



北京大學

博士研究生学位论文

题目：太阳过渡区结构与太阳风起源的观测研究

姓 名：田 晖
学 号：10512820
院 系：地球与空间科学学院
专 业：空间物理
研究方向：太阳大气与太阳风
导师姓名：涂传诒 教授

二〇一〇年六月

版权声明

任何收存和保管本论文各种版本的单位和个人，未经本论文作者同意，不得将本论文转借他人，亦不得随意复制、抄录、拍照或以任何方式传播。否则，引起有碍作者著作权之问题，将可能承担法律责任。

摘 要

太阳过渡区是位于色球和日冕之间的区域，它在日冕加热和太阳风形成的过程中起着关键的作用。太阳风是日地空间物质和能量传输的主要载体，也是灾害性空间天气事件的主要源头之一。作为空间物理领域一个长期未解决的前沿课题，太阳风起源机制的研究以及其源区——过渡区的研究具有重要的科学意义。

20世纪中期以来，一些卫星和火箭的观测使得人们对过渡区的平均特性和结构有了一定的了解。但是对于过渡区的时空特性随不同日面区域的变化，以及过渡区在太阳风起源过程中的作用，人们知之甚少。实际上，太阳过渡区是一个等离子体特性和磁场结构很不均匀的动态区域。本工作主要通过对极紫外/远紫外波段的成像和光谱观测，结合太阳磁场外推技术，来诊断太阳过渡区在冕洞、宁静区和活动区的不同结构与特性，研究太阳风等系统性流动的产生机制和表现特征，并分析太阳风的初始加速过程。

对于宁静区中的过渡区，本文重点研究了高过渡区的流场和低过渡区的 $\text{Ly}\alpha$ 辐射。高过渡区谱线 Ne VIII 的蓝移在过去被认为可能是宁静区太阳风起源的信息。然而通过结合紫外光谱观测和日冕磁场外推，我们发现 Ne VIII 蓝移最强的区域与磁环足部的位置相吻合，表明这些蓝移是向磁环供应物质的信息，而与太阳风起源无直接关系。基于观测，本文还提出，宁静区中的大尺度磁环有时可以被局地打开，形成开放的磁漏斗结构，从而将过渡区和色球物质输送到日冕中，并可能最终形成太阳风。过去观测到的 $\text{Ly}\alpha$ 谱形受地冕吸收的影响，无法直接用来研究太阳高层大气中的动力学过程。本文首次对无地冕吸收的 $\text{Ly}\alpha$ 谱形进行了分析，发现宁静区的 $\text{Ly}\alpha$ 谱形双峰高度的不对称性与 $\text{Ly}\beta$ 的相反，并且不对称性随着过渡区中部红移的增强而更加明显。这些全新的观测结果表明，对磁环打开机制的探讨将是推进宁静区太阳风起源研究的新方向；而高层大气中的流场与来自低过渡区的 $\text{Ly}\alpha$ 辐射之间的耦合，则为改进太阳大气模型提供了重要的观测依据。

冕洞中的过渡区具有不同于宁静区的结构和特性。过去人们对过渡区的研究大多是针对其平均特性，而极少研究过渡区结构的横向不均匀性。本文则系统地比较了过渡区辐射和网络磁场结构在宁静区和冕洞的不同。通过对极紫外观测数据和外推磁场结构进行相关分析，形成于过渡区的极紫外谱线的辐射高

度可以被大致确定下来。结果表明，过渡区在冕洞比在宁静区要高些和厚些。过渡区的网络辐射和磁场结构空间分布的特征宽度可以通过求相应二维图像的自相关函数得到。本文研究了这些特征宽度随谱线形成温度或高度的变化趋势，发现与宁静区相比，冕洞里的磁环大多更低更矮，并且磁流管在经由高过渡区时扩张更加剧烈。本文还发现，与宁静区相比，冕洞里 $\text{Ly}\alpha$ 谱形的两峰间距更大，表明 $\text{Ly}\alpha$ 谱线在冕洞中的不透明度较大。这些研究结果将推动深入研究不同日面区域中过渡区结构的不同特征，并促进在更小的尺度上研究过渡区的横向不均匀性。

对于活动区中的过渡区结构与等离子体特性，以往研究得比较少。本文对黑子和谱斑区域的氢原子赖曼谱形、电子密度、微分辐射量和填充因子等进行了全面的比较，发现黑子区域的赖曼谱形基本呈高斯分布，黑子本影和羽状物的电子密度比谱斑区域低一个数量级。这些全新的结果说明，与谱斑相比，黑子的过渡区比较高，并且垂直扩展范围可能更大。我们还首次探讨了羽状物在温度超过 10^5 K 时辐射大大增强的原因，认为是较大的填充因子所致。这些结果将推动人们对活动区中的过渡区特性进行深入研究，并为日后可能开展的在过渡区层面上预报太阳活动的研究打下基础。

在过渡区和扩展日冕之间的低日冕，以前人们没有找到高速太阳风初始加速的光谱学信息。通过分析EIS仪器对极区冕洞的观测数据，本文发现对于形成温度大于 $10^{5.8} \text{ K}$ 的谱线，其多普勒频移二维分布图中存在非常明显的蓝移区域。在高过渡区温度下，蓝移分布在一些离散的小区域；随着温度的增加，蓝移区域逐渐聚合在一起。这与太阳风沿多个磁漏斗外流并在日冕里汇合的图像相吻合。蓝移大小随温度增加而不断增大，反映了太阳风稳定的初始加速过程。这一研究结果将SUMER仪器对过渡区中太阳风起源的观测和UVCS仪器对扩展日冕中太阳风外流的观测连接起来，有助于揭示太阳风完整的起源与加速过程。

本文的组织结构如下：第一章总结过渡区和太阳风起源的研究进展，第二章介绍相关观测仪器和分析方法，第三章讨论宁静区中的过渡区流场与辐射，第四章系统地比较冕洞与宁静区中的过渡区辐射与磁场结构的不同，第五章研究活动区中的过渡区特性，第六章分析高速太阳风的初始加速，最后是结论。

关键词：太阳风，太阳过渡区，冕洞，紫外辐射

Observational studies on the properties of the solar transition region and solar wind origin

Hui TIAN(Space physics)
Directed by Professor Chuanyi Tu

The solar transition region (TR), the layer between the chromosphere and corona, plays an important role in coronal heating and solar wind origin. The solar wind is the main medium in solar-terrestrial space, and is crucial in the process of mass and energy transport from the Sun to the Earth. The solar wind is also one of the major sources of hazardous space weather events. As one of the major unresolved problems in space physics, the study on the mechanism of the solar wind origin and property of the solar wind source region ——the TR, is of important scientific significance.

Although some has been known about the average properties and structures of the TR, the role of the TR in the formation process of the solar wind is poorly understood. The TR is in fact a nonuniform and highly dynamic plasma and magnetic region. Studies of the TR are of great importance to investigate solar wind origin. Through a combination of Far/Extreme ultraviolet (FUV/EUV) imaging/spectroscopic observations and magnetic field extrapolations, i aim at diagnosing the different structures and properties of the TR in different parts of the Sun (the quiet Sun, coronal holes, and active regions), investigating mechanisms and characteristics of the solar wind and other systematic flows, and studying the initial acceleration of the fast solar wind.

In the quiet Sun, we have mainly investigated the outflow in the upper TR and the Ly α line emission from the lower TR. The blue shifts of the upper TR line Ne VIII were previously suggested to be signatures of the solar wind. However, we found that prominent blue shifts of Ne VIII are associated with legs of magnetic loops, indicating that the upflows at the upper TR of the quiet Sun are signatures of mass supply to coronal loops rather than signatures of solar wind origin. We also suggested that magnetic loops in the quiet Sun might locally open and release mass to the ambient corona and solar wind. Previous observations of the Ly α line profiles were largely hampered by geo-coronal absorption. With SUMER (Solar Ultraviolet Measurements of Emitted Radiation) observations, high-quality solar Ly α profiles without geo-coronal absorption were obtained for the first time. As an unexpected result we found that this strongly self-reversed line is asymmetric with a stronger blue peak, and that there is a clear

correspondence between asymmetry and downflows in the TR. These results shed new light on the studies of mass delivering to the quiet corona and solar wind, and imply the need of dynamic TR models.

In the past, most TR studies focused on the average structures and properties. However, the TR is not thermally stratified but strongly nonuniform and magnetically structured. We performed a systematic comparison between the TR emission and magnetic structures in the quiet Sun and in coronal holes. Through a correlation analysis between spectroscopic observations and magnetic field extrapolations, the emission heights of EUV lines could be determined. The autocorrelation functions for images of the intensity, Doppler shift, and non-thermal motion of EUV lines, as well as those for extrapolated magnetograms at different heights, were also calculated to reveal the height variation of the sizes of TR features. These results suggest that the solar TR is higher and more extended, and that coronal loops are much lower so that magnetic structures expand through the upper TR much more strongly with height in coronal holes than in the quiet Sun. As for the $\text{Ly}\alpha$ profiles, a larger peak separation indicative of a larger opacity was found in coronal holes than in the quiet Sun. The asymmetry of the $\text{Ly}\beta$ line profile was also found to be different in the two regions, suggesting that the solar wind outflow may be important in the line's formation process. Our studies open new ways to investigate properties of the TR in different regions.

The plasma properties of the TR in active regions have not been well understood. In this thesis data obtained by SUMER was analyzed to compare properties of the TR above sunspots and the surrounding plage regions. By comparing the Lyman line profiles, electron densities, DEM curves, and filling factors of the sunspot plume, umbra, penumbra, and the surrounding plage regions, we suggested that the TR above sunspots is higher and probably more extended, and that the opacity of the hydrogen lines is much lower above sunspots, compared to the TR above plage regions. The calculations also indicated that the enhanced TR emission of the sunspot plume is probably caused by a large filling factor. These analyses add new information to the TR properties in active regions.

Due to the lack of strong coronal lines in the SUMER spectra, spectroscopic signatures of the nascent fast solar wind have not yet been found above the formation height of Ne VIII in the lower corona. We identified the first spectroscopic signatures of the nascent fast solar wind on the basis of observations made by the EIS (EUV Imaging Spectrometer) instrument onboard Hinode in a polar coronal hole, in which patches

of blueshift are clearly present on dopplergrams of coronal emission lines with a formation temperature of $\log(T/K) \geq 5.8$. The corresponding upflow seems to start in the TR and becomes more prominent with increasing temperature. This temperature-dependent plasma outflow was interpreted as evidence of the steady initial acceleration of the fast solar wind. The patches with significant upflows are still isolated in the upper TR but merge in the corona, in agreement with the scenario of solar wind outflow being guided by expanding magnetic funnels. This study provides the missing point between the SUMER observations of the solar wind origin in the TR and the UVCS (Ultraviolet Coronagraph Spectrometer) observations of the solar wind outflow in the extended corona, thus providing new observational constraint on solar wind models.

The thesis is organized as following: Chapter 1 is a summary of our current understanding of the TR and solar wind origin. Chapter 2 is an introduction to the observing instruments and analysis methods. The main results of this thesis are presented from Chapter 3 to Chapter 6. Finally, i summarize the results and point out the directions of future studies.

Key Words: solar wind, solar transition region, coronal hole, UV radiation

目 录

摘 要.....	I
ABSTRACT (英文摘要)	III
第一章 太阳过渡区与太阳风起源的研究概述	1
1.1 太阳大气与太阳风概述	1
1.2 太阳过渡区的结构与特性	3
1.2.1 过渡区的原子物理过程.....	4
1.2.2 网络结构.....	5
1.2.3 稳定的红移和蓝移	8
1.2.4 小尺度的瞬变现象	10
1.2.5 氢原子的赖曼谱线辐射.....	12
1.3 太阳风起源的观测与理论.....	14
1.3.1 冕洞与高速太阳风	14
1.3.1.1 冕洞的观测特征.....	14
1.3.1.2 冕洞与太阳风高速流的对应.....	16
1.3.1.3 冕洞中太阳风的初始外流	18
1.3.2 低速太阳风的源区	20
1.3.3 太阳风的加热和加速机制	22
1.3.3.1 日冕加热机制	22
1.3.3.2 离子回旋共振	23
1.3.3.3 太阳大气中的阿尔芬波.....	24
1.4 过渡区和太阳风起源的研究中尚未解决的问题	26
第二章 有关观测仪器和数据分析方法.....	28
2.1 太阳的远紫外/极紫外观测	28
2.1.1 太阳的远紫外/极紫外观测历史.....	28
2.1.2 太阳紫外辐射测量仪SUMER.....	30
2.1.3 极紫外成像光谱仪EIS.....	33

2.2 远紫外/极紫外谱线诊断.....	35
2.2.1 微分辐射量.....	35
2.2.2 谱形诊断.....	37
2.2.2.1 高斯谱形的形成.....	37
2.2.2.2 谱线参数的求法.....	39
2.2.3 电子密度和温度诊断.....	41
2.3 光球以上磁场的重构.....	42
2.4 过渡区研究的新方法.....	44
第三章 宁静区中的过渡区流场与辐射.....	47
3.1 引言.....	47
3.2 宁静区磁场结构与高过渡区的物质外流.....	49
3.2.1 宁静区的开放磁漏斗结构与太阳风起源.....	49
3.2.2 向宁静区磁环的物质供应.....	50
3.2.3 宁静区中的过渡区流场.....	54
3.2.3.1 瞬时的虹吸流动.....	54
3.2.3.2 稳定的过渡区流场.....	55
3.2.3.3 Ne VIII蓝移与谱线宽度的相关.....	56
3.3 日冕亮点的流场及其供能机制.....	57
3.4 宁静区的Ly α 谱形.....	59
3.4.1 SUMER的Ly α 非常规观测.....	59
3.4.2 Ly α 谱形不对称性与过渡区中部红移的关系.....	61
3.4.3 Ly α 谱形的中央反转程度在网络内外的区别.....	63
3.5 小结.....	65
第四章 冕洞中的过渡区辐射与网络磁场结构.....	67
4.1 引言.....	67
4.2 过渡区谱线的辐射高度.....	68
4.2.1 合成磁图与磁场外推.....	69
4.2.2 SUMER的极紫外观测与外推磁场的相关分析.....	71
4.3 过渡区结构的特征宽度.....	75
4.3.1 过渡区辐射强度、流场与非热运动结构的特征宽度.....	75
4.3.2 磁场结构的特征宽度.....	79

4.4 冕洞中的Ly α 与Ly β 谱线辐射	81
4.4.1 Ly α 与Ly β 谱形在冕洞和宁静区的不同	81
4.4.2 Ly α 与Ly β 谱线辐射强度的比值	83
4.4.3 过渡区谱线的强度分布.....	85
4.5 小结	87
第五章 活动区中的过渡区特性.....	90
5.1 引言	90
5.2 活动区中高层大气的流场.....	91
5.2.1 活动区磁环足部的红移.....	91
5.2.2 活动区边界的蓝移与低速太阳风.....	92
5.3 黑子和谱斑的过渡区特性.....	94
5.3.1 SUMER观测的黑子参考光谱.....	94
5.3.2 赖曼谱形.....	96
5.3.3 电子密度.....	98
5.3.4 微分辐射量.....	99
5.3.5 填充因子.....	100
5.4 小结	102
第六章 冕洞中高速太阳风的初始加速.....	103
6.1 引言	103
6.2 EIS对极区冕洞的观测	103
6.3 高过渡区和低日冕的流场.....	106
6.4 太阳风在过渡区和低日冕里的初始加速	108
6.5 小结	110
结论	111
参考文献	114
个人简历、在学期间的研究成果	136
致谢	141

表格

1.1	1 AU处观测到的太阳风高速流和低速流的平均特性	3
1.2	过渡区的原子物理过程	4
3.1	宁静区磁环扩展因子与高过渡区质子流通量的计算	53
3.2	用来研究日冕亮点流场的谱线	57
3.3	Ly α 非常规观测的时间和目标区域等信息	61
4.1	1997年3月7日18:00到次日17:42观测中的SUMER谱线	69
4.2	过渡区谱线的相关高度以及形成高度的范围	72
4.3	相关高度上的外推磁场强度与N IV等谱线强度以及Ne VIII多普勒 频移之间的线性拟合系数	75
4.4	用于计算过渡区结构特征宽度的SUMER数据信息	75
5.1	黑子本影、半影、羽状物和谱斑区域的电子密度	98
5.2	黑子羽状物的填充因子计算结果	101
5.3	黑子本影、半影、羽状物和谱斑的填充因子之比	101
6.1	用于研究过渡区和日冕中高速太阳风初始加速的谱线信息	104

插图

1.1	太阳大气中的温度和粒子数密度随高度的平均变化特征	2
1.2	电离平衡假设下Mg的离化状态随电子温度的变化	5
1.3	磁场网络 and 不同高度上的过渡区网络	6
1.4	磁漏斗和小磁环共存的过渡区网络磁场结构	7
1.5	过渡区谱线的多普勒频移	9
1.6	宁静区的Ly α 和Ly β 谱形	13
1.7	Ulysses飞船在两个轨道周期内观测到的太阳风速度	15
1.8	冕洞与太阳风高速流的对应	17
1.9	极区冕洞和极羽	18
1.10	高速太阳风源于网络组织中的开放磁漏斗结构	20
1.11	低速太阳风的源区	21
1.12	磁漏斗中的离子回旋共振加热	23
1.13	太阳风速度的径向变化	24
1.14	柱状等离子体中的扭转阿尔芬波和快磁声波Kink波模	25
2.1	SUMER仪器的光学设计和光路图	31
2.2	SUMER探测器上记录的太阳极紫外光谱	32
2.3	EIS仪器的光学设计和光路图	34
2.4	单高斯和双高斯拟合的谱形	40
2.5	过渡区爆发事件的谱形	41
2.6	利用谱线对强度之比来诊断电子密度	42
2.7	外推磁场与活动区日冕辐射结构的比较	45
3.1	C IV谱线观测的宁静区多普勒频移	47
3.2	宁静区的开放磁漏斗结构	50
3.3	位于宁静区磁环足部的Ne VIII蓝移	51
3.4	宁静区磁环的漏斗状足部	52
3.5	宁静区磁环扩展因子与高过渡区质子流通量的关系	54
3.6	STEREO两颗飞船观测的宁静区瞬时虹吸流动	55

3.7	Ne VIII谱线宽度与蓝移的相关	56
3.8	日冕亮点在过渡区和日冕温度下的多普勒频移	58
3.9	SUMER的Ly α 非常规观测中被传输到地面的几段光谱在探测器上的位置	60
3.10	Ly α 谱形不对称性与Si III多普勒频移的关系	62
3.11	Ly α 谱形不对称性与Si III多普勒频移的时间序列	63
3.12	网络和网络内区的Ly α 谱形	64
4.1	EIT 171 Å波段于1997年3月8日07:00观测的日冕图像	68
4.2	合成的MDI磁图	70
4.3	研究区域的三维磁场结构	71
4.4	相关系数随高度的变化曲线	72
4.5	过渡区谱线在冕洞和宁静区的相关高度和形成高度的范围	73
4.6	相关高度上的外推磁场强度与N IV强度以及Ne VIII多普勒频移之间的关系	74
4.7	低纬冕洞及其周围宁静区里的N IV和Ne VIII辐射强度图	76
4.8	宁静区和冕洞里S IV和Ne VIII的辐射强度图	77
4.9	N IV和Ne VIII强度图的自相关函数	78
4.10	过渡区结构的特征宽度随温度和高度的变化	79
4.11	网络辐射和磁场结构的特征宽度随温度和高度的变化	80
4.12	Ly α 谱形的峰距在冕洞和宁静区的不同	81
4.13	日面和临边观测的Ly α 与Ly β 谱形	82
4.14	Ly α 与Ly β 辐射强度的关系	84
4.15	Ly α 与Ly β 辐射强度的比值随日心距的变化	85
4.16	冕洞和宁静区中Ly α 、Si III、Ly β 、O VI的强度分布	86
4.17	冕洞和宁静区的过渡区辐射与磁场结构	88
5.1	Ne VIII谱线观测的黑子及其周边区域	91
5.2	活动区Ne VIII的辐射强度与多普勒频移	93
5.3	活动区Fe XII的辐射强度与多普勒频移	94
5.4	SUMER观测的黑子本影、半影、羽状物和谱斑	95
5.5	黑子本影、半影、羽状物和谱斑的极紫外光谱	96

5.6	黑子本影、半影、羽状物和谱斑区域的赖曼谱形	97
5.7	黑子本影、半影、羽状物和谱斑区域的DEM曲线	100
6.1	2007年10月10日18:06的大尺度太阳磁场结构	105
6.2	形成于高过渡区和日冕的谱线辐射强度图	106
6.3	形成于高过渡区和日冕的谱线的多普勒频移分布图	107
6.4	临边以外区域以及蓝移区域的平均谱形	107
6.5	过渡区和日冕谱线的多普勒频移随形成温度的变化曲线	109

第一章 太阳过渡区与太阳风起源的研究概述

1.1 太阳大气与太阳风概述

太阳是太阳系和日球层的主导星球，是维持人类生存活动的主要源泉。太阳的质量大约为 2×10^{30} kg，半径约为70万km。日地直线距离约为1.5亿km，相当于215个太阳半径(R_S)。太阳等离子体主要由氢(约90%)、氦(约10%)以及碳、氮、氧等其他元素(约0.1%)组成 [章振大, 1992]。太阳的电磁和粒子辐射是影响日地空间环境的主要因素。太阳的电磁辐射覆盖了电磁波谱中从 γ 射线到射电波段的极宽的频率范围。同时，太阳连续不断地向外发出数十万度高温的稀薄的磁化等离子体，即以每秒数百公里的速度向外运行的太阳风 [涂传治等, 1988]。

太阳内部从里往外大致可以分为日核、辐射区、对流层。日核(日心到 $0.25 R_S$)是产能区，太阳在自身引力作用下，物质向日核聚集，导致极高的温度(10^7 K)，从而不停地进行着由氢核聚变成氦核的热核反应。日核产生的能量在辐射区($0.25-0.75 R_S$)经过多次吸收、散射和再发射逐渐向外传输。辐射区之上是对流层($0.75 R_S$ 到太阳表面)，其中的物质处于剧烈的对流状态 [林元章, 1998]。

对流层之上便是我们肉眼可见的太阳表面，称为光球。光球及其上的色球、过渡区和日冕合称为太阳大气。图1.1 中的两条曲线是根据著名的太阳大气VAL-3C模型 [Vernazza et al., 1981]计算得到的太阳大气中温度和粒子数密度随高度变化的曲线。这里的高度 $h = 0$ 定义为波长 5000 \AA 的连续谱光学厚度为1所对应的高度。通常将太阳大气中温度极小($\sim 4200 \text{ K}$)处作为光球和色球的分界点。这样由图1.1可见，光球的厚度大约为 500 km 。光球处于局部热动平衡状态。占太阳辐射能量中绝大部分的可见光主要来源于光球。光球辐射的特点是在主要由负氢离子产生的连续谱背景上叠加了许多夫琅禾费吸收线 [章振大, 1992]。对流层的对流运动反映在光球上，主要表现为米粒(尺度 $\sim 1 \text{ Mm}$)和超米粒(尺度 $\sim 32 \text{ Mm}$)的形式。

光球上方是色球，其温度从 4200 K 上升到 20000 K 左右。色球辐射主要呈现出亮的(如Ca II的H线和K线、 H_α 线心的观测)或暗的(如 H_α 线翼、He I 10830 \AA 的观测)网络结构 [林元章, 1998]，网络之间的区域称为网络内区。观测发现，色球网络与光球超米粒组织的边界位置大致吻合，对应着较强的磁场($\sim 1 \text{ kG}$)区域[e.g., Leighton et al., 1962; Simon and Leighton, 1964]。在高色球中存在着许多

针状的结构，被认为是冷而密的色球物质沿磁力线向日冕喷射所形成的。

过渡区是色球之上温度大致在 10^4 K和 10^6 K之间的区域[Peter, 2004]。由图1.1可以看出，在色球和日冕之间的很窄的过渡区内，太阳大气的温度陡增，密度陡降。经过数十年的研究，人们已经认识到过渡区远非一个静态的分层结构，而是一个磁场和等离子体结构非常不均匀的动态区域。过渡区的辐射主要是远紫外和极紫外波段的发射线和连续谱辐射，大多是光学薄的。Peter [2004]根据谱线的形成温度，将一些典型过渡区谱线(Mg X 625 Å为日冕谱线)画到温度曲线上对应的位置，得到了图1.1中的绿色圆点。过渡区的主要结构也是网络组织，辐射增强的过渡区网络是色球网络向上延伸的结果。在临边观测中，由于视线方向上积分路径的长度加倍，大多数过渡区谱线辐射呈现临边增亮现象。本文将过渡区按温度分为低过渡区(底部，与高色球有重叠，温度大致从 10^4 K- 3×10^4 K附近)、过渡区中部(温度 3×10^4 K- 5×10^5 K)和高过渡区(顶部，温度 5×10^5 K- 10^6 K)。典型的低过渡区谱线有Ly α 1216 Å、He I 584 Å、Si II 1533 Å等，典型的高过渡区谱线有Ne VIII 770 Å等，而形成于过渡区中部的谱线则有C II 1037 Å、C IV 1548 Å等。

日冕是太阳大气最外面的一层稀薄的等离子体。 10^6 K以上的高温导致日冕气体高度电离。日冕辐射主要由如下几部分组成：自由电子对光球辐射的汤姆逊散射形成的K冕，扩展日冕(2.5 R_S 以上)中的尘埃散射光球辐射而形成的F冕，由离子谱线辐射组成的E冕，以及主要由韧致辐射所产生的X冕(软X射线)和R冕(射电) [涂传诒等, 1988]。日冕中的结构有辐射很弱的冕洞、活动区里的冕环、极区外呈羽毛状的极羽、以及赤道附近的盔状冕流等。

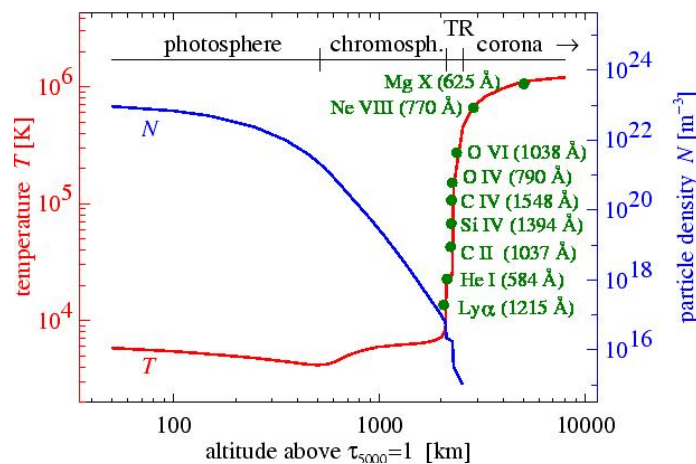


图 1.1 太阳大气中的温度和粒子数密度随高度的平均变化特征。引自 Peter [2004]。

高温导致日冕气体膨胀，连续不断地向外发射等离子体流，到达数个太阳半径的距离后变成超声速的流动，形成太阳风。太阳风主要由电子和质子组成，另有少量 α 粒子和极少量重离子。太阳风把太阳磁场带到行星际空间，形成螺旋状的行星际磁场。*Parker* [1958]预言太阳风后不久，前苏联和美国的空间飞船探测即证实了太阳风的存在。根据地球轨道(1 AU)和行星际空间实地测量的流速，可将太阳风分为高速流和低速流两种。高速流的性质比较稳定，而低速流特性则变化比较大。表 1.1 列举了1 AU处观测到的高速流和低速流的平均特性。太阳爆发事件通过太阳风传递到地球空间，可导致地球磁层的剧烈变化，产生灾害性空间天气事件。而太阳风高速流与低速流之间的相互作用会形成共转相互作用区，是导致重现性地磁暴的主要源头。

表 1.1 1 AU处观测到的太阳风高速流和低速流的平均特性。引自*Axford and McKenzie* [1997]，*Xia* [2003]和*Holzer* [2005]。

参数或性质	低速流	高速流
速度(V)	$< 400 \text{ km s}^{-1}$	$700\text{-}900 \text{ km s}^{-1}$
密度(n)	$\sim 10 \text{ cm}^{-3}$	$\sim 3 \text{ cm}^{-3}$
质子通量密度(nV)	$\sim 3 \times 10^8 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	$\sim 2 \times 10^8 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
质子温度(T_p)	$\sim 4 \times 10^4 \text{ K}$	$\sim 2 \times 10^5 \text{ K}$
电子温度(T_e)	$\sim 1.3 \times 10^5 \text{ K}$	$\sim 10^5 \text{ K}$
磁场(B_r)	$\sim 2.8 \text{ nT}$	$\sim 2.8 \text{ nT}$
库仑碰撞	重要	可忽略
质子温度各向异性	各向同性	$T_p(\perp) > T_p(\parallel)$
质子速度分布函数	无束分量	双峰分布(含主分量和束分量)
氦元素相对丰度(He/H)	1-30%	5%
重离子相对密度(n_i/n_p)	可变	基本恒定
重离子温度	$T_i \sim T_p$	$T_i \sim AT_p$ (A 为相对原子质量)
重离子速度	$V_i \sim V_p$	$V_i \sim V_p + V_A$ (V_A 为阿尔芬速度)

1.2 太阳过渡区的结构与特性

由于加热日冕和驱动太阳风的能量大多都会由下而上经由过渡区，因此过渡区的研究对于解决日冕加热和太阳风起源这两大难题非常重要。将太阳近似看作一个具有5770 K有效表面温度的黑体，其黑体辐射的峰值波长大约为5000 Å。因此强大的连续谱控制了太阳的可见光辐射。然而，在紫外的1000 Å处连续谱辐射减少了大约 10^5 倍。这意味着用紫外波段可以观测到强度与日食时观测的日冕可见光辐射相比拟的发射线，并且可以正对着日面观测。而在

过渡区温度下所形成的丰富的离子共振线正是处在远紫外(1200-2000 Å)和极紫外(100-1200 Å)波段。因此太阳的远紫外/极紫外辐射是我们理解过渡区结构和特性的主要工具。

1.2.1 过渡区的原子物理过程

过渡区的辐射与其原子物理过程是紧密相关的。表 1.2总结了过渡区原子物理过程的特点。与电子碰撞是过渡区主要的激发方式，而辐射性激发一般可以忽略。通过与电子碰撞，离子或原子被激发到较高能态。很快($\sim 4 \times 10^{-9}$ s)离子或原子便会自发退激，并辐射出光子。而碰撞退激的时间尺度($\sim 2 \times 10^{-3}$ s)则大很多。因此对于大多数跃迁而言，自发退激是主要的退激方式。对于禁戒跃迁，自发辐射的概率很小，在密度较高时碰撞退激与自发辐射的概率可以相比拟。由于辐射场比较弱，受激辐射是可以忽略的退激方式 [Mariska, 1992]。

碰撞也是大多数离子电离的主要途径。另外一种可能的电离途径是自发电离。由于辐射场比较弱，光致电离在过渡区的电离过程中起的作用比较小。辐射型复合是过渡区主要的复合方式。另外，双电子复合也是一种重要的复合方式，当自由电子被离子 X^{i+} 捕获后，多余的能量可将一个束缚电子激发，这样最初的复合便没有辐射，而被双重激发的离子 $X^{(i-1)+}$ 要么通过自发电离还原为离子 X^{i+} 和自由电子，要么退激到稳定的能态并辐射出光子。由于过渡区密度较低，三体复合的速率非常低，因此可以忽略 [Mariska, 1992]。

表 1.2 过渡区的原子物理过程。

原子物理过程	主要方式	次要方式	可忽略方式
电离	碰撞电离	自发电离	光致电离
复合	辐射复合	双电子复合	三体复合
激发	碰撞激发		辐射激发
退激	自发辐射	碰撞退激	受激辐射

图1.2显示了在电离平衡假设下Mg元素的离化状态随电子温度的变化。大多数离子的离化曲线都有个显著的峰值，而 Mg^{2+} 和 Mg^{10+} 离子作为类He离子，电离势非常大，为了使其进一步离化，需要更多额外的能量，温度需要增加很多才能产生足够多的更高离化状态的离子，这样 Mg^{2+} 和 Mg^{10+} 的离化曲线便呈现出了高原状的峰值。而在高原对应的很宽的温度范围

内，大量的 Mg^{2+} 和 Mg^{10+} 离子通过双电子复合可以产生 Mg^+ 和 Mg^{9+} ，从而使 Mg^+ 和 Mg^{9+} 的离化曲线尾部跨越很宽的温度范围 [Wilhelm *et al.*, 2004]。

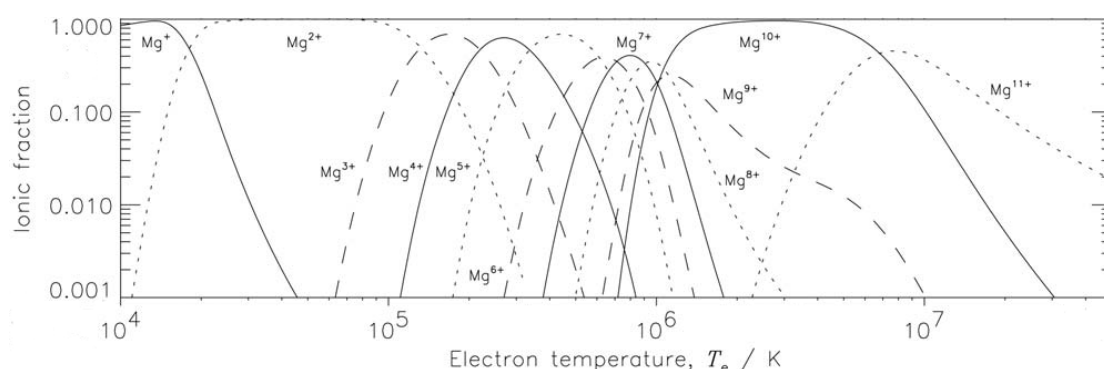


图 1.2 电离平衡假设下Mg的离化状态随电子温度的变化。数据来自Mazzotta *et al.* [1998]。引自Wilhelm *et al.* [2004]。

产生谱线辐射的过程是束缚-束缚跃迁。一般离子或原子经过碰撞被激发到较高能态后，很快便会自发退激，并辐射出特定频率的光子，这是容许跃迁。在那些不能发生容许跃迁的激发态——亚稳态上，原子或离子停留在该能态的时间比在一般激发态上的要长很多，从亚稳态向低能态的跃迁只能是禁戒跃迁。在高过渡区和日冕里，由于碰撞和辐射场都很弱，大量的激发原子或离子无法离开亚稳态上，便可能通过禁戒跃迁产生较强的禁线。

过渡区的辐射除了谱线辐射外，还有极紫外/远紫外波段的连续谱辐射。过渡区连续谱辐射的产生机制主要有两种。一种是前面提到的辐射型复合，即自由电子被离子捕获，释放出能量。另一种是自由-自由跃迁，即自由电子与带电粒子相互作用，自由电子能量减少，同时辐射光子；在麦氏速度分布下，又称热轫致辐射 [Xia, 2003]。

1.2.2 网络结构

过渡区的结构呈现出类似色球的网络组织，表现为过渡区谱线辐射强度图像中增亮的网状结构，其宽度大约 $10''$ ($\sim 7.2 \text{ Mm}$)。这些过渡区网络组织遍布全日面，被认为是光球超米粒组织边界向上延伸的结果。因此网络组织也对应着光球磁场的聚集处。网络组织的寿命大概为一两天。网络宽度在色球与日冕之间的过渡区急剧增大 [Patsourakos *et al.*, 1999]，表明过渡区是太阳磁场结构迅速扩展的区域。根据Reeves [1976]的分析，网络辐射对总辐射的贡献是温度的函数，在温度 $\log(T/\text{K}) \approx 5.2$ 处，网络辐射占宁静区总辐射的比例达到最大值，约

为75%。图1.3显示了网络组织在过渡区底部(Si II)、中部(C IV)和顶部(Ne VIII)的不同形态。图1.3还显示，强磁场与过渡区谱线辐射增强的部分(对应网络组织)在位置上吻合非常好，形成磁场网络。

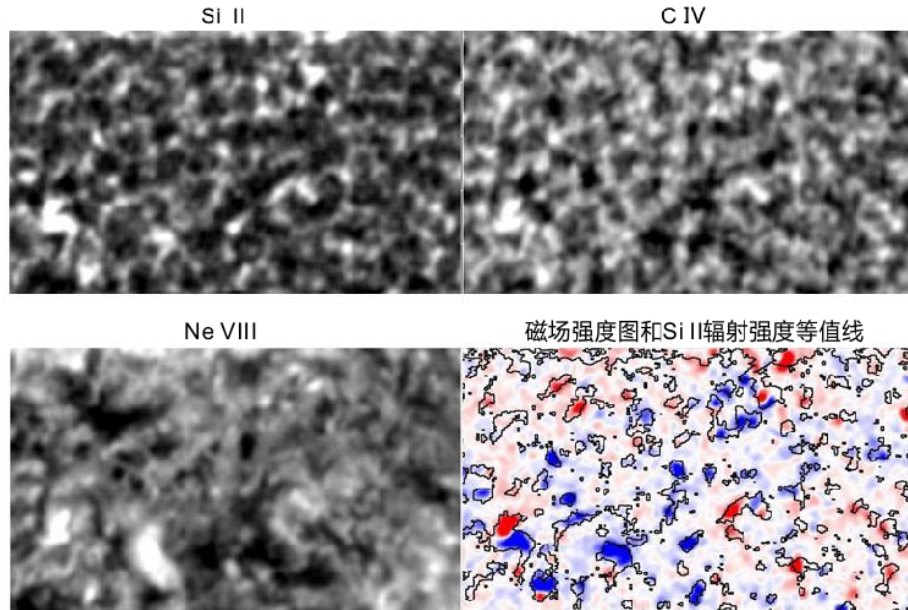


图 1.3 磁场网络和不同高度上的过渡区网络。前三副图分别为形成于过渡区底部、中部、顶部的典型谱线Si II 1533 Å、C IV 1548 Å和Ne VIII 770 Å的辐射强度图。第四副图为对应的光球磁场强度图，不同颜色表示不同极性，图中叠加了Si II强度等值线。引自Tu *et al.* [2005a]。

过渡区是个低 β 值的等离子体区域，磁场控制着等离子体的运动。因此，磁场的位形在很大程度上决定了过渡区的结构。*Gabriel* [1976]提出了第一个过渡区网络结构的模型。在这个模型中，光球超米粒对流运动将磁场局限在超米粒组织的边界上，所有磁场开放地伸展到日冕。在该模型里，过渡区的辐射来源于从日冕向下的热传导，增强的网络辐射主要是由温度梯度的减小造成的。这个模型重构出的微分辐射量(反映辐射在温度域的分布)，在温度 10^5 K以上与观测比较吻合，而在温度 10^5 K以下则远低于观测值 [*Athay*, 1982]。

十多年后，*Dowdy et al.* [1986]注意到观测的光球磁场网络中存在很多具有两极特性的精细磁场结构，这导致他们提出了一个全新的过渡区结构图像。在这个结构中，网络磁场只有一部分是以磁漏斗的形式延伸到日冕的，这部分对应温度高于 10^5 K的辐射，由日冕的热传导来维持。另一部分网络内的磁场则是低矮的尺度不超过10 Mm的小磁环，这些小磁环尺度和温度各异，与日冕是隔绝的，它们是过渡区辐射中温度低于 10^5 K那部分的主要来源。图1.4显示

了这一网络磁场结构。这一模型克服了Gabriel [1976]模型的缺点，但是却要求小磁环必须有内在的加热源。这一结构图像得到了观测上的支持，比如Xia *et al.* [2004]利用太阳紫外辐射测量仪(SUMER: Solar Ultraviolet Measurements of Emitted Radiation)的高分辨率观测，发现尺度在 $2''$ - $10''$ 的形似磁环的辐射结构是过渡区辐射的主要特征。Peter [2001]进一步提出，漏斗状磁结构既可能是太阳风起源的区域，也可能只是大尺度磁环的根部。

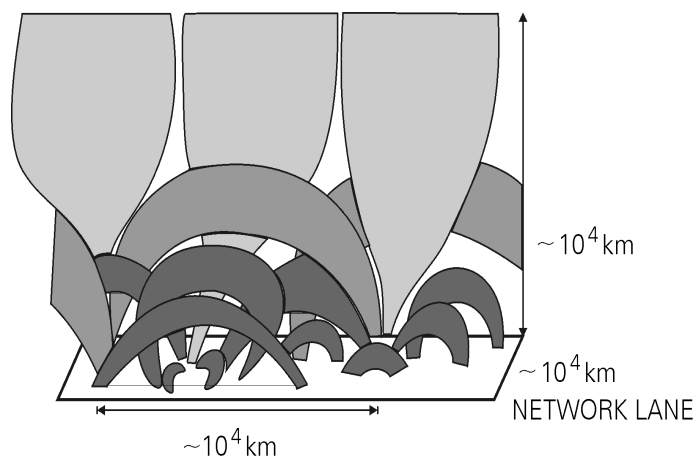


图 1.4 磁漏斗和小磁环共存的过渡区网络磁场结构。引自Dowdy *et al.* [1986]。

还有一些作者认为目前的观测仪器尚未观测到过渡区的基本结构单元。这种结构单元被称为未分辨的精细结构(UFS: Unresolved Fine Structures) [Feldman, 1983, 1987; Feldman *et al.*, 2001]，这种结构可能与色球和日冕都不相连接。要想证明这一猜想，唯有进一步提高探测仪器的时间和空间分辨率。

在传统的静态一维太阳大气模型里，过渡区被认为是一个很薄的层次。对于太阳上局部区域来讲，这一结论可能是成立的。比如在对太阳的临边观测中，极紫外/远紫外谱线在日面外辐射强度最大处与日面边缘的距离可以认为是该谱线主要辐射源所在的高度。临边观测发现，一些不同形成温度的过渡区谱线的辐射源可以位于大约相同的高度上，证实了在太阳大气中的某些局部区域，过渡区的确是一个很薄的层次 [Mariska, 1992]。然而过渡区实际上具有很强的横向不均匀性 [Marsch *et al.*, 2006]。越来越多的观测表明，对于日面上不同的区域，比如冕洞、宁静区、活动区，甚至这些区域里不同的子区域，过渡区的磁场结构和等离子体特性可能相差非常大。

1.2.3 稳定的红移和蓝移

上世纪70年代, *Doschek et al.* [1976]通过分析天空实验室(Skylab)上搭载的正入射狭缝光谱仪S082B的数据, 发现形成于过渡区的谱线具有明显的红移特征, 红移速度可达 15 km s^{-1} 。通过分析美国海军实验室(NRL)的高分辨率望远镜和光谱仪(HRTS: High Resolution Telescope and Spectrograph)所采集的数据, *Dere et al.* [1989]发现, 形成于过渡区中部的谱线C IV (1548 Å和1550 Å)在冕洞和宁静区分别存在平均 2 km s^{-1} 和 10 km s^{-1} 的红移, 并且在冕洞里有26%的地方是蓝移, 而在宁静区只有7%的地方是蓝移。活动区的红移更加显著, 可达宁静区的两倍 [*Peter and Judge, 1999; Teriaca et al., 1999*]。基于SUMER的观测, *Dammasch et al.* [2008]发现, 分别形成于过渡区中部和顶部的谱线O IV 788 Å和Ne VIII 770 Å在活动区磁环的足部都存在高达 30 km s^{-1} 的红移。

现今人们已经确认, 形成于过渡区中非常宽的温度范围内的谱线均存在明显且稳定持久的红移。*Peter and Judge* [1999]、*Teriaca et al.* [1999]、*Stucki et al.* [2000]、*Xia et al.* [2004]等详细研究了过渡区谱线的平均多普勒频移随谱线形成温度的变化特征。结果都表明, 在宁静区, 形成于低过渡区的谱线没有明显的多普勒频移, 或者具有微弱的红移; 随着温度的增加, 红移越来越显著, 在 $2 \times 10^5 \text{ K}$ 左右达到最大($\sim 10 \text{ km s}^{-1}$); 温度再增加, 红移的值开始逐渐降低, 在 $\sim 5 \times 10^5 \text{ K}$ 以上, 谱线的平均多普勒频移变为蓝移。值得一提的是, *Brekke et al.* [1997]和*Chae et al.* [1998c]根据当时人们所知道的Ne VIII 770 Å和Mg X 625 Å的静止波长, 计算得到这两条谱线是红移的。稍后, *Peter and Judge* [1999]和和*Dammasch et al.* [1999]经过仔细分析, 得到了这两条谱线更准确的静止波长, 重新计算后发现这两条谱线的平均多普勒频移都是蓝移的。使用*Dammasch et al.* [1999]建议的Ne VIII 770 Å的静止波长, *Hassler et al.* [1999]发现Ne VIII在冕洞里大多数位置都呈现出蓝移, 而在宁静区Ne VIII蓝移明显地倾向于发生在多个超米粒组织交界的地方。图1.5中点划线表示1999年之前所得到的渡区谱线的多普勒频移, 实线则显示了目前公认的多普勒频移随谱线形成温度变化的特征。

光谱仪观测到的多普勒频移既可能反映了物质的流动, 也可能是波动的信息。对于形成于过渡区中部的谱线普遍存在的红移现象, 以及过渡区顶部发现的蓝移现象, 许多学者提出了多种解释。总结起来, 主要的机制有如下几种: (1) 以针状体的形式射向日冕的等离子体在冷却后向下流动, 造成过渡区谱

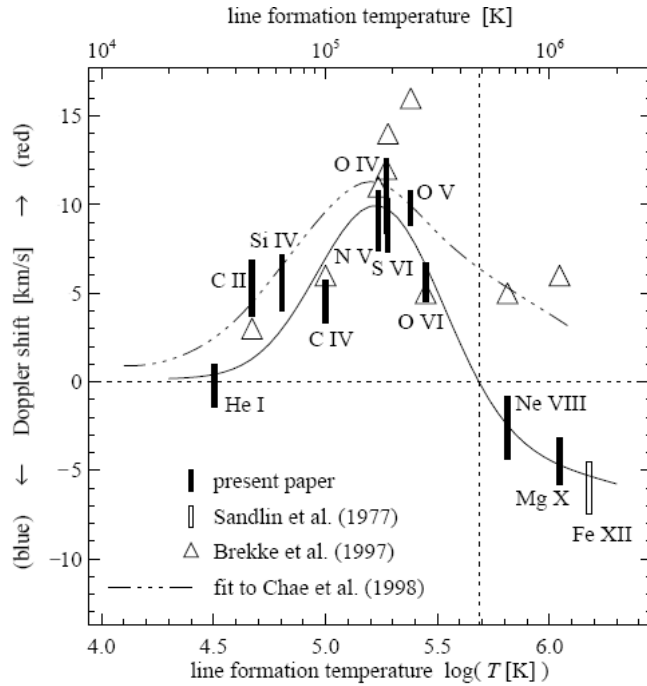


图 1.5 过渡区谱线的多普勒频移。实线显示了目前公认的多普勒频移随谱线形成温度变化的特征。引自 Peter and Judge [1999]。

线普遍出现红移 [Athay, 1984]。但是由于针状体物质一般不会被加热到太高的温度，因此该机制无法解释在日冕和高过渡区观测到的蓝移现象。(2) 磁环两个足点不对称加热导致沿磁环的虹吸流动 [McClymont and Craig, 1987]。基于这一机制，Mariska [1988]预言形成于过渡区中部的O v谱线就已有显著的蓝移，这与观测是相悖的。Mariska [1988]还提出，高过渡区的蓝移可能不是太阳风初始加速的信息，而更可能是闭合环流系统的一部分。(3) 磁环顶部发生的纳耀斑产生磁流体波，波动沿磁环向下传播，可以在过渡区产生红移 [Hansteen, 1993]。红移一部分是由波动序列中的粒子运动与谱线辐射变化之间的耦合作用产生的，另一部分与波压引发的过渡区临时性运动有关。Hansteen et al. [1997]考虑向下传播并在色球反射的磁流体波，结果显示形成于过渡区中部的谱线C IV可以产生 7.5 km s^{-1} 的红移，与观测吻合；而高过渡区谱线Mg IX则产生 15 km s^{-1} 的蓝移，远大于这条谱线在观测中被发现的蓝移值。(4) 发生在网络组织处的磁场重联可以在过渡区中部产生红移，在高过渡区产生蓝移，而蓝移则跟太阳风初始外流紧密相关 [Tu et al., 2005b]。

1.2.4 小尺度的瞬变现象

过渡区在本质上是动态的，观测发现过渡区中存在大量小尺度的瞬变现象。这里简单介绍其中的几种：爆发事件(Explosive Events)、日冕亮点(Coronal Bright Points)和针状体(Spicules)。

爆发事件以双向等离子体喷射为特征，因此又被成为双向射流(bi-directional jets)。与其相联系的多普勒速度高达 $\sim 150 \text{ km s}^{-1}$ ，与局地阿尔芬速度可比拟 [Innes *et al.*, 1997]。爆发事件有时会有3-5分钟的重现特征 [Doyle *et al.*, 2006]。爆发事件最早是由HRTS 仪器发现的，其尺度约为 $2''$ - $5''$ ，平均寿命约为60 s [Brueckner and Bartoe, 1983]。研究表明，爆发事件一般不发生在较强磁场处，而倾向于发生在弱的混合磁场极性的区域，多数爆发事件发生在磁对消的过程中 [Chae *et al.*, 1998b; Teriaca *et al.*, 2004]。这些观测上的特性都表明，爆发事件对应磁重联产生的高速双向射流。数值研究也能基本模拟出这些观测特征 [e.g., Innes and Tóth, 1999; Chen and Priest, 2006]。

日冕亮点是发生在X射线和极紫外波段的小尺度($30''$ - $40''$)局地增亮现象，主要发生的过渡区和低日冕。X射线观测到的亮点平均寿命为8小时 [Golub *et al.*, 1974]，而极紫外波段观测到的亮点平均寿命为20小时，说明亮点的温度一般在2 MK以下 [Zhang *et al.*, 2001]。高分辨率的观测表明，亮点包含了多个微小的磁环 [Sheeley and Golub, 1979; Ugarte-Urra *et al.*, 2004; Pérez-Suárez *et al.*, 2008]。亮点与网络里双极磁场的演化紧密相关 [Brown *et al.*, 2001; Madjarska *et al.*, 2003]。统计研究表明，大多数亮点与磁对消有关，而只有少数亮点与新浮磁流相联系 [Webb *et al.*, 1993]。Habbal *et al.* [1990]发现亮点在冕洞和宁静区并无明显不同，从而认为亮点的产生与其上方的大尺度日冕磁场无关。Brosius *et al.* [2007]发现一个亮点的两侧分别呈现高达 35 km s^{-1} 的红移和蓝移，并认为这是由磁重联产生的。对于日冕亮点的产生与演化机制，目前主要存在三种观点。一种是磁对消的观点，Priest *et al.* [1994]和Parnell *et al.* [1994]建立了不同极性的磁场结构通过重联对消产生亮点的模型。当不同极性的磁场结构相互靠近时，局地发生磁重联，并在重联区域加热了等离子体，从而导致X射线和极紫外辐射的增强。第二种观点是磁分隔线重联，Longcope [1998]认为，与日冕亮点相联系的磁场结构可以形成磁分隔线重联位形，分隔线连接两个磁零点，是快速磁场重联非常容易发生的位置，沿分隔线的重联导致过渡区和日冕局地的等离子体被加热，从而产生日冕亮点。这种观点也得到了一些观测的支持，

如Brown *et al.* [2001]和Longcope *et al.* [2001]发现观测到的亮点位置和形态与根据磁场重构模型得到的磁分隔线的位置和走向比较相近。第三种观点认为光球水平运动所诱发的电流片为亮点提供了能量来源 [Büchner *et al.*, 2004a, b; Santos *et al.*, 2008]。该模型强调了光球水平运动的重要性, 认为电流片和三维磁场重联主要发生在过渡区。对于亮点的供能, 也有可能多种机制同时产生作用, 如McIntosh [2007]提出了亮点的两步供能机制, 认为低层大气中的磁对流运动所导致的磁场重联为冷的日冕亮点(过渡区温度)提供物质和能量, 当能量积累到一定程度的时候, 将会驱动亮点的磁环系统扩展和升高, 上升的磁环系统与原本覆盖在上面的大尺度日冕磁场相互作用, 沿磁分隔线发生重联, 从而产生热的日冕亮点(日冕温度)。

还有一种常见的瞬变现象是在日面边缘比较容易观测到的针状体, 它是从色球延伸到日冕高度的一种射流状的冷而密的结构, 宽约几百km, 长约5-15 Mm。针状体最早是利用H α 谱线观测到的, 后来在紫外波段也观测到类似针状体的结构。针状体物质到达其顶部后, 要么向色球回落, 要么在过渡区消失 [Xia, 2003]。针状体占据日面1-2%的面积, 据此计算其携带的物质通量密度比太阳风的($3 \times 10^{11} \text{ g cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)高两个数量级 [Withbroe and Noyes, 1977], 因此针状体可能是太阳风物质供应的重要来源。De Pontieu *et al.* [2007a]将针状体分为两种, 一种是过去100多年来人们所认识到的针状体, 称为I型针状体, 其射流速度为10-40 km s^{-1} , 寿命~15分钟, 经常观测到5分钟的周期性振荡 [Xia *et al.*, 2005]。这类针状体被认为是光球对流运动和P模振荡沿倾斜的磁力线传播到色球层, 形成激波继而驱动局地等离子体向上喷发所引起的 [De Pontieu *et al.*, 2004]。由于冕洞的磁场结构由近似垂直的开放磁力线占主导, 因此I型针状体在冕洞比较少。另外一种针状体是根据Hinode飞船和TRACE卫星的最新观测资料, 于2007年被认证出来的, 称为II型针状体。De Pontieu *et al.* [2007a]认为, II型针状体宽度较小($\leq 200 \text{ km}$), 寿命较短(10-150 s), 喷发速度较快(50-150 km s^{-1}), 是由磁重联产生的; II型针状体在冕洞伸展得最高, 宁静区次之, 活动区最矮; 冕洞中观测到的针状体主要是II型针状体。最近, De Pontieu *et al.* [2009]分析了形成温度在10万度到数百万度之间谱线的谱形, 认为这些谱形中都存在一个50-100 km s^{-1} 的蓝移分量, 与II型针状体速度大小相符。据此, 他们认为日冕加热可能发生在色球的高度, 相当一部分被加热的色球等离子体沿着加热过程中产生的II型针状体向上喷发, 为日冕供应物质。

1.2.5 氢原子的赖曼谱线辐射

氢是太阳大气和日地空间中最主要的元素。氢原子的赖曼谱线尤其是Ly α 谱线的辐射，是太阳上高色球和低过渡区能量辐射损失的主要方式，在整个太阳大气的能量平衡和传输过程中有重要的作用 [Fontenla *et al.*, 1988]。作为极紫外/远紫外波段最强的辐射线，Ly α 的辐射占据了800 Å-1500 Å的波长范围内宁静区辐射总量的~75% [Wilhelm *et al.*, 1998a]。对赖曼谱线形成和传输机制的研究，有助于我们理解太阳高层大气中的物质流动和能量传输。此外，太阳的Ly α 线心辐射是一些行星、彗星、以及行星际冷物质中氢原子共振散射的主要激发源，可用来推算这些冷物质中的氢元素丰度 [Emerich *et al.*, 2005; Lemaire *et al.*, 2005]。赖曼谱线还可以被用来诊断宁静日珥中的精细结构 [Heinzl *et al.*, 2001; Schmieder *et al.*, 2007; Vial *et al.*, 2007]、耀斑发生时的非热效应 [Henoux *et al.*, 1995; Fang *et al.*, 1995; Xu *et al.*, 2005]、以及日冕物质抛射初发过程中的磁重联特性 [Lin *et al.*, 2005]。Ly α 谱线还被认为在日冕磁场的诊断中具有潜在的应用价值 [Derouich *et al.*, 2010]。

在用Ly α 谱线观测的太阳辐射图中，网络组织、谱斑等色球结构非常明显 [e.g., Allen *et al.*, 1997]。Ly α 谱线也是研究过渡区结构特征及能量供应的重要谱线，比如最近Judge and Centeno [2008]在分析极高角分辨率紫外望远镜(VAULT: Very high Angular-resolution Ultraviolet Telescope)在火箭飞行中观测到的极高空间分辨率(~ 0.3")的Ly α 数据后，对低过渡区辐射源于低矮的冷磁环这一说法 [Dowdy *et al.*, 1986]提出了质疑。他们发现Ly α 的辐射结构呈现类似彗星的形态，且与较长磁环足部的伸展方向大致吻合。据此，他们提出以Ly α 辐射为代表的低过渡区辐射更可能与较长磁环足部发生的物理过程有关。这一过程可能是：纤维结构、针状体等较冷结构延伸到日冕的高度，其中的中性原子(如氢原子)垂直于磁力线扩散到日冕，通过与日冕中较热电子的碰撞，氢原子被激发并随即辐射出光子，产生Ly α 辐射 [Judge and Centeno, 2008; Judge, 2008]。

由于存在辐射转移效应，在宁静区，Ly α 等低阶赖曼谱线的谱形中央一般会反转，在反转区两侧则形成两个峰。但是早期通过火箭和地球轨道卫星所观测的赖曼谱形中央受到地冕中氢原子吸收的严重影响，因此需要根据一定的模型或假设加以修正。图1.6中的左图展示了校正前后的Ly α 谱形。位于L1点的SUMER的观测则没有这个问题。SUMER的工作谱段包含了整个氢原子赖曼系列，能够对Ly β 及更高阶赖曼谱线的谱形进行高空间(~ 1")、时

间(~ 1 s)和谱(~ 44 mÅ)分辨率的观测。*Warren et al.* [1998]对从Ly β 到Ly λ (主量子数 $n=2-11$)的10条赖曼谱线的谱形进行了细致的分析,他们发现:(1)在宁静区,从Ly β 到Ly ϵ ($n=2-5$)的平均谱形都有明显的中央反转,而其他赖曼谱形则没有。(2)具有中央反转的谱形,其双峰一般是不对称的,平均谱形中位于较长波长处的峰(简称红峰)比位于较短波长处的峰(简称蓝峰)要高;而这种不对称性随谱线强度增大而更加显著。(3)与日面中心的观测相比,在日面临边观测的赖曼谱形中央反转更强,双峰之间的距离更大,表明辐射转移效应更强。*Xia* [2003]则发现,与宁静区相比,中低纬冕洞中有更多蓝峰强于红峰的Ly β 谱形。一般认为,赖曼谱形两峰的不对称性与高层大气中各种系统性流动有重要的关系 [*Gouttebroze et al.*, 1978; *Fontenla et al.*, 2002; *Gunár et al.*, 2008]。由于Ly α 的超强辐射会使探测器饱和,一直以来,SUMER无法观测到高质量的Ly α 谱形。

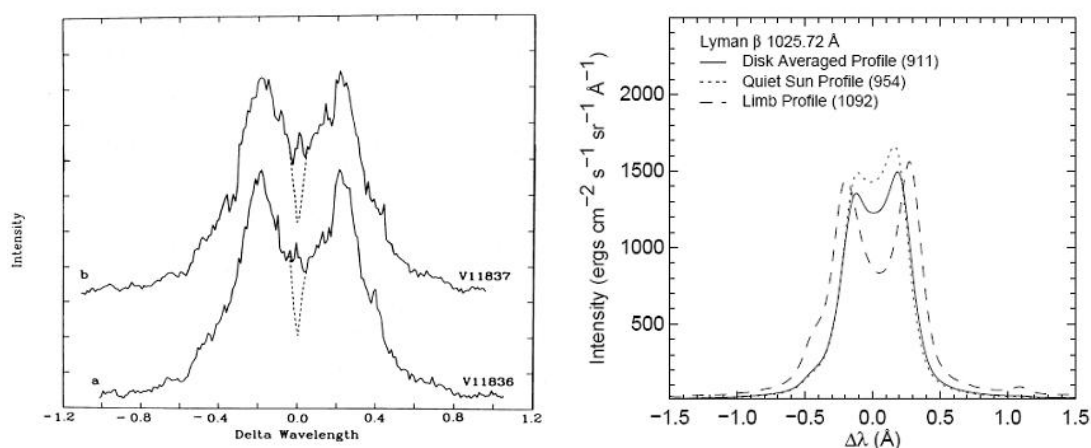


图 1.6 宁静区的Ly α 和Ly β 谱形。左图: 太阳极大年卫星(SMM: Solar Maximum Mission)上搭载的紫外光谱仪和偏振仪(UVSP: Ultraviolet Spectrometer and Polarimeter)所观测的宁静区Ly α 谱形。中央反转区的虚线是实测的,实线是经校正后的结果。右图: SUMER观测的日面平均的(实线)、宁静区的(点线)、临边的(划线)Ly β 谱形。引自*Fontenla et al.* [1988]和*Warren et al.* [1998]。

在临边以外的一定高度温度内,高阶赖曼谱线经常呈现出高斯谱形,因此其谱线宽度可以用来诊断太阳大气中氢原子的温度。*Marsch et al.* [1999]和*Marsch et al.* [2000]发现赖曼谱形的宽度随谱线主量子数的减小而增大。他们还发现,在临边外12 Mm到18 Mm的高度范围内,氢原子的温度仅仅从大约 1×10^5 K增加到 2×10^5 K。如此平缓的温度变化显然与典型太阳大气模型所预言的过渡区中温度陡升的图像[e.g., *Vernazza et al.*, 1981]不相符合。*Marsch et al.* [2000]认为,温度陡升的情形对于过渡区中不同的精细结构可能是成立的,但是对于不同的精细结构,温度陡升处所在的高度不同,而不同精细结构

在视线方向上的叠加便使得温度变化在整体上变得平缓了。

1.3 太阳风起源的观测与理论

太阳风的起源是空间物理领域长期以来未完全解决的关键课题之一。对太阳风起源的研究涉及太阳大气各个层次的等离子体之间的相互作用及其与磁场之间的相互耦合，它不仅对人类认识恒星的物质和能量持续向外输出、粒子加速和磁重联等基本物理过程至关重要，而且是关系着如何保障人类空间环境安全的重要课题。太阳风的源区显然在太阳上，因此太阳风起源与太阳大气尤其是过渡区和日冕的特性有紧密的联系。冕洞被公认为是太阳风高速流的源区。而对于低速流的源区，则有极区冕洞的边界、盔状冕流、活动区边界、小尺度冕洞等多种不同的看法。图1.7显示了Ulysses飞船在两个轨道周期内观测到的太阳风速度。可以看出，在太阳活动极小年，大尺度的冕洞主要位于中高纬区域，发出的太阳风由稳定的高速流所主导；而冕流被限制在低纬区域，对应速度起伏较大的低速流。在太阳活动高年，大尺度的极区冕洞不复存在，冕流和小尺度冕洞几乎分布在所有纬度，导致所有纬度上都分布着起伏易变的中低速太阳风 [McComas *et al.*, 2003]。

1.3.1 冕洞与高速太阳风

1.3.1.1 冕洞的观测特征

冕洞指太阳上日冕辐射最弱的区域。如果用X射线或者形成于日冕温度下的极紫外谱线来观测太阳，冕洞对应着最暗的区域。在光球和低色球的日面辐射图中，冕洞和宁静区并无明显不同。大尺度的极区冕洞占整个日面面积的~15% [Bohlin, 1977]，在太阳活动低年前后可以持续存在7年左右，仅仅在太阳活动高年前后的3-4年消失 [Cranmer, 2009]。极区冕洞有时会延伸到中低纬和赤道地区。在太阳活动高年前后，小尺度的冕洞经常会出现于较低的纬度，其寿命从一个太阳自转周到十几个自转周，面积占整个日面面积的2-5% [Bohlin, 1977]。许多低纬小冕洞位于活动区边界附近。

在白光日冕仪观测到的K冕图像中，冕洞对应着非常暗的区域。由于汤姆逊散射的强度与电子密度成正比，因此很显然，在同一高度上，冕洞里电子密度比周围低。Munro and Withbroe [1972]发现与宁静区相比，冕洞里的电子压力和温度都要低很多。Habbal *et al.* [1993]利用观测到的三条谱线(Mg x 625

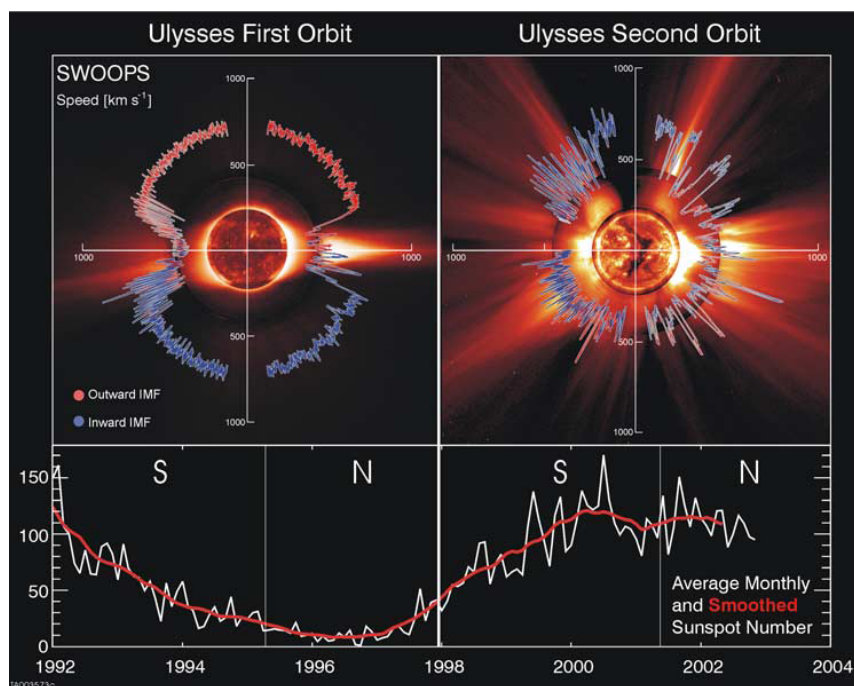


图 1.7 Ulysses 飞船在两个轨道周期内观测到的太阳风速度。上图：太阳风速度随纬度的分布。日冕成像图由 EIT Fe XII 195 Å、Mauna Loa 日冕仪 (700-950 nm) 和 LASCO-C2 白光日冕仪观测的图像从里往外叠加在一起。下图：太阳黑子数在飞船运行时间内的变化曲线。引自 McComas *et al.* [2003]。

Å、Ne VII 465 Å、O VI 1032 Å) 强度两两之比，结合电离平衡假设下的理论计算，发现在临边外 $1.02 R_S$ - $1.07 R_S$ 的高度范围内，冕洞的温度为 7.8 - 9.3×10^5 K，而相同高度范围内周围宁静区的温度为 9.4 - 12×10^5 K。利用 SOHO 飞船上搭载的日冕诊断光谱仪 (CDS: Coronal Diagnostic Spectrometer) 可同时用许多条谱线观测的优点，结合基于 CHIANTI 原子数据库 [Dere *et al.*, 1997; Landi *et al.*, 2006] 的计算，Del Zanna and Bromage [1999] 比较了日面上一个大冕洞及其周围宁静区中的电子温度、密度和元素丰度。结果显示，宁静区的电子密度比冕洞大 2 倍，后者为 2 - 3×10^8 cm⁻³。他们发现，在温度 1×10^6 K 以上，微分辐射量在冕洞比在宁静区要小得多，微分辐射量曲线在冕洞和宁静区的峰值对应的温度分别为 8×10^5 K 和 9.7×10^5 K。Doschek *et al.* [1997] 利用 SUMER 观测的 Si VII (1440 Å/1445 Å) 和 S x (1196 Å/1213 Å) 谱线对诊断冕洞电子密度，发现在极区冕洞之上，电子密度随高度指数下降。

Lemaire *et al.* [1999] 试图从过渡区谱线上寻找冕洞的信息。他们发现，与周围的宁静区相比，形成温度在 7×10^4 - 2.5×10^5 K 之间的谱线在一个低纬冕洞里具有较弱的辐射强度和较大的非热速度。冕洞和宁静区的强度分布 (直方图) 在

过渡区温度下就已显示出不同。对于低过渡区谱线，两个区域的强度分布没有明显不同。但随着温度的增加，二者的差异越来越大，冕洞的强度直方图逐渐变窄变高，并向辐射较弱的一端移动 [Raju and Bromage, 2006]。因此，冕洞在过渡区中部就已表现出与周围宁静区不同的辐射特征。

尽管在低过渡区温度下，冕洞和宁静区的辐射没有明显的区别。但是主要形成于高色球和低过渡区的氦原子和氦离子谱线，则在冕洞里显示出明显的辐射减弱的特征。He I 10830 Å 由于可在地面上进行观测，经常被用来识别和追踪冕洞。由于He I 10830 Å 的产生与波长低于504 Å 的紫外辐射紧密相关，而冕洞在此波段的辐射非常弱，因此He I 10830 Å 在冕洞的辐射也比较弱 [Andretta and Jones, 1997; Centeno et al., 2008]。

在光球磁图上，冕洞是单一磁场极性占主导的区域。单极磁场“开放”地向外延伸，形成大尺度的行星际磁场。逐渐消亡的活动区磁场可能不断地扩散到极区，形成了极区冕洞里的磁场 [Wang, 2009]。尽管冕洞的大尺度磁场结构是开放的，小尺度的双极磁场仍然存在。Zhang et al. [2006]和Hagenaar et al. [2008]对光球磁场的观测研究都表明，宁静区新浮磁流的浮现率比冕洞要高3倍。低矮的小磁环在冕洞和宁静区里的分布密度差不多，但是较高的磁环很少出现在冕洞里 [Wiegmann and Solanki, 2004; Zhang et al., 2006]。

冕洞与宁静区和活动区的另外一个不同表现在它的元素丰度上。冕洞里的元素丰度在光球和光球以上基本没有变化。而在宁静区和活动区，第一电离势(FIP: first ionization potential)较低(≤ 10 eV)的元素的丰度在高色球、过渡区和日冕比在光球有显著的提高 [Feldman and Widing, 2003]。

1.3.1.2 冕洞与太阳风高速流的对应

在太阳风被发现后，便有人预言(高速)太阳风起源于太阳上日冕温度较低、磁场开放的冕洞区域 [e.g., Pneuman and Kopp, 1971; Noci, 1973]。Krieger et al. [1973]结合对日成像观测和1 AU处的实地测量，认证出太阳上的一个大冕洞是一个重现性太阳风高速流的源区。经过数十年的研究，现在已经极少有人对太阳风高速流源于冕洞的说法提出异议。

人们常借助势场源表面(PFSS: Potential Field Source Surface)模型来将行星际空间中的结构与太阳上不同磁场结构的区域联系起来。该模型以观测到的光球磁场为下边界，假设太阳磁场在 $\sim 2.5 R_S$ 以下是势场，在此之上磁场都是径向的。在太阳活动极小年，根据势场源表面模型计算得到的极区大尺度磁场呈超

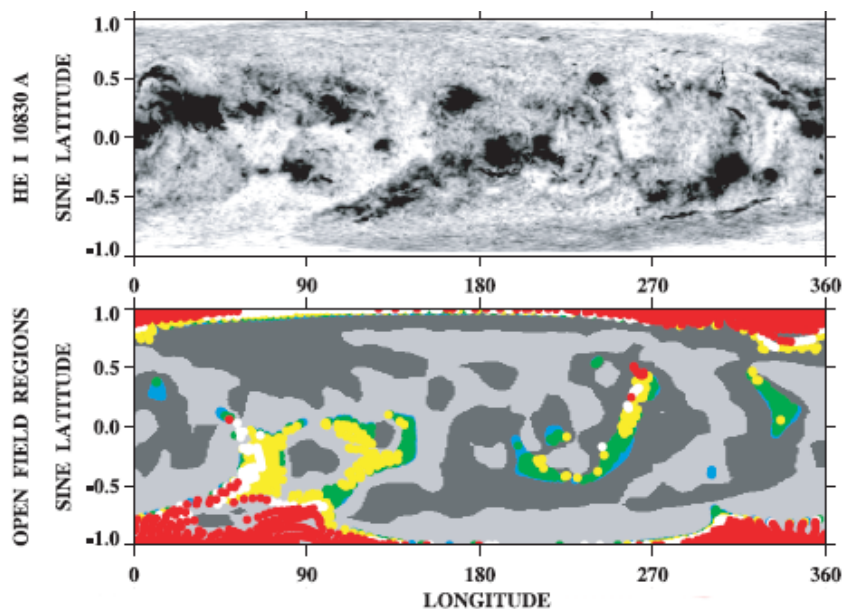


图 1.8 冕洞与太阳风高速流的对应。上图：He I 10830 Å 线的辐射强度图，白色和黑色分别表示辐射弱和强。下图：势场源表面模型给出的开放磁场区域，深灰色和浅灰色的背景表示不同的磁场极性；颜色表示太阳风速度 V ，其中红色代表 $V > 750 \text{ km s}^{-1}$ ，白色代表 $650 < V < 750 \text{ km s}^{-1}$ ，黄色代表 $550 < V < 650 \text{ km s}^{-1}$ ，绿色代表 $450 < V < 550 \text{ km s}^{-1}$ ，蓝色代表 $V < 450 \text{ km s}^{-1}$ 。引自 Wang and Sheeley [2006]。

径向向外扩展，并开放到行星际空间。根据势场源表面模型，高速流与冕洞具有明显的对应关系 [Arge and Pizzo, 2000; Luhmann et al., 2002; Wang and Sheeley, 2006; Wang, 2009]。图1.8显示了一个太阳自转周内 He I 10830 Å 的辐射强度分布与太阳风速度分布之间的对应关系，清楚地反映了高速流与冕洞的对应。

高速流起源于冕洞的另外一个证据是二者元素丰度的特点相似。高速流中低FIP的元素丰度与光球的相差不大，这与冕洞中低FIP元素丰度的特点一致 [von Steiger et al., 2000; Zurbuchen et al., 2002; Feldman et al., 2005]。此外，通过分析离子电离状态，人们发现高速流中的冻结温度比较低，大约为 $8 \times 10^5 \text{ K}$ ，与冕洞里测量到的电子温度大小相吻合 [Feldman et al., 2005]。

极羽是在极区冕洞上方经常被观测到的一种羽毛状(或射线状)的结构，可以稳定地存在几小时到一两天。对K冕的白光观测就可以明显的看到辐射增强的极羽，表明极羽里电子密度比周围要大些。极羽可能描绘了极区近似垂直的开放磁力线。许多极紫外波段的观测分析表明，与极羽相比，极羽之间相对较暗的间隙区域视向或径向速度更大、谱线非热展宽也更大 [Wilhelm et al., 1998b; Giordano et al., 2000]。Widing and Feldman [1992]发现，低FIP元素的相对丰度在

极羽里远大于光球；而在极羽间隙，低FIP元素的丰度与光球的相差不大。这些观测特征都表明，极羽间隙更可能是高速太阳风外流的通道，而极羽则仅仅是冕洞里的一种准静态的结构 [Teriaca *et al.*, 2003]。但是，也有一些人提出了不同的意见，如Gabriel *et al.* [2003]就认为极羽和极羽间隙对高速太阳风物质供应的贡献各占一半。

图1.9是STEREO (Solar Terrestrial Relations Observatory)飞船上搭载的极紫外成像仪(EUVI: Extreme Ultraviolet Imager)在195 Å波段对一个极区冕洞的成像。图中可以看到，有些极羽的足点在冕洞里的亮点附近。Wang [1998]认为小尺度双极磁场与网络中单极性的背景磁场在较低的高度上相互作用，通过磁重联产生局地日冕加热，形成日冕亮点，以及X射线射流 [Shibata *et al.*, 1992; Cirtain *et al.*, 2007]。这些射流可能对太阳风的物质供应起到一定作用 [Cirtain *et al.*, 2007]。在Wang [1998]模型中，加热产生的能量一部分通过辐射损失掉，另一部分通过热传导(以高能电子的形式)下传到色球顶部，多数转换为色球和过渡区的辐射，剩下的能量沉积造成色球物质蒸发，并沿着延伸到日冕的磁流管上行，形成极羽。

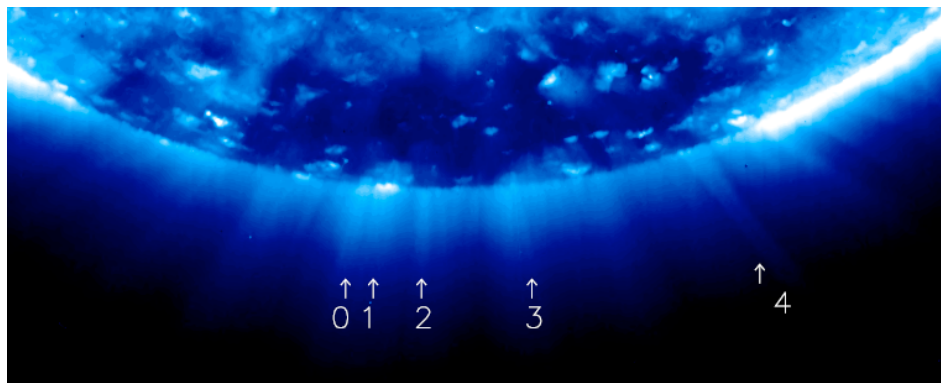


图 1.9 极区冕洞和极羽。STEREO-EUVI 195 Å波段对一个极区冕洞的成像。图中的箭头和数字标识出了几个极羽。引自Curd *et al.* [2008c]。

1.3.1.3 冕洞中太阳风的初始外流

前面提到，在宁静区，过渡区谱线的平均多普勒频移随谱线形成温度而变化。在冕洞中，类似的变化规律也存在 [Xia *et al.*, 2004]，即形成于低过渡区的谱线具有微弱的红移；随着温度的增加，红移越来越显著，在 2×10^5 K左右达到最大；到高过渡区，温度大于 5×10^5 K时，谱线的平均多普勒频移变为蓝移。Stucki *et al.* [2000]和Xia [2003]对SUMER观测的众多谱线的多普勒频移进行

了系统的分析,发现在过渡区,随着谱线温度的增加,宁静区和冕洞的平均多普勒频移之差越来越大。即温度越高,冕洞相对于宁静区的蓝移就越大。

高过渡区谱线Ne VIII 770 Å形成于网络磁场由色球向日冕急剧扩展的过渡区顶部,形成温度为 6.3×10^5 K,处于过渡区谱线的平均多普勒频移由红移逐渐变为蓝移的关键区域,近年来在太阳风起源的研究中占有非常重要的地位。观测发现在极区冕洞中的多数位置,Ne VIII都显示蓝移,平均蓝移约为 3 km s^{-1} ,这些蓝移的区域被认为是太阳风的源区 [Hassler et al., 1999; Wilhelm et al., 2000]。Hassler et al. [1999]发现最强的蓝移位于网络尤其是多个超米粒组织交界的地方,从而首次通过直接观测揭示了太阳风起源于网络组织。Xia [2003]系统研究了中低纬冕洞的光谱学特性,发现和极区冕洞一样,中低纬冕洞里也存在较强的蓝移。Xia et al. [2003]分析了一个低纬冕洞,发现强蓝移主要位于冕洞里较暗的区域,光球磁场表现为单极性;而在辐射较强的区域,蓝移较弱,磁场表现为混合极性。Aiouaz et al. [2005]研究了一个低纬冕洞中Ne VIII蓝移与网络组织的关系,得到最强蓝移位于网络边界而非网络中心的结论。

Tu et al. [2005b]通过对外推磁场结构和极紫外观测做相关分析,确定了红移的谱线和蓝移的谱线大致的形成高度,从而确定了太阳风起源的高度应该在光球之上5-20 Mm的过渡区。他们发现Ne VIII的强蓝移区域与通过磁场外推技术重构出来的磁漏斗位置相吻合,从而揭示了太阳风起源于磁漏斗结构。基于这一观测结果, Tu et al. [2005b]提出了一个全新的磁重联驱动的三维太阳风起源的模型,该模型完全不同于以往的关于太阳风起源的一维图像。该模型认为,网络内区的中尺度(延伸到色球和过渡区高度)闭合磁环结构在光球超米粒对流运动的驱动下,向着位于网络组织的漏斗状开放磁结构运动。通过闭合磁环与漏斗状磁结构的磁重联,磁环中的等离子体注入到漏斗状磁结构内,一部分向上运动成为太阳风的一部分,而另一部分向下运动成为超米粒对流运动的一部分。因此太阳风起源于磁漏斗中向上及向下运动的分界点。初步的模拟研究支持了这一图像 [Büchner and Nikutowski, 2005; He et al., 2008]。

需要指出的是,形成于高色球和低过渡区的谱线He I 584 Å在冕洞中也呈现出蓝移 [Peter, 1999; Wilhelm et al., 2000]。但是Peter [1999]经过仔细分析后发现,He I的蓝移从日心到临边呈上升趋势,这与稳定的近似径向的太阳风外流所应呈现的趋势相反,因此认为He I的蓝移并非太阳风起源的信息,而更可能是由于冕洞中较强的辐射转移效应造成He I的蓝翼辐射增强,或者红翼被吸收。

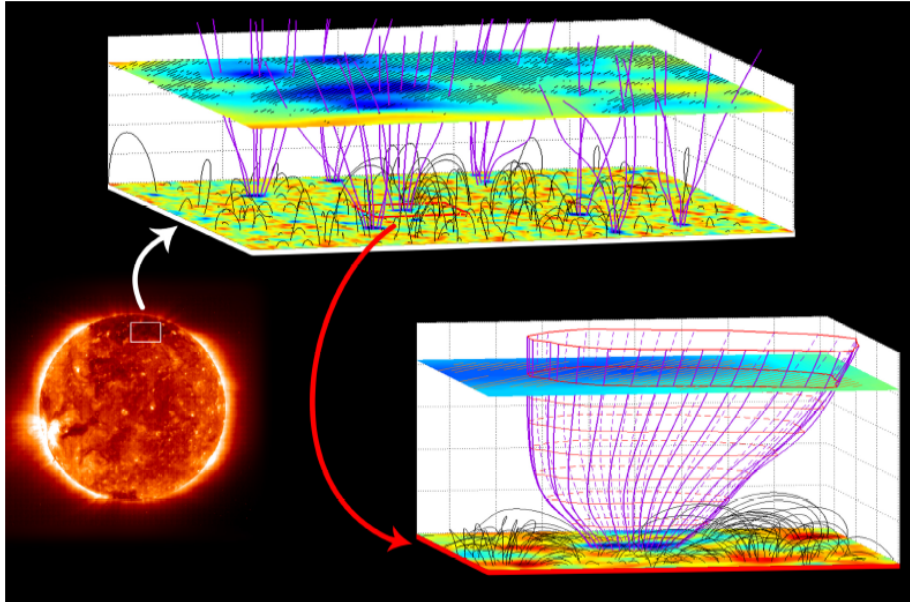


图 1.10 高速太阳风源于网络组织中的开放磁漏斗结构。左下图：EIT Fe XII 195 Å波段的日冕成像；上图：左下图中白色长方形区域的三维磁场结构(黑色表示闭合磁环，紫色表示开放磁力线)，两个水平面上分别显示了0 Mm和20 Mm高度上的磁图(红蓝表示两种极性)，斜线表示Ne VIII蓝移非常强($>7 \text{ km s}^{-1}$)的区域。右下图：磁漏斗及其周围的闭合磁环。引自Tu et al. [2005b]。

1.3.2 低速太阳风的源区

对于低速流的源区，目前有多种不同的看法。在1 AU处观测到的低速流中，低FIP的元素丰度是光球的3-4倍，冻结温度为 $1.4-1.6 \times 10^6 \text{ K}$ ，这些特性与典型冕洞中的元素丰度和电子温度差别很大 [von Steiger et al., 2000; Woo et al., 2004; Feldman et al., 2005]。因此，低速流应该起源于大尺度冕洞之外的区域。

在太阳活动低年以及上升相，两极冕洞边界的开放磁力线超径向扩展到低纬和赤道区域，并在位于赤道附近的冕流上方形成很薄的等离子体片。位于冕洞边界与冕流之间的区域，以及冕流尖端上方的等离子体片区域，都被认为是低速太阳风的源区 [Wang et al., 2000; Wang and Sheeley, 2006; Antonucci, 2006; Susino et al., 2008]。Wang et al. [1990]认为极区冕洞边界的磁流管扩展因子比较大，导致多数能量在较低的高度上被耗散掉，而只剩下较少的能量可以加速太阳风，从而只能形成低速流。

SOHO飞船上搭载的广角光谱日冕仪(LASCO: Large Angle Spectrometric Coronagraph)发现有等离子体微团(blob)从冕流尖端上方不断地流出来，追踪这

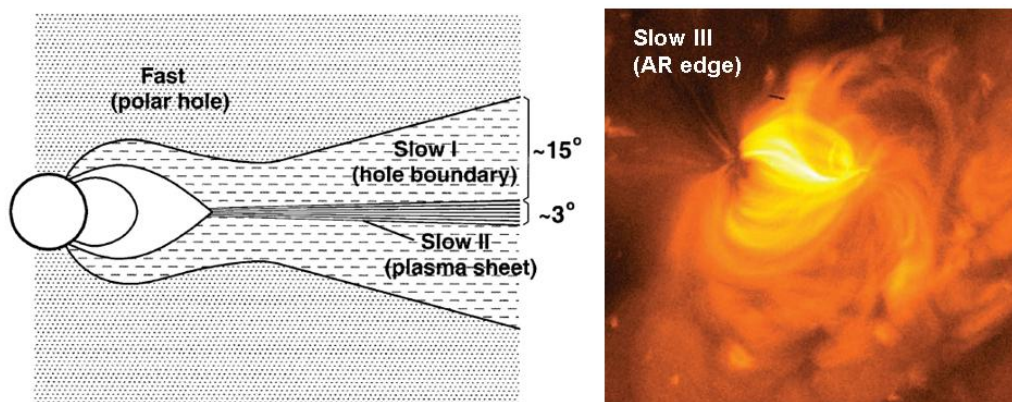


图 1.11 低速太阳风的源区。左图：太阳活动低年的太阳风源区：高速流源于极区大冕洞，低速流源于极区冕洞的边界以及冕流尖端的上方。右图：Hinode飞船上搭载的X射线望远镜(XRT: X-Ray Telescope)对一个活动区的成像；活动区边界的暗区(小冕洞)是低速流的源区。引自Wang *et al.* [2000]和Sakao *et al.* [2007]。

些微团的运动可以得到低速太阳风速度随距离的变化，结果显示在 $30 R_S$ 的范围内，低速太阳风的速度就已接近其在1 AU处的速度，说明 $30 R_S$ 以外太阳风基本没有加速 [Sheeley *et al.*, 1997; Tappin *et al.*, 1999; Chen *et al.*, 2009]。

在太阳活动极大年前后，小尺度的冕洞经常离散地分布在日面上的各个纬度区域。这些小尺度冕洞经常与消亡的活动区相联系，被认为是太阳风低速流的源区 [Wang *et al.*, 1990; Neugebauer *et al.*, 1998; Wang and Sheeley, 2006]。低速流中离子的高电离状态使人们很容易想到其源区有可能是太阳上温度较高的活动区 [Liewer *et al.*, 2004]。Kojima *et al.* [1999]借助日面磁场模型，发现低速流与活动区边界单极性的开放磁场区域相联系。活动区周围辐射较暗的区域经常与开放磁力线相联系 [Marsch *et al.*, 2004; Sakao *et al.*, 2007]。高分辨率的成像观测和光谱学观测都表明，暗区中存在连续不断的稳定的物质外流现象 [Sakao *et al.*, 2007; Harra *et al.*, 2008]。Del Zanna [2008]进一步发现，活动区边界暗区里的谱线蓝移随形成温度的增加而增大。

在太阳活动的下降相，极区冕洞有时会延伸到赤道附近 [Xia, 2003]，从而在中低纬度出现重现性高速流 [Wang and Sheeley, 2006]。然而Raju [2009]在比较过渡区谱线在极区冕洞及其向赤道延伸部分的性质后，发现相对于向赤道延伸的部分，极区冕洞里的谱线偏蓝移，并且谱线宽度更大。基于这一观测，Raju [2009]认为赤道冕洞发出的太阳风速度可能比极区冕洞要低。

1.3.3 太阳风的加热和加速机制

1.3.3.1 日冕加热机制

太阳风的起源和加速与日冕加热是紧密联系在一起 [e.g., *Hollweg, 1986; Tu and Marsch, 1997*]. 日冕加热所需能量的最终来源应该是对流层 [e.g., *Cranmer, 2009*]. 归纳起来, 日冕加热主要有两种机制: 直流加热和交流加热。

直流加热指的是微/纳耀斑(Micro/Nano Flares)里小尺度电流片的焦耳耗散。微/纳耀斑可认为是耀斑的微缩版, 其能量要远小于一般耀斑, 但是发生的频率却远高于一般耀斑 [*Moore et al., 1999*]. 遍布全球的各种尺度的微/纳耀斑可能在日冕加热的过程中起了关键因素。*Parker [1988]*认为, 光球对流运动使磁力线纽结编织在一起, 从而在太阳大气里形成许多小尺度的切向间断面, 通过磁场重联释放能量。

交流加热即波动的能量耗散后加热日冕。声波和慢磁声波一般较难传播到日冕, 快磁声波和阿尔芬波则可以传播到日冕 [e.g., *Vocks and Marsch, 2002; Xia, 2003*]. 阿尔芬波可以有效地加热日冕。但是由于剪切阿尔芬波不可压缩并且无衰减, 需要通过有效的耗散机制才能把能量释放出来。高频(1-1000 Hz)阿尔芬波被认为可以通过离子回旋共振的机制耗散 [e.g., *Tu and Marsch, 1997; Marsch and Tu, 1997*]. 而低频(<0.1 Hz)阿尔芬波则可以通过波模转换或者磁流体湍流串级的方式耗散。比如*Suzuki and Inutsuka [2005]*认为光球米粒运动产生的低频阿尔芬波上传后非线性演化为慢磁声波, 再通过激波耗散。低频阿尔芬波上传后可能在阿尔芬速度梯度很大的过渡区被部分反射回来 [*Kudoh and Shibata, 1999; Cranmer et al., 2007*], 产生很强的磁流体湍动, 在垂直于磁场的方向上串级耗散加热日冕 [*Cranmer et al., 2007*]. 低频阿尔芬波也可以串级到高频, 然后通过离子回旋共振加热日冕和太阳风 [*Hu et al., 1999; Li et al., 1999; Chen and Hu, 2001*]. 另外, 相位混合也是剪切阿尔芬波耗散加热日冕的有效机制 [e.g., *Heyvaerts and Priest, 1983*]. 当垂直于磁场方向上的波长可与离子回旋半径或离子惯性长度相比拟时, 离子不再是磁化的, 剪切阿尔芬波则转换为可压缩和易耗散的动力学阿尔芬波。一些人认为通过波粒相互作用, 动力学阿尔芬波的能量可以很容易被耗散掉, 从而有效地加热日冕 [e.g., *Hasegawa and Chen, 1976; Wu and Fang, 1999; Wang et al., 2009*].

网络组织里小尺度的磁重联活动(微耀斑)不但产生许多小尺度的电流片,

也可能产生高频阿尔芬波 [Axford and McKenzie, 1992; Axford et al., 1999; Moore et al., 1999; Falconer et al., 2003]。因此, 电流片耗散和阿尔芬波耗散这两种机制在日冕加热的过程中可能同时起着重要的作用。

1.3.3.2 离子回旋共振

高频阿尔芬波在离子回旋频率附近与离子共振的机制被认为是太阳风加热的一种有效机制 [Tu and Marsch, 1997; Marsch and Tu, 1997; Hackenberg et al., 2000]。高频阿尔芬波可以由网络组织里小尺度的磁重联产生 [Axford and McKenzie, 1992; Axford et al., 1999], 也能由低频阿尔芬波通过串级转换而来 [Hu et al., 1999; Li et al., 1999]。Peter and Vocks [2003]认为回旋共振产生的加热在磁漏斗急剧扩展的区域(太阳过渡区)最强。由于磁场急剧扩展, 根据磁通量守恒, 磁场强度的范围在这一区域非常大, 因此离子回旋频率的范围也非常大, 这就跟阿尔芬波谱中很宽的频率范围相吻合, 从而造成这一区域的加热率非常高。

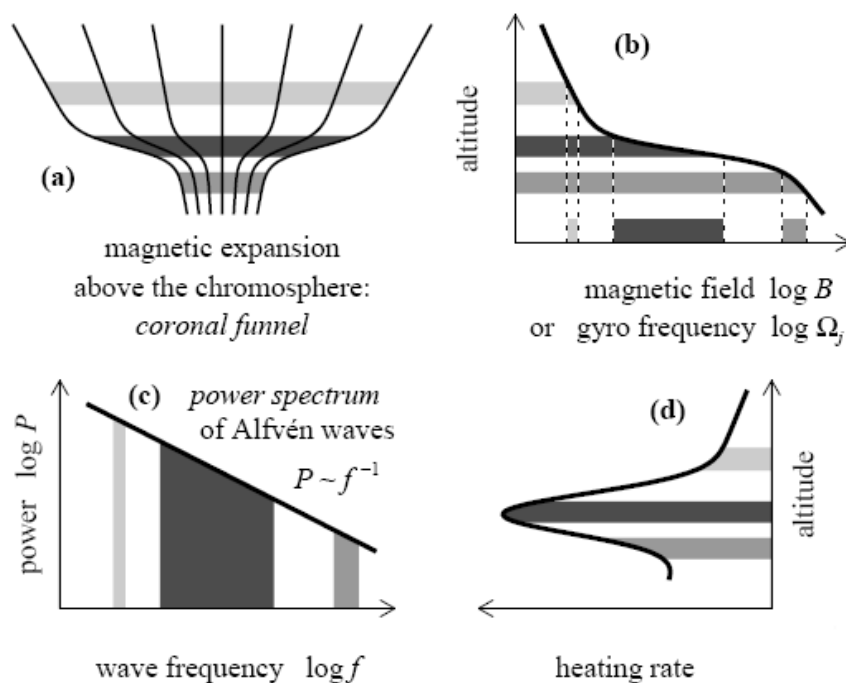


图 1.12 磁漏斗中的离子回旋共振加热。(a): 磁漏斗中的磁力线随高度增加而不断扩展; (b): 离子回旋频率随高度的变化; (c): 阿尔芬波谱; (d): 加热率随高度的变化。引自 Peter and Vocks [2003]。

离子回旋共振加热会导致离子在垂直于磁场的方向上被大大加热, 从而造成离子的垂直温度大于平行温度。共振会导致离子温度远大于电子温

度。具有较低回旋频率的离子将首先被加热，由于回旋频移与离子质量成反比，因此重离子将被优先加热和加速。质子温度的各向异性早在20世纪80年代初就已被人们所认识，通过分析Helios飞船的数据，*Marsch et al.* [1982]发现 $T_p(\perp) > T_p(\parallel)$ 是行星际高速太阳风中质子温度的典型特征。SOHO飞船上搭载的紫外日冕仪和光谱仪(UVCS: Ultraviolet Coronagraph Spectrometer)对扩展日冕(1.5-4 R_S)的观测显示极紫外谱线的宽度很大，表明离子的垂直温度很大 [*Kohl et al.*, 1998]。结合模型计算，可以得到垂直温度远大于平行温度的结论 [*Cranmer et al.*, 1999, 2008]。根据多普勒致暗效应，UVCS还发现在2 R_S 以上， O^{+5} 离子平行于磁场方向的速度比质子大 [*Kohl et al.*, 1998; *Li et al.*, 1998]。图1.13清楚的显示了这一关系。需要指出的是，这里提到的质子参数是根据UVCS观测的氢原子Ly α 谱线得出的。由于日冕里的氢核大多数时间都以自由质子的形式存在，只有在很短的时间里成为束缚态的氢原子，因此在3 R_S 以下，氢原子的等离子体参数被认为是质子参数的很好近似 [*Allen et al.*, 2000; *Cranmer*, 2009]。SUMER对临边日冕的光谱学观测表明，在1.17 R_S 以下，离子温度就已远大于电子温度，并且温度随离子质荷比的增大而增大，从而支持离子回旋共振加热日冕和太阳风的理论 [*Tu et al.*, 1998; *Dolla and Solomon*, 2008, 2009; *Landi and Cranmer*, 2009]。

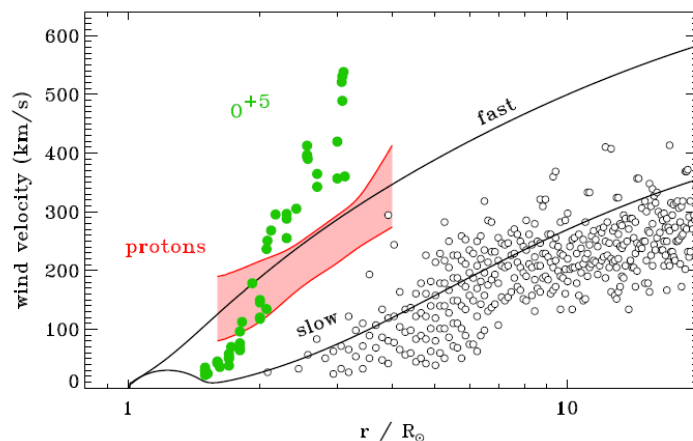


图 1.13 太阳风速度的径向变化。UVCS观测到的极区冕洞里的质子速度为红色区域， O^{+5} 离子速度为绿色圆点。圆圈表示LASCOS观测到的冕流上方等离子体微团的速度。黑线表示Cranmer *et al.* [2007]模型计算的高、低速太阳风的速度。引自Cranmer [2009]。

1.3.3.3 太阳大气中的阿尔芬波

尽管阿尔芬波很早就被认为在加热日冕和加速太阳风的过程中起到了非常

重要的作用，但是人们一直没有找到阿尔芬波在太阳上存在的直接证据。假设阿尔芬波无耗散，则其振幅应该与密度的四分之一一次方成反比 [Moran, 2001]。将谱线的非热展宽理解为全部来自阿尔芬波的贡献，并根据谱线对强度之比诊断电子密度，*Banerjee et al.* [1998]，*Doyle et al.* [1998]和*Banerjee et al.* [2009]发现在冕洞外250''以下的高度范围内，谱线的非热展宽大致与电子密度的四分之一一次方成反比，这一结果被解释为无耗散向外传播的阿尔芬波存在的证据。

Tomczyk et al. [2007]通过分析美国新墨西哥州国家太阳观测站日冕多通道偏振仪(COMP: Coronal Multi-Channel Polarimeter)观测的Fe XIII 10747 Å辐射，认为日冕辐射中存在沿磁力线传播的不可压缩的阿尔芬波，其相速度为1000-4000 km s⁻¹。而借助Hinode飞船上搭载的太阳光学望远镜(SOT: Solar Optical Telescope)极高空间分辨率的观测，*De Pontieu et al.* [2007b]和*He et al.* [2009b]分别发现冕洞外的针状体中存在低频和较高频率的横向振荡，并认为这些振荡是上传的阿尔芬波。

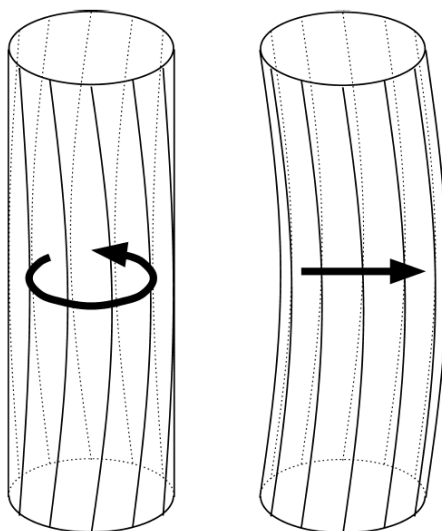


图 1.14 柱状等离子体中的扭转阿尔芬波和快磁声波Kink波模。左图：扭转阿尔芬波情形下磁力线沿方位角方向横向振荡。右图：快磁声波Kink波模情形下等离子体柱整体横向振荡。引自*Van Doorselaere et al.* [2008]。

然而*Van Doorselaere et al.* [2008]指出，按照经典磁流体力学理论，太阳大气中柱状等离子体结构里的阿尔芬波只可能以扭转阿尔芬波的形式存在，等离子体柱里的磁力线只能沿方位角的方向横向振荡，离柱轴不同距离处的磁力线以不同相位振荡，相互独立。这样的结果便是等离子体柱整体并不出现振荡。等离子体柱整体振荡则是快磁声波Kink波模的特征，而kink波模近似不可压，

其相速度也与阿尔芬速度相近。柱体中阿尔芬波受到很强的相位混合效应，因此很容易被耗散掉。基于这些分析，*Van Doorselaere et al.* [2008]认为*Tomczyk et al.* [2007]，*De Pontieu et al.* [2007b]和*He et al.* [2009b]观测到的现象其实应该是Kink波模。*He et al.* [2009a]进一步发现这些波模的产生可能与色球中小尺度的磁场重联有关。

如果沿垂直于磁力线的方向观测扭转阿尔芬波，在同一时刻，柱的两边分别呈现靠近和远离观测者的运动。因此，阿尔芬波在观测上的特征不是整体的多普勒频移，而是谱线宽度的周期性振荡 [*Van Doorselaere et al.*, 2008]。*Jess et al.* [2009]发现在一个辐射很强的位置，色球谱线 H_{α} 的谱线宽度存在126-700 s的周期性振荡，这一现象被解释为传播到色球的阿尔芬波，估算表明其携带的能量足以加热日冕。

1.4 过渡区和太阳风起源的研究中尚未解决的问题

20世纪中期以来，一些卫星和火箭的观测使得人们对过渡区的平均特性和结构有了一定的了解。观测上的进展也促进了过渡区建模和太阳风起源模型的研究。但是对于过渡区的时空特性随不同日面区域的变化，以及过渡区在太阳风起源过程中的作用，人们还知之甚少。在这一领域，尚未解决的课题包括：

(1)太阳风是否可以从宁静区起源？*Hassler et al.* [1999]认为在宁静区中，高过渡区的蓝移可能也是太阳风起源的信息。但是宁静区的磁场结构是闭合的，如何能够产生外流的太阳风，仍是个未知数。

(2)过渡区流场到底是瞬变的还是稳定的？随着观测仪器时间分辨率的不断提高，人们认识到过渡区是一个动态的瞬变的等离子体区域 [e.g., *Innes et al.*, 1997]。然而另外一些观测则发现过渡区的流场结构可以比较稳定地保持数小时到数天 [e.g., *Dammasch et al.*, 2008]。因此，过渡区流场的真实图像仍不明朗。

(3)冕洞与宁静区中的过渡区结构和特性有无区别？过去，人们对过渡区结构的研究大多是针对其平均的结构特征 [e.g., *Patsourakos et al.*, 1999]。然而实际上，磁场结构明显不同的冕洞和宁静区很可能具有不同的过渡区特性。迄今很少有人研究这一不同。

(4)氢原子 $Ly\alpha$ 谱线的谱形在不同区域有什么特点？由于 $Ly\alpha$ 的极高辐射强度会导致SUMER探测器的饱和，因此过去人们一直无法获得不受地冕吸收影响的 $Ly\alpha$ 谱形。但是由于 $Ly\alpha$ 谱线的辐射是低过渡区主要的辐射损失，并且这

条谱线在未来的空间探测计划如Solar Orbiter [Marsch *et al.*, 2002]、KuaFu [Tu *et al.*, 2008]、SMESE [Vial *et al.*, 2008]中都占有重要地位, 因此有必要对Ly α 的辐射特性进行深入的研究。

(5)冕洞中高速太阳风的初始加速过程有什么特点? 尽管SUMER的观测发现太阳风高速流在高过渡区中就已呈现出 $\sim 3 \text{ km s}^{-1}$ 的外流速度 [e.g., Hassler *et al.*, 1999; Wilhelm *et al.*, 2000], 而UVCS的观测也给出了太阳风高速流在扩展日冕中的运动速度 [e.g., Kohl *et al.*, 1998; Li *et al.*, 1998; Telloni *et al.*, 2007], 但是在高过渡区和扩展日冕之间的内日冕(低日冕), 光谱学的观测还没能给出高速太阳风流动的信息。因此, 高速太阳风从过渡区到内日冕和扩展日冕的连续加速过程还没有被观测到。

(6)为何活动区与宁静区中的流场具有不同的温度特性? 在活动区中, 过渡区中部的流场与高过渡区以及低日冕的流场特征相似 [e.g., Marsch *et al.*, 2004; Dammasch *et al.*, 2008]。这与宁静区里的情况完全不同。目前, 几乎没有人讨论过造成这一不同的原因。

(7)黑子和谱斑中的过渡区特性有何不同? 尽管数百年来, 人们对黑子和谱斑在低层大气(光球和色球)中的特征进行了大量研究, 然而对于黑子和谱斑区域的过渡区结构和等离子体特性, 人们了解得还非常少。

本文将通过系统的数据分析, 着眼于回答如上问题, 以期进一步促进过渡区和太阳风起源的研究。

第二章 有关观测仪器和数据分析方法

2.1 太阳的远紫外/极紫外观测

远紫外和极紫外波段的太阳辐射是研究高色球、过渡区和低日冕的重要工具。在过去六十多年的时间里，人类通过火箭和卫星观测，获得了大量的太阳紫外光谱，使得我们对太阳高层大气的结构和动力学过程有了全面深入的了解。

2.1.1 太阳的远紫外/极紫外观测历史

由于地球大气中臭氧等分子的吸收，太阳的紫外辐射到达地面后非常弱。在高山上或者通过飞行高度在30 km以下的气球观测，可以发现太阳的紫外辐射随着离地面距离的增加而增强 [Wilhelm *et al.*, 2004]。

1946年10月10日，美国海军研究实验室(NRL: Naval Research Laboratory)运用德国V2火箭上搭载的光栅光谱仪，首次在88 km的高空获得了2200 Å-3400 Å的太阳紫外光谱 [Baum *et al.*, 1946]。这一划时代的事件标志着人类对太阳大气的研究进入到一个全新的阶段。

从1946年到1973年，人们利用火箭和轨道太阳观测站(OSO: Orbiting Solar Observatory)等卫星，对太阳紫外辐射进行了超过20次的观测，获得了大量日面紫外成像和光谱数据，并且观测波长覆盖到整个紫外(包括远紫外/极紫外)波段 [Wilhelm *et al.*, 2004]。随着时间的推移，观测仪器的空间分辨率和谱分辨率都稳步提高。这些观测为人类认识高色球、过渡区和日冕提供了重要线索。

1973年5月上天的天空实验室(Skylab)是美国的第一个空间站，搭载的阿波罗望远镜(ATM: Apollo Telescope Mount)中含有6台仪器 [Reeves *et al.*, 1972]。其中S082B紫外光谱仪 [Bartoe *et al.*, 1977]首次发现过渡区谱线的红移特征 [Doschek *et al.*, 1976]。S082B的观测表明，太阳过渡区存在不均匀分布的精细结构，并且其辐射可以是迅变的。此外，ATM对冕洞在极紫外和X射线波段的形态特征也进行了大量的观测。OSO系列的最后一颗卫星OSO 8于1975年6月上天，并运行到1978年的10月，所搭载的紫外光谱仪对色球和过渡区进行了首次高空间分辨率和高谱分辨率的观测 [Bonnet, 1981]。从1975年到1992年，高分辨率望远镜和光谱仪(HRTS: High Resolution Telescope and Spectrograph)被多次放到

火箭以及Spacelab 2飞船上 [Bartoe and Brueckner, 1975; Brueckner et al., 1986], 其工作波长范围约为1175 Å-1710 Å, 空间分辨率高达 $\sim 1''$, 谱分辨率为50 mÅ。HRTS在过渡区精细结构和小尺度瞬变现象的研究方面取得了一些重要成果, 比如发现并详细研究了过渡区爆发事件。除此之外, 在20世纪的最后30年里, 还有其他许多仪器在紫外波段对太阳进行了观测 [Wilhelm et al., 2004], 为人类认识太阳高层大气的结构特征起到了重要的作用。Mariska [1992]系统地总结了这些早期研究成果。

太阳和日球层观测站(SOHO: Solar and Heliospheric Observatory)是迄今最成功的科学卫星之一。它于1995年12月上天, 并于1996年2月抵达日地连线上的第一拉格朗日点(L1), 而后在围绕着该点的晕轨道上运行至今。L1点离地球距离为150万公里, 是观测太阳的极佳位置。SOHO飞船的科学目标主要有三个: (1)利用日震技术研究太阳内部, (2)探索日冕加热机制, (3)研究太阳风的起源与加速 [Domingo et al., 1995]。SOHO飞船上搭载有12台科学仪器, 对于研究过渡区结构和太阳风起源有帮助的仪器主要有5台。其中太阳紫外辐射测量仪(SUMER: Solar Ultraviolet Measurements of Emitted Radiation) [Wilhelm et al., 1995; Lemaire et al., 1997]、日冕诊断光谱仪(CDS: Coronal Diagnostic Spectrometer) [Harrison et al., 1995]以及紫外日冕仪和光谱仪(UVCS: Ultraviolet Coronagraph Spectrometer) [Kohl et al., 1995]可以分别对不同高度(从色球和过渡区到内日冕以及扩展日冕)的太阳大气进行极紫外/远紫外波段的光谱学观测, 对于过渡区结构和太阳风起源的研究贡献非常大。极紫外成像望远镜(EIT: Extreme-ultraviolet Imaging Telescope)可用304 Å、171 Å、195 Å、284 Å等4个波段对全日面进行连续成像, 其空间分辨率可达 $5.2''$ [Delaboudinière et al., 1995], 对于追踪冕洞形态、研究色球和过渡区网络组织、监测太阳爆发等方面的研究贡献良多。迈克尔逊多普勒成像仪(MDI: Michelson Doppler Imager)虽然不是工作在紫外波段, 但它提供的光球纵向磁场可用于重构光球之上的磁场结构。其空间分辨率在一般工作模式下约为 $4''$, 在高分辨率工作模式下可达 $1.2''$ [Scherrer et al., 1995]。

1998年4月发射升空的过渡区和日冕探索者(TRACE: Transition Region and Coronal Explorer)卫星主要对太阳上局部区域进行了高空间分辨率(可达 $1''$)和高时间分辨率(可达数秒)的成像观测 [Handy et al., 1999]。TRACE的视场为 $8.5' \times 8.5'$, 可在白光和7个极紫外/远紫外波段进行观测。其中的171 Å、195 Å、284 Å等3个波段主要观测日冕的辐射, 而1216 Å、1550 Å、1600 Å、1700 Å波段则

可用于研究色球和过渡区的辐射特征和动态现象。TRACE可以全程追踪太阳表面局部区域内很多动态现象与结构的发展过程,例如耀斑爆发、日冕亮点的产生与演化、网络组织的演化、色球网络内区辐射结构的演化、针状体中的振荡等。TRACE的观测证明了过渡区和日冕是由极其精细的结构组成的,并且其辐射具有很强的瞬变性。

进入21世纪,人类开始着手对太阳进行三维观测。日地关系观测站(STEREO: Solar Terrestrial Relations Observatory)计划包括两艘飞船,已于2006年10月发射升空。随后,两艘飞船逐渐分开,一艘先于地球,另一艘滞后于地球,太阳与两艘飞船连线的夹角不断增大。这样两艘飞船上搭载的仪器便可以对太阳以及行星际空间的同一结构或现象进行不同角度的观测。STEREO飞船上搭载有4个仪器包,包括对太阳和日球层的成像观测仪器和行星际空间的实地测量仪器。其中的日地关系仪器包(SECCHI: Sun Earth Connection Coronal and Heliospheric Investigation)包含有两个日冕仪、一个日球层成像仪以及一个极紫外成像仪(EUVI: Extreme UltraViolet Imager) [Wueller *et al.*, 2004]。利用极紫外成像仪对日面上同一结构或现象(如活动区磁环、极区射流、极羽等)不同侧面的成像观测,可以重构出该结构的三维形态 [e.g., Feng *et al.*, 2007; Patsourakos *et al.*, 2008; Feng, 2009]。

差不多与STEREO飞船同时,日出(Hinode或者Solar-B)卫星于2006年9月也顺利升空。其搭载的极紫外成像光谱仪(EIS: EUV Imaging Spectrometer)可以用多条形成于日冕和过渡区的谱线来同时进行光谱学观测,对于诊断太阳高层大气里的电子密度、温度以及流场等非常有利 [Culhane *et al.*, 2007]。Hinode卫星上的另外两台仪器太阳光学望远镜(SOT: Solar Optical Telescope) [Tsuneta *et al.*, 2008]和X射线望远镜(XRT: X-Ray Telescope) [Golub *et al.*, 2007]也有助于我们研究过渡区结构和太阳风起源。前者可得到局部区域的光球矢量磁场,从而为光球之上的磁场重构提供输入 [e.g., Guo *et al.*, 2009]。后者则可以追踪日冕亮点、极区射流等现象的演化,并可用来识别冕洞。

2.1.2 太阳紫外辐射测量仪SUMER

太阳紫外辐射测量仪SUMER是SOHO飞船上搭载的三个光谱仪之一。SUMER是一个正入射狭缝式光栅光谱仪,可以在极紫外/远紫外波段对高色球、过渡区和低日冕进行高空间($\sim 1''$)、时间(可达 ~ 1 s)和谱分辨率(第一衍射级 ~ 44 mÅ/pixel, 第二衍射级 ~ 22 mÅ/pixel)的观测。其工作波长范围约为660

\AA -1610 \AA ，包含的大量谱线对应的形成温度从 10^4 K到超过 2×10^6 K，其中绝大部分较强的谱线形成于过渡区 [Wilhelm *et al.*, 1995]。SUMER光谱中至今已有上千条谱线被识别 [Curdt *et al.*, 2001, 2004]，其中的一部分已被频繁用于过渡区结构、流动、瞬变事件以及太阳风起源等方面的研究。

SUMER的主要光学元件是由碳化硅(SiC)材料制成的望远镜、准直镜、平面镜和凹面光栅。其中望远镜和准直镜均为抛物面结构。图2.1是SUMER仪器的光学设计和光路图。望远镜可以指向日面和低日冕的任何区域，并有扫描功能。入射太阳光经过望远镜后通过狭缝，再经过准直镜后变成平行光束，经平面镜被偏转到光栅上。通过旋转平面镜，使光线与镜面的夹角在 8.4° 到 17.5° 范围内变化，从而选择所需的波长窗口。在光栅的焦平面上放置有一个二维探测器A，离探测器A 70.4 mm处还放置有一个类似的探测器B [Wilhelm *et al.*, 1995]。

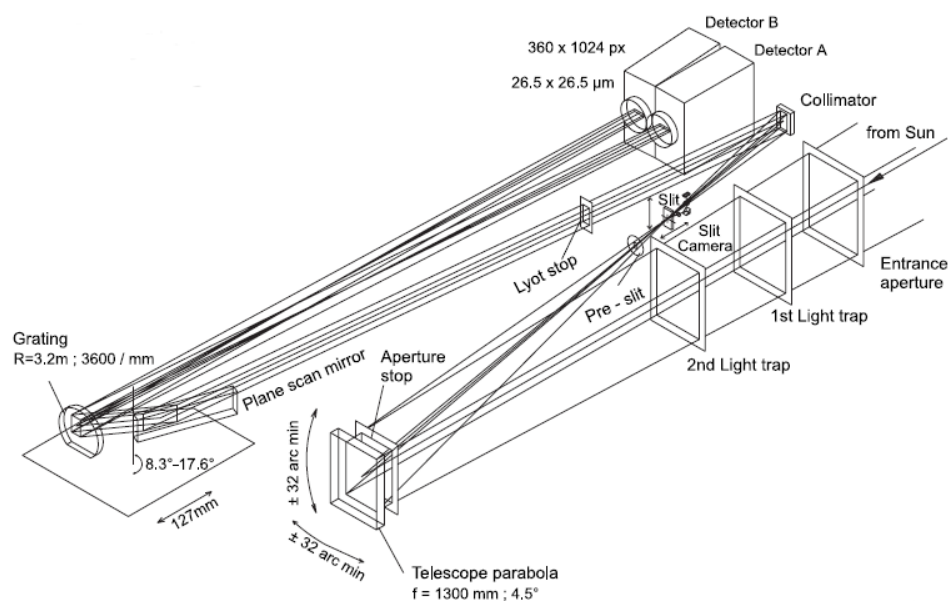


图 2.1 SUMER仪器的光学设计和光路图。箭头显示了光学元件可移动的范围。引自Wilhelm *et al.* [1995]。

探测器是二维光子计数元件，空间维度和波长维度分别有360个像素和1024个像素。SUMER的探测器利用低阻抗的微通道板来检测并放大信号。在微通道板的中央部分(约490个像素)，涂有一层溴化钾(KBr)。入射光子与溴化钾光阴极物质作用后产生光电子，并被放大约 2×10^7 倍，形成电荷云，从微通道板漂移到XDL(cross-delay-line)阳极被读出。KBr部分的两侧(各有约220个像素)被称为Bare部分，其量子探测效率比KBr部分要低，可用来观测一些较强的

2.1. 太阳的远紫外/极紫外观测

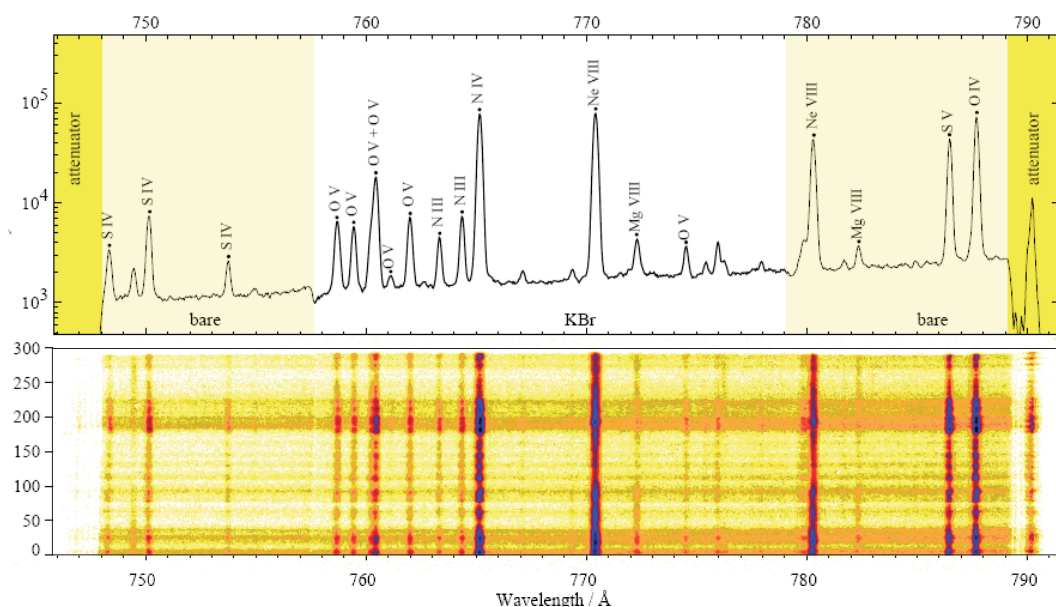


图 2.2 SUMER探测器上记录的太阳极紫外光谱。下图为SUMER探测器上记录的一部分极紫外光谱。上图为将狭缝上一定范围内(像素35-174之间)的光子计数叠加后得到的谱形。单位为光子计数。引自Curdt et al. [2001]。

谱线，以防止探测器饱和。在探测器两端的前方，各放置有一个衰减器，其设计的初衷是为了让辐射极强的 $\text{Ly}\alpha$ 谱线只有10%的辐射通过，从而防止探测器饱和。图2.2显示了探测器上记录的一段光谱，可以看到在此波段，KBr和Bare部分的探测效率差距不大，二者的差距在波长较长时会非常显著。探测器A和B可以探测到的一级衍射波长范围分别约为 780 \AA - 1610 \AA 和 660 \AA - 1500 \AA 。一些谱线的二级衍射以及极少数谱线的三级衍射也出现在SUMER的工作波长范围内。在观测时，需要关闭一个探测器的电源，使另一个探测器来工作 [Wilhelm et al., 1995; Curdt et al., 2001, 2004]。

SUMER共有8个狭缝。其中狭缝1大小为 $4'' \times 300''$ ，适于辐射较弱的区域如临边以外区域的观测。狭缝2大小为 $1'' \times 300''$ ，是日面观测常用的狭缝，其空间分辨率较高。狭缝3-5大小为 $1'' \times 120''$ ，空间分辨率与狭缝2一样，但是由于较短，所能观测的空间范围较小。狭缝6-8大小为 $0.3'' \times 120''$ ，常用来观测非常强的谱线和连续谱辐射。通过移动狭缝板，可以选择不同的狭缝进行观测 [Wilhelm et al., 1995]。

从图2.1还可以看出，除了上述主要元件，SUMER还有一个复杂的隔离和调节系统(Entrance aperture, Light trap, Aperture stop, Lyot stop等)，可起到大大减弱杂散光等作用 [Wilhelm et al., 2004]。关于SUMER仪器各元件的详细描述和相

关参数，可参考Wilhelm *et al.* [1995]。

SUMER的科学数据有IDL-restore和fits两种格式，二者都是未经校正和标定的。SUMER数据基本校正主要有解压、反转、死区时间校正、局地增益校正、平场校正、奇偶行校正、几何失真校正等。此外，有时需要通过辐射标定将测量到的计数率转换成具有物理意义的辐射强度。如果要研究谱线宽度，还需去掉仪器致宽。由于SUMER空间像素的实际大小随波长而异，在800 Å时一个像素等于1.03"，1600 Å时则为0.95"，因此如果观测的多条谱线波长差异较大，还需进行狭缝的偏移和伸缩校正。在SUMER工作的头几年里，由于其热控系统温度的周期性变化，导致波长发生周期性漂移，如果要研究谱线的多普勒频移，需要对此进行校正。关于如上数据校正和标定的步骤以及方法，可参考SUMER官方网站上的详细描述(<http://www.mps.mpg.de/projects/soho/sumer/text/cookbook.html>)，以及Xia [2003]、周桂清 [2007]和何建森 [2008]中的相关叙述。几乎所有校正均可通过运用SSW(SolarSoft)里的IDL程序来完成，因此这里不再一一赘述。

值得一提的是，如果用两个或者多个波长窗口进行交替观测，需要不断地来回旋转平面镜。对于同一波长窗口，每次镜面的位置不可能完全相同，总会有一点小误差，这将导致每次观测的该波长窗口会有一些偏移。而对于该波长窗口中的一条谱线来说，就算没有多普勒频移，其位置也会有变化。在这种情况下，一般可将沿狭缝方向上的所有或者部分谱形叠加，得到谱线位置(平均的)随时间的变化，然后将其减去。这种做法同时也去除了热控漂移的效应。但是此方法的前提是沿狭缝平均谱形的多普勒频移不随时间变化。

由于太阳光谱中很多谱线都已被人们认证出来，因此很容易知道SUMER的660 Å-1610 Å波长范围内有哪些谱线。上千条SUMER谱线的详细认证一般可参考Curdt *et al.* [2001, 2004]。

2.1.3 极紫外成像光谱仪EIS

极紫外成像光谱仪EIS是Hinode飞船上搭载的三台仪器之一。EIS也是一个正入射狭缝式光栅光谱仪，可以在极紫外波段对日冕和过渡区进行高空间(~ 2")、时间(可达10 s)和谱分辨率(~22 mÅ/pixel)的观测。EIS有两个工作波段，短波段和长波段的波长范围分别为170 Å-210 Å和250 Å-290 Å。EIS光谱中有数百条谱线已被认证出来 [Brown *et al.*, 2008]，其中数十条强线可被广泛用于分析研究 [Young *et al.*, 2007b]。这些谱线对应的形成温度从 $\log(T/K) =$

4.7到 $\log(T/K) = 7.3$ [Culhane et al., 2007]。由于EIS可以同时用不同形成温度的多条谱线对太阳上同一区域进行观测，因此非常适合研究太阳上同一结构在不同温度下的形态特征，并且有助于诊断日冕以及高过渡区的电子密度和温度。

图2.3是EIS仪器的光学设计和光路图。放置在入口的铝制滤光器将入射太阳光中的可见光滤掉，光线经过主镜后再通过狭缝或宽缝，到达凹面光栅后被衍射到两个电荷耦合器件(CCD)上，两个CCD分别记录下长波段和短波段的光谱。曝光时间通过旋转狭缝后面的百叶窗来确定。光谱仪的扫描供能通过转动主镜来实现。EIS有一个宽 $1''$ 和一个宽 $2''$ 的狭缝，可获得工作波长范围的光谱。此外，EIS还有一个宽 $40''$ 和一个宽 $266''$ 的宽缝，只需一次曝光便可用多条谱线对观测区域进行成像。狭缝和宽缝可用的高度达 $512''$ [Culhane et al., 2007]。

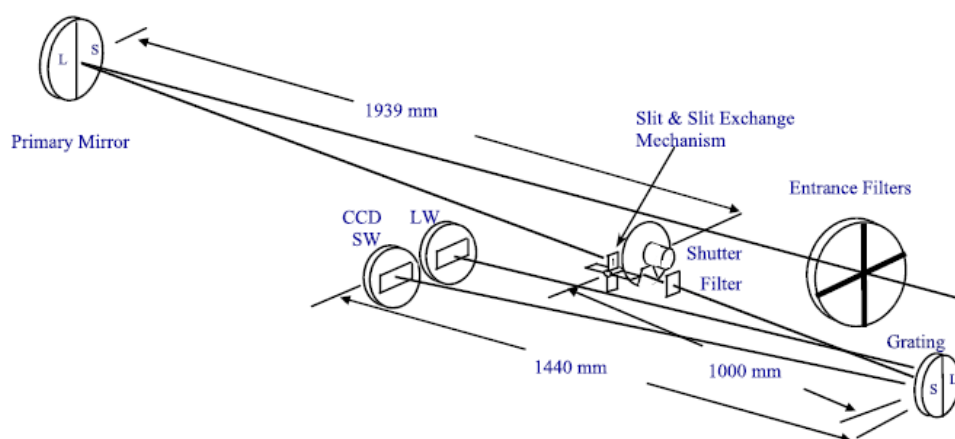


图 2.3 EIS仪器的光学设计和光路图。S/SW和L/LW分别表示短波段和长波段。引自Culhane et al. [2007]。

EIS的level-0数据(未经校正的原始数据)为fits格式，其读出和校正的标准程序为SSW里的`eis_prep.pro`。校正的内容包括减去暗电流，去除宇宙线的影响，标记饱和的像素和热像素等，并将光子计数转换成物理强度(单位 $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$)。短波段和长波段的像在南北方向上大约有 $16''$ - $20''$ 的偏移，而在东西方向上也有大约 $2''$ 的偏差 [Young et al., 2007a]。分别在两个波段中选出一条形成温度相近的谱线，对二者的强度图像做互相关，可确定具体的偏移量。

如果要计算谱线的多普勒频移，还需要做两步校正。第一，由于狭缝衍射的像在CCD上并非是完全竖直的，而是有一定的倾斜，因此从狭缝的上端到下端，谱线的位置会有一个连续的变化。通过将一个大扫描的宁静区里每个y像素(南北方向)处的谱线位置平均，可以评估狭缝的倾斜度 [Mariska et al.,

2007]。SSW里的`eis_slit_tilt.pro`程序可对狭缝倾斜的效应进行校正。第二，在卫星运行的轨道周期内，仪器的热控漂移会导致谱线位置在时间维度有个周期性变化。一般可将强线Fe XII 195.12 Å每次曝光的谱形沿狭缝方向平均，求出平均谱线的位置，这样得到的谱线位置随时间的变化曲线可用来校正所有谱线的轨道漂移。

2.2 远紫外/极紫外谱线诊断

2.2.1 微分辐射量

处于高能态 j 的离子(或原子，以下均称离子)在自发退激到低能态 i 时，释放出能量为 $h\nu_{ji}$ 的光子。单位时间、单位体积内辐射的能量为：

$$\varepsilon_{ji} = h\nu_{ji}A_{ji}N_j(X^{m+}) \quad (\text{erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1}) \quad (2.1)$$

其中 h 为普朗克常数， ν_{ji} 为光子频率。 A_{ji} 是爱因斯坦自发辐射系数，即单位时间内该自发退激所伴随辐射的概率。 $N_j(X^{m+})$ 是处于高能态 j 的 X^{m+} 离子的数密度，可以表示为：

$$N_j(X^{m+}) = \frac{N_j(X^{m+})}{N(X^{m+})} \frac{N(X^{m+})}{N(X)} \frac{N(X)}{N(H)} \frac{N(H)}{N_e} N_e \quad (\text{cm}^{-3}) \quad (2.2)$$

式(2.2)中 $\frac{N_j(X^{m+})}{N(X^{m+})}$ 表示 X^{m+} 离子中处于 j 能态的离子密度与该离子总密度的比值， $\frac{N(X^{m+})}{N(X)}$ 表示 X^{m+} 离子的密度与 X 元素总密度的比值， $\frac{N(X)}{N(H)}$ 为 X 元素与氢元素丰度之比， $\frac{N(H)}{N_e}$ 为氢元素密度与电子密度之比。

由于处于远紫外和极紫外波段的谱线基本上都是在高色球、过渡区和日冕形成的，大多数谱线(Ly α 和Ly β 等少数谱线例外)在往外辐射的过程中没有辐射转移的过程 [e.g., Mariska, 1992; Xia, 2003]，因此从太阳高层大气 ΔV 体积内出来的频率 ν_{ji} 的辐射，在距离太阳 d 处的能量通量为：

$$F_{ji} = \frac{1}{4\pi d^2} \int_{\Delta V} \varepsilon_{ji} dV = \frac{1}{d^2} \int_h \frac{h\nu_{ji}}{4\pi} A_{ji} N_j(X^{m+}) S dh \quad (\text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}) \quad (2.3)$$

这里 S 为日面上的辐射面积， h 为对频率 ν_{ji} 的辐射有贡献的视向距离范围。如果令：

$$G(T, \lambda_{ji}, N_e) = \frac{h\nu_{ji}}{4\pi} \frac{A_{ji}}{N_e} \frac{N_j(X^{m+})}{N(X^{m+})} \frac{N(X^{m+})}{N(X)} \frac{N(X)}{N(H)} \quad (\text{erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}) \quad (2.4)$$

并将氢元素的密度改用 N_H 表示，则式(2.3)可改写成：

$$F_{ji} = \frac{1}{d^2} \int_h G(T, \lambda_{ji}, N_e) N_H N_e S dh \quad (2.5)$$

$G(T, \lambda_{ji}, N_e)$ 被称为谱线的贡献函数(Contribution Function)，它对温度的变化非常灵敏。其峰值对应的温度被称为谱线的形成温度(Formation Temperature)。值得注意的是，不同的研究者所用的贡献函数表达形式有细微的差别，这里所取的贡献函数表达式是CHIANTI原子数据库里所采用的格式 [Dere et al., 1997; Landi et al., 2006]。

从式(2.5)中去掉立体角 $\frac{S}{d^2}$ ，便得到谱线的辐射强度 [Landi and Landini, 1997]：

$$I_{ji} = \int_h G(T, \lambda_{ji}, N_e) N_H N_e dh = \int_T G(T, \lambda_{ji}, N_e) \varphi(T) dT \quad (\text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}) \quad (2.6)$$

其中 $\varphi(T)$ 是温度的函数，称为微分辐射量(DEM: Differential Emission Measure)，表示辐射量在温度域的分布：

$$\varphi(T) = N_H N_e \frac{dh}{dT} \quad (\text{cm}^{-5} \text{ K}^{-1}) \quad (2.7)$$

在完全电离的宇宙等离子体中， $\frac{N_H}{N_e}$ 大约为0.8 [Mariska, 1992; Landi and Landini, 1997]，因此有些研究者直接将微分辐射量的表达式写成 $N_e^2 \frac{dh}{dT}$ 。这里采用的是CHIANTI原子数据库里所用的格式。在实际情况下，并非观测区域处处都有某一辐射，这时需要在式(2.6)的积分号外加入一个填充因子 f ，来表示该体积中辐射物质所占的比例 [Mariska, 1992; Dere, 2008]。

根据不同形成温度的多条谱线在同一区域的辐射强度，可以得到微分辐

射量的曲线。比如, *Landi and Landini* [1997]先假设一个初始的微分辐射量曲线 $\varphi_0(T)$, 然后计算实测的谱线强度与根据 $\varphi_0(T)$ 计算的谱线强度之比, 称为改正函数 $\omega_0(T_{eff})$ 。其中有效温度 T_{eff} 由式(2.8)计算得到:

$$\log T_{eff} = \frac{\int G(T, N_e)\varphi_0(T) \log T dT}{\int G(T, N_e)\varphi_0(T) dT} \quad (2.8)$$

对初始曲线进行改正, 根据式(2.9), 得到 $\varphi_1(T_{eff})$:

$$\varphi_1(T_{eff}) = \varphi_0(T_{eff}) \times \omega_0(T_{eff}) \quad (2.9)$$

将 $\varphi_1(T_{eff})$ 在温度域插值, 得到一个连续函数 $\varphi_1(T)$, 作为下一次迭代的微分辐射量曲线。如此反复迭代 i 次, 直至在允许的误差范围内, 改正函数 $\omega_i(T_{eff})$ 都等于1。此时得到的曲线 $\varphi_i(T)$ 便是研究区域对应的微分辐射量曲线。

2.2.2 谱形诊断

2.2.2.1 高斯谱形的形成

假设某一离子在静止时辐射的光子频率为 ν_0 。如果离子在视线方向上有一个速度 v , 由于多普勒效应, 观测到的光子频率应为:

$$\nu = \frac{c}{c+v}\nu_0 \quad (2.10)$$

如果 λ 和 λ_0 分别表示观测到的波长和静止波长, 则根据波长与频率的关系 $\nu \lambda = \nu_0 \lambda_0 = c$, 可得:

$$v = \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0}c \quad (2.11)$$

在局地热动平衡下, 离子的速度服从麦克斯韦分布, 即速度在 v 和 $v + dv$ 之间的离子数占总离子数的比例为:

$$\frac{dN}{N} = \sqrt{\frac{m}{2\pi kT_i}} \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT_i}\right)dv \quad (2.12)$$

其中 m 为离子质量， T_i 为离子温度， k 为玻尔兹曼常数。如果 $f(v)$ 和 $f(\lambda)$ 分别为速度分布函数和对应的波长(频率)分布函数，则有：

$$\frac{dN}{N} = f(v)dv = f(\lambda)d\lambda \quad (2.13)$$

由式(2.11)可得

$$dv = \frac{c}{\lambda_0}d\lambda \quad (2.14)$$

根据式(2.11)-(2.14)，得谱形的表达式：

$$f(\lambda) = \frac{f(v)dv}{d\lambda} = \frac{\sqrt{\frac{m}{2\pi kT_i}} \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT_i}\right) \frac{c}{\lambda_0} d\lambda}{d\lambda} = \frac{c}{\lambda_0} \sqrt{\frac{m}{2\pi kT_i}} \exp\left(-\frac{m}{2kT_i} \left(c \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0}\right)^2\right) \quad (2.15)$$

进一步简化，可写成如下形式：

$$f(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta\lambda_D} \exp\left(-\frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{\Delta\lambda_D^2}\right) \quad (2.16)$$

式(2.16)说明，对于光学薄的谱线，其谱形呈高斯分布的形式。将谱形积分，便可以得到谱线的辐射强度。如果辐射源有整体性的运动，观测到的谱形相对于辐射源静止时的谱形位置便有个整体的偏移，通过确定谱形峰值对应波长位置的偏移量，根据多普勒效应的公式(2.11)，便可以计算出辐射源的速度。式(2.16)中的 $\Delta\lambda_D$ 称为多普勒宽度，表示谱形中峰值的 $1/e$ 处对应的谱线宽度的一半，其表达式为：

$$\Delta\lambda_D = \frac{\lambda_0}{c} \sqrt{\frac{2kT_i}{m}} \quad (2.17)$$

半高全宽 $FWHM$ 也经常被用来量化谱线宽度，它与多普勒宽度的关系为：

$$FWHM = 2\sqrt{\ln 2} \Delta\lambda_D \quad (2.18)$$

实际上，不仅上述微观的热运动会造成谱线的展宽，其他一些因素如湍流和波动所导致的宏观非热运动也会将谱形增宽。此外，光谱仪的狭缝衍射还要

产生一个仪器轮廓。我们观测所得到的谱线轮廓是谱线真实轮廓与仪器轮廓的卷积 [刘学富, 1997]。考虑这些因素后, 观测得到的谱线多普勒宽度可以表示为:

$$\Delta\lambda_D = \frac{\lambda_0}{c} \sqrt{\frac{2kT_i}{m} + \xi^2 + \sigma_I^2} \quad (2.19)$$

其中 $\sqrt{\frac{2kT_i}{m}}$ 为热速度, ξ 为非热速度, σ_I 为仪器致宽。

2.2.2.2 谱线参数的求法

对于接近高斯分布的谱形, 可对其进行高斯拟合, 拟合参数包括背景、峰值强度、谱形中心、谱形宽度。其中背景可选择常数背景、线性背景等, 对应该谱线周围的连续谱强度。对拟合谱形进行积分, 可得谱线强度。此外, 也可用比较省时的矩方法来求谱线参数, 首先减去假设的背景, 然后根据谱形中心两侧积分强度相等的原则求谱形中心, 而观测谱形的积分强度就是谱线的强度 [Dammasch et al., 1999; Xia et al., 2003]。

有的谱线与其他谱线的位置太近, 以致它们相互靠近的部分混在一起了。这时可以尝试用双高斯拟合来同时求得二者的谱线参数。有时混合谱线中的一条与一些纯净(与其他谱线均无混合)的谱线在一定条件下具有固定的强度比值, 则可以用该纯净谱线的强度来估计这条被混合谱线的强度。图2.4是对观测的谱形进行单高斯或双高斯拟合的例子。

根据式(2.11), 要求谱线的绝对多普勒频移, 需要知道谱线的静止波长 λ_0 。实际观测的谱线静止波长与实验室里测量的静止波长是有差异的, 因此需要重新确定观测谱线的静止波长。一些探空火箭上放置有标定灯(calibration lamp), 可对波长进行绝对的标定 [e.g., Hassler et al., 1991]。有些光谱仪如SUMER的工作波段内含有大量形成温度较低的谱线。根据图1.5可知, 这些形成于色球和低过渡区的谱线平均多普勒频移很小甚至为0。可认为这些冷线的观测波长即为其静止波长, 以此作为参考, 可以得到其他谱线的静止波长 [e.g., Brekke et al., 1997; Hassler et al., 1999]。如果所研究的波长窗口中没有冷线, 由于临边外非径向的速度分量一般会抵消掉, 所以还经常假设临边以外谱线多普勒频移为0, 这样将临边外某一区域的谱形叠加平均, 平均谱形的位置即可认为是该谱线的静止波长 [e.g., Dammasch et al., 1999; Kamio et al., 2007]。EIS光谱中没有较强的冷线, 在日面观测中, 也经常选择一个相对宁静的区域, 将其中的谱线平均位

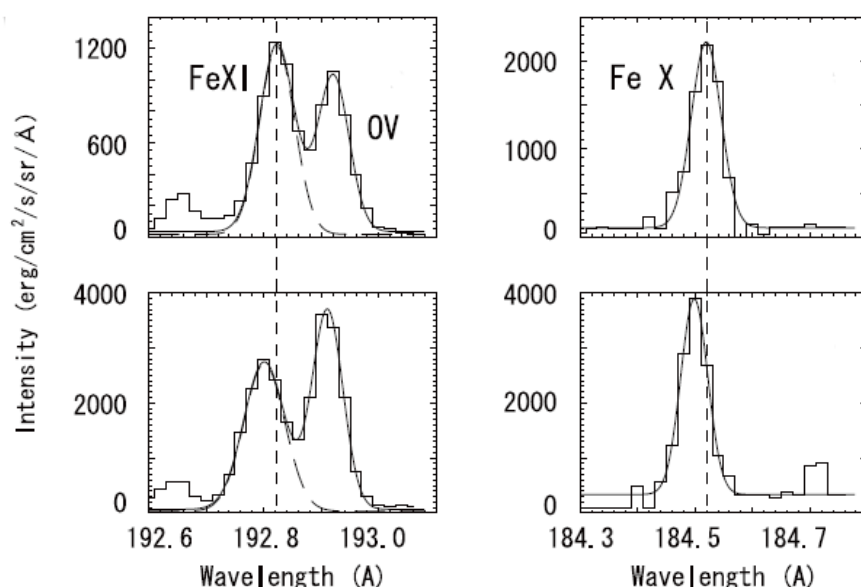


图 2.4 单高斯和双高斯拟合的谱形。左图：对 Fe XI 和 O V 的混合谱形进行双高斯拟合。右图：对 Fe X 谱形进行单高斯拟合。图中阶梯线表示观测的谱形，平滑的实线代表拟合的谱形，左图中的长划线表示用双高斯拟合从混合谱形中分离出来的 Fe XI 谱形。上图是用作参考的谱形及其拟合，图中竖直的虚线表示无多普勒频移时 Fe XI 和 Fe X 谱形的中心位置。下图为一个蓝移区域的谱形。引自 *Imada et al.* [2007]。

置作为静止波长或参考波长 [e.g., *Imada et al.*, 2007; *Del Zanna*, 2008]。

如果要从谱宽里分离出热速度(以及由其计算得到的离子温度)和非热速度，需要作一些假设。最常见的假设是认为离子温度 T_i 等于谱线的形成温度 [e.g., *Hassler et al.*, 1990]，但是这一假设只有在电离平衡的条件下才成立 [*Dolla and Solomon*, 2008]。对于稀薄的等离子体区域，如极区冕洞的上方，由于碰撞效应较弱，可能达不到电离平衡，因此这一假设就难以成立 [*Tu et al.*, 1998]。第二种假设认为，对于形成温度(电子温度)相近的离子，其温度 T_i 和非热速度 ξ 都相同 [*Seely et al.*, 1997; *Imada et al.*, 2009]，这样便可以同时求得 T_i 和 ξ 。第三种假设则只认为所有离子的非热速度 ξ 都相同，通过设定 ξ 的上限和下限，可以求得离子温度 T_i 可能的范围 [*Tu et al.*, 1998; *Landi and Cranmer*, 2009]。

由于过渡区爆发事件伴有双向的高速流动，因此其谱形的两翼通常具有辐射增强的特性。图 2.5 显示了一个典型的过渡区爆发事件的谱形。通常可以对其谱形进行三个高斯分量的拟合，三者分别对应背景的、蓝移的和红移的物质的辐射。

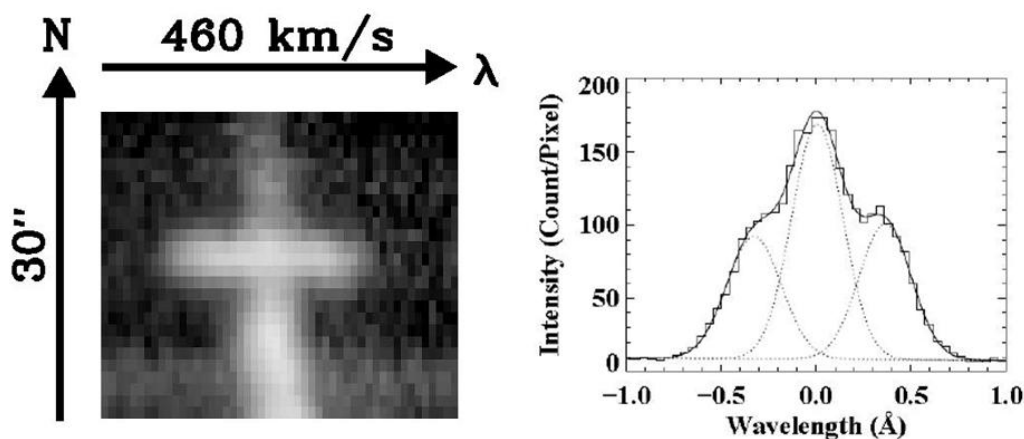


图 2.5 过渡区爆发事件的谱形。左图：某一时刻SUMER观测的Si IV 1402 Å光谱，横轴为波长方向，纵轴为狭缝方向(南北)，中间位置发生了一个明显的爆发事件。右图：阶梯线表示观测的爆发事件平均谱形，实线表示对谱形进行三高斯拟合的结果，虚线分别显示了这三个拟合的高斯分量。引自 *Chae et al.* [1998b]。

2.2.3 电子密度和温度诊断

利用谱线对的强度比值来诊断电子密度和温度是人们了解太阳高层大气中密度和温度特性的重要途径。在SUMER、CDS、EIS等光谱仪工作的极紫外/远紫外波段，存在许多可用来进行密度和温度诊断的谱线对，有些谱线对在太阳上的某些区域的辐射较强，可用于诊断这些区域的电子密度和温度 [*Wilhelm et al.*, 1995; *Dwivedi*, 1996; *Mariska*, 1992; *Young et al.*, 2007b]。

用于密度诊断的谱线对一般对应同一离子从不同能态退激时的自发辐射。假设某一离子具有简单的三能级结构，其中能级1为基态，能级3为亚稳态，而从能级2到能级1的跃迁是容许跃迁。离子通过碰撞分别被激发到两个激发态。在密度较低时，二者都通过自发辐射的方式退激，产生的辐射强度之比等于形成两个激发态的碰撞率之比。当密度增加到一定程度后，碰撞退激对于处在亚稳态的离子来说开始变得重要起来，碰撞率与爱因斯坦自发辐射系数可相比拟，所以该亚稳态的离子可以通过碰撞和自发辐射两种途径来退激。随着电子密度的增大，碰撞效应逐渐增强，在从能级3到能级1的跃迁中，辐射退激相对碰撞退激的重要性逐渐减小；而从能级2到能级1的跃迁仍然主要是自发辐射。这样一来，这两个跃迁所产生的辐射强度之比就大致与密度成反比 [*Mariska*, 1992]。

用谱线对强度之比来计算电子密度一般需要假设电离平衡 [e.g., *Wilhelm et*

al., 2004]。实际上，许多对密度灵敏的谱线对并不是分别对应容许跃迁和禁戒跃迁，而是在二者对应的退激过程中，自发辐射和碰撞退激的相对重要性不一样。图2.6显示了两组谱线对的强度比值与电子密度的关系，可以看出，对于不同的谱线对，其密度灵敏区间可能不一样。谱线对强度比与电子密度之间的关系曲线可以从CHIANTI原子数据库中获得。

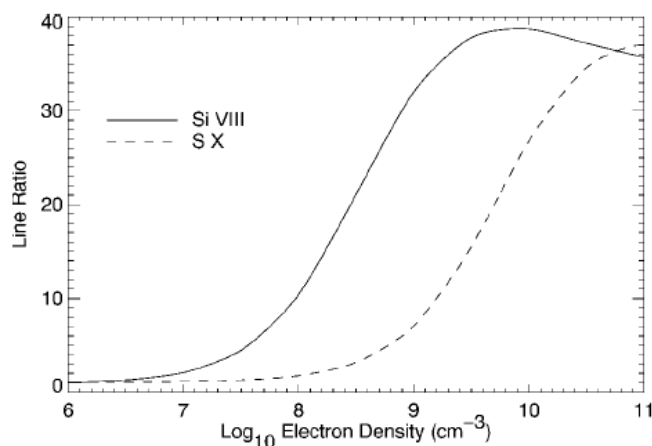


图 2.6 利用谱线对强度之比来诊断电子密度。实线为Si VIII 1445.76 Å/1440.49 Å强度比与电子密度的关系曲线。虚线为S X 1213.00 Å/1196.26 Å强度比与电子密度的关系曲线。引自 *Doschek et al.* [1997]。

谱线对的强度比值还可用于诊断电子温度。在诊断电子温度时，两条谱线都对应容许跃迁。当满足 $(\Delta E_1 - \Delta E_2)/kT \gg 1$ 时，两条谱线的强度比值对温度变化灵敏。 $(\Delta E_1 - \Delta E_2)$ 为两个跃迁对应的能量之差。

2.3 光球以上磁场的重构

光球磁场的测量主要是根据谱线的塞曼分裂原理。在光球以上，由于磁场急剧下降，并且谱线太宽，测量谱线的塞曼分裂非常困难，必须用其他方法来获得磁场的信息。各向异性的外辐射场也可以使原子产生极化，磁场的存在可以改变这一极化状态，这种被称为汉勒效应的方法已被一些研究者用于诊断相对较弱的色球磁场矢量 [*Trujillo Bueno et al.*, 2002; *Solanki et al.*, 2003]。通过观测太阳高层大气里的振荡，也可以估算过渡区和日冕磁场的大小，然而这种被称为冕震的方法只适用于一些特定的结构，并且无法利用它来连续不断地观测 [e.g., *Roberts et al.*, 1984; *Wang and Solanki*, 2004]。此外，日冕禁线Fe XIII 1075 nm等也已被用来分析活动区的日冕磁场 [e.g., *Liu and Lin*, 2008]。

在光球以上的磁场测量变得跟光球磁场测量一样容易之前，更多的时候我们只能依靠模型，将观测到的光球磁场外推到高层大气里。太阳上的冕环、极羽等辐射结构勾勒出了局地磁场的位形，将其与模型外推的磁场结构进行比较，可以检验外推模型是否可靠。目前，外推技术已被广泛应用到太阳高层大气研究的许多领域。

磁场外推需要做一定的假设，最常见的假设是认为太阳磁场是无力场。由于色球、过渡区和低日冕基本上是低 β 值的等离子体区域，磁场占支配地位，磁压力远大于气体压力和重力，因此式(2.20)表示的磁流体静力学方程左边只剩下洛伦兹力一项，方程要求洛伦兹力也必须为0，故名无力场。从光球上方400 km往上，太阳磁场基本上呈无力场状态 [Metcalfe *et al.*, 1995]。

$$-\nabla p + \frac{1}{\mu}(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} - \rho \mathbf{g} = 0 \quad (2.20)$$

基于如上分析，式(2.20)可进一步改写成式(2.21):

$$\nabla \times \mathbf{B} = \alpha(\mathbf{r})\mathbf{B} = 0 \quad (2.21)$$

式(2.21)被称为无力场方程，可见无力场情况下电流与磁场平行。 $\alpha(\mathbf{r})$ 被称为无力场因子，在某一时刻它是空间位置 \mathbf{r} 的函数。结合磁场的无散条件 $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ ，可以证明，同一条磁力线上 $\alpha(\mathbf{r})$ 为常数 [林元章, 1998]。无力场外推即假定一定的 $\alpha(\mathbf{r})$ 分布，结合一定的边界条件，然后解无力场方程。 $\alpha(\mathbf{r})$ 等于常数对应线性无力场，作为线性无力场的特例， $\alpha(\mathbf{r}) = 0$ 对应无电流情况下的势场。若 $\alpha(\mathbf{r})$ 不等于常数，则称为非线性无力场。线性无力场外推一般只需要用观测的光球纵向磁场作为边界条件即可，而非线性无力场外推则往往要求观测的是光球矢量磁场。

对于太阳上较大尺度的相对静态或者缓慢变化的结构，线性无力场或势场外推就可以较好地反映其磁场结构。以实测的日面上一矩形区域($0 \leq x \leq L_x, 0 \leq y \leq L_y$)内的光球磁场为下边界，Seehafer [1978]运用格林函数方法求解线性无力场方程，得到空间任何一点(x,y,z)磁场三分量的表达式为：

$$B_x = \sum_{m,n=1}^{\infty} \frac{C_{m,n}}{\lambda_{m,n}} \exp(-r_{m,n}z) \left[\alpha \frac{\pi n}{L_y} \sin\left(\frac{\pi m x}{L_x}\right) \cos\left(\frac{\pi n y}{L_y}\right) - r_{m,n} \frac{\pi m}{L_x} \cos\left(\frac{\pi m x}{L_x}\right) \sin\left(\frac{\pi n y}{L_y}\right) \right]. \quad (2.22)$$

$$B_y = - \sum_{m,n=1}^{\infty} \frac{C_{m,n}}{\lambda_{m,n}} \exp(-r_{m,n}z) \left[\alpha \frac{\pi m}{L_x} \cos\left(\frac{\pi m x}{L_x}\right) \sin\left(\frac{\pi n y}{L_y}\right) + r_{m,n} \frac{\pi n}{L_y} \sin\left(\frac{\pi m x}{L_x}\right) \cos\left(\frac{\pi n y}{L_y}\right) \right]. \quad (2.23)$$

$$B_z = \sum_{m,n=1}^{\infty} C_{m,n} \exp(-r_{m,n}z) \sin\left(\frac{\pi m x}{L_x}\right) \sin\left(\frac{\pi n y}{L_y}\right). \quad (2.24)$$

其中 $\lambda_{m,n} = \pi^2(m^2/L_x^2 + n^2/L_y^2)$, $r_{m,n} = \sqrt{(\lambda_{m,n} - \alpha^2)}$ 。系数 $C_{m,n}$ 可通过对观测的光球纵向磁场 B_{z0} 作傅立叶变换得到：

$$C_{mn} = \frac{1}{L_x L_y} \int_{-L_y}^{L_y} \int_{-L_x}^{L_x} B_{z0} \sin\left(\frac{\pi m x}{L_x}\right) \sin\left(\frac{\pi n y}{L_y}\right) dx dy. \quad (2.25)$$

通过比较重构出来的磁场结构与观测的辐射结构，可以调节无力场因子，使二者能够较好的吻合。图2.7将外推磁场与活动区的日冕辐射图进行比较，可以看到二者吻合较好。这一外推方法已被广泛用于宁静区和冕洞里较大尺度结构和非瞬时现象的研究 [Tu et al., 2005b, a; Wiegmann et al., 2005; Marsch et al., 2006; He et al., 2007]，并且也可用于对活动区无CME和耀斑爆发时的磁场结构进行重构 [Marsch et al., 2004; Feng et al., 2007]。

2.4 过渡区研究的新方法

由于形成于过渡区的谱线大多属于极紫外/远紫外波段的光学薄谱线，因此传统上，对过渡区观测研究的主要方式是分析这些谱线对过渡区的成像资料，或者分析这些谱线的谱形特征，求得谱线参数，并诊断电子密度和温度特性。

过渡区和低日冕是低 β 值的区域，磁场控制着等离子体的运动。因此，过渡区的结构和特性在很大程度上是与磁场有关的。传统的方法在很大程度上忽略了磁场的影响，不利于研究磁场与等离子体之间的耦合。Marsch et al. [2004] 提

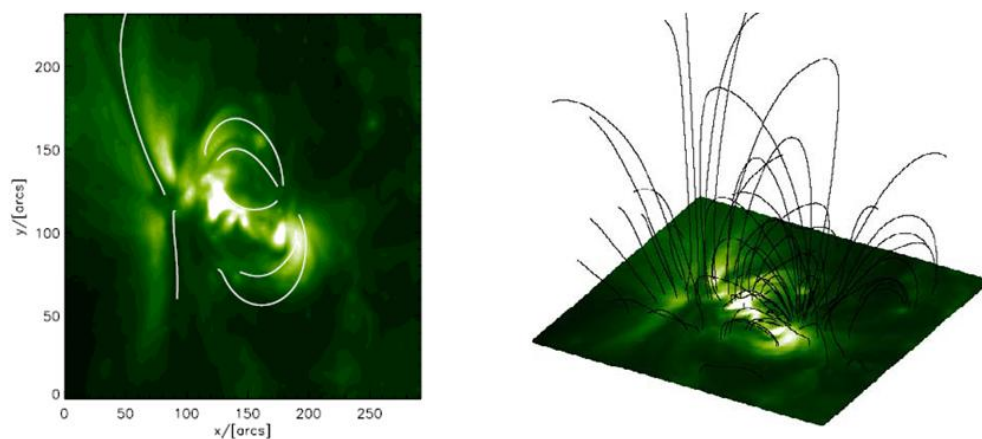


图 2.7 外推磁场与活动区日冕辐射结构的比较。左图：将磁场结构投影(白线)到与视向垂直的平面上，与EIT-195观测的辐射图进行比较。右图：该区域的三维磁场结构，底部为EIT-195观测的辐射图。引自Marsch *et al.* [2004]。

出了过渡区研究的新思路，即利用局部区域磁场外推技术来研究活动区的过渡区流场。Wiegelmann *et al.* [2005]的分析进一步表明，磁场外推技术可用于研究冕洞和宁静区的磁场结构和过渡区特性，并有助于揭示太阳风起源的特性。

为了确定极紫外/远紫外谱线的辐射高度，Tu *et al.* [2005a]提出可将谱线强度(高过渡区谱线一般用其多普勒频移)与不同高度上的外推磁场进行相关分析，得到相关系数随高度的变化曲线，最大相关系数对应的高度可近似认为是过渡区谱线的辐射高度。Tu *et al.* [2005b]将这一方法应用到极区冕洞，确定了太阳风起源的高度范围。Marsch *et al.* [2006]用此方法确定了一个极区冕洞中多条谱线的辐射高度，发现在小区域内，不同温度的等离子体可以共存于过渡区中的同一高度；但是在较大的空间范围内，过渡区具有很强的横向不均匀性。

Patsourakos *et al.* [1999]分别对六条过渡区谱线在宁静区的辐射强度图做自相关分析，自相关函数的半高半宽(HWHM)被用来量化网络的尺度(宽度)。Gontikakis *et al.* [2003]进一步将自相关方法应用到三条过渡区谱线在宁静区的强度、多普勒频移以及谱线宽度的二维分布图上，并得到强度图中的结构比多普勒频移和谱宽图中的结构要宽的结论。Ravindra and Venkatakrishnan [2003]则将自相关方法应用到EIT 304 Å 的图像以及相应区域的外推磁图中，发现2.8 Mm高度上外推磁图的自相关函数的半高半宽与EIT 304 Å 的相当。

本文将结合EIT/SOHO、TRACE、EUVI/STEREO等成像仪器和SUMER/SOHO、EIS/Hinode等光谱仪对过渡区和低日冕的观测，系统

地分析过渡区在宁静区、冕洞和活动区的不同结构和特性。除了运用传统的谱线诊断方法来研究过渡区的辐射、宏观流动、非热运动以及电子密度等之外，我们还将结合基于MDI/SOHO观测的磁场外推和极紫外/远紫外观测，来研究过渡区流场和太阳风外流等过程与磁场之间的耦合。

第三章 宁静区中的过渡区流场与辐射

3.1 引言

宁静区是太阳活动相对宁静的区域。在太阳活动低年，太阳表面上的中低纬区域基本都属于宁静区；而在太阳活动高年，宁静区则可以出现在所有的纬度上。由于宁静区的面积占据了太阳表面积中的大部分，因此过渡区在宁静区中的结构和性质最能反映其平均特性。

过渡区里的物质经常处于运动之中。观测发现，过渡区和低日冕里不仅存在着瞬时性的流动，也存在着相对稳定、甚至可以持续数小时到数天的系统性流动。在宁静区，形成于过渡区中部很宽温度范围内($4.6 \leq \log(T/K) \leq 5.6$)的谱线平均都表现为红移 [e.g., *Peter and Judge, 1999; Teriaca et al., 1999; Stucki et al., 2000; Xia et al., 2004; Curdt et al., 2008a*], 并且红移在网络里比在网络内区强 [e.g., *Dammasch et al., 1999; Xia et al., 2004; Curdt et al., 2008a*]。图3.1是SUMER于1996年9月22日观测的一个中纬区域里C IV多普勒频移的二维分布图，它清晰地显示了C IV谱线的红移与网络组织的这一关系。然而关于红移的产生机制，至今仍无定论。

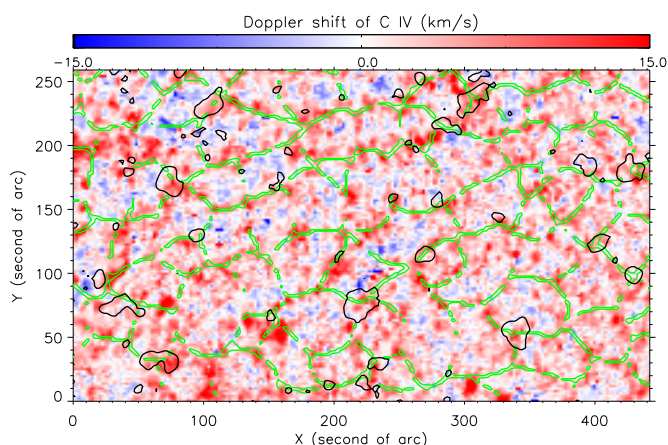


图 3.1 C IV谱线观测的宁静区多普勒频移。绿色的网络线取自Hassler et al. [1999], 是根据Si II谱线的强度图得到的, 它勾勒出了网络组织。黑色等值线代表Ne VIII谱线的蓝移超过5 km/s的区域。

形成于高过渡区的谱线平均表现为蓝移。在冕洞中的多数位置, Ne VIII都显示出蓝移的特征, 这些蓝移被认为是高速太阳风初始流动的信息 [Hassler et

al., 1999; *Wilhelm et al.*, 2000; *Xia et al.*, 2003; *Tu et al.*, 2005b; *Aiouaz et al.*, 2005]。然而在宁静区，较强的蓝移区域主要位于多个网络交接的地方。从图3.1可以看出，强蓝移处一般总对应应有强红移；细致的研究发现，有时二者的位置有几个角秒的偏差，可能反映了磁场结构从过渡区中部到顶部的变化 [*Aiouaz*, 2008; *Tian et al.*, 2008d]。 *Hassler et al.* [1999]认为这些宁静区的蓝移可能也是太阳风起源的信息。但这一说法与传统上人们对太阳风源区的认识相悖，因为一般认为宁静区的磁场结构是闭合的，无法产生外流的太阳风。

日冕亮点表现为过渡区和低日冕辐射的局地增强，它比较均匀地分布在太阳表面不同的纬度上。尽管磁场重联被认为是亮点的主要供能机制 [e.g., *Priest et al.*, 1994; *Longcope*, 1998; *Büchner et al.*, 2004a]，但是在过去的数十年里，与重联相联系的高速物质流动却很少被观测到。最近，XRT仪器高时间分辨率的观测发现亮点上方偶尔会产生瞬时的高速射流 [e.g., *Cirtain et al.*, 2007]。而 *Brosius et al.* [2007]通过固定狭缝的光谱观测，发现一个亮点的两侧分别呈现高达 35 km s^{-1} 的红移和蓝移。但是 *Brosius et al.* [2007]的观测只能给出沿狭缝的多普勒频移大小，而无法给出亮点区域流场的二维空间分布。

作为低过渡区的主要谱线， $\text{Ly}\alpha$ 在日冕和太阳风的能量传输过程中有着重要的作用 [e.g., *Fontenla et al.*, 1988; *Esser et al.*, 2005]。 $\text{Ly}\alpha$ 谱形中央的反转与色球、过渡区和日冕的温度、密度、流场等紧密相关，并且 $\text{Ly}\alpha$ 线心辐射是一些行星和行星际冷物质中氢原子共振散射的主要激发源。然而过去人们所观测到的 $\text{Ly}\alpha$ 谱形几乎都是通过火箭或地球轨道卫星所观测的，这些谱形中央都受到地冕中氢原子吸收的影响，因此需要根据一定的模型或假设加以修正 [e.g., *Fontenla et al.*, 1988]。此外，一些研究者已经预言太阳高层大气中的各种系统性流动对 $\text{Ly}\alpha$ 谱线的形成和辐射有非常重要的影响 [*Gouttebroze et al.*, 1978; *Fontenla et al.*, 2002; *Gunár et al.*, 2008]，但是在观测上，二者之间的联系一直没有被找到。

本章将结合SUMER的极紫外光谱学观测和局部磁场外推技术，主要分析宁静区的过渡区流场与辐射特征。本章首先将研究Ne VIII 蓝移与磁场结构的关系，探讨宁静区可能的太阳风源区，并分析高过渡区的蓝移与过渡区中部的红移之间的关系 [*Tian et al.*, 2008c, 2009c, 2010b]。接下来，本章将研究宁静区中日冕亮点的二维流场结构，并讨论亮点流场与供能机制在过渡区和低日冕的不同 [*Tian et al.*, 2008a]。本章还将分析SUMER观测的不受地冕吸收影响的 $\text{Ly}\alpha$ 谱形在宁静区中的特点，并研究谱形中央反转在网络内外的区别，以及谱形不对

称性与过渡区中部的红移之间的关系 [Tian et al., 2009a; Curdt et al., 2008b]。

3.2 宁静区磁场结构与高过渡区的物质外流

3.2.1 宁静区的开放磁漏斗结构与太阳风起源

He et al. [2007]在研究Hassler et al. [1999]里的中纬宁静区磁场结构后,发现该宁静区中的一个EIT 195 Å辐射较弱的区域可能是与开放磁场结构相联系的,从而认为该区域可能是宁静区太阳风的源区。我们结合磁场外推和SUMER对这个中纬宁静区的观测,进一步研究了宁静区的磁场结构与物质外流的关系。

SUMER对这一区域的观测时间为1996年9月22日00:40到08:15。从SUMER的扫描数据中,我们可以求得Ne VIII多普勒频移的二维分布图。基于MDI在这一天01:39观测的光球纵向磁图,我们利用Seehafer [1978]的外推方法对SUMER观测的区域进行了势场重构。外推计算的区域大小为 $442'' \times 259'' \times 80$ Mm,在80 Mm以下未能闭合的磁力线被定义为开放磁力线。为了能够清晰地展示日冕中的磁场结构,我们选取 $Z=20$ Mm平面上的均匀网格点,然后画出通过这些格点的开放磁力线。结果显示,在20 Mm以下,这些开放磁力线形成了几个磁力线簇,而在20 Mm以上,这些开放磁力线则会聚到一个较大的簇中。将这些磁力线簇外围的磁力线画出来,便得到了图3.2所示的宁静区开放磁漏斗结构。

结果显示,在20 Mm以下,存在着数个源于网络组织的小磁漏斗。这些小漏斗随着高度增加而不断扩展,其横截面积不断增大。此外还有少数孤立的开放磁力线是从小漏斗外部的网络内区延伸上来的。到了20 Mm的高度,这些小漏斗和孤立的开放磁力线会聚到一个较大的开放磁场区域,称为大漏斗。大漏斗随高度扩展的程度比较小。图3.2所示的开放磁漏斗结构与He et al. [2007]中的EIT 195 Å辐射暗区的位置是一致的。因此,我们的结果表明,宁静区中也可能存在漏斗状的开放磁场结构,而太阳风则可以由这些磁漏斗引导着不断外流。当宁静日冕中的大尺度磁环之间发生磁场重联时,磁环可能被打开,从而在宁静区中产生开放的磁漏斗结构,继而将宁静区物质释放到行星际空间,形成太阳风。我们认为,冕洞中的磁漏斗结构应该也具有图3.2所示的特征,即源于网络组织的小漏斗通过不断扩展在日冕里会聚成比较均匀的开放磁场。

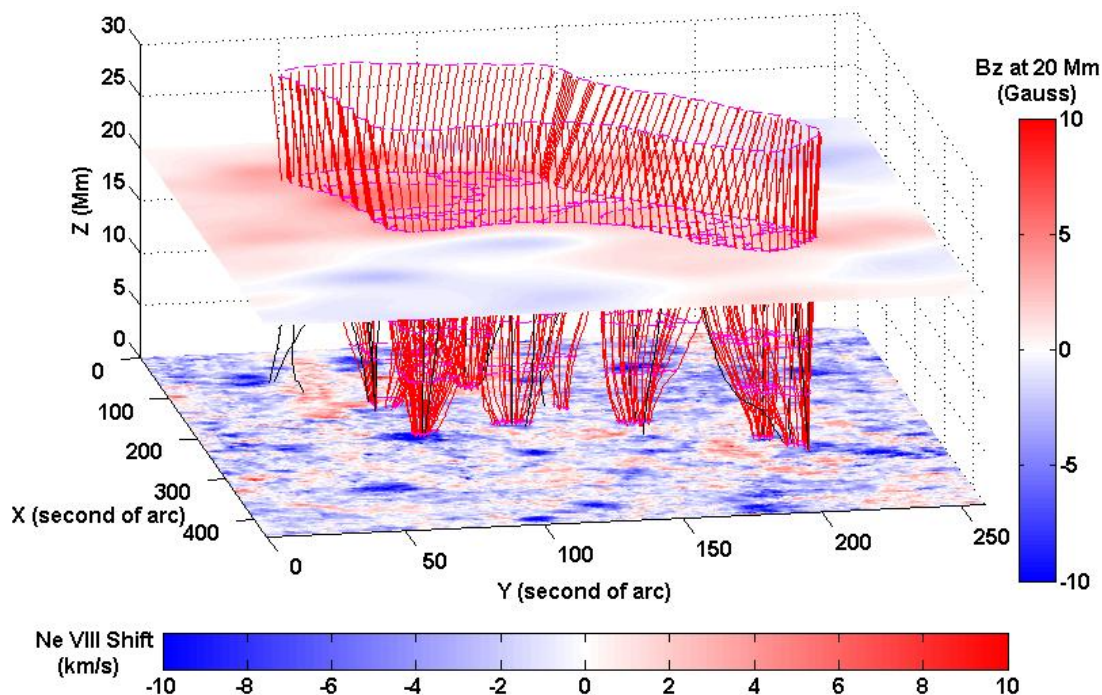


图 3.2 宁静区的开放磁漏斗结构。红线代表沿小漏斗边界延伸出来的开放磁力线，黑线为从小漏斗外延伸出来的开放磁力线，紫线则勾勒出了各个小漏斗和会聚后的大漏斗的横截面。底部为Ne VIII的多普勒频移二维分布图，Z=20 Mm的平面上显示了外推磁场纵向分量在20 Mm高度上的强度。

3.2.2 向宁静区磁环的物质供应

如果宁静区存在太阳风外流，那么我们应该能够观测到形成于高层大气里的谱线蓝移。然而，通过比较图3.2中Ne VIII蓝移较强的位置与磁漏斗的位置，我们发现多数小磁漏斗都对应红移或者较弱的蓝移，仅有一个磁漏斗(坐标 $x=220''$, $y=75''$)对应较强的Ne VIII蓝移。相反，我们发现许多Ne VIII蓝移较强处都对应闭合磁环的足部。图3.3清晰地显示了这一对应关系。这一结果表明，与冕洞不同，宁静区里的Ne VIII蓝移大多与太阳风外流没有直接关系，它更可能是向宁静区磁环供应物质的信息。而当部分磁环被偶尔局地打开时，这些物质也可能被释放到太阳风中。由于Ne VIII在磁漏斗中未显示明显的蓝移，因此太阳风在宁静区开放磁漏斗中形成的高度可能在Ne VIII的形成高度之上。

为了检验宁静区的Ne VIII蓝移与磁环足部的对应关系，我们又分析了SUMER在2008年7月3日13:24到16:00对日心宁静区的观测数据。图3.4是将源于强磁场区域的磁力线投影到水平面上显示的结果。可以明显地看到，几乎

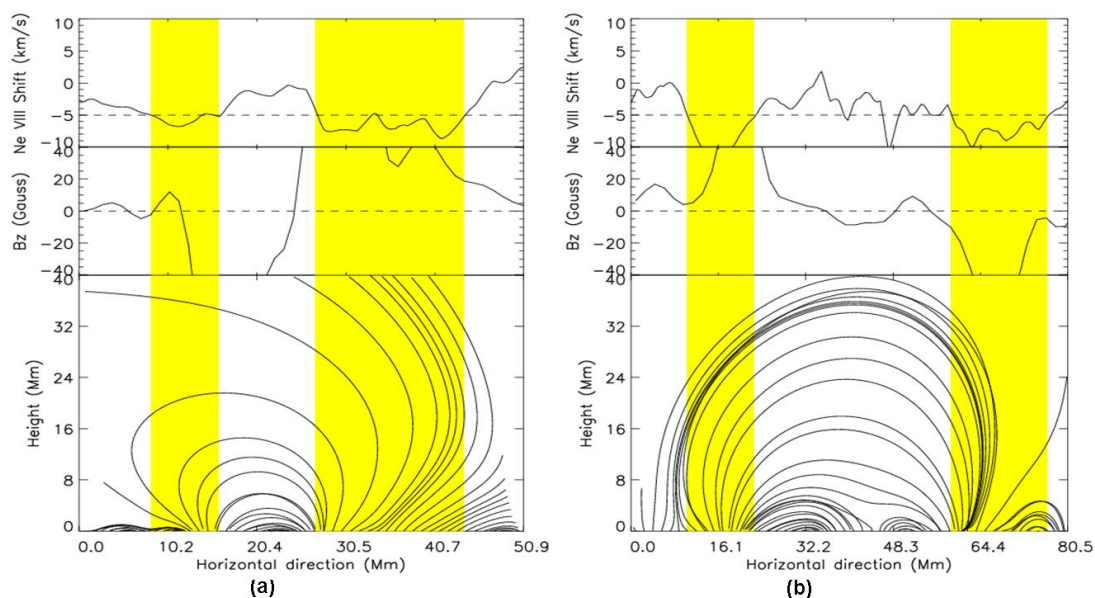


图 3.3 位于宁静区磁环足部的Ne VIII蓝移。(a)和(b)分别为选取的两个磁环系统。沿每个磁环系统水平延伸的方向画一条直线，上图表示沿这条直线的Ne VIII多普勒频移分布，中图表示观测的光球磁场强度沿这条直线的分布，下图是将外推磁场投影到通过这条直线的垂面上的结果。黄色的阴影区域显示了磁环足部与强磁场和强蓝移的对应关系。

所有蓝移较强的位置都对应着磁环的足部。这些磁环足部大多呈漏斗状，从而支持Peter [2001]关于磁漏斗既可与太阳风起源有关也可能只是大磁环足部的观点。我们还可以看到，有些蓝移区域甚至对应着多个磁环系统的公共足部，表明物质进入磁环足部后，可能被供应到不同磁环系统中。

如果认为Ne VIII多普勒频移的大小可以表征高过渡区等离子体整体流动(亦即质子的整体流速)的速度，那么根据SUMER的观测可以计算出每个蓝移区域里质子的流通量：

$$f = N_e V A \quad (3.1)$$

式(3.1)中， N_e 、 V 和 A 分别表示每个磁流管中的电子密度、质子流速以及磁流管截面积。根据图3.4，我们选出21个对应漏斗状磁环足部的强蓝移区域，用每个区域的Ne VIII强蓝移等值线所围的面积作为 A ，而等值线内部多普勒频移的均值作为 V 。由于这次观测中没有合适的密度灵敏谱线，我们无法直接测量电子密度。但是作为式(2.6)的一种近似，可以假设电子密度与辐射强度的平方根成正比 [Xia, 2003; Marsch et al., 2004]。我们首先求出整个观测区域的平

3.2. 宁静区磁场结构与高过渡区的物质外流

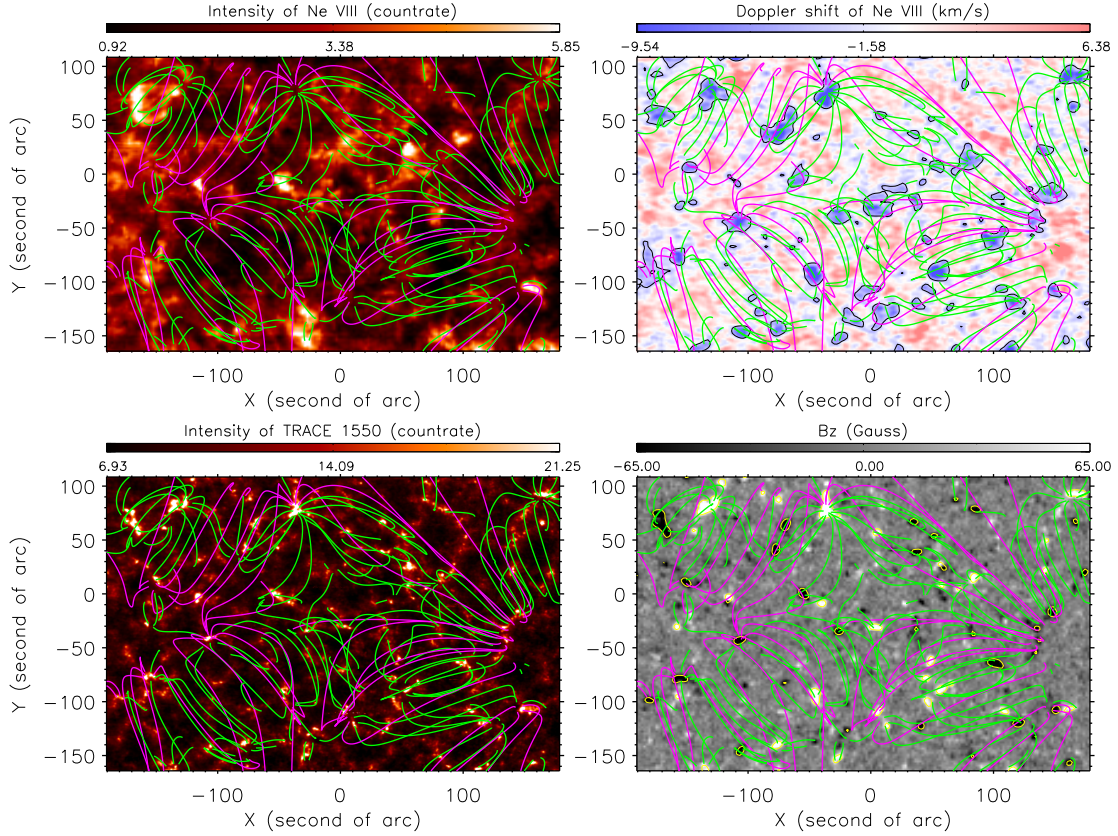


图 3.4 宁静区磁环的漏斗状足部。SUMER观测的Ne VIII强度图(左上)和多普勒频移分布图(右上), 以及TRACE 1550 Å波段的强度图(左下)和MDI观测的光球磁图(右下)。高度小于和大于40 Mm的磁力线投影到水平面上, 分别表示为绿色和紫色的平滑曲线。Ne VIII多普勒频移分布图中的等值线勾勒出了蓝移超过3 km/s的区域, 磁图中的等值线表示磁场强度大于40 Gauss的位置。

均Ne VIII强度, 取相同温度下的宁静区平均电子密度为 $10^{8.95} \text{ cm}^{-3}$ [Landi and Landini, 1998], 由此可得到电子密度与强度平方根之间的比例因子。然后, 根据Ne VIII强蓝移等值线所围面积内观测的平均强度 I , 利用比例因子, 即可得到每个强蓝移区域的电子密度 N_e 。表3.1列出了每个强蓝移区域的坐标位置以及 V 、 A 和 I 。需要指出的是, 在求Ne VIII多普勒频移时, 我们假设整个区域的平均多普勒频移为0。由于一般宁静区中Ne VIII的平均多普勒频移大约是蓝移 2 km s^{-1} [Peter, 1999; Xia et al., 2004], 因此在计算质子流通量时, 我们将所有的 V 都加上 2 km s^{-1} 。

在大尺度太阳磁场(极区冕洞的尺度)的研究中, 磁场结构随高度的扩展程度被认为在很大程度上决定了太阳风的速度 [e.g., Wang, 2009]。我们所研究的漏斗状磁环足部虽然空间尺度比较小(网络的尺度), 但是由于过渡区磁场在很大

表 3.1 宁静区磁环扩展因子与高过渡区质子流通量的计算。

坐标 (x'' , y'')	V (km/s)	A (Mm ²)	I (count rate)	B_{z0} (Gauss)	B_{z4} (Gauss)
-175,55	5.11	165.57	3.80	83.70	32.3
-130,75	5.80	237.46	3.06	123.7	50.1
-80,35	6.01	141.60	2.73	74.90	22.0
-35,75	7.13	196.07	2.40	118.9	45.8
-145,5	4.95	54.464	3.31	66.60	18.5
-110,-50	5.39	156.85	2.26	91.20	24.3
-160,-75	5.62	76.250	3.40	73.60	20.8
-75,-145	4.79	78.428	3.35	68.60	18.7
-45,-95	7.50	128.53	2.14	67.20	23.5
-25,-40	5.05	115.46	2.58	64.70	16.4
-60,-10	4.67	119.82	2.62	83.70	20.4
55,-90	7.04	143.78	2.61	69.60	23.5
100,-60	5.68	152.50	2.18	92.60	27.1
115,-120	4.51	108.92	3.00	97.00	24.7
150,-110	4.84	56.643	3.08	83.30	19.4
145,-20	4.55	215.67	2.22	81.30	24.5
165,90	6.92	150.32	2.97	89.30	26.4
80,10	4.55	189.53	2.86	69.20	20.0
135,-40	4.24	95.857	2.87	72.70	21.5
-5,-110	4.03	91.500	2.30	58.50	17.0
10,-130	4.38	174.28	1.91	52.20	14.6

程度上支配着等离子体的运动，因此质子流通量有可能跟磁环的扩展因子有紧密的关系。由于Ne VIII在宁静区的形成高度大致为4 Mm [Tu *et al.*, 2005a]，因此我们只需计算漏斗状的磁环足部从光球到光球以上4 Mm的范围内扩展的程度。我们采用Marsch *et al.* [2004]的方法，根据磁流管中的磁通量守恒，对每个强蓝移区域，由光球磁场(B_{z0})和4 Mm高度上的磁场强度(B_{z4})计算出这个高度范围磁环的扩展因子。表3.1列出了两个高度上的磁场强度，二者之比即为磁流管在两个高度上的横截面积之比，也就是磁环的扩展因子。

图3.5显示磁环的扩展因子与质子流通量呈反相关。我们认为，在强烈扩展的磁环足部，多数被冷磁环携带进来的能量以及在加热过程中产生的能量被沉积到较低的高度(Ne VIII的形成高度以下)，从而只有较少的能量被用来产生物质上行；而在扩展较缓的磁环足部，有更多的能量可以被传输到Ne VIII的形成

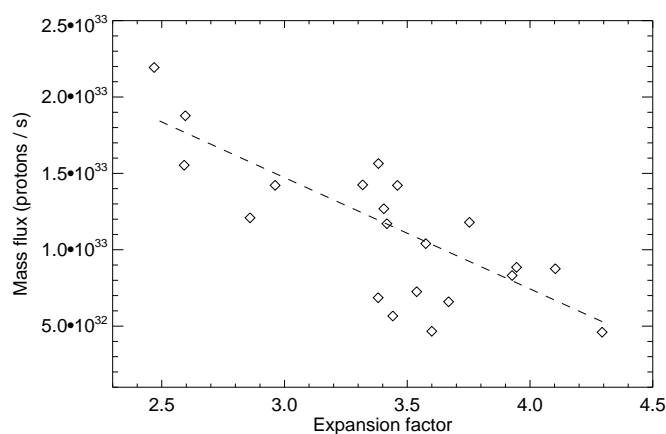


图 3.5 宁静区磁环扩展因子与高过渡区质子流通量的关系。

高度，从而产生较大的上行物质流。

3.2.3 宁静区中的过渡区流场

3.2.3.1 瞬时的虹吸流动

传统上认为，虹吸流动是经常产生于磁环中的流动形式 [e.g., Peter, 2001]。我们发现在高过渡区，大多数磁环的两足都对应蓝移，这显然与虹吸流动的图像不相符。实际上，在2008年7月3日15:50-16:10，SUMER所观测的区域中出现了一个明显的虹吸流动。STEREO两颗飞船上搭载的EUVI仪器的所有波段都记录下了这一小尺度的虹吸流动，图3.6显示了这一过程。然而通过与图3.4进行比较，我们发现产生虹吸流动的地方位于一个蓝移区域(表3.1中坐标为(-35,75))的右边，而与漏斗状的磁环足部无关。

由此我们认为，在宁静区的小尺度磁环中，如果两个足部被不对称加热，磁环中可能会形成从一个足点流往另一个足点的瞬时虹吸流动。但是在较大尺度的磁环中，多数情况下，磁环一个足部中加热产生的上行物质在到达磁环顶部之前就已减速到0，从而无法流往另一个足点。因而在一般情况下，宁静区大尺度磁环中不会出现虹吸流动，所以我们观测到磁环的两个足部都对应物质上行。

图3.6视场左边有一个日冕亮点，通过比较其辐射图像与图3.4中的外推磁场结构，我们发现二者吻合非常好，进一步证明了势场外推在研究过渡区和日冕中比较稳定的结构时是适用的。这也说明对于较大的日冕亮点，与其相联系的

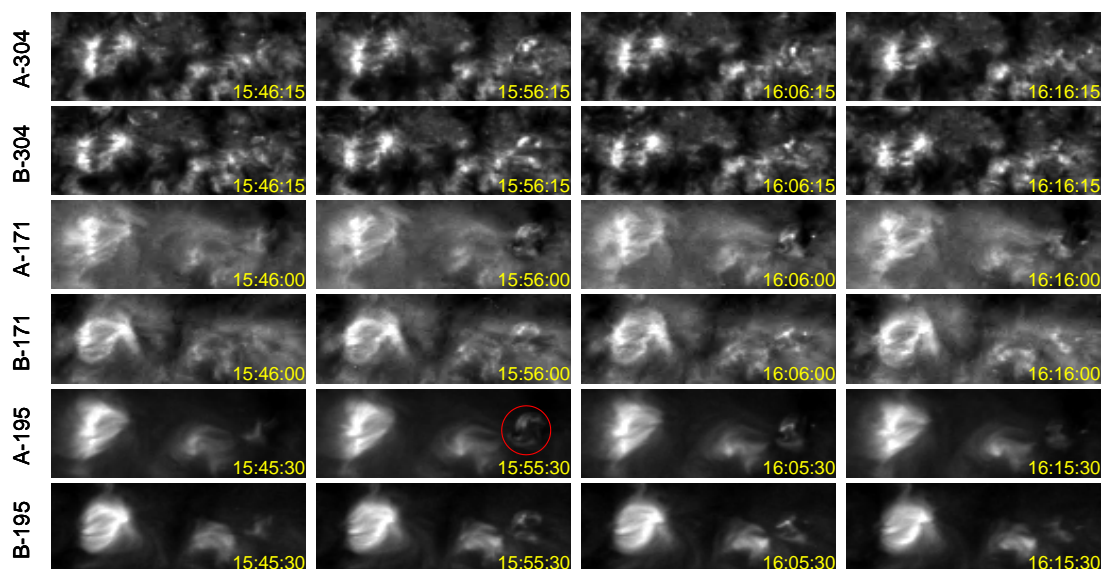


图 3.6 STEREO两颗飞船观测的宁静区瞬时虹吸流动。圆圈标记了瞬时虹吸流动产生的位置。A/B分别代表STEREO的两颗飞船。显示的区域在图3.4的坐标系统中对应的范围大致为 $x = -200'' \sim 40''$, $y = 20'' \sim 120''$ 。

磁环系统可能也比较高，因而其流场结构与一般宁静区大尺度磁环中的流场结构类似，即磁环两足都对应高过渡区物质的上行。

3.2.3.2 稳定的过渡区流场

在冕洞里，色球和过渡区的冷磁环经超米粒对流被不断地输运到网络边界，通过与网络磁场的重联，进入到磁漏斗中，并沿开放磁力线外流形成太阳风 [Axford and McKenzie, 1992; Tu et al., 2005b; Axford et al., 1999]。

在宁静区中，类似的过程可能同样存在，即冷磁环携带的物质通过重联进入大尺度磁环的足部，这些物质受到加热后沿大磁环的两足上行，多数物质在到达磁环顶部之前便减速到0，然后冷却下行。由于温度降低并且这些物质是往下汇聚的，这些下行物质中便产生了很强的较低温谱线的辐射，从而对应形成于过渡区中部的谱线在网络中的明显红移。此外，重联产生的物质下行也是导致这些谱线红移的一个重要原因。由于这些过程时刻都在连续不停地进行，因此平均下来，过渡区中便形成了观测中呈现的相对稳定的流场。

有时，宁静区的部分大尺度闭合磁场结构可能通过磁场重联被局地打开，形成局部开放的磁漏斗结构。由于阻力(磁张力)减小，原来沿磁环足部上行的物质速度增大，从而有可能沿着开放的磁漏斗外流到更高的高度上，经过进一

步加速形成太阳风。

在如上观测的基础上，我们提出日冕环流/对流的新概念，来强调过渡区和日冕里的等离子体经常处于运动状态。色球和过渡区的物质可在网络磁场的引导下向高过渡区和日冕供应，而日冕中的物质也可通过冷却或者自由落体沿磁力线回落到色球和过渡区。这些过程时刻都在进行，以致整体来看过渡区和日冕中存在着较大尺度(超过网络的尺度)的、持续时间较长(数小时到数天)的准稳态的流场。

这种相对稳定的流场可以看作是过渡区和日冕的背景流场。局部区域中发生的一些瞬变现象则可以产生相应的瞬变流场。而过渡区和日冕中的真实流场便是在相对稳定的背景流场上叠加了一些小尺度的瞬变流场。

3.2.3.3 Ne VIII蓝移与谱线宽度的相关

太阳大气里的加热过程经常是与高速的层流、波动以及湍流相联系的 [e.g., *Chae et al.*, 1998a]，而这些过程都能够导致谱线的非热展宽。图3.7显示，Ne VIII的谱宽与蓝移有较好的相关，在较强的蓝移处，谱宽一般都比较大。经计算，Ne VIII谱宽与多普勒频移的相关系数为-0.37，其绝对值远大于谱宽与强度的相关系数0.13。

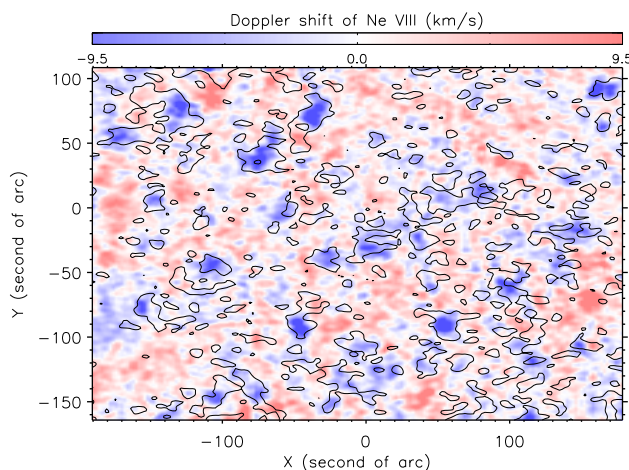


图 3.7 Ne VIII谱线宽度与蓝移的相关。等值线表示谱宽最大的20%的谱形所在的位置。

Hara et al. [2008]发现高温日冕谱线在活动区磁环足部具有较强的非热展宽和 $\sim 20 \text{ km s}^{-1}$ 的蓝移，认为这与脉冲式的日冕加热有关。在*Patsourakos and Klimchuk* [2006]的纳耀斑加热模型中，冕环被认为由成束的细丝所组成。这些细丝的尺度小于现今观测仪器的分辨极限。不同的细丝在不同的时刻被突然加

表 3.2 用来研究日冕亮点流场的谱线。

SUMER的谱线			EIS的谱线		
离子	波长 (Å)	形成温度 $\log(T/K)$	离子	波长 (Å)	形成温度 $\log(T/K)$
O II	833.332	4.5	Fe VIII	185.21	5.6
O III	833.749	4.9	Fe X	184.54	6.0
S IV	750.221	5.0	Fe XII	195.12	6.1
N IV	765.149	5.1	Fe XIII	202.04	6.2
O IV	787.710	5.2	Fe XIV	264.79	6.3
O V	758.677	5.4			
Ne VIII	770.428	5.8			

热，产生极高速度的高温物质流动。但是由于在任一时刻只有部分细丝中有高速流动，而前一时刻的高速流动物质也在这一时刻冷却，因此平均起来，任一时刻的谱形还是由稳定的辐射分量占主导，而不同细丝中并不同步的脉冲加热分量将导致谱形被增宽 [Warren and Doschek, 2005; Patsourakos and Klimchuk, 2006]，我们的观测结果与这一图像相吻合。网络中蓝移 $\sim 6 \text{ km s}^{-1}$ 的辐射对应稳定的热辐射，而部分细丝中不时产生的高速脉冲式流动可将谱形大大增宽，但是并不能使形成于高过渡区的谱线产生与脉冲式流动速度相比拟的明显蓝移。

3.3 日冕亮点的流场及其供能机制

日冕亮点经常散布在极紫外/远紫外波段的太阳图像中，是过渡区和低日冕的主要结构之一，被认为与小尺度磁场重联过程有关。分析与亮点相联系的流场结构对于其供能机制的研究有重要意义。这里我们结合SUMER和EIS两个紫外光谱仪的观测，对同一个日冕亮点的流场进行了系统的分析。由于SUMER的谱段中包含了许多形成于过渡区的强线，而EIS的谱段中则有较多形成于低日冕的谱线，因此二者的结合有助于研究亮点流场在不同高度上的特征。

2007年4月5日，SUMER和EIS对位于日心附近的宁静区进行了联合观测，视场内有一个日冕亮点。SUMER扫描时间为01:44到05:13，EIS的扫描时间为03:15到04:09。二者的曝光时间均为90 s。对于不同的谱线，EIS的观测是严格同时进行的。但是对于SUMER，在用一个波长窗口对目标区域扫描一次后，

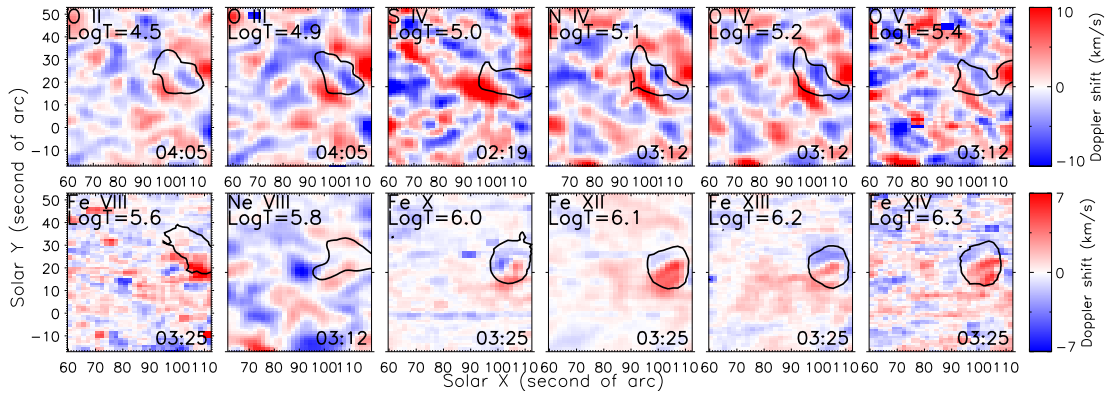


图 3.8 日冕亮点在过渡区和日冕温度下的多普勒频移。等值线表示最强的辐射，即亮点的位置。图中显示了谱线对应的离子和形成温度，以及亮点被观测的大致时间。

马上变换到另一个波长窗口进行扫描，因此不同的谱线对亮点观测的时间不一样。我们选取12条辐射较强的谱线来进行分析，表3.2列举了这些谱线的波长和形成温度等信息。对各个谱形进行高斯拟合，便可得到图3.8所示的亮点及其周边区域的多普勒频移二维分布图。

图3.8显示亮点两侧分别出现较强的红移和蓝移，这一特征印证了 *Brosius et al.* [2007] 的一维观测结果。此外，从图3.8中还可以明显地看到，蓝移与红移的交界线在低温和高温时截然不同，几乎是垂直的。这一结果反映出亮点流场在不同高度上可能差别较大。与亮点相联系的红移和蓝移可能对应磁场重联产生的双向出流物质，二者交界线在低温和高温的不同可能说明过渡区和日冕中的重联机制不同，从而支持 *McIntosh* [2007] 提出的日冕亮点两步供能机制。我们不妨将过渡区和日冕温度下观测的日冕亮点分别称为亮点的冷分量和热分量。根据 *Priest et al.* [1994] 和 *Parnell et al.* [1994] 的理论分析以及 *Madjarska et al.* [2003] 的观测研究，低层大气中的磁对流运动所导致的磁场重联(磁对消)可为亮点的冷分量提供物质和能量，当能量积累到一定程度时，将会驱动亮点的磁环系统扩展和升高。而根据 *Longcope* [1998] 的理论分析和 *Brown et al.* [2001] 的观测研究，上升的磁环系统与原本覆盖在上面的大尺度日冕磁场相互作用，可以产生磁分隔线，沿分隔线的磁场重联便产生了亮点的热分量。

此外，亮点中的红移和蓝移也可能反映了与亮点相联系的磁环系统中存在比较稳定的虹吸流动。在虹吸流动的图像中，物质从磁环的一个足点流向另一个足点，从而在两足分别产生蓝移和红移。如果磁环是纽结的，则观测到的红移和蓝移的交界线在不同高度上便可能完全不同。

图3.8还显示, 亮点中不同时刻的过渡区流场形态非常相似。这一发现表明, 尽管亮点通常被认为是瞬变的小尺度现象, 其流场仍然存在一个相对稳定的分量, 从而进一步证实了过渡区存在稳定的流场。我们的结果显示, 这个稳定的分量至少存在大约两个小时。

然而不同亮点的流场特征可能完全不同。在实际观测中, 我们发现多数亮点呈现一边红移一边蓝移的流场特征。而另外也有一些亮点的两边都呈蓝移, 比如图3.6视场左边的亮点。亮点环的大小和磁场结构的不同可能是决定亮点流场的重要因素, 对于图3.6所示的较大尺度的亮点, 其磁环系统相对较大, 因而其中的流场与大尺度冕环中的流场类似。要理解两种流场产生的原因, 需要结合光谱学观测和磁场观测进一步深入分析。

3.4 宁静区的Ly α 谱形

3.4.1 SUMER的Ly α 非常规观测

由于SOHO飞船位于远离地球大气层的L1点, 因此SUMER对Ly α 谱线的观测不会受地冕吸收的影响。然而由于Ly α 谱线非常之强, 如果在正常情况下用SUMER来观测其日面辐射, 探测器将会饱和。Teriaca *et al.* [2005a, b, 2006]曾尝试修正这些饱和的谱形, 结果发现可能引入的误差和不确定性太大。虽然位于SUMER探测器两端的衰减器可以让Ly α 辐射强度衰减至1/10, 然而后来发现衰减器竟会破坏谱形, 使得观测的谱形无法用于定量分析 [Heinzel *et al.*, 2001]。

从2008年6月开始, 我们运用一种全新的方法, 用SUMER首次观测到了不受地冕吸收影响的高质量的太阳Ly α 谱形。在多次非常规观测中, 我们将SUMER仪器的进光口部分关闭, 使得只有大概20%的光进入望远镜。采用宽0.3"的狭缝, 选择15 s的曝光时间, 太阳上不同区域辐射的Ly α 谱形被探测器的Bare部分正常地记录下来。在我们采用的波长窗口中, 含有Ly α 和Si III 1206.51 Å两条强线, 共有三段光谱(每段在波长维度为50个像素)被传送到地面, 其中一段包含Si III 1206.51 Å, 另两段分别为Ly α 谱形的两部分(由于Ly α 谱形较宽, 需要将其分解为两部分再下传)。在其中的几次观测中, 我们还加入了一个包含Ly β 和O VI 1031.93 Å两条强线的波长窗口, 该窗口中同样有三段光谱被传送到地面, 其中一段包含O VI 1031.93 Å, 另两段分别为Ly β 谱形的两部分。除Ly α 谱形被记录到探测器的Bare部分外, 其他三条谱线的谱形均被记录

3.4. 宁静区的Ly α 谱形

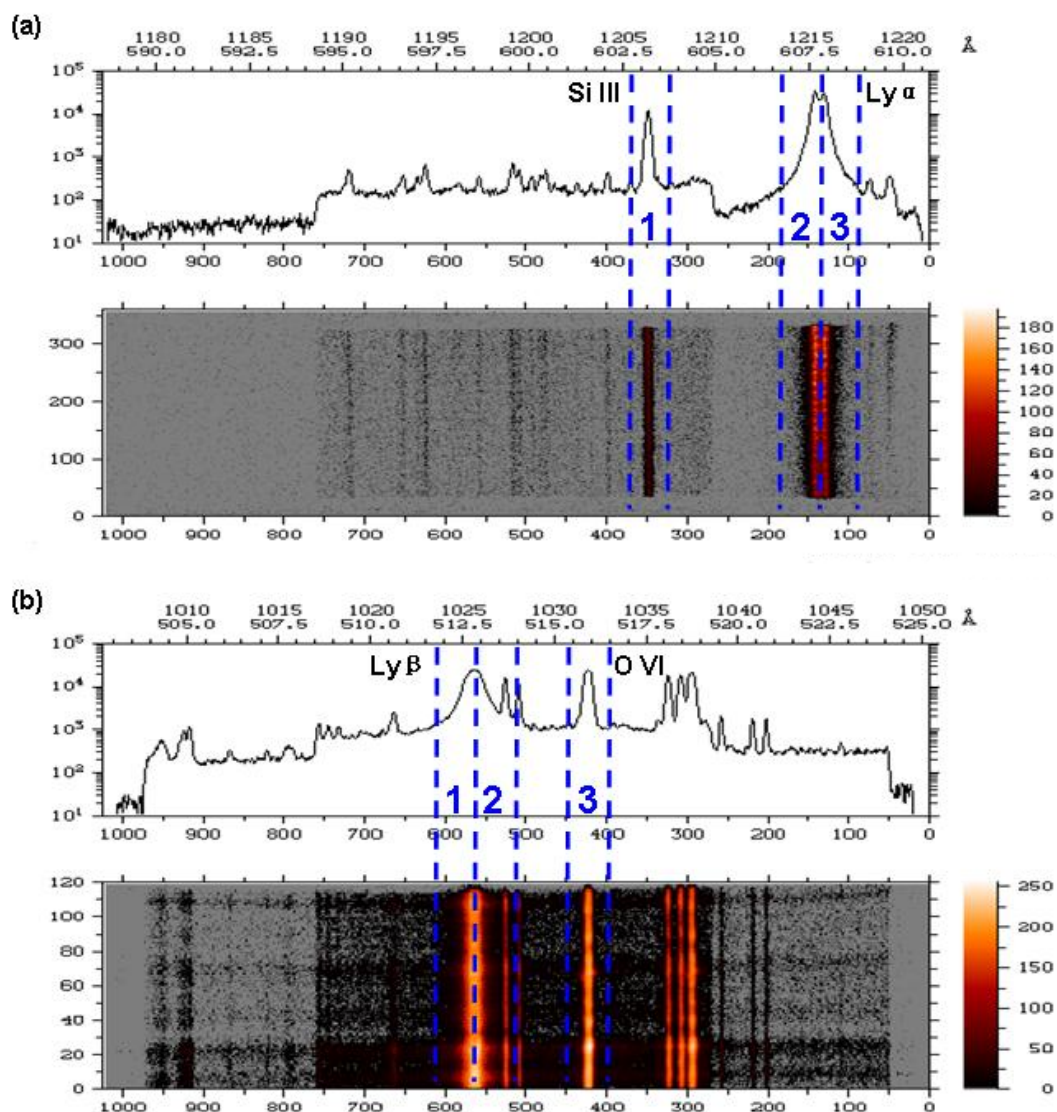


图 3.9 SUMER的Ly α 非常规观测中被传输到地面的几段光谱在探测器上的位置。(a)来自1996年11月18日观测的冕洞上方的参考光谱，(b)来自1996年10月28日观测的宁静区参考光谱。(a)和(b)中都显示了探测器上记录的光谱(下)和沿狭缝叠加的谱形(上)，单位为光子计数。下横轴为波长像素，上横轴显示了对应的一级和二级衍射波长。竖线标记出了下传的谱段。摘自SUMER数据中心网站：<http://www.mps.mpg.de/projects/soho/sumer/FILE/SumerEntryPage.html>。

到探测器的KBr部分。图3.9显示了被传输到地面的几段光谱在探测器上的大致位置以及沿狭缝叠加的谱形。表3.3 列举了其中几次观测的基本信息。

由于Ly α (以及Ly β)的谱形是由传输到地面的两段光谱拼在一起的。因此在校正数据时，为了防止几何失真校正破坏谱形中央部分，需先将Ly α (以及Ly β)的两段光谱拼在一起，然后再做几何失真校正。校正完数据后，可以对

表 3.3 Ly α 非常规观测的时间和目标区域等信息。

序号	观测日期	观测区域	扫描方式	观测谱线
1	2008.06.24	宁静区	日心、东边临边和中间位置各扫描一次	Ly α 、Si III
2	2008.06.25	宁静区	日心、东边临边和中间位置各扫描一次	Ly α 、Si III
3	2008.06.26	宁静区和冕洞	日心、南极冕洞和中间位置各扫描一次	Ly α 、Si III
4	2008.07.02	宁静区	日心处固定狭缝连续观测	Ly α 、Si III、Ly β 、O VI
5	2008.09.23	宁静区	日心处扫描一次	Ly α 、Si III、Ly β 、O VI
6	2009.04.17	冕洞	南极冕洞里扫描一次	Ly α 、Si III、Ly β 、O VI

形成于过渡区中部的谱线Si III和O VI进行高斯拟合，从而得到谱线强度和多普勒频移。而对于Ly α 和Ly β ，由于谱形中央存在反转，无法进行高斯拟合，可直接将观测谱形积分得到谱线强度。正式观测之前，一般用880 Å左右的赖曼连续谱分别在不关进光口和部分关闭进光口的条件下进行观测，根据两次观测的连续谱积分强度之比，求出精确的放大倍数。将观测的谱线强度乘以放大倍数，即可得到各条谱线真正的辐射强度。作为示例，图3.10显示了表3.3中第3组数据里日心扫描区域的Ly α 强度和Si III多普勒频移图像。

3.4.2 Ly α 谱形不对称性与过渡区中部红移的关系

Warren *et al.* [1998]发现除Ly α 以外的低阶赖曼谱线(Ly β 到Ly ϵ , n=2-5)的平均谱形红峰比蓝峰强，并且这种不对称性随谱线强度增大而更加显著。我们首先采用类似的方法，将所有数据点按Ly α 谱线强度划分为6个区间，然后将各个区间的谱形叠加平均。图3.10(c)显示了各个强度区间的平均谱形。可以很明显的看到，Ly α 谱形的不对称性与Ly β 等相反，即多数谱形的蓝峰比红峰强。在辐射最弱的区域，谱形基本是对称的。随着强度的增加，谱形变得不对称起来。

Fontenla *et al.* [2002]和Gunár *et al.* [2008]的模拟研究结果表明，赖曼谱形两峰的不对称性与高层大气中的流场有重要的关系。Gunár *et al.* [2008]在对日珥的模拟研究中发现，10 km s⁻¹的速度便可以使赖曼谱形呈现出强烈的不对称性，他们预言Ly α 谱形的不对称性可能与其他赖曼谱形的不一样。由于我们的观测中包含Si III谱线，因此可以研究Si III谱线的多普勒频移和Ly α 谱形不对称

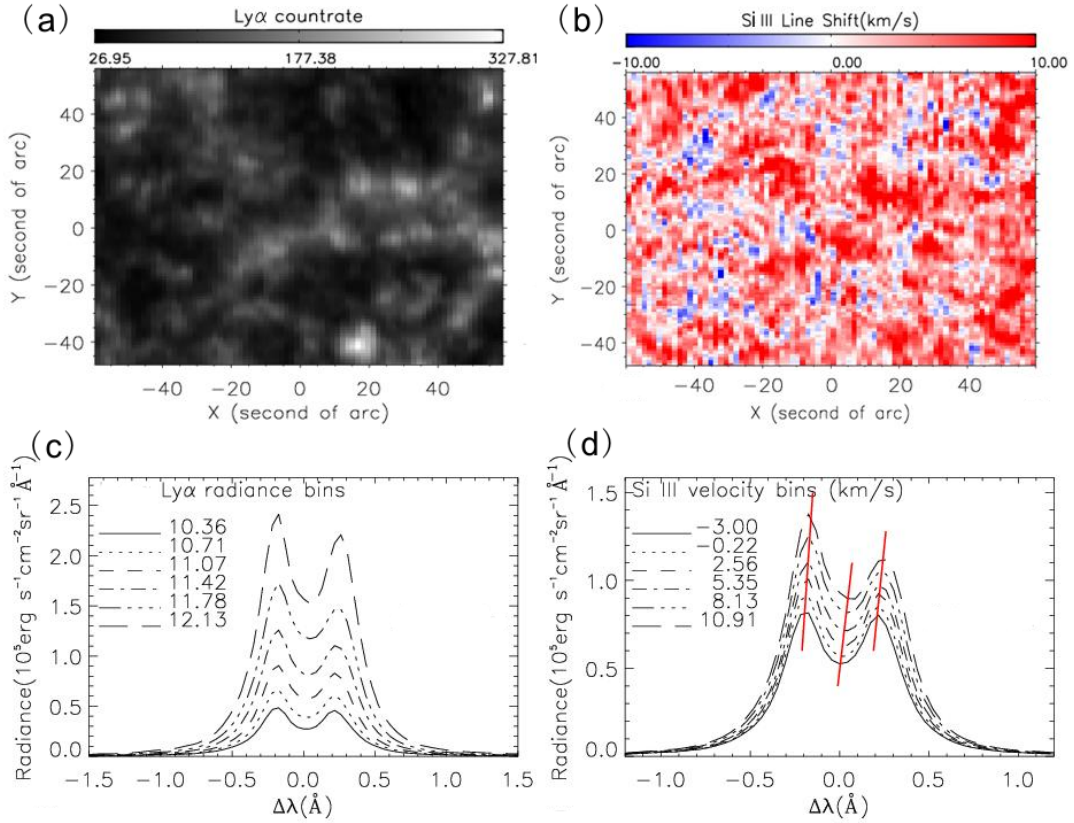


图 3.10 Ly α 谱形不对称性与Si III多普勒频移的关系。(a): 第3组数据里日心扫描区域的Ly α 强度, 单位为计数率; (b): 相应区域的Si III多普勒频移, 假设临边外平均谱形的多普勒频移为0; (c): 不同强度(Ly α)区间的平均Ly α 谱形, 各区间的平均强度值(取自然对数)也标在图中; (d): 不同多普勒频移(Si III)区间的平均Ly α 谱形, 各区间的平均多普勒频移值也标在图中; 三条斜线反映了两峰以及线心位置随多普勒频移的变化趋势。

性之间的关系。将所有数据点按Si III的多普勒频移划分为6个区间, 然后将各个区间的谱形叠加平均。图3.10(d)显示了各个区间的平均谱形。结果显示, 在多普勒频移为0或者较小时, 谱形基本上是对称的。随着红移的增加, 谱形的不对称性越来越明显。因此, 这一结果首次在观测上直接证实了Ly α 谱形的不对称性与高层大气里的系统性流动有紧密的联系。由于过渡区谱线的红移在网络里最显著, 红移随强度增强而增强 [e.g., *Curdt et al.*, 2008a; *Dammasch et al.*, 2008], 因此, 图3.10(c)所显示的Ly α 谱形不对称性与强度的关系, 事实上可能只是Ly α 谱形不对称性与Si III红移关系的一种反映。

为了进一步分析Ly α 谱形的不对称性与Si III多普勒频移的关系, 我们又分析了第4组数据中的时间序列。为了量化Ly α 谱形的不对称性, 首先对谱形的两峰区域和反转区分别进行二次多项式拟合, 从而分别得到蓝峰、红峰、线心

对应的波长位置 λ_b 、 λ_r 、 λ_c ，以及蓝峰、红峰、线心的高度 I_b 、 I_r 、 I_c 。谱形的不对称性定义为 I_b 与 I_r 之比。将狭缝上一个辐射较强的区间里的谱形平均，求出 $\text{Ly}\alpha$ 平均谱形的不对称性和 Si III 平均谱形的多普勒频移，即得到图3.11所示的 $\text{Ly}\alpha$ 谱形不对称性与 Si III 多普勒频移的时间序列。可以看出二者有一定的时间相关性。由于 $\text{Ly}\alpha$ 谱形的不对称性与色球、过渡区、日冕中的各种流动以及温度、密度特性等都有关系，而过渡区中部的流场显然并非决定谱形不对称性的唯一因素，因此图3.11中的两条曲线并非完全同步。但是，我们的结果至少表明，过渡区中部的流场在很大程度上影响了 $\text{Ly}\alpha$ 谱形的不对称性。

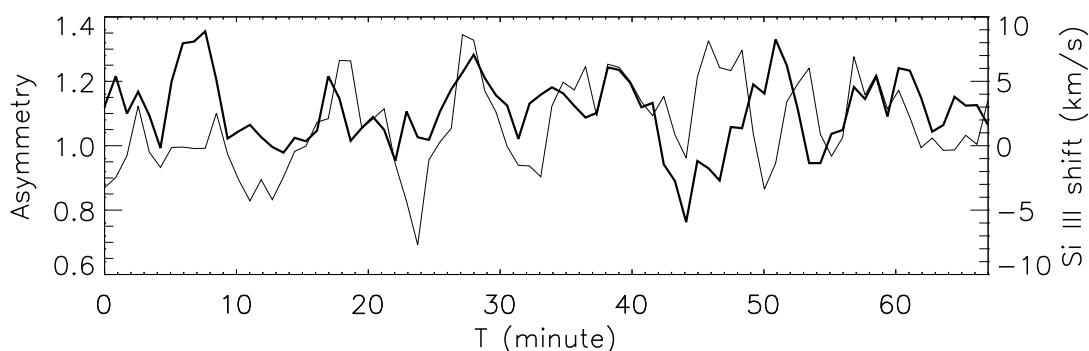


图 3.11 $\text{Ly}\alpha$ 谱形不对称性与 Si III 多普勒频移的时间序列。粗线为 $\text{Ly}\alpha$ 谱形不对称性，细线为 Si III 多普勒频移。

以上结果表明，过渡区流场在 $\text{Ly}\alpha$ 谱线的形成过程中可能起到了重要的作用。这里我们不妨顺着Fontenla *et al.* [1988]的思路，假设从高色球和低过渡区辐射出来的 $\text{Ly}\alpha$ 谱形最初基本是对称的，而静态或者流动的高层大气里的吸收和辐射效应可以在很大程度上改变 $\text{Ly}\alpha$ 谱形。过渡区中部的红移被普遍认为反映了下行的物质流动，由于多普勒效应，这些下行物质中的氢原子辐射也会产生红移，从而对下面辐射出来的 $\text{Ly}\alpha$ 谱形的红翼(线心与红峰之间的位置)产生吸收。红移越强，谱形中被吸收部分的位置越靠近原来红峰的位置，导致红峰的吸收越强。图3.10(d)中的三条斜线反映了两峰以及线心位置随多普勒频移的变化趋势，随着红移的增强，这三个位置都往红端移动，表明如上推测有一定的合理性。然而要真正理解这一过程，还需借助包含详细辐射转移计算的数值模拟。

3.4.3 $\text{Ly}\alpha$ 谱形的中央反转程度在网络内外的区别

尽管人们通过火箭和地球轨道卫星已经发现 $\text{Ly}\alpha$ 在所有赖曼谱线中具有最

大的不透明度，其谱形中央部分一般会出现很强的反转 [e.g., *Gouttebroze et al.*, 1978; *Fontenla et al.*, 1988]。但是由于其线心受到地冕中氢原子的强烈吸收，而去掉这一效应必然引入误差，因此难以对反转区进行量化分析。由于SUMER观测的Ly α 谱形未受地冕吸收的影响，因此可以用来对反转区进行精确的定量研究。

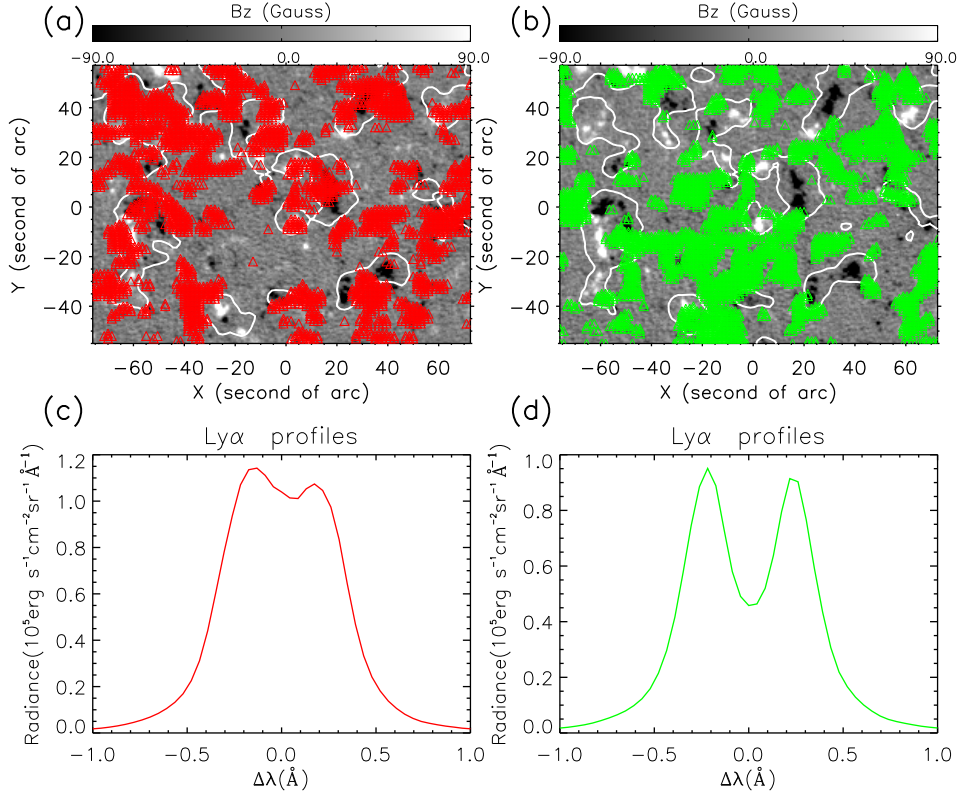


图 3.12 网络和网络内区的Ly α 谱形。(a)和(b)中的背景为光球磁图，白色等值线表示Ly α 辐射较强的位置。红色和绿色的小三角形分别代表反转程度最小的25%和最大的25%的谱形所在的空间位置。(c)和(d)分别表示(a)和(b)中所标位置处的谱形叠加平均的结果。

可以定义一个量 $D=0.5(I_b + I_r)/I_c$ ，用来表征谱形中央反转的程度。显然， D 比较大时，表示反转程度较大。求出扫描区域内各个位置对应的 D 值，便可以研究 D 的空间分布。图3.12显示了第5组数据的分析结果，图中标记出了 D 值最小的25%的点(红色)和最大的25%的点(绿色)所在的位置。图中，强磁场和辐射强度的等值线勾勒出来了网络组织。可以看到，反转较强的Ly α 谱形倾向于分布在弱磁场的网络内区，而反转较弱的谱形则倾向于分布在强磁场的网络里。

这种倾向性可能是网络和网络内区不同的磁场结构所导致的。网络是不同尺度的磁环以及磁漏斗集中的地方， $\text{Ly}\alpha$ 的辐射有相当一部分源于这些结构的外围(如网络磁环的外围)，位于相对比较高的位置，因此网络里 $\text{Ly}\alpha$ 在往外辐射的过程中只存在较弱的辐射转移效应，其不透明度相对较小。而网络内区基本上只有低矮的小磁环，产生于这些小磁环中的 $\text{Ly}\alpha$ 辐射在往外传输的过程中，存在强烈的吸收效应。当然， $\text{Ly}\alpha$ 辐射源区以及传输路径中的温度和密度等因素也对谱线的形成有重要的影响，在通过数值模拟的方式来理解如上结果时，这些因素必然也应被考虑。

3.5 小结

通过分析SOHO飞船上搭载的SUMER和MDI仪器观测的数据，以及Hinode飞船上搭载的EIS仪器的数据，我们系统研究了宁静区的过渡区流场、磁场结构和辐射特征，得到了如下新的结果和结论：

(1)基于光球磁场观测，重构出宁静区的开放磁漏斗结构。提出宁静区中的大尺度磁环有时可以被局地打开，从而将过渡区和色球物质输送到日冕中更高的地方，并可能最终形成太阳风。

(2)发现在宁静区，Ne VIII蓝移较强的区域与磁环足部的位置相吻合，表明高过渡区的蓝移是向磁环供应物质的信息，而与太阳风起源无直接关系。计算的结果表明，外流物质的通量与漏斗状的磁环足部的扩展因子成反相关。观测还发现，Ne VIII的多普勒频移与其谱线宽度有很强的相关性，可能表明磁漏斗是由许多没有被分辨出来的精细结构组成的。

(3)提出过渡区和日冕中存在较大尺度(超过网络的尺度)的、持续时间较长(数小时到数天)的准稳态的流场。色球和过渡区的物质可在网络磁场的引导下向高过渡区和日冕供应，而日冕物质也可通过冷却或者自由落体沿磁力线回落到色球。这些流动连续不停地进行，平均起来便形成了太阳高层大气中相对稳定的流场。过渡区和日冕中的真实流场便是在这种相对稳定的背景流场上叠加了一些小尺度的瞬变流场。

(4)结合SUMER和EIS两个紫外光谱仪的观测，在 $\log(T/\text{K})=4.5-6.3$ 的极宽温度范围内，对同一个日冕亮点的二维流场结构进行了系统的分析。发现该亮点两边分别存在较强的红移和蓝移，并且蓝移与红移的交界线在过渡区和日冕截然不同。这一结果可能说明在不同的高度存在着两次磁场重联，也可能表明亮

点的磁环系统是纽结的。

(5)对无地冕吸收的 $\text{Ly}\alpha$ 谱形进行了分析。发现多数 $\text{Ly}\alpha$ 谱形中央有很强的反转，反转区较深的 $\text{Ly}\alpha$ 谱形倾向于分布在弱磁场的网络内区。短波长一侧的峰(蓝峰)比长波长一侧的峰(红峰)要强，这与 $\text{Ly}\beta$ 谱形的不对称性完全相反，并且这种不对称性随着过渡区中部红移的增强而更加明显。要真正理解这些观测结果，未来还需借助包含详细辐射转移计算的数值模拟。

这些全新的观测结果将促进对日冕物质和能量供应机制的探索，并为宁静区太阳风起源的研究指明了方向，即需要通过对磁环打开机制的探讨来推进宁静区太阳风起源的研究。而高层大气中的流场与来自低过渡区的 $\text{Ly}\alpha$ 辐射之间的耦合，不仅大大增进了我们对低过渡区辐射的了解，而且为改进太阳大气模型提供了重要的观测依据。

第四章 冕洞中的过渡区辐射与网络磁场结构

4.1 引言

太阳过渡区并非一个均匀的水平分层结构。实际上，过渡区磁场和等离子体的分布是很不均匀的。宁静区的主要磁场结构是不同尺度的磁环，而冕洞中开放的磁场结构占主导。由于过渡区是低 β 值的等离子体区域，磁场控制着等离子体的运动，因此两个区域不同的磁场结构也导致过渡区辐射和流场具有不同的特征。

由于许多极紫外/远紫外谱线主要形成于过渡区，因此如果知道这些谱线的形成高度，就可以确定过渡区的高度。将谱线强度(高过渡区谱线一般用其多普勒频移)与不同高度上的外推磁场进行相关分析，*Tu et al.* [2005b]、*Tu et al.* [2005a]和*Marsch et al.* [2006]分别求得了极区冕洞和高纬宁静区中几条谱线的形成高度。但是在对高纬区域的观测中，得到的谱线参数并非径向分量。如果将观测所得的视向分量简单地除以 $\cos\theta$ (θ 为纬度)，再与外推的径向磁场分量做相关分析，结果会存在一定的不确定性。

过渡区的主要结构是网络结构。在*Gabriel* [1976]的网络结构模型中，网络磁场随高度的增大而不断扩展。但是该模型仅仅是描述平均的网络磁场结构，并未显示冕洞与宁静区可能的区别。*Patsourakos et al.* [1999]对宁静区的谱线辐射强度图做自相关分析，并用自相关函数的半高半宽来量化网络的尺度(宽度)，从而得到网络尺度随谱线形成温度变化的趋势。他们发现宁静区的网络尺度在温度 $\log(T/K)=5.4$ 以下基本是恒定的，而在 $\log(T/K)=5.4$ 之上则迅速变大。运用类似的方法，*Gontikakis et al.* [2003]和*Ravindra and Venkatakrishnan* [2003]也都只是研究宁静区的网络结构。这些观测研究都没有讨论过冕洞中的网络辐射和磁场结构。

尽管对于多数形成于低过渡区的谱线来讲，冕洞和宁静区的辐射并无明显的区别。但是氢原子的 $\text{Ly}\alpha$ 和 $\text{Ly}\beta$ 等谱线却是例外，人们很早便发现 $\text{Ly}\alpha$ 和 $\text{Ly}\beta$ 等的辐射在冕洞中明显减弱。对于冕洞和宁静区中赖曼谱线的谱形特征，人们则没有发现明显的不同。

由于对低纬区域的观测具有基本不存在视向投影效应的优点，因此本章首次将*Tu et al.* [2005a]提出的相关分析方法应用到低纬冕洞及其周围

的宁静区，从而直接比较过渡区的高度和空间延伸范围在冕洞和宁静区的不同 [Tian *et al.*, 2008e]。我们还将运用自相关的方法，对冕洞和宁静区的辐射强度、宏观流动、非热运动以及磁场等结构的特征宽度(横向尺度)进行比较研究 [Tian *et al.*, 2008b]。由于所用的16条谱线的形成温度覆盖了从 $\log(T/K)=4.0$ 到 $\log(T/K)=6.0$ 的极宽的温度范围，因此我们可以研究辐射和磁场结构的尺度从色球到日冕的完整的变化趋势 [Tian *et al.*, 2010b]。此外，我们还将分析最新观测的无地冕吸收的 $\text{Ly}\alpha$ 和 $\text{Ly}\beta$ 谱形在冕洞和宁静区的不同特征，这些不同可能反映了冕洞的过渡区磁场结构和流场与宁静区的区别 [Tian *et al.*, 2009d]。

4.2 过渡区谱线的辐射高度

从1997年3月7日18:00到次日17:42，SUMER使用狭缝 $2(1'' \times 300'')$ 对太阳北半球的一个低纬冕洞及其周围的宁静区进行了长达一天的连续观测。在这次观测中，SUMER没有开启扫描供能，而仅通过太阳自转使得狭缝对准的日面位置在垂直于狭缝的方向上移动。在观测区域附近，太阳自转的速度大致为每小时 $10''$ ，因此SUMER实际对日面观测的区域大小约为 $235'' \times 300''$ 。图4.1中的白色方框显示了SUMER扫描的区域，EIT 171 Å波段的成像清楚地显示了这一低纬冕洞和周围宁静区的形态。

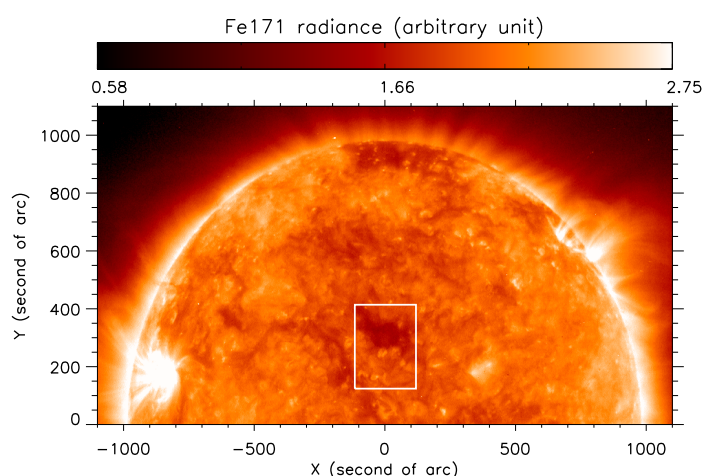


图 4.1 EIT 171 Å波段于1997年3月8日07:00观测的日冕图像。图中白色方框显示了SUMER扫描的区域。

在下传到地面的波长窗口中，含有七条强线。表4.1列出了这七条谱线的波

表 4.1 1997年3月7日18:00到次日17:42观测中的SUMER谱线。

离子	谱线波长(\AA)	形成温度($\log(T/\text{K})$)	平均多普勒频移(km s^{-1})
Ne VIII	770.428	5.80	-2.5
O V	760.446	5.35	7
O IV	787.710	5.23	9
O IV	790.199	5.23	9
S V	786.470	5.26	9
N IV	765.149	5.15	7
N III	764.351	4.90	7

长和形成温度，以及根据Xia [2003]的统计分析得到的平均多普勒频移。

在东西方向上，SUMER每次曝光后，太阳自转所导致的狭缝对准位置平均下来都会移动 $\sim 0.24''$ 。为了使SUMER观测的图像中东西方向和南北方向的空间像素大小相近，我们将在每四次相邻曝光中得到的数据平均，从而使东西方向上的空间像素大小变为 $\sim 0.95''$ ，与南北方向上的 $\sim 1.02''$ 相当。由于本次观测中没有温度较低的色球谱线，无法对谱线静止波长的大小进行绝对标定，我们取Xia [2003]的统计分析结果，作为各条谱线在整个观测区域的平均多普勒频移，由此可计算出各条谱线绝对多普勒频移的大小。

4.2.1 合成磁图与磁场外推

如上的SUMER观测持续了大约一整天的时间，这与网络组织以及网络磁场的寿命相当。因此，用一个时刻观测的磁图来研究SUMER观测区域里的磁场结构显然是不合适的。为了尽量减小磁场随时间演化带来的误差，我们选择在这一天时间内MDI所观测的15副全日面磁图。根据与SUMER观测时间相近的原则，从每副磁图中抽出一个南北向的长条形区域，然后将它们拼接成一副磁图，将其与SUMER观测的N IV谱线强度做互相关分析，根据最大相关原则，从中取出与SUMER观测区域相对应的合成磁图。图4.2显示了这一合成磁图。由于我们所用的15副MDI磁图中，相邻两幅磁图之间的时间间隔只有96分钟，因此磁场随时间演化的效应在得到的合成磁图中几乎可以忽略。然而MDI在不同时刻观测的磁图信噪比不一样，这在合成磁图中表现得比较明显。但是由于噪声只影响较弱的磁场测量精度，而对较强的磁场测量没有影响，而在如下相关分析中起主要作用的是强磁场，因此这一缺陷对我们的结果不会有明显影响。

图4.2还显示了强磁场与较强的辐射以及较大的多普勒频移之间的对应关

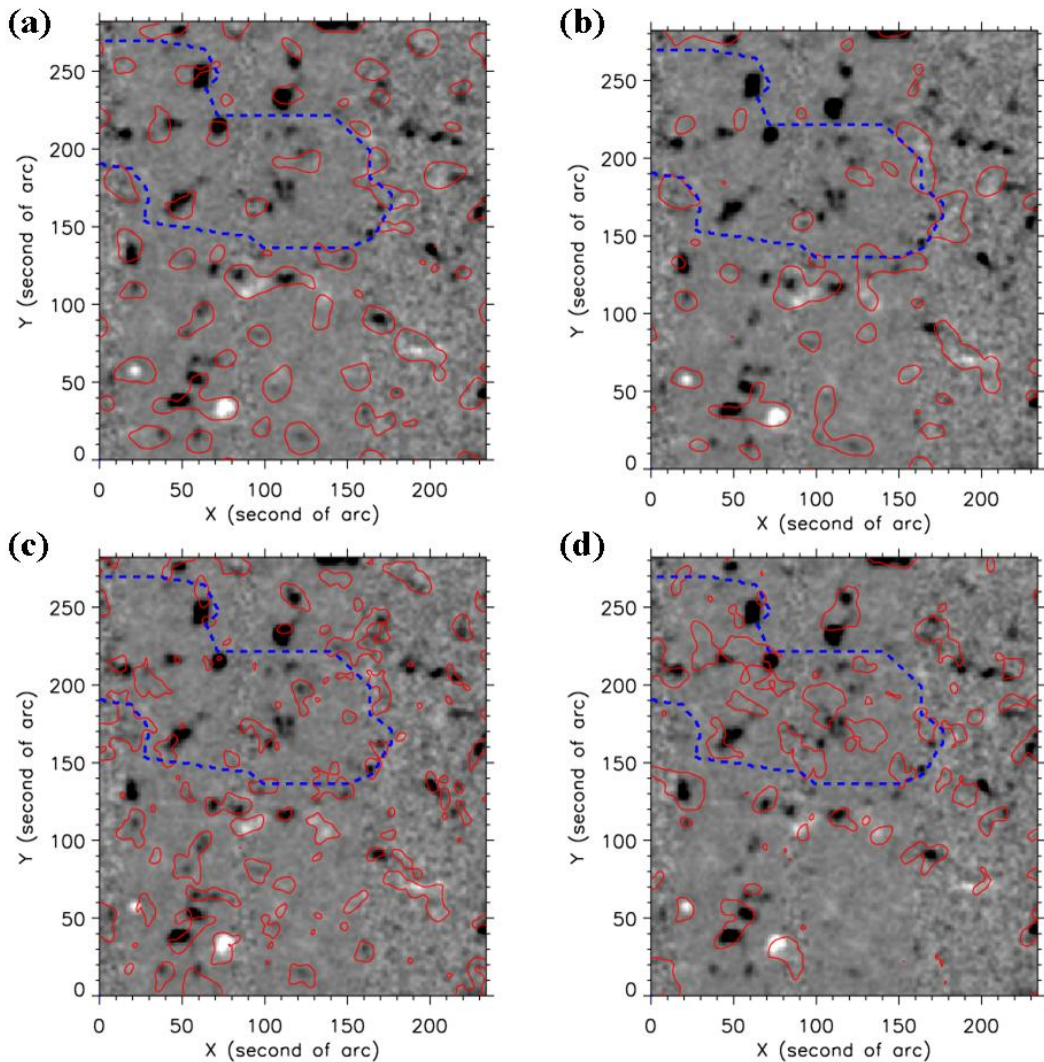


图 4.2 合成的MDI磁图。磁场强度显示范围为-80~80 Gauss。蓝色的虚线取自Aiouaz *et al.* [2005], 表示冕洞与宁静区的边界。图中等值线分别表示N IV辐射最强的位置(a)、Ne VIII辐射最强的位置(b)、N IV红移大于 10 km s^{-1} 的位置、Ne VIII蓝移大于 5 km s^{-1} 的位置。

系。由于形成于过渡区中部的六条谱线性质相近，因此这里用N IV作为代表。结果显示，无论是在冕洞还是在宁静区，N IV增强的辐射与强磁场区域都具有较好的对应关系，这是磁场往网络集中的表现。而对于形成于高过渡区的谱线Ne VIII，在宁静区，其增强的辐射与强磁场之间仍有比较明显的对应关系，然而这一对应关系在冕洞几乎不复存在。这一结果表明，在宁静区，Ne VIII的辐射强度图仍存在网络组织结构；而在冕洞里，网络组织在高过渡区已经消失。

由于形成于过渡区中部的谱线在网络中具有明显的红移特性。因此，N IV红移较强的位置与网络中的强磁场区域也有比较明显的对应关系。但是二者的相关性比强度与磁场的相关性要弱。在宁静区，Ne VIII蓝移较强的位置多与网络中的强磁场区域相吻合，进一步证实了Hassler *et al.* [1999]关于强蓝移发生在多个网络交接处的结论。然而在冕洞里，具有强蓝移特征的区域分布非常密集，并且与下面的光球强磁场没有直接的对应关系。Ne VIII蓝移分布在冕洞和宁静区的不同特点表明它在两个区域可能具有不同的形成高度，并支持第三章中关于Ne VIII蓝移在两个区域具有不同物理意义的结论。

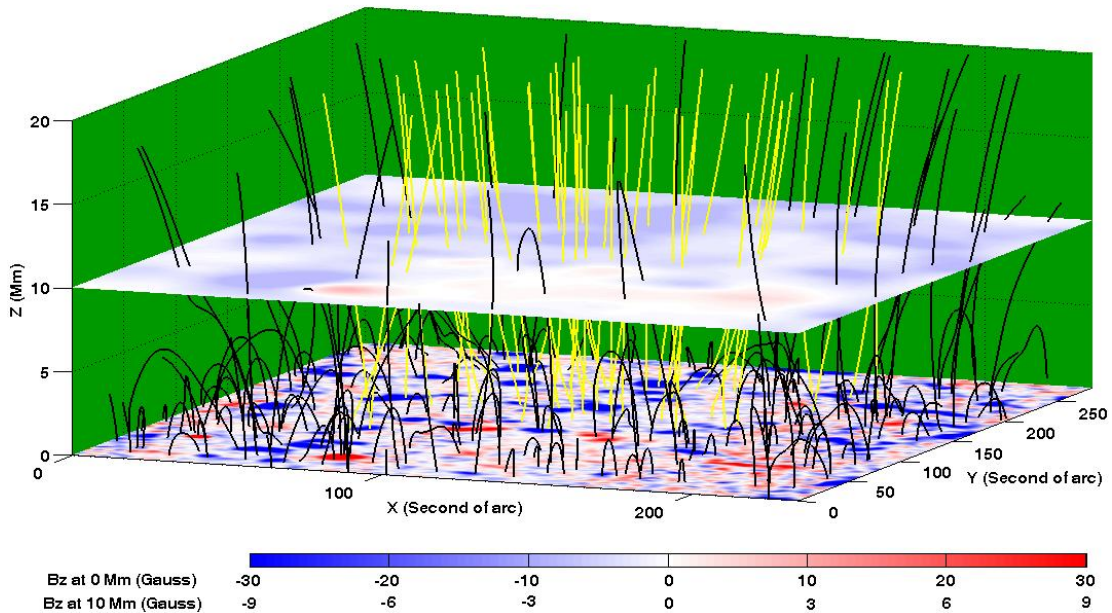


图 4.3 研究区域的三维磁场结构。开放和闭合的磁力线分别用黄色和黑色表示。 $Z=0$ Mm的平面上显示的是光球磁图， $Z=10$ Mm的平面上显示了10 Mm高度上的外推磁图。

运用Seehafer [1978]的方法，以构造的合成磁图作为边界，我们重构出了SUMER观测区域的三维磁场位形。将高度超过80 Mm的磁力线定义为开放磁力线，我们发现势场模型能够较好反映出冕洞和宁静区的磁场结构，即冕洞里开放的磁力线占主导，而冕洞之外主要是不同尺度的磁环。图4.3显示了这一三维磁场结构。

4.2.2 SUMER的极紫外观测与外推磁场的相关分析

接下来我们便对SUMER的极紫外观测和外推的磁场结构进行相关分析。采用类似Tu *et al.* [2005a]的方法，我们将形成于过渡区中部的谱线强度和Ne VIII的

表 4.2 过渡区谱线的相关高度以及形成高度的范围。

离子	冕洞			宁静区		
	最大相关系数	相关高度(Mm)	形成高度范围(Mm)	最大相关系数	相关高度(Mm)	形成高度范围(Mm)
Ne VIII	0.13	9.8	6.9-13.2	0.31	1.8	0.4-3.4
O V	0.46	4.8	2.6-7.0	0.40	2.0	0.8-3.7
O IV ($\lambda 787.710$)	0.47	4.2	2.3-6.6	0.38	2.0	0.7-3.7
O IV ($\lambda 790.199$)	0.46	4.2	2.4-6.7	0.37	2.0	0.6-3.5
S V	0.52	4.8	2.7-7.2	0.44	2.2	0.9-4.1
N IV	0.43	4.0	2.2-6.5	0.36	2.0	0.6-3.5
N III	0.48	4.0	2.2-6.5	0.36	2.0	0.5-3.4

多普勒频移分别与外推到不同高度上的纵向磁场分量强度 $|B_z|$ 进行相关分析，得到相关系数随高度的变化曲线，最大相关系数对应的高度被定义为相关高度，可以近似认为是相应谱线的辐射源最可能的高度。而大于最大相关系数的95%的相关系数对应的高度范围可被认为是谱线辐射源所在的高度范围，称为形成高度范围。选用 $|B_z|$ 是因为SUMER观测得到的谱线强度和多普勒频移都是这些物理量在视线方向上的投影，而在对低纬区域的观测中，磁场的纵向分量也基本上就是视向分量。

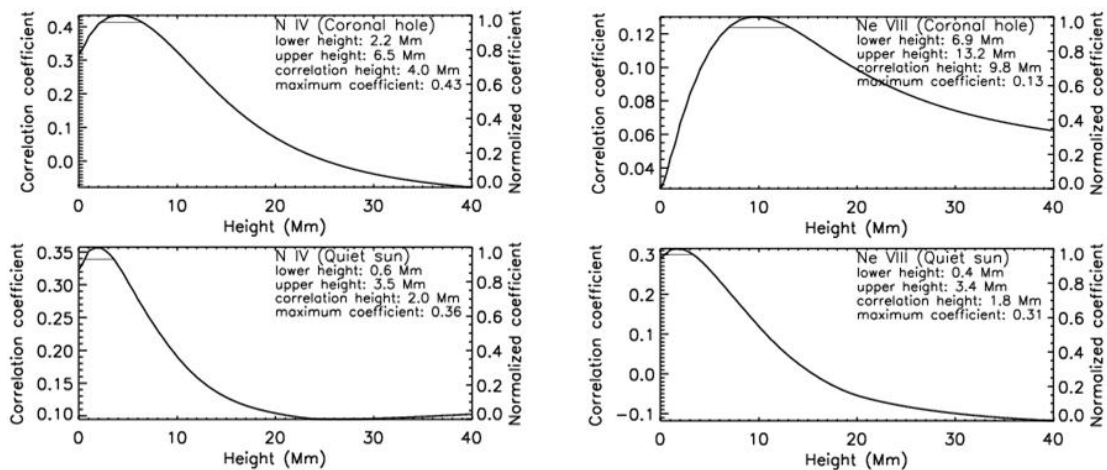


图 4.4 相关系数随高度的变化曲线。左图为N IV的辐射强度与不同高度上的外推磁场之间的相关系数，右图为Ne VIII的多普勒频移与不同高度上的外推磁场之间的相关系数。上、下图分别为冕洞和宁静区的结果。横线标记了形成高度的范围。

图4.4例示了冕洞和宁静区中相关系数随高度的变化曲线。表4.2列出了所有谱线在冕洞和宁静区的最大相关系数、相关高度以及形成高度范围。由于冕洞

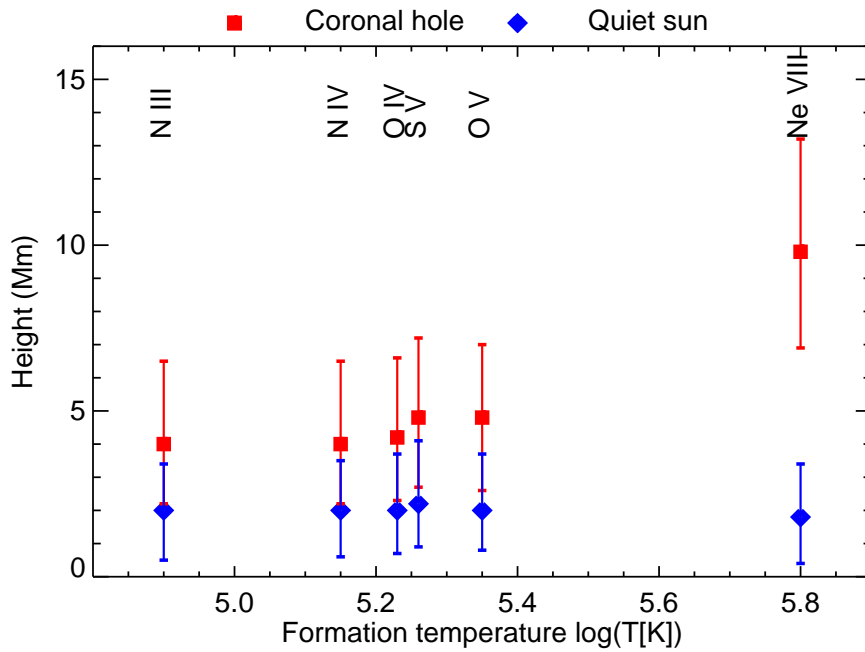


图 4.5 过渡区谱线在冕洞和宁静区的相关高度和形成高度的范围。正方形和菱形分别表示谱线在冕洞和在宁静区的相关高度。误差棒显示了形成高度范围。

和宁静区中用于计算相关系数的数据点分别有15018个和51525个，在99%置信度下，计算得到两个区域的临界相关系数分别为0.02和0.01，因此我们所得到的最大相关系数应该都是可靠的。

图4.5显示了过渡区谱线在冕洞和宁静区的形成高度随谱线形成温度的变化趋势。无论在宁静区还是冕洞，形成于过渡区中部的几条谱线的相关高度都很接近。*Marsch et al. [2006]*在对极区冕洞研究后得出结论，认为在某些日面区域，形成温度不同的谱线其辐射高度可以近似相同。我们的结果证实了这一结论，从而说明不同温度的等离子体可以共存于过渡区中的同一高度。在冕洞中，这些谱线的相关高度大致在4-5 Mm，而在宁静区则为2 Mm左右，说明过渡区的位置在冕洞要高些。

而对于形成于过渡区顶部的谱线Ne VIII来说，其相关高度在冕洞和宁静区的差别更大。在宁静区，其相关高度与N IV等谱线的相关高度相近，考虑误差棒，其形成高度也不超过4 Mm。如果认为N IV和Ne VIII的相关高度之差可以反映过渡区的厚度，那么我们的结果表明宁静区的过渡区厚度平均起来比较小，可能仅为1-2 Mm。然而在冕洞里，Ne VIII的相关高度不仅比Ne VIII在宁静区的相关高度要高，而且比冕洞中N IV等谱线的相关高度要高出许多，说明过渡区

在冕洞里的空间延伸范围更大，即比在宁静区要厚。

Tu et al. [2005a]对中高纬宁静区的研究结果表明，形成于过渡区底部和中部的谱线Si II与C IV的相关高度为2 Mm左右，而Ne VIII的相关高度则约为4 Mm。*Tu et al.* [2005b]发现在一个极区冕洞里，Si II与C IV的相关高度为4-5 Mm，而Ne VIII的相关高度则高达20 Mm。我们对低纬冕洞和宁静区分析的结果与*Tu et al.* [2005b]和*Tu et al.* [2005a]对中高纬区域的研究结果基本上是一致的，Ne VIII在两个冕洞中相关高度的不同可能反映了极区冕洞和低纬冕洞性质的不同。

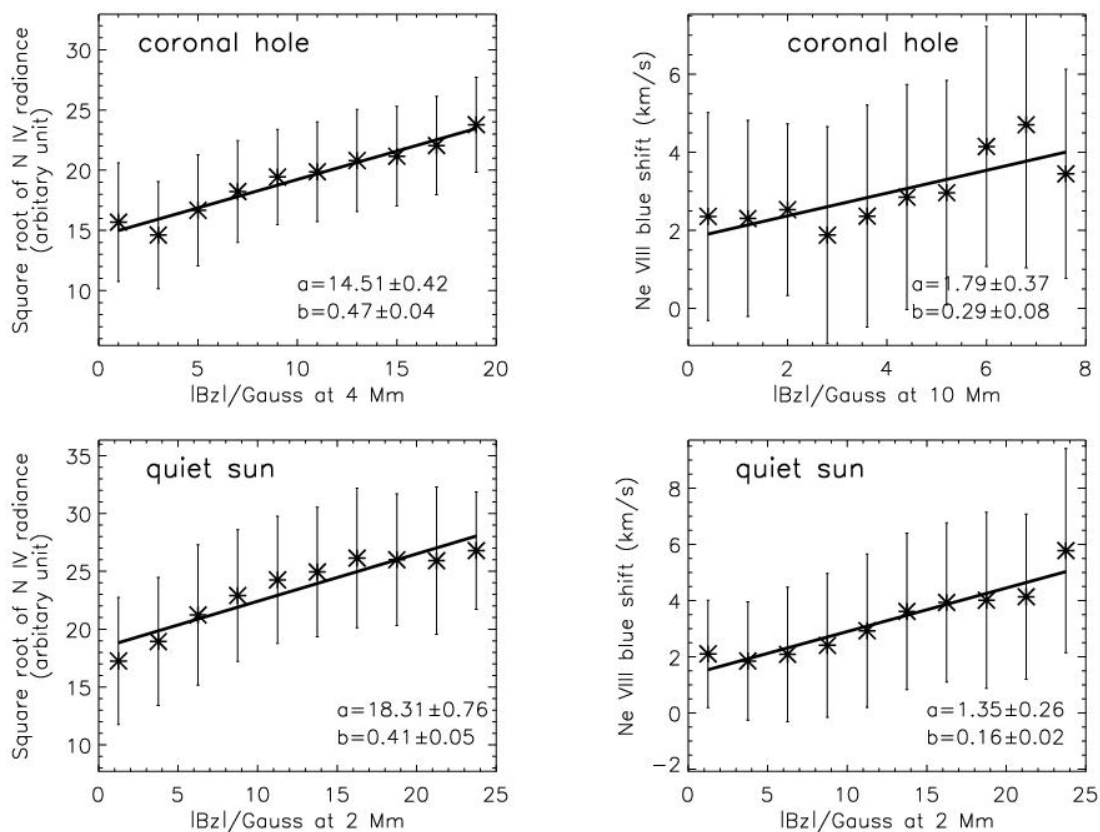


图 4.6 相关高度上的外推磁场强度与N IV强度以及Ne VIII多普勒频移之间的关系。a和b分别表示线性拟合的参数。

图4.6显示了相关高度上的外推磁场强度(纵向分量的绝对值)与N IV强度(平方根)以及Ne VIII多普勒频移(取相反数)之间的关系。在冕洞中，磁场较小时Ne VIII的蓝移与纵向磁场的关系不够明显，但在 $|B_z| > 2 \text{ Gauss}$ 时二者的相关还是比较显著的。除此之外，相关高度上的外推磁场强度与其他谱线强度以及Ne VIII多普勒频移之间都具有明显的相关性。用公式 $y = a + bx$ 对其进行线性拟

表 4.3 相关高度上的外推磁场强度与N IV等谱线强度以及Ne VIII多普勒频移之间的线性拟合系数。

离子	冕洞		宁静区	
	a	b	a	b
Ne VIII	1.79 ± 0.37	0.29 ± 0.08	1.35 ± 0.26	0.16 ± 0.02
O V	7.15 ± 0.19	0.24 ± 0.02	9.40 ± 0.46	0.23 ± 0.03
O IV ($\lambda 787.710$)	13.45 ± 0.41	0.53 ± 0.04	16.88 ± 0.81	0.44 ± 0.06
O IV ($\lambda 790.199$)	19.99 ± 0.61	0.78 ± 0.05	25.15 ± 1.22	0.66 ± 0.08
S V	9.62 ± 0.29	0.44 ± 0.03	12.27 ± 0.59	0.35 ± 0.04
N IV	14.51 ± 0.42	0.47 ± 0.04	18.31 ± 0.76	0.41 ± 0.05
N III	3.95 ± 0.13	0.15 ± 0.01	4.88 ± 0.18	0.12 ± 0.01

表 4.4 用于计算过渡区结构特征宽度的SUMER数据信息。

序号	观测时间	观测区域	曝光时间	用于分析的谱线数
1	1997年3月7日18:00-8日17:42	低纬冕洞和宁静区	90 s	6
2	1996年9月28日15:10-29日03:18	低纬宁静区	30 s	16
3	1996年4月16日08:21-15:48	极区冕洞	20 s	13

合，在图中显示为了粗直线。对于所有谱线，拟合参数的值都列在表4.3中。

4.3 过渡区结构的特征宽度

4.3.1 过渡区辐射强度、流场与非热运动结构的特征宽度

Ne VIII蓝移在冕洞和宁静区分布的不同特征可能表明，网络磁场结构和过渡区辐射在两个区域中随高度扩展的特性不一样。为了研究这一不同，我们计算了SUMER观测的过渡区辐射强度、流场与非热运动结构的特征宽度，分析了这些特征宽度随谱线形成温度变化的特征。表4.4列出了所用的三组数据的信息。

第一组数据中的6条谱线位于一个波长窗口中，因此是严格的的同时观测；由于其曝光时间比较长，观测的谱形中噪声水平比较低，因此除了可用于辐射强度分析外，还可以用于多普勒频移和谱线宽度的分析。O V 760.43 Å谱线的蓝翼与O V 760.21 Å有轻度混合，后者辐射比较弱，因此不会影响前者辐射强度的分

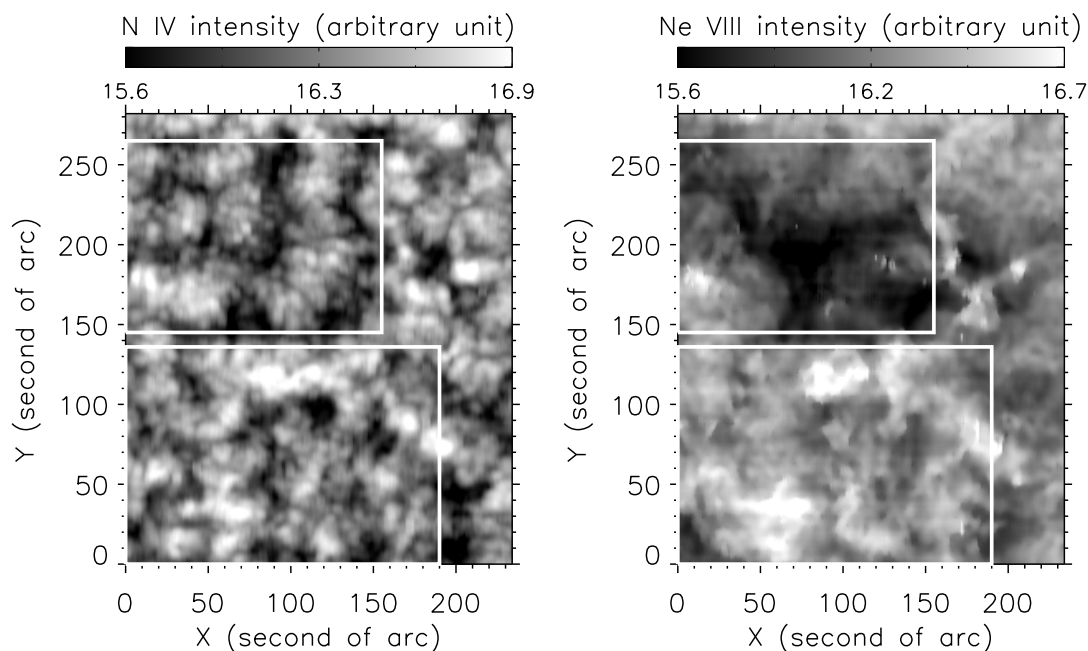


图 4.7 N IV和Ne VIII的辐射强度图。数据来自SUMER于1997年3月7日18:00-8日17:42的观测。上下两个方框分别代表用于冕洞和宁静区分析的区域。

析，但是后者的存在对前者多普勒频移和谱宽的计算应该有较大影响，因此这里我们不分析O v 760.43 Å谱线的多普勒频移和谱宽。第二组数据和第三组数据中包含了更多条谱线，但是用不同谱线进行观测的时间有一定差别，因此分析结果中会在一定程度上存在时间演化的效应。这两组数据曝光时间都比较短，其中有些谱线的谱形信噪比较低，难以获得可靠的多普勒频移和谱宽，因此我们这里仅分析这两组数据中的一些强线的辐射强度，而不分析它们的多普勒频移和谱宽。图4.7和图4.8分别显示了这三次观测中两条谱线(作为代表)的辐射强度图。对于第一组数据，我们选择图4.7中所示的两个矩形区域，分别用于冕洞和宁静区的分析。

在电离平衡的假设下，离子温度等于谱线形成温度，据此可从谱宽中分离出热速度和非热速度。在得到各条谱线的辐射强度、多普勒频移和非热速度的二维分布图后，我们便可以对其做自相关分析，即将二维图像向各个方向移动不同的距离后，再求移动后的图像与原图像之间的相关系数，从而可得到相关系数与距离的关系，称为自相关函数。自相关函数的半高半宽(HWHM)可用来表征二维图像中相应参量数值较大的结构(如较强的辐射、多普勒频移和非热运动)的特征宽度。HWHM越大，表明这些结构的尺度越大，即其空间变化越缓；

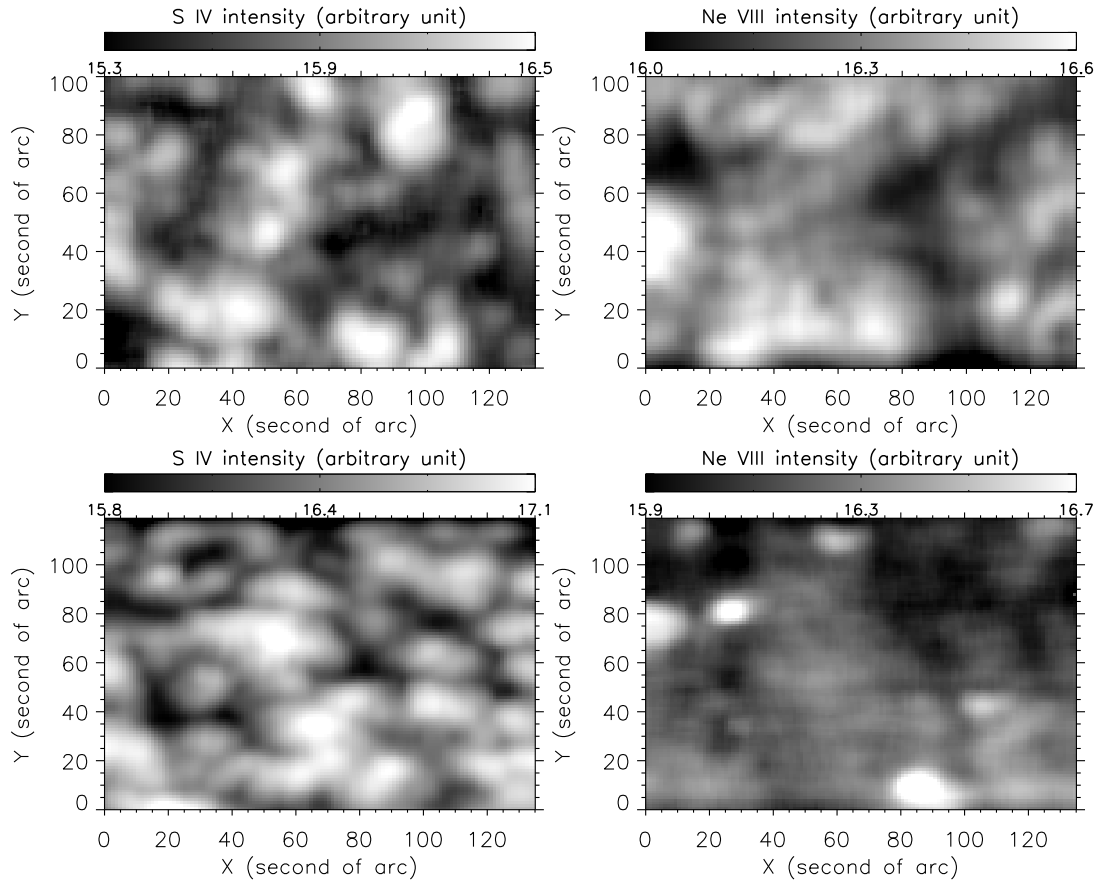


图 4.8 宁静区和冕洞里S IV和Ne VIII的辐射强度图。上图为宁静区，数据来自1996年9月28日15:10-29日03:18的观测。下图为冕洞，数据来自1996年4月16日08:21-15:48的观测。

反之尺度越小，亦即其空间变化越急剧。

图4.9显示了N IV和Ne VIII强度图的自相关函数曲线，可以发现Ne VIII强度图中亮结构的空变化比N IV的缓，说明高过渡区的辐射结构比过渡区中部的要均匀些。尤其是在冕洞中，Ne VIII强度图自相关函数的HWHM高达20.8''，远远大于N IV的值。这一结果在图4.10(a)和(c)中表现得非常明显。对于形成于过渡区中部的几条谱线来说，它们的强度图自相关函数的HWHM非常相近，并且都小于高过渡区谱线Ne VIII强度图自相关函数的HWHM。图4.11 (a)和(c)中含有更多谱线，并且温度覆盖范围更大。我们可以看到，从 $\log(T/K)=4.0$ 到 $\log(T/K)=4.4$ ，HWHM值有小幅增大；从 $\log(T/K)=5.7$ 到 $\log(T/K)=6.0$ ，HWHM值变化的程度在冕洞和宁静区不一样，即在冕洞急剧增大，而在宁静区增大的趋势比较缓，与4.10(a)和(c)显示的

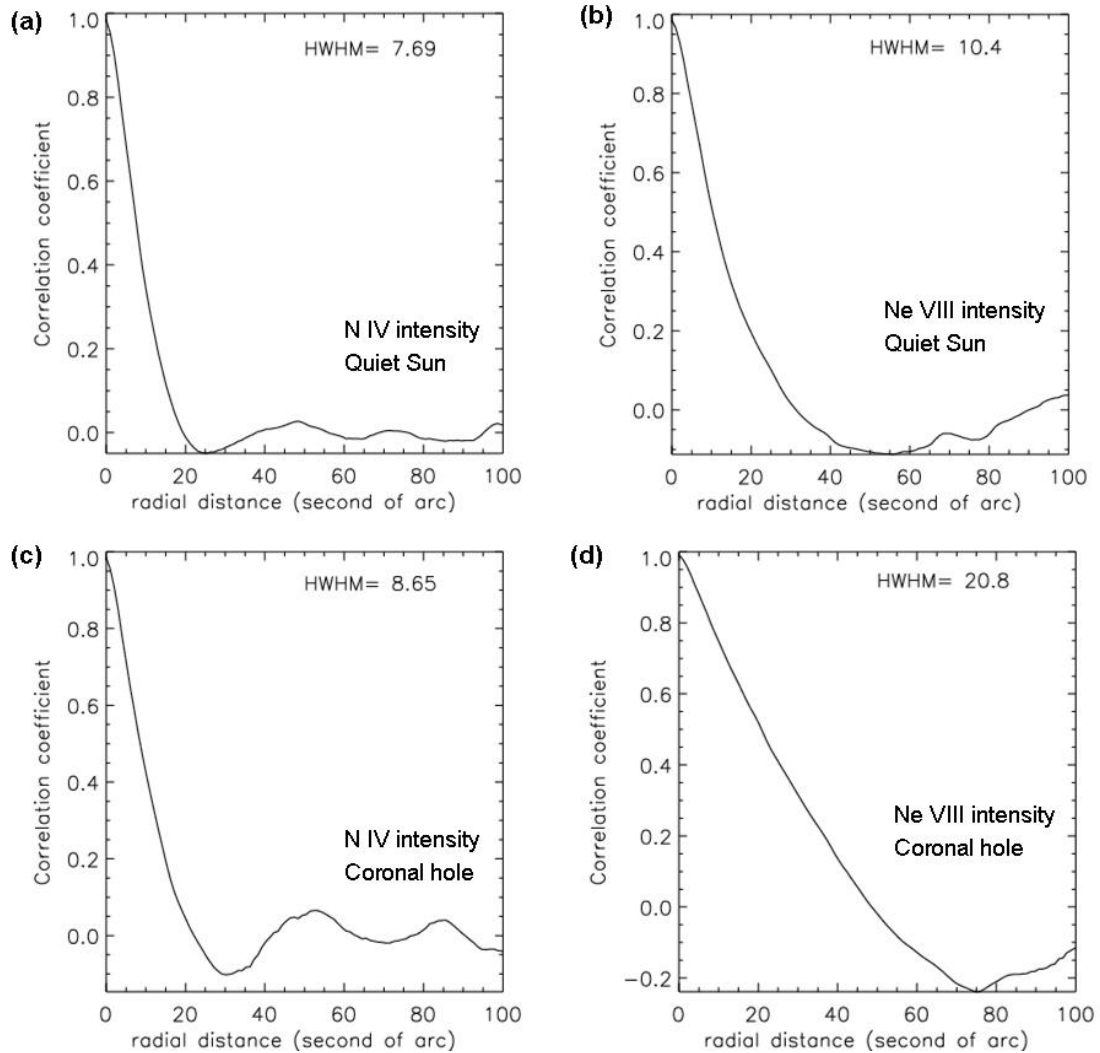


图 4.9 N IV和Ne VIII强度图的自相关函数。(a)和(b)为宁静区的结果，(c)和(d)为冕洞的结果。图中标出了曲线的半高全宽。本图为第1组数据的分析结果。

结果一致。由于过渡区谱线辐射强度图中的亮结构代表网络组织，因此强度图自相关函数的HWHM实际上反映的是网络组织的尺度。我们发现的HWHM随温度变化的趋势说明，网络结构从过渡区底部往顶部是不断扩展的；在过渡区中部极宽的温度范围内，网络组织的尺度是恒定的；在冕洞和宁静区的高过渡区中，网络尺度随温度变化的急剧程度明显不同。

图4.10(a)和(c)显示多普勒频移和非热运动结构的特征宽度比辐射强度结构要小，这与Gontikakis *et al.* [2003]的结果一致，其原因可能与磁场结构有关。比如对于一个充满过渡区物质的磁环来说，其辐射结构的特征尺度约为整个磁环的尺度，而由于流动仅仅在磁环的两足才具有较大的视向分量，因此多普勒频

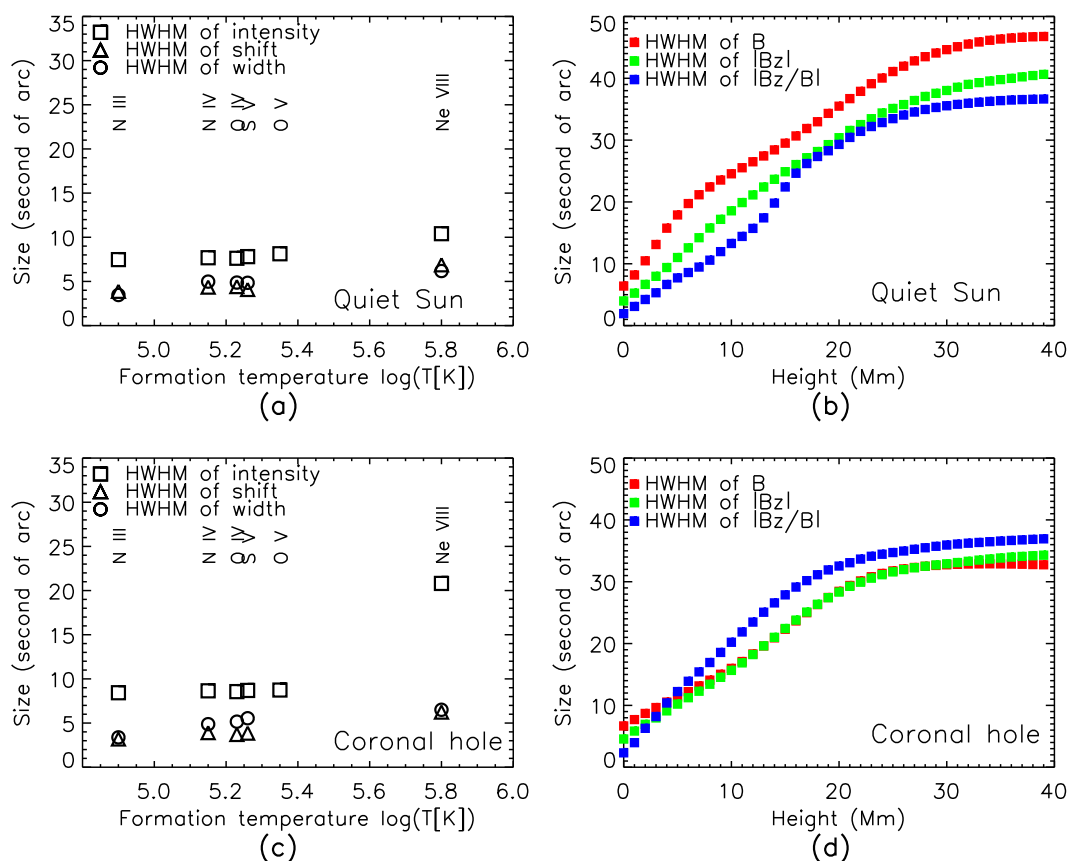


图 4.10 过渡区结构的特征宽度随温度和高度变化。本图为第1组数据的分析结果。

移和非热运动结构的特征宽度大概相当于磁环足部横截面的尺度，从而比辐射结构的特征尺度要小。

4.3.2 磁场结构的特征宽度

为了研究宁静区和冕洞里磁场结构随高度变化的不同特征，我们对如上三次SUMER观测的区域进行了磁场外推，重构出光球之上的三维势场结构。图4.10(b)和(d)显示了第一组数据中宁静区和冕洞里外推磁场结构的尺度随高度的变化曲线。冕洞中，在10 Mm以下，总磁场 B 和纵向磁场分量 $|B_z|$ 的特征宽度基本都随高度的增大呈线性增大。在10 Mm以上，这两条曲线基本重合，说明磁场基本上只有纵向分量，也就是只存在近似垂直的开放磁场结构。这一结果表明，冕洞中只存在高度低于10 Mm的较小尺度的磁环，而基本没有大尺度的磁环。这一结果与Wiegmann and Solanki [2004]和Zhang et al. [2006]通

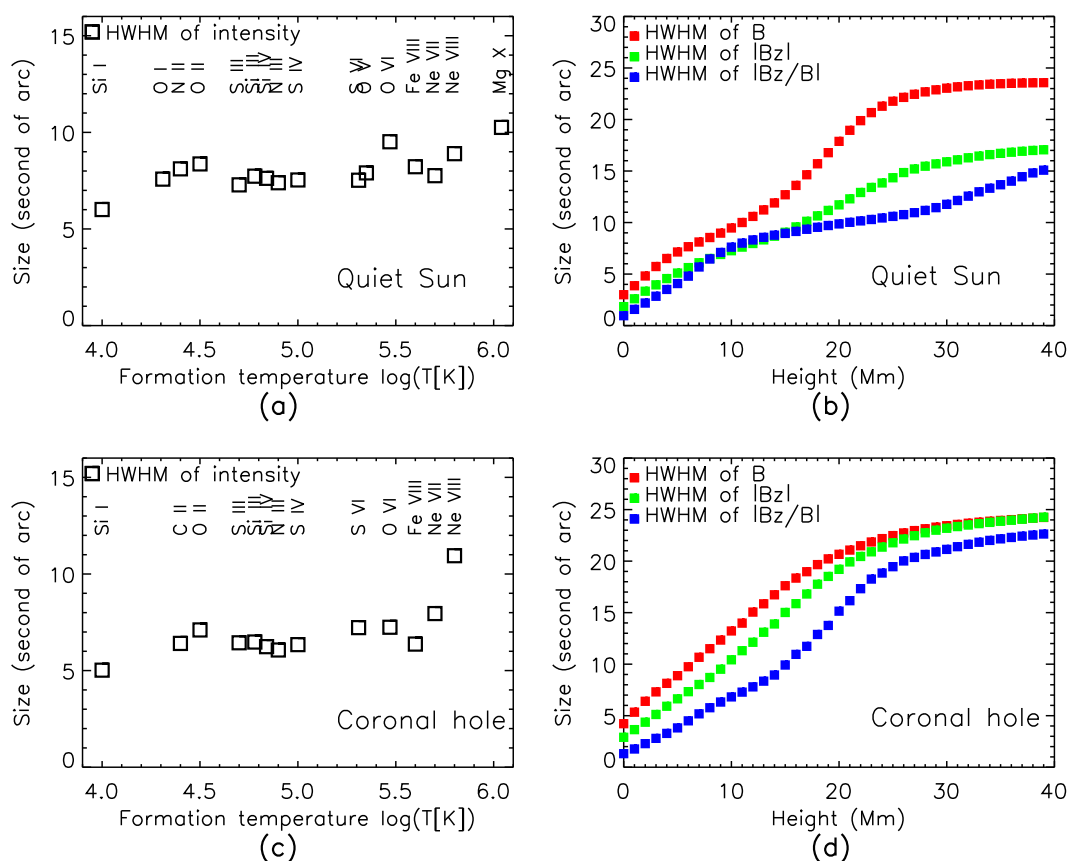


图 4.11 网络辐射和磁场结构的特征宽度随温度和高度的变化。本图为第2组和第3组数据的分析结果。

过不同的方法得到的结论是一致的。然而在宁静区， $|B_z|$ 的HWHM在所有高度上都比 B 的HWHM要小，表明在40 Mm的高度上，宁静区中仍存在磁环结构。 $|B_z|/B$ 反映的是磁力线的倾斜程度，因此其特征尺度随高度的变化可以反映磁场结构随高度扩展的趋势。在10 Mm以下，冕洞中 $|B_z|/B$ 的HWHM随高度增大比宁静区的更加急剧；在10 Mm高度上，冕洞中的HWHM已达 $\sim 20''$ ，而宁静区的只有 $\sim 10''$ 。这说明在较低的高度上(大致从光球到低日冕)，与宁静区相比，冕洞中的磁场结构扩展更加剧烈。磁场结构的这一不同与高过渡区的网络尺度在冕洞和宁静区变化急剧程度不同的观测结果相符。

第二组和第三组SUMER数据中，宁静区和冕洞里外推磁场结构的尺度随高度变化的特征与第一组数据的结果类似。图4.11(b)和(d)显示，在25 Mm左右， B 和 $|B_z|$ 的特征宽度达到相同，说明这个极区冕洞中的磁环高度都小于25 Mm，而在25 Mm以上磁场基本都是开放的。此外，此极区冕洞中 $|B_z|/B$ 的特征

宽度急剧增大的范围大致在10-25 Mm。而根据*Tu et al.* [2005b]可知，高过渡区谱线Ne VIII的形成高度正好在此范围内，因此这一结果同样表明，与宁静区相比，冕洞中的磁场结构在过渡区和低日冕扩展得更加剧烈。

4.4 冕洞中的Ly α 与Ly β 谱线辐射

4.4.1 Ly α 与Ly β 谱形在冕洞和宁静区的不同

在SUMER的Ly α 非常规观测中，2009年4月17日的观测(表3.3中的第6组数据)区域是极区冕洞。通过分析这次观测的数据，可以比较Ly α 与Ly β 的谱形以及辐射强度在冕洞与宁静区的不同特征。

Warren et al. [1998]对除Ly α 以外的低阶赖曼谱线(Ly β 到Ly ϵ , $n=2-5$)进行研究后发现，与日面中心的观测相比，在日面临边观测的赖曼谱形中央反转更强，两峰之间的距离更大，表明辐射转移效应更强。我们发现，Ly α 谱形具有同样的特点。从图4.12可以看出，无论是在宁静区还是冕洞，Ly α 谱形的峰距都随日心距的增加而明显增大。图4.13则显示，与日心观测的谱形相比，临边谱形的中央反转要强很多。因此，对于Ly α 辐射而言，在临边其不透明度大大增强。这种增强可能是因为，与日心相比，临边辐射在视线方向上具有更长的积分路径，因此视线方向上的辐射转移效应会大大增强，从而导致临边观测的谱形反转更强并且峰距更大。

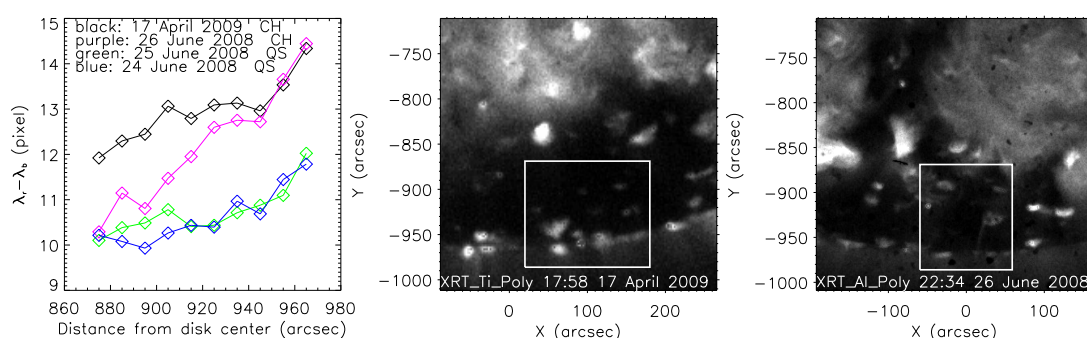


图 4.12 Ly α 谱形的峰距在冕洞和宁静区的不同。左图为峰距随日心距的变化，菱形表示每个距离区间内平均谱形的峰距；中图和右图分别显示了两次冕洞观测时刻相应的XRT图像，图中白色矩形区域为SUMER的扫描区域。

由于SUMER对宁静区和冕洞的赖曼谱形都有观测，因此可以研究谱形在两个区域的不同特点。图4.12显示极区冕洞中观测的Ly α 谱形峰距比宁静区要宽。

4.4. 冕洞中的 $\text{Ly}\alpha$ 与 $\text{Ly}\beta$ 谱线辐射

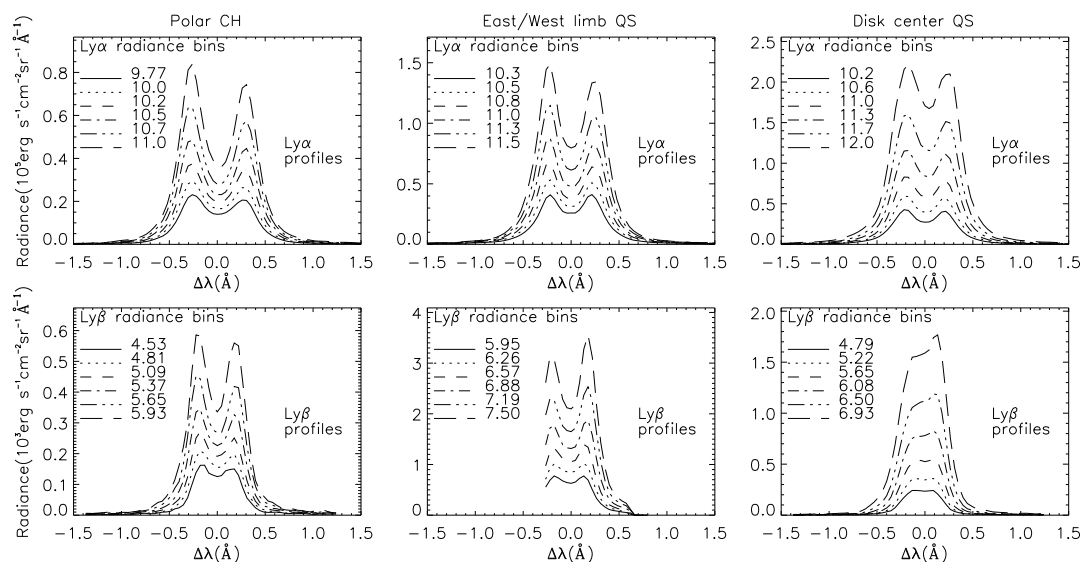


图 4.13 日面和临边观测的 $\text{Ly}\alpha$ 与 $\text{Ly}\beta$ 谱形。左：冕洞(表3.3中的第6组数据)，中：临边宁静区(上图源自表3.3中的第2组数据，下图的数据来源于1996年6月7日的一次观测)，右：日面中心(表3.3中的第5组数据)。图中显示的是不同强度区间的平均 $\text{Ly}\alpha$ 或 $\text{Ly}\beta$ 谱形，各区间的平均强度值(取自然对数)也标在图中。

在2008年观测的冕洞(简称08冕洞)和2009年观测的冕洞(简称09冕洞)中， $\text{Ly}\alpha$ 谱形峰距在日心距较小时差异较大。这一差异与SUMER扫描区域的位置有关。由图4.12可以看到，对于08冕洞，SUMER扫描区域的上端离冕洞和宁静区的边界很近，因此在日心距较小处的辐射是由源自宁静区和冕洞的辐射混合的结果，混合效应随日心距的增大而减弱，所以随着日心距的增加，08冕洞的峰距由宁静区水平上升到冕洞里的水平。而对于09冕洞来说，SUMER扫描区域离冕洞与宁静区的边界足够远，因此混合效应基本不存在。

如上结果表明， $\text{Ly}\alpha$ 谱线在冕洞中的不透明度比在宁静区大。这一结论与Peter [1999]根据He I 584 \AA 的观测结果得到的结论一致。极区冕洞里的磁场方向基本是垂直于视线方向的，而宁静区的磁场结构则往各个不同的方向伸展。由于在垂直于磁力线和沿着磁力线的方向，可以影响谱形的温度和密度变化特征大不相同，因此不排除如上结果是由不同的磁场结构所导致。实际上，在日珥的研究中，人们已经发现磁场的方向与赖曼谱形的反转有重要关系 [Heinzel et al., 2005; Schmieder et al., 2007]。

此外还有一种可能的解释。由于与宁静区相比，冕洞里的电子密度较小，并且其高过渡区和日冕辐射相对比较弱，因此通过碰撞和辐射来使氢原子电离的效应比较弱，从而使得冕洞中的高层大气里有更多的氢原子，导致 $\text{Ly}\alpha$ 谱线

被更强地吸收，其峰距自然也就变大了。

图4.13显示 $\text{Ly}\alpha$ 的不对称性在冕洞和宁静区并无明显不同。然而对于不透明度远小于 $\text{Ly}\alpha$ 的 $\text{Ly}\beta$ 谱线来说，其不对称性在两个区域则有显著不同，宁静区的 $\text{Ly}\beta$ 谱形大多红峰强于蓝峰，而极区冕洞里的 $\text{Ly}\beta$ 谱形则大多红峰比蓝峰弱。Xia [2003]在比较一个赤道冕洞和宁静区辐射的 $\text{Ly}\beta$ 谱形时发现，尽管赤道冕洞中有更多蓝峰强于红峰的 $\text{Ly}\beta$ 谱形，但是赤道冕洞中的多数 $\text{Ly}\beta$ 谱形仍然是红峰比蓝峰强。

由于一般认为赖曼谱形两峰的不对称性与高层大气中的系统性流动有重要的关系 [Gouttebroze et al., 1978; Fontenla et al., 2002; Gunár et al., 2008]，因此需要探讨冕洞和宁静区流场的不同。二者最明显的区别在于，冕洞中高过渡区的蓝移几乎处处存在，表征了太阳风的初始外流 [Hassler et al., 1999; Wilhelm et al., 2000; Aiouaz et al., 2005; Tu et al., 2005b]；而在宁静区中，高过渡区的蓝移仅仅在网络组织相互连接的地方比较显著 [Hassler et al., 1999]，可能仅仅是向闭合冕环供应物质的信息 [Tian et al., 2008d, 2009c]。因此，冕洞中的太阳风外流可能影响和改变了 $\text{Ly}\beta$ 谱形的不对称性。

$\text{Ly}\beta$ 谱形不对称性在冕洞和宁静区的不同也可能是由两个区域不透明度的不同所引起的。第三章讲到，过渡区中部红移物质的吸收可能是 $\text{Ly}\alpha$ 谱线蓝峰强于红峰的原因。在宁静区， $\text{Ly}\beta$ 的不透明度比 $\text{Ly}\alpha$ 要小很多，因此 $\text{Ly}\beta$ 谱形的不对称性在很大程度上是由其辐射源区的流场和等离子体特性所决定的。然而在冕洞，由于赖曼谱线的不透明度比在宁静区要大，因此 $\text{Ly}\beta$ 的不透明度可能大大增加，从而与 $\text{Ly}\alpha$ 类似，过渡区中部的流场在 $\text{Ly}\beta$ 谱形不对称性的形成过程中起到了主导性的作用，导致其谱形红翼被红移物质所吸收。

4.4.2 $\text{Ly}\alpha$ 与 $\text{Ly}\beta$ 谱线辐射强度的比值

在对日珥的研究中， $\text{Ly}\alpha$ 与 $\text{Ly}\beta$ 谱线辐射强度的比值($\text{Ly}\alpha/\text{Ly}\beta$)在日珥的不同部分相差很大，反映了日珥精细结构中物理和几何特性的不均匀性 [Vial et al., 2007]。通过非局地热动平衡的辐射转移模拟，Gouttebroze et al. [1993]计算出 $\text{Ly}\alpha/\text{Ly}\beta$ 应该在90-400之间(强度为能量单位)。而早期Skylab和OSO 8的观测结果显示，无论是在日珥中，还是在一般宁静区、冕洞和活动区，这一比值仅为35-90 [Lemaire et al., 1978; Vernazza and Reeves, 1978; Vial, 1982]。这一较低的观测值可能与早期观测仪器的测量精度较低有关，也可能是因为对地冕吸收效应的校正不准确。

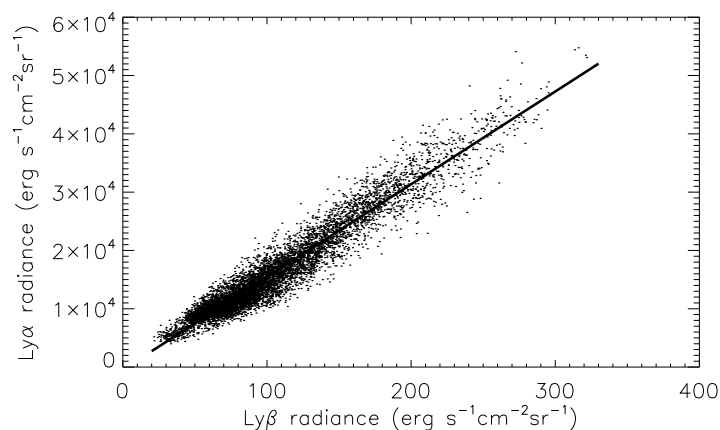


图 4.14 $\text{Ly}\alpha$ 与 $\text{Ly}\beta$ 辐射强度的关系。直线表示线性拟合的结果。数据来自表3.3中的第4组数据。

SUMER的辐射标定精度非常高，对于大多数谱线，辐射标定的误差只有15%-20% [Wilhelm *et al.*, 1998a]。通过收集SUMER仪器杂散光的微弱信号(临边以外 $\sim 800''$)，Lemaire *et al.* [2005]重构出全日面平均的 $\text{Ly}\alpha$ 和 $\text{Ly}\beta$ 谱形，得到 $\text{Ly}\alpha/\text{Ly}\beta$ 约为130。本文表3.3中的第4组和第5组数据里均含有 $\text{Ly}\alpha$ 和 $\text{Ly}\beta$ 谱线，因此可以计算二者强度之比，结果得到宁静区 $\text{Ly}\alpha/\text{Ly}\beta$ 的中值分别为160和190。因此，SUMER的观测结果与Gouttebroze *et al.* [1993]的模拟结果能够较好地吻合。图4.14中的散点显示 $\text{Ly}\alpha$ 和 $\text{Ly}\beta$ 的强度呈现很强的相关性，线性拟合就可以较好地反映二者的关系。这一结果表明，仅根据观测的 $\text{Ly}\alpha$ (或 $\text{Ly}\beta$)的辐射强度，就可以计算出 $\text{Ly}\beta$ (或 $\text{Ly}\alpha$)的强度，这在太阳大气建模和行星际冷物质的研究中可能具有重要的价值。

利用表3.3中的第6组数据，我们进一步计算出了冕洞里的 $\text{Ly}\alpha/\text{Ly}\beta$ ，并研究了这一比值随日心距的变化特征。我们按照日心距将观测区域分为23个小区间，然后计算出各个区间里4条谱线强度以及 $\text{Ly}\alpha/\text{Ly}\beta$ 的均值和标准偏差，图4.15显示了这一结果。由于表3.3中的第5组数据对应的扫描区域面积比较大，能够较好地反映日心宁静区的特点，因此作为比较，由这组数据计算得到的各参数中值和标准偏差也画在图中。从图4.15可以看出，临边增强效应在光学薄谱线O VI上表现得非常显著，在Si III上也很明显。而 $\text{Ly}\alpha$ 则完全不存在临边增强效应，从日心到临边，其辐射强度基本恒定。与 $\text{Ly}\alpha$ 相比， $\text{Ly}\beta$ 谱线具有较小的不透明度，其性质在一定程度上更接近光学薄谱线，因此 $\text{Ly}\beta$ 谱线也呈现出较弱的临边增强现象。而这就导致了 $\text{Ly}\alpha/\text{Ly}\beta$ 随着日心距的增加而从宁静

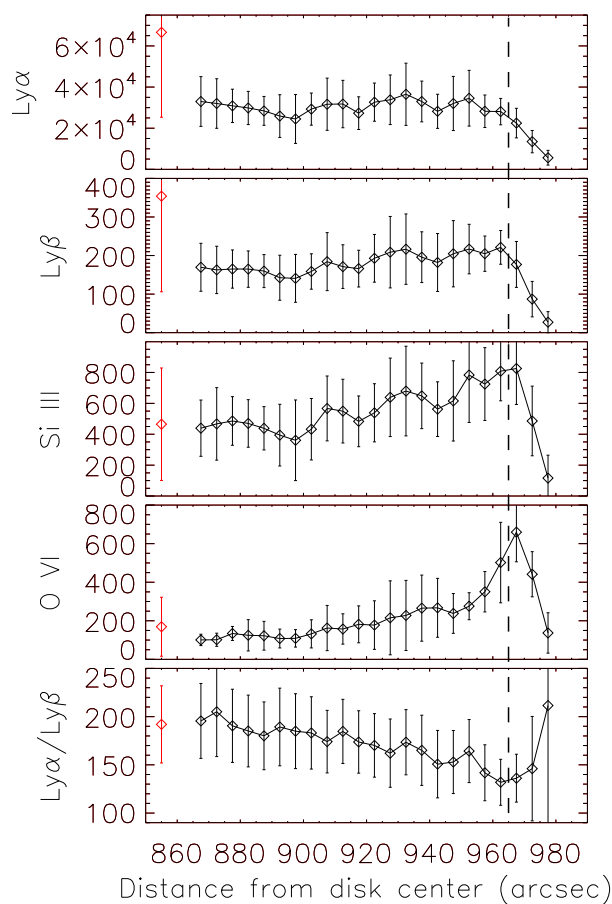


图 4.15 $\text{Ly}\alpha$ 与 $\text{Ly}\beta$ 辐射强度的比值随日心距的变化。由表 3.3 中第 6 组数据得到的 4 条谱线强度和 $\text{Ly}\alpha/\text{Ly}\beta$ 随日心距的变化。菱形表示各距离区间内的中值，误差棒代表相应的标准偏差。根据表 3.3 里第 5 组数据计算得到的各参数中值和标准偏差也画在图中，标记为红色。虚线表示临边的大致位置。

区水平(190)减小至130左右。

临边以外，四条过渡区谱线的强度都急剧下降，而 $\text{Ly}\alpha/\text{Ly}\beta$ 的上升可能与 $\text{Ly}\alpha$ 和 $\text{Ly}\beta$ 的形成机制有关。在临边外一定高度处，原子激发的方式可能有所不同，对于 $\text{Ly}\alpha$ ，散射光通过辐射激发(与密度成正比)的方式可能已经起到重要的作用；而对于 $\text{Ly}\beta$ ，碰撞(与密度的平方成正比)仍然是占主导的激发方式。由于临边外密度随高度的增加而减小，因此 $\text{Ly}\alpha/\text{Ly}\beta$ 随距离增加而增大。

4.4.3 过渡区谱线的强度分布

极紫外/远紫外谱线的强度分布对于理解太阳大气的辐射特性有重要意义。形成温度较低的谱线($\log(T/\text{K}) \leq 5.2$)在冕洞和宁静区里的强度分布基本上没有

4.4. 冕洞中的 $\text{Ly}\alpha$ 与 $\text{Ly}\beta$ 谱线辐射

明显的区别。而在 $\log(T/\text{K}) = 5.2$ 以上，随着温度的升高，冕洞里的强度分布逐渐向强度较小的一端移动，分布图变得窄而高，表明冕洞中的辐射比在宁静区要均匀 [Stucki et al., 2002; Raju and Bromage, 2006]。

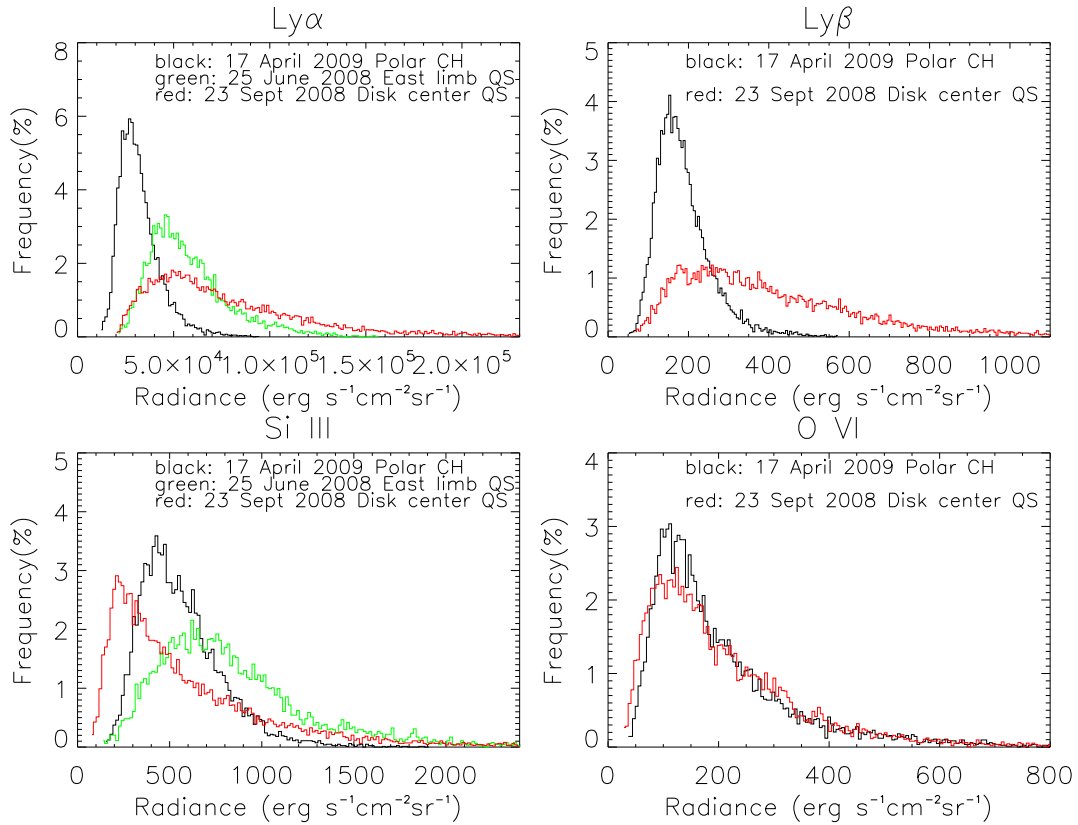


图 4.16 冕洞和宁静区中 $\text{Ly}\alpha$ 、Si III、 $\text{Ly}\beta$ 、O VI的强度分布。图中显示了观测时间和位置。

根据Raju and Bromage [2006], Si III的强度分布在冕洞和宁静区中应该基本一致，而O VI在冕洞中辐射较弱。然而图4.16显示的结果却与此相悖，其原因在于，我们所用的冕洞和临边宁静区的数据非常靠近日面边缘，因此需要考虑临边增强的效应。对于形成温度较低的Si III，临边宁静区的辐射应该比日心宁静区强；极区冕洞因为也靠近日面边缘，其辐射也应比日心宁静区强，但是可能比临边宁静区稍弱。而温度较高的O VI在冕洞里的辐射本来很弱，但是由于临边增强效应，其辐射在极区冕洞里变得跟日心宁静区相当。比较图4.15中Si III和O VI的辐射强度在日心宁静区和极区冕洞的不同，也能明显看出，宁静区和冕洞辐射场的差异与临边增强效应同时起作用，产生了图4.16所示的极区冕洞辐射强度分布。

$\text{Ly}\alpha$ 和 $\text{Ly}\beta$ 谱线虽然主要形成于温度较低的高色球和低过渡区，但是从图4.15和图4.16都可以看出，它们在冕洞里的辐射比在宁静区低，呈现出高温谱线的特点。这一特性与 He II 和 He I 的谱线性质类似 [e.g., Peter, 1999; Patsourakos et al., 1999; Raju and Bromage, 2006]，并且 He II 和 He I 与 $\text{Ly}\alpha$ 和 $\text{Ly}\beta$ 谱线都具有很大的不透明度。与宁静区相比，冕洞里的不透明度更大，即光子在往外辐射时更容易逃逸或被散射、吸收，从而导致冕洞里的辐射减弱。Hirayama [1971] 和 Zirin [1975] 认为过渡区和日冕的辐射下传后可以将 He 原子光致电离并激发，进而产生 He II 和 He I 的谱线辐射，由于冕洞里过渡区和日冕的辐射场较弱，因此上述效应较弱，从而产生的 He II 和 He I 的谱线辐射也较弱。这一机制可能也是 $\text{Ly}\alpha$ 和 $\text{Ly}\beta$ 谱线辐射在冕洞中减弱的原因之一。

4.5 小结

本章研究了过渡区的高度和空间延伸范围在冕洞与宁静区中的不同，分析了两个区域中网络辐射和磁场结构的不同扩展特性，并且讨论了低过渡区的氢原子 $\text{Ly}\alpha$ 和 $\text{Ly}\beta$ 谱形以及辐射特征在冕洞与宁静区的差异。我们的研究结果表明，冕洞和宁静区具有不同的网络磁场和辐射结构，这一不同在过渡区和低日冕中表现得尤为明显。图4.17直观地显示了两个区域中的不同结构。本章的结论总结如下：

(1) 发现冕洞和宁静区中网络辐射和磁场结构具有不同的扩展特性。冕洞中，主要的磁场结构是与太阳风起源相联系的开放磁漏斗，所有磁环都位于较低的高度上，在过渡区以上几乎没有磁环结构，从而磁漏斗可以在过渡区急剧地扩展。而在宁静区，不同尺度的磁环一个挨着一个，相互挤压在一起，导致大尺度磁环的足部只能比较平缓地往上扩展。宁静区的大尺度磁环偶尔可能会被局地打开，从而形成宁静区的开放磁漏斗。但是由于同样的原因，这些宁静区的开放磁漏斗一样无法急剧扩展。

(2) 进一步确认了过渡区在冕洞中的位置较高，并且比在宁静区更厚。本文对低纬冕洞和宁静区的分析结果表明，在冕洞中，过渡区的高度范围大致在4-10 Mm，而在宁静区中约为2-4 Mm。必须指出，这里我们所研究的是过渡区在宁静区和冕洞中的平均特性。事实上，过渡区具有很强的横向不均匀性，其空间延伸范围在不同的区域差别很大，甚至在同一区域的不同子区域都可能相差很大。

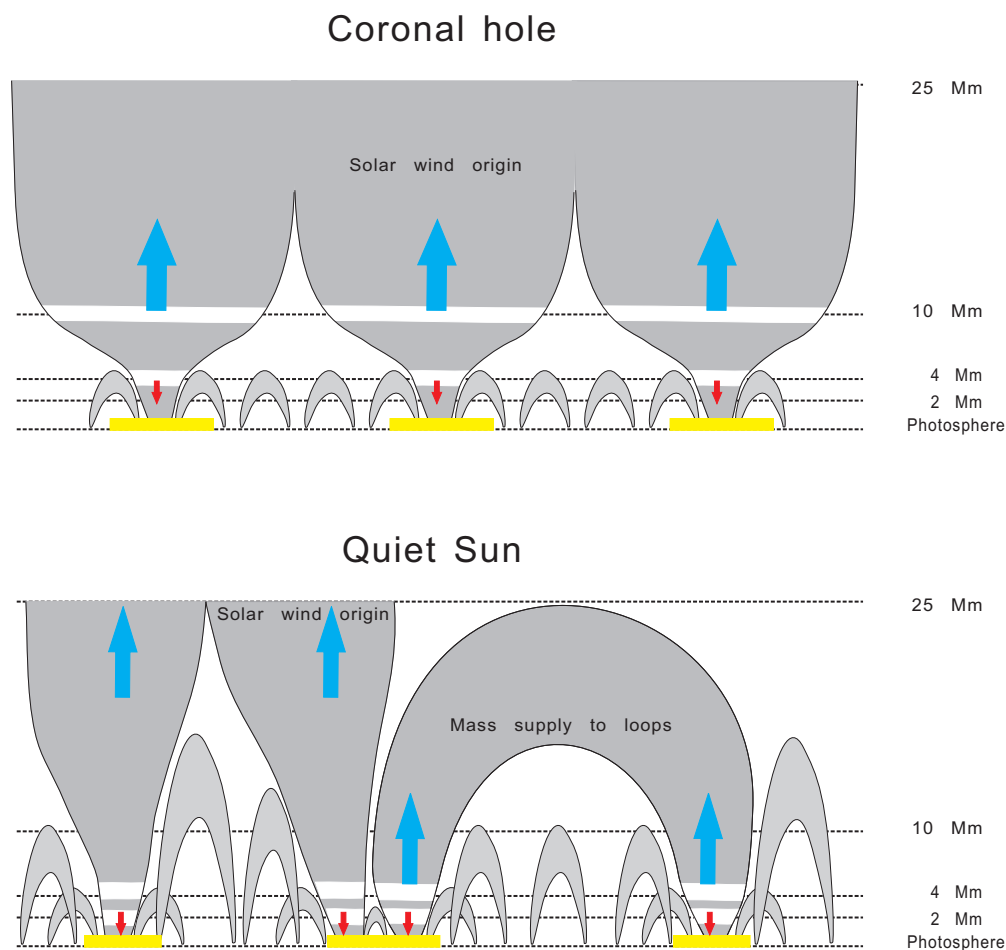


图 4.17 冕洞和宁静区的过渡区辐射与磁场结构。黄色横条标记了网络组织的位置，蓝色和红色箭头分别代表物质上行和下行，白色横条标记出了网络结构中过渡区的空间延伸范围。

(3)图4.17还显示了过渡区和低日冕中的系统性流动在冕洞和宁静区里的不同特征。在冕洞里的高过渡区，太阳风就已开始外流。然而在宁静区中，高过渡区中的外流一般会止于磁环顶部以下的位置，从而不会形成太阳风；只有在局地开放的磁场结构中，这些高温物质才可能通过进一步加速，到达日冕，并最终形成太阳风。根据第三章的讨论，高温物质的冷却和磁重联产生的物质下行都可以导致低温辐射物质的明显红移。

(4)对冕洞中的 $\text{Ly}\alpha$ 和 $\text{Ly}\beta$ 谱形进行了分析。发现与宁静区相比，冕洞里的 $\text{Ly}\alpha$ 谱形峰距更大。这说明 $\text{Ly}\alpha$ 谱线在冕洞中的不透明度比在宁静区大，冕洞不同于宁静区的磁场结构及其较弱的日冕辐射场可能是重要的原因。 $\text{Ly}\beta$ 谱形的不对称性在极区冕洞和宁静区中明显不同，这可能与冕洞中的太阳风外流

有关，也可能是由两个区域不透明度的不同所引起的。

(5)发现SUMER观测的 $\text{Ly}\alpha/\text{Ly}\beta$ 比值在190左右，远大于早期观测的结果。在极区冕洞中，我们发现 $\text{Ly}\alpha$ 完全不存在临边增强效应，而 $\text{Ly}\beta$ 呈现出较弱的临边增强现象，这导致 $\text{Ly}\alpha/\text{Ly}\beta$ 随着日心距的增大而从190左右减小到130左右。

本章对宁静区和冕洞中过渡区特性的比较研究，将推动人们深入研究过渡区在日面不同区域里的不同特征，并促进在更小的尺度上研究过渡区的横向不均匀性。

第五章 活动区中的过渡区特性

5.1 引言

活动区是太阳上磁场非常强的区域，也是灾害性空间天气最主要的源区。活动区的辐射特征、流场、以及温度和密度等特性与宁静区和冕洞有着显著的区别。

在活动区磁环的足部，形成于过渡区和低日冕的谱线经常表现为高达 30 km s^{-1} 的红移特征，这些红移被认为与宁静区中过渡区谱线的普遍红移是同一类现象 [Dammasch *et al.*, 2008]；而在一些活动区的边界，这些谱线则经常呈现出长达数小时到数天的可观蓝移，表明存在准稳定的物质外流 [Marsch *et al.*, 2004; Del Zanna, 2008]。但是，对于活动区流场所代表的物理过程，以及流场与磁场结构之间的耦合，还需要更多的分析研究。

作为人类最早研究的太阳结构之一，黑子及其周围的谱斑经常形成于活动区中。在光球上，黑子是磁场极强($\sim 1000\text{-}4000 \text{ Gauss}$)和温度较低(比周围低一两千度)的区域。黑子中央可见光辐射特别暗的部分称为本影，周围由纤维状结构组成的不太暗的一环称为半影。在形成温度超过 10^5 K 的过渡区谱线的辐射强度图中，经常可以看到一些羽毛状的结构从黑子本影延伸到黑子外部，这种结构被称为黑子羽状物(Sunspot plume) [Foukal *et al.*, 1974; Foukal, 1976]。图5.1是用形成于高过渡区的Ne VIII的谱线观测的黑子及其周边区域，可以看到有多个羽状物从本影(中间辐射很弱的地方)延伸到离黑子较远的地方，羽状物经常与过渡区谱线的红移相联系。一般认为，羽状物是从黑子本影延伸到远处的较长磁环的一个足部 [e.g., Brynildsen *et al.*, 2001; Dammasch *et al.*, 2008]。尽管人们对黑子和谱斑在低层大气(光球和色球)中的特征已经研究得比较透彻，然而对于黑子和谱斑区域的过渡区结构和等离子体特性，人们了解得还比较少。

本章首先结合磁场外推与SUMER和EIS对活动区的光谱学观测，分析高过渡区和低日冕的流场与活动区磁场结构之间的耦合 [Marsch *et al.*, 2008]。然后，我们充分利用SUMER对过渡区观测的强大能力，系统地比较黑子和谱斑区域的赖曼谱形、电子密度、DEM曲线以及填充因子，并重点分析黑子羽状物的辐射和等离子体特性 [Tian *et al.*, 2009b]。

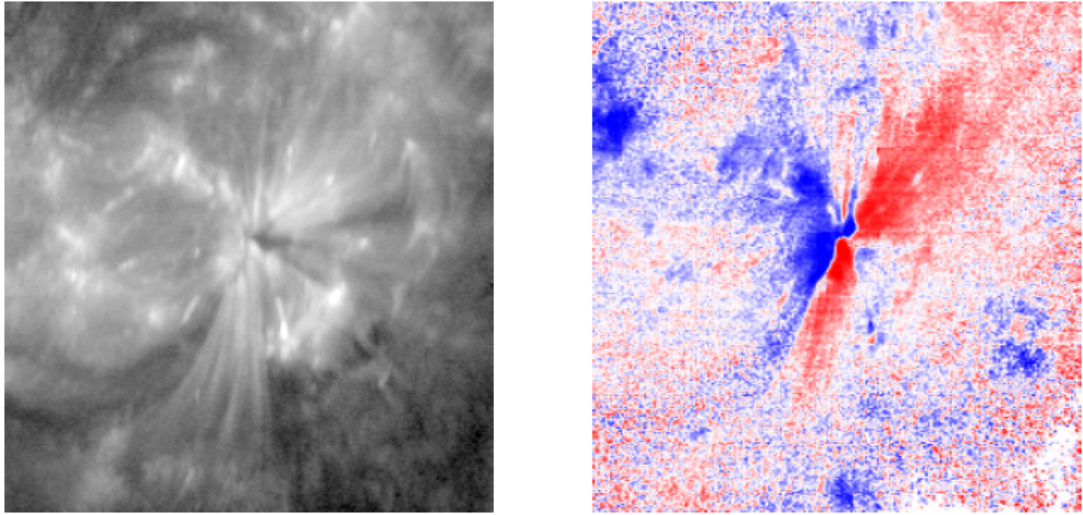


图 5.1 Ne VIII谱线观测的黑子及其周边区域。左图：辐射强度。右图：多普勒频移，红色和蓝色分别代表红移和蓝移。引自Dammasch *et al.* [2008]。

5.2 活动区中高层大气的流场

5.2.1 活动区磁环足部的红移

在活动区的内部，形成于过渡区中部的谱线普遍都出现红移的特征，并且红移的大小比在宁静区中要大 [e.g., Teriaca *et al.*, 1999]。通过比较活动区的高分辨率强度图和多普勒频移分布图，可以发现较强的红移大多与冕环的足部相联系 [Marsch *et al.*, 2004; Dammasch *et al.*, 2008]。在高过渡区，宁静区和冕洞物质平均都表现为蓝移。然而在活动区，形成于高过渡区的谱线在冕环足部仍呈现高达 30 km s^{-1} 的红移 [Marsch *et al.*, 2004; Dammasch *et al.*, 2008]。图5.2是SUMER观测的一个活动区Ne VIII辐射强度与多普勒频移分布图，它清楚地显示这一关系。当用形成于低日冕的谱线Fe XII(形成温度 $\log(T/\text{K}) = 6.1$)来观测活动区时，如图5.3所示，活动区内部仍然呈现出显著的红移(EIS的观测结果)。Del Zanna [2008]也发现形成于高过渡区和低日冕的谱线在活动区磁环足部表现为红移，并进一步发现红移在温度 $\log(T/\text{K}) > 6.2$ 时消失。

为了理解高过渡区和低日冕的流场与活动区磁场结构的关系，我们采用MDI观测的光球磁场作为边界条件，对图5.2和图5.3所示的两个活动区光球以上的磁场结构进行了无力场重构。外推区域大小分别为 $900'' \times 700'' \times 285$

Mm和 $1024'' \times 524'' \times 270$ Mm。在外推区域内未能闭合的磁力线被定义为开放磁力线。通过比较外推磁环的结构与谱线辐射强度图中显示的环状结构(冕环), 我们得到最佳无力场因子 α 的数值分别为 $7.4 \times 10^{-9} \text{ m}^{-1}$ 和 $8.1 \times 10^{-9} \text{ m}^{-1}$ 。将源于强磁场区域的磁力线投影到水平面上, 并与SUMER和EIS的光谱学观测相比较, 便得到图5.2和图5.3显示的结果。外推磁场结构也清楚地显示了红移与磁环足部的对应关系。通过比较不同时刻对同一活动区流场的观测, 我们发现这些流场结构在相当长(数小时到数天)的时间内没有明显的变化。

Dammasch et al. [2008]认为活动区磁环足部的红移与宁静区网络中的红移在本质上是相同的, 二者产生的机制也应相同。如果认为磁环足部的加热导致较高温的物质上行, 上行物质在到达磁环顶点之前发生冷却, 产生较低温的下行物质, 那么由于活动区磁场比宁静区要强得多, 活动区磁环足部的加热应该会释放出更多能量, 从而将上行物质加热到更高温度, 而使得冷却后下行的物质中有一部分具有高过渡区和低日冕的典型温度。

这些观测结果表明, 在活动区, 日冕和过渡区中同样存在相对稳定的流场。在强磁场的引导下, 这些流动过程时刻不停地循环进行, 以致整体来看过渡区和日冕中存在着较大尺度的、持续时间较长(数小时到数天)的准稳态的流场。因此, 日冕环流/对流不仅在宁静区和冕洞普遍存在, 同样也存在于活动区中。

5.2.2 活动区边界的蓝移与低速太阳风

Kojima et al. [1999]发现在太阳活动低年, 活动区边界单极性的开放磁场区域也能产生低速太阳风。而*Sakao et al.* [2007]通过分析XRT观测的高时间分辨率的日冕图像, 发现一个活动区的边界存在 $\sim 140 \text{ km s}^{-1}$ 的物质外流, 并认为这是低速太阳风起源的信息。

从图5.3可以看到, 这个活动区的边界上也存在着一些开放的磁力线, 这些开放磁力线大多源于Fe XII辐射较暗的区域, 并且与Fe XII多普勒分布图中较强的蓝移区域相联系, 蓝移的数值可达 20 km s^{-1} 以上。通过分析前后几天EIS对这一活动区的观测数据, 我们发现这一活动区边界的蓝移持续了至少3天的时间, 说明是准稳态的物质外流。因此我们的观测说明, 活动区边界的确有可能就是低速太阳风的源区之一, 这些边界上的物质在开放磁力线的引导下向外流动, 从而最终形成太阳风。图5.2中开放磁力线所在区域大部分没有被SUMER观测到, 因此无法做出结论。但是在*Marsch et al.* [2004]中, 仍然可以发现, 活动区

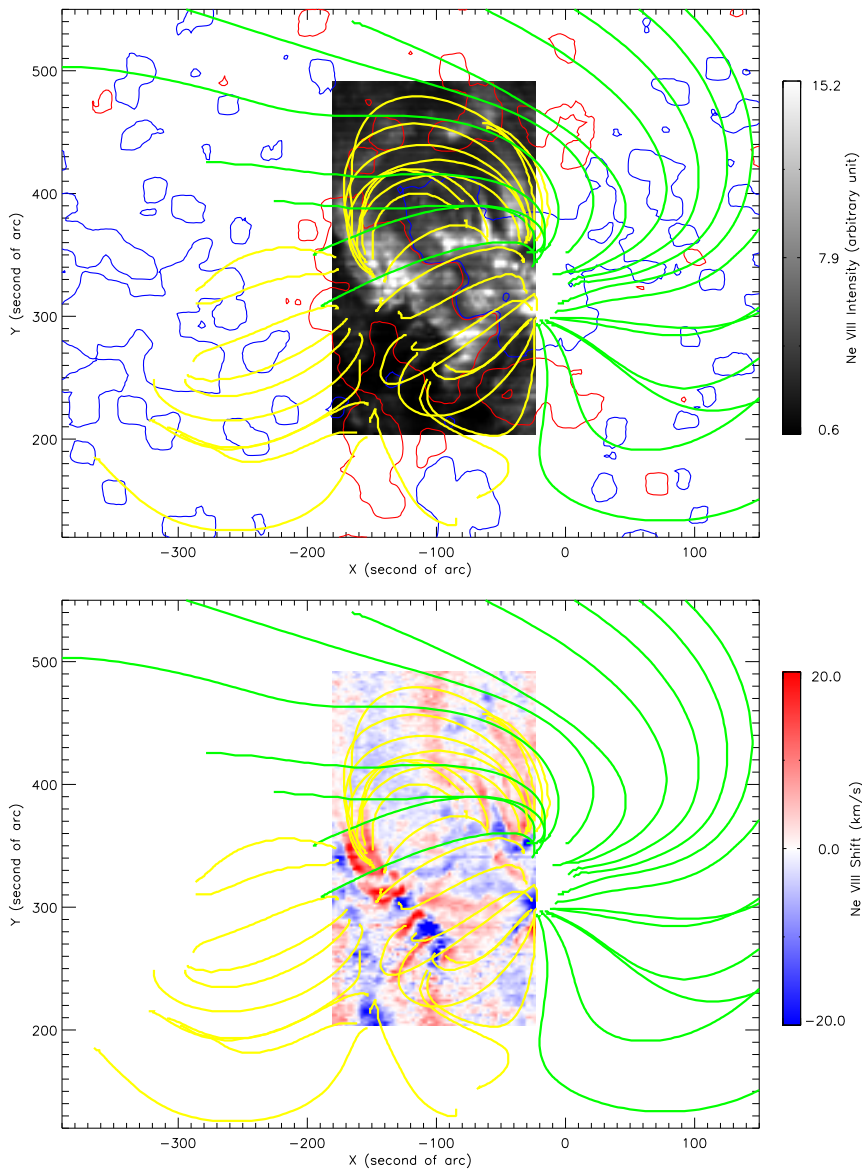


图 5.2 活动区Ne VIII的辐射强度与多普勒频移。黄线和绿线分别表示闭合和开放的磁场结构。上图中的红色和蓝色等值线代表不同极性的强磁场(大于30 Gauss)区域。

边界上的Ne VIII蓝移与开放磁场结构之间有明显的联系。*Harra et al. [2008]*分析EIS观测的另一个活动区的数据, 也发现活动区边界的开放磁场区域中存在 $20\text{-}50\text{ km s}^{-1}$ 的谱线蓝移。如果考虑视向投影效应以及XRT观测的日冕物质高度比EIS观测的要高, 则我们和*Harra et al. [2008]*所发现的谱线蓝移与*Sakao et al. [2007]*发现的物质外流应该是同一外流过程在不同高度上的反映。*Del Zanna [2008]*进一步分析了形成温度不同的多条谱线的多普勒频移, 发现活动区边界

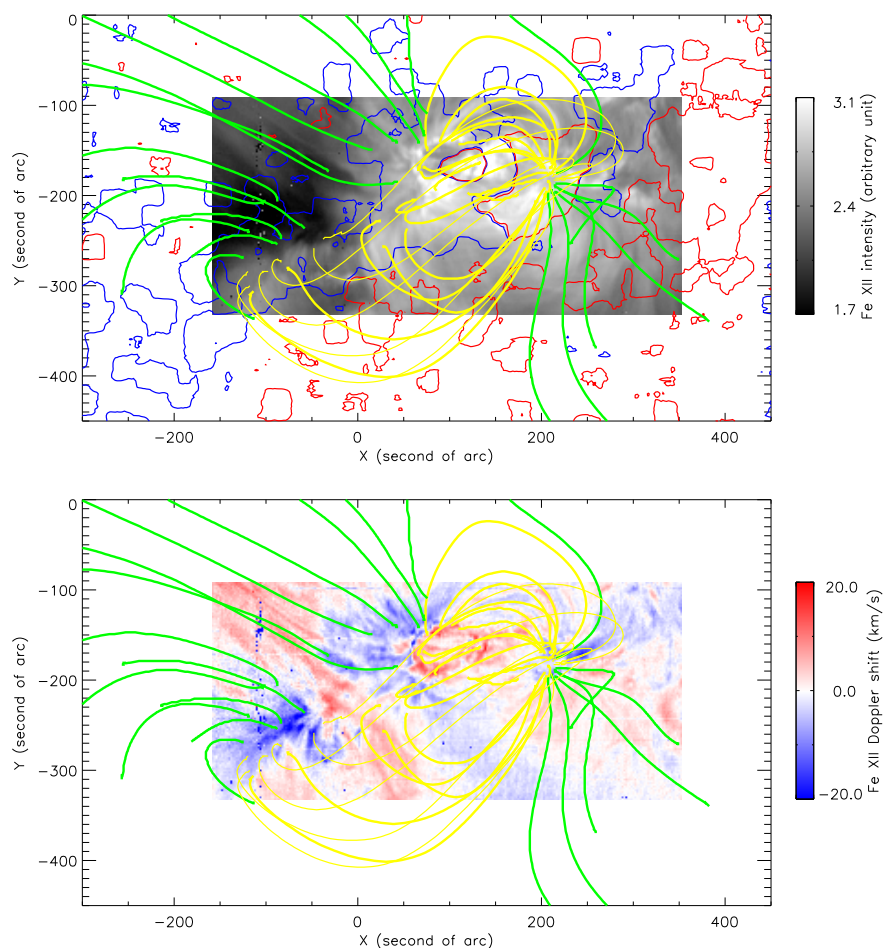


图 5.3 活动区Fe XII的辐射强度与多普勒频移。黄线和绿线分别表示闭合和开放的磁场结构。上图中的红色和蓝移等值线代表不同极性的强磁场(大于30 Gauss)区域。

的蓝移随温度升高而增大。这一结果可能反映了低速太阳风的持续加速。

5.3 黑子和谱斑的过渡区特性

5.3.1 SUMER观测的黑子参考光谱

为了用尽可能多的谱线来研究黑子和谱斑的过渡区特性，可以选择SUMER观测的参考光谱的数据。所谓参考光谱，指用数十个波长窗口对狭缝对准的位置进行观测，通过不断转换波长窗口，获得覆盖SUMER整个工作波长范围的光谱。对于不同的波长窗口而言，观测时间有所不同。2006年11月14日前后，日心附近出现了一个较大的黑子(直径 $\sim 60''$)。从13日到15日，SUMER对

这个黑子区域进行了数次扫描观测 [Teriaca et al., 2008], 并通过固定狭缝对准的位置获得了几个参考光谱。这里我们选用的是13日23:58到14日02:52所观测的参考光谱。

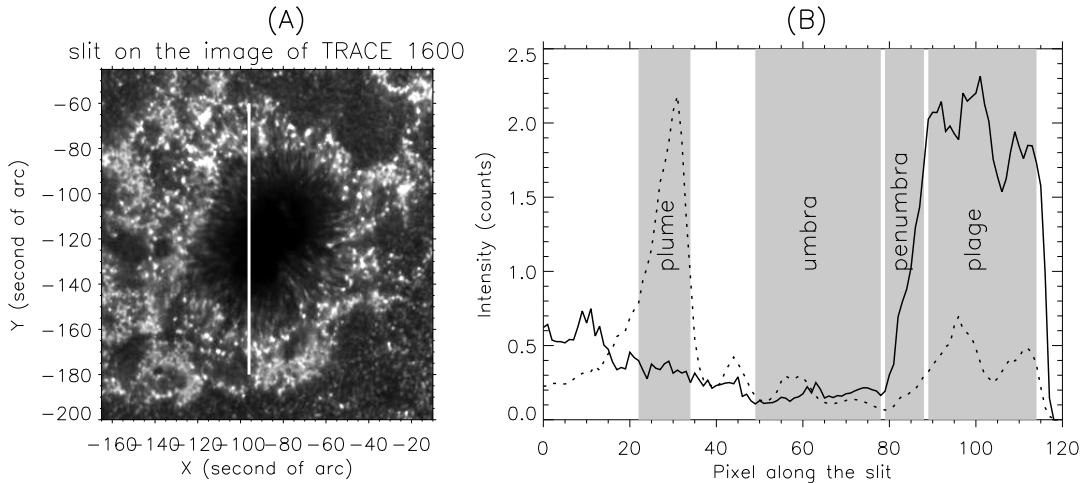


图 5.4 SUMER观测的黑子本影、半影、羽状物和谱斑。(A): TRACE的1600 Å波段观测的黑子及周围谱斑的图像, 观测时间为2006年11月14日00:32; 图中竖线表示SUMER狭缝所对准目标的大致位置。(B): O VI 1031.93 Å(虚线)的强度和1045 Å附近的连续谱(实线)强度沿狭缝的分布。O VI的强度乘上了1/600。四个阴影区域分别标记了黑子羽状物、本影、半影和谱斑的位置。

图5.4(A)是TRACE的1600 Å波段对这个黑子区域的观测图像, 可见较暗的黑子和较亮的谱斑在色球辐射图中非常明显。图中的竖线指示了SUMER狭缝所对准目标的大致位置。图5.4(B)显示了O VI 1031.93 Å的强度和1045 Å附近的连续谱强度沿狭缝的分布。1045 Å附近的连续谱辐射主要来自色球, 因此根据其强度可以区分黑子本影、半影和谱斑。而O VI谱线的形成温度为 $\log(T/K) = 5.5$, 其辐射最强的地方应该对应羽状物。由此可从狭缝中选出四段, 分别对应黑子本影、半影、羽状物和谱斑区域, 图5.4(B)标出了这四段对应的空间像素位置。

为了提高信噪比, 我们将每段中所有位置处的光谱叠加平均, 得到各区域在SUMER波长范围内的平均光谱。图5.5显示了各区域在853 Å-923 Å范围内的平均光谱。谱斑是活动区色球辐射很强的区域, 因此其连续谱辐射强度远大于黑子区域的连续谱强度。在羽状物的光谱中, 形成温度大于 10^5 K的过渡区谱线辐射比在其他区域大大增强, 而羽状物中的连续谱辐射强度则比谱斑区域的要小很多。此外, 我们还发现, 许多在宁静区辐射非常弱甚至无法分辨

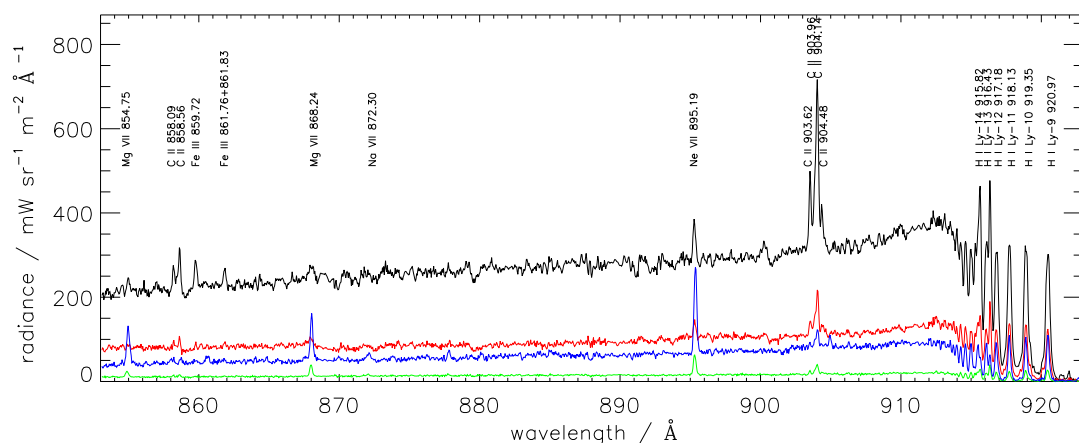


图 5.5 黑子本影、半影、羽状物和谱斑的极紫外光谱。绿色、红色、蓝色和黑色分别代表本影、半影、羽状物和谱斑的光谱。

出来的谱线在羽状物的光谱中变得非常强。这些谱线大多具有较高的形成温度($5.3 \leq \log(T/K) \leq 6.0$), 由高次电离的离子所产生。图5.5中的Mg VII 854.75 Å、Mg VII 868.24 Å、Ne VII 895.19 Å等便属此类, 可以看到其辐射都比在其他区域大大增强。

5.3.2 赖曼谱形

我们的参考光谱中包含有除Ly α 以外的所有氢原子赖曼谱线。图5.6显示了黑子本影、半影、羽状物和谱斑区域的平均赖曼谱形(对应主量子数 $n=2-9$)。谱斑区域的低阶($n=2-5$)赖曼谱形都具有明显的中央反转特性, 并且红峰强于蓝峰。这一特征与宁静区的低阶($n=2-5$)赖曼谱形的特征类似 [Warren *et al.*, 1998]。然而在黑子区域, 尤其是在本影和羽状物里, 所有赖曼谱形几乎都没有中央反转的特征。这一结果表明, 氢原子赖曼谱线的不透明度在黑子区域比在谱斑区域要小得多。Jordan *et al.* [1978]和Bartoe *et al.* [1979]发现在宁静区非常弱的氢分子辐射在黑子区域却很强, 并推断出黑子区域的不透明度比宁静区小一个数量级。由于不透明度小, 氢原子Ly α 以及O VI 1031.93 Å等过渡区谱线的辐射可以到达色球, 从而激发氢分子并产生辐射。我们对赖曼谱形的观测结果印证了这一推断。

赖曼谱形在谱斑区域和宁静区的相似性表明两个区域的不透明度可能比较相近。谱斑区域和宁静区都是具有双极磁场结构的区域, 不同尺度的磁环是其主要的磁场结构。源于色球磁环的赖曼谱线辐射在往外传输的过程中受到过渡

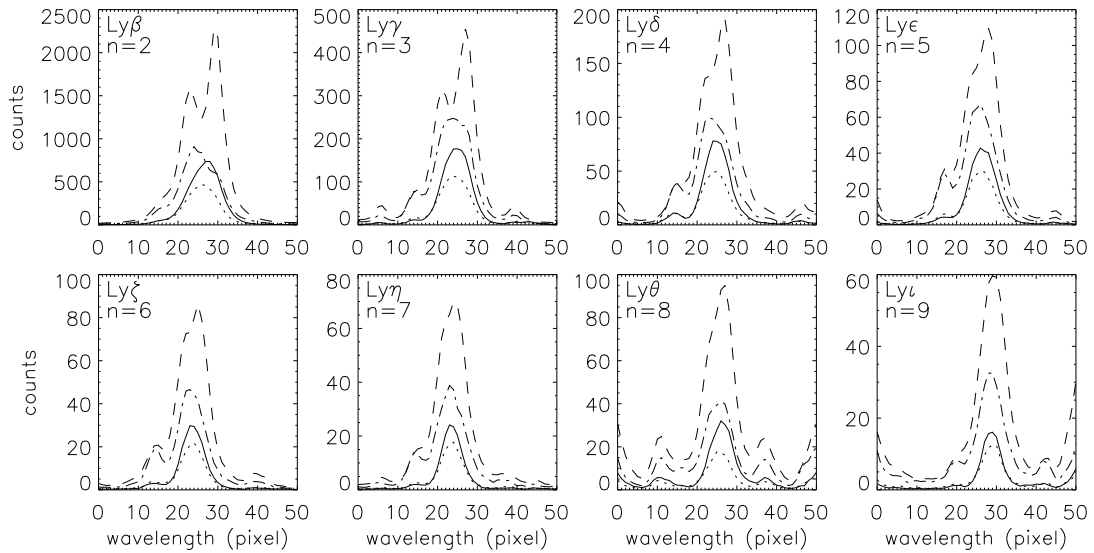


图 5.6 黑子本影、半影、羽状物和谱斑区域的赖曼谱形。点线、点划线、实线、划线分别代表本影、半影、羽状物和谱斑区域的谱形。

区氢原子的强烈吸收；由于太阳大气的密度随高度急剧下降，日冕中的氢原子比过渡区要少得多，因而源于过渡区的赖曼谱线辐射较少受到吸收。谱斑区域可能跟宁静区一样，多数赖曼谱线辐射都源自色球，因此辐射转移效应在赖曼谱线向外传输的过程中非常显著，导致线心产生明显的反转。

而在黑子区域，源自过渡区和源自色球的赖曼谱线辐射之比可能比谱斑和宁静区都要大。这可能是由于黑子区域的色球物质比较少，或者过渡区的空间延伸范围比较大(从而过渡区的辐射物质比较多)，或者二者兼而有之。由于过渡区辐射不透明度较小，因此在黑子区域观测到的赖曼谱形接近高斯分布。过渡区温度的物质在羽状物中占主导地位，因此在羽状物中，源自过渡区和源自色球的赖曼谱线辐射之比自然很大。加之羽状物由延伸到较远处的磁环组成，这些磁环显然也比较高，其上的物质比较稀薄，难以对羽状物里的赖曼谱线辐射产生明显的吸收，因此羽状物里的赖曼谱形也接近高斯分布。

以上分析都是基于静态的太阳大气结构，并且只考虑高层大气里氢原子对从下面辐射上来的赖曼谱线的吸收效应。然而实际上，赖曼谱线的形成过程非常复杂，流场和温度等因素在赖曼谱线的产生和传输过程中都有重要的作用。在今后的数值模拟研究中，这些因素都必须考虑。

表 5.1 黑子本影、半影、羽状物和谱斑区域的电子密度 $\log(N_e/\text{cm}^{-3})$.

离子	谱线对波长 (Å)	形成温度 ($\log(T/\text{K})$)	本影	半影	羽状物	谱斑
Si III	1301.16/1298.96	4.68	$11.1^{+0.5}_{-0.4}$	> 11.0	$11.1^{+0.5}_{-0.4}$	
C III	1175.98/1175.24	4.84	> 9.3	> 9.3	> 9.4	> 9.2
O IV	1399.77/1401.16	5.18	$10.2^{+0.4}_{-1.2}$	$11.0^{+0.7}_{-0.5}$	$10.3^{+0.4}_{-0.3}$	$10.8^{+0.5}_{-0.5}$
O IV	1407.39/1401.16	5.18	$10.3^{+0.4}_{-0.8}$	$10.9^{+0.5}_{-0.4}$	$10.4^{+0.4}_{-0.7}$	$11.0^{+0.6}_{-0.4}$
O V	758.68/761.13	5.37	$10.1^{+0.1}_{-0.2}$	$10.9^{+0.3}_{-0.2}$	$10.1^{+0.2}_{-0.1}$	$11.0^{+0.3}_{-0.3}$
O V	759.43/761.13	5.37	$10.0^{+0.2}_{-0.1}$	$11.0^{+0.5}_{-0.2}$	$10.1^{+0.1}_{-0.2}$	$11.0^{+0.5}_{-0.2}$
O V	760.43/761.13	5.37	$10.0^{+0.2}_{-0.2}$	$11.2^{+0.6}_{-0.3}$	$10.1^{+0.2}_{-0.2}$	$11.0^{+0.3}_{-0.3}$
O V	761.99/761.13	5.37	$10.0^{+0.2}_{-0.1}$	$10.9^{+0.4}_{-0.2}$	$10.0^{+0.2}_{-0.1}$	$11.0^{+0.4}_{-0.2}$
Mg VIII	769.38/782.34	5.90	< 12.0		< 11.9	
Fe XII	1349.43/1241.95	6.13	$9.3^{+1.3}_{-1.3}$	< 10.1	< 7.6	< 10.2

5.3.3 电子密度

SUMER的光谱中含有许多对密度变化灵敏的谱线对，因此我们可以根据谱线对的强度之比求出特定温度下的电子密度。然而有些可用于密度诊断的谱线辐射太弱，我们无法得到可靠的强度。这里我们尽可能多地选取了一些辐射比较强的谱线对，根据CHIANTI原子数据库中提供的强度比与电子密度的关系，可以计算出各个区域的电子密度。表5.1列出了各谱线对的信息以及计算得到的电子密度值。这里假设所有谱线强度的测量误差均为15%，将此误差传递到电子密度中，便得到表5.1中的测量误差。

比较精确的密度测量主要来自用O IV和O V谱线对的计算结果。可以发现，O IV和O V的六对谱线测量的电子密度值是一致的，即谱斑和半影区域的电子密度大约为 $\log(N_e/\text{cm}^{-3}) = 11$ ，而本影和羽状物的电子密度大约为 $\log(N_e/\text{cm}^{-3}) = 10$ 。我们测量的羽状物电子密度与Doyle *et al.* [1985]和Doyle and Madjarska [2003]用不同的O V谱线对测量的结果一致。Griffiths *et al.* [1999]发现宁静区电子密度 $\log(N_e/\text{cm}^{-3})$ 在温度 $\log(T/\text{K}) = 5.25$ 时不超过9.87。我们的结果表明，在过渡区，黑子本影和羽状物的密度与宁静区密度相当或者略高。

Si III和C III的谱线对基本只能提供电子密度的下限。C III诊断的结果与氧离子诊断的结果相符。而Si III诊断的电子密度值偏高，可能表明Si III形成的高度与O IV形成高度之间有一个很强的密度梯度，但也可能是因为Si III 1301.16

Å辐射较弱而导致其辐射强度的测量误差过大。Mg VIII和Fe XII的高温谱线对基本只能提供电子密度的上限。其结果与宁静区日冕中的典型电子密度相符。

早在上世纪70年底, *Foukal et al.* [1974]就利用ATM的测量数据发现, 在过渡区温度下, 本影的密度比谱斑要小很多。我们的测量证实了这一结果, 并发现本影和羽状物的电子密度都比谱斑的要小一个数量级。由于太阳大气的密度随高度增加呈指数下降, 因此, 我们的观测结果表明, 过渡区在黑子区域可能比在谱斑区域要高。 *Guo et al.* [2009]在对极紫外谱线辐射和外推磁场进行相关分析后, 发现谱线辐射高度在强磁场的黑子区域较高, 因此也支持我们的结论。由于过渡区在黑子区域较高, 因此在过渡区中相同的高度上, 黑子的温度比周围谱斑区域要低。这一温度结构与*Nicolas et al.* [1982]基于DEM分析后提出的黑子区域温度结构非常类似。

过渡区谱线在羽状物中经常展现出红移的特征, 一些人认为红移是沿磁环的虹吸流动产生的 [*Brynildsen et al.*, 2001; *Doyle and Madjarska*, 2003; *Brosius*, 2005], 另一些人则认为是日冕物质冷却后回流到过渡区产生的 [*Noyes et al.*, 1985; *Brosius and Landi*, 2005; *Dammasch et al.*, 2008]。我们的结果显示, 在过渡区相同的温度下, 羽状物的电子密度比谱斑小很多, 如果组成羽状物的磁环的另一个足部位于谱斑区域, 那么磁环两足之间便有一定的压力差, 比较容易产生从谱斑向黑子区域的虹吸流动。

5.3.4 微分辐射量

Brosius and Landi [2005]运用CDS观测的数据, 得到了羽状物的微分辐射量(DEM)曲线。但是由于CDS光谱中没有形成温度较低的谱线, 因此其DEM曲线的低温部分($\log(T/K) \leq 5.0$)并不可靠。SUMER光谱中含有大量形成温度 $\log(T/K) \leq 5.0$ 的谱线, 可以避免这一问题。为了避免辐射随时间演化对结果造成的影响, 我们仅从SUMER参考光谱中选取670 Å-790 Å的一段, 这一段光谱是在20分钟内观测的, 因此时间演化的影响可以忽略; 并且这一段光谱里的强线形成温度范围比较广, 比较适合研究辐射在温度域的分布。

我们采用*Landi and Landini* [1997]的方法, 根据观测的多条谱线的强度求出各个区域的DEM曲线。在对贡献函数的计算中, 我们采用的本影和羽状物的电子密度均为 $\log(N_e/\text{cm}^{-3}) = 10$, 半影和谱斑的电子密度均为 $\log(N_e/\text{cm}^{-3}) = 11$ 。为了让属于低FIP元素的Mg VIII与形成温度相近的Ne VIII结果一致, 我们将过渡区和日冕中低FIP元素的丰度设为其光球丰度的10倍。而在通常情况下,

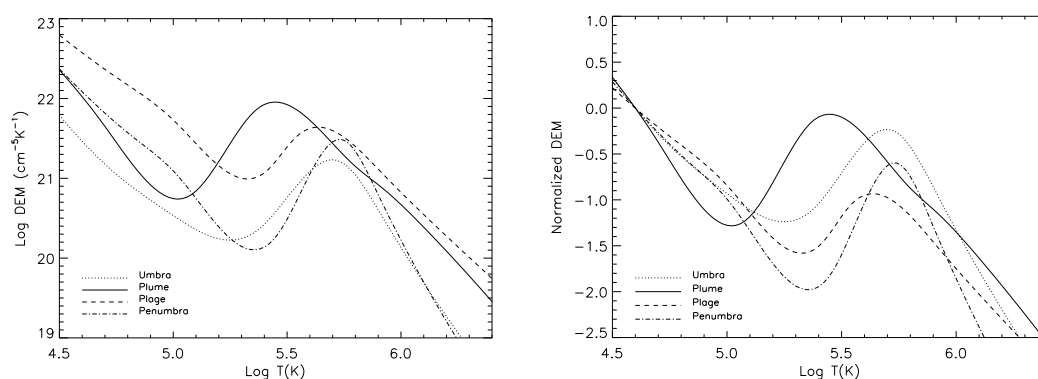


图 5.7 黑子本影、半影、羽状物和谱斑区域的DEM曲线。左图为原始的曲线，右图为对 $\log(T/K) = 4.7$ 处的DEM值进行归一化后的曲线。

对于低FIP元素，这一倍数大约为4。*Feldman* [1992]提到，对于FIP非常低的元素，这一倍数可能达到8左右。我们数据里的Mg可能属于这种情况。这一改正只影响较高温度的谱线，因为我们选用的温度 $\log(T/K) \leq 5.7$ 的谱线均为高FIP元素。

图5.7显示了黑子本影、半影、羽状物和谱斑区域的DEM曲线。我们发现，在 $\log(T/K) \leq 5.0$ 时，四条谱线的斜率基本一样，表明在低过渡区四个区域的温度结构并无显著不同。然而在 $\log(T/K) \geq 5.0$ 时，羽状物的温度结构与其他区域有了明显的不同。羽状物的DEM曲线峰值对应的温度约为 $\log(T/K) = 5.45$ ，比其他区域DEM曲线的峰值温度要低。在 $\log(T/K) = 5.45$ 处，羽状物的微分辐射量比其他区域的大一到两个数量级。这一温度分布特点与观测到的羽状物辐射在温度 $\log(T/K) \geq 5.0$ 时大大增强是相符合的。

Brosius and Landi [2005]运用CDS数据得到的羽状物DEM曲线在 $5.4 \leq \log(T/K) \leq 6.0$ 范围内呈现高原状，表明这个温度范围内的辐射都很强。*Brosius and Landi* [2005]的这一结果更准确地反映了羽状物辐射的特点。由于SUMER光谱中很少有形成温度 $\log(T/K) > 6.0$ 的谱线，因此根据SUMER数据得到的DEM值在高温部分($\log(T/K) > 5.7$)被低估了。用SUMER和CDS同时对一个黑子区域进行观测，将可能得到在低温和高温部分都非常可靠的DEM曲线。

5.3.5 填充因子

尽管早在30多年前，人们便发现羽状物在 10^5 K- 10^6 K温度范围内的辐射大大增强，而我们以及*Brosius and Landi* [2005]计算的DEM曲线也证实了羽状物的

表 5.2 黑子羽状物的填充因子计算结果。

O v 谱线波长 (Å)	I ($\text{erg cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$)	$\log N_e$ (cm^{-3})	$G(T_{\max}, N_e)$ ($\text{erg cm}^{-3}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$)	L (Mm)	f
758.68	190.77	10.12	2.81×10^{-25}	0.5	0.096
				7.0	0.007
759.43	154.72	10.09	2.15×10^{-25}	0.5	0.120
				7.0	0.009
761.99	202.43	10.03	2.61×10^{-25}	0.5	0.160
				7.0	0.012
774.51	44.19	10.03	5.54×10^{-26}	0.5	0.170
				7.0	0.012

表 5.3 黑子本影、半影、羽状物和谱斑的填充因子之比。

O v 谱线波长(Å)	比值 (本影 : 半影 : 羽状物 : 谱斑)
758.68	70.8 : 1.0 : 846.2 : 6.3
759.43	211.8 : 1.0 : 2058.8 : 9.6
761.99	114.3 : 1.0 : 1507.9 : 5.9
774.51	69.3 : 1.0 : 666.7 : 2.4

这一温度结构，但是还没有人探讨其原因。由于羽状物的电子密度与宁静区的相当，因此密度显然不是引起羽状物辐射增强的原因。下面的计算表明，较大的填充因子可能是羽状物在 10^5 K - 10^6 K 温度范围内辐射增强的主要原因。

这里我们根据观测的O v谱线辐射强度和相应的电子密度来计算填充因子。简单地假设辐射区域是恒温的，贡献函数可取其峰值 $G(T_{\max}, N_e)$ [Dere, 2008]， $\frac{N_H}{N_e}$ 取为0.8 [Mariska, 1992; Landi and Landini, 1997]。则引入填充因子 f 后，式(2.6)变为：

$$I = 0.8G(T_{\max}, N_e)N_e^2fL \quad (\text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}) \quad (5.1)$$

这里 L 为积分路径的长度。在电离平衡条件下，O v辐射主要来源于温度在 $5.2 \leq \log(T/\text{K}) \leq 5.5$ 之间的物质。根据Avrett and Loeser [2008]的太阳大气模型，这一温度区间对应的高度范围大约为500 km。而用O v 629 Å对临边活动区进行观测，得到活动区磁环横截面的直径大概在7 Mm左右 [Brekke et al., 1997]。因此我们取0.5 Mm和7 Mm分别作为 L 的下限和上限。表5.2列出了计算结果。计算得到的羽状物填充因子都比较大，其范围大致在0.01到0.2之间。

如果假设黑子本影、半影、羽状物和谱斑区域的辐射积分路径 L 相同,则可以计算出各个区域的填充因子之比。表5.3的结果显示,羽状物的填充因子比其他区域大一到三个数量级,是谱斑区域的数百倍。尽管 L 相同的假设可能并不能反映实际情况,但是羽状物与其他区域的填充因子差别如此之大,以致我们完全有理由得到如下结论:羽状物较大的填充因子是其在 $10^5\text{ K}-10^6\text{ K}$ 温度范围内的辐射大大增强的主要原因。

5.4 小结

本章对活动区中过渡区和低日冕的流场及其与磁场之间的耦合进行了初步的分析,并系统地分析了黑子和谱斑区域的过渡区结构和等离子体特性。本章的结果总结如下:

(1)结合磁场外推技术和光谱学观测,证实了形成于高过渡区和低日冕的谱线在活动区磁环足部都具有明显的红移。这些红移应该与宁静区网络中形成于过渡区中部的谱线红移具有相同的形成机制。而在宁静区,高过渡区谱线在磁环足部则表现为蓝移。我们认为,与宁静区相比,活动区磁环足部的加热可能会释放出更多能量,从而将上行物质加热到更高温度,而使得冷却后下行的物质中有一部分具有高过渡区和低日冕的典型温度。

(2)进一步发现在一些活动区的边界上,形成于低日冕(以及高过渡区)的谱线具有显著并且相对稳定的蓝移特征,而且蓝移与重构出来的开放磁力线相联系。这一结果支持低速太阳风可从活动区边界起源的论断。

(3)全面地比较了黑子和谱斑区域的过渡区特性。发现黑子区域的氢原子赖曼谱形没有明显的中央反转;并且在过渡区温度下,黑子本影和羽状物的电子密度与宁静区的密度相当,而比周围谱斑的密度要低一个数量级。根据观测和计算的结果,我们认为与谱斑区域相比,黑子区域的过渡区位置更高,并且在垂直方向上的延伸范围可能更大;从而导致在过渡区的高度上,黑子区域的温度也比周围要低。

(4)对羽状物在 $10^5\text{ K}-10^6\text{ K}$ 温度范围内增强的辐射特征进行了解释,认为主要是由较大的填充因子导致的。

本章的研究结果将推动人们对活动区中的过渡区结构与特性进行深入研究,促进对太阳爆发时活动区中过渡区辐射特征的研究,从而为日后可能开展的在过渡区层面上预报太阳活动的研究打下基础。

第六章 冕洞中高速太阳风的初始加速

6.1 引言

SUMER的观测表明, 形成于高过渡区的谱线Ne VIII 770 Å在冕洞中呈现明显的蓝移特征, 表明高速太阳风在高过渡区就已形成 [Hassler et al., 1999; Wilhelm et al., 2000; Xia et al., 2003]。在过去的十年里, 冕洞中Ne VIII 770 Å多普勒频移的二维分布图被广泛用来研究高速太阳风的起源机制和源区特性 [e.g., Tu et al., 2005b; McIntosh, 2007; Tian et al., 2008e, b]。

与此同时, 借助多普勒暗化技术, UVCS对扩展日冕(1.5 R_S 以上)的观测可以给出高速太阳风沿磁力线方向的运动速度 [e.g., Giordano et al., 2000; Teriaca et al., 2003; Gabriel et al., 2003; Kohl et al., 2006; Antonucci, 2006; Telloni et al., 2007]。如Telloni et al. [2007]发现在5 R_S 处, 冕洞发出的高速太阳风中重离子的速度就已达550-760 km s^{-1} , 说明高速太阳风在5 R_S 之外几乎没有加速。

然而在SUMER和UVCS观测的太阳大气高度范围之间, 即Ne VIII 770 Å形成高度之上的低日冕或内日冕(1.5 R_S 以下), 高速太阳风速度的径向演化特征并没有被认真研究过。SUMER对临边的观测只能给出速度的视向分量, 而冕洞外的太阳风外流一般是垂直于视线方向的。在日面的观测中, 由于SUMER光谱范围内基本没有形成于低日冕的强线, 因此无法用来观测低日冕中太阳风的流动特征。EIS的光谱范围内含有许多形成于过渡区和日冕的谱线, 因此原则上正好可以用来研究高速太阳风从过渡区到日冕的加速特征, 从而为太阳风起源的模型提供观测依据。

本章将通过分析EIS观测的过渡区和日冕谱线在冕洞中的多普勒频移, 来研究高速太阳风在过渡区和内日冕的加速特征 [Tian et al., 2010a]。

6.2 EIS对极区冕洞的观测

EIS的光谱中含有少数过渡区谱线和许多日冕谱线, 一般情况下, 大多数的EIS谱线在宁静区和冕洞里的辐射非常弱 [Young et al., 2007b]。EIS最常用的曝光时间为20-60 s, 在此条件下, 对于大多数的谱线, 人们只能得到比较可靠的辐射强度, 而无法可靠地计算出谱线的多普勒频移和谱线宽度。因此, 自从2006年Hinode飞船上天以来, EIS的数据多被用来研究活动区, 而较少被用来

表 6.1 用于研究过渡区和日冕中高速太阳风初始加速的谱线信息。

离子	波长(Å)	形成温度 ($\log(T/K)$)	离子	波长(Å)	形成温度 ($\log(T/K)$)
He II	256.32	4.70	Fe X	184.54	6.00
O V	192.90	5.40	Fe XII	195.12	6.11
Mg VI	270.39	5.60	Fe XIII	202.04	6.20
Fe VIII	185.21	5.60	Fe XIV	270.52	6.25
Si VII	275.35	5.80	Fe XV	284.16	6.30

研究宁静区和冕洞。

为了获得更多的光子计数，从而使EIS观测的谱形可被用来研究宁静区和冕洞中的流场，必须延长EIS观测时的曝光时间，并尽可能使用宽度为2"的狭缝。从2007年10月10日14:13到18:17，EIS用宽2"的狭缝对北极冕洞及其周围的宁静区进行了长达四个小时的扫描观测，所用的曝光时间长达150 s。由于光子计数比一般情况下大大增加，这次观测得到的一些较强谱线的谱形可以被用来分析冕洞中的流场，从而推动高速太阳风起源和初始加速过程的研究。表6.1列出了用于本次分析的谱线波长和形成温度。图6.1是根据势场源表面模型计算得到的18:06的大尺度太阳磁场结构，图中的黑色方框标记了EIS扫描区域的大致位置，可见扫描区域包括了北极冕洞、周围宁静区以及冕洞外的一部分地区。

为了使得到的EIS图像在东西方向和南北方向上具有相同大小的空间像素，并进一步提高观测谱形的信噪比，我们首先将狭缝方向上每两个相邻像素处的谱形进行平均，从而将南北方向上的空间像素数目减半；然后，同时在狭缝方向上和垂直于狭缝的方向上，对每三个相邻像素处的谱形进行滑动平均。

随后，我们对Si VII 275.35 Å，Fe X 184.54 Å，Fe XII 195.12 Å和Fe XIII 202.04 Å 这四条较强谱线在各个空间像素处的谱形进行单高斯拟合，从而得到图6.2和图6.3所示的各条谱线辐射强度图和多普勒频移二维分布图。根据Young *et al.* [2007b]，这四条谱线都是纯净的。另外几条谱线相对较弱，在很多位置处的谱形无法给出可靠的多普勒频移，因此我们并不研究这些谱线多普勒频移的二维分布图，而只研究它们在一些区域内平均谱形的多普勒频移。如图6.3所示，我们选择五个区域来进一步分析，区域1为高纬宁静区，区域5为冕洞，区域2-4分别为冕洞里的三个子区域。将各个区域里各条谱线的谱形叠加，再求出平均谱形的多普勒频移，便可以研究各个区域中多普勒频移随谱线形成温度的变化特征。Fe VIII 185.21 Å 谱线在宁静区和冕洞中基本没有与其他谱线混合，因此可

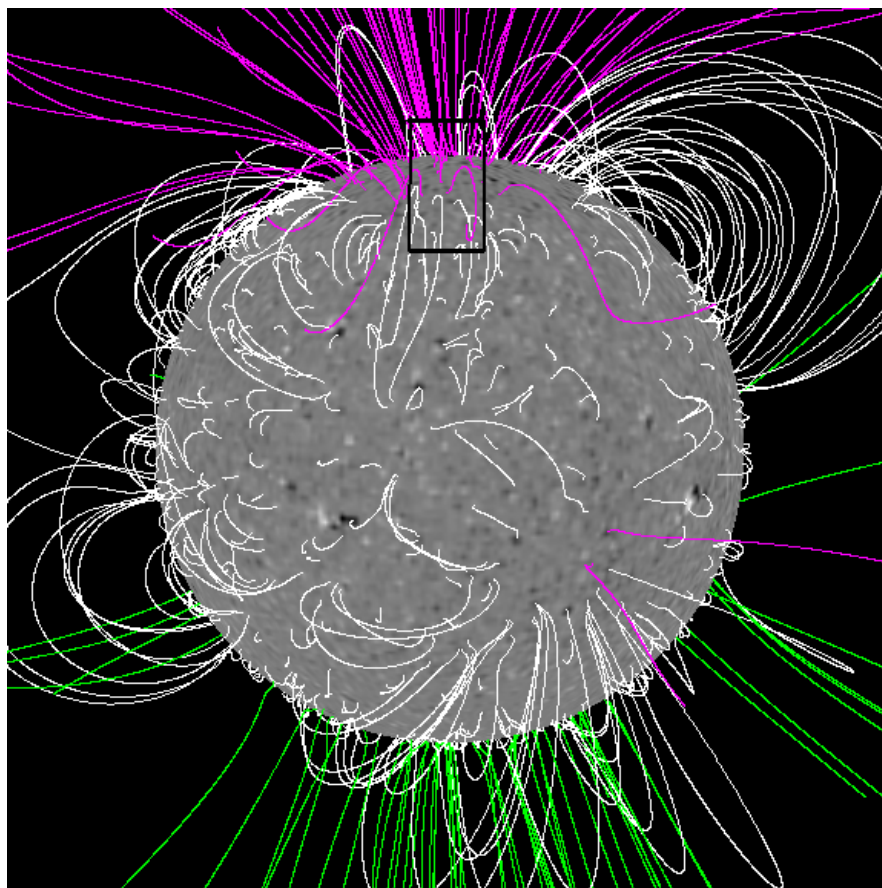


图 6.1 2007年10月10日18:06的大尺度太阳磁场结构。不同极性的开放磁场标记为绿色和紫色，闭合的磁场结构标记为白色。黑色方框显示了EIS扫描区域的大致位置。

用单高斯函数对其谱形进行拟合。 $\text{Mg VI } 270.39 \text{ \AA}$ 和 $\text{Fe XIV } 270.52 \text{ \AA}$ 两条谱线挨得比较近，可用双高斯拟合来分开它们。 $\text{Fe XV } 284.16 \text{ \AA}$ 和 $\text{Al IX } 284.03 \text{ \AA}$ 也可通过双高斯拟合得到前者的多普勒频移。 $\text{O V } 192.90 \text{ \AA}$ 谱线的蓝翼有三条波长非常接近的谱线($\text{O V } 192.80 \text{ \AA}$, $\text{Fe XI } 192.83 \text{ \AA}$, $\text{Ca XVII } 192.82 \text{ \AA}$)，可将这三条谱线视作一条谱线，然后用双高斯拟合来得到 $\text{O V } 192.90 \text{ \AA}$ 的多普勒频移。而与 $\text{He II } 256.32 \text{ \AA}$ 混合的谱线情况比较复杂，况且 $\text{He II } 256.32 \text{ \AA}$ 不是光学薄的谱线，因此我们这里不对其多普勒频移进行分析。

需要提到的是，由于EIS光谱中没有形成于色球的冷线，因此我们无法对谱线波长做绝对的标定，也就不能通过假设冷线静止的方法来求出高温谱线的绝对多普勒频移。但是我们的观测区域中含有临边之外的区域，一般可以认为各种非径向的流动在日冕中(临边之外)是相互抵消的 [e.g., *Dammasch et al.*, 1999; *Kamio et al.*, 2007]，因此这里我们假设在临边之上 $65''$ - $143''$ 范围内，各条谱线的

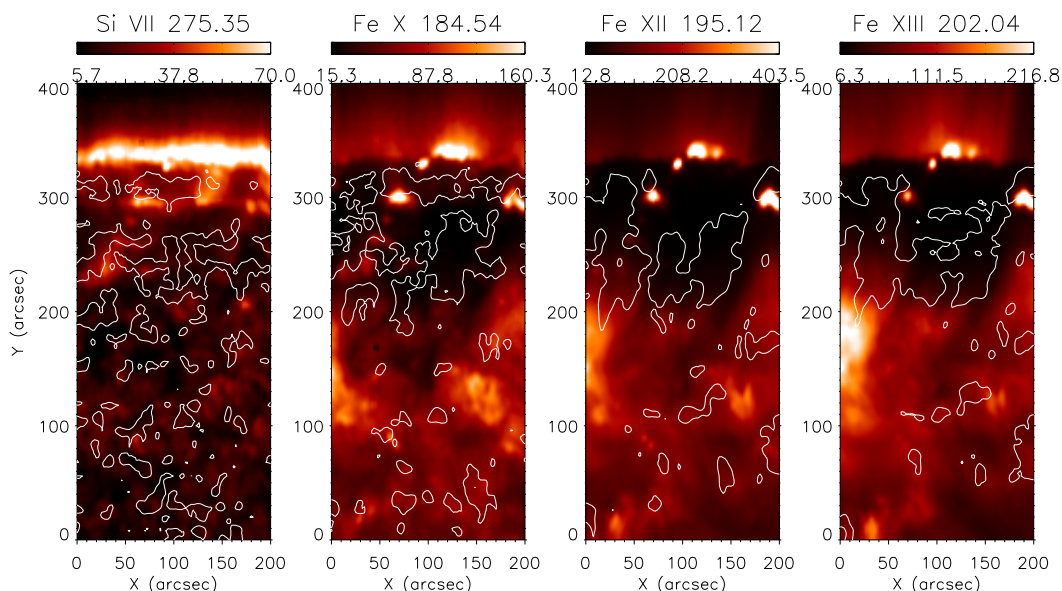


图 6.2 形成于高过渡区和低日冕的谱线辐射强度图。白色等值线勾勒出了各条谱线的多普勒频移最小(最偏蓝移)的20%的值对应的位置。

平均谱形是静止的，由此我们可以求出多数谱线的绝对多普勒频移值。但是Mg VI 270.39 Å和O V 192.90 Å这两条谱线在临边外的辐射非常弱，无法精确地确定其谱形中心的位置，因此需另做处理。对于Mg VI 270.39 Å，可用上述方法得到的Fe XIV 270.52 Å的静止波长减去二者理论上的波长差，来得到Mg VI 270.39 Å的静止波长。而对于O V 192.90 Å，我们只能根据Xia *et al.* [2004]的统计结果，假设其在宁静区(区域1)中的平均多普勒频移为6 km s⁻¹，以此作为标准，计算出该谱线在所选的各个区域里的平均多普勒频移。作为例子，图6.4的上下两行分别显示了三条谱线在临边之上65''-143''范围内和一个蓝移区域(区域3)中平均谱形的多普勒频移。

6.3 高过渡区和低日冕的流场

图6.3清楚地显示出谱线在冕洞中具有增强的蓝移特征，而在宁静区则主要表现为红移或者较弱的蓝移。冕洞中的蓝移在 $\log(T/K) \geq 6.0$ 时更加明显，在一些位置蓝移可达20 km s⁻¹以上。图6.2中的白色等值线勾勒出了各条谱线的多普勒频移最小(最偏蓝移)的20%的值对应的位置。可以发现，随着温度的升高，有更多的等值线往冕洞里集中。在高过渡区(Si VII)，冕洞中被等值线包围的区域还是离散的，随着温度的升高，这些蓝移最强的区域逐渐融合到一块，

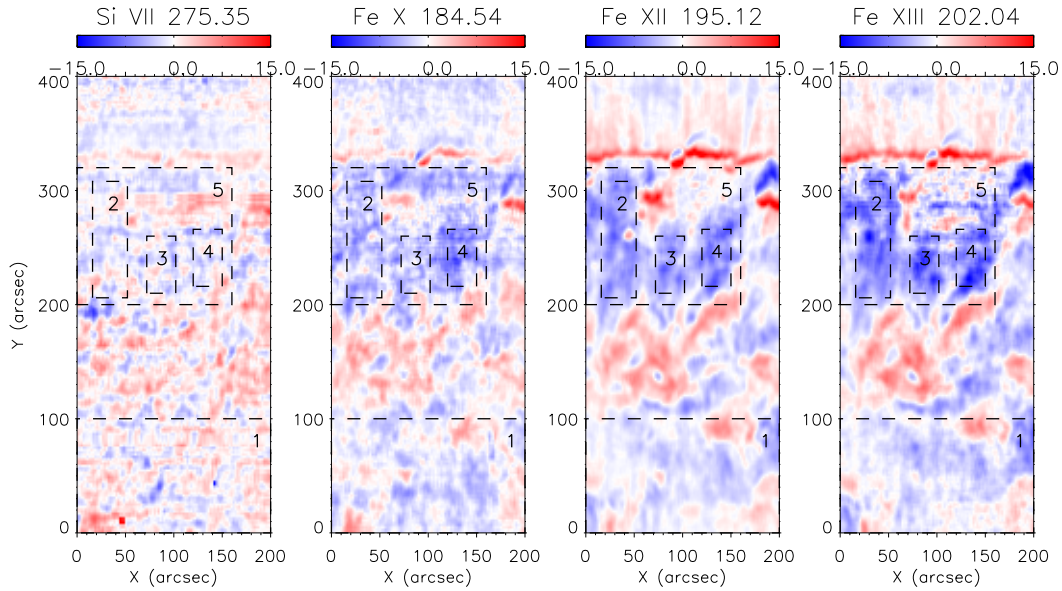


图 6.3 形成于高过渡区和低日冕的谱线的多普勒频移分布图。

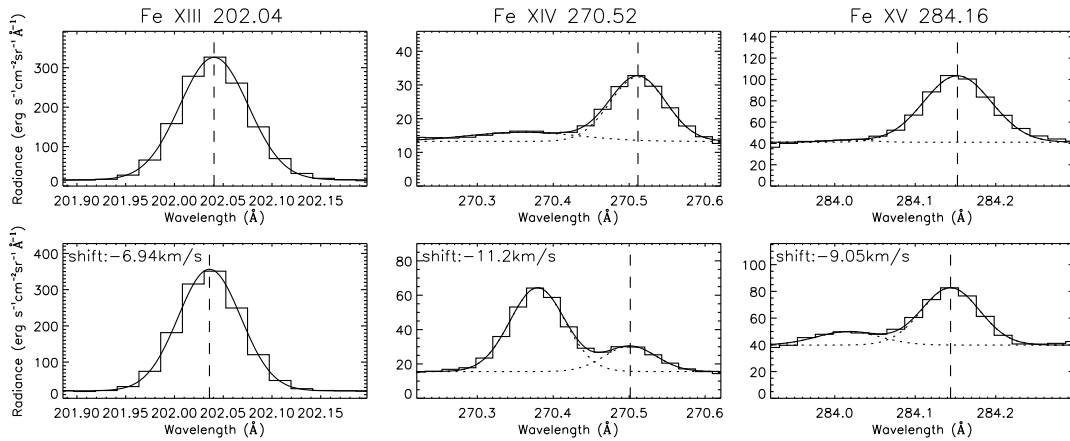


图 6.4 临边以外区域以及蓝移区域的平均谱形。上下两行分别表示临边之上 $65''$ - $143''$ 范围内和一个蓝移区域(区域3)的观测和拟合谱形。阶梯线和平滑实线分别代表观测的和拟合的谱形。对于与其他谱线有混合的谱线,其两个高斯分量用两条点线表示。竖直的划线标记了所研究谱线的谱形中央位置。

在 $\log(T/K) = 6.3$ 时已连成一片。如果认为形成温度较高的谱线形成于太阳大气中较高的位置,那么这一趋势与太阳风沿磁漏斗外流的图像非常吻合。第三章的图3.2和第四章的图4.17都显示,较低高度上的多个磁漏斗随高度增大而不断扩展,并最终在日冕里融合成一个单一的开放磁场区域。而图6.1显示的太阳大尺度磁场结构也表明,这些蓝移是与极区开放磁力线相联系的。因此,我们观测到的高温谱线在冕洞中的蓝移显然是高速太阳风初始流动的表现。

由图6.3可以发现，冕洞中也存在几个呈红移的区域。将图6.3所示的多普勒频移与图6.2所示的辐射强度进行比较后发现，这几处红移可以分为两类：一类是临边的红移，一类是与日冕亮点相联系的红移。

临边处明显的红移可能与极区冕洞中开放磁力线的超径向扩展有关。图6.1中的大尺度太阳磁场结构清楚地显示了开放磁力线的超径向扩展特征。由于本次观测时间为10月，太阳自转轴的北极是向地球倾斜的。如果太阳风物质沿冕洞中的开放磁漏斗结构外流，那么在远离地球的一侧，磁漏斗中的物质外流将表现为红移。

图6.3显示日冕亮点一边为红移一边为蓝移，这一特征在温度 $\log(T/K) \geq 6.0$ 时尤为显著。图3.8显示的宁静区亮点流场也具有类似的特点，说明无论是在宁静区还是在冕洞，亮点的这一流场特征都比较典型。*Cirtain et al.* [2007]发现在日冕亮点的位置上，经常产生高速的X射线射流，并认为这些射流对太阳风有一定贡献。然而从图6.3可以看出，亮点的位置与跟太阳风相联系的蓝移区域完全不同，因此很显然，高速太阳风稳定的物质供应并不是由极区冕洞里的X射线射流所提供的。

6.4 太阳风在过渡区和低日冕里的初始加速

在径向流动的假设下，我们分别将区域1-5中的平均多普勒频移除以0.71, 0.37, 0.44, 0.43, 和0.37，从而去除视向效应，得到径向流速的大小。图6.5显示了各个区域中谱线平均多普勒频移随形成温度的变化趋势。在宁静区中，温度 $\log(T/K) = 6.0$ 以下，谱线的多普勒频移由过渡区中部的明显红移转变为过渡区顶部的微弱蓝移，这一趋势与*Peter and Judge* [1999]和*Xia et al.* [2004]等基于SUMER观测的分析结果是一致的。温度 $\log(T/K) = 6.0$ 以上，日冕谱线在宁静区里仅有约 1.5 km s^{-1} 的微弱蓝移，并且不随温度变化。这表明我们对波长进行标定的方法是比较可靠的，因为一般认为宁静区里的日冕辐射没有显著的多普勒频移 [e.g., *Milligan and Dennis*, 2009]。

在冕洞中，随着温度的升高，谱线也是由红移转为蓝移，这一转换对应的温度约为 $\log(T/K) = 5.6$ 。在此温度之上，谱线的蓝移随温度的升高而不断增大。这一趋势无论对于整个冕洞，还是对于冕洞中的几个子区域，都是一致的。在 $\log(T/K) = 6.3$ 时，蓝移可达 $\sim 25 \text{ km s}^{-1}$ 。图6.5还显示了冕洞(区域5)和宁静区(区域1)的平均多普勒频移之差，结果表明这一差值也随温度的升高而更

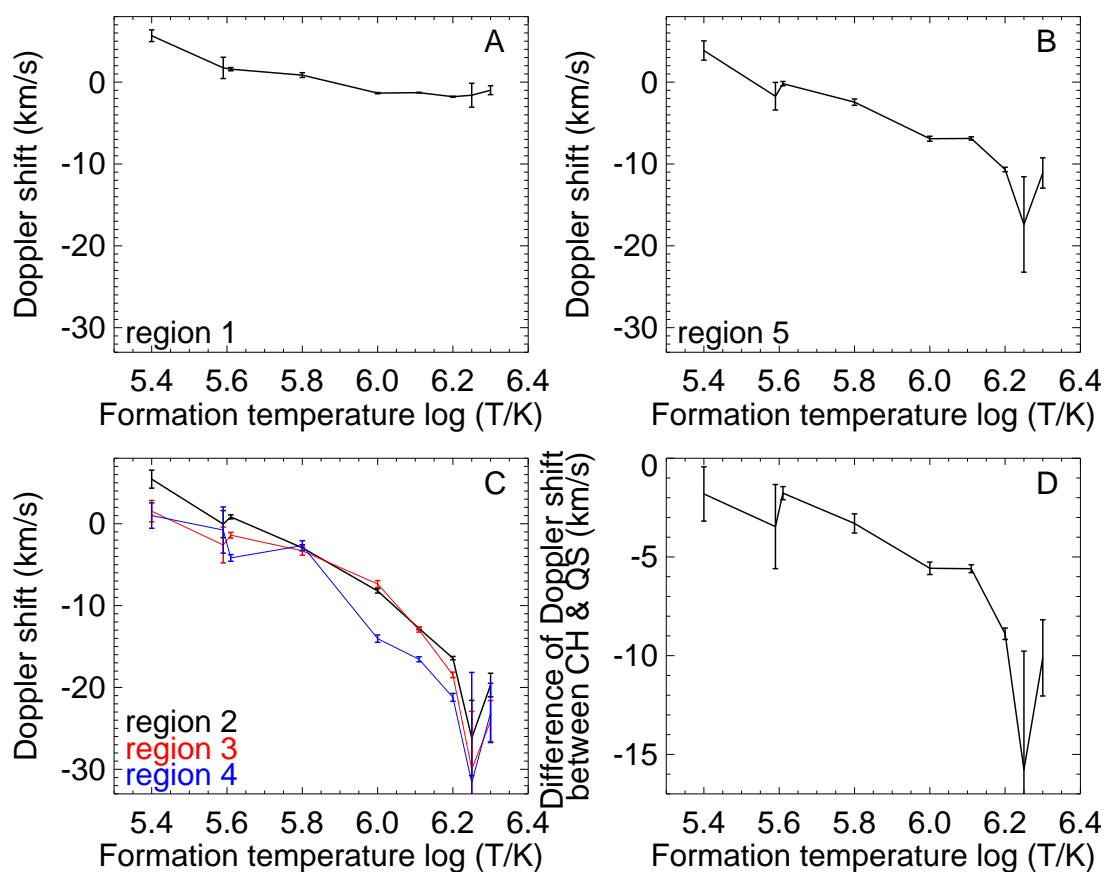


图 6.5 过渡区和日冕谱线的多普勒频移随形成温度的变化曲线。A-C为不同区域内平均谱形的多普勒频移，D为冕洞(区域5)和宁静区(区域1)平均谱形的多普勒频移之差。Mg VI和Fe VIII具有相同的形成温度，为了显示的需要，这里人为地将二者分别画在 $\log(T/K) = 5.59$ 和 $\log(T/K) = 5.61$ 的温度处。

加显著。在太阳高层大气中，形成温度较高的谱线其辐射源的位置一般也比较高，因此我们的结果反映了高速太阳风在过渡区和日冕里的初始加速。

Del Zanna [2008]发现活动区边界的蓝移随谱线形成温度升高而增大，其趋势以及蓝移的大小都跟我们在极区冕洞中的观测结果相近。如果认为*Del Zanna* [2008]的结果反映了低速太阳风的初始加速，那么我们发现的高速太阳风的初始加速过程与低速太阳风初始加速过程非常类似。在*Cranmer et al.* [2007]的太阳风模型中，太阳风高、低速流的速度在 $0.2 R_S$ 的高度上为 $\sim 30 \text{ km s}^{-1}$ ，并且在 $0.2 R_S$ 以下的高度上，二者并无显著区别。由于太阳大气的密度随高度急剧下降，因此在日面观测中，我们和*Del Zanna* [2008]所用的EIS谱线很可能主要形成于 $0.2 R_S$ 以下。因此*Cranmer et al.* [2007]模型所反映的太阳风初始加速与EIS的观测结果是相吻合的。

我们还注意到, *Imada et al.* [2007]和*Jin et al.* [2009]用EIS的光谱数据研究了与CME相联系的物质外流, 同样发现谱线的蓝移随着温度的升高而不断增大, 但是蓝移在温度 $\log(T/K) \approx 6.0$ 时急剧变大。这一特征与CME在能量积累到一定程度后突然爆发的图像是相吻合的[e.g., *Chen and Shibata, 2000; Zhang and Low, 2005*]。而我们和*Del Zanna* [2008]关于太阳风初始加速的结果说明, 太阳风在过渡区里形成后, 存在一个比较稳定的初始加速过程, 从而与CME的初始加速过程很不相同。

6.5 小结

本章通过分析Hinode飞船上搭载的EIS仪器所采集的光谱数据, 研究了高速太阳风在过渡区和低日冕的初始加速特征。如下总结了本章的主要结果:

(1)获得了过渡区和日冕谱线在极区冕洞及其周围宁静区的多普勒频移二维分布图。发现当温度大于 $\log(T/K) = 5.8$ 时, 冕洞中存在明显的蓝移。在高过渡区温度下离散的蓝移区域在日冕温度下已融成一片, 从而与太阳风起源于随高度扩展的磁漏斗结构的图像相吻合。

(2)冕洞中蓝移的大小随谱线形成温度的增加而不断增大, 在 $\log(T/K) = 6.3$ 可达 $\sim 25 \text{ km s}^{-1}$ 。这一结果反映了高速太阳风在高过渡区和低日冕的初始加速。我们的光谱学观测结果表明, 太阳风初始加速与CME物质的初始加速过程不一样, 前者一直是稳定加速, 而后者则是在稳定加速到一定程度后突然急剧加速。

(3)许多日冕亮点的流场都具有一边红移一边蓝移的特征。但是日冕亮点及其产生的X射线射流并不是高速太阳风稳定的物质供应来源。

本章的研究结果将SUMER仪器对过渡区的观测和UVCS仪器对扩展日冕的观测衔接起来, 为太阳风起源模型提供了更多观测上的限制, 有助于揭示太阳风从过渡区起源后沿磁漏斗不断加速的完整过程。

结论

太阳风起源是空间物理和太阳物理学界长期未能解决的难题之一，而太阳过渡区在太阳风起源的过程中有非常重要的作用。因此，对太阳过渡区结构和太阳风起源的观测研究具有重要的科学意义。通过分析紫外成像与光谱测量仪器对过渡区和低日冕的观测，并结合基于光球磁场观测所重构出来的太阳大气三维磁场结构，本文系统地比较了太阳过渡区在宁静区、冕洞和活动区中的不同结构和特性，分析了过渡区和低日冕中的流场在日面上不同区域的表现形式及其物理意义，并研究了太阳风在过渡区和低日冕中起源和初始加速的特征。这些全新的研究结果表明过渡区存在很强的横向不均匀性，大大增进了我们对不同日面区域中的过渡区辐射特征和磁场结构的了解，并将促进对太阳风完整的起源和加速过程的研究。以下是本文的主要结论：

(1)提出高过渡区的Ne VIII谱线的蓝移在宁静区是向冕环供应物质的信息。这一提法否定了Hassler *et al.* [1999]关于该谱线的蓝移跟太阳风起源有关的结论，从而促使人们认识到高过渡区的蓝移在冕洞和活动区分别对应高速和低速太阳风的起源，而在宁静区则与太阳风起源没有直接关系。这一结果将使人们进一步理解过渡区和低日冕内的流场所涉及的物理过程，从而促进对不同日面区域中太阳风起源和日冕物质供应机制的探索。

(2)提出分别描述宁静区和冕洞内过渡区辐射特征和网络磁场结构的新图像。在这副图像中，冕洞中闭合磁环大多比较低矮，因此开放的磁漏斗结构在经由过渡区时可以急剧扩展；而在宁静区，不同尺度的闭合磁环是主要的磁场结构，过渡区中紧挨着的磁环导致更大尺度磁环的足部只能较缓地扩展。宁静区的大尺度磁环可能偶尔被局地打开，从而向日冕和太阳风中释放物质。与宁静区相比，在冕洞里过渡区更高更厚。以往的过渡区结构图像都只描述平均的过渡区结构 [Gabriel, 1976; Dowdy *et al.*, 1986; Peter, 2001]，本文提出的这一新图像将冕洞和宁静区分开描述，将促进人们深入研究过渡区在日面不同区域里的不同特征。

(3)首次获得并分析了不受地冕吸收的太阳氢原子Ly α 谱形。分析的结果显示多数Ly α 谱形中央有很强的反转(谱形中央出现凹陷)；反转区两侧的峰呈现明显的不对称性，短波长一侧的峰(蓝峰)比长波长一侧的峰(红峰)要强，并且这种不对称性随着过渡区中部红移的增大而更加明显；反转区较深的Ly α 谱形更多

分布在弱磁场的网络内区；与宁静区相比，冕洞里的Ly α 谱形峰距更大；Ly β 谱形的不对称性在冕洞和宁静区不一样。这些全新的观测结果表明，过渡区的系统性流动在Ly α 谱形不对称性的形成过程中起了重要的作用，而太阳风外流也可能对赖曼谱线的辐射转移有重要贡献。对不受地冕吸收影响的Ly α 谱形的分析研究，不仅大大增进了我们对低过渡区的认识，而且为改进太阳大气模型提供了关键的观测数据。

(4)对黑子和谱斑内的过渡区特性进行了迄今最全面的比较研究。本文首次明确地指出，黑子区域的赖曼谱形接近高斯分布，黑子羽状物和本影的电子密度比在谱斑区域低一个数量级。这些全新的结果说明，与谱斑区域相比，氢原子赖曼谱线的不透明度在黑子区域比较小，过渡区在黑子区域比较高；并且过渡区的垂直延伸范围在黑子区域比在谱斑区域大些。而羽状物之所以在 10^5 K- 10^6 K温度范围内辐射大大增强，是因为其填充因子很大。这一研究结果将推动人们对活动区中的过渡区结构与特性进行深入研究，并为日后可能开展的在过渡区层面上预报太阳活动的研究打下基础。

(5)首次在低日冕发现高速太阳风初始加速的光谱学证据。EIS的观测显示，形成温度大于 $\log(T/K) = 5.8$ 的谱线在极区冕洞中存在明显的蓝移，蓝移大小随温度增加而增大，在 $\log(T/K) = 6.3$ 时达到 $\sim 25 \text{ km s}^{-1}$ 。在高过渡区温度下，蓝移区域还比较离散；而随着温度的增加，蓝移区域逐渐聚合在一起。这些观测结果与高速太阳风在随高度扩展的磁漏斗中稳定加速的图像非常吻合。这一研究结果将SUMER对过渡区的观测和UVCS对扩展日冕的观测连接起来，为太阳风起源模型提供了更多观测上的限制，有助于揭示太阳风完整的起源与加速过程。

本文的分析结果为过渡区结构和太阳风起源的研究开辟了新的方向，将促进如下几个方面的研究：

(1)探索宁静区磁环被局地打开的机制以及宁静区太阳风起源的具体特征。尽管本文的结果表明宁静区在高过渡区之上可能产生太阳风，但是导致磁环被局地打开的机制仍不明朗，而且宁静区太阳风起源的直接证据并未找到。

(2)深入研究过渡区的横向不均匀性。本文的观测结果表明过渡区在冕洞和宁静区、黑子和谱斑区域的性质差异很大。我们需要对更多的结构，并在更小的尺度上比较过渡区磁场结构和等离子体特性的不同，最终获得关于过渡区的完整图像。

(3)通过非局地热动平衡的数值模拟，探讨过渡区的系统性流动以及太阳风外流在氢原子赖曼谱线往外传输过程中的作用。本文得到了许多关于 $\text{Ly}\alpha$ 和 $\text{Ly}\beta$ 谱形的全新观测结果，需要借助基于辐射转移的数值模拟才能正确理解观测背后的物理过程。

(4)探索通过对过渡区的观测来预报太阳活动的方法。活动区的过渡区特性很少被人们研究，黑子羽状物等显著的过渡区辐射结构在太阳爆发过程中的形态和特性则几乎完全没有被研究过。从Imada *et al.* [2007]和Jin *et al.* [2009]的研究结果中，我们可以看出，与CME相联系的外流速度是在温度 $\log(T/\text{K}) \approx 6.0$ 时突然急剧增大的，这表明CME突然爆发前经历的最后一个阶段是在过渡区。因此我们有理由相信，过渡区的结构与特性对CME的爆发与否有重要的影响。

(5)结合SUMER、EIS、UVCS对太阳大气不同高度的观测，研究冕洞和活动区边界上太阳风高、低速流完整的起源和加速过程。本文关于冕洞中高速太阳风初始加速的研究还只是针对过渡区和低日冕。同时使用上述三个光谱仪对同一目标区域的不同高度进行观测，并结合基于高分辨率的光球磁场外推得到的三维磁场结构，可望获得更加完整的太阳风起源和加速信息。

参考文献

- 涂传诒等, *日地空间物理学*, 科学出版社, 1988.
- 章振大, *太阳物理学*, 科学出版社, 1992.
- 刘学富, *观测天体物理学*, 北京师范大学出版社, 1997.
- 林元章, *太阳物理导论*, 科学出版社, 1998.
- 周桂清, *太阳冕洞过渡区结构的分析研究*, 硕士学位论文, 北京大学, 2007.
- 何建森, *太阳风起源的研究——源区观测分析与磁重联驱动模型初探*, 博士学位论文, 北京大学, 2008.
- Aiouaz, T., Evidence of relentless reconnections at boundaries of supergranular network lanes in quiet Sun and coronal hole, *Astrophys. J.*, 674, 1144–1152, 2008.
- Aiouaz, T., H. Peter, and P. Lemaire, The correlation between coronal Doppler shifts and the supergranular network, *Astron. Astrophys.*, 435, 713–721, 2005.
- Allen, L. A., S. R. Habbal, and X. Li, Thermal coupling of protons and neutral hydrogen with anisotropic temperatures in the fast solar wind, *J. Geophys. Res.*, 105, 23,123–23,134, 2000.
- Allen, M. J., H. M. Oluseyi, A. B. C. Walker, R. B. Hoover, and T. W. Barbee, Jr., Chromospheric and Coronal Structure of Polar Plumes - I. Magnetic Structure and Radiative Energy Balance, *Sol. Phys.*, 174, 367–401, 1997.
- Andretta, V., and H. P. Jones, On the Role of the Solar Corona and Transition Region in the Excitation of the Spectrum of Neutral Helium, *Astrophys. J.*, 489, 375–394, 1997.
- Antonucci, E., Wind in the Solar Corona: Dynamics and Composition, *Space Science Reviews*, 124, 35–50, 2006.
- Arge, C. N., and V. J. Pizzo, Improvement in the prediction of solar wind conditions using near-real time solar magnetic field updates, *J. Geophys. Res.*, 105, 10,465–10,480, 2000.
- Athay, R. G., Responses of transition region models to magnetic field geometry and downflow velocities, *Astrophys. J.*, 263, 982–986, 1982.
- Athay, R. G., The origin of spicules and heating of the lower transition region, *Astrophys. J.*, 287, 412–417, 1984.

- Avrett, E. H., and R. Loeser, Models of the Solar Chromosphere and Transition Region from SUMER and HRTS Observations: Formation of the Extreme-Ultraviolet Spectrum of Hydrogen, Carbon, and Oxygen, *Astrophys. J. Suppl.*, 175, 229–276, 2008.
- Axford, W. I., and J. F. McKenzie, The origin of high speed solar wind streams, in *Solar Wind Seven Colloquium*, edited by E. Marsch & R. Schwenn, pp. 1–5, 1992.
- Axford, W. I., and J. F. McKenzie, The Solar Wind, in *Cosmic Winds and the Heliosphere*, edited by J. R. Jokipii, C. P. Sonett, & M. S. Giampapa, pp. 31–36, 1997.
- Axford, W. I., J. F. McKenzie, G. V. Sukhorukova, M. Banaszkiewicz, A. Czechowski, and R. Ratkiewicz, Acceleration of the High Speed Solar Wind in Coronal Holes, *Space Science Reviews*, 87, 25–41, 1999.
- Banerjee, D., L. Teriaca, J. G. Doyle, and K. Wilhelm, Broadening of Si VIII lines observed in the solar polar coronal holes, *Astron. Astrophys.*, 339, 208–214, 1998.
- Banerjee, D., D. Pérez-Suárez, and J. G. Doyle, Signatures of Alfvén waves in the polar coronal holes as seen by EIS/Hinode, *Astron. Astrophys.*, 501, L15–L18, 2009.
- Bartoe, J., and G. E. Brueckner, New stigmatic, coma-free, concave-grating spectrograph., *Journal of the Optical Society of America (1917-1983)*, 65, 13–21, 1975.
- Bartoe, J., G. E. Brueckner, J. D. Purcell, and R. Tousey, Extreme ultraviolet spectrograph ATM experiment S082B, *Applied Optics*, 16, 879–886, 1977.
- Bartoe, J., G. E. Brueckner, K. R. Nicolas, G. D. Sandlin, M. E. Vanhoosier, and C. Jordan, H₂ emission in the solar atmosphere, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 187, 463–471, 1979.
- Baum, W. A., F. S. Johnson, J. J. Oberly, C. C. Rockwood, C. V. Strain, and R. Tousey, Solar Ultraviolet Spectrum to 88 Kilometers, *Physical Review*, 70, 781–782, 1946.
- Bohlin, J. D., Extreme-ultraviolet observations of coronal holes. I - Locations, sizes and evolution of coronal holes, June 1973-January 1974, *Sol. Phys.*, 51, 377–398, 1977.
- Bonnet, R. M., The contribution of OSO-8 to our knowledge of the chromosphere and transition region, *Space Science Reviews*, 29, 131–200, 1981.
- Brekke, P., D. M. Hassler, and K. Wilhelm, Doppler Shifts in the Quiet-Sun Transition Region and Corona Observed with SUMER on SOHO, *Sol. Phys.*, 175, 349–374, 1997.
- Brosius, J. W., Mass Flows in a Disappearing Sunspot Plume, *Astrophys. J.*, 622, 1216–1224, 2005.

- Brosius, J. W., and E. Landi, Properties of a Sunspot Plume Observed With the Coronal Diagnostic Spectrometer Aboard the Solar and Heliospheric Observatory, *Astrophys. J.*, 632, 1196–1203, 2005.
- Brosius, J. W., D. M. Rabin, and R. J. Thomas, Doppler Velocities Measured in Coronal Emission Lines from a Bright Point Observed with the EUNIS Sounding Rocket, *Astrophys. J.*, 656, L41–L44, 2007.
- Brown, C. M., U. Feldman, J. F. Seely, C. M. Korendyke, and H. Hara, Wavelengths and Intensities of Spectral Lines in the 171–211 and 245–291 Å Ranges from Five Solar Regions Recorded by the Extreme-Ultraviolet Imaging Spectrometer (EIS) on Hinode, *Astrophys. J. Suppl.*, 176, 511–535, 2008.
- Brown, D. S., C. E. Parnell, E. E. Deluca, L. Golub, and R. A. McMullen, The Magnetic Structure of a Coronal X-Ray Bright Point, *Sol. Phys.*, 201, 305–321, 2001.
- Brueckner, G. E., and J. Bartoe, Observations of high-energy jets in the corona above the quiet sun, the heating of the corona, and the acceleration of the solar wind, *Astrophys. J.*, 272, 329–348, 1983.
- Brueckner, G. E., J. Bartoe, J. W. Cook, K. P. Dere, and D. G. Socker, HRTS results from Spacelab 2, *Advances in Space Research*, 6, 263–272, 1986.
- Brynildsen, N., P. Maltby, T. Fredvik, O. Kjeldseth-Moe, and K. Wilhelm, Sunspot Plumes and Flow Channels, *Sol. Phys.*, 198, 89–131, 2001.
- Büchner, J., and B. Nikutowski, Acceleration of the Fast Solar Wind by Reconnection, in *Solar Wind 11/SOHO 16, Connecting Sun and Heliosphere*, edited by B. Fleck, T. H. Zurbuchen, & H. Lacoste, vol. 592 of *ESA Special Publication*, pp. 141–146, 2005.
- Büchner, J., B. Nikutowski, and A. Otto, Coronal Heating by Transition Region Reconnection, in *SOHO 15 Coronal Heating*, edited by R. W. Walsh, J. Ireland, D. Danesy, & B. Fleck, vol. 575 of *ESA Special Publication*, pp. 23–28, 2004a.
- Büchner, J., B. Nikutowski, and A. Otto, Magnetic coupling of photosphere and corona: MHD simulation for multi-wavelength observations, in *Multi-Wavelength Investigations of Solar Activity*, edited by A. V. Stepanov, E. E. Benevolenskaya, & A. G. Kosovichev, vol. 223 of *IAU Symposium*, pp. 353–356, 2004b.
- Centeno, R., J. Trujillo Bueno, H. Uitenbroek, and M. Collados, The Influence of Coronal EUV Irradiance on the Emission in the He I 10830 Å and D₃ Multiplets, *Astrophys. J.*, 677, 742–750, 2008.

- Chae, J., U. Schühle, and P. Lemaire, SUMER Measurements of Nonthermal Motions: Constraints on Coronal Heating Mechanisms, *Astrophys. J.*, *505*, 957–973, 1998a.
- Chae, J., H. Wang, C. Lee, P. R. Goode, and U. Schuehle, Photospheric Magnetic Field Changes Associated with Transition Region Explosive Events, *Astrophys. J.*, *497*, L109–L112, 1998b.
- Chae, J., H. S. Yun, and A. I. Poland, Temperature Dependence of Ultraviolet Line Average Doppler Shifts in the Quiet Sun, *Astrophys. J. Suppl.*, *114*, 151–164, 1998c.
- Chen, P. F., and E. R. Priest, Transition-Region Explosive Events: Reconnection Modulated by p-Mode Waves, *Sol. Phys.*, *238*, 313–327, 2006.
- Chen, P. F., and K. Shibata, An Emerging Flux Trigger Mechanism for Coronal Mass Ejections, *Astrophys. J.*, *545*, 524–531, 2000.
- Chen, Y., and Y. Q. Hu, A Two-Dimensional Alfvén-Wave-Driven Solar Wind Model, *Sol. Phys.*, *199*, 371–384, 2001.
- Chen, Y., X. Li, H. Q. Song, Q. Q. Shi, S. W. Feng, and L. D. Xia, Intrinsic Instability of Coronal Streamers, *Astrophys. J.*, *691*, 1936–1942, 2009.
- Cirtain, J. W., et al., Evidence for Alfvén Waves in Solar X-ray Jets, *Science*, *318*, 1580–1582, 2007.
- Cranmer, S. R., Coronal Holes, *Living Reviews in Solar Physics*, *6*, 3–65, 2009.
- Cranmer, S. R., A. A. van Ballegoijen, and R. J. Edgar, Self-consistent Coronal Heating and Solar Wind Acceleration from Anisotropic Magnetohydrodynamic Turbulence, *Astrophys. J. Suppl.*, *171*, 520–551, 2007.
- Cranmer, S. R., A. V. Panasyuk, and J. L. Kohl, Improved Constraints on the Preferential Heating and Acceleration of Oxygen Ions in the Extended Solar Corona, *Astrophys. J.*, *678*, 1480–1497, 2008.
- Cranmer, S. R., et al., An Empirical Model of a Polar Coronal Hole at Solar Minimum, *Astrophys. J.*, *511*, 481–501, 1999.
- Culhane, J. L., et al., The EUV Imaging Spectrometer for Hinode, *Sol. Phys.*, *243*, 19–61, 2007.
- Curdt, W., P. Brekke, U. Feldman, K. Wilhelm, B. N. Dwivedi, U. Schühle, and P. Lemaire, The SUMER spectral atlas of solar-disk features, *Astron. Astrophys.*, *375*, 591–613, 2001.
- Curdt, W., E. Landi, and U. Feldman, The SUMER spectral atlas of solar coronal features, *Astron. Astrophys.*, *427*, 1045–1054, 2004.

- Curdt, W., H. Tian, B. N. Dwivedi, and E. Marsch, The redshifted network contrast of transition region emission, *Astron. Astrophys.*, *491*, L13–L16, 2008a.
- Curdt, W., H. Tian, L. Teriaca, U. Schühle, and P. Lemaire, The Ly- α profile and center-to-limb variation of the quiet Sun, *Astron. Astrophys.*, *492*, L9–L12, 2008b.
- Curdt, W., K. Wilhelm, L. Feng, and S. Kamio, Multi-spacecraft observations of polar coronal plumes, *Astron. Astrophys.*, *481*, L61–L64, 2008c.
- Dammasch, I. E., K. Wilhelm, W. Curdt, and D. M. Hassler, The NE BT VIII (λ 770) resonance line: solar wavelengths determined by SUMER on SOHO, *Astron. Astrophys.*, *346*, 285–294, 1999.
- Dammasch, I. E., W. Curdt, B. N. Dwivedi, and S. Parenti, The redshifted footpoints of coronal loops, *Annales Geophysicae*, *26*, 2955–2959, 2008.
- De Pontieu, B., R. Erdélyi, and S. P. James, Solar chromospheric spicules from the leakage of photospheric oscillations and flows, *Nature*, *430*, 536–539, 2004.
- De Pontieu, B., S. W. McIntosh, V. H. Hansteen, and C. J. Schrijver, Observing the Roots of Solar Coronal Heating-in the Chromosphere, *Astrophys. J.*, *701*, L1–L6, 2009.
- De Pontieu, B., et al., A Tale of Two Spicules: The Impact of Spicules on the Magnetic Chromosphere, *Publ. Astron. Soc. Japan*, *59*, S655–S662, 2007a.
- De Pontieu, B., et al., Chromospheric Alfvénic Waves Strong Enough to Power the Solar Wind, *Science*, *318*, 1574–1577, 2007b.
- Del Zanna, G., Flows in active region loops observed by Hinode EIS, *Astron. Astrophys.*, *481*, L49–L52, 2008.
- Del Zanna, G., and B. J. I. Bromage, The Elephant’s Trunk: Spectroscopic diagnostics applied to SOHO/CDS observations of the August 1996 equatorial coronal hole, *J. Geophys. Res.*, *104*, 9753–9766, 1999.
- Delaboudinière, J., et al., EIT: Extreme-Ultraviolet Imaging Telescope for the SOHO Mission, *Sol. Phys.*, *162*, 291–312, 1995.
- Dere, K. P., The plasma filling factor of coronal bright points. Coronal bright points, *Astron. Astrophys.*, *491*, 561–566, 2008.
- Dere, K. P., J. Bartoe, G. E. Brueckner, and F. Recely, Transition zone flows observed in a coronal hole on the solar disk, *Astrophys. J.*, *345*, L95–L97, 1989.

- Dere, K. P., E. Landi, H. E. Mason, B. C. Monsignori Fossi, and P. R. Young, CHIANTI - an atomic database for emission lines, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, *125*, 149–173, 1997.
- Derouich, M., F. Auchère, J. C. Vial, and M. Zhang, Hanle signatures of the coronal magnetic field in the linear polarization of the hydrogen $L\alpha$ line, *Astron. Astrophys.*, *511*, A7, 2010.
- Dolla, L., and J. Solomon, Solar off-limb line widths: Alfvén waves, ion-cyclotron waves, and preferential heating, *Astron. Astrophys.*, *483*, 271–283, 2008.
- Dolla, L., and J. Solomon, Solar off-limb line widths with SUMER: revised value of the non-thermal velocity and new results, *Annales Geophysicae*, *27*, 3551–3558, 2009.
- Domingo, V., B. Fleck, and A. I. Poland, The SOHO Mission: an Overview, *Sol. Phys.*, *162*, 1–37, 1995.
- Doschek, G. A., J. D. Bohlin, and U. Feldman, Doppler wavelength shifts of transition zone lines measured in SKYLAB solar spectra, *Astrophys. J.*, *205*, L177–L180, 1976.
- Doschek, G. A., H. P. Warren, J. M. Laming, J. T. Mariska, K. Wilhelm, P. Lemaire, U. Schuehle, and T. G. Moran, Electron Densities in the Solar Polar Coronal Holes from Density Sensitive Line Ratios of Si8 and Si10, *Astrophys. J.*, *482*, L109–L112, 1997.
- Dowdy, J. F., Jr., D. Rabin, and R. L. Moore, On the magnetic structure of the quiet transition region, *Sol. Phys.*, *105*, 35–45, 1986.
- Doyle, J. G., and M. S. Madjarska, Sunspot plume observations in the EUV. The gas pressure differential between the umbra and surrounding region, *Astron. Astrophys.*, *407*, L29–L32, 2003.
- Doyle, J. G., J. C. Raymond, R. W. Noyes, and A. E. Kingston, The Extreme Ultraviolet Spectrum of Sunspot Plumes - Part Two - Spectral Diagnostics and Implications for Cooling, *Astrophys. J.*, *297*, 816–825, 1985.
- Doyle, J. G., D. Banerjee, and M. E. Perez, Coronal line-width variations, *Sol. Phys.*, *181*, 91–101, 1998.
- Doyle, J. G., M. D. Popescu, and Y. Taroyan, Repetitive occurrence of explosive events at a coronal hole boundary, *Astron. Astrophys.*, *446*, 327–331, 2006.
- Dwivedi, B. N., Plasma diagnostics for SUMER on board the SOHO mission, *Bulletin of the Astronomical Society of India*, *24*, 333–337, 1996.
- Emerich, C., P. Lemaire, J. Vial, W. Curdt, U. Schühle, and K. Wilhelm, A new relation between the central spectral solar H I Lyman α irradiance and the line irradiance measured by SUMER/SOHO during the cycle 23, *Icarus*, *178*, 429–433, 2005.

- Esser, R., Ø. Lie-Svendsen, Å. M. Janse, and M. A. Killie, Solar Wind from Coronal Funnels and Transition Region Ly α , *Astrophys. J.*, 629, L61–L64, 2005.
- Falconer, D. A., R. L. Moore, J. G. Porter, and D. H. Hathaway, Solar Coronal Heating and the Magnetic Flux Content of the Network, *Astrophys. J.*, 593, 549–563, 2003.
- Fang, C., N. Feautrier, and J. Henoux, Hydrogen line spectra of a nonthermal proton beam. due to charge exchange in solar flares, *Astron. Astrophys.*, 297, 854–860, 1995.
- Feldman, U., On the unresolved fine structures of the solar atmosphere in the 30,000-200,000 K temperature region, *Astrophys. J.*, 275, 367–373, 1983.
- Feldman, U., On the unresolved fine structures of the solar atmosphere. II - The temperature region 200,000 - 500,000 K, *Astrophys. J.*, 320, 426–429, 1987.
- Feldman, U., Elemental abundances in the upper solar atmosphere., *Physica Scripta*, 46, 202–220, 1992.
- Feldman, U., and K. G. Widing, Elemental Abundances in the Solar Upper Atmosphere Derived by Spectroscopic Means, *Space Science Reviews*, 107, 665–720, 2003.
- Feldman, U., I. E. Dammasch, and K. Wilhelm, On the Unresolved Fine Structures of the Solar Upper Atmosphere. IV. The Interface with the Chromosphere, *Astrophys. J.*, 558, 423–427, 2001.
- Feldman, U., E. Landi, and N. A. Schwadron, On the sources of fast and slow solar wind, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 110, A07,109, 2005.
- Feng, L., Stereoscopic reconstructions of coronal loops and polar plumes, Ph.D. thesis, Göttingen: Georg-August-Univ., 2009.
- Feng, L., B. Inhester, S. K. Solanki, T. Wiegmann, B. Podlipnik, R. A. Howard, and J. Wuelser, First Stereoscopic Coronal Loop Reconstructions from STEREO SECCHI Images, *Astrophys. J.*, 671, L205–L208, 2007.
- Fontenla, J., E. J. Reichmann, and E. Tandberg-Hanssen, The Lyman-alpha line in various solar features. I - Observations, *Astrophys. J.*, 329, 464–481, 1988.
- Fontenla, J. M., E. H. Avrett, and R. Loeser, Energy Balance in the Solar Transition Region. IV. Hydrogen and Helium Mass Flows with Diffusion, *Astrophys. J.*, 572, 636–662, 2002.
- Foukal, P. V., The pressure and energy balance of the cool corona over sunspots, *Astrophys. J.*, 210, 575–581, 1976.
- Foukal, P. V., R. W. Noyes, E. M. Reeves, E. J. Schmahl, J. G. Timothy, J. E. Vernazza, G. L. Wilhbroe, and M. C. E. Huber, Extreme-ultraviolet observations of sunspots with the Harvard spectrometer on the Apollo Telescope Mount, *Astrophys. J.*, 193, L143–L145, 1974.

- Gabriel, A. H., A magnetic model of the solar transition region, *Royal Society of London Philosophical Transactions Series A*, 281, 339–352, 1976.
- Gabriel, A. H., F. Bely-Dubau, and P. Lemaire, The Contribution of Polar Plumes to the Fast Solar Wind, *Astrophys. J.*, 589, 623–634, 2003.
- Giordano, S., E. Antonucci, G. Noci, M. Romoli, and J. L. Kohl, Identification of the Coronal Sources of the Fast Solar Wind, *Astrophys. J.*, 531, L79–L82, 2000.
- Golub, L., A. S. Krieger, J. K. Silk, A. F. Timothy, and G. S. Vaiana, Solar X-Ray Bright Points, *Astrophys. J.*, 189, L93–L97, 1974.
- Golub, L., et al., The X-Ray Telescope (XRT) for the Hinode Mission, *Sol. Phys.*, 243, 63–86, 2007.
- Gontikakis, C., H. Peter, and H. C. Dara, Sizes of quiet Sun transition region structures, *Astron. Astrophys.*, 408, 743–753, 2003.
- Gouttebroze, P., P. Lemaire, J. C. Vial, and G. Artzner, The solar hydrogen Lyman-beta and Lyman-alpha lines - Disk center observations from OSO 8 compared with theoretical profiles, *Astrophys. J.*, 225, 655–664, 1978.
- Gouttebroze, P., P. Heinzel, and J. C. Vial, The hydrogen spectrum of model prominences, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 99, 513–543, 1993.
- Griffiths, N. W., G. H. Fisher, D. T. Woods, and O. H. W. Siegmund, SUMER Observations of the Quiet-Sun Transition Region, *Astrophys. J.*, 512, 992–1005, 1999.
- Gunár, S., P. Heinzel, U. Anzer, and B. Schmieder, On Lyman-line asymmetries in quiescent prominences, *Astron. Astrophys.*, 490, 307–313, 2008.
- Guo, Y., M. D. Ding, M. Jin, and T. Wiegmann, Formation Heights of Extreme Ultraviolet Lines in an Active Region Derived by Correlation of Doppler Velocity and Magnetic Field, *Astrophys. J.*, 696, 1526–1532, 2009.
- Habbal, S. R., G. L. Withbroe, and J. F. Dowdy, Jr., A comparison between bright points in a coronal hole and a quiet-sun region, *Astrophys. J.*, 352, 333–342, 1990.
- Habbal, S. R., R. Esser, and M. B. Arndt, How reliable are coronal hole temperatures deduced from observations?, *Astrophys. J.*, 413, 435–444, 1993.
- Hackenberg, P., E. Marsch, and G. Mann, On the origin of the fast solar wind in polar coronal funnels, *Astron. Astrophys.*, 360, 1139–1147, 2000.
- Hagenaar, H. J., M. L. De Rosa, and C. J. Schrijver, The Dependence of Ephemeral Region Emergence on Local Flux Imbalance, *Astrophys. J.*, 678, 541–548, 2008.

- Handy, B. N., et al., The transition region and coronal explorer, *Sol. Phys.*, 187, 229–260, 1999.
- Hansteen, V., A new interpretation of the redshift observed in optically thin transition region lines, *Astrophys. J.*, 402, 741–755, 1993.
- Hansteen, V., P. Maltby, and A. Malagoli, Are the Redshifts Observed in Transition Region Lines Caused by Magnetic Reconnection?, in *Magnetic Reconnection in the Solar Atmosphere*, edited by R. D. Bentley & J. T. Mariska, vol. 111 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pp. 116–121, 1997.
- Hara, H., T. Watanabe, L. K. Harra, J. L. Culhane, P. R. Young, J. T. Mariska, and G. A. Doschek, Coronal Plasma Motions near Footpoints of Active Region Loops Revealed from Spectroscopic Observations with Hinode EIS, *Astrophys. J.*, 678, L67–L71, 2008.
- Harra, L. K., T. Sakao, C. H. Mandrini, H. Hara, S. Imada, P. R. Young, L. van Driel-Gesztelyi, and D. Baker, Outflows at the Edges of Active Regions: Contribution to Solar Wind Formation?, *Astrophys. J.*, 676, L147–L150, 2008.
- Harrison, R. A., et al., The Coronal Diagnostic Spectrometer for the Solar and Heliospheric Observatory, *Sol. Phys.*, 162, 233–290, 1995.
- Hasegawa, A., and L. Chen, Kinetic processes in plasma heating by resonant mode conversion of Alfvén wave, *Physics of Fluids*, 19, 1924–1934, 1976.
- Hassler, D. M., G. J. Rottman, E. C. Shoub, and T. E. Holzer, Line broadening of MG X 609 and 625 Å coronal emission lines observed above the solar limb, *Astrophys. J.*, 348, L77–L80, 1990.
- Hassler, D. M., G. J. Rottman, and F. Q. Orrall, Systematic radial flows in the chromosphere, transition region, and corona of the quiet sun, *Astrophys. J.*, 372, 710–718, 1991.
- Hassler, D. M., I. E. Dammasch, P. Lemaire, P. Brekke, W. Curdt, H. E. Mason, J. Vial, and K. Wilhelm, Solar Wind Outflow and the Chromospheric Magnetic Network, *Science*, 283, 810–813, 1999.
- He, J., C. Tu, and E. Marsch, Can the solar wind originate from a quiet Sun region?, *Astron. Astrophys.*, 468, 307–312, 2007.
- He, J., C. Tu, and E. Marsch, Modeling of Solar Wind in the Coronal Funnel with Mass and Energy Supplied at 5 Mm, *Sol. Phys.*, 250, 147–158, 2008.
- He, J., E. Marsch, C. Tu, and H. Tian, Excitation of Kink Waves Due to Small-Scale Magnetic Reconnection in the Chromosphere?, *Astrophys. J.*, 705, L217–L222, 2009a.

- He, J., C. Tu, E. Marsch, L. Guo, S. Yao, and H. Tian, Upward propagating high-frequency Alfvén waves as identified from dynamic wave-like spicules observed by SOT on Hinode, *Astron. Astrophys.*, 497, 525–535, 2009b.
- Heinzel, P., B. Schmieder, J. Vial, and P. Kotrč, SOHO/SUMER observations and analysis of the hydrogen Lyman spectrum in solar prominences, *Astron. Astrophys.*, 370, 281–297, 2001.
- Heinzel, P., U. Anzer, and S. Gunár, Prominence fine structures in a magnetic equilibrium. II. A grid of two-dimensional models, *Astron. Astrophys.*, 442, 331–343, 2005.
- Henoux, J. C., C. Fang, and W. Q. Gan, Diagnostics of non-thermal processes in chromospheric flares. III. $\text{Ly}\alpha$ and $\text{Ly}\beta$ spectra for an atmosphere bombarded by electron or proton beams., *Astron. Astrophys.*, 297, 574–578, 1995.
- Heyvaerts, J., and E. R. Priest, Coronal heating by phase-mixed shear Alfvén waves, *Astron. Astrophys.*, 117, 220–234, 1983.
- Hirayama, T., The Abundance of Helium in Prominences and in the Chromosphere, *Sol. Phys.*, 19, 384–400, 1971.
- Hollweg, J. V., Transition region, corona, and solar wind in coronal holes, *J. Geophys. Res.*, 91, 4111–4125, 1986.
- Holzer, T. E., Heating and Acceleration of the Solar Plasma (Tutorial Talk), in *Solar Wind 11/SOHO 16, Connecting Sun and Heliosphere*, edited by B. Fleck, T. H. Zurbuchen, & H. Lacoste, vol. 592 of *ESA Special Publication*, p. 115, 2005.
- Hu, Y. Q., S. R. Habbal, and X. Li, On the cascade process of Alfvén waves in the fast solar wind, *J. Geophys. Res.*, 104, 24,819–24,834, 1999.
- Imada, S., H. Hara, T. Watanabe, S. Kamio, A. Asai, K. Matsuzaki, L. K. Harra, and J. T. Mariska, Discovery of a Temperature-Dependent Upflow in the Plage Region During a Gradual Phase of the X-Class Flare, *Publ. Astron. Soc. Japan*, 59, S793–S799, 2007.
- Imada, S., H. Hara, and T. Watanabe, Ion Temperature and Non-Thermal Velocity in a Solar Active Region: Using Emission Lines of Different Atomic Species, *Astrophys. J.*, 705, L208–L212, 2009.
- Innes, D. E., and G. Tóth, Simulations of small-scale explosive events on the Sun, *Sol. Phys.*, 185, 127–141, 1999.
- Innes, D. E., B. Inhester, W. I. Axford, and K. Wilhelm, Bi-directional plasma jets produced by magnetic reconnection on the Sun, *Nature*, 386, 811–813, 1997.

- Jess, D. B., M. Mathioudakis, R. Erdélyi, P. J. Crockett, F. P. Keenan, and D. J. Christian, Alfvén Waves in the Lower Solar Atmosphere, *Science*, 323, 1582–1585, 2009.
- Jin, M., M. D. Ding, P. F. Chen, C. Fang, and S. Imada, Coronal Mass Ejection Induced Outflows Observed with Hinode/EIS, *Astrophys. J.*, 702, 27–38, 2009.
- Jordan, C., G. E. Brueckner, J. Bartoe, G. D. Sandlin, and M. E. Vanhoosier, Emission lines of H₂ in the extreme-ultraviolet solar spectrum, *Astrophys. J.*, 226, 687–697, 1978.
- Judge, P., An Explanation of the Solar Transition Region, *Astrophys. J.*, 683, L87–L90, 2008.
- Judge, P., and R. Centeno, On the Magnetic Structure of the Solar Transition Region, *Astrophys. J.*, 687, 1388–1397, 2008.
- Kamio, S., H. Hara, T. Watanabe, K. Matsuzaki, K. Shibata, L. Culhane, and H. P. Warren, Velocity Structure of Jets in a Coronal Hole, *Publ. Astron. Soc. Japan*, 59, S757–S762, 2007.
- Kohl, J. L., G. Noci, S. R. Cranmer, and J. C. Raymond, Ultraviolet spectroscopy of the extended solar corona, *The Astronomy and Astrophysics Review*, 13, 31–157, 2006.
- Kohl, J. L., et al., The Ultraviolet Coronagraph Spectrometer for the Solar and Heliospheric Observatory, *Sol. Phys.*, 162, 313–356, 1995.
- Kohl, J. L., et al., UVCS/SOHO Empirical Determinations of Anisotropic Velocity Distributions in the Solar Corona, *Astrophys. J.*, 501, L127–L131, 1998.
- Kojima, M., K. Fujiki, T. Ohmi, M. Tokumaru, A. Yokobe, and K. Hakamada, Low-speed solar wind from the vicinity of solar active regions, *J. Geophys. Res.*, 104, 16,993–17,004, 1999.
- Krieger, A. S., A. F. Timothy, and E. C. Roelof, A Coronal Hole and Its Identification as the Source of a High Velocity Solar Wind Stream, *Sol. Phys.*, 29, 505–525, 1973.
- Kudoh, T., and K. Shibata, Alfvén Wave Model of Spicules and Coronal Heating, *Astrophys. J.*, 514, 493–505, 1999.
- Landi, E., and S. R. Cranmer, Ion Temperatures in the Low Solar Corona: Polar Coronal Holes at Solar Minimum, *Astrophys. J.*, 691, 794–805, 2009.
- Landi, E., and M. Landini, Simultaneous temperature and density diagnostics of optically thin plasmas, *Astron. Astrophys.*, 327, 1230–1241, 1997.
- Landi, E., and M. Landini, Temperature and density diagnostics of quiet Sun and active regions observed with CDS NIS, *Astron. Astrophys.*, 340, 265–276, 1998.

- Landi, E., G. Del Zanna, P. R. Young, K. P. Dere, H. E. Mason, and M. Landini, CHIANTI-An Atomic Database for Emission Lines. VII. New Data for X-Rays and Other Improvements, *Astrophys. J. Suppl.*, *162*, 261–280, 2006.
- Leighton, R. B., R. W. Noyes, and G. W. Simon, Velocity Fields in the Solar Atmosphere. I. Preliminary Report., *Astrophys. J.*, *135*, 474, 1962.
- Lemaire, P., J. Charra, A. Jouchoux, A. Vidal-Madjar, G. E. Artzner, J. C. Vial, R. M. Bonnet, and A. Skumanich, Calibrated full disk solar H I Lyman-alpha and Lyman-beta profiles, *Astrophys. J.*, *223*, L55–L58, 1978.
- Lemaire, P., K. Bocchialini, V. Aletti, D. Hassler, and K. Wilhelm, Search for Signatures of a Coronal Hole in Transition Region Lines Near Disk Center, *Space Science Reviews*, *87*, 249–252, 1999.
- Lemaire, P., C. Emerich, J. Vial, W. Curdt, U. Schühle, and K. Wilhelm, Variation of the full Sun hydrogen Lyman profiles through solar cycle 23, *Advances in Space Research*, *35*, 384–387, 2005.
- Lemaire, P., et al., First Results of the SUMER Telescope and Spectrometer on SOHO - II. Imagery and Data Management, *Sol. Phys.*, *170*, 105–122, 1997.
- Li, X., S. R. Habbal, J. Kohl, and G. Noci, The Effect of Temperature Anisotropy on Observations of Doppler Dimming and Pumping in the Inner Corona, *Astrophys. J.*, *501*, L133–L137, 1998.
- Li, X., S. R. Habbal, J. V. Hollweg, and R. Esser, Heating and cooling of protons by turbulence-driven ion cyclotron waves in the fast solar wind, *J. Geophys. Res.*, *104*, 2521–2536, 1999.
- Liewer, P. C., M. Neugebauer, and T. Zurbuchen, Characteristics of active-region sources of solar wind near solar maximum, *Sol. Phys.*, *223*, 209–229, 2004.
- Lin, J., Y. Ko, L. Sui, J. C. Raymond, G. A. Stenborg, Y. Jiang, S. Zhao, and S. Mancuso, Direct Observations of the Magnetic Reconnection Site of an Eruption on 2003 November 18, *Astrophys. J.*, *622*, 1251–1264, 2005.
- Liu, Y., and H. Lin, Observational Test of Coronal Magnetic Field Models. I. Comparison with Potential Field Model, *Astrophys. J.*, *680*, 1496–1507, 2008.
- Longcope, D. W., A Model for Current Sheets and Reconnection in X-Ray Bright Points, *Astrophys. J.*, *507*, 433–442, 1998.
- Longcope, D. W., C. C. Kankelborg, J. L. Nelson, and A. A. Pevtsov, Evidence of Separator Reconnection in a Survey of X-Ray Bright Points, *Astrophys. J.*, *553*, 429–439, 2001.

- Luhmann, J. G., Y. Li, C. N. Arge, P. R. Gazis, and R. Ulrich, Solar cycle changes in coronal holes and space weather cycles, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 107, 1154, 2002.
- Madjarska, M. S., J. G. Doyle, L. Teriaca, and D. Banerjee, An EUV Bright Point as seen by SUMER, CDS, MDI and EIT on-board SoHO, *Astron. Astrophys.*, 398, 775–784, 2003.
- Mariska, J. T., Observational signatures of loop flows driven by asymmetric heating, *Astrophys. J.*, 334, 489–493, 1988.
- Mariska, J. T., *The solar transition region*, Cambridge University Press, 1992.
- Mariska, J. T., H. P. Warren, I. Ugarte-Urra, D. H. Brooks, D. R. Williams, and H. Hara, Hinode EUV Imaging Spectrometer Observations of Solar Active Region Dynamics, *Publ. Astron. Soc. Japan*, 59, S713–S719, 2007.
- Marsch, E., and C. Tu, Solar Wind and Chromospheric Network, *Sol. Phys.*, 176, 87–106, 1997.
- Marsch, E., R. Schwenn, H. Rosenbauer, K. Muehlhaeuser, W. Pilipp, and F. M. Neubauer, Solar wind protons - Three-dimensional velocity distributions and derived plasma parameters measured between 0.3 and 1 AU, *J. Geophys. Res.*, 87, 52–72, 1982.
- Marsch, E., C. Tu, P. Heinzel, K. Wilhelm, and W. Curdt, Proton and hydrogen temperatures at the base of the solar polar corona, *Astron. Astrophys.*, 347, 676–683, 1999.
- Marsch, E., C. Tu, and K. Wilhelm, Hydrogen temperature gradient in the transition region of a solar coronal hole, *Astron. Astrophys.*, 359, 381–385, 2000.
- Marsch, E., T. Wiegmann, and L. D. Xia, Coronal plasma flows and magnetic fields in solar active regions. Combined observations from SOHO and NSO/Kitt Peak, *Astron. Astrophys.*, 428, 629–645, 2004.
- Marsch, E., G. Zhou, J. He, and C. Tu, Magnetic structure of the solar transition region as observed in various ultraviolet lines emitted at different temperatures, *Astron. Astrophys.*, 457, 699–706, 2006.
- Marsch, E., H. Tian, J. Sun, W. Curdt, and T. Wiegmann, Plasma Flows Guided by Strong Magnetic Fields in the Solar Corona, *Astrophys. J.*, 685, 1262–1269, 2008.
- Marsch, E., et al., Solar orbiter, a high-resolution mission to the sun and inner heliosphere, *Advances in Space Research*, 29, 2027–2040, 2002.
- Mazzotta, P., G. Mazzitelli, S. Colafrancesco, and N. Vittorio, Ionization balance for optically thin plasmas: Rate coefficients for all atoms and ions of the elements H to NI, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 133, 403–409, 1998.

- McClymont, A. N., and I. J. D. Craig, Fast downflows in the solar transition region explained, *Astrophys. J.*, 312, 402–411, 1987.
- McComas, D. J., H. A. Elliott, N. A. Schwadron, J. T. Gosling, R. M. Skoug, and B. E. Goldstein, The three-dimensional solar wind around solar maximum, *Geophys. Res. Lett.*, 30, 1517–1520, 2003.
- McIntosh, S. W., On the Mass and Energy Loading of Extreme-UV Bright Points, *Astrophys. J.*, 670, 1401–1413, 2007.
- Metcalf, T. R., L. Jiao, A. N. McClymont, R. C. Canfield, and H. Uitenbroek, Is the solar chromospheric magnetic field force-free?, *Astrophys. J.*, 439, 474–481, 1995.
- Milligan, R. O., and B. R. Dennis, Velocity Characteristics of Evaporated Plasma Using Hinode/EUV Imaging Spectrometer, *Astrophys. J.*, 699, 968–975, 2009.
- Moore, R. L., D. A. Falconer, J. G. Porter, and S. T. Suess, On Heating the Sun’s Corona by Magnetic Explosions: Feasibility in Active Regions and Prospects for Quiet Regions and Coronal Holes, *Astrophys. J.*, 526, 505–522, 1999.
- Moran, T. G., Interpretation of coronal off-limb spectral line width measurements, *Astron. Astrophys.*, 374, L9–L11, 2001.
- Munro, R. H., and G. L. Withbroe, Properties of a Coronal “hole” Derived from Extreme-Ultraviolet Observations, *Astrophys. J.*, 176, 511–520, 1972.
- Neugebauer, M., et al., Spatial structure of the solar wind and comparisons with solar data and models, *J. Geophys. Res.*, 103, 14,587–14,600, 1998.
- Nicolas, K. R., J. Bartoe, G. E. Brueckner, and O. Kjeldseth-Moe, High resolution EUV structure of the chromosphere-corona transition region above a sunspot, *Sol. Phys.*, 81, 253–280, 1982.
- Noci, G., Energy Budget in Coronal Holes, *Sol. Phys.*, 28, 403–407, 1973.
- Noyes, R. W., J. C. Raymond, J. G. Doyle, and A. E. Kingston, The extreme ultraviolet spectrum of sunspot plumes. I - Observations, *Astrophys. J.*, 297, 805–825, 1985.
- Parker, E. N., Dynamics of the Interplanetary Gas and Magnetic Fields., *Astrophys. J.*, 128, 664, 1958.
- Parker, E. N., Nanoflares and the solar X-ray corona, *Astrophys. J.*, 330, 474–479, 1988.
- Parnell, C. E., E. R. Priest, and V. S. Titov, A model for X-ray bright points due to unequal cancelling flux sources, *Sol. Phys.*, 153, 217–235, 1994.

- Patsourakos, S., and J. A. Klimchuk, Nonthermal Spectral Line Broadening and the Nanoflare Model, *Astrophys. J.*, *647*, 1452–1465, 2006.
- Patsourakos, S., J. Vial, A. H. Gabriel, and N. Bellamine, Transition-Region Network Boundaries in the Quiet Sun: Width Variation with Temperature as Observed with CDS on SOHO, *Astrophys. J.*, *522*, 540–546, 1999.
- Patsourakos, S., E. Pariat, A. Vourlidas, S. K. Antiochos, and J. P. Wuelser, STEREO SECCHI Stereoscopic Observations Constraining the Initiation of Polar Coronal Jets, *Astrophys. J.*, *680*, L73–L76, 2008.
- Pérez-Suárez, D., R. C. Maclean, J. G. Doyle, and M. S. Madjarska, The structure and dynamics of a bright point as seen with Hinode, SoHO and TRACE, *Astron. Astrophys.*, *492*, 575–583, 2008.
- Peter, H., The Chromosphere in Coronal Holes and the Quiet-Sun Network: an HE I (584 Å) Full-Disk Scan by SUMER/SOHO, *Astrophys. J.*, *522*, L77–L80, 1999.
- Peter, H., On the nature of the transition region from the chromosphere to the corona of the Sun, *Astron. Astrophys.*, *374*, 1108–1120, 2001.
- Peter, H., Structure and Dynamics of the Low Corona of the Sun, vol. 17 of *Reviews in Modern Astronomy*, pp. 87–110, 2004.
- Peter, H., and P. G. Judge, On the Doppler Shifts of Solar Ultraviolet Emission Lines, *Astrophys. J.*, *522*, 1148–1166, 1999.
- Peter, H., and C. Vocks, Heating the magnetically open ambient background corona of the Sun by Alfvén waves, *Astron. Astrophys.*, *411*, L481–L485, 2003.
- Pneuman, G. W., and R. A. Kopp, Gas-Magnetic Field Interactions in the Solar Corona, *Sol. Phys.*, *18*, 258–270, 1971.
- Priest, E. R., C. E. Parnell, and S. F. Martin, A converging flux model of an X-ray bright point and an associated canceling magnetic feature, *Astrophys. J.*, *427*, 459–474, 1994.
- Raju, K. P., Relative Velocities and Linewidths in a Coronal Hole and Outside, *Sol. Phys.*, *255*, 119–129, 2009.
- Raju, K. P., and B. J. I. Bromage, EUV line intensity distribution in the solar atmosphere: differences between a polar coronal hole and its equatorial extension, *Astron. Astrophys.*, *446*, 295–300, 2006.
- Ravindra, B., and P. Venkatakrishnan, Structure and Evolution of the Transition Region Network Observed in the $\lambda 304$, *Sol. Phys.*, *215*, 239–259, 2003.

- Reeves, E. M., The EUV chromospheric network in the quiet sun, *Sol. Phys.*, *46*, 53–72, 1976.
- Reeves, E. M., R. W. Noyes, and G. L. Withbroe, Observing Programs in Solar Physics during the 1973 ATM Skylab Program, *Sol. Phys.*, *27*, 251–270, 1972.
- Roberts, B., P. M. Edwin, and A. O. Benz, On coronal oscillations, *Astrophys. J.*, *279*, 857–865, 1984.
- Sakao, T., et al., Continuous Plasma Outflows from the Edge of a Solar Active Region as a Possible Source of Solar Wind, *Science*, *318*, 1585–1588, 2007.
- Santos, J. C., J. Büchner, M. S. Madjarska, and M. V. Alves, On the relation between DC current locations and an EUV bright point: A case study, *Astron. Astrophys.*, *490*, 345–352, 2008.
- Scherrer, P. H., et al., The Solar Oscillations Investigation - Michelson Doppler Imager, *Sol. Phys.*, *162*, 129–188, 1995.
- Schmieder, B., S. Gunár, P. Heinzel, and U. Anzer, Spectral Diagnostics of the Magnetic Field Orientation in a Prominence Observed with SOHO/SUMER, *Sol. Phys.*, *241*, 53–66, 2007.
- Seehafer, N., Determination of constant alpha force-free solar magnetic fields from magnetograph data, *Sol. Phys.*, *58*, 215–223, 1978.
- Seely, J. F., U. Feldman, U. Schuehle, K. Wilhelm, W. Curdt, and P. Lemaire, Turbulent Velocities and Ion Temperatures in the Solar Corona Obtained from SUMER Line Widths, *Astrophys. J.*, *484*, L87–L90, 1997.
- Sheeley, N. R., Jr., and L. Golub, Rapid changes in the fine structure of a coronal 'bright point' and a small coronal 'active region', *Sol. Phys.*, *63*, 119–126, 1979.
- Sheeley, N. R., Jr., et al., Measurements of Flow Speeds in the Corona between 2 and 30 R sub sun, *Astrophys. J.*, *484*, 472–478, 1997.
- Shibata, K., et al., Observations of X-ray jets with the YOHKOH Soft X-ray Telescope, *Publ. Astron. Soc. Japan*, *44*, L173–L179, 1992.
- Simon, G. W., and R. B. Leighton, Velocity Fields in the Solar Atmosphere. III. Large-Scale Motions, the Chromospheric Network, and Magnetic Fields., *Astrophys. J.*, *140*, 1120, 1964.
- Solanki, S. K., A. Lagg, J. Woch, N. Krupp, and M. Collados, Three-dimensional magnetic field topology in a region of solar coronal heating, *Nature*, *425*, 692–695, 2003.
- Stucki, K., S. K. Solanki, U. Schühle, I. Rüedi, K. Wilhelm, J. O. Stenflo, A. Brković, and M. C. E. Huber, Comparison of far-ultraviolet emission lines formed in coronal holes and the quiet Sun, *Astron. Astrophys.*, *363*, 1145–1154, 2000.

- Stucki, K., S. K. Solanki, C. D. Pike, U. Schühle, I. Rüedi, A. Pauluhn, and A. Brković, Properties of ultraviolet lines observed with the Coronal Diagnostic Spectrometer (CDS/SOHO) in coronal holes and the quiet Sun, *Astron. Astrophys.*, 381, 653–667, 2002.
- Susino, R., R. Ventura, D. Spadaro, A. Vourlidas, and E. Landi, Physical parameters along the boundaries of a mid-latitude streamer and in its adjacent regions, *Astron. Astrophys.*, 488, 303–310, 2008.
- Suzuki, T. K., and S. Inutsuka, Making the Corona and the Fast Solar Wind: A Self-consistent Simulation for the Low-Frequency Alfvén Waves from the Photosphere to 0.3 AU, *Astrophys. J.*, 632, L49–L52, 2005.
- Tappin, S. J., G. M. Simnett, and M. A. Lyons, A determination of the outflow speeds in the lower solar wind, *Astron. Astrophys.*, 350, 302–309, 1999.
- Telloni, D., E. Antonucci, and M. A. Doderò, Outflow velocity of the O^{+5} ions in polar coronal holes out to $5 R_{\odot}$, *Astron. Astrophys.*, 472, 299–307, 2007.
- Teriaca, L., D. Banerjee, and J. G. Doyle, SUMER observations of Doppler shift in the quiet Sun and in an active region, *Astron. Astrophys.*, 349, 636–648, 1999.
- Teriaca, L., G. Poletto, M. Romoli, and D. A. Biesecker, The Nascent Solar Wind: Origin and Acceleration, *Astrophys. J.*, 588, 566–577, 2003.
- Teriaca, L., D. Banerjee, A. Falchi, J. G. Doyle, and M. S. Madjarska, Transition region small-scale dynamics as seen by SUMER on SOHO, *Astron. Astrophys.*, 427, 1065–1074, 2004.
- Teriaca, L., U. Schühle, S. K. Solanki, W. Curdt, and E. Marsch, The Dynamics of the Lower Transition Region as Inferred from Spectroscopy of the Hydrogen LYMAN- α Line, in *The Dynamic Sun: Challenges for Theory and Observations*, vol. 600 of *ESA Special Publication*, 2005a.
- Teriaca, L., U. Schühle, S. K. Solanki, W. Curdt, and E. Marsch, The Structure of the Lower Transition Region as Inferred from the Hydrogen LYMAN- α Line Radiance, in *Chromospheric and Coronal Magnetic Fields*, edited by D. E. Innes, A. Lagg, & S. A. Solanki, vol. 596 of *ESA Special Publication*, 2005b.
- Teriaca, L., U. Schühle, S. K. Solanki, W. Curdt, and E. Marsch, The Dynamic Nature of the Lower Transition Region as Revealed by Spectroscopy of the Hydrogen Lyman- α Line, in *SOHO-17. 10 Years of SOHO and Beyond*, vol. 617 of *ESA Special Publication*, 2006.
- Teriaca, L., W. Curdt, and S. K. Solanki, SUMER observations of the inverse Evershed effect in the transition region above a sunspot, *Astron. Astrophys.*, 491, L5–L8, 2008.
- Tian, H., W. Curdt, E. Marsch, and J. He, Cool and Hot Components of a Coronal Bright Point, *Astrophys. J.*, 681, L121–L124, 2008a.

- Tian, H., E. Marsch, C. Tu, L. Xia, and J. He, Sizes of transition-region structures in coronal holes and in the quiet Sun, *Astron. Astrophys.*, *482*, 267–272, 2008b.
- Tian, H., C. Tu, E. Marsch, J. He, and G. Zhou, Signature of mass supply to quiet coronal loops, *Astron. Astrophys.*, *478*, 915–919, 2008c.
- Tian, H., C. Tu, L. Xia, and J. He, Radiance and Doppler shift distributions across the network of the quiet Sun, *Astron. Astrophys.*, *489*, 1297–1306, 2008d.
- Tian, H., L. Xia, J. He, B. Tan, and S. Yao, The Emission Heights of Transition Region Lines in an Equatorial Coronal Hole and the Surrounding Quiet Sun, *Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics*, *8*, 732–742, 2008e.
- Tian, H., W. Curdt, E. Marsch, and U. Schühle, Hydrogen Lyman- α and Lyman- β spectral radiance profiles in the quiet Sun, *Astron. Astrophys.*, *504*, 239–248, 2009a.
- Tian, H., W. Curdt, L. Teriaca, E. Landi, and E. Marsch, Solar transition region above sunspots, *Astron. Astrophys.*, *505*, 307–318, 2009b.
- Tian, H., E. Marsch, W. Curdt, and J. He, Upflows in Funnel-like Legs of Coronal Magnetic Loops, *Astrophys. J.*, *704*, 883–890, 2009c.
- Tian, H., L. Teriaca, W. Curdt, and J. Vial, Hydrogen Ly α and Ly β Radiances and Profiles in Polar Coronal Holes, *Astrophys. J.*, *703*, L152–L156, 2009d.
- Tian, H., C. Tu, E. Marsch, J. He, and S. Kamio, The nascent fast solar wind observed by the EUV Imaging Spectrometer onboard Hinode, *Astrophys. J.*, *709*, L88–L93, 2010a.
- Tian, H., C. Tu, E. Marsch, J. He, C. Zhou, and L. Zhao, Upflows in the upper transition region of the quiet Sun, in *Solar Wind 12 Proceedings, AIP*, vol. 1216, pp. 36–39, 2010b.
- Tomczyk, S., S. W. McIntosh, S. L. Keil, P. G. Judge, T. Schad, D. H. Seeley, and J. Edmondson, Alfvén Waves in the Solar Corona, *Science*, *317*, 1192–1196, 2007.
- Trujillo Bueno, J., E. Landi Degl’Innocenti, M. Collados, L. Merenda, and R. Manso Sainz, Selective absorption processes as the origin of puzzling spectral line polarization from the Sun, *Nature*, *415*, 403–406, 2002.
- Tsuneta, S., et al., The Solar Optical Telescope for the Hinode Mission: An Overview, *Sol. Phys.*, *249*, 167–196, 2008.
- Tu, C., and E. Marsch, Two-Fluid Model for Heating of the Solar Corona and Acceleration of the Solar Wind by High-Frequency Alfvén Waves, *Sol. Phys.*, *171*, 363–391, 1997.

- Tu, C., E. Marsch, K. Wilhelm, and W. Curdt, Ion Temperatures in a Solar Polar Coronal Hole Observed by SUMER on SOHO, *Astrophys. J.*, *503*, 475–482, 1998.
- Tu, C., C. Zhou, E. Marsch, K. Wilhelm, L. Zhao, L. Xia, and J. Wang, Correlation Heights of the Sources of Solar Ultraviolet Emission Lines in a Quiet-Sun Region, *Astrophys. J.*, *624*, L133–L136, 2005a.
- Tu, C., C. Zhou, E. Marsch, L. Xia, L. Zhao, J. Wang, and K. Wilhelm, Solar Wind Origin in Coronal Funnel, *Science*, *308*, 519–523, 2005b.
- Tu, C., R. Schwenn, E. Donovan, E. Marsch, J. Wang, L. Xia, Y. Zhang, and the KuaFu Working Team, Space weather explorer The KuaFu mission, *Advances in Space Research*, *41*, 190–209, 2008.
- Ugarte-Urra, I., J. G. Doyle, M. S. Madjarska, and E. O’Shea, Signature of oscillations in coronal bright points, *Astron. Astrophys.*, *418*, 313–324, 2004.
- Van Doorsselaere, T., V. M. Nakariakov, and E. Verwichte, Detection of Waves in the Solar Corona: Kink or Alfvén?, *Astrophys. J.*, *676*, L73–L75, 2008.
- Vernazza, J. E., and E. M. Reeves, Extreme ultraviolet composite spectra of representative solar features, *Astrophys. J. Suppl.*, *37*, 485–513, 1978.
- Vernazza, J. E., E. H. Avrett, and R. Loeser, Structure of the solar chromosphere. III - Models of the EUV brightness components of the quiet-sun, *Astrophys. J. Suppl.*, *45*, 635–725, 1981.
- Vial, J., H. Ebadi, and A. Ajabshirizadeh, The Ly α and Ly β Profiles in Solar Prominences and Prominence Fine Structure, *Sol. Phys.*, *246*, 327–338, 2007.
- Vial, J., et al., SMESE (SMall Explorer for Solar Eruptions): A microsatellite mission with combined solar payload, *Advances in Space Research*, *41*, 183–189, 2008.
- Vial, J. C., Optically thick lines in a quiescent prominence - Profiles of Lyman-alpha, Lyman-beta /H I/, K and H /Mg II/, and K and H /Ca II/ lines with the OSO 8 LPSP instrument, *Astrophys. J.*, *253*, 330–352, 1982.
- Vocks, C., and E. Marsch, Kinetic Results for Ions in the Solar Corona with Wave-Particle Interactions and Coulomb Collisions, *Astrophys. J.*, *568*, 1030–1042, 2002.
- von Steiger, R., N. A. Schwadron, L. A. Fisk, J. Geiss, G. Gloeckler, S. Hefti, B. Wilken, R. F. Wimmer-Schweingruber, and T. H. Zurbuchen, Composition of quasi-stationary solar wind flows from Ulysses/Solar Wind Ion Composition Spectrometer, *J. Geophys. Res.*, *105*, 27,217–27,238, 2000.

- Wang, T. J., and S. K. Solanki, Vertical oscillations of a coronal loop observed by TRACE, *Astron. Astrophys.*, 421, L33–L36, 2004.
- Wang, X., L. Ren, J. Wang, and C. Xiao, Synthetic Solar Coronal Heating on Current Sheets, *Astrophys. J.*, 694, 1595–1601, 2009.
- Wang, Y., Coronal Holes and Open Magnetic Flux, *Space Science Reviews*, 144, 383–399, 2009.
- Wang, Y., and N. R. Sheeley, Jr., Sources of the Solar Wind at Ulysses during 1990–2006, *Astrophys. J.*, 653, 708–718, 2006.
- Wang, Y., N. R. Sheeley, Jr., and A. G. Nash, Latitudinal distribution of solar-wind speed from magnetic observations of the sun, *Nature*, 347, 439–444, 1990.
- Wang, Y., N. R. Sheeley, D. G. Socker, R. A. Howard, and N. B. Rich, The dynamical nature of coronal streamers, *J. Geophys. Res.*, 105, 25,133–25,142, 2000.
- Wang, Y. M., Network Activity and the Evaporative Formation of Polar Plumes, *Astrophys. J.*, 501, L145–L150, 1998.
- Warren, H. P., and G. A. Doschek, Reconciling Hydrodynamic Simulations with Spectroscopic Observations of Solar Flares, *Astrophys. J.*, 618, L157–L160, 2005.
- Warren, H. P., J. T. Mariska, and K. Wilhelm, High-Resolution Observations of the Solar Hydrogen Lyman Lines in the Quiet Sun with the SUMER Instrument on SOHO, *Astrophys. J. Suppl.*, 119, 105–120, 1998.
- Webb, D. F., S. F. Martin, D. Moses, and J. W. Harvey, The correspondence between X-ray bright points and evolving magnetic features in the quiet sun, *Sol. Phys.*, 144, 15–35, 1993.
- Widing, K. G., and U. Feldman, Element abundances and plasma properties in a coronal polar plume, *Astrophys. J.*, 392, 715–721, 1992.
- Wiegelmann, T., and S. K. Solanki, Similarities and Differences between Coronal Holes and the Quiet Sun: Are Loop Statistics the Key?, *Sol. Phys.*, 225, 227–247, 2004.
- Wiegelmann, T., L. D. Xia, and E. Marsch, Links between magnetic fields and plasma flows in a coronal hole, *Astron. Astrophys.*, 432, L1–L4, 2005.
- Wilhelm, K., P. Lemaire, I. E. Dammasch, J. Hollandt, U. Schuehle, W. Curdt, T. Kucera, D. M. Hassler, and M. C. E. Huber, Solar irradiances and radiances of UV and EUV lines during the minimum of sunspot activity in 1996, *Astron. Astrophys.*, 334, 685–702, 1998a.
- Wilhelm, K., E. Marsch, B. N. Dwivedi, D. M. Hassler, P. Lemaire, A. H. Gabriel, and M. C. E. Huber, The Solar Corona above Polar Coronal Holes as Seen by SUMER on SOHO, *Astrophys. J.*, 500, 1023–1038, 1998b.

- Wilhelm, K., I. E. Dammasch, E. Marsch, and D. M. Hassler, On the source regions of the fast solar wind in polar coronal holes, *Astron. Astrophys.*, 353, 749–756, 2000.
- Wilhelm, K., B. N. Dwivedi, E. Marsch, and U. Feldman, Observations of the Sun at Vacuum-Ultraviolet Wavelengths from Space. Part I: Concepts and Instrumentation, *Space Science Reviews*, 111, 415–480, 2004.
- Wilhelm, K., et al., SUMER - Solar Ultraviolet Measurements of Emitted Radiation, *Sol. Phys.*, 162, 189–231, 1995.
- Withbroe, G. L., and R. W. Noyes, Mass and energy flow in the solar chromosphere and corona, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 15, 363–387, 1977.
- Woo, R., S. R. Habbal, and U. Feldman, Role of Closed Magnetic Fields in Solar Wind Flow, *Astrophys. J.*, 612, 1171–1174, 2004.
- Wu, D.-J., and C. Fang, Two-Fluid Motion of Plasma in Alfvén Waves and the Heating of Solar Coronal Loops, *Astrophys. J.*, 511, 958–964, 1999.
- Wuelser, J., et al., EUVI: the STEREO-SECCHI extreme ultraviolet imager, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, edited by S. Fineschi & M. A. Gummin, vol. 5171 of *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, pp. 111–122, 2004.
- Xia, L.-D., Equatorial Coronal Holes and Their Relation to the High-Speed Solar Wind Streams, Ph.D. thesis, Göttingen: Georg-August-Univ., 2003.
- Xia, L.-D., E. Marsch, and W. Curdt, On the outflow in an equatorial coronal hole, *Astron. Astrophys.*, 399, L5–L9, 2003.
- Xia, L.-D., E. Marsch, and K. Wilhelm, On the network structures in solar equatorial coronal holes. Observations of SUMER and MDI on SOHO, *Astron. Astrophys.*, 424, 1025–1037, 2004.
- Xia, L.-D., M. D. Popescu, J. G. Doyle, and J. Giannikakis, Time series study of EUV spicules observed by SUMER/SoHO, *Astron. Astrophys.*, 438, 1115–1122, 2005.
- Xu, Z., C. Fang, and W. Gan, Multi-wavelength Diagnostics of Bombardment by Non-thermal Particles in Solar Flares, *Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics*, 5, 519–530, 2005.
- Young, P. R., G. Del Zanna, H. E. Mason, G. A. Doschek, L. Culhane, and H. Hara, Solar Transition Region Features Observed with Hinode/EIS, *Publ. Astron. Soc. Japan*, 59, S727–S733, 2007a.
- Young, P. R., et al., EUV Emission Lines and Diagnostics Observed with Hinode/EIS, *Publ. Astron. Soc. Japan*, 59, S857–S864, 2007b.

-
- Zhang, J., M. R. Kundu, and S. M. White, Spatial Distribution and Temporal Evolution of Coronal Bright Points, *Sol. Phys.*, 198, 347–365, 2001.
- Zhang, J., J. Ma, and H. Wang, Comparison of Magnetic Flux Distribution between a Coronal Hole and a Quiet Region, *Astrophys. J.*, 649, 464–469, 2006.
- Zhang, M., and B. C. Low, The Hydromagnetic Nature of Solar Coronal Mass Ejections, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 43, 103–137, 2005.
- Zirin, H., The helium chromosphere, coronal holes, and stellar X-rays, *Astrophys. J.*, 199, L63–L66, 1975.
- Zurbuchen, T. H., L. A. Fisk, G. Gloeckler, and R. von Steiger, The solar wind composition throughout the solar cycle: A continuum of dynamic states, *Geophys. Res. Lett.*, 29, 1352, 2002.

个人简历、在学期间的研究成果

个人简历

1982年8月8日出生于湖北省蕲春县；2001年9月考入武汉大学电子信息学院电子信息科学与技术专业，2005年7月本科毕业并获得工学学士学位；2005年9月推荐免试进入北京大学地球与空间科学学院空间物理专业，本科起点直接攻读博士学位至今。

作为第一作者已发表或被接收的论文

- [1] Tian, H., Tu, C.-Y., Marsch, E., He, J.-S., & Kamio, S., The nascent fast solar wind observed by the EUV Imaging Spectrometer onboard Hinode, *Astrophys. J.*, 709, L88, 2010
- [2] Tian, H., Tu, C.-Y., Marsch, E., He, J.-S., Zhou, C., & Zhao, L., Upflows in the upper transition region of the quiet Sun, *Solar Wind 12 Proceedings, AIP*, 1216, 36, 2010
- [3] Tian, H., Potts, H. E., Marsch, E., Attie, R., & He, J.-S., Horizontal supergranule-scale motions inferred from TRACE ultraviolet observations of the chromosphere, *Astron. Astrophys.*, in press, 2010
- [4] Tian, H., Marsch, E., Tu, C.-Y., Curdt, W., & He, J.-S., New views on the emission and structure of the solar transition region, *New Astronomy Reviews*, in press, 2010
- [5] Tian, H., Curdt, W., & He, J.-S., Solar transition region in the quiet Sun and active regions, *Advances in geosciences*, in press, 2010
- [6] Tian, H., Marsch, E., Curdt, W., & He, J.-S., Upflows in funnel-like legs of coronal magnetic loops, *Astrophys. J.*, 704, 883, 2009
- [7] Tian, H., Teriaca, L., Curdt, W., & Vial, J.-C., Hydrogen Ly α and Ly β radiances and profiles in polar coronal holes, *Astrophys. J.*, 703, L152, 2009
- [8] Tian, H., Curdt, W., Marsch, E., & Schühle, U., Hydrogen Lyman- α and Lyman- α spectral radiance profiles in the quiet Sun, *Astron. Astrophys.*, 504, 239, 2009

- [9] Tian, H., Curdt, W., Teriaca, L., Landi, E., & Marsch, E., Solar transition region above sunspots, *Astron. Astrophys.*, 505, 307, 2009
- [10] Tian, H., Curdt, W., Marsch, E., & He, J.-S., Cool and hot components of a coronal bright point, *Astrophys. J.*, 681, L121, 2008
- [11] Tian, H., Tu, C.-Y., Marsch, E., He, J.-S., & Zhou, G.-Q., Signature of mass supply to quiet coronal loops, *Astron. Astrophys.*, 478, 915, 2008
- [12] Tian, H., Marsch, E., Tu, C.-Y., Xia, L.-D., & He, J.-S., Sizes of transition-region structures in coronal holes and in the quiet Sun, *Astron. Astrophys.*, 482, 267, 2008
- [13] Tian, H., & Xia, L.-D., Network oscillations at the boundary of an equatorial coronal hole, *Astron. Astrophys.*, 488, 331, 2008
- [14] Tian, H., Tu, C.-Y., Xia, L.-D., & He, J.-S., Radiance and Doppler shift distributions across the network of the quiet Sun, *Astron. Astrophys.*, 489, 1297, 2008
- [15] Tian, H., Xia, L.-D., & Li, S., Long-period oscillations in solar coronal bright points, *Astron. Astrophys.*, 489, 741, 2008
- [16] Tian, H., Xia, L.-D., He, J.-S., Tan, B., & Yao, S., Emission heights of transition region lines in an equatorial coronal hole and the surrounding quiet Sun, *Chin. J. Astron. Astrophys.*, 8, 732, 2008
- [17] Tian, H., Tu, C.-Y., He, J.-S., & Marsch, E., Emission heights of coronal bright points on Fe XII radiance map, *Adv. Space. Res.*, 39, 1853, 2007
- [18] 田晖, 夏利东, 何建森, 太阳大气中氢原子的赖曼谱线, *天文学进展*, 28(1), 39, 2010
- [19] 田晖, 夏利东, 何建森, 李爽, 日冕亮点的观测特征和供能机制, *天文学进展*, 27(3), 193, 2009
- [20] 田晖, 谭博, 夏利东, 何建森, 周桂清, 太阳过渡区的结构与特性, *天文学进展*, 27(1), 1, 2009

作为合作者已发表或被接收的论文

- [1] Curdt, W., Tian, H., Teriaca, L., & Schühle, U., The SUMER Ly- α line profile in quiescent prominences, *Astron. Astrophys.*, 511, L4, 2010
- [2] Curdt, W., & Tian, H., Hydrogen Lyman emission through the solar cycle, *Proceedings of the 23rd SOHO conference*, in press, 2010

- [3] Marsch, E., Tian, H., Sun, J., Curdt, W., & Wiegmann, T., Plasma flows guided by strong magnetic fields in the solar corona, *Astrophys. J.*, 685, 1262, 2008
- [4] Curdt, W., Tian, H., Dwivedi, B.N., & Marsch, E., The redshifted network contrast of transition region emission, *Astron. Astrophys.*, 491, L13, 2008
- [5] Curdt, W., Tian, H., Teriaca, L., Schühle, U., & Lemaire, P., The Ly- α profile and center-to-limb variation of the quiet Sun, *Astron. Astrophys.*, 492, L9, 2008
- [6] He, J.-S., Tu, C.-Y., Tian, H., & Marsch, E., Solar wind origins in coronal holes and in the quiet Sun, *Adv. Space. Res.*, 45, 303, 2010
- [7] Zhang, M., Xia, L.-D., Tian, H., & Chen, Y., Signatures of transition region explosive events in hydrogen Ly- β profiles, *Astron. Astrophys.*, in press, 2010
- [8] He, J.-S., Tu, C.-Y., Tian, H., Xiao, C.-J., Wang, X.-G., Pu, Z.-Y., Ma, Z.-W., Zhao, H., Zhou, G.-P., Wang, J.-X., Fu, S.-Y., Liu, Z.-X., Zong, Q.-G., Dunlop, M. W., Glassmeier, K.-H., Reme, H., Dandouras, I., & Escoubet, C. P., A magnetic null geometry reconstructed from Cluster spacecraft observations, *J. Geophys. Res.*, 113, A05205, 2008
- [9] He, J.-S., Marsch, E., Tu, C.-Y., Tian, H., & Guo, L.-J., Reconfiguration of the coronal magnetic field by means of reconnection driven by photospheric magnetic flux convergence, *Astron. Astrophys.*, 510, A40, 2010
- [10] He, J.-S., Marsch, E., Tu, C.-Y., & Tian, H., Upward and downward propagation of transverse waves due to small-scale magnetic reconnection in the chromosphere, *Solar Wind 12 Proceedings, AIP*, 1216, 32, 2010
- [11] He, J.-S., Marsch, E., Tu, C.-Y., & Tian, H., Excitation of kink waves due to small-scale magnetic reconnection in the chromosphere? *Astrophys. J.*, 705, L217, 2009
- [12] He, J.-S., Marsch, E., Tu, C.-Y., Guo, L.-J., & Tian, H., Intermittent outflows at the edge of an active region-a possible source of the solar wind?, *Astron. Astrophys.*, in press, 2010
- [13] Fontenla, J. M., Curdt, W., Haberreiter, M., Harder, J., & Tian, H., Semi-empirical models of the solar atmosphere III. Set of NLTE models for FUV/EUV irradiance computation, *Astrophys. J.*, 707, 482, 2009
- [14] He, J.-S., Tu, C.-Y., Marsch, E., Guo, L.-J., Yao, S., & Tian, H., Upward propagating high-frequency Alfvén waves as identified from dynamic wave-like

- spicules observed by SOT on Hinode, *Astron. Astrophys.*, 497, 525, 2009
- [15] He, J.-S., Zong, Q.-G., Deng, X.-H., Tu, C.-Y., Xiao, C.-J., Wang, X.-G., Ma, Z.-W., Pu, Z.-Y., Lucek, E., Pedersen, A., Fazakerley, A., Cornilleau-Wehrlin, N., Dunlop, M. W., Tian, H., Yao, S., Tan, B., Fu, S.-Y., Glassmeier, K.-H., Reme, H., Dandouras, I., & Escoubet, C. P., Electron trapping around a magnetic null, *Geophys. Res. Lett.*, 35, L14104, 2008
- [16] 谭博, 田晖, 何建森, 太阳宁静区磁漏斗结构的扩展特征, 空间科学学报, 29(4), 353, 2009

已投稿的论文

- [1] Tian, H., Yao, S., Zong, Q.-G., He, J.-S., & Qi, Y., Signatures of magnetic reconnection at boundaries of interplanetary small-scale magnetic flux ropes, *Astrophys. J.*, submitted, 2010
- [2] Guo, L.-J., Tian, H., & He, J.-S., Quasi-period outflows observed by the X-Ray Telescope onboard Hinode in the boundary of an active region, *Research in Astron. Astrophys.*, submitted, 2010
- [3] He, J.-S., Marsch, E., Curdt, W., Tian, H., Tu, C.-Y., Xia, L.-D., & Kamio, S., Magnetic and spectroscopic properties of supergranular-scale coronal jets and erupting loops in a polar coronal hole, *Astron. Astrophys.*, submitted, 2010

邀请报告和会议口头报告

- [1] 田晖: 太阳过渡区与太阳风起源的极紫外/远紫外光谱观测, 山东大学威海空间天气物理与探测研究中心, 威海, 2010年5月14日, 特邀报告
- [2] 田晖: 太阳过渡区的结构与特性, 云南天文台, 昆明, 2010年3月5日, 特邀报告
- [3] 田晖, 涂传诒, 何建森: 太阳过渡区的结构与特性, 第二届全球华人空间/太空天气科学大会, 南京, 2009年10月17日-21日, 邀请报告
- [4] Tian, H., Curdt, W., Marsch, E., Tu, C.-Y., & He, J.-S.: The solar transition region in the quiet Sun and active regions, 6th annual meeting of AOGS, Singapore, August 11-15, 2009, invited

- [5] Tian, H., Curdt, W., Marsch, E., Teriaca, L., & Landi, E.: Solar transition region above sunspots, STEREO-3/SOHO-22 Workshop, Bournemouth, England, April 27-May 1, 2009
- [6] Tian, H., & Marsch, E.: Signature of mass supply to quiet coronal loops, 2nd Solaire Network Meeting, Catania, January 12-15, 2009
- [7] 田晖, 涂传诒, 何建森, 等: 三维磁场零点-奇异线的观测及其结构特征, 第六届全国空间天气学研讨会, 贵阳, 2007年8月7日-13日

致 谢

我从2009年11月初开始布局本文，经过一个半月的紧张撰写后完成初稿，随后经过数次增删和修改，终于在2010年4月正式完工。在5年的研究生生涯以及长达20多年的学生生涯即将双双告罄之际，回想过去的点点滴滴，除了难以抑制的感慨和喜悦，更多的是不尽的感激。

首先要感谢我的导师涂传谔院士。在他几乎手把手的指导下，我得以迅速掌握太阳风和太阳大气研究的基本思路和方法，并在一两年内就取得了一些研究成果。涂老师创新并超前的科学思想、勤奋而严谨的治学态度、执着和单纯的学术理念，以及独特而有效的研究方法，都深深地影响了我，促使我能够在过去的几年里取得比较满意的成绩，并将继续指引我在科研的道路上前行。在涂老师的科研小组中，何建森师兄一直以来为我的科研工作提供了许多建设性的意见，而周桂清师兄以及姚硕、谭博、李爽、方芳、郭荔佳、齐羽、王新、陈文磊、张磊等师弟师妹在科研或生活中也都对我提供了诸多帮助。

作为我博士论文的合作导师，德国马普学会太阳系研究所的E. Marsch教授为我成功赴德研习提供了大量帮助。与Marsch教授的多次讨论使我获益颇丰，他深邃的学术思想和扎实的物理功底大大拓展了我的思路，深化了我对观测事实背后物理机制的理解。SUMER仪器的现任PI，同样在Lindau工作的W. Curdt博士于我亦师亦友。他不仅在工作上为我提供了无数帮助，而且数次邀我旅行并去家中做客，让我能够近距离体验德国的民风民俗。在Lindau期间，我与该所L. Teriaca博士、U. Schühle博士、S. Kamio博士和R. Attie先生，以及美国海军实验室的E. Landi博士、法国巴黎十一大的J.-C. Vial教授、美国科罗拉多大学的J. M. Fontenla博士、印度巴纳拉斯印度教大学的B. N. Dwivedi教授、英国格拉斯哥大学的H. E. Potts博士和山东大学的夏利东教授等人开展了富有成效的合作研究。在与他们的讨论中，我学到了许多新知识和新方法。此外，D. E. Innes博士和T. Wiegmann博士等人也对我的研究工作有过帮助。

科研之余，我还应感谢许多前辈和同事。武汉大学电子信息学院的马淑英老师和张绍东老师将我领进空间物理学的大门，使我得以初步认识这一学科，并最终将其作为此生的耕耘之地。还有已于四年前赴中国气象局履新的王劲松老师，若非他将我“忽悠”进北大，我就不会有幸体验空间科学的奇妙。宗秋刚老师和张东和老师多次鼓励并帮助我，使我充满信心大步向前。此外，北大空

间物理与应用技术研究所的肖佐老师、濮祖荫老师、焦维新老师、傅绥燕老师、陈鸿飞老师、谢伦老师、仲维英老师、施伟红老师、邹鸿老师等给了我无尽的教诲和帮助。郝永翔老师多次不厌其烦地帮我修理电脑，王永福师兄则经常向我推荐有用的软件。王璟婧秘书对我顺利完成综合考试、开题报告等提供了诸多帮助。地球物理系图书室的冯慧福老师对我查找文献的要求有求必应。同学田天、于向前、黄为权、王珏、王晓栋、郑玲以及杨彪、刘娴静和实验室其他同学对我在生活或学习上帮助颇多，在此一并谢过。在Lindau的日子里，S. K. Solanki 所长曾两次慷慨给予资助，D. Schmitt博士多次鼓励并帮我提高各方面的能力。而我和中国同事徐稚、姜杰、封莉、阮鹏、李晓波、杨尚斌、王明远、郭静楠、李光武、姚硕、何建森则经常小聚，令我在异国他乡也能时常感受到祖国的温暖。另外，与Das等访问学者以及IMPRS中来自数十个国家的同学之间的交往，也必定是我对Lindau这个小“联合国”回忆中的精彩篇章。

本文所用过的科学数据大多来自SOHO、Hinode、TRACE、STEREO等卫星的观测。对于欧空局、美国航天局和日本航天局等机构实施的这些极其成功的空间探测计划，我感到由衷的钦佩。我希望在不久的将来，我国科学卫星采集的高质量数据能够为国内和国际同行所用，进而促进空间科学的发展。

作为国家留学基金委“建设高水平大学”项目的第一批受益者，我要为教育部和财政部叫好，他们的远见必将大大提升我国高校的科研水平。我还要感谢北大地球与空间科学学院和北大研究生院，尤其是何峰老师和许梅兰老师，他们耐心而细致的工作为我办理各种手续提供了很大的便利。印度天体物理研究所的S. S. Hasan教授、山东大学的陈耀教授和夏利东教授、云南天文台的刘煜研究员分别邀请我做会议邀请报告或赴相关科研院所访问，使我有机会与同行们分享研究心得，在此表示感激。本工作还得到了国家自然科学基金项目40574078、40436015以及40874090等的支持。

最后，我要向我的家人道声感激。20多年来，父母对我的教育可谓倾尽全力，正是父母的长期支持和鼓励，我才得以一步步走到今天。现今正在德国留学的弟弟自小与我共同生活和学习，一直以来我们相互鼓励、共同进步。我的岳父母两年来也一直默默地支持着我的事业，使我能够集中精力为未来打拼。我要谢谢我的太太李赛，没有她数年如一日的理解和支持，以及长期的陪伴和关心，绝不会有我今天的成绩。

北京大学学位论文原创性声明和使用授权说明

原创性声明

本人郑重声明：所呈交的学位论文，是本人在导师的指导下，独立进行研究工作所取得的成果。除文中已经注明引用的内容外，本论文不含任何其他个人或集体已经发表或撰写过的作品或成果。对本文的研究做出重要贡献的个人和集体，均已在文中以明确方式标明。本声明的法律结果由本人承担。

论文作者签名： 日期： 年 月 日

学位论文使用授权说明

本人完全了解北京大学关于收集、保存、使用学位论文的规定，即：

按照学校要求提交学位论文的印刷本和电子版本；

学校有权保留学位论文的印刷本和电子版，并提供目录检索与阅览服务；

学校可以采用影印、缩印、数字化或其它复制手段保存论文；

在不以赢利为目的的前提下，学校可以公布论文的部分或全部内容。

（保密的论文在解密后应遵守此规定）

论文作者签名： 导师签名：

日期： 年 月 日

