS 仪器主要探测能量范围在 1 eV-20 keV 的电子，视角 $4^\circ \times 360^\circ$ 。这 360° 被分成 16 个扇区，每个扇区都是一个标准的球帽状分析仪。能量分辨率 $\delta E/E = 8\%$ ，时间分辨率 4s。偏置电压通常置为 -5 V 以保护传感器不受低能量光电子的破坏，但同时也阻止了 ELS 探测等离子体中的冷电子（<5 eV）成分。

4.3 确定火星空间等离子体边界层

当超声速太阳风和火星等离子体空间相互作用时，在火星前方形成弓激波。弓激波使太阳风减慢到亚声速，动能转换成热能导致粒子加热，这在 ELS 电子

能谱中表现为电子能量微分通量突增，如图 4.1 所示，MEX 在 04:35:58 UT 穿越弓激波。太阳风继续向前绕火星流动，随着 MEX 向火星不断靠近，电子微分通量缓慢下降。在 MAG/MGS 探测中，飞行器穿越磁场堆积边界层时磁鞘波动突降，从这里开始，磁鞘中太阳风开始绕火星流动。遗憾的是，MEX 没有携带磁强计。但在 ELS 探测数据中，我们可以看到高能电子 (≥ 10 eV) 能量微分通量在 05:03:30 UT 有一个明显的下降，这标志着 MEX 在这里穿越磁场堆积边界层，太阳风等离子体消失。之后过了一段时间，光电子在 05:16:40 UT 开始出现，光电子因具有 21-24 eV 和 27 eV 的典型能量峰值很容易识别出来[Frahm et al., 2006b]。在图 1 所示的穿越中，光电子能量峰值明显偏离其理论值，这是飞行器带电导致的[Frahm et al., 2006b]。在 05:43:45 UT 光电子能量微分通量突降，表明 MEX 离开了火星电离层。在轨道出轨部分，MEX 在 05:49:30 UT 穿越磁场堆积边界层，这可由高能电子能量微分通量再次突增识别出来。磁场堆积边界层位置有时候有些弥散，不能很明显地确定出来，比如此次轨道出轨穿越。很明显，MEX 在 06:21:00 UT 再次穿越弓激波进入太阳风中。

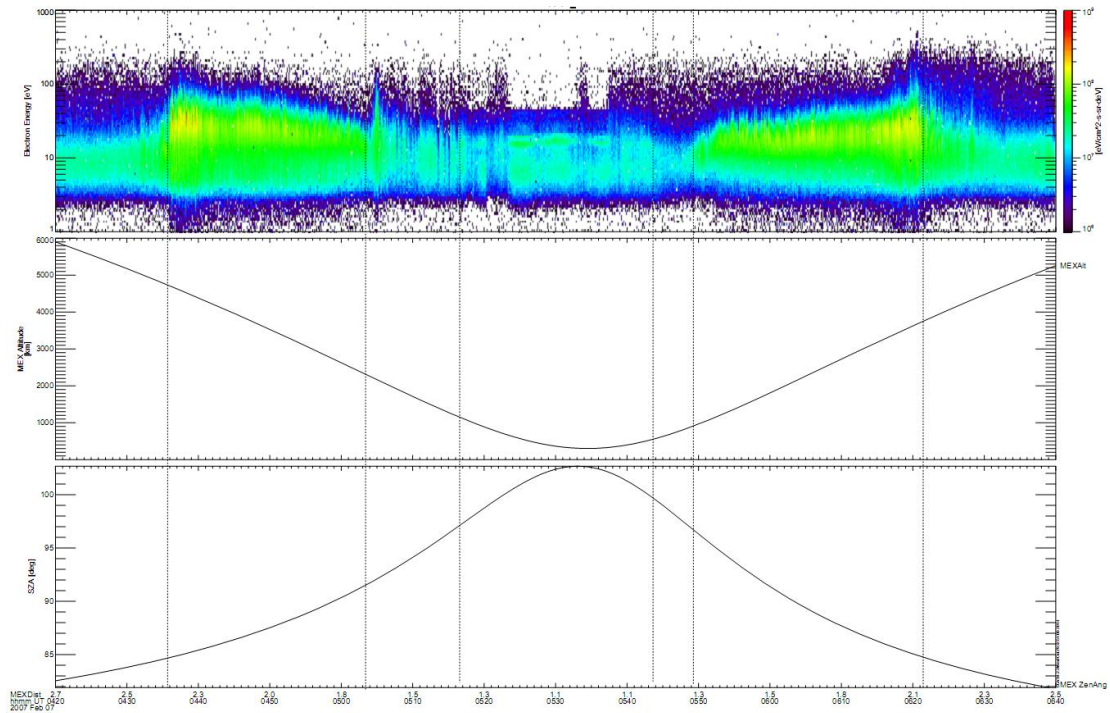


图 4.1 MEX 一个完整的轨道穿越中 ELS 电子能谱随时间的变化。同时还给出了 MEX 的高度和太阳天顶角信息，其中高度是指 MEX 飞行器到火星地面的径向距离，该次边界层穿越主要发生在晨昏线附近。

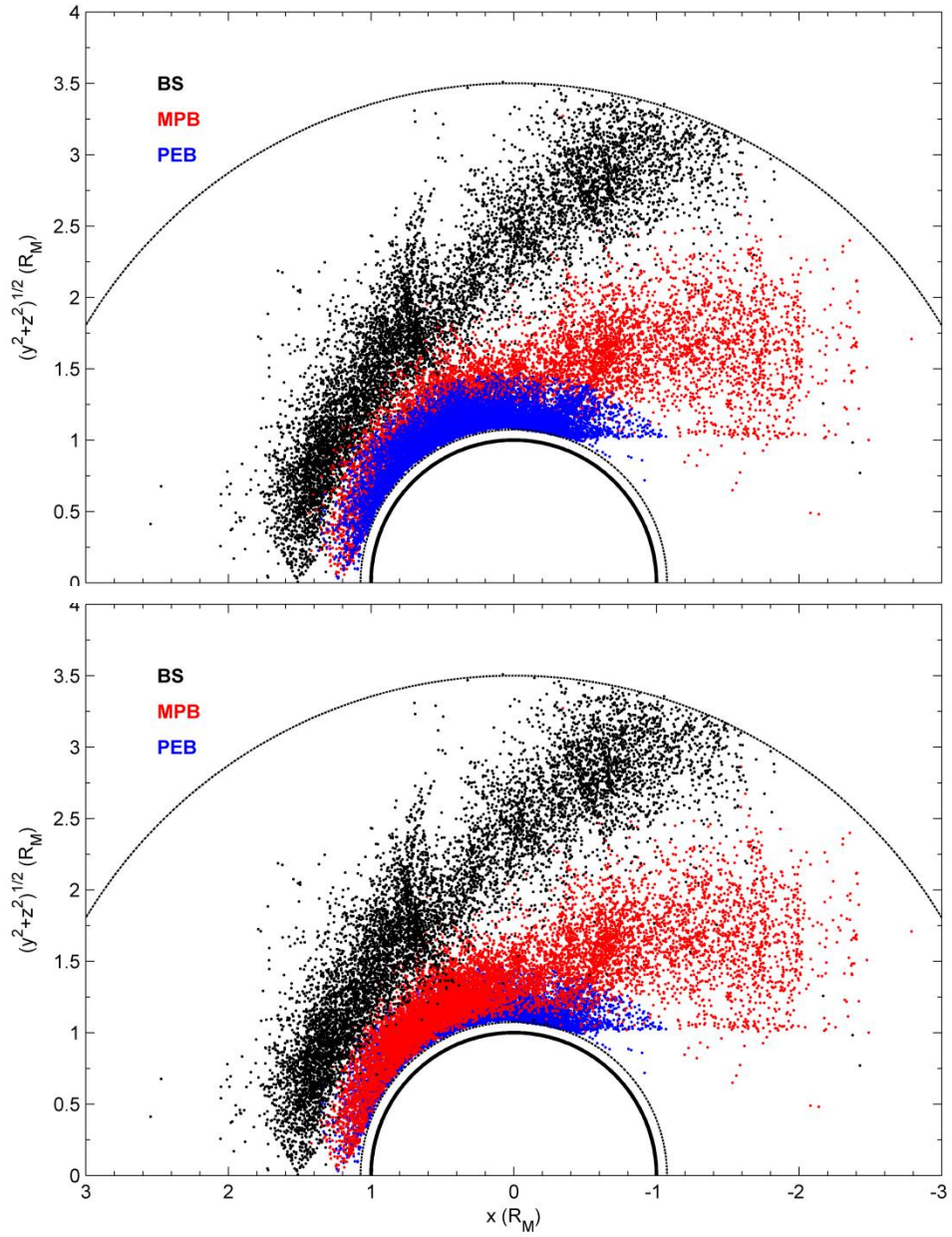


图 4.2 使用 ASPERA-3 ELS 数据（2005 年 1 月 1 日到 2013 年 6 月 31 日）确定出的弓激波、磁场堆积边界层和光电子边界层在 MSO 坐标系下的位置。边界层位置均经过光行差校正。弓激波通常比磁场堆积边界层和光电子边界层高，磁场堆积边界层和光电子边界层在大多数情况下位置接近甚至重合。日下点边界层数据覆盖不均，似乎受到轨道偏见影响。

我们基于 ELS 数据对 2005 年 1 月 1 日到 2013 年 6 月 31 日约 11000 个轨道进行了同样的分析，共确定出 8516 次弓激波穿越，10799 次磁场堆积边界层穿越，11514 次光电子边界层穿越。图 4.2 在 MSO 坐标系中显示了所有的边界层

位置。其中，为了全面地显示边界层位置，图 4.2 下图的边界层显示顺序和图 4.2 上图正好相反。图中边界层位置都经过了光行差校正。MSO 坐标系和光行差校正请参见第三章。上下两条虚线分别表示 MEX 的远地点和近地点，容易看出，由于 MEX 轨道偏见，弓激波和磁场堆积边界层数据在距离火星 3.5 个火星半径处被截断，而光电子边界层数据在近地点 250 km 处被截断。弓激波通常比磁场堆积边界层和光电子边界层高，磁场堆积边界层和光电子边界层在大多数情况下位置接近甚至重合。似乎受到轨道偏见影响，日下点边界层数据覆盖不均，在下文分析中我们会将其剔除。

4.4 火星空间等离子体边界层的平均位置和形态

4.4.1 圆锥曲线模型

火星弓激波、磁场堆积边界层自从发现以来就不断地研究其形状和位置，圆锥曲线模型是最方便的模型之一[Russell, 1977; Schwingenschuh et al., 1990; Slavin et al., 1991; Trotignon et al., 2006; Vignes et al., 2000]。简单来说，首先对 MSO 坐标系下的边界层位置进行了光行差校正，则 x -轴反平行于平均太阳风速度。假设，圆锥曲线关于 x -轴柱对称，则圆锥曲线在极坐标系(r, θ)下的方程是

$$r = \frac{L}{1 + \varepsilon \cos \theta} \quad (4.1)$$

变换方程，得到

$$\frac{1}{r} = \frac{\varepsilon}{L} \cos \theta + \frac{1}{L} \quad (4.2)$$

其中， $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ 。为了得到最优的拟合结果，拟合过程中，焦点($x_F, 0, 0$)可在 x -轴上自由移动，其中 x_F 是自由移动的距离，所以方位角 $\theta = \cos^{-1}((x - x_F)/r)$ ， ε 是离心率， L 是半正焦弦。固定系数 x_F ，在空间($1/r, \cos \theta$)中使用线性回归拟合，最小二乘估计确定出系数 ε 和 L 。焦点位置 x_F 的确定方法有两种，一是使变量($1/r, \cos \theta$)相关系数最大，一种是均方根误差最小。系数 ε 、 L 和 x_F 一旦确定，边界层在日下点距离火星中心的距离 r_{SD} (subsolar aerocentric distance, 沿着 x -轴)和在晨昏线上距离火星中心的距离 r_{TD} (terminator distance, 沿着 y -轴)分别是

$$r_{SD} = x_F + L/(1 + \varepsilon) \quad (4.3)$$

$$r_{TD} = (L^2 + (\varepsilon^2 - 1)x_F^2 + 2\varepsilon Lx_F)^{1/2} \quad (4.4)$$

边界层在尾部的直径是

$$D = 2(L^2 + (\varepsilon^2 - 1)(x - x_F)^2 - 2\varepsilon L(x - x_F))^{1/2} \quad (4.5)$$

推导以上三个公式时，注意，由 $r = L/(1 + \varepsilon \cos \theta)$ 得到 $r = L - \varepsilon r \cos \theta$ ，利用 $\cos = (x - x_F)/r$ ，得到 $(x - x_F)^2 + y^2 + z^2 = (L - \varepsilon(x - x_F))^2$ 。

拟合 MPB 数据时还可采用双圆锥曲线模型，一个用于拟合日侧数据 ($x > 0$)，一个用于拟合夜侧数据 ($x < 0$)，两个曲线在晨昏线 ($x = 0$) 上的幅度和导数一致 [Trotignon et al., 1996]。曲线在晨昏线 ($x = 0$) 上的幅度实际上就是边界层的晨昏线距离 r_{TD} ，其导数是

$$\frac{\xi}{r_{TD}} \quad (4.6)$$

其中，

$$\xi = (1 - \varepsilon^2)x_F - \varepsilon L \quad (4.7)$$

$$r_{TD} = (L^2 + (\varepsilon^2 - 1)x_F^2 - 2\varepsilon Lx_F)^{1/2} \quad (4.8)$$

假定已拟合得到日侧模型 ($\varepsilon_d, L_d, x_{Fd}$)，根据式 (4.4) 参数 r_{TD} 也随之确定。因为两个曲线在晨昏线 ($x = 0$) 上的幅度和导数一致，则根据式 (4.7) 和式 (4.8)，夜侧模型只需确定三个参数中 ε 、 L 和 x_F 中的任意一个。随着其中一个参数的确定，其他两个参数也随之确定下来。比如，若选取 ε_n 为自由参数，则 L_n 和 x_{Fn} 也随之确定

$$L_n = ((1 - \varepsilon_n^2)r_{TD}^2 + \xi^2)^{1/2} \quad (4.9)$$

$$x_{Fn} = (\varepsilon_n L_n + \xi)/(1 - \varepsilon_n^2) \quad (4.10)$$

4.4.2 基于 ELS/MEX 观测的模型

ELS/MEX 提供了目前数据量最大、数据最新的火星空间等离子体边界层观测，这保证了数学分析过程中的统计意义。我们使用传统的圆锥曲线拟合得到了 3 个边界层的平均位置和形状，并和已有的模型做比较，为进一步研究各种因素对边界层的控制作用做准备。

对于弓激波，使用 4.4.1 节所述方法获得的弓激波平均位置和形状如图 4.3a

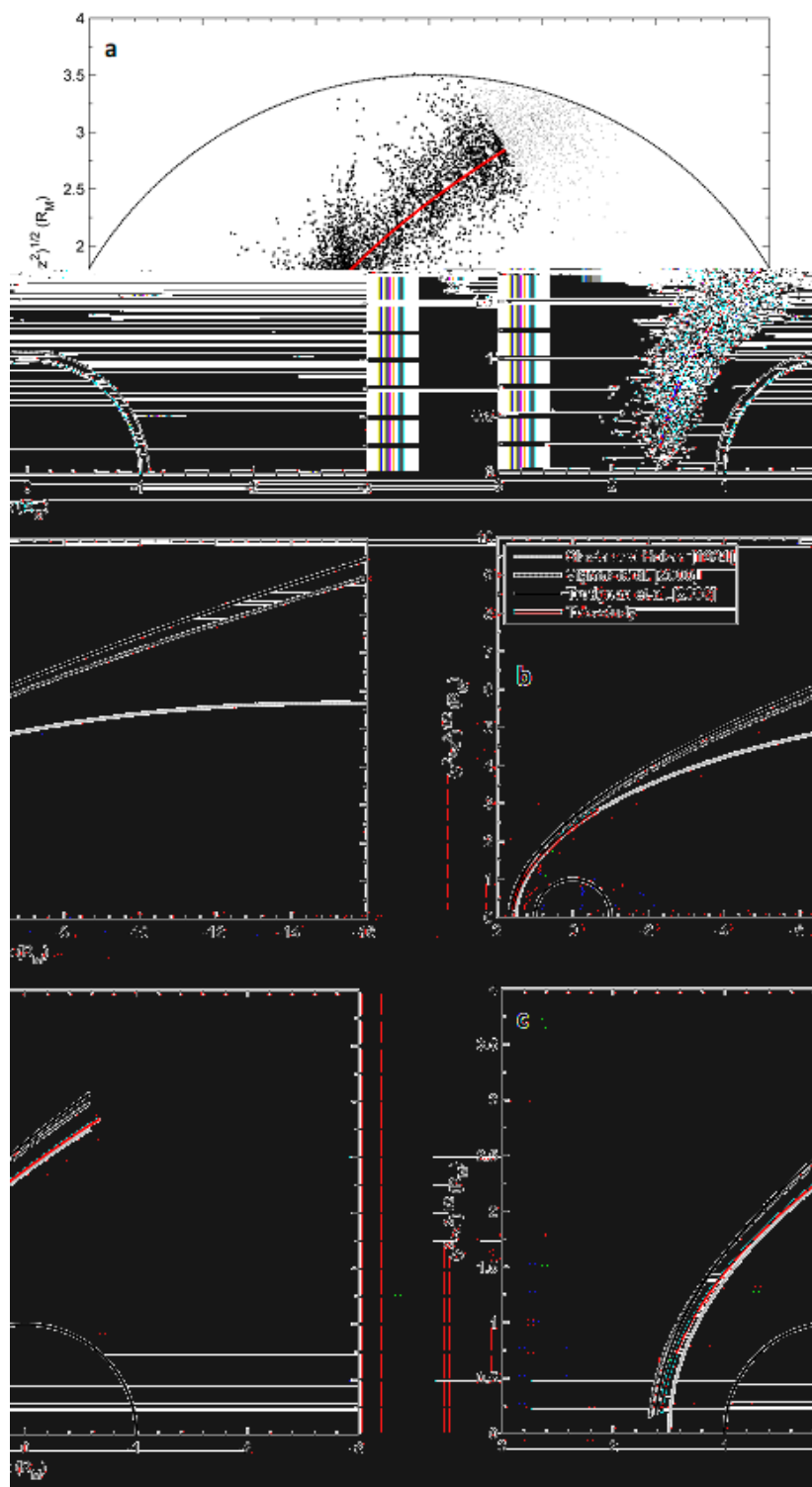


图 4.3 使用圆锥曲线最小二乘拟合得到的火星弓激波模型，其中子图 a 基于 ELS/MEX 探测，子图 b 将子图 a 中的模型和基于 Mars 系列，Phobos 2 和 MGS 探测的模型进行对比，子图 c 是子图 b 在 MEX 数据覆盖范围内的放大。和地球一样，火星弓激波受上游区域各因素控制，偏离平均位置约 $\pm 3.5R_M$ 。对比发现，新模型和已有模型在 MEX 数据覆盖范围内基本一致。

所示，模型参数如表 4.1 最后一列所示。在拟合过程中，需要剔除受轨道偏见影响的数据，首先需要确定未受影响的临界数据点，通过临界点寻找平均激波面法线，将法线外侧部分剔除。和地球一样，火星弓激波受上游区域各因素控制，偏离平均位置约 $\pm 3.5 R_M$ 。图 4.3b 给出了和其他模型的对比，图 4.3c 是图 4.3b 在新模型覆盖范围内的放大。对比发现，新模型在日下点距离火星的距离与 *Vignes et al.* [2000]模型和 *Troignon et al.*, [2006] 较一致，在晨昏线距离火星的距离和 *Slavin and Holzer* [2008]模型较一致，表 4.1 所示的模型参数也证实了这一点。但是，MEX 无法探测到尾部 ($x > 3.5 R_M$) 弓激波，所以新模型很可能因为缺少尾部数据限制有些许收缩。总体上来说，新模型在数据覆盖范围内和已有的模型基本一致，这表明基于 MARS 系列、Phobos 2 和 MGS 数据获得的弓激波模型也适用于 MEX 数据。但是，新模型基于大量的 MEX 数据因而统计意义更强也更精确。

表 4.1 火星弓激波模型

	Number of crossings	Aberration	xF (R_M)	ϵ	L (R_M)	rSD (R_M)	rTD (R_M)	D at x=-16 (R_M)
Slavin and Holzer, Mars 2-3-5, 1981	14	$\tan^{-1}$ (V_{MS}/V_{SW})	0.5	0.94 ± 04	1.94 ± 01	1.50 ± 04	2.36	11.4
Vignes et al., MGS, 2000	450	4°	0.72	1.02 ± 02	1.93 ± 01	1.67 ± 03	2.56 ± 06	18.0
Troignon et al., Phobos2 and MGS, 2006	700	4°	0.6	1.026 ± 002	2.081 ± 006	1.63 ± 01	2.63 ± 01	18.9
This study (ELS/MEX)	8516	4°	0.67	0.99 ± 005	1.82 ± 003	1.58 ± 007	2.38 ± 002	15.4

对于磁场堆积边界层，我们使用 4.4.1 节所述的双圆锥曲线拟合方法获取磁场堆积边界层的平均位置和形状。受轨道偏见影响，ELS/MEX 日侧观测较多，所以我们先拟合日侧数据 ($x > 0$)，在拟合过程中剔除了受轨道偏见影响的数据，得到的模型如图 4.4a 所示，相应的模型参数如表 4.2 最后一列所示。尽管由于 MEX 轨道偏见影响，拟合过程缺少了下游区域 ($x < 3.5 R_M$) 数据限制，新模型依然克服了单圆锥曲线模型在尾部收缩的缺陷。图 4.4b 给出了新模型和其他模型的对比，图 4.4c 是图 4.4b 在新模型覆盖范围内的放大。对比发现，基于 ELS/MEX 观测新模型和 *Troignon et al.* [2006]模型几乎一致，表 4.2 所示的模型

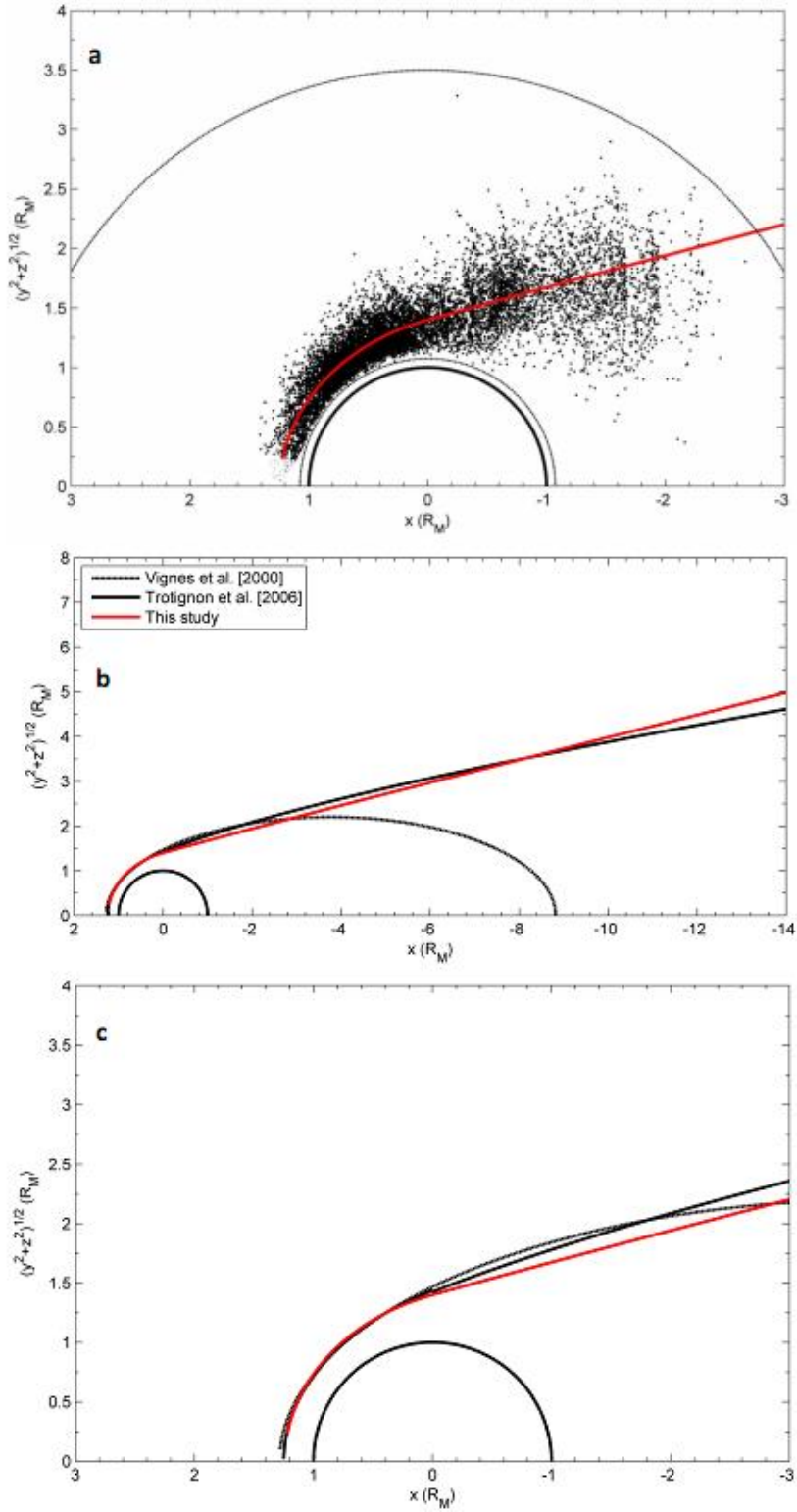


图 4.4 使用双圆锥曲线最小二乘拟合得到的火星磁场堆积边界层模型，其中图 a 基于 ELS/MEX 探测，图 b 将图 a 中的模型和基于 Phobos 2 和 MGS 探测的模型进行对比，图 c 是图 b 在 MEX 数据覆盖范围内的放大。对比发现，基于 ELS/MEX 观测新模型和 *Troignon et al.* [2006] 模型几乎一致。

参数也证实了这一点。

表 4.2 磁场堆积边界层模型

	Number of crossings	Aberr - ation	xF (R _M)	ε	L (R _M)	rSD (R _M)	rTD (R _M)	D at x=-5 (R _M)	D at x=-1 6 (R _M)
Vignes et al., MGS, 2000	488	4°	0.78±01	0.90±01	0.96±01	1.29±04	1.47±08	4.27	-
Troignon et al., Phobos2 and MGS, 2006	901	4°	0.64±01 (x>0) 1.60	0.77 1.009±003	1.08±03 0.528±012	1.25±03	1.44±03	5.74	10.07
MPB (ELS/MEX)	10799	4°	0.5 (x>0) 3.34±14	0.60±005 1.03	1.19±002 0.18±017	1.24±004	1.40±002		10.96 5.44

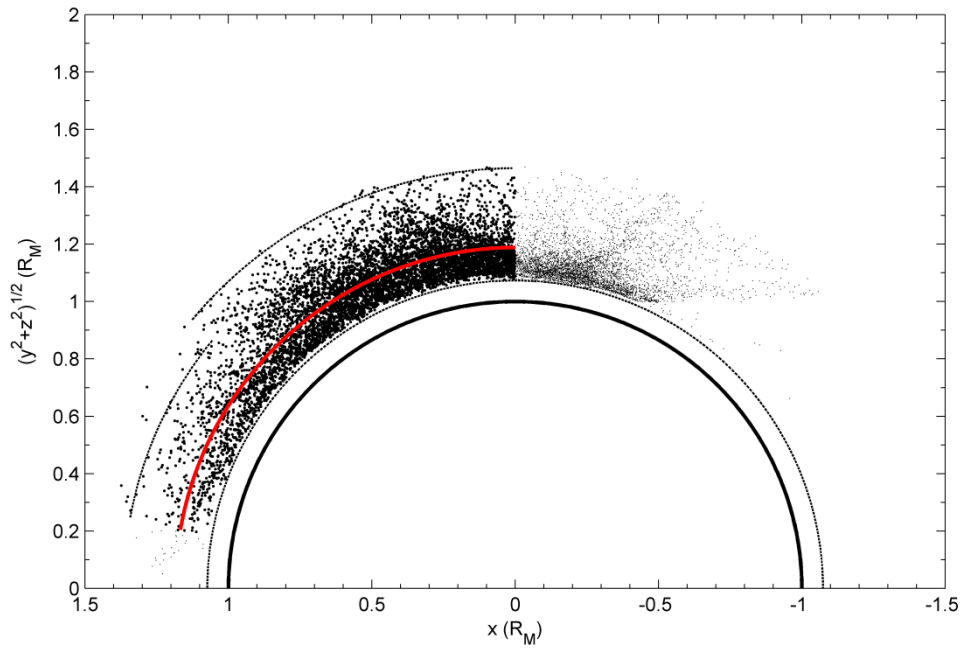


图 4.5 使用圆锥曲线最小二乘拟合得到的光电子边界层模型。 $r_{SD}=r_{TD}$ ，表明光电子边界层对太阳天顶角的依赖性不强，这和电离层顶一致。

对于光电子边界层，使用 4.4.1 节所述方法拟合得到的光电子边界层模型如图 4.5 所示，相应参数如表 4.3 所示。拟合过程中剔除了受轨道偏见影响的数据，同时也剔除了夜侧数据，因为在夜侧探测到的光电子边界层可能来源于脱离的电离层块状结构。光电子边界层在日下点距离火星的距离， r_{SD} ，和在晨昏线上的

距离火星的距离， r_{TD} ，几乎相同，表明光电子边界层对太阳天顶角的依赖性不强，这和电离层顶对太阳天顶角的依赖性一致。当 $10^\circ < \text{SZA} < 70^\circ$ 时，光电子边界层高度小于 1200 km；当 $70^\circ < \text{SZA} < 90^\circ$ 时，光电子边界层高度小于 1600 km，如图中上侧虚线所示。

表 4.3 光电子边界层模型

	Number of crossings	Aberr- ation	xF (R_M)	ϵ	L (R_M)	rSD (R_M)	rTD (R_M)
PEB (2005.01 – 2013.07)	11514	4°	0	0.003±003	1.19±002	1.19±004	1.19±002

4.5 光电子边界层和电离层顶的差异

在金星上，电离层顶是指内部电离层等离子体热压近似等于磁障碍物磁压，磁障碍物磁压近似等于外部太阳风动压的位置[*Elphic et al.*, 1980]。在这个位置上，电离层电子密度有一个突变[*Nagy and Cravens*, 2002]。通常在密度突变范围内选取一个密度阈值，比如 100 cm^{-3} 或者 500 cm^{-3} 来确定金星电离层顶位置[*Knudsen et al.*, 1979]。在火星上，因为 MEX 没有携带探测电离层电子密度的仪器，我们没有办法使用压力平衡来定义电离层顶。基于 MARSIS 实测电子密度剖面，*Duru et al.* [2008]观测到和金星电离层顶一样的电离层电子密度突变，但 MARSIS 实测电子密度扰动很大，像这样明显的密度突降只占 20%[*Duru et al.*, 2009; *Gurnett et al.*, 2010]。因此，我们决定寻找一个密度阈值来定义火星电离层顶。在第三章中，通过对 MARSIS 实测电子浓度的分析，发现当 $500 \text{ cm}^{-3} < N_e < 1000 \text{ cm}^{-3}$ 时电子密度梯度最大，这说明 $N_e = 1000 \text{ cm}^{-3}$ 是火星电离层主体的上边界的最佳表征。因此，我们将火星电离层顶定义为电子密度开始下降到 $< 1000 \text{ cm}^{-3}$ 的位置，如图 4.6a 所示。但是，MARSIS 不具有能量分辨率，所以无法将光电子从电离层电子中解析出来，因此 MARSIS 数据只能用来确定电离层顶而不能用来确定光电子边界层。

火星中性大气 CO_2 和 O 吸收太阳 HeII 线产生能量在 21-24 eV 和 27 eV 的光电子，其中大部分光电子来源于 CO_2 电离[*Fox and Dalgarno*, 1979]。火星电离层光电子因其具有的典型能量峰值可以用来定义光电子边界层——光电子通量开

始明显下降的位置[Dubin et al., 2006a; Lundin et al., 2004]。在火星快车以前，MGS 携带的 ER 探测发现电子能谱中能量在 20-50 eV 的电子通量有一个明显的抬升，这和 Mantas and Hanson [1979]和 Fox and Dalgarno [1979]的模型一致。但是，ER 的能量分辨率 ($\Delta E/E = 25\%$) 太粗糙不足以将光电子能量峰值解析出来。MEX 的探测技术有了很大的发展，它携带的 ELS/ASPERA-3 能量分辨率 ($\delta E/E = 8\%$) 很高，足够将电子能量峰值解析出来[Barabash et al., 2006]。在 ELS 电子能谱中，我们将光电子边界层确定为 CO₂ 光电子能量峰值开始消失的位置。由于光电子边界层的自动探测技术导致的误差更多，我们选择手动度量，在图 4.6b 中，光电子边界层被确定为电子微分通量下降到 $2 \times 10^7 \text{ eV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ deV}^{-1}$ 的位置。在轨道入轨部分，光电子边界层比电离层顶高~200 km，在轨道出轨部分，光电子边界层和电离层顶几乎重合。

2006 年，Fränz et al., [2006]基于 ELS 数据，通过对粒子计数进行积分或者对等离子体速度相空间分布进行高斯拟合，首次获得了火星空间等离子体环境的宏观参数，包括密度、速度和温度[Fränz et al., 2006]。但是，由于 ASPERA-3 仪器在不同条件下的运行状态尚未完全得知，文中给出的校正参数随着 ASPERA-3 运行也会发生改变，但预期基本方法依然有效，获得的等离子体宏观参数不会有太大的改变。而且，Fränz et al., [2006]方法表明 300 km 高度处的最大电子浓度达到 1000 cm^{-3} ，和无线电掩星技术探测的电子浓度水平一致，但若要解决电离层粒子产生的压强是否和外部太阳风压平衡的问题，还需要研究 ASPERA-3 的重离子数据。即使如此，由于 -5 V 的偏置电压阻止了 ELS 探测等离子体中的冷电子 (<5 eV) 成分，Fränz et al., [2006]方法计算的电子密度只有在电子能量分布较高 (>5 eV) 或者飞行器电势为正的时候才有效。所以，基于 ELS 数据计算的电子浓度发生突变的位置对应的是太阳风停止的地方，而不是电离层电子开始的地方。

根据以上分析可知，在 MEX 以前，电离层顶和光电子边界层的差异一直不清楚，两个名词经常混用。MEX 的探测技术有了很大的发展，其携带的 MARSIS 仪器和 ASPERA-3 仪器能够分别探测火星电子密度和电子能量，进而能够同时确定出电离层顶和光电子边界层。而且，MEX 探测的大量数据使得我们能够从统计上分析两者之间的差异。为了尽量避免时间和空间效应对结果的影响，我们

选择同一时间段(2005 年 6 月到 2013 年 6 月)来分析电离层顶和光电子边界层，其中，电离层顶数据量为 2018，光电子边界层数据量,约 10900。

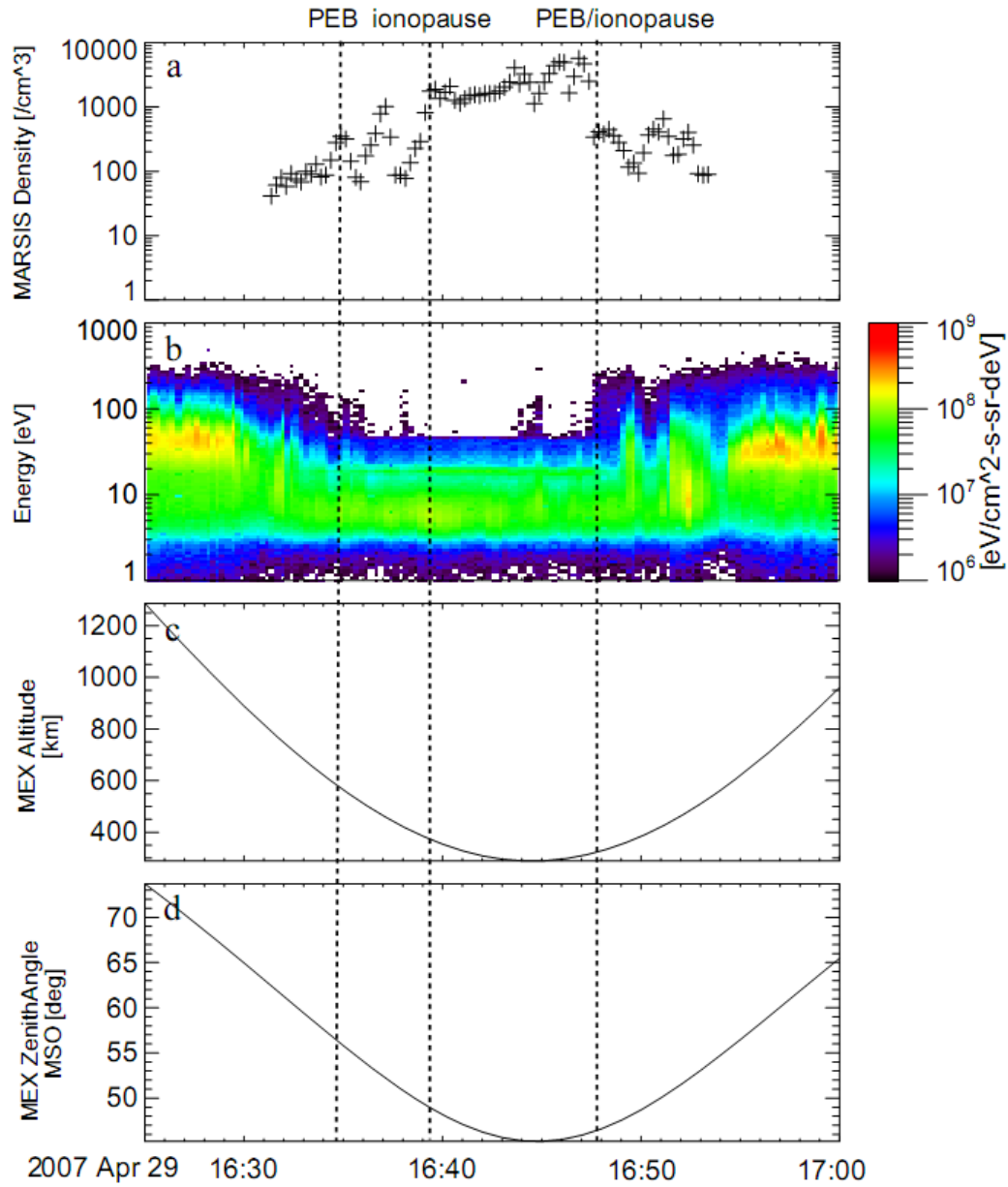


图 4.6 是 MEX 一个典型的电离层穿越事件。a 图是 MARSIS 仪器探测的当地电子浓度剖面，b 图是 ELS 电子能谱随时间的变化，c 图是 MEX 飞行器距离火星地面的径向距离，d 图是 MEX 飞行器所在处的太阳天顶角。在轨道入轨部分，光电子边界层比电离层顶高~200 km，在轨道出轨部分，光电子边界层和电离层顶几乎重合。

图 4.7 显示的是电离层顶和光电子边界层对太阳天顶角的依赖性。对于电离层顶，数据一样，天顶角依赖性也和图 3.9 一致。对光电子边界层也采用同样的分析，当 $10^\circ < \text{SZA} < 40^\circ$ 时，中值高度是 $\sim 553 \text{ km}$ ($q_{0.25}$ - $q_{0.75}$, $\sim 421 \text{ km} - \sim 763 \text{ km}$)；当 $40^\circ < \text{SZA} < 80^\circ$ 时，升高到 $\sim 633 \text{ km}$ ($q_{0.25}$ - $q_{0.75}$, $\sim 476 - \sim 851 \text{ km}$)，然后在晨昏线附近又下降到 $\sim 563 \text{ km}$ ($q_{0.25}$ - $q_{0.75}$, $\sim 440 - \sim 718 \text{ km}$)。这说明，尽管光电子边界层在高太阳天顶角升高了约 200 km ，但是光电子边界层高度随太阳天顶角的增加并不严格升高，这表明光电子边界层中值高度对太阳天顶角的依赖性不强。此外，从原始数据可以发现，光电子边界层高度通常高于电离层顶，最显著的一个特征就是光电子边界层中值高度比电离层顶高了 $\sim 200 \text{ km}$ 。

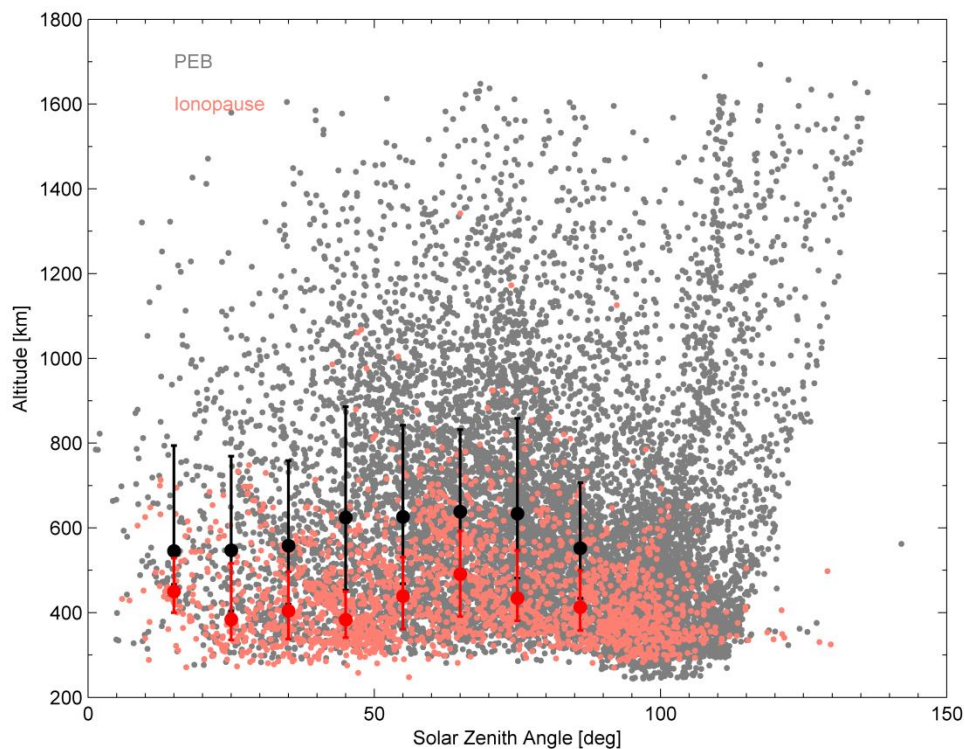


图 4.7 电离层顶（粉红）和光电子边界层（灰色）的太阳天顶角依赖性。光电子边界层中值高度（黑色圆点）和电离层顶中值高度（红色圆点）一样，对太阳天顶角的依赖性不强。一个显著的特征是光电子边界层中值高度比电离层顶高了 $\sim 200 \text{ km}$ 。

第三章中分析了电离层顶对太阳天顶角依赖性不明显的原因。对于光电子边界层，一个可能的原因是火星电离层总是处于磁化状态[Phillips et al., 1984]。边

界层内部的水平磁场能够有效地阻止等离子体的垂直传输，导致晨昏线附近的光电子边界层在较低的位置形成。

为了进一步分析太阳天顶角依赖性，我们将电离层顶和光电子边界层数据重新显示在 MSO 坐标系中，并用上述圆锥曲线拟合方法得到这两个边界层的平均位置和形状，如图 4.8 所示，相应参数如表 4.4 所示。其中，光电子边界层虽然少了 2005 年 1 月至 6 月的数据但其模型几乎没有改变。图中一个显著的特征依然是光电子边界层中值高度比电离层顶高了~200 km。

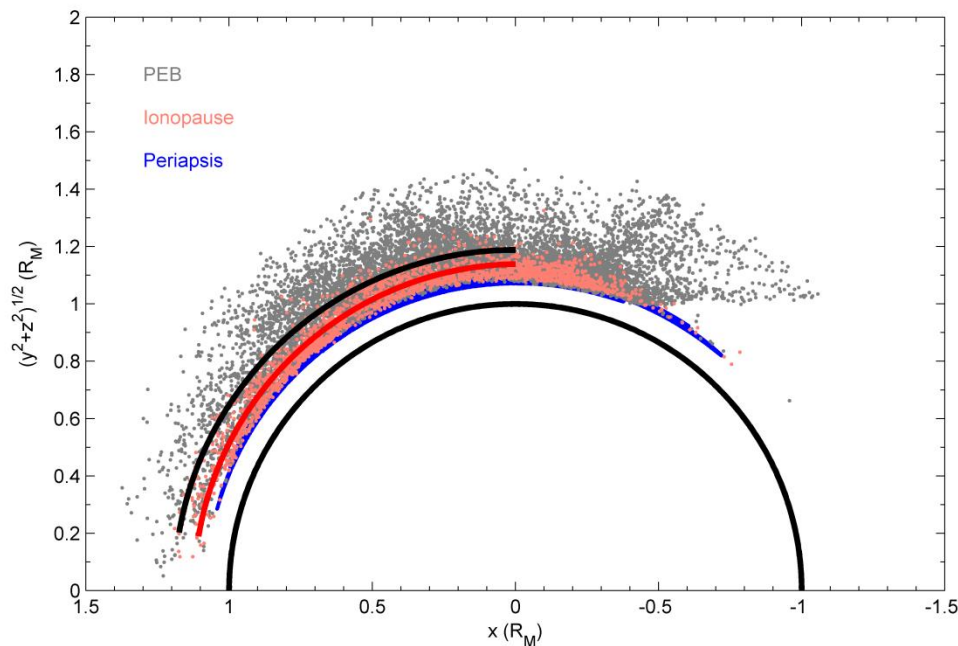


图 4.8 使用圆锥曲线拟合得到的电离层顶（红色）和光电子边界层（黑色）平均位置和形状。一个显著的特征是光电子边界层中值高度比电离层顶高了~200 km。

表 4.4 电离层顶和光电子边界层模型参数

	Number of crossings	Aberr- ation	xF (R _M)	ε	L (R _M)	rSD (R _M)	rTD (R _M)
Ionopause	2018	4°	0	0.015±004	1.14±001	1.12±004	1.14±001
PEB	10900	4°	0.001	0.005±008	1.19±002	1.19±009	1.19±002

研究电离层顶和光电子边界层差异最保险的方法是分析这两个边界层同时出现的情况。从 2005 年 6 月到 2013 年 6 月电离层顶和光电子边界层同时出现的事例有 1394 例，其中在日则且 $\text{SZA} > 10^\circ$ 的占 992 例。我们对这 992 例进行同样的太阳天顶角效应分析和圆锥曲线拟合，结果分别如图 4.9 和图 4.10 所示，和

图 4.9 相应的参数如表 4.5 所示，和图 4.10 相应的模型参数如表 4.6 所示。可以发现，这两个边界层的太阳天顶角依赖性结构变得更加明显，而且因为数据量显著改变，其对应的圆锥曲线模型也有些许改变，但是，这两个边界层对太阳天顶角的依赖性依然不强，而且光电子边界层中值高度依然比电离层顶高了 ~ 200 km。图 4.11 显示了电离层顶和光电子边界层高度差（ $r_{\text{PEB}} - r_{\text{Ionopause}}$ ）的直方图，其中 r 表示边界层距离火星中心的径向距离。由图 4.11 可以看出，光电子边界层比电离层顶高的事例接近 90%，其中在 35%的事例中光电子边界层至少比电离层顶高了 200 km。 $r_{\text{PEB}} - r_{\text{Ionopause}}$ 的中值约 116 km ($q_{25} - q_{75}$: $\sim 25 - \sim 280$ km)。但是，这些结果只来源于 992 个事例，因此其统计显著性水平较低。

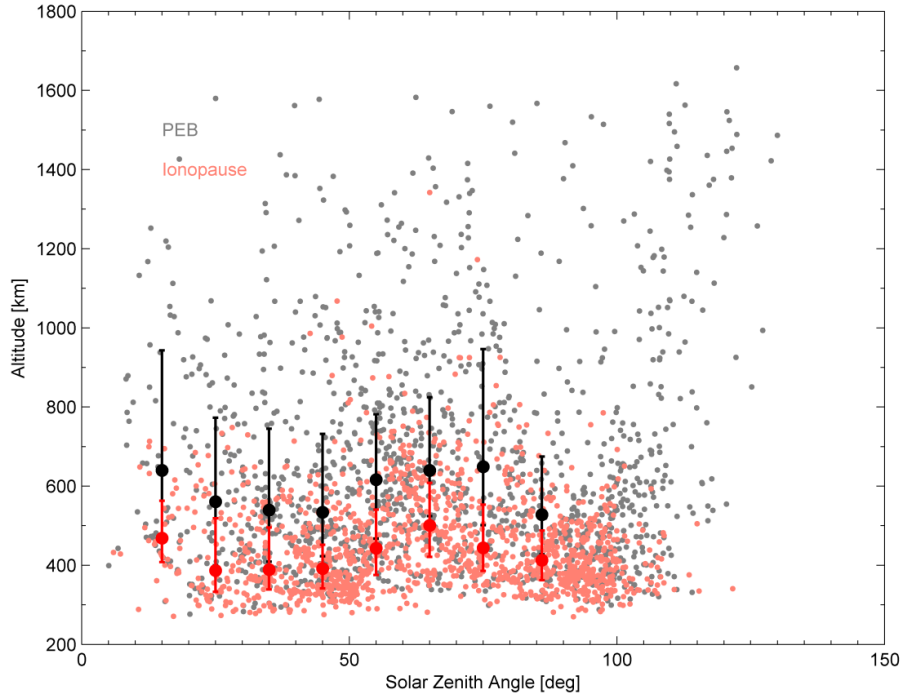


图 4.9 和图 4.7 相同，但这里对应的是同时出现的电离层顶（红色）和光电子边界层（黑色）。

表 4.5 电离层顶和光电子边界层的太阳天顶角依赖性。

SZA [deg]	10-20	20-30	30-40	40-50	50-60	60-70	70-80	80-90
$h_{\text{median, Ionopause}}$	469	387	388	392	443	501	444	413
[q_{25}, q_{75}]	[408, 563]	[333, 519]	[339, 495]	[342, 452]	[375, 540]	[421, 608]	[386, 553]	[362, 488]
[km]								
$h_{\text{median, PEB}}$	640	561	540	534	616	640	649	528
[q_{25}, q_{75}]	[473, 943]	[400, 773]	[409, 745]	[422, 732]	[467, 782]	[524, 824]	[501, 946]	[428, 675]
[km]								

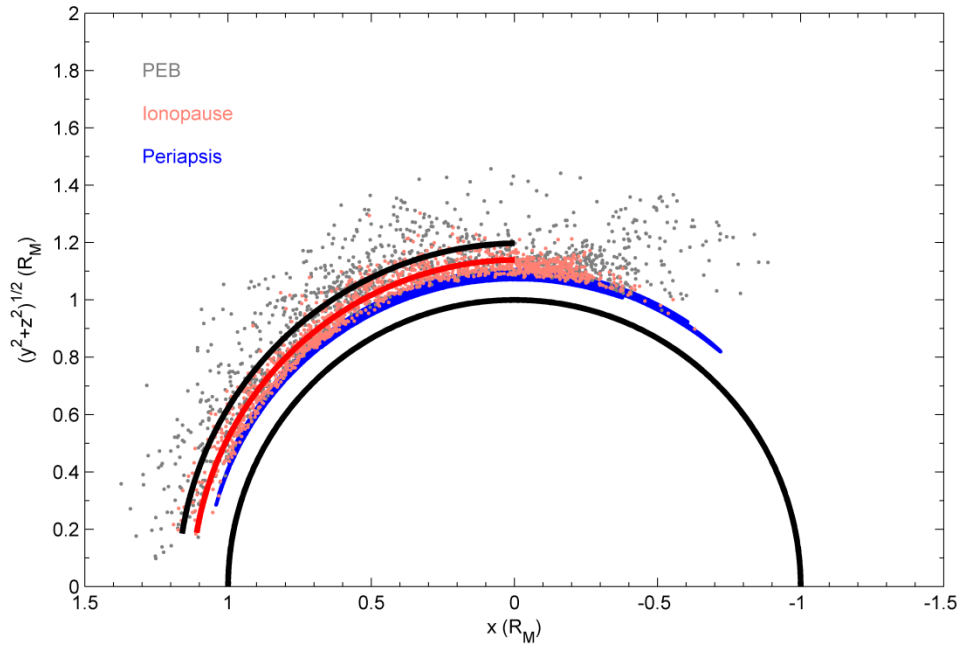


图 4.10 和图 4.8 相同，但这里对应的是同时出现的电离层顶（红色）和光电子边界层（黑色）。

表 4.6 电离层顶和光电子边界层的圆锥曲线模型参数。

	Number of crossings	Aberr- ation	focus (R_M)	eccentricity	Lami-latus rectum (R_M)	subsolar areocentric distance (R_M)	terminator distance (R_M)
PEB	1394	4°	0	0.019±020	1.20±004	1.18±024	1.20±004
Ionopause	1394	4°	0	0.013±005	1.14±002	1.13±005	1.14±002

无论是太阳天顶角依赖性还是模型都表明电离层顶和光电子边界层不是同一边界层，二者相差了~200 km，这可能是光电子跨磁力线传输导致的。

*Mantas and Hanson [1979]*基于 Viking 1 着陆器探测的火星中性大气成分剖面以及当时最新的原子截面数据，计算了两种磁场构型（水平和垂直）下能量在 100 eV 以下的电子能谱。如前文所述，模型表明火星电离层中能量在 21-24 eV 和 27 eV 的光电子主要来源于 CO₂ 电离。模型还表明在 130-150 km 以下，不同能量段的光电子通量几乎相同，不受磁场构型影响。但在 130-150 km 之上，垂直磁场构型下的光电子通量比水平磁场构型下的降低了约 2 个因子，这表明光电子能够沿着垂直磁场线向上传输，而水平磁场却将光电子局限在其产生的高度。

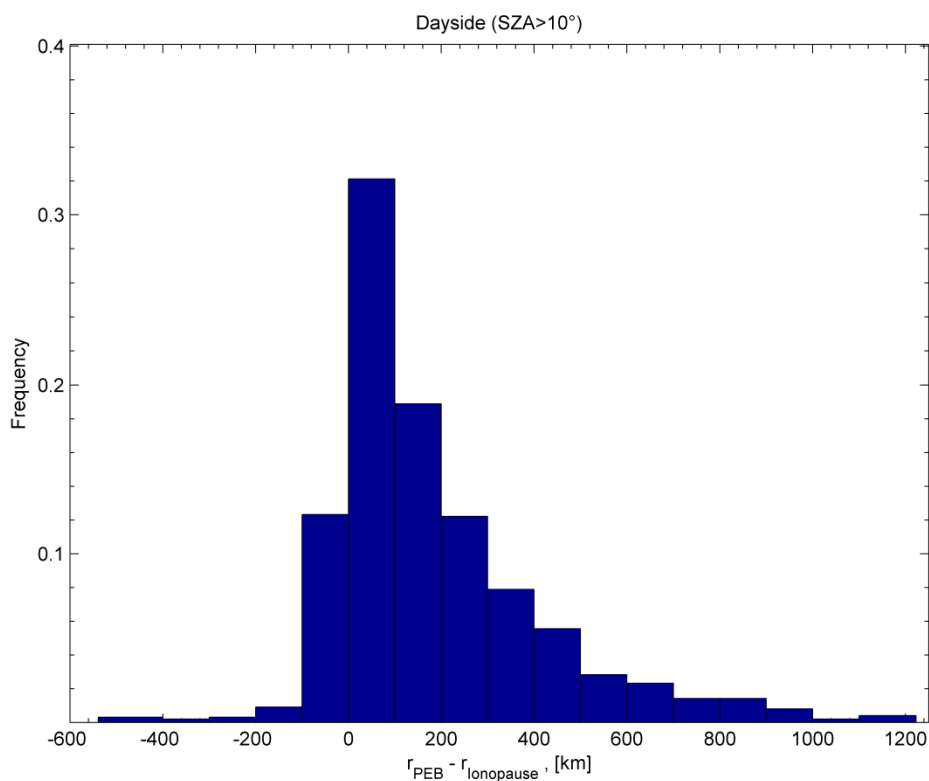


图 4.11 电离层顶和光电子边界层之差 $r_{\text{PEB}} - r_{\text{Ionopause}}$ 的分布图。在日侧 ($\text{SZA} > 10^\circ$)，这两个边界层同时出现在 992 次电离层穿越中，其中，光电子边界层比电离层顶高的事例接近 90%，其中在 35% 的事例中光电子边界层至少比电离层顶高了 200 km。

随后，[Haider *et al.*, 2010]模拟了两种地壳场构型（水平和垂直）下的光电子通量，也证实了这两种磁场效应。在金星上，[Cui *et al.*, 2011] 通过模拟也证实了光电子传输受磁场构型的控制。*Mantas and Hanson* [1979]当时认为水平磁场模型适用于火星赤道，因为赤道处的磁场主要是水平磁场，无论是感应磁场还是内禀磁场；而如果火星具有内禀磁场，则垂直磁场模型适用于高纬。1998 年 MGS 探测已经表明火星不具有有效的内禀磁场，只具有局部强剩余地壳场。所以水平磁场模型既适用于高纬也适用于低纬，而垂直磁场只适用于地壳剩余场[Frahm *et al.*, 2006b]。此外，火星电离层中普遍穿在着磁通量管，既包括 IMF 穿透到电离层中也包括和局部形成的。

我们据此推断，当火星中性大气密度足够高时， CO_2 和 O 吸收太阳紫外辐

射线或者 X 射线产生光电子。在逃逸层顶大气稀薄，逸出的光电子能够沿着磁力线（地壳场或者磁通量管）向上传输，所以在较高高度观测到的光电子大多是从逃逸层顶传输来的。到传输到某一高度时，太阳风和火星电离层相互作用产生的全球性大尺度水平磁场开始起主导作用，等离子体的垂直传输因为磁场强度增大或者磁场方向变得更加水平而停止，这时光电子边界层有可能和电离层顶出现在同一位置。但大多数情况下，电离层顶过渡区内充满了扰动，例如 Kelvin-Helmholtz 不稳定性导致的扰动，在某种触发机制下，磁场扰动使得具有较高能量的光电子横越磁力线进入到磁场堆积区，而电子能量较低，磁回旋半径相应较小，横越磁力线的可能性也较小。这种情况下，探测到的光电子边界层明显高于电离层顶。NASA 发射火星大气和逃逸演化飞行器（Mars Atmosphere and Volatile Evolution, MAVEN）于 2014 年 9 月 21 号成功进入火星轨道，其携带的仪器能够同时对电离层等离子体和磁场进行测量，这些探测有助于详细地解决电离层顶和光电子边界层的差异。

4.6 火星地壳磁场对光电子边界层和电离层顶的影响

在空间探测发展最初，人类就已经向火星发射探测器探测火星空间等离子体环境特性。世界上第一个成功的火星探测计划，Mariner 4，到达距离火星 3.9 倍火星半径的距离，首次探测到了火星等离子体和磁场[Kliore *et al.*, 1967]，但它未能将真实的火星磁场与扰动的行星际磁场区分开来。在此后三十多年的时间中，由于探测器距离火星太远（>~800 km）或者没有携带磁场探测仪器，人类一直没有解决火星磁场本质属性问题。1997 年 9 月 11 日火星全球勘探者(Mars Global Surveyor, MGS)到达火星并迅速建立起高离心率椭圆轨道（轨道近地点 105 km 到 175 km，远地点是 17 个火星半径），首次对电离层峰值高度以下的磁场进行探测，探测表明，火星不具有有效的内禀偶极磁场，只具有局部的强地壳磁场[Acuña *et al.*, 1998]。

火星地壳场主要分布在 120 °W-210 °W 和 30 °S-85 °S，磁场强度甚至高达 ~1600 nT（100 km）[Acuña *et al.*, 1999]。地壳场磁压（ $B^2/2\mu_0$ ）增加到电离层热压，抬高了抗衡太阳风压的障碍物高度，局部打断了太阳风和火星电离层的全球性相互作用。在本节，我们着重研究火星地壳场对电离层顶/光电子边界层的

影响。

Mitchell et al., [2001] 基于 290 个 MGS 实验轨道 (science phasing orbit) 数据发现光电子边界层高度和火星地壳场没有明显的相关关系, 但这个结果可能受到轨道偏见和数据量不足的影响。*Duru et al.* [2009] 基于 MARSIS 实测电子浓度剖面发现强地壳场 (> 100 nT) 区域的电离层顶高度比弱地壳场 (< 100 nT) 区域高了约 60-100 km。从 2005 年到 2013 年我们收集到 2018 个电离层顶穿越, 11514 次光电子层穿越, 大量的使得我们能够定性地描述火星地壳场对电离层顶/光电子边界层的作用。

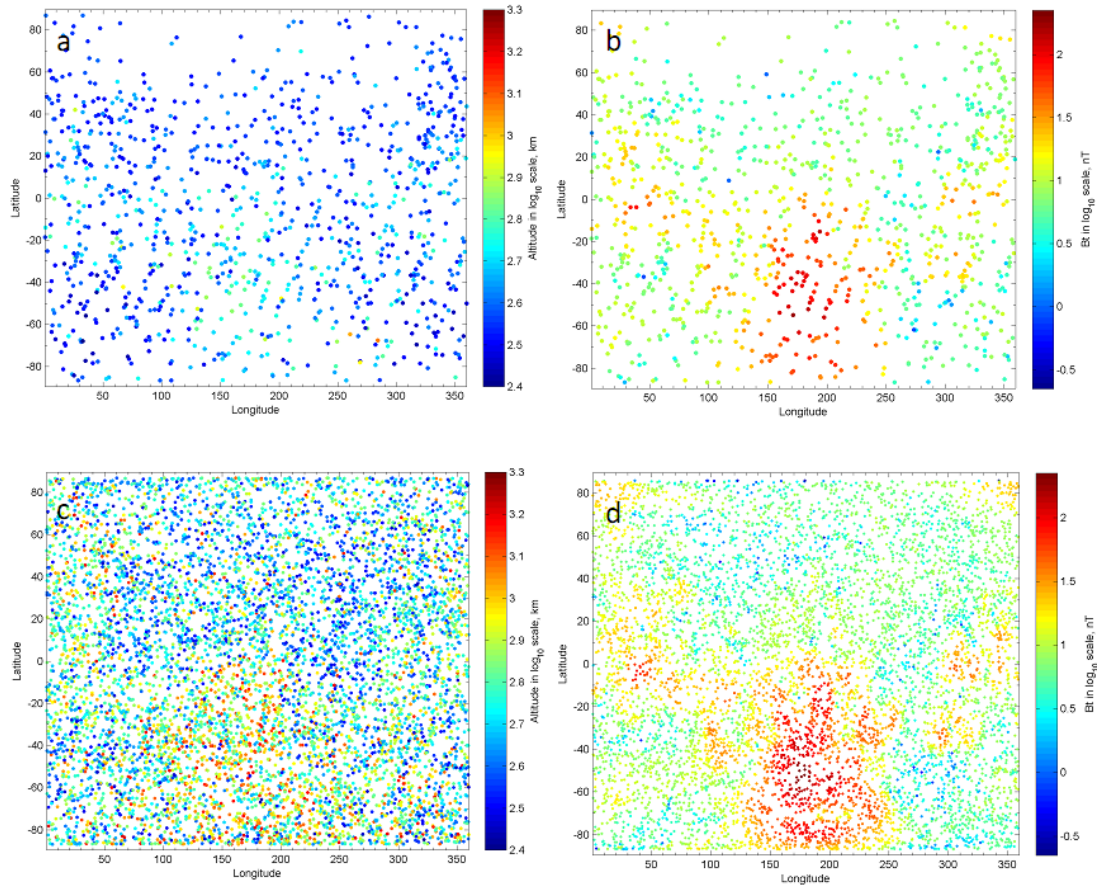


图 4.12 电离层顶/光电子边界层高度地图及其对应的火星地壳场总强度地图。a 图电离层顶高度地图; b 图是和电离层顶所在位置对应的火星地壳场总强度地图; c 图光电子边界层高度地图; d 图是和光电子边界层所在位置对应的火星地壳场总强度地图。

首先使用 *Cain et al.*, [2003] 模型获得电离层顶/光电子边界层所在经纬度和

高度的火星地壳场总强度，然后在图 4.12 中分别画出电离层顶/光电子层高度地图及其对应的总磁场强度地图，可以发现，这两个边界层高度在 120°W-210°W 和 30°S-85°S 强地壳场区域明显比其他区域高。注意，我们在研究电离层顶/光电子边界层高度时没有进行太阳天顶角归一化，这是因为电离层顶/光电子边界层高度没有明显的太阳天顶角依赖性，如上文所述。

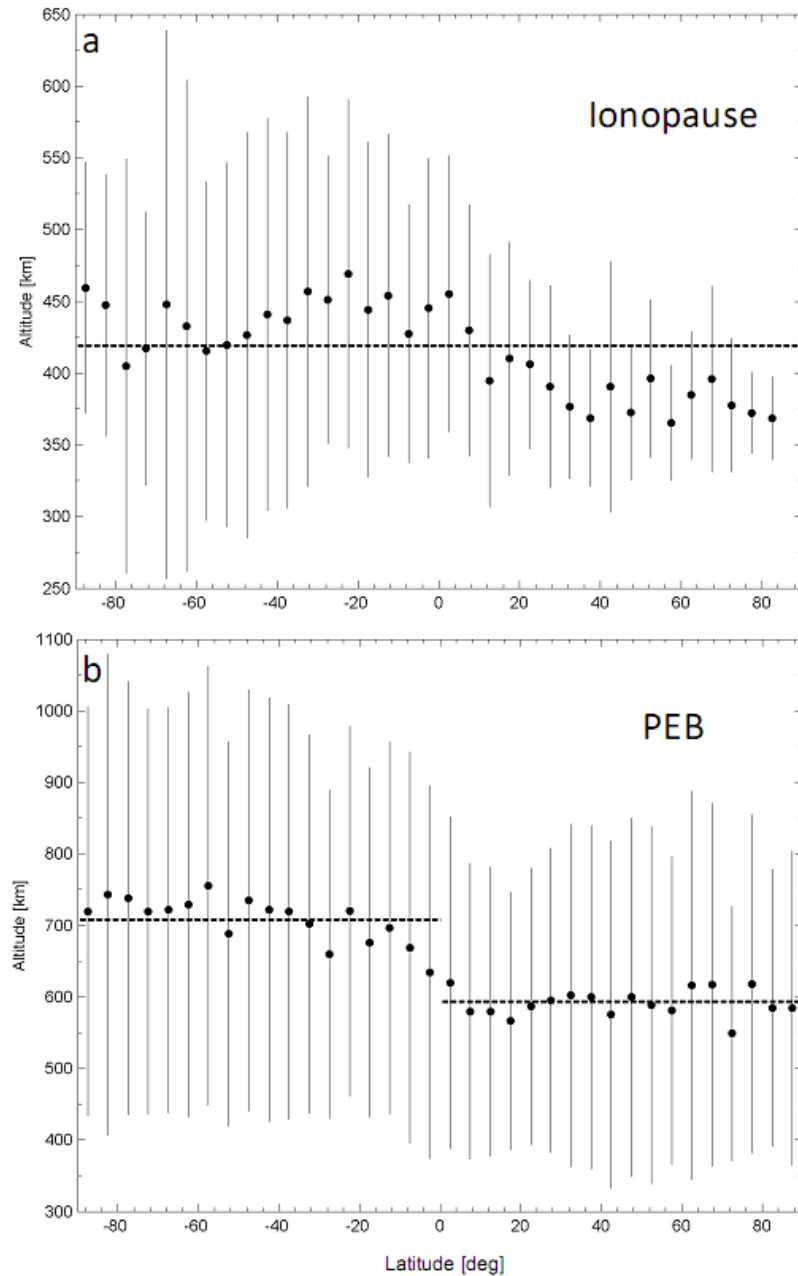


图 4.13 取纬度格点 5°计算电离层顶（上）/光电子边界层（下）均值高度及其方差，误差棒对应于每个格点中的一个方差。

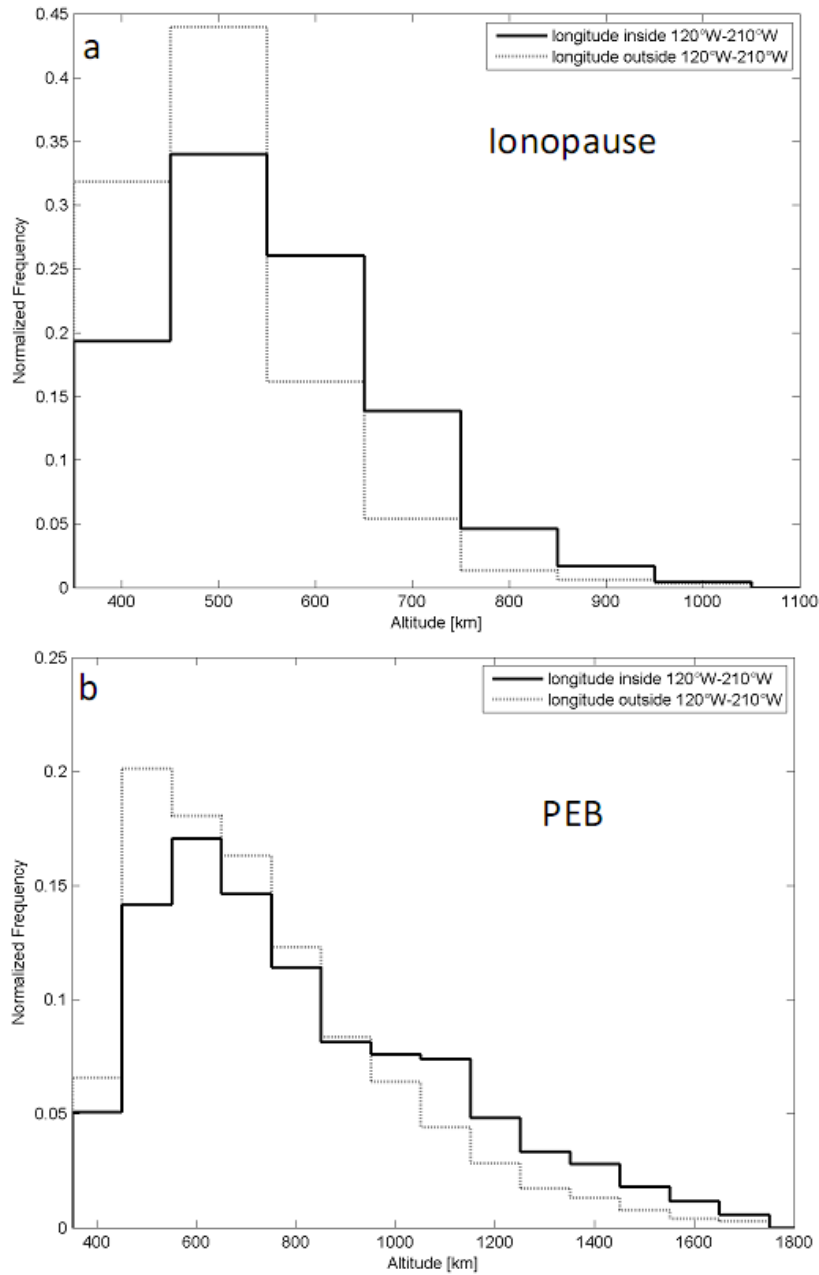


图 4.14 火星强地壳场集中在 120°W-210°W，直方图表示该经度范围内（实线）和范围外（虚线）的电离层顶（上）/光电子边界层（下）高度分布。

为了尽量避免太阳辐射通量和太阳风动压的影响，我们取纬度格点 5°，在每个格点内计算电离层顶/光电子边界层的均值高度及其方差，结果如图 4.13 所示。可以发现，电离层顶均值高度在南半球位于~420 km 到~480 km 之间，高于总的均值高度~420 km，而在北半球位于~360 km 到~420 km 之间，低于总的均值高度；同时，电离层顶高度在北半球的变化性比南半球强。光电子边界层均值

高度在南北半球是~710 km，而在北半球是~590 km；而且，光电子边界层高度变化性在南半球也比北半球强。这表明电离层顶/光电子边界层高度具有纬度依赖性，南北半球均值高度相差~100 km。值得注意的是，MEX 经常在同一轨道中穿越南北半球，这保证了数据大体上不受半球条件影响。

火星地壳场空间分布区域有限，强地壳场在经度上主要集中在 120°W-210°W。为了进一步研究经度效应，我们将数据分为两部分，一部分位于该经度范围内，一部分位于该经度范围外。其中，位于该经度范围内的电离层顶有 238 个，光电子边界层有 1892 个。图 4.14 给出了电离层顶/光电子边界层高度的直方图。对于电离层顶高度，虽然经度范围内（实线）和范围外（虚线）的分布都集中在 500 km，但是强地壳场区域的分布较宽，方差分别是 118 km 和 102 km。对于光电子边界层高度，经度范围内（实线）和范围外（虚线）的分布分别集中在 600 km 和 500 km，而且，强地壳场区域的分布较宽，方差分别是 293 km 和 249 km。这表明，强地壳场区域的电离层顶/光电子边界层高度变化性都较强。

为了定量研究火星地壳场总强度对电离层顶/光电子边界层的影响，我们取磁场强度格点 10 nT，在每个格点内计算电离层顶/光电子边界层中值高度及其方差，然后使用函数 $y = a * \log(x) + b$ 拟合这些中值数据，得到的结果如图 4.15 所示。在 50 nT 以下，电离层顶/光电子边界层中值高度随着磁场强度的增加而升高；在 50 nT 以上，中值高度与磁场强度的关系达到饱和。这是因为火星地壳场强度随高度的变化呈 $1/r^3$ （类似于偶极场）或者 $1/r^2$ （类似单偶极子）衰减，在低高度，地壳场磁压（ $B^2/2\mu_0$ ）增加到电离层热压，抬高了电离层顶/光电子边界层高度，但在高高度，地壳场磁压很弱不足以和外部压强抗衡，所以依赖关系达到饱和。

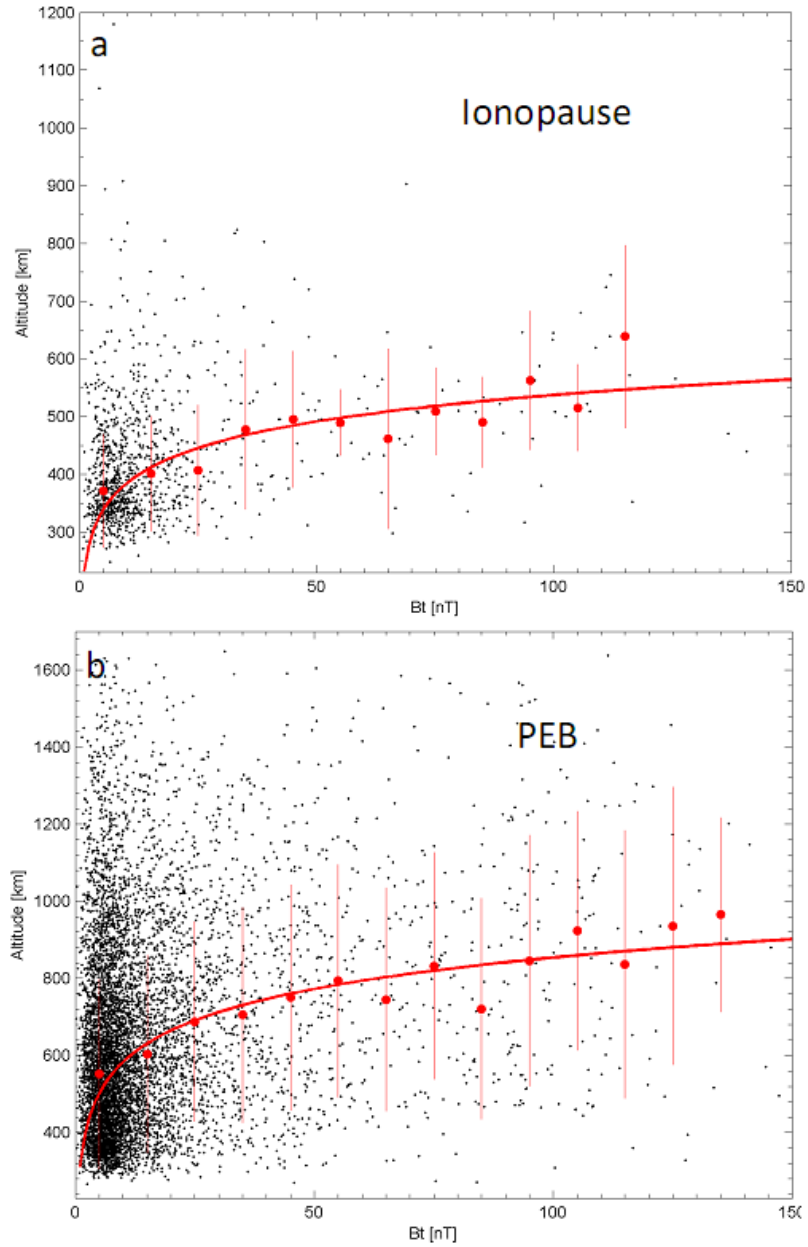


图 4.15 取磁场强度格点 10 nT，在每个格点内计算电离层顶/光电子边界层中值高度及其方差。使用函数 $y = a * \log(x) + b$ 拟合中值数据得到的结果如红线所示，其中，对于电离层顶，拟合参数为 $a=66.3$ (36.82, 95.77)， $b=232$ (116.5, 347.4)，其中，括号内的数值表示 95%的置信区间；对于光电子边界层，拟合参数为 $a=117.8$ (82.94, 152.6)， $b=311.5$ (169.9, 453.2)。

第五节 总结和展望

5.1 工作总结

火星不具有全球内秉磁场，所以火星上层大气/电离层与太阳风直接相互作用。直接相互作用在近火空间产生了多个空间等离子体区域及其边界层。这些边界层包括弓激波、磁场堆积边界层、光电子边界层和电离层顶。自 2003 年 MEX 进入火星轨道至今，其携带的 MARSIS 仪器和 ASPERA-3 仪器对火星空间等离子体进行了直接的长期的探测，为研究火星电离层及其与太阳风的相互作用提供了时间跨度最长、分辨率最高、覆盖区域最广的观测数据。借助于这些观测，我们取得了如下成果：

1. 发展了一种基于经验正交基函数的火星频高图反演新方法，该方法收敛更快，稳定性更好，为处理大量 MARSIS 频高图提供了有效工具。

2. 从 2005 年到 2009 年，使用基于经验正交基函数的新反演方法，从 MARSIS 频高图中获取了约 305,000 个峰高数据，发现电离层峰高集中在 130 km，峰高展宽 115 – 145 km。

3. 从 2005 年到 2013 年，基于 MARSIS 探测的当地电子浓度剖面 and ELS/ASPERA-3 探测的电子能谱分别获得了 2018 次电离层顶穿越和 11514 次光电子边界层穿越。研究发现光电子边界层平均位置比电离层顶高了~200 km，这可能是光电子的跨磁力线传输导致的。还发现光电子边界层/电离层顶平均位置随地壳磁场强度增加而升高，在 50 nT 时达到饱和；不显著依赖于太阳天顶角，但具有明显的经纬度依赖性。

4. 从 2005 年到 2013 年，基于 ELS/ASPERA-3 电子能谱数据，我们还获得了约~8500 次弓激波穿越，~10800 次磁场堆积边界层穿越，并且使用圆锥曲线拟合获得了这两个边界层的平均位置和形态的新模型，证实了前人对弓激波和磁场堆积边界层位置和形态的预测。

5.2 工作展望

我们基于 MARSIS 雷达和 ELS/ASPERA-3 探测仪器，分别获得了大量的火星顶部电离层电子浓度剖面数据和火星空间等离子体边界层数据，包括弓激波、

磁场堆积边界层、光电子边界层和电离层顶。基于已有的工作，我们将以下三个方面来展开更加系统化的工作：

基于 MARSIS 和 ASPERA 观测建立的大量数据库，协同最新的 MAVEN 观测，进一步

1. 研究光电子边界层/电离层顶处的压力平衡。
2. 研究控制 BS、MPB、PEB 和 Ionopause 位置的物理要素，比如太阳风动压，太阳 EUV 辐射等。

参考文献

- Acuña, M., J. Connerney, R. Lin, D. Mitchell, C. Carlson, J. McFadden, K. Anderson, H. Rème, C. Mazelle, and D. Vignes (1999), Global distribution of crustal magnetization discovered by the Mars Global Surveyor MAG/ER experiment, *Science*, 284(5415), 790-793.
- Acuña, M., J. Connerney, P. a. Wasilewski, R. Lin, K. Anderson, C. Carlson, J. McFadden, D. Curtis, D. Mitchell, and H. Rème (1998), Magnetic field and plasma observations at Mars: Initial results of the Mars Global Surveyor mission, *Science*, 279(5357), 1676-1680.
- Angsmann, A., M. Fränz, E. Dubinin, J. Woch, S. Barabash, T. Zhang, and U. Motschmann (2011), Magnetic states of the ionosphere of Venus observed by Venus Express, *Planetary and Space Science*, 59(4), 327-337.
- Appleton E V, 1927, URSI Proc, Washington.
- Bame, S., J. Asbridge, W. Feldman, J. Gosling, G. Paschmann, and N. Sckopke (1980), Deceleration of the solar wind upstream from the earth's bow shock and the origin of diffuse upstream ions, *Journal of Geophysical Research: Space Physics* (1978–2012), 85(A6), 2981-2990.
- Barabash, S., R. Lundin, H. Andersson, K. Brinkfeldt, A. Grigoriev, H. Gunell, M. Holmström, M. Yamauchi, K. Asamura, and P. Bochslers (2006), The analyzer of space plasmas and energetic atoms (ASPERA-3) for the Mars Express mission, *Space Science Reviews*, 126(1-4), 113-164.
- Barth, C., A. Stewart, S. Bougher, D. Hunten, S. Bauer, and A. Nagy (1992), Aeronomy of the current Martian atmosphere, *Mars*, 1, 1054-1089.
- Becker, W. (1960), Tables of ordinary and extraordinary refractive indices, group refractive indices and h'_{p} , $x(f)$ -curves for standard ionospheric layer models, Springer.
- Bertaux, J., D. Fonteyn, O. Korablev, E. Chassefière, E. Dimarellis, J. Dubois, A. Hauchecorne, F. Lefèvre, M. Cabane, and P. Rannou (2004), SPICAM: Studying the global structure and composition of the martian atmosphere, *Mars Express*, 95.
- Bertucci, C., F. Duru, N. Edberg, M. Fränz, C. Martinecz, K. Szego, and O. Vaisberg (2012), The induced magnetospheres of Mars, Venus, and Titan, in *The Plasma Environment of Venus, Mars, and Titan*, edited, pp. 113-171, Springer.
- Bibring, J.-P., A. Soufflot, M. Berthé, Y. Langevin, B. Gondet, P. Drossart, M. Bouyé, M. Combes, P. Puget, and A. Semery (2004), OMEGA: Observatoire pour la Minéralogie, l'Eau, les Glaces et l'Activité paper presented at Mars Express: The Scientific Payload.
- Brace, L., and A. Kliore (1991), The structure of the Venus ionosphere, *Space Science Reviews*, 55(1-4), 81-163.
- Brace, L., H. Taylor Jr, T. Gombosi, A. Kliore, W. Knudsen, and A. Nagy (1983), The ionosphere of Venus-Observations and their interpretation, *Venus*, 1, 779-840.
- Brace, L., R. Theis, W. Hoegy, J. Wolfe, J. Mihalov, C. Russell, R. Elphic, and A. Nagy (1980), The dynamic behavior of the Venus ionosphere in response to solar wind interactions, *Journal of Geophysical Research: Space Physics* (1978–2012), 85(A13), 7663-7678.
- Brain, D. (2007), Mars Global Surveyor measurements of the Martian solar wind interaction, in *The Mars Plasma Environment*, edited, pp. 77-112, Springer.
- Brain, D., F. Bagenal, M. Acuña, and J. Connerney (2003), Martian magnetic morphology: Contributions from the solar wind and crust, *Journal of Geophysical Research: Space Physics* (1978–2012), 108(A12).
- Breus, T., A. Krymskii, R. Lundin, E. Dubinin, J. Luhmann, Y. G. Yeroshenko, S. Barabash, V. Y.

- Mitnitskii, N. Pissarenko, and V. Styashkin (1991), The solar wind interaction with Mars: Consideration of Phobos 2 mission observations of an ion composition boundary on the dayside, *Journal of Geophysical Research: Space Physics* (1978–2012), 96(A7), 11165-11174.
- Budden, K. (1966), Radio waves in the ionosphere.
- Chen, R., T. Cravens, and A. Nagy (1978), The Martian ionosphere in light of the Viking observations, *Journal of Geophysical Research: Space Physics* (1978–2012), 83(A8), 3871-3876.
- Chicarro, A., P. Martin, and R. Trautner (2004), The Mars Express mission: an overview, *Mars Express: The Scientific Payload*, 1240, 3-13.
- Cloutier, P., C. Law, D. Crider, P. Walker, Y. Chen, M. Acuña, J. Connerney, R. Lin, K. Anderson, and D. Mitchell (1999), Venus - like interaction of the solar wind with Mars, *Geophysical research letters*, 26(17), 2685-2688.
- Cravens, T., S. Crawford, A. Nagy, and T. Gombosi (1983), A two - dimensional model of the ionosphere of Venus, *Journal of Geophysical Research: Space Physics* (1978 - 2012), 88(A7), 5595-5606.
- Cravens, T. E., A. F. Nagy, and T. I. Gombosi (1981), Model calculations of the dayside ionosphere of Venus, *Advances in Space Research*, 1(9), 33-36.
- Cravens, T. E., H. Shinagawa, and J. G. Luhmann (1997), Magnetohydrodynamic processes: Magnetic fields in the ionosphere of Venus, *Venus II*, 61-95.
- Cui, J., M. Galand, A. Coates, T. Zhang, and I. Müller - Wodarg (2011), Suprathermal electron spectra in the Venus ionosphere, *Journal of Geophysical Research: Space Physics* (1978 - 2012), 116(A4).
- Davies, K. (1990), *Ionospheric radio*, IET.
- Ding, Z., B. Ning, W. Wan, and L. Liu (2007), Automatic scaling of F2-layer parameters from ionograms based on the empirical orthogonal function (EOF) analysis of ionospheric electron density, *Earth, Planets, and Space*, 59(1), 51-58.
- Dobe, Z., A. F. Nagy, and J. L. Fox (1995), A theoretical study concerning the solar cycle dependence of the nightside ionosphere of Venus, *Journal of Geophysical Research: Space Physics* (1978–2012), 100(A8), 14507-14513.
- Dubinin, E., M. Fränz, J. Woch, E. Roussos, S. Barabash, R. Lundin, J. Winningham, R. Frahm, and M. Acuña (2006a), Plasma morphology at Mars. ASPERA-3 observations, *Space Science Reviews*, 126(1-4), 209-238.
- Dubinin, E., M. Fränz, A. Fedorov, R. Lundin, N. Edberg, F. Duru, and O. Vaisberg (2011), Ion energization and escape on Mars and Venus, *Space science reviews*, 162(1-4), 173-211.
- Dubinin, E., R. Lundin, M. Fränz, J. Woch, S. Barabash, A. Fedorov, D. Winningham, N. Krupp, J.-A. Sauvaud, and M. Holmström (2006b), Electric fields within the Martian magnetosphere and ion extraction: ASPERA-3 observations, *Icarus*, 182(2), 337-342.
- Dubinin, E., R. Modolo, M. Fränz, J. Woch, G. Chanteur, F. Duru, F. Akalin, D. Gurnett, R. Lundin, and S. Barabash (2008a), Plasma environment of Mars as observed by simultaneous MEX - ASPERA - 3 and MEX - MARSIS observations, *Journal of Geophysical Research: Space Physics* (1978 - 2012), 113(A10).
- Dubinin, E., R. Modolo, M. Fränz, J. Woch, F. Duru, F. Akalin, D. Gurnett, R. Lundin, S. Barabash, and J. Plaut (2008b), Structure and dynamics of the solar wind/ionosphere interface on Mars: MEX - ASPERA - 3 and MEX - MARSIS observations, *Geophysical Research Letters*, 35(11).
- Duru, (2006), Magnetically controlled structures in the ionosphere of Mars, Master thesis, The University of Iowa.

-
- <ftp://psa.esac.esa.int/pub/mirror/MARS-EXPRESS/MARSIS/MEX-M-MARSIS-3-RDR-AIS-EXT1-V1.0/DOCUMENT/>.
- Duru, F., D. Gurnett, T. Averkamp, D. Kirchner, R. Huff, A. Persoon, J. Plaut, and G. Picardi (2006), Magnetically controlled structures in the ionosphere of Mars, *Journal of Geophysical Research: Space Physics* (1978–2012), 111(A12).
- Duru, F., D. Gurnett, R. Frahm, J. Winningham, D. Morgan, and G. Howes (2009), Steep, transient density gradients in the Martian ionosphere similar to the ionopause at Venus, *Journal of Geophysical Research: Space Physics* (1978–2012), 114(A12).
- Duru, F., D. Gurnett, D. Morgan, R. Modolo, A. Nagy, and D. Najib (2008), Electron densities in the upper ionosphere of Mars from the excitation of electron plasma oscillations, *Journal of Geophysical Research: Space Physics* (1978–2012), 113(A7).
- Edberg, N., M. Lester, S. Cowley, and A. Eriksson (2008), Statistical analysis of the location of the Martian magnetic pileup boundary and bow shock and the influence of crustal magnetic fields, *Journal of Geophysical Research: Space Physics* (1978–2012), 113(A8).
- Elphic, R., C. Russell, J. Luhmann, F. Scarf, and L. Brace (1981), The Venus ionopause current sheet: Thickness length scale and controlling factors, *Journal of Geophysical Research: Space Physics* (1978–2012), 86(A13), 11430-11438.
- Elphic, R., C. Russell, J. Slavin, and L. Brace (1980), Observations of the dayside ionopause and ionosphere of Venus, *Journal of Geophysical Research: Space Physics* (1978–2012), 85(A13), 7679-7696.
- Formisano, V., D. Grassi, R. Orfei, D. Biondi, E. Mencarelli, A. Mattana, F. Nespoli, A. Maturilli, M. Giuranna, and M. Rossi (2004), PFS: the Planetary Fourier Spectrometer for Mars Express, paper presented at Mars Express: The Scientific Payload.
- Fox, J. L., and A. Dalgarno (1979), Ionization, luminosity, and heating of the upper atmosphere of Mars, *Journal of Geophysical Research: Space Physics* (1978–2012), 84(A12), 7315-7333.
- Fox, J. L., and A. J. Kliore (1997), Ionosphere: Solar cycle variations, *Venus II*, 161-188.
- Fox, M. W., and C. Blundell (1989), Automatic scaling of digital ionograms, *Radio science*, 24(6), 747-761.
- Fränz, M., E. Dubinin, E. Nielsen, J. Woch, S. Barabash, R. Lundin, and A. Fedorov (2010), Transterminator ion flow in the Martian ionosphere, *Planetary and Space Science*, 58(11), 1442-1454.
- Fränz, M., E. Dubinin, E. Roussos, J. Woch, J. Winningham, R. Frahm, A. Coates, A. Fedorov, S. Barabash, and R. Lundin (2006), Plasma moments in the environment of Mars, *Space Science Reviews*, 126(1-4), 165-207.
- Frahm, R., J. Sharber, J. Winningham, P. Wurz, M. Liemohn, E. Kallio, M. Yamauchi, R. Lundin, S. Barabash, and A. Coates (2006a), Locations of atmospheric photoelectron energy peaks within the Mars environment, *Space Science Reviews*, 126(1-4), 389-402.
- Frahm, R., J. Winningham, J. Sharber, J. Scherrer, S. Jeffers, A. Coates, D. Linder, D. Kataria, R. Lundin, and S. Barabash (2006b), Carbon dioxide photoelectron energy peaks at Mars, *Icarus*, 182(2), 371-382.
- Gan, L., T. Cravens, and M. Horanyi (1990), Electrons in the ionopause boundary layer of Venus, *Journal of Geophysical Research: Space Physics* (1978–2012), 95(A11), 19023-19035.
- Gurnett, (1999) Signal Processing Requirements for Ionospheric Sounding Measurements with MARSIS, UI MARSIS-7-0,

- ftp://psa.esac.esa.int/pub/mirror/MARS-EXPRESS/MARSIS/MEX-M-MARSIS-3-RDR-AIS-EXT1-V1.0/DOCUMENT/AIS_SIGNAL_PROCESSING_REQ.PDF
- Gurnett, D. A., and A. Bhattacharjee (2005), *Introduction to Plasma Physics with Space and Laboratory Applications*, Cambridge Univ. Press, New York.
- Gurnett, D., R. Huff, D. Morgan, A. Persoon, T. Averkamp, D. Kirchner, F. Duru, F. Akalin, A. Kopf, and E. Nielsen (2008), An overview of radar soundings of the Martian ionosphere from the Mars Express spacecraft, *Advances in Space Research*, 41(9), 1335-1346.
- Gurnett, D., D. Kirchner, R. Huff, D. Morgan, A. Persoon, T. Averkamp, F. Duru, E. Nielsen, A. Safaenili, and J. Plaut (2005), Radar soundings of the ionosphere of Mars, *Science*, 310(5756), 1929-1933.
- Gurnett, D., D. Morgan, F. Duru, F. Akalin, J. Winningham, R. Frahm, E. Dubinin, and S. Barabash (2010), Large density fluctuations in the martian ionosphere as observed by the Mars Express radar sounder, *Icarus*, 206(1), 83-94.
- Haider, S., J. Kim, A. Nagy, C. Keller, M. Verigin, K. Gringauz, N. Shutte, K. Szego, and P. Kiraly (1992), Calculated ionization rates, ion densities, and airglow emission rates due to precipitating electrons in the nightside ionosphere of Mars, *Journal of Geophysical Research: Space Physics* (1978–2012), 97(A7), 10637-10641.
- Haider, S., S. Seth, D. Brain, D. Mitchell, T. Majeed, and S. Bougher (2010), Modeling photoelectron transport in the Martian ionosphere at Olympus Mons and Syrtis Major: MGS observations, *Journal of Geophysical Research: Space Physics* (1978–2012), 115(A8).
- Hanson, W., S. Sanatani, and D. Zuccaro (1977), The Martian ionosphere as observed by the Viking retarding potential analyzers, *Journal of Geophysical Research*, 82(28), 4351-4363.
- Hartree, D. (1931), The propagation of electromagnetic waves in a refracting medium in a magnetic field, paper presented at Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society, Cambridge Univ Press.
- Ivanov-Kholodny, G. S., M. A. Kolosov, N. A. Savich, Yu. N. Alexandrov, M. B. Vasilyev, A. S. Vyshlov, V. M. Dubrovin, A. L. Zaitsev, A. V. Michailov, G. M. Petrov, V. A. Samovol, L. N. Samoznaev, A. L. Sidorenko, and A. F. Hasyanov, Daytime ionosphere of Venus as studied with Venera 9 and 10 dual-frequency radio occultation experiments, *Icarus*, 39, 209-213, 1979.
- Jackson, J. E. (1969), The reduction of topside ionograms to electron-density profiles, *Proceedings of the IEEE*, 57(6), 960-976.
- Jordan, R., G. Picardi, J. Plaut, K. Wheeler, D. Kirchner, A. Safaenili, W. Johnson, R. Seu, D. Calabrese, and E. Zampolini (2009), The Mars express MARSIS sounder instrument, *Planetary and Space Science*, 57(14), 1975-1986.
- Kliore, A., G. S. Levy, D. L. Cain, G. Fjeldbo, and S. Rasool (1967), Atmosphere and ionosphere of Venus from the Mariner V S-band radio occultation measurement, *Science*, 158(3809), 1683-1688.
- Kliore, A. J. (1992), Radio occultation observations of the ionospheres of Mars and Venus, *Venus and Mars: Atmospheres, Ionospheres, and Solar Wind Interactions*, 265-276.
- Knudsen, W., K. Spennner, R. Whitten, J. Spreiter, K. Miller, and V. Novak (1979), Thermal structure and major ion composition of the Venus ionosphere: First RPA results from Venus orbiter, *Science*, 203(4382), 757-763.
- Kumar, S., and D. M. Hunten (1974), Venus: An ionospheric model with an exospheric temperature of 350 K, *Journal of Geophysical Research*, 79(16), 2529-2532.
- Lai, S. T., and M. Tautz (2008), On the anticritical temperature for spacecraft charging, *Journal of*

-
- Geophysical Research: Space Physics* (1978–2012), 113(A11).
- Luhmann, J., and T. Cravens (1991), Magnetic fields in the ionosphere of Venus, *Space Science Reviews*, 55(1-4), 201-274.
- Luhmann, J., S. Ledvina, and C. Russell (2004), Induced magnetospheres, *Advances in Space Research*, 33(11), 1905-1912.
- Luhmann, J., C. Russell, L. Brace, and O. Vaisberg (1992), The intrinsic magnetic field and solar-wind interaction of Mars, *Mars*, 1, 1090-1134.
- Lundin, R., S. Barabash, H. Andersson, M. Holmström, A. Grigoriev, M. Yamauchi, J.-A. Sauvaud, A. Fedorov, E. Budnik, and J.-J. Thocaven (2004), Solar wind-induced atmospheric erosion at Mars: First results from ASPERA-3 on Mars Express, *Science*, 305(5692), 1933-1936.
- Lundin, R., A. Zakharov, R. Pellinen, H. Borg, B. Hultqvist, N. Pissarenko, E. Dubinin, S. Barabash, I. Liede, and H. Koskinen (1989), First measurements of the ionospheric plasma escape from Mars, *Nature*, 341(6243), 609-612.
- Mantas, G., and W. Hanson (1979), Photoelectron fluxes in the Martian ionosphere, *Journal of Geophysical Research: Space Physics* (1978–2012), 84(A2), 369-385.
- Mazelle, C., D. Winterhalter, K. Sauer, J. Trotignon, M. Acuña, K. Baumgärtel, C. Bertucci, D. Brain, S. Brecht, and M. Delva (2004), Bow shock and upstream phenomena at Mars, *Space Science Reviews*, 111(1-2), 115-181.
- Miller, K., and R. Whitten (1991), Ion dynamics in the Venus ionosphere, in *Venus Aeronomy*, edited, pp. 165-199, Springer.
- Mitchell, D., R. Lin, C. Mazelle, H. Reme, P. Cloutier, J. Connerney, M. Acuña, and N. Ness (2001), Probing Mars' crustal magnetic field and ionosphere with the MGS Electron Reflectometer, *Journal of Geophysical Research: Planets* (1991–2012), 106(E10), 23419-23427.
- Morgan, D., D. Gurnett, D. Kirchner, J. L. Fox, E. Nielsen, and J. Plaut (2008), Variation of the Martian ionospheric electron density from Mars Express radar soundings, *Journal of Geophysical Research: Space Physics* (1978–2012), 113(A9).
- Morgan, D., O. Witasse, E. Nielsen, D. Gurnett, F. Duru, and D. Kirchner (2013), The processing of electron density profiles from the Mars Express MARSIS topside sounder, *Radio Science*, 48(3), 197-207.
- Moses, S., F. Coroniti, and F. Scarf (1988), Expectations for the microphysics of the Mars - solar wind interaction, *Geophysical Research Letters*, 15(5), 429-432.
- Nagy, A., D. Winterhalter, K. Sauer, T. Cravens, S. Brecht, C. Mazelle, D. Crider, E. Kallio, A. Zakharov, and E. Dubinin (2004), The plasma environment of Mars, in *Mars' Magnetism and Its Interaction with the Solar Wind*, edited, pp. 33-114, Springer.
- Nagy, A. F., and T. E. Cravens (2002), Solar system ionospheres, *Atmospheres in the Solar System: Comparative Aeronomy*, 39-54.
- Neubauer, F. (1988), Giotto magnetic-field results on the boundaries of the pile-up region and the magnetic cavity, in *Exploration of Halley's Comet*, edited, pp. 73-79, Springer.
- Neukum, G., and R. Jaumann (2004), HRSC: The high resolution stereo camera of Mars Express, paper presented at Mars Express: The Scientific Payload.
- Nielsen, E., H. Zou, D. A. Gurnett et al., (2006), Observations of vertical reflections from the topside Martian ionosphere, *Space Science Reviews* 126, 373-388, DOI:10.1007/s11214-006-9113-y.
- Pätzold, M., F. Neubauer, L. Carone, A. Hagermann, C. Stanzel, B. Häusler, S. Remus, J. Selle, D. Hagl, and D. Hinson (2004), MaRS: Mars Express Orbiter Radio Science, *ESA SP, 1240*, 141-163.

- Phillips, J., J. Luhmann, and C. Russell (1984), Growth and maintenance of large - scale magnetic fields in the dayside Venus ionosphere, *Journal of Geophysical Research: Space Physics* (1978–2012), 89(A12), 10676-10684.
- Picardi, G., D. Biccari, R. Seu, J. Plaut, W. Johnson, R. Jordan, A. Safaeinili, D. Gurnett, R. Huff, and R. Orosei (2004), MARSIS: Mars advanced radar for subsurface and ionosphere sounding, *Mars Express: The Scientific Payload*, 1240, 51-69.
- Porcello, L. J., R. L. Jordan, J. S. Zelenka, G. Adams, R. Phillips, W. Brown Jr, S. Ward, and P. Jackson (1974), The Apollo lunar sounder radar system, *Proceedings of the IEEE*, 62(6), 769-783.
- Pullan, D., M. Sims, I. Wright, C. Pillinger, and R. Trautner (2004), Beagle 2: the exobiological lander of Mars express, *ESA Special Publication*, 1240, 165-204.
- Ratcliffe, J. A. (1959), *The magneto-ionic theory and its applications to the ionosphere*, University Press Cambridge.
- Reinisch, B. W., and H. Xueqin (1982), Automatic calculation of electron density profiles from digital ionograms: 1. Automatic O and X trace identification for topside ionograms, *Radio Science*, 17(2), 421-434.
- Reinisch, B. W., and H. Xueqin (1983), Automatic calculation of electron density profiles from digital ionograms: 3. Processing of bottomside ionograms, *Radio Science*, 18(3), 477-492.
- Riedler, W., D. Möhlmann, V. Oraevsky, K. Schwingenschuh, Y. Yeroshenko, J. Rustenbach, O. Aydogar, G. Berghofer, H. Lichtenegger, and M. Delva (1989), Magnetic fields near Mars: First results.
- Rosenbauer, H., N. Shutte, I. Apathy, A. Galeev, K. Gringauz, H. Grünwaldt, P. Hemmerich, K. Jockers, P. Kiraly, and G. Kotova (1989), Ions of Martian origin and plasma sheet in the Martian magnetosphere: Initial results of the TAUS experiment, *Nature*, 341(6243), 612-614.
- Russell, C. (1977), On the relative locations of the bow shocks of the terrestrial planets, *Geophysical Research Letters*, 4(10), 387-390.
- Russell, C., and O. Vaisberg (1983), The interaction of the solar wind with Venus, *Venus*, 1, 873-940.
- Sauer, K., A. Bogdanov, and K. Baumgärtel (1995), The protonopause—an ion composition boundary in the magnetosheath of comets, Venus and Mars, *Advances in Space Research*, 16(4), 153-158.
- Schwingenschuh, K., W. Riedler, H. Lichtenegger, Y. Yeroshenko, K. Sauer, J. Luhmann, M. Ong, and C. Russell (1990), Martian bow shock: Phobos observations, *Geophysical Research Letters*, 17(6), 889-892.
- Shapiro, V., K. Szegő, S. Ride, A. Nagy, and V. Shevchenko (1995), On the interaction between the shocked solar wind and the planetary ions on the dayside of Venus, *Journal of Geophysical Research: Space Physics* (1978–2012), 100(A11), 21289-21305.
- Shinagawa, H. (2004), The ionospheres of Venus and Mars, *Advances in Space Research*, 33(11), 1924-1931.
- Slavin, J., K. Schwingenschuh, W. Riedler, and Y. Yeroshenko (1991), The solar wind interaction with Mars: Mariner 4, Mars 2, Mars 3, Mars 5, and Phobos 2 observations of bow shock position and shape, *Journal of Geophysical Research: Space Physics* (1978–2012), 96(A7), 11235-11241.
- Tárrallyay, M., G. Gevai, I. Apathy, K. Schwingenschuh, T. L. Zhang, G. Kotova, M. Verigin, S. Livi, and H. Rosenbauer (1997), Magnetic field overshoots in the Martian bow shock, *Journal of Geophysical Research: Space Physics* (1978–2012), 102(A2), 2157-2163.
- Titheridge, J. (1985), Ionogram analysis with the generalised program POLANRep., World Data Center

-
- A for Solar-Terrestrial Physics, Boulder, CO (USA).
- Titheridge, J. (1988), The real height analysis of ionograms: A generalized formulation, *Radio science*, 23(5), 831-849.
- Trotignon, J., C. Mazelle, C. Bertucci, and M. Acuña (2006), Martian shock and magnetic pile-up boundary positions and shapes determined from the Phobos 2 and Mars Global Surveyor data sets, *Planetary and Space Science*, 54(4), 357-369.
- Trotignon, J. G., E. Dubinin, R. Grard, S. Barabash, and R. Lundin (1996), Martian planetopause as seen by the plasma wave system onboard Phobos 2, *Journal of Geophysical Research: Space Physics* (1978–2012), 101(A11), 24965-24977.
- Tsai, L. C., and F. T. Berkey (2000), Ionogram analysis using fuzzy segmentation and connectedness techniques, *Radio science*, 35(5), 1173-1186.
- Vignes, D., M. Acuña, J. Connerney, D. Crider, H. Rème, and C. Mazelle (2002), Factors controlling the location of the Bow Shock at Mars, *Geophysical research letters*, 29(9), 42-41-42-44.
- Vignes, D., C. Mazelle, H. Rme, M. Acuña, J. Connerney, R. Lin, D. Mitchell, P. Cloutier, D. Crider, and N. Ness (2000), The solar wind interaction with Mars: Locations and shapes of the bow shock and the magnetic pile - up boundary from the observations of the MAG/ER Experiment onboard Mars Global Surveyor, *Geophysical research letters*, 27(1), 49-52.
- Wang J. S. , E. Nielsen, (2004), Solar wind modulation of the Martian ionosphere observed by Mars Global Surveyor, *Annales Geophysicae*, 22(6), 2277-2281.
- Wang X. D., J. S. Wang, E. Nielsen, (2009), “Hook” structure in MARSIS ionogram and its interpretation, *Geophysical Research Letters*, 36, L13103, doi:10.1029/2009GL038844.
- Whittaker, E. T., and G. N. Watson (1927), *A course of modern analysis*, Cambridge university press.
- Wilks, D. S. (2011), *Statistical methods in the atmospheric sciences*, Academic press.
- Xueqin, H., and B. W. Reinisch (1982), Automatic calculation of electron density profiles from digital ionograms: 2. True height inversion of topside ionograms with the profile - fitting method, *Radio Science*, 17(4), 837-844.
- Zakharov, A. (1992), The plasma environment of Mars: Phobos mission results, *Venus and Mars: Atmospheres, Ionospheres, and Solar Wind Interactions*, 327-344.
- Zhang, M., J. Luhmann, and A. Kliore (1990a), An observational study of the nightside ionospheres of Mars and Venus with radio occultation methods, *Journal of Geophysical Research: Space Physics* (1978–2012), 95(A10), 17095-17102.
- Zhang, M., J. Luhmann, A. Kliore, and J. Kim (1990b), A post - Pioneer Venus reassessment of the Martian dayside ionosphere as observed by radio occultation methods, *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* (1978–2012), 95(B9), 14829-14839.
- Zhang, T. L., K. Schwingenschuh, C. Russell, and J. Luhmann (1991), Asymmetries in the location of the Venus and Mars bow shock, *Geophysical Research Letters*, 18(2), 127-129.
- Zou H (2010), Effects of Martian crustal magnetic field on its ionosphere, *Sci China Tech Sci*, 53(6), 1717–1724, doi: 10.1007/s11431-010-3118-1.
- Zou H., J. S. Wang, E Nielsen (2006), Reevaluating the relationship between the Martian ionospheric peak density and the solar radiation, *Journal of Geophysical Research*, 111, A07305, doi:10.1029/2005JA011580.
- Zou H., J. S. Wang, and E. Nielsen (2006), Reevaluating the relationship between the Martian ionospheric peak density and the solar radiation, *Journal of Geophysical Research*, 111, A07305, doi:10.1029/2005JA011580.

范金城, and 梅长林 (2002), *数据分析*, 科学出版社.

致谢

感谢中国科学院研究生院，感谢中国科学院地质与地球物理研究所，感谢地磁与空间物理实验室，感谢我的导师万卫星院士为我学习和工作提供了资源与资助。本文得到国家重点基础研究发展计划（2011CB811405），德国 German Aerospace Agency (DLR) 50QM1302 基金的资助。

几年走来，平淡无奇，多少次懈怠，多少次想要放弃，不想却在毕业之际决定从事科研，心中惶恐无处尽诉。回想这一年多的努力与辛苦，不禁愧对我的导师，万老师循循善诱，多次宽容与期许全因年少轻狂不曾体会，感激之余不免羞愧难当。万老师统观大局、富有洞察力，为我选定了国内最新研究方向；在具体工作中时时点拨，不断开拓我的思路。万老师为人谦虚，平易近人，是我人生的楷模。

感谢马普太阳系研究所（Max Planck Institute for Solar System Research）Dr. Markus Fränz 一年无私耐心细致的指导，使我初步了解了火星空间等离子体边界层的形态变化。感谢 Dr. Fränz 赠与我们使用 ccati 软件，使得我们能够从繁琐的数据处理中抽身出来，直接关注物理。

感谢魏勇研究员带我走进马普，启发帮助我解决工作和生活中的困难。魏老师热情如火、生命常新的生活态度是我学习的榜样。

感谢熊波老师推荐我到万老师门下学习，感谢熊老师以他多年的经验在我不知所措时提供建议。感谢何茂不厌其烦详细讲解每个知识点，何师兄身在海外，愿你健康安宁。感谢任师兄赵老师不时的帮助，愿你们永远开心。感谢余承莉、柴立晖、张莹、钟俊、余优细心校对全文，感谢张云作为答辩秘书为顺利答辩所做的一切，愿你们幸福。

感谢各位同窗的相伴帮助，已毕业的有白春华、赵旭东、刘晶、余优、穆文锋、胡连欢、区家明、李志金、沈金成、王真贵、宋茜、张云、种小燕、杨君、万秉东、张一帆、酆洪柯，还在为学业刻苦奋斗的有温晋、祝捷、郭志芳、黄河、李星、姜金哲、陈婷、朱瑾、李明、蒯家伟、张艳艳、吴奇、朱昌波、刘抗抗、杨娜、赵岩、阎凤婵、姚新。与大家一起走过的时光是我美好的回忆。

感谢我勤劳善良的爷爷奶奶养育我长大，感谢我的父母姐姐无私的支持，感

谢我的老爸爸越来越疼爱我。

论文附录

Han, X. and W. Wan (2012), Ionogram inversion for MARSIS topside sounding, *Earth, Planets and Space*, 64(9), 753-757.

Han X., M. Fränz, E. Dubinin, Y. Wei, D. J. Andrews, W. Wan, M. He, Z. Rong, L. Chai, J. Zhong, K. Li, S. Barabash (2014), Discrepancy between ionopause and photoelectron boundary determined from Mars Express measurements, *Geophysical Res. Letters*, accepted.