

分类号 _____

密级 _____

UDC _____

编号 800212008603

中国科学院研究生院 博士学位论文

太阳射电爆发的统计研究

宋其武

指导教师 黄光力 研究员

中国科学院紫金山天文台

申请学位级别 博士 学科专业名称 天体物理

论文提交日期 2008年6月 论文答辩日期 2008年6月

培养单位 中国科学院紫金山天文台

学位授予单位 中国科学院研究生院

答辩委员会主席 傅其骏 研究员

Typeset by L^AT_EX 2 ϵ at June 11, 2008

With package CASthesis v0.1h of C_TE_X.ORG

摘 要

我们对日本野边山天文台偏振计1994年–2005年间观测到的318个射电爆发进行统计分析,研究了在1, 2, 3.75, 9.4, 17 和35 GHz 6个射电波段的峰值流量、总流量、上升时间、下降时间、增长率及衰减率的概率密度分布,得到相应的幂律分布的谱指数。6个幂律谱指数随射电频率有系统的变化,并且与太阳活动周期的上升、下降相无关。在9.4GHz上的峰值流量分布的幂律谱指数 ~ 1.8 ,与许多相应的硬X射线的研究结果一致。谱指数随频率的变化携带着太阳耀斑发生率随高度的变化信息,对耀斑雪崩模型进一步的研究以及对日冕加热现象的理解,都有重要的价值。

进一步的分析发现,爆发上升时间的幂律谱指数随射电频率的变化,可能反映了辐射机制的不同。其它统计量的幂律谱指数随射电频率的变化,基本趋势都与峰值流量的相同,最大谱指数出现在9.4 GHz,这一结果可以用回旋同步辐射的峰值频率集中在该频率附近来解释。但爆发上升时间的谱指数最大值出现在2GHz,这可能是由于在2GHz附近等离子辐射占了一定比例,相干等离子体辐射的时间尺度,与非相干的回旋同步辐射的时间尺度之间,有很大区别造成的。

我们还分析了野边山天文台日像仪1992年–2005年间记录的422个太阳射电爆发的成像观测。研究了射电爆发的峰值亮温度的分布以及射电爆发的面积的概率密度分布。利用最大似然法,我们首次给出了射电爆发峰值亮温度分布的幂率谱谱指数,以及峰值时刻射电像面积的谱指数。17GHz的峰值亮温度和耀斑面积谱指数分别为1.87和2.89, 34GHz的为1.64和2.24。

本文第一章介绍耀斑统计研究的主要科学目标—日冕加热问题;第二章介绍太阳耀斑不同波段的统计工作;第三章介绍与耀斑统计相关的重要理论—雪崩模型的有关内容;第四章介绍自己博士期间的工作,即野边山偏振计与日像仪的数据分析;第五章是今后工作的展望。

关键词: 太阳射电爆发, 太阳耀斑, 耀斑统计

Abstract

We carry out a statistical investigation of the microwave flare data observed by Nobeyama Radio Polarimeters in the frequencies of 1, 2, 3.75, 9.4, 17 and 35 GHz. At each frequency, we fit the occurrence rate of 318 solar radio bursts with a power law distribution, using peak fluxes, fluence, growth time, decay time, growth rate and decay rate of the microwave bursts. We find systematic dependences of the six power law slopes on frequency. Such dependences are independent of the phase of solar cycle. The power law index for 9.4 GHz peak flux frequency distribution is 1.8, which is similar to those found in many hard X-ray studies. The systematic variation of power law indices with radiation frequencies implies height variation of occurrence rate of solar radio bursts. Such information is useful to the study of corona heating problem and further development of avalanche models for solar flare.

By further comparison of the frequency dependences of the six parameters, we found that, generally, the frequency variation of the power law indices were in agreement with that of peak flux, which reached the maximum at 9.4GHz and can be explained by the concentration of peak frequencies of the gyro-synchrotron emissions near 10GHz. However, the frequency variation of power law indices for growth time is different. It peaked at 2GHz and maybe related to the plasma emission in range of the wavelength. Time scale of coherent plasma emission is different from that of non coherent gyro-synchrotron radiation.

It is for the first time to obtain and discuss the power law distributions of peak brightness temperature and flare area, respectively, based on the observation of Nobeyama Radioheliograph (NoRH). A set of 422 radio bursts detected by NoRH during 1992-2005 was analyzed and power law indices of peak brightness temperature and flare area were derived through maximum likelihood method. The derived power law indices for the distributions of 17 GHz peak brightness temperature and flare area are 1.87 and 2.89, and for 34 GHz 1.64 and 2.24.

This paper is structured as follows. In Chapter 1, we give an introduction of

the major scientific object of solar flare statistics–corona heating problem. The statistical study of solar flare in different wavelength is presented in Chapter 2, and the theoretical work of avalanche model for solar flare that relates to the statistical study of solar flares is in Chapter 3. My PhD work, the analysis of radio bursts recorded by NoRP and NoRH, is presented in Chapter 4. Some thoughts about future development of present work are presented in Chapter 5.

Keywords: The Sun: flares— The Sun: statistics

目 录

摘要	i
Abstract	iii
目录	v
第一章 耀斑和日冕加热	1
1.1 日冕加热问题的由来	1
1.2 日冕的结构及磁场的作用	2
1.3 基于磁环的大气模型	4
1.4 冕环的诊断及标度定律	7
1.5 能量平衡的机制	8
1.5.1 冷却机制	8
1.5.2 日冕加热的一般过程	9
1.5.3 日冕加热过程的空间尺度	10
1.5.4 日冕加热过程的时间尺度	11
1.5.5 加热模型的分类	12
第二章 太阳耀斑的统计	15
2.1 耀斑的定义与观测	15
2.2 耀斑的物理过程	16
2.3 耀斑的统计工作	17
2.3.1 耀斑的硬X射线统计	18
2.3.2 耀斑的射电爆发统计	20
2.3.3 耀斑软X射线峰值流量的统计	24
2.3.4 微耀斑-软X射线亮点	24

2.4	统计结果差异性的由来	26
2.4.1	仪器灵敏度的影响	27
2.4.2	带宽引起的偏离	28
2.4.3	量化引起的差异	29
2.4.4	耀斑叠加的问题	29
2.4.5	加热还是加密?	30
2.4.6	统计方法引起的差异	30
第三章	耀斑的雪崩模型	31
3.1	自组织及自组织临界态概述	31
3.2	沙堆模型定性描述	34
3.3	Parker的微耀斑加热猜想	36
3.4	太阳耀斑的雪崩模型	37
3.5	Lu 93模型	37
3.5.1	网格	38
3.5.2	稳定性条件	39
3.5.3	扩散规则	40
3.5.4	驱动机制	40
3.5.5	程序实现	41
3.5.6	演化到SOC态	43
3.6	模型的改进	44
3.7	雪崩模型的解析形式	45
第四章	太阳射电爆发的统计研究	47
4.1	研究动机	47
4.2	谱指数的估计方法-最大似然法	48
4.3	野边山偏振计(NoRP)的数据分析	50
4.3.1	仪器和观测数据	50
4.3.2	NoRP峰值流量谱指数 α_P 的分布	51

4.3.3	耀斑上升时间与下降时间随频率的分布	55
4.3.4	耀斑增长率、衰减率以及总流量随频率的分布	55
4.3.5	谱指数之间的关系	56
4.4	野边山日像仪(NoRH)数据的统计	58
4.4.1	观测仪器	58
4.4.2	耀斑爆发面积、亮度的分布	60
4.5	讨论与总结	61
4.5.1	谱指数的意义	62
4.5.2	耀斑峰值流量与总流量分布的意义	64
4.5.3	耀斑上升下降时间与增长率的分布的意义	65
4.5.4	耀斑面积和射电亮温度的统计	66
4.5.5	谱指数的工作与日冕加热的关系	66
4.5.6	谱指数的工作与雪崩模型的关系	66
	第五章 工作展望	69
	参考文献	71
	发表文章目录	89
	致谢	91

表 格

1.1	日冕物理量的典型值 ^[19]	11
1.2	Coronal heating models (adapted from Mandrini et al. 2000). . .	13
2.1	耀斑的HXT峰值流量的频率统计	20
2.2	Small-scale phenomena and their occurrence domain (QS=quiet Sun, AR=active region, Ph=photosphere, TR=transition region, and C=corona) and primary wavelength range (optical, EUV=extreme ultraviolet, SXT=soft X-ray)(adapted from Parnell 2002) ^[130] . . .	26
4.1	其它波段关于耀斑能量谱指数(α_E)、峰值流量谱指数(α_P) 以及耀斑持续时间(α_T)的结果	63

插 图

1.1	恒星大气中高次电离的铁线和镍线。	1
1.2	太阳大气电子温度和密度随高度的分布图。	2
1.3	1992年8月26日Yohkoh卫星上软X射线望远镜 (SXT) 拍摄的太阳软X射线像, 上面能看到延伸的日冕。	3
1.4	日冕上的结构 (a) Trace 171 埃看到的环, (b) SOHO/EIT在太阳活动极小年时的171埃全日面图像, (c) SOHO/EIT195埃图像上的冕洞, (d) 小尺度的日冕亮点 ^[76] , (e) 爆发日珥。	5
1.5	数值模拟得到的环内温度随s的变化, s的单位是Mm。	7
2.1	耀斑在不同波段时间演化的示意图	16
2.2	计算得到的耀斑能量变化率 dE/dt 与观测的硬X射线的流量成正比	18
2.3	HXRBS 30keV以上能段观测到的耀斑峰值流量概率密度分布	19
2.4	耀斑射电辐射频谱示意图	21
2.5	Nita用两种方法得到的耀斑峰值流量分布的谱指数随射电频率的变化	22
2.6	C型、D型与CD型射电爆发的频谱	22
2.7	C型, D型的谱指数分布	23
2.8	1993年5月9日Nancay日像仪观测到的一个噪爆的时变曲线	24
2.9	噪爆峰值流量分布的谱指数在3左右	25
2.10	软X射线的耀斑峰值流量分布	25
2.11	软X射线亮点的观测	27
2.12	RHESSI观测到的一个B1.5级耀斑, OVSA 27米天线观察到的射电流量在5sfu以下	28
2.13	Trace与Yohkoh的频率响应曲线	29
3.1	扩散置限聚集模型	32

3.2	随机行走形成的水草图案	33
3.3	DBM算法形成的闪电图形	34
3.4	沙堆 (Wiesefeld所绘)	36
3.5	Parker的日冕加热图像	37
3.6	Lu反演的耀斑能量、峰值流量和时间的分布	38
3.7	格点坐标系	39
3.8	总能量随时间的变化	43
3.9	特征量的提取	44
4.1	原始样本的耀斑峰值频率分布	51
4.2	消偏后的耀斑峰值频率分布	52
4.3	log-log空间中不同射电频率峰值流量分布的直方图	53
4.4	不同频率的谱指数随阈值 c_0 的变化	54
4.5	α_P 随射电频率的变化	54
4.6	上升时间与下降时间的谱指数随射电频率的变化	55
4.7	耀斑增长率与衰减率随频率的分布	56
4.8	耀斑总流量随频率的分布	57
4.9	9.4GHz峰值流量(x轴)与时间半宽(y轴)的相关性 $\text{Log}(P) \sim \text{Log}(D)$	58
4.10	峰值流量乘以半宽(x轴)与总流量的相关性(y轴) $\text{Log}(P \times D) \sim E$	59
4.11	峰值流量(x轴)与总流量的关系(y轴) $P \sim E$	59
4.12	野边山日像仪的T形阵	60
4.13	射电成像上的耀斑面积的分布	61
4.14	由NoRH的数据拟合的耀斑亮温度极大值的分布	62

第一章 耀斑和日冕加热

研究太阳耀斑统计性质的一个重要的意义在于，它也许可以回答这样的问题，日冕加热所需的能量是否来源于耀斑爆发所释放的能量。

1.1 日冕加热问题的由来

19世纪末，随着光谱学的发展，在日冕的谱线中，发现了一种“绿线”，这一谱线异于当时所知道的任何一种元素的谱线。当时以为这种谱线是一种未知的元素引起的，这种元素只存在于太阳的大气中，而在地球上没有。直到二十世纪三十年代末四十年代初Grotian^[62]和Edlen^[11]才发现这一绿线来源于高次电离的铁，钙和镍。这一发现表明，日冕处于上百万度的高温中，只有在这样高的温度下，才会出现大量原子的多个外层电子被剥夺的高次电离情况。随后地面以及卫星的观测表明，除了早型A型星以外，几乎所有恒星的外层大气中，都有一层或者一部分区域温度远远高于其表面的光球温度^[119]，其特征谱线见图1.1

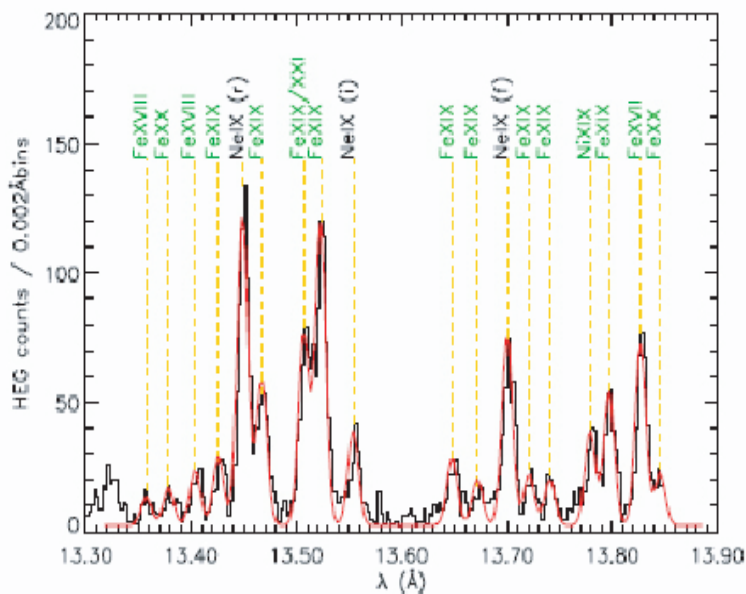


图 1.1: 恒星大气中高次电离的铁线和镍线。

图1.2是一幅经典的太阳大气的密度和温度随高度的变化曲线，如图所绘在色球层和日冕之间，在总长不超过1万米的一个高度范围内，太阳大气的温度急剧的增加，并称之为过渡区。高于表面温度的这一层大气带来的问题是，在正常的热动平衡下，光球以上的大气温度，不应该剧烈的增加。如何解释这一层的加热和冷却机制，并为其建立能量和质量流动模型，即是日冕加热问题的主要内涵。

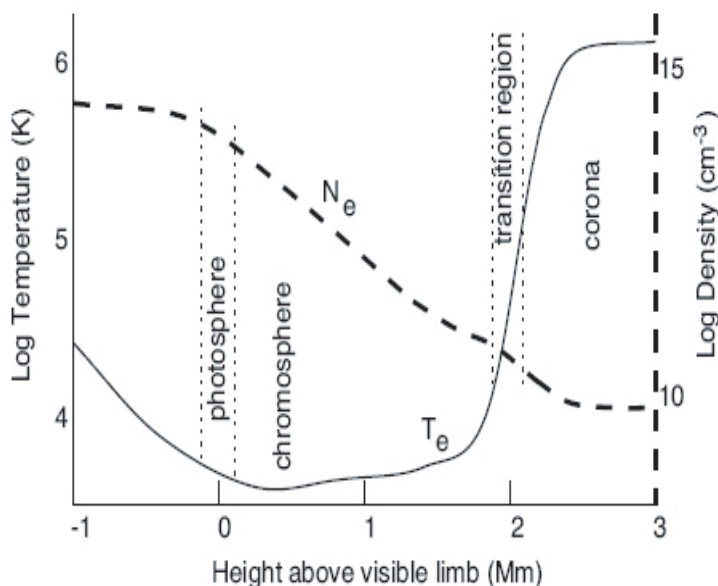


图 1.2: 太阳大气电子温度和密度随高度的分布图。

1.2 日冕的结构及磁场的作用

图1.3是一幅日冕的软X射线图像，它显示了三类区域：1、活动区以及日冕亮点，对应图中明亮的部分，这类区域的软X射线辐射强，表明其中的物质温度很高；同时磁场也很强，并且磁力线位形是闭合的。2、冕洞对应于图中极区黑暗的部分，冕洞里的磁场很弱，磁力线呈开放结构，它是高速太阳风的发源地，其中的物质比较冷。3、宁静区对应图中环绕冕洞较为明亮的区域，这部分的磁场也很弱，磁力线在大尺度上是闭合的。

从以上三类区域的比较可以看出，日冕的高温与磁场的结构和强度有明显的关联，这可能是由于磁场提供了能量和物质的传输通道，也可能是由于磁场

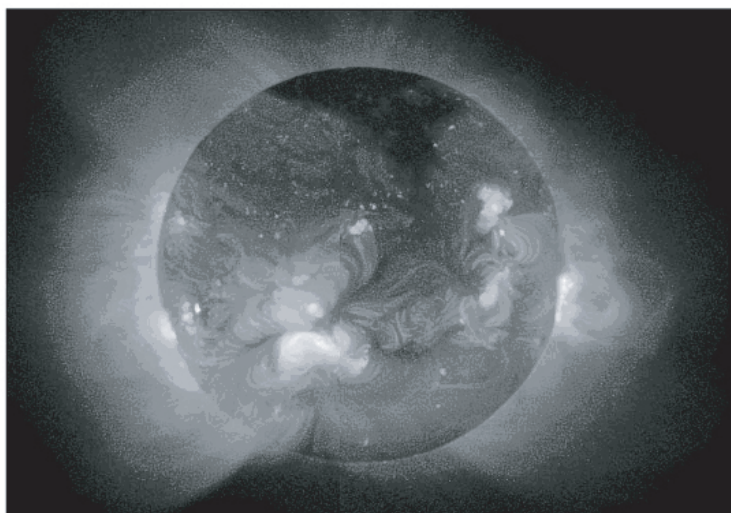


图 1.3: 1992年8月26日Yohkoh卫星上软X射线望远镜 (SXT) 拍摄的太阳软X射线像, 上面能看到延伸的日冕。

中可以直接存储大量磁能的关系。在日冕中, 等离子体的热压力和磁场压力的比值 β 为 10^{-2} 的量级。在这种情况下, 等离子体“冻结”在磁场中, 物质跨越磁力线的流动可以忽略。被加热的等离子体只能沿着磁力线流动, 被加速的高能粒子也只能沿着磁力线传播。图中环(loop)状的结构—冕环, 就是约束了大量热等离子体的磁环结构。其软X射线辐射来源于 10^6K 的等离子体中热电子的自由-自由跃迁。热的等离子体只束缚在磁力线闭合的区域。处于磁力线开放的冕洞区域的等离子体则都是冷的。由此可见, 是磁场决定了日冕的动力学和拓扑结构。

磁场在日冕的不同部分以不同的位形存在, 不同磁场强度的部分所具有的温度也不同。由此所带来的不均匀性和复杂性表明: 图1.2所示的平行大气模型来描述日冕是非常局限的, 很容易引起混淆。所以当提到“日冕加热”一词时, 应该要考虑日冕的多样性。这可能涉及到不同的日冕结构, 可以是在不同波段(温度)都可见到的封闭磁环(图1.4.a); 也可能是指弥散的, 在两百万度发出辐射的没有被约束在磁场内的太阳大气(图1.4.b); 或者是冕洞内, 开放的磁力线中的冕羽(图1.4.c); 或是日面上到处可见的亮点(图1.4.d); 甚至相对冷的日珥(1万度), 也需要能量的输入(图1.4.e)。不同的结构具有的温度不同, 需要的能量输入也不同。因为热流可以迅速的沿着磁力线传递, 而不能跨越磁力

线传递,所以同一个磁结构的温度可以大致认为相同。一个“大统一”的日冕加热理论,应该能够统一解释不同结构中的能量平衡问题。现实的情况则是,似乎多种能量释放的机制同时存在;只是在不同的情况下,占主导地位的加热机制不同。

从另外一方面讲,日冕中多种不同的结构,也许是不同的等离子体加热机制造成的,它可能是能量注入过程在时间和空间上的反映。最终的加热方式取决于两种时间尺度 T_d 与 T_a 之间的消长。 T_a 是阿尔芬时间尺度,是信息在日冕的磁场中传播的时间尺度(几十秒量级)。 T_d 则是磁力线振荡或缠绕在一起的时间尺度,由携带能量的波动决定。如果 $T_a > T_d$,注入的能量将以波的形式存在,并最终被电阻和粘性所耗散掉,即所谓的交流机制(AC mechanism)。另外,如果 $T_d > T_a$,则磁力线被慢慢的绷紧,纠缠在一起,最终以爆炸性的方式突然释放掉。即所谓的直流机制(DC mechanism)。这两种机制的简介见1.5.5节。

1.3 基于磁环的大气模型

封闭的磁环是太阳日冕的基本组成部分,对于很多耗散机制的讨论,都要涉及到与磁环相关的磁场位形。比如阿尔芬波的混相模型,模耦合模型,都涉及到在磁环的边界发生的表面波,耗散的发生与磁场或速度场的不均匀性有关。尽管真实的磁环尺度和形态各异,考察一个简单的环模型,是研究日珥和耀斑后环等太阳大气结构,以及诊断日冕加热问题的一个重要的起点。

基于闭合磁环的太阳大气模型的研究,是在1970年代末, Skylab上天之后发展起来的。这些研究标志着研究重点的一个主要转变。之前的研究,将观测到的不均匀性和特殊结构,作为对均匀的球对称或平面平行大气模型的一个扰动或偏离来处理。在新的研究中,则把这些结构作为日冕的基本结构。日冕则成了一些相对独立的闭合磁环的集合体,本节介绍静态环的模型。

描述环的动量方程为:

$$\rho(\vec{V} \cdot \nabla \vec{V} + \frac{\partial \vec{V}}{\partial t}) = \frac{1}{c} \vec{J} \times \vec{B} - \nabla p + \rho \nabla \Phi \quad (1.1)$$

其中 ρ 是等离子体密度, \vec{V} 是等离子体流速, p 是等离子体热压力, Φ 是重力势。 $\Phi = GM_{\odot}/r$ 。考虑不存在流动($\vec{V}=0$)的情况,式1.1左边为0,则得到静态环模型(Static loop models),动量方程式1.1被简化成:

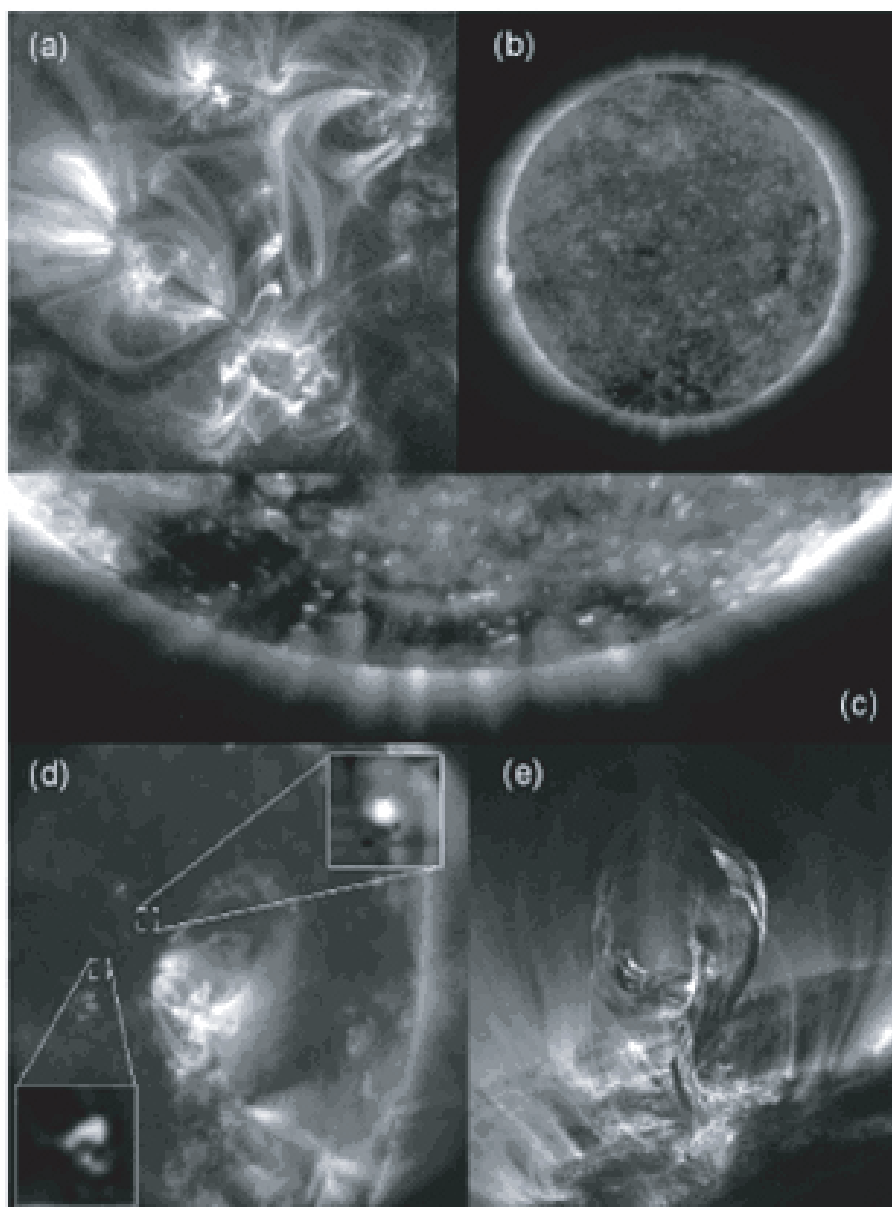


图 1.4: 日冕上的结构 (a) Trace 171 埃看到的环, (b) SOHO/EIT在太阳活动极小年时的171埃全日面图像, (c) SOHO/EIT195埃图像上的冕洞, (d) 小尺度的日冕亮点^[76], (e) 爆发日珥。

$$0 = \frac{1}{c} \vec{\mathbf{J}} \times \vec{\mathbf{B}} - \nabla p + \rho \nabla \Phi \quad (1.2)$$

加上磁场的散度（为零）及旋度方程（安培定律），则方程组完备。然而这个方程组的解析解迄今没有发现，只有在极端简化的假设情况下，可以被解出[134]。

我们考察最简单的一维模型，以沿着环的轴向的距离 s 为坐标，所有的量都是 s 的函数，并只随 s 变化。在这个环内的每一点，输入的能量 E_H （单位是 $\text{erg} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ ）与辐射损失 E_R 和热传导 $\nabla \cdot \vec{\mathbf{F}}_C$ 造成的损失平衡， E_H 的形式由具体的加热机制给出，能量守恒方程为：

$$E_H = E_R + \nabla \cdot \vec{\mathbf{F}}_C \quad (1.3)$$

热传导损失是用传导热流 $\vec{\mathbf{F}}_C$ 的散度来表示的， $\vec{\mathbf{F}}_C$ 的单位是 $\text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ，它与温度沿着 s 方向的梯度成正比，一维情况下可做标量处理：

$$F_C(s) = -kT^{\frac{5}{2}}(s) \frac{dT(s)}{ds} = -\frac{2}{7}k \frac{d}{ds} T^{\frac{7}{2}}(s) \quad (1.4)$$

其中 k 是Spitzer热导率[154]，在低日冕环境中，其参考值为 $\sim 10^{-6}$ 。

考虑环的截面面积 A 随 s 的变化，能量守恒方程式1.3可写为：

$$E_H(s) - E_R(s) - \frac{1}{A(s)} \frac{d}{ds} A(s) F_C(s) = 0 \quad (1.5)$$

在动量守恒方程里的 $\vec{\mathbf{J}} \times \vec{\mathbf{B}}$ 项，沿着 $\vec{\mathbf{B}}$ 方向的分量为0，所以沿着环的轴向，动量方程可以简写为：

$$\frac{dp}{ds} - \frac{dp_{grav}}{dr} \left(\frac{dr}{ds} \right) = 0 \quad (1.6)$$

其中 $\frac{dp_{grav}}{dr}$ 是重力在太阳半径 r 方向的梯度。

动量方程1.6与能量方程1.5是描述一维静态环的基本方程。其严格的解析解还没有人求出过，主要是因为能量方程式1.5包含了温度的二阶微分，辐射损失函数的参数化任意性比较大也是一个原因。数值解可以求出，相关的工作主要有三个：1978年Rosner对于均匀加热（ E_H 处处相同）的情况给出了

近似解^[138]。1981年Serio等推广了Rosner的结果，给出了非均匀加热情况下的解^[151]。Aschwanden等2002年给出了迄今为止最精确的解析近似解^[7]。

在Serio等的解中，环的温度先随着环的高度升高而升高，随后又开始降低，在环顶处形成一个局域温度的最低点，在顶点两侧，都会出现一个温度梯度为零的点^[151]。最终的结果就是，在环的顶部只会出现温度低而密度大的情况。他们推测日珥可能就是以这种方式形成的。

关于环内温度的典型解见图1.5，曲线显示了环大气模型最基本的特征。温度在过渡区内急剧上升，而后在高温的日冕中则缓慢的变化，温度最高的地方在环顶^[7]。

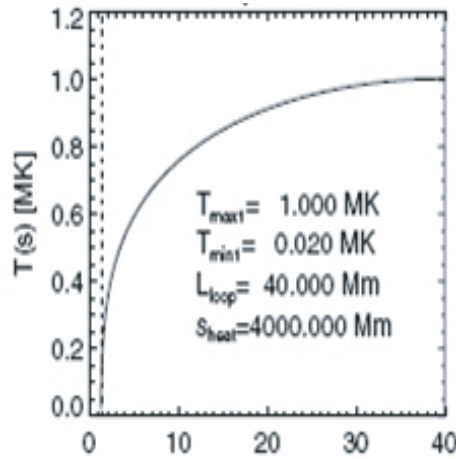


图 1.5: 数值模拟得到的环内温度随s的变化，s的单位是Mm。

1.4 冕环的诊断及标度定律

因为磁环是一个闭合的结构，观测到的温度、压强、长度，以及能量输入之间，应该有一定的热力学联系。在假设环粗细均匀，均匀加热，并且没有重力的情况下，Rosner等给出了环的半长L（单位cm），体加热率 E_H （单位 $\text{erg} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ ），压强p（单位 $\text{dynes} \cdot \text{cm}^{-2}$ ）和环顶温度 T_{max} （单位K）之间的关系为^[138]：

$$T_{max} = 1.4 \times 10^2 (pL)^{1/3} K \quad (1.7)$$

$$E_H = 9.8 \times 10^4 p^{7/6} L^{-5/6} \text{erg}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \quad (1.8)$$

这一关系给出了理论与观测之间联系的重要桥梁，被称为RTV（三作者名的首字母）标度定律。1996年Kankelborg等发现X射线亮点的观测与RTV定律描述的关系符合的很好^[87]。Kano指出对于Yohkoh SXT的数据而言， T_{max} 表达式中的指数为1/5符合的更好。考虑到系统的误差与不确定性，他们的数据与原始的公式所描述的关系被认为是一致的。

不过，RTV定律描述的是热力学关系。既然日冕加热的最终能量来源是磁场，观测到的辐射应该与磁场有某种关联。1980年Golub结合Skylab的软X射线观测与地面观测的磁图首先考察了这一关系^[59]。他发现单位体积的热能正比于 $B^{1.5}$ 。Fisher利用Yohkoh软X射线的资料继续这一努力^[48]，发现活动区X射线的亮度的确与磁场强度成正比。X射线流量正比于 $\Phi^{1.19}$ ，其中 Φ 是无符号的活动区磁通量。他们发现，阿尔芬波模型可以正确预言X射线的流量与磁通量之间的关系，但阿尔芬波携带的能量却不足以支持所观测到的辐射强度。相反，微耀斑加热模型可以提供充分的能量，但却无法得到观测到的磁通量与辐射强度的相关性。

关于耀斑环的磁场标度问题的研究不是很多，原因主要在于：

- (1) 日冕磁场的诊断问题至今尚未解决。
- (2) 很难精确的将耀斑环的足点与光球上的磁场对应起来，因为高度的不同以及光球磁场的发散，现有的对应往往是比较模糊的。
- (3) 在硬X射线耀斑环足点附近，往往可以发现大尺度的电流，造成额外的非势场。在这种情况下，光球外推的磁场并不准确^[94]。
- (4) 95%的光球磁场只在过渡区闭合，因此日冕磁场的连通性不高^[146]。这种开放系统内的规律还与边界条件有关，很难从中得出RTV定律那样适用于封闭系统的热力学规律。

1.5 能量平衡的机制

1.5.1 冷却机制

太阳大气中三种基本的能量损失途径是：1、辐射，2、热传导，3、对流。其中：色球主要通过辐射损失能量，冕层则通过热传导，辐射以及星风的对流运动

损失能量。对其中的磁环而言，制冷的机制还可以包括体积的膨胀。由高温引起的热传导和辐射给日冕带来很大的能量损失。理论上估计，对于活动区而言，需要有 $10^7 \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ （大概 $10^{27} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$ ）的能量输入才能维持所观测到的高温^[175]。这个能量并不算很大（一个大耀斑可以释放大约 10^{32} erg 的能量），但无法通过光球（ $T=5600\text{K}$ ）的热传导提供。

1.5.2 日冕加热的一般过程

对大多数日冕加热模型而言，加热过程都分为几个步骤：

(1) 机械运动的驱动：来源于光球层下的对流运动或波动，光球的足点运动或者日冕磁场的大规模变动。这一过程中，光球层的流体不断冲击磁力线，形成扰动，

(2) 电磁耦合：包括磁场的扭曲缠绕，电流或磁场的断续，阿尔芬波或各种MHD波的传播。这一过程里光球层的机械能转换为电磁能，并且传播出去。

(3) 磁能的存贮：包括电流的存在导致非势磁能的存储，电阻的增加。这一过程使传播到日冕的能量暂时存储起来。

(4) 不稳定性的产生及平衡的破坏：包括暗条的爆发，磁场的重联，电流片的形成等。这一过程中磁场能量突然释放。

(5) 能量的传输：非热粒子的运动，各种波动或激波的形成。这一过程中磁场能量被粒子和波带走。

(6) 等离子体的加热：沉降粒子引起的色球的加热。这一过程中粒子或波带走的能量发生耗散，并加热等离子体。

(7) 等离子体流的传播：热的等离子体由色球进入日冕。

(8) 产生致密的等离子体环。

加热的过程也可以粗略的从电磁学的角度考察，取 \vec{S} 为波印亭矢量，则通过光球表面小面元 $d\vec{s}$ 输入日冕的能量为：

$$\vec{S} \cdot d\vec{s} = \frac{c}{4\pi} (\vec{E} \times \vec{B}) \cdot d\vec{s} = -[(\vec{V} \times \vec{B}) \times \vec{B}] \cdot d\vec{s} \quad (1.9)$$

光球层的湍动对磁力线足点的水平扰动在竖直方向产生的能流密度为^[86]：

$$\mathbf{S}_h = -\frac{1}{4\pi} B_v \vec{B}_h \cdot \vec{V}_h \quad (1.10)$$

其中 B_v 和 B_h 分别为磁场的垂直分量和水平分量， V_h 为光球层磁流管受水平扰动而产生的运动速度。 V_h 典型值为 $1.0 \times 10^5 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ ^[14]， B_v 在活动区谱斑上空的典型值 $\sim 100 \text{ G}$ ^[145]。设磁场的水平分量与垂直分量为同一量级 $B_h \sim B_v$ ，计算得到光球层输入日冕的能流密度 $S \sim 10^9 \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ，这个能流足以维持日冕加热所需要的能量。Withbroe估计要维持活动区的高温只需要 $S \sim 10^7 \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 的能流^[175]。

从电磁学的角度看，日冕总能量的变化可以表示为1.11式，因为对抗光球足点的磁力线运动，磁场的压力和张力通过洛仑兹力做功，为了维持通过某个闭合回路的磁通量不变，感生电流自然而然的产生，并且会通过欧姆耗散损失能量^[101]。

$$\oint \vec{S} \cdot d\vec{s} = \underbrace{\frac{\partial}{\partial t} \int \frac{B^2}{8\pi} dV}_{\text{内能}} + \underbrace{\frac{1}{c} \int \vec{v} \cdot (\vec{j} \times \vec{B}) dV}_{\text{功}} + \underbrace{\int \frac{j^2}{\sigma} dV}_{\text{欧姆耗散}} \quad (1.11)$$

1.5.3 日冕加热过程的空间尺度

日冕之中存在着波动，似乎是不言自明的。在膨胀的日冕中，环境不停发生着剧烈的变化，其中包含各种不同的结构，能支持各种波动模式的存在。携带着能量的波，有可能在其传播路径上发生耗散，从而加热周围的介质。如果认为这些波能加热日冕，一个约束条件就是其必须在小尺度内耗散掉，小尺度耗散的约束起因于日冕的磁扩散系数很低。

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \times (\vec{v} \times \vec{B}) + \nu_m \nabla^2 \vec{B} \quad (1.12)$$

其中， \vec{B} 是磁感应强度， v 是流体速度， ν_m 是磁扩散系数， t 是时间。对流项与扩散项之比，反映了两种运动强度之间的差异，即是通常所说的雷诺系数 (Reynolds Number)。

$$R_m = \frac{|\nabla \times (\vec{v} \times \vec{B})|}{|\nu_m \nabla^2 \vec{B}|} = \frac{lv}{\nu_m} \quad (1.13)$$