

文章编号: 1000-8349(2005)03-0215-11

# 太阳活动区冕环若干研究进展

封 莉, 甘为群

(中国科学院 紫金山天文台, 南京 210008)

**摘要:** 日冕加热是太阳物理中一个基本问题。随着一批高性能仪器 (如 TRACE、SOHO、Yohkoh) 投入观测, 作为太阳日冕中一种基本结构的冕环, 其观测资料日益丰富。冕环加热是日冕加热的一个重要组成部分, 越来越得到人们的重视。在简要介绍冕环最新观测和研究进展后, 以其一维模型为基础, 着重讨论了现有冕环加热结构和加热机制的研究进展。

**关键词:** 天体物理学; 冕环; 综述; 日冕; 日冕加热; 冕环动力学

**中图分类号:** P182.62

**文献标识码:** A

## 1 引 言

早在上世纪 30 年代, 日冕反常增温现象就已发现, 但日冕加热问题至今未得到很好解决。近年来, 各种仪器对日冕的观测表明: 冕环是日冕中一种普遍存在的结构, 是日冕结构和能量最重要的基本元素。因而冕环加热就成为日冕加热问题的一个新的着手点。

冕环有耀斑环和非耀斑环之分。耀斑环除了耀斑能量剧烈释放时的高温环外 (坦率地说, 耀斑高温环的成像观测进展十分有限, 其动力学模型可参见文献 [1~5]), 通常指耀斑后环, 与大耀斑有完整而紧密的联系。目前, 耀斑后环的演化主要是冷却过程, 一个大致的物理图像是 [6]: 若干细环组成一个大环, 各细环环顶由下而上依次发生磁重联, 伴随着下面环的冷却, 新环在逐渐冷却的环上方形成。

本文主要讨论活动区的非耀斑环。非耀斑环主要分为两类, 一类为温度高于  $10^6$  K 的热环, 通常出现在日冕中, 相对较稳定, 存在的时间达几个小时或几天之久; 一类为温度介于  $10^4 \sim 10^6$  K 的冷环, 包括过渡区的小冷环及高度与热环相当的冷环。冷环的动态性质更为明显 [7], 存在的寿命仅有几十分钟。它们通常不是热环冷却的产物, 而是独立存在的实体 [8]。Harrar-Murnion 等人 [9] 通过研究冕环的非热速度问题, 发现冷环的谱线加宽是由于各种不同方向的流造成的, 所以他们认为冷环的加热机制必定是瞬间的、随机的。非热速度在从过渡区到日冕的不同温度范围内有着不同的表现, 这说明热环和冷环有着不同的加热机制。考虑到两类环对日冕加热贡献的大小, 本文不讨论冷环具体的观测证据、理论模型以及其与热环之间的关系, 而集中讨论活动区热的非耀斑环。

收稿日期: 2004-03-17; 修回日期: 2005-01-25; 特约稿

目前,冕环加热主要涉及两大问题<sup>[10]</sup>:加热的空间时间结构和物理机制。这两者之间是一种相辅相成的关系。本文第2和第3部分简单介绍冕环的基本概况和一维模型,第4部分着重讨论流体静力学环以及流体动力学环的加热结构,第5部分则集中讨论冕环的加热机制问题。虽然关于冕环加热已经有了大量观测和理论方面的工作,但至今人们还不明确其机制到底是哪一种或哪几种。

## 2 冕环概述

### 2.1 观 测

仪器性能的提高推动了冕环的研究。冕环观测主要集中在软 X 射线 (1~100 Å) 和 EUV (100~1500 Å) 部分,实际应用中还经常将不同仪器的观测结合起来以获取更多有价值的信息。表1为冕环的主要观测仪器及观测特性。为了正确解释观测结果,成像观测时必须注意其温度响应函数<sup>[11]</sup>,而光谱观测需注意谱线的发射率随温度的变化<sup>[12]</sup>。

表 1 观测冕环的主要仪器及观测特性

类 型	观测仪器	波 段 /Å	特 点	参考文献
成像	TRACE <sup>1)</sup>	171,195,284,1216, 1550,1600	最高空间分辨率 (1''), 窄波段视场 8.5' × 8.5'	[13]
	EIT/SOHO <sup>2)</sup>	171,195,284,304	全日面像,窄波段,空间分辨率 2.5'	[14]
	SXT/Yohkoh <sup>3)</sup>	3~60	温度观测范围较高,一般高于 2 MK, 宽波段,空间分辨率 2.5''	[15]
光谱	CDS(NIS)/SOHO <sup>4)</sup>	310~380, 517~633	光谱诊断大气温度、密度及离子丰度 来研究内部物理过程	[16]
	SUMER/SOHO <sup>5)</sup>	660~1600, < 660	与 CDS 类似	[17]

注: 1) TRACE 即 Transition Region And Coronal Explorer; 2) EIT 即 Extreme ultraviolet Imaging Telescope; 3) SXT 即 Soft X-ray Telescope; 4) CDS(NIS) 即 Coronal Diagnostic Spectrometer 上的 Normal Incidence Spectrometer; 5) SUMER 即 Solar Ultraviolet Measurements of Emitted Radiation。

### 2.2 物理参数测定

冕环的物理参数中,温度和密度沿环的分布最重要,它们是加热结构的线索,对研究环的结构、动力学特征也相当有用。但目前对于冕环的温度分布,不同观测仪器得到的结果有所不同(见表2)。一些作者对仪器本身和处理方法提出质疑,如 Aschwanden 和 Nitta<sup>[23]</sup>指出宽波段的 SXT 存在温度权重问题; Martens 等人<sup>[24]</sup>、Schmelz<sup>[25]</sup>指出窄波段和滤光片强度比方法测量温度不精确。

表 2 冕环温度分布测量

仪 器	温度分布	分析方法	参考文献
SXT	随高度增加	滤光片强度比	[10, 18]
TRACE	等温	滤光片强度比	[19, 20]
EIT	等温	滤光片强度比	[21]
CDS	沿视线、环方向均不等温	微分发射度分布	[12, 22]

### 2.3 动力学特征

冕环的演化过程一般分为增亮和衰退阶段。Reale 等人<sup>[26]</sup>研究了一个日面中心冕环的增亮过程,发现环的增亮相继从两足点开始,随后整个环变亮;Winebarger 等人<sup>[27]</sup>利用 TRACE 的观测主要研究了 4 个环的冷却过程,发现环相继在 284、195、171 Å 波段出现。不同波段观测到的冕环寿命不同,但至少为几个小时,有时达到几天。在整个过程中,环的几何形状基本保持不变,其中的亚结构可能会出现小的变化或者在环中存在一些动力学的流。

如果从动力学模型进行研究(冕环动力学模型介绍见第 3 节),Spadaro 等人<sup>[28]</sup>的结果表明,加热强度不同,冕环的动力学演化也会有所不同,如加热强度很大,就会出现灾变性的冷却过程<sup>[28,29]</sup>。另外,近年来 Muller 等人<sup>[30,31]</sup>讨论了从冷环到热环不同温度和空间尺度的环的冷却过程。他们采用从足点开始指数递减的加热函数,发现加热标高不同,环的演化过程也不同。标高较大,则环可以达到平衡状态;适当减小标高,则环的演化呈现出一种周期变化。当该标高低于某临界值时,则环的演化变得杂乱无章。

## 3 冕环的一维模型简介

迄今为止,由于观测上的限制,日冕加热的空间和时间结构还不能从观测中直接获得,只能采用类似如下的处理方法,具体步骤:(1)以观测为依据,假设一定形式的加热函数;(2)建立相关的流体静力学或动力学模型;(3)将模型结果与观测结果进行比较;(4)依据比较结果,将加热函数调整至与观测相符,以对观测现象进行解释。

冕环经常呈拱状,所以模型中一般假设其为圆形或椭圆形的环状结构。低日冕中气压磁压比很小(低  $\beta$  情形),这些环实际上给出了日冕的磁场结构。冕环温度和密度结构由沿磁力线的物质流动和能量传输决定,故现有的冕环模型在空间上均是一维的。通常假设环是对称的,横截面积为定值,几何形状在演化过程中不变。

### 3.1 模型方程

下面 3 个方程分别为质量守恒、动量守恒以及能量守恒方程,相应的流体静力学方程只需令对时间的偏导及速度为零。

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho + \frac{\partial}{\partial s}(\rho V) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho V) + \frac{\partial}{\partial s}(p + \rho V^2) = -\rho g_{\parallel}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial s}\left(UV - 10^{-6}T^{5/2}\frac{\partial T}{\partial s}\right) = -p\frac{\partial}{\partial s}V + E(s,t) - n^2\Lambda(T). \quad (3)$$

在动量守恒方程中,主要考虑压力梯度力、重力沿磁力线方向的分量;在能量守恒方程中,主要考虑加热项  $E_H$ 、辐射损失项  $E_R$ 、传导项  $E_C$ 。其中加热项为未知项,传导项  $E_C = -\frac{\partial}{\partial s}\left(\kappa_0 T^{5/2}\frac{\partial T}{\partial s}\right)$ ,  $\kappa_0$  为热传导系数。光学薄的辐射损失项可采用 Rosner 等人<sup>[32]</sup>附录上的近似。若要将  $E_R$  的范围推广到光学厚,如过渡区和色球上层,可参见文献 [1]。方程 (1)~(3) 中的其他项只有通常情形下的物理意义。

以上近似是在电离平衡假设下获得的。最近 Bradshaw 和 Mason<sup>[33]</sup> 鉴于日冕低密度及复合较困难情形, 在处理辐射项时, 将电离平衡因素考虑在内, 这种自洽的处理办法对解释环的冷却时标有一定作用。

方程 (1)~(3) 中的未知数为  $n$ 、 $V$ 、 $p$ 、 $T$ , 若再添加状态方程  $p = 2nkT$  使方程封闭, 就可得到相应的解。这里将模型的解分为两类: 流体静力学解, 相应的环称为流体静力学环; 流体动力学解, 相应的环为流体动力学环。如以密度来表示, 前者的解为  $n(s)$ , 后者为  $n(s, t)$ 。

### 3.2 初始条件和边界条件

冕环的初始条件一般为平衡大气。边界条件至少定在色球层, 这是为了考虑色球蒸发等物理过程对日冕的影响。色球层的处理常常采用近似方法。Antiochos 等人<sup>[34]</sup>、Spadaro 等人<sup>[28]</sup> 在处理色球层的辐射损失时, 将其假设为光学薄的。当色球密度达到  $6 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  或温度低于 29500 K 时, 就不再计算辐射损失。色球温度在 29500~30000 K 内变化。也许更好的近似是采用 Gan 等人<sup>[1]</sup> 的辐射损失经验公式。在计算方法上, 过渡区网格的划分也逐渐采用自适应形式。

## 4 冕环的加热结构

### 4.1 流体静力学环的加热

处于流体静力学平衡的环, 通常在一些老的活动区被观测到, 这些活动区一般不会出现太多的新浮磁流。观测发现, 冕环稳定存在的寿命很长, 往往要大于其辐射冷却时间和传导冷却时间。所以早期研究认为, 冕环存在一个有效的连续加热源, 并且其加热方式是稳定的, 即不随时间变化。基于此前提, 下面讨论冕环加热项的空间分布。

Rosner 等人<sup>[32]</sup> 的 RTV 模型是早期环模型中最经典的一个。他们认为, 冕环是均匀加热的。将模型结果与观测进行比较, 他们得到了著名的 RTV 定标定律, 这一定律常用于物理参数的估计。由于假设  $p(s)$  为常数, 该定标定律主要适用于短的 ( $L = 10 \sim 100 \text{ Mm}$ ) 和热的 ( $T = 2 \sim 10 \text{ MK}$ ) 环。Serio 等人<sup>[35]</sup> 首次将加热函数写成  $E_H = E_0 \exp(-s/s_H)$  形式。他们引入加热标高  $s_H$ , 认为加热集中在足点附近, 并且对 RTV 定标定律进行了推广。

最近, 冕环的 TRACE 观测数据表明, 有 3 种新的观测结果不能用经典的 RTV 模型来解释<sup>[19,36]</sup>: (1) 在环的日冕部分, 沿环的温度分布是近似等温的; (2) 相对于稳定的均匀加热过程, 环底的压强偏高; (3) 环的压强标高高达流体静力学标高的 4 倍。

新的观测结果说明, 均匀加热值得怀疑。Aschwanden 等人<sup>[36]</sup> 对 500 个流体静力学环 (其中环的尺度从 4~300 Mm, 加热标高从 1~300 Mm) 进行分析, 并且与 41 个 TRACE 观测到的环进行比较发现, 在这 41 个环中, 冷的 EUV 环不能用均匀加热来拟合, 而倾向于足点加热, 其加热标高为  $(17 \pm 6) \text{ Mm}$ , 加热函数形式  $E_H = E_0 \exp(-s/s_H)$ 。

在均匀加热和非均匀加热情况下, 对同一个环进行流体静力学模拟 (见图 1), 可以发现, 非均匀加热更符合上述新的观测结果, 这一点尤其体现在温度分布上; 相对于均匀加热, 足点加热得到的温度分布更为平滑, 另外足点附近的密度也明显增高。从能量平衡来看, 非均匀加热需要注入更多的能量, 从而减少环上方的传导损失, 减小温度梯度。

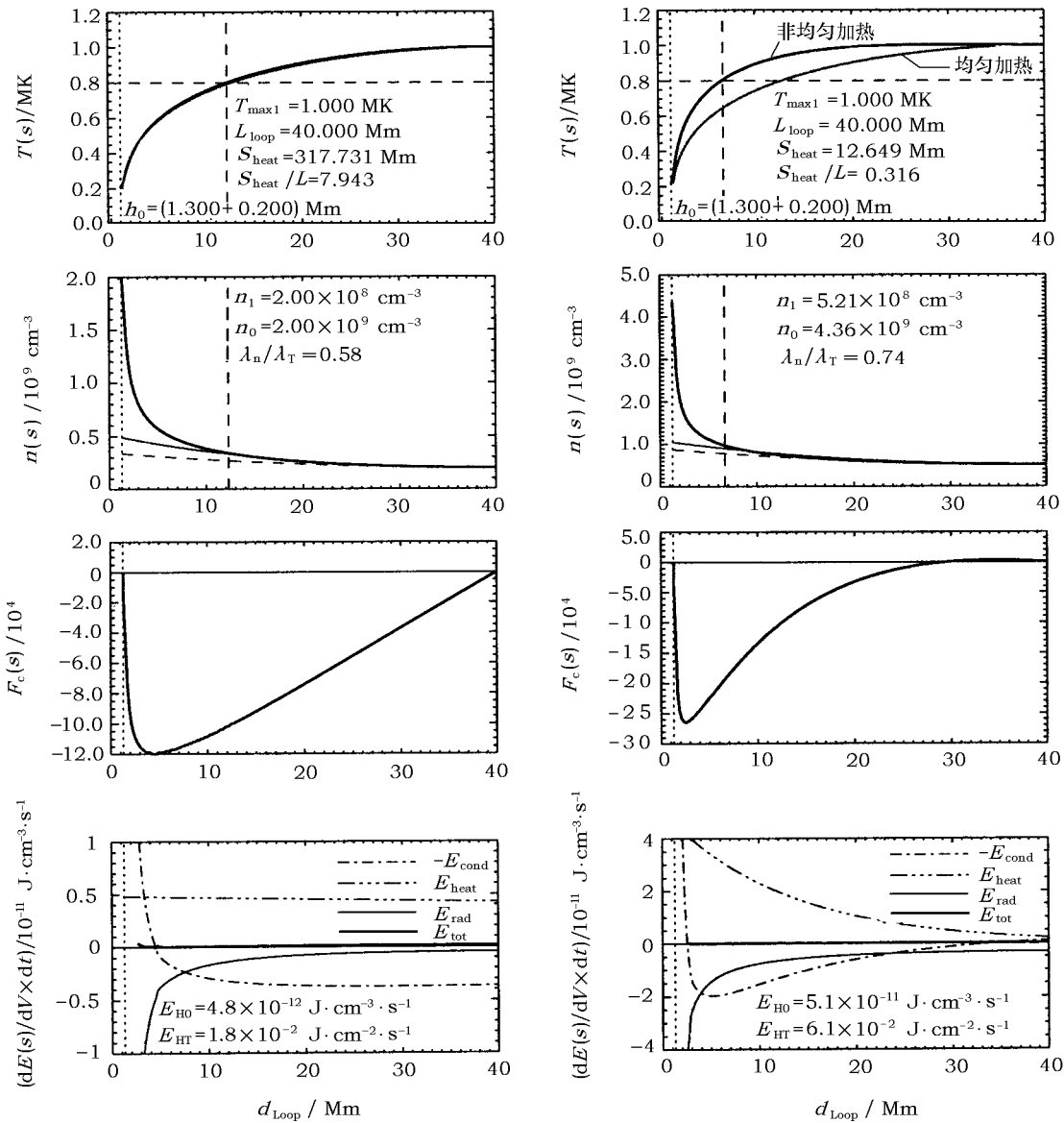


图 1 均匀加热模型与非均匀加热模型的比较<sup>[19]</sup>

左为均匀加热模型, 右为非均匀加热模型; 由上至下分别为温度、密度、热传导流及各能量的空间分布。

#### 4.2 流体动力学环的加热

正如文献 [19,36] 所指出, EUV 环的压强标高有时能达到流体静力学标高的 4 倍, 这说明这些环很可能不处于流体静力学平衡, 而在动力学演化过程中。除标高问题外, 在密度结构上静力学解与观测同样存在很大不符。Winebarger 等人<sup>[37]</sup> 对 67 个极紫外和软 X 射线环进行统计分析, 发现相对均匀加热模型, 长而冷的环的密度偏高, 短而热的环的密度偏低, 只有约 28% 的环可用静力学模型解释。

在辨别何种特征的环更易与静力学模型相符时, 必须将仪器的灵敏曲线考虑在内, 因为它反映了信号要达到  $0.1 \text{ DN/s}$  所需要的最小发射度。从图 2 可看出, 只要环顶温度高于  $2 \text{ MK}$ , 环长小于  $400 \text{ Mm}$ , 处于静力学平衡的环就可被 SXT 探测到; 只要环顶温度高于  $0.9 \text{ MK}$ , 环长小于  $100 \text{ Mm}$ , 处于静力学平衡的环就可被 TRACE 探测到; 冷而长的环则不易被探测到 [37]。

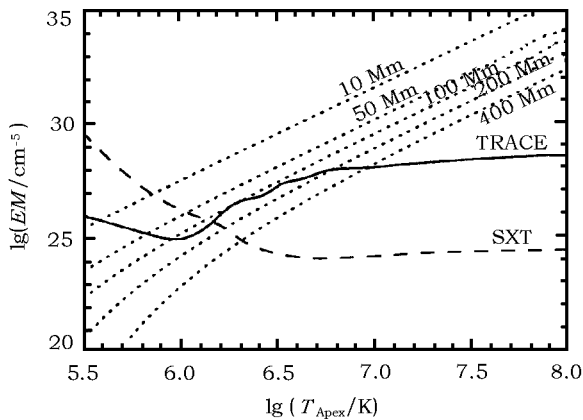


图 2 TRACE、SXT 灵敏曲线及不同环长相应静力学解的环顶发射度 [37]

无法确定, 其时间结构通常是假设一定的函数形式, 如 Spadaro 等人 [28] 采用了  $3000 \text{ s}$  内加热函数正弦变化形式, Warren 等人 [38] 采用了三角脉冲函数形式, 也可根据观测与模型比较来调整时间结构 [39], 或用由“微耀斑”加热机制提出的短暂脉冲式的随机加热方式 [40]。

这里介绍 Reale 等人 [26,39] 2000 年的一个典型热源判别事例。

Reale 等人描述了 1998 年 6 月 26 日 13:01~15:25 UT 在 AR8253 观测到的环增亮的主要过程。该环长  $100 \text{ Mm}$ , 与太阳表面垂直面成  $60^\circ$ 。它首先从足点增亮,  $10 \text{ min}$  后, 一个运动着的亮峰前从北边足点升起,  $7 \text{ min}$  后, 在南边足点同样有一个亮峰前开始出现, 继而随着两个峰前向环顶运动, 整个环增亮了。最后, 整个环被分成几个平行的独立演化的细纤维。环增亮过程中亮度变化主要有两个特征: 一是亮度轮廓关于环顶不对称; 二是足点和环顶的亮度对比随时间从 10 降为 3。

首先考虑稳定加热情形, 在此条件下找出热源的空间位置。这里重点讨论下列 3 种方式, 且不考虑环顶加热形式, 主要依据是亮度分布的不对称性。

(1) 足点加热: 由于观测到北足点总是比南足点亮, 并且首先出现增亮和运动的亮峰前在北足点, 所以考虑北足点为热流释放的位置。结果显示, 出现的亮度不对称性与观测相反, 故而认为亮的环腿反而不是加热源所在位置, 热源释放位置可能位于南部磁环中。

(2) 均匀加热: 此处考虑均匀加热的主要目的是为了计算观测对对称演化的偏离程度。结果表明, 偏离程度并不大, 故热源位置应介于环顶和足点之间。

(3) 不对称加热: 在 (1)、(2) 讨论基础上, 得出热源位置在南部磁环上, 距离足点约  $30 \text{ Mm}$ 。这一加热方式总体来说要比前两种方式更加符合观测, 但是还有一些差异, 需要从时间演化上进行调整。

最近观测显示 [26]: 即使在非耀斑条件下, 磁环的亮度也会瞬时变化。另外, 冕环中还有一些不稳定的流、沿环运动的亮点等。这些现象说明, 这些环不处于静力学平衡状态, 必须用流体动力学解进行处理。同时, 也表明冕环的加热是不稳定的, 需要把随时间变化因素考虑进去。

流体动力学环的加热形式除了要考虑其空间结构, 还要考虑其时间结构。空间结构讨论与流体静力学环相似, 时间结构与冕环的加热机制密切相关。但由于目前加热机制无

与实际观测结果相比, 模型 (3) 的亮度偏小, 因而需要对时间结构进行调整。为了获得更高的亮度, 要求冕环中物质更为致密, 温度降低 (达到 TRACE 敏感的温度响应范围)。采用的方法除了提高起始阶段的加热强度外, 还突然加热, 且在 100 s 内保持恒定, 随后的 300 s 内按指数递减。该模型的爆发要比模型 (3) 更为强烈, 这是为了获得更强的传导峰前和等离子体蒸发, 提高密度, 而随后的指数递减是为了让其冷却。改正后的模型亮度分布更接近观测事实。

在观测基础上, 通过建立相应的动力学模型来判别冕环加热的空间、时间结构。此过程中, 必须注意亮度分布与热源释放位置之间的关系并不一致, 如果将亮度较大的位置定为热源释放位置, 定会得出错误的结论。

#### 4.3 多纤维模型

随着观测仪器空间分辨率的不断提高, 观测到的冕环已经明显显示出更为精细的结构, 超出了目前分辨率最高的 TRACE 的分辨能力。因而很多作者使用多纤维 (multithread) 模型来解释有关观测现象。

Reale 和 Peres<sup>[41]</sup> 利用多纤维模型模拟了一个 50 Mm 长的冕环温度分布 (TRACE 的观测结果见文献 [20])。他们假设环是由 6 个彼此相互独立的细纤维组成, 每一纤维被均匀加热, 且处于不同的流体静力学平衡状态, 如细纤维的最高温度在 0.8~5 MK 之间变化, 每一个细纤维均不等温, 但如果将这些细纤维合成一个整体分析, 则环的大部分呈现出与观测相符的等温性质。随后 Aschwanden 等人<sup>[36]</sup> 利用这一模型, 模拟了 41 个环的 TRACE 观测, 结果只有很短的环的模拟才与观测相符。于是他们对 Reale 和 Peres 的模型进行了修改, 将每个细纤维均匀加热改为不均匀加热, 最后得到了与观测更为相符的结果, 并证明冕环加热是不均匀的。

虽然单环的动力学模型在温度和亮度分布上比静力学模型的结果要好, 但是在环的时间演化上依然存在问题, 如其冷却时标要比环在某一观测波段的寿命小得多。所以 Warren 等人<sup>[42,38]</sup> 将多纤维模型应用到流体动力学环上。他们选择了一系列动力学模型的解, 假设每一细纤维的加热依次触发, 合成了 TRACE 的观测, 最后获得与观测特别在冷却时标上更为相符的结果。

## 5 冕环的加热机制

目前普遍认为, 冕环加热起因于光球下层对流带的对流运动, 但是从下方通过磁环传输至冕环高层大气的能量如何耗散来加热冕环还没有定论。以冕环的阿尔芬传输时间作为参照, 根据对流运动的快慢, 通常将冕环的加热机制分为两类: DC (直流电流) 模型和 AC (交流电流) 模型。DC 模型又称挤压模型, 该模型中光球和光球下层对流运动速度较慢, 冕环足点处随机或系统运动使得磁场的自由能被压进磁场中, 实时地或先存储之后释放出来, 如通过各种缠绕运动发生的磁重联; AC 模型又称波模型, 该模型中光球下层呈现快速的周期性运动, 从而在日冕底层产生各种各样的 MHD 波, 向上传播通过波的耗散来加热冕环。如果快磁声波能在日冕中产生, 它将是加热冕环的一种可能方式。更常见的方式是阿尔芬波的共振吸收、相混合等。另外, 声波加热、色球中的重联、色球抛射物也是冕环加热的可能方式。

关于日冕加热机制包括其中的冕环加热机制已经有大量的评述工作, 如 Narain 和 Ulmschneider<sup>[43,44]</sup> 的工作、Ulmschneider 等人<sup>[45]</sup> 1991 年出版的书, 以及 Gomez<sup>[46]</sup>、Beaufume<sup>[47]</sup>、Zirker<sup>[48]</sup>、Mandrini 等人<sup>[49]</sup> 的工作。目前, 还没有确定哪一种或哪几种机制加热冕环。Mandrini 等人<sup>[49]</sup> 对各种冕环加热机制进行了评述, 他们根据磁场强度、加热率及环的尺度之间的标度关系, 发现 DC 模型相对于 AC 模型更加符合观测事实。解决冕环加热机制的一个有效方法是对某一加热机制进行数值模拟, 得到相应的能量分布, 包括空间和时间分布, 然后将其作为冕环一维动力学模型能量守恒方程中的加热项, 再比较模型结果和观测结果, 来判断此加热方式是否有效, 或对其中的物理参数进行调节。如 Walsh 和 Glasgaard<sup>[50]</sup> 的磁流编织 (flux braiding) 模型, 以及一直受到相当一部分人重视的第 5.1、5.2 节中的大部分模型。

### 5.1 纳耀斑模型

上世纪 80 年代, Parker<sup>[51]</sup> 提出了纳耀斑加热日冕的观点, 认为环足点的随机运动使得冕环中的磁力线切向不连续, 形成一个个小的电流片, 磁重联在这些电流片处发生, 形成一个个小的能量释放事件来加热冕环。基于这种机制, Cargill<sup>[52]</sup> 等研究者提出了活动区冕环的纳耀斑模型。值得指出的是, 尽管对各种规模耀斑的统计研究发现纳耀斑和微耀斑的发生次数远远多于大耀斑的爆发次数, 但纳耀斑这种加热方式对整个日冕包括宁静区的加热并不充分<sup>[53]</sup>。Benz<sup>[54]</sup> 等通过对低日冕宁静区的纳耀斑研究发现, 这类小的能量释放事件所提供的能量仅占所需总能量的百分之十几。

Cargill 和 Klimchuk<sup>[55]</sup> 通过纳耀斑模型来解释 Yohkoh SXT 观测到的活动区冕环。在他们的模型中, 同样利用多纤维模型, 认为这些彼此独立、尺度相等的细纤维由一个小的能量爆发 (纳耀斑) 脉冲式加热而成, 纳耀斑在空间和时间上随机分布, 并且其能量也在一定范围内随机变化。通过模型和观测比较, 发现采用小的填充因子 ( $f < 0.1$ ) 可以解释热环 ( $T > 4$  MK) 的观测, 而对于稍冷一点的环 ( $T \approx 2$  MK), 任何填充因子的纳耀斑模型都不能重现观测到的温度和发射度分布。另外, 在此模型基础上, Cargill<sup>[56]</sup> 计算了一些光谱线并与观测进行了比较, 发现多普勒位移或谱线加宽均超出了观测值, 由此他提出了产生这一结果的几个可能原因。要解决这些矛盾, 还需要对每一细纤维作一些更为精确的流体动力学模拟。

### 5.2 MHD 湍动模型

最近几年, 太阳过渡区和日冕观测的一个主要结果是, 在所有的观测尺度和时间结构上, 这些区域都表现出各种各样的动力学特性和瞬间增亮现象, 并且这一趋势还可能延续, 超出现有的观测分辨能力<sup>[57]</sup>。这表明, 太阳的外层大气可能处于湍动状态, 该状态下不同尺度的物理状态是紧密相关的。用于解释冕环加热的常规 MHD 湍动图像如下: 给环足点一定的扰动, 扰动沿环向上传播, 使得环每一部分的磁场和速度场都被扰动并处于起伏状态。当起伏振幅足够大, 非线性演化开始, MHD 湍动发生。之后包含在湍动中的磁能和动能就会像雪崩一样从大尺度转变为小尺度, 直到形成高度结构化的电流为止。这些精细结构的发展将会提高波或 DC 电流的耗散效率。

Li 和 Habbal<sup>[58]</sup> 研究了湍动驱动的阿尔芬波加热。在他们的模型中, 假设过渡区谱线中经常观测到的非热运动由冕环的阿尔芬波产生, 湍动使得波的频率从低频转向高频, 导致波由离子回旋加速共振和质子的粘滞耗散来加热冕环。通过将流体力学方程和阿尔芬能量方程



联立的模型结果来看, 该模型获得的电子密度、温度和流速都在常见的活动区冕环的数值范围之内。

Milano 等人<sup>[59]</sup>在模拟环足点对流运动时, 假设光球的速度场随频率和波数是一个宽傅里叶谱(幂律谱)。在完全湍动状态下, 利用 MHD 模拟, 他们发现 DC 模型较之于 AC 模型对冕环加热更有效, 但是更确切的结论必须要建立在更为可靠的光球速度场基础上。

Gomez 等人<sup>[60]</sup>的 MHD 模拟则展现了冕环完整的动力学过程: 足点运动经过几个周转后, MHD 湍动就发生了, 呈现出宽波段幂律谱形式, 耗散率也和能量损失率相一致。模拟过程中获得的定标定律, 也就是湍动加热率和物理参数间的关系表明, 总体来说 DC 模型要比 AC 模型更符合观测。另外, 鉴于能量释放的瞬时性, Gomez 等人还指出湍动的物理图像和 Parker 的纳耀斑图像之间并不是不一致, 它们都可解释为离散事件的随机叠加, 对从数值模拟中获得的耗散事件进行统计, 同样也得到了能量释放事件的一个幂律谱分布, 谱指数大约 1.5, 这一结果与耀斑的统计结果相吻合。

## 6 小 结

本文主要介绍了太阳活动区冕环加热的研究进展。虽然在此方面已经有了大量的观测和理论研究, 但还是处于初步了解阶段, 没有一个普遍认可的结论。对同一观测对象, 不同作者得到的加热结构可大不相同。例如, 针对 1992 年 10 月 3 日的 SXT 数据, Priest 等人<sup>[10,18]</sup>认为是均匀加热, Aschwanden<sup>[61]</sup>则近似倾向于足点加热, 而 Reale<sup>[62]</sup>通过与流量分布的拟合发现加热源位于环顶。

同样, 在日冕加热方面也存在争议, 如不同观测仪器得到的冕环温度轮廓明显不同, 在此基础上的辐射冷却和传导冷却的相对重要性也不同。温度处理对加热函数结果也会产生影响。最近的研究进展表明, 通过宽波段仪器(如 SXT)获得的加热函数往往倾向于均匀加热或环顶加热<sup>[10,18]</sup>, 而通过窄波段仪器(如 TRACE)产生的加热函数倾向于足点加热<sup>[19,36]</sup>。这一问题的根源可能在于视线方向上温度的处理不当。Schmelz 等人<sup>[12]</sup>通过测量视线方向的微分发射度函数, 发现沿视线方向的温度分布并不等温, 但是在很多文章中都假设了等温分布。因此对于宽波段仪器来说, 通过线比方法获得的温度可能存在一定问题, 需要从仪器本身的观测和获得温度分布的方法来解决这个问题。有时还需结合不同观测仪器的结果, 来获得更为真实的温度分布。当然, 也存在不同类型的环有不同加热结构的可能性, 如 Schmieder 等人<sup>[63]</sup>认为, 软 X 射线环和极紫外环的加热方式可能就不同。他们通过对一个活动区进行仔细研究发现, SXT 环的能量释放处倾向于环顶或均匀加热, 而 TRACE 环的加热可能位于环足。

冕环的加热机制问题与其加热结构一样, 都需要从观测和理论上进行更为深入的研究。在观测上, 需要进行一些定量测量, 如体积加热率、空间加热标高、加热随时间的变化、光球及其下层的速度图像等。2006 年 Solar B 的发射将会使冕环加热研究踏上一个新台阶, 结合其中的 XRT (X 射线望远镜, 1" 分辨率) 和 EIS (极紫外成像光谱仪) 的使用, 冕环的观测数据将会更加丰富和精确。而在理论上, 需要建立与观测更为相符的动力学模型, 这依赖于加热物理过程的进一步明晰和计算机性能的进一步提高。

## 参考文献:

- [1] Gan W Q, Fang C. *ApJ*, 1990, 358: 328
- [2] Gan W Q, Fang C, Zhang H Q. *A&A*, 1991, 241: 618
- [3] Hori K, Yokoyama T, Kosugi T *et al.* *ApJ*, 1997, 489: 426
- [4] Hori K, Yokoyama T, Kosugi T *et al.* *ApJ*, 1998, 500: 492
- [5] Mariska J T, Emslie A G, Li P. *ApJ*, 1989, 341: 1067
- [6] Reeves K K, Warren H P. *ApJ*, 2002, 578: 590
- [7] Giorgio S D, Reale F, Peres G. *A&A*, 2003, 406: 323
- [8] Matthews S A, Harra-Murnion L K. *Sol. Phys.*, 1997, 175: 541
- [9] Harra-Murnion L K, Matthews S A, Hara H *et al.* *A&A*, 1999, 345: 1011
- [10] Priest E R, Foley C R, Heyvaerts J *et al.* *ApJ*, 2000, 539: 1002
- [11] Aschwanden M J. [http://www.lmsal.com/~aschwand/eprints/2002\\_praxis/chapter\\_03.pdf](http://www.lmsal.com/~aschwand/eprints/2002_praxis/chapter_03.pdf), 2004
- [12] Schmelz J T, Scopes R T, Cirtain J W *et al.* *ApJ*, 2001, 556: 896
- [13] Handy B N, Acton L W, Kankelborg C C *et al.* *Sol. Phys.*, 1999, 187: 229
- [14] Delaboudinière J P, Artzner G E, Brunaud J *et al.* *Sol. Phys.*, 1995, 162: 291
- [15] Tsuneta S, Acton L, Bruner M *et al.* *Sol. Phys.*, 1991, 136: 37
- [16] Harrison R A, Sawyer E C, Carter M K *et al.* *Sol. Phys.*, 1995, 162: 233
- [17] Wilhelm K, Curdt W, Marsch E *et al.* *Sol. Phys.*, 1995, 162: 189
- [18] Priest E R, Foley C R, Heyvaerts J *et al.* *Nature*, 1998, 393: 545
- [19] Aschwanden M J, Schrijver C J, Alexander D. *ApJ*, 2001, 550: 1036
- [20] Lenz D D, Deluca E E, Golub L *et al.* *ApJ*, 1999, 517: L155
- [21] Neupert W M, Newmark J, Delaboudinière J P *et al.* *Sol. Phys.*, 1998, 183: 305
- [22] Testa P, Peres G, Reale F *et al.* *ApJ*, 2002, 580: 1159
- [23] Aschwanden M J, Nitta N. *ApJ*, 2000, 535: L59
- [24] Martens P C H, Cirtain J W, Schmelz J T. *ApJ*, 2002, 577: L115
- [25] Schmelz J T. *ApJ*, 2002, 578: L161
- [26] Reale F, Peres G, Serio S *et al.* *ApJ*, 2000, 535: 412
- [27] Winebarger A R, Warren H P, Seaton D B. *ApJ*, 2003, 593: 1164
- [28] Spadaro D, Lanza A F, Lanzafame A C *et al.* *ApJ*, 2003, 582: 486
- [29] Schrijver C J. *Sol. Phys.*, 2001, 198: 325
- [30] Muller D A N, Hansteen V H, Peter H. *A&A*, 2003, 411: 605
- [31] Muller D A N, Peter H, Hansteen V H. *A&A*, 2004, accepted
- [32] Rosner R, Tucker W H, Vaiana G S. *ApJ*, 1978, 220: 643
- [33] Bradshaw S J, Mason H E. *A&A*, 2003, 401: 699
- [34] Antiochos S K, Macneice P J, Spicer D S *et al.* *ApJ*, 1999, 512: 985
- [35] Serio S, Peres G, Vaiana G S *et al.* *ApJ*, 1981, 243: 288
- [36] Aschwanden M J, Nightingale R W, Alexnader D. *ApJ*, 2000, 541: 1059
- [37] Winebarger A R, Warren H P, Mariska J T. *ApJ*, 2003, 587: 439
- [38] Warren H P, Winebarger A R, Mariska J T. *ApJ*, 2003, 593: 1174
- [39] Reale F, Peres G, Serio S *et al.* *ApJ*, 2000, 535: 423
- [40] Betta R, Reale F, Peres G. *ESA Special Publications*, 1999, 446: 179
- [41] Reale F, Peres G. *ApJ*, 2000, 528: L45
- [42] Warren H P, Winebarger A R, Hamilton P S. *ApJ*, 2002, 579: L41
- [43] Narain U, Ulmschneider P. *Space Sci. Rev.*, 1990, 54: 377
- [44] Narain U, Ulmschneider P. *Space Sci. Rev.*, 1996, 75: 453
- [45] Ulmschneider P, Rosner R, Priest E R. *Mechanisms of Chromospheric and Coronal Heating*, Berlin: Springer-Verlag, 1991

- [46] Gomez D O. *Fundam. Cosmic Phys.*, 1990, 14: 361
- [47] Beaufume P, Coppi B, Golub L. *ApJ*, 1992, 393: 396
- [48] Zirker J B. *Sol. Phys.*, 1993, 148: 43
- [49] Mandrini C H, Demoulin P, Klimchuk J A. *ApJ*, 2000, 530: 999
- [50] Walsh R W, Glasgaard K. *ESA Special Publications*, 2001, 493: 427
- [51] Parker E N. *ApJ*, 1988, 330: 474
- [52] Cargill P J. *ApJ*, 1994, 422: 381
- [53] Aschwanden M J, Charbonneau P. *ApJ*, 2002, 566: L59
- [54] Benz A O. *IAU Symp.*, 2004, 219: 461
- [55] Cargill P J, Klimchuk J A. *ApJ*, 1997, 478: 799
- [56] Cargill P J. *Sol. Phys.*, 1996, 167: 267
- [57] Aschwanden M J, Poland A I, Rabin D M. *ARA&A*, 2001, 39: 175
- [58] Li X, Habbal S R. *ApJ*, 2003, 598: L125
- [59] Milano L J, Gomez D O, Martens P C H. *ApJ*, 1997, 490: 442
- [60] Gomez D O, Dmitruk P A, Milano L J. *Sol. Phys.*, 2000, 195: 299
- [61] Aschwanden M J. *ApJ*, 2001, 559: L171
- [62] Reale F. *ApJ*, 2002, 580: 566
- [63] Schmieder B, Rust D M, Georgoulis M K *et al.* *ApJ*, 2004, 601: 530

## Several Progresses in the Study of Active Region Loops

FENG Li, GAN Wei-qun

*(Purple Mountain Observatory, Chinese Academy of Sciences, Nanjing 210008, China)*

**Abstract:** Coronal heating is an important problem in solar physics. With the development of highly qualified instruments, such as TRACE, SOHO and Yohkoh, more and more observational data about coronal loops have been obtained. The coronal loops' heating, being an important ingredient of coronal heating, has been paid more and more attentions recently. Still, there are many problems unresolved. In this paper, after the general overview on the latest progress in both observations and modeling of coronal loops, we emphatically discuss the heating structures and mechanisms of coronal loops based on the 1D model. The prospects of the subject are presented as well.

**Key words:** astrophysics; coronal loops; review; corona; coronal heating; coronal loops dynamics