

# 色球和日冕的 MHD 加热机制

王 华 宁

(中国科学院北京天文台 北京 100080)

## 摘 要

扼要地介绍了色球和日冕加热问题的研究历史。随着空间太阳观测技术的进步,人们认识到色球和日冕加热机制主要与 MHD 过程有关。因此,在本文中着重介绍四种 MHD 色球和日冕加热机制:(1)阿尔芬波;(2)MHD 湍动;(3)场向电流;(4)磁重联。由于这四种加热机制的有效性都需要通过高分辨率观测来判定,所以空间太阳观测对于研究色球和日冕加热问题具有重大意义。

关键词 太阳:日冕 — 太阳:色球 — 磁流体动力学

## 1 引 言

色球和日冕加热问题是太阳物理学中的重大问题。该问题已经研究了半个多世纪,至今仍然困扰着太阳物理研究工作者。早在本世纪 40 年代初,人们通过研究日食时的日冕光谱发现日冕温度极高(百万度量级)<sup>[1]</sup>。这个温度比太阳光球的温度(约五千多度)高出几百乃至上千倍!如果太阳大气中仅仅只有热辐射和热传导这两种物理过程,那么太阳大气中的温度分布应当从光球向日冕衰减。很显然一定存在某种非热的物理机制维持这种反常的温度分布。

从本世纪 40 年代至今,研究日冕加热问题的文献浩如烟海。1990 年 Narain 和 Ulmschneider<sup>[2]</sup>在为《空间科学评论》写的一篇综述文章中详尽地罗列了从 1941 年至 1990 年这 50 年里有关色球和日冕加热机制问题的重要研究论文和综述文章。为了节省篇幅,这里只简要介绍这 50 年中色球和日冕加热问题研究的演变。1946 年 Biermann<sup>[3]</sup>建议用声波加热机制解释日冕加热现象。随后, Schatzman<sup>[4]</sup>, de Jager<sup>[5]</sup>, Kuperus<sup>[6]</sup>, Bird<sup>[7]</sup>, Stein<sup>[8]</sup> 和 Ulmschneider<sup>[9]</sup> 等许多学者都在探讨声波加热机制方面做了大量的工作,使得色球和日冕的声波加热机制成为 40 年代到 70 年代初太阳物理的热点之一。声波加热机制的要点在于太阳对流区的对流运动产生各种形式的声波,这些声波将对流区物质运动的机械能传输到色球和日冕并转换为热能。根据声波在太阳大气中的传播方式,可以将声波加热机制分为弱激波加热机制、强激波加热机制和非激波加热机制。声波加热机制研究实质上是作为恒星对流理论研究的一个组成部分,它不仅仅以太阳为研究对象,而且以其他恒星为研究对象。因此太阳大气声波加热理论是相

当成熟的。到了 70 年代, 由于 OSO-8 发现色球上层的声波流量远少于期望值, 而 Skylab 的 X 射线观测表明日冕中充满了与太阳磁场有关的环状结构, 人们认识到磁场在色球和日冕加热中扮演了重要角色, 不得不放弃声波加热机制。这并不意味着声波加热机制的研究成果失去了意义。首先, 对于具有激烈对流运动的恒星, 声波加热机制仍然有效; 其次, 在某些特定情形下太阳大气中声波加热机制仍然发挥重要作用; 再其次, 对太阳大气中声波的研究为后来发展起来的太阳振荡理论奠定了良好的基础。

对太阳大气的光谱分析证明太阳大气实质上是等离子体。等离子体中的物理过程必然包含电磁过程。研究与电磁现象耦合的等离子体运动是等离子体物理和磁流体动力学 (MHD) 的任务。早在声波加热机制较盛行的时期, 一些太阳物理学者, 如 Osterbrock<sup>[10]</sup>, Uchida<sup>[11]</sup>, Jeffrey<sup>[12]</sup> 等人, 曾经运用磁流体力学理论解释日冕加热现象。70 年代空间太阳观测揭示出磁场在太阳色球和日冕中起主导作用后, 磁流体动力学理论在太阳大气研究中发挥日益重要的作用, 尤其是太阳磁场测量方法的不断改进, 使得太阳物理学者不仅可以从形态上检验太阳磁场模型, 而且还可以进行一些定量的数据分析研究。运用磁流体动力学研究太阳大气已经成为太阳物理的重要组成部分。到 80 年代, 大多数太阳物理学者认为维持太阳色球和日冕温度反常分布的非热机制与磁流体动力学过程 (即 MHD 过程) 有关。因此本文中将要着重介绍与 MHD 过程有关的色球和日冕加热机制。需要指出的是许多研究论文都声称其研究结果有利于解决日冕加热问题, 许多观测现象都被视为对日冕加热有贡献的现象。可是, 假如把所有的研究结果和观测现象都罗列出来, 我们不仅需要大量的篇幅, 而且还会面对五花八门的结论不知所措。因此, 我们认为只有紧紧抓住日冕加热的物理机制才能透过各种观测现象看到本质。

## 2 物理背景

色球和日冕加热问题是太阳物理的重大问题, 因而也必须有大思路。为了研究色球和日冕加热问题的物理机制, 我们应当有一幅关于该问题的物理背景的清晰图像。

众所周知, 迄今为止人们还只能观测光球层以上的太阳大气。观测表明光球层以上的太阳大气具有十分复杂的结构, 时常发生各种活动现象。可是所有这些结构和现象都与太阳磁场有关。

至今太阳物理学者仍然认为光球层以上的大气结构和活动现象源于光球层下面的对流速度场和自转速度场。通常自转速度场是大尺度速度场, 而对流速度场的尺度大小不等。大的可达数万千米以上, 小的可能在数千米以下。正是如此广阔的速度场尺度分布导致太阳大气中磁场结构十分复杂。此外自转速度场与对流速度场相互耦合导致太阳磁场的演化过程也十分复杂。太阳磁场的复杂结构和演化也就必然导致光球层以上太阳大气的复杂结构和多种活动现象。一般地说, 光球下长时标演化的速度场决定比较稳定的太阳磁场位形。这些磁场位形往往与太阳大气中的非均匀结构有关, 如光球层的黑子群、谱斑区等; 色球层的纤维结构、暗条、针状体等; 日冕层的冕洞、X 射线环等。而光球下较短时标演化的速度场则引起太阳磁场的快速变化, 形成太阳大气中的 MHD 波动和湍动。这些波动和湍动又可能导致太阳大气中的非均匀结构发生突变, 形成太阳大气中的活动现象, 如耀斑、日浪、暗条爆发、日冕物质抛射等等。

图 1 为日冕加热问题物理背景的示意框图。根据这个生动的物理背景，我们不难看出色球和日冕加热现象必定是十分复杂的。例如：光球上的黑子往往对应某一磁环的足根，而整个磁环则穿越色球层到达较高的日冕层。这种磁场结构怎样将对流区的能量传送到日冕并转化为热能呢？还例如：色球层中的针状体通常延伸到日冕层，它们在日冕加热过程中扮演什么角色呢？又例如：冕洞之中和冕洞之外加热过程有何区别呢？诸如此类的问题人们可以提出许许多多，但这并不意味着所有这些现象都有自己独特的加热机制。地面和空间观测事实都表明所有太阳大气现象都包含 MHD 过程，因而研究与 MHD 过程有关的色球和日冕加热机制是合理的选择。

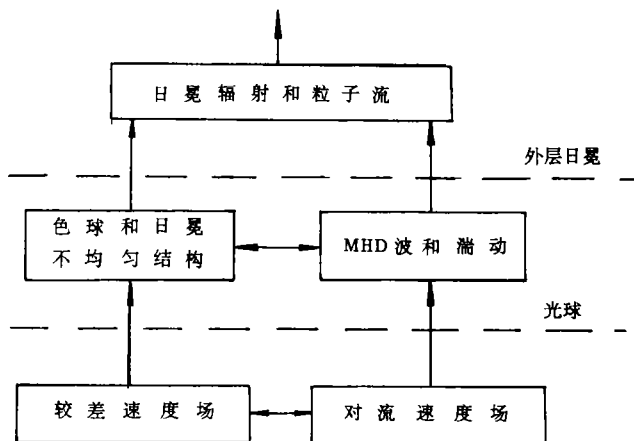


图 1 色球和日冕加热问题物理背景示意框图

在研究色球和日冕加热问题时，必须考虑如下观测事实<sup>[13]</sup>：(1) 日冕中的温度和物质密度分布极不均匀。在宁静日冕中温度约为  $2 \times 10^6 \text{K}$ ，而在活动日冕中可高达  $2 \times 10^7 \text{K}$ 。在一些日冕结构中物质密度可能比周围高出 2 至 3 倍；(2) 在  $10^4 \text{km}$  空间尺度上和 30 min 的时间尺度上，日冕近似为准静态的，而在小于该时空尺度上日冕的亮度和粒子速度都有涨落；(3) 光球下的速度场可能提供的能流密度约为  $10^8 \text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ，在活动日冕中保持高温所需的能流密度约为  $10^7 \text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ，在宁静日冕中只有  $3 \times 10^5 \text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ；(4) 到目前为止日冕中的磁场还不能直接测量。通过间接途径可估计出日冕中磁场强度约 1—100G。各种日冕加热机制都要受到以上参数的约束。

### 3 主要加热机制

即使排除了声波加热机制，与 MHD 过程有关的加热机制仍然很多。太阳磁场观测显示太阳磁场往往与复杂的电流系统共生，而电流在等离子体中通常以焦耳耗散方式转化为粒子的热运动。变化时标短于耗散时标的电流称为交流电流，反之为直流电流。MHD 波动和湍动对应交流电流；无洛伦兹力磁场（简称无力场）中具有沿磁场方向的直流电流；磁重联时产生与磁力线相交的横向直流电流。这里我们集中讨论四种 MHD 加热机制：(1) 阿尔芬波；(2) MHD 湍动；(3) 场向电流；(4) 磁重联。

### 3.1 阿尔芬波 (Alfvén Wave)

对于均匀的可压缩的完全导电流体, 当它处于弱重力场和均匀磁场中时, 可能因扰动而产生三种 MHD 波: (1) 阿尔芬波; (2) 快磁声波; (3) 慢磁声波。这些波都有可能对日冕加热有贡献。可是 Malara 和 Velli<sup>[14]</sup> 指出: 慢磁声波因其振幅小于观测到的色球和日冕物质的非热运动速度而不足以将色球和日冕加热; 快磁声波因其受太阳大气温度和密度不均匀性影响而难于向日冕层传播, 除非它退化为阿尔芬波。

由于阿尔芬波的群速度平行于磁场, 沿磁场方向的非均匀温度和密度分布不会影响阿尔芬波的传播, 所以阿尔芬波可以穿越过渡区陡峭温度梯度形成的壁垒, 将光球下速度场的扰动以磁能的形式传递到日冕。可是阿尔芬波不容易被激发。通常封闭磁场以磁环的形状存在于太阳大气中, 阿尔芬波在磁环中以阿尔芬速度传播。对于典型的磁环, 阿尔芬波在其中的传播时间约为 100s。这就要求光球以下的扰动源的变化时标小于 100s。可是到目前为止在观测上可分辨的最小扰动源是米粒组织, 其特征时标为 400—900s, 远大于 100s。也许在米粒组织内部存在更短时标的扰动源, 但需要有高分辨率的观测证据。即使阿尔芬波可以被激发, 它到达日冕层后又不容易耗散, 即不容易将其携带的磁能转化为热能。尽管在磁环中的等离子体可能对阿尔芬波具有粘滞性、电阻、辐射阻尼、朗道阻尼等等, 但它们都不能有效地实现阿尔芬波的耗散。

Hollweg<sup>[15]</sup> 首先提出磁环共振吸收阿尔芬波的耗散机制。具有一定空间尺度和磁场强度的磁环可以有效地吸收与其固有频率一致的阿尔芬波, 通过阿尔芬波与磁环中的等离子体之间的共振相互作用实现磁能向热能的转换。更进一步, Davila<sup>[16]</sup> 指出: 被磁环共振腔俘获的阿尔芬波 (通常为体波) 会在相对较密的环面与周围稀薄气体之间激发次级阿尔芬面波, 这种面波有利于粘滞耗散和焦耳耗散。不过这种机制仍要求阿尔芬波的周期范围为 5—300s。

很显然, 我们应当在日冕中寻找周期为 100s 左右的阿尔芬波的观测证据。1971 年 Belcher 和 Davis<sup>[17]</sup> 通过分析太阳风里磁场涨落和速度涨落的相关性, 发现太阳风中存在周期大于 1h 的阿尔芬波。随后的 20 多年, 人们致力于通过分析日冕谱线中的非热致宽原因来探测日冕中的阿尔芬波<sup>[18-21]</sup>。尽管已经有了很多有利于阿尔芬波加热机制的观测资料, 但它们都不能确切地证实日冕中存在阿尔芬波。1991 年, McClements<sup>[22]</sup> 等人建议利用 SOHO(the Solar and Heliosphere Observatory Spacecraft) 上的高分辨率远紫外望远镜 SUMER 和 CDS 从多方向观测一个冕环, 通过分析不同方向的谱线加宽情况来判别阿尔芬波是否存在。

### 3.2 MHD 湍动 (MHD Turbulence)

MHD 湍动问题是太阳物理中最复杂的问题。到目前为止, 普通流体的湍流问题的研究仍然进展缓慢, 对于与磁场耦合的等离子体湍流, 更是困难重重。可是 MHD 湍动对于许多太阳物理基本问题有重要联系, 如太阳磁场的起源; 太阳磁元的结构与分布; 日冕加热等等。尽管 MHD 湍动面临诸多困难, 一些太阳物理学者仍然在尝试着解决其中的某些困难<sup>[23,24]</sup>。

面对具有多种物理因素的复杂问题, 人们最初总是将一些物理因素理想化, 使得复杂问题变得简单一些, 从而找出解决问题的途径。对于研究 MHD 湍动问题正是如此。首先, 由于光球下速度场对于磁场有决定性影响, 可以假定光球下速度场为各向同性均匀湍流场。其次, 以此湍流场为背景, 假定光球以上的 MHD 湍动受此背景场的调制。再其次, 在处理光球以上 MHD 湍动问题时还要引入一些均匀或对称假设, 以便处理 MHD 湍流统计方程。在上述简化条件下可以推出如下结果:

均匀的初始色球和日冕磁场在光球下湍流场的作用下变成非均匀场,其分布特性具有统计自相似性,并满足 Kolmogorov 功率谱,即谱指数为  $-5/3$ 。这种自相似结构物理性质非常有趣。一方面 MHD 湍动的能量由大尺度级联传输到小尺度上通过焦耳耗散转化为热能,另一方面,这种能量级联传输方式使得磁场的非均匀性在小尺度上衰减,而在大尺度上增长。因而人们称其为“逆向级联 (inverse cascade)”传输。

不过这种物理机制在理论上和观测上都面临困难。在理论上很难建立起一个稳态湍流耗散系统。在观测上我们必须观测到日冕磁场在小于 1000km 以下的尺度内具有自相似结构。但目前最好的日冕 X 射线观测的空间分辨率也远大于 1000km,而且无法直接测量日冕磁场。另外, Zirker<sup>[13]</sup> 认为即使可以得到高分辨的色球和日冕的观测资料并用它们来分析磁场的涨落,也难于确认这种涨落是 MHD 湍动还是阿尔芬波动。

### 3.3 场向电流 (Field-aligned Current)

场向电流由光球速度场产生。Karpen<sup>[25]</sup> 等人认为米粒组织中的涡旋可能是维持这种电流的电源。假如这种电流系统真的存在于光球与日冕之间,那么该电流可以直接以焦耳耗散方式将电能转换为日冕物质的热。不过这种电流系统是极不稳定的。第一,若要维持日冕磁环的辐射平衡,则要求单位面积中的电流强度足够大。这意味着日冕磁环中的场向电流必须纤维化,电流纤维的直径在 100m 左右。这样在一个典型日冕磁环中可能包含约一万根这样的电流纤维<sup>[26]</sup>。可是如此细小的电流纤维很难从观测上得到证实。第二,由众多电流纤维组成的系统的稳定性非常容易被破坏。如撕裂模不稳定性将引起磁力线重联,产生与磁力线相交的电流片。磁重联有可能导致整个系统崩溃。Spicer<sup>[27]</sup> 曾经根据交叉重叠的电流纤维的撕裂模不稳定性提出了所谓“泡沫状 (foam-like)”电流耗散机制。这种机制认为某处因撕裂模不稳定性触发的磁重联,将迅速扩展为大规模磁重联。在某种程度上与 Parker<sup>[28,29]</sup> 的纤耀斑 (nanoflare) 模型相象。

到目前为止,支持场电流耗散机制的观测现象仅限于非热电子脉冲释放 (X 射线暴)<sup>[13]</sup>,因为这种场向电流系统有利于带电粒子的加速。

### 3.4 磁重联 (Magnetic Reconnection)

磁重联作为一种重要的 MHD 过程,广泛地用于解释磁能的释放现象。普遍认为太阳耀斑的能量来自储存在太阳磁场中的自由能。该自由能的释放过程就是太阳磁场的磁重联过程。正因为如此,大多数太阳耀斑模型建立在磁重联基础之上。太阳磁场的重联在理论上已经研究得相当充分,但在观测上还很不够。

磁重联的基本要点为: (1) 在一定的条件下等离子体中的磁力线沿某一界面形成切向不连续,此不连续意味着在此界面上存在一个与磁力线方向垂直的电流片。从理论上说该电流片的厚度仅有 100m 左右; (2) 在此电流片中磁场能量通过焦耳耗散转化为其他形式的能量; (3) 伴随着此耗散过程,磁力线的拓扑联接性也随之发生改变。

虽然磁重联理论已经相当成熟,但它仍然不能很好地解决耗散机制问题。该问题涉及到能量转化效率。一方面在理论上要求耗散区域的空间尺度很小,耗散时间很短,另一方面,在观测上日冕加热所需的能量或耀斑释放的能量又是巨大的。这就形成了突出的矛盾。到现在为止,尽管许多人为此研究了多年,但还没有找到一个较好办法来解决此矛盾 (参阅文献 [30,31])。

以重联理论为基础的加热机制也很多。这里简要介绍 Levine<sup>[32]</sup> 提出的磁中性片 (magnetic

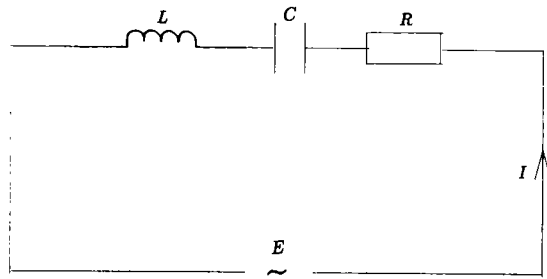
neutral sheet) 模型和 Parker<sup>[28,29]</sup> 提出的纤耀斑 (nanoflare) 模型。

Levine 认为整个日冕通过磁中性片中的磁能耗散而被加热。粒子在磁中性片中被加速, 而这些加速粒子又与其他粒子发生库仑碰撞, 从而提高日冕中各种离子的平均动能。Withbroe 和 Noyes<sup>[33]</sup> 指出这种磁中性片必须恰当地分布于大尺度日冕结构之间, 否则难于加热整个日冕。由于磁中性片很薄, 与磁重联有关的变化发生在很小的尺度上, 因而需要高时空分辨率观测证实这种变化。另外磁中性片中能量转化效率也是难题。Chiuderi<sup>[34]</sup> 认为撕裂模不稳定性有利于提高能量转化效率。

Parker 认为色球和日冕磁场因其根部受到光球随机运动的影响而不断扭转并相互缠绕, 形成众多的微小电流片。在这些微小电流片中发生磁能释放和磁重联, 所释放出的能量仅有亚耀斑的百分之一 (约  $10^{24}$  erg)。单个纤耀斑释放的能量也许是微不足道的, 如果众多的纤耀斑间歇性地爆发, 则日冕就能被有效地加热。

近年来不断有人宣布观测到了纤耀斑 (参阅文献 [35—38]), 但都不是直接观测到的。这些观测主要是通过分析日冕中小事件和小结构的观测特征来推论它们可能与纤耀斑有关。若要直接观测单个纤耀斑, 必须极大地提高仪器灵敏度。如果利用安装在 SOHO 上的高分辨率远紫外望远镜 SUMER, 可以将日冕中的小事件和小结构详细地记录下来, 也许这些记录会提供纤耀斑的有力证据<sup>[13]</sup>。

以上四种 MHD 加热机制可能都对日冕加热有贡献, 但在不同的太阳大气现象中所起的作用不同。为了形象地说明 MHD 加热机制, 我们简要地介绍一下 Ionson<sup>[39]</sup> 提出的一个唯象模型。该模型用一个串联的 LCR 电路形象化的描述了色球和日冕加热过程。图 2 中的电源  $E$  代表光球以下的扰动源, 它提供了色球和日冕加热的能源;  $L$  代表太阳大气中一切电能转化为磁能的过程,  $C$  代



表磁能转化为电能的过程,  $R$  代表加热过程, 包括各种耗散机制。当  $L$  过程和  $C$  过程势力相当时, 电流表现为交流特征; 而它们一个较强另一个较弱时, 电流表现为直流特征。这样我们可用如下二阶微分方程描写此 LCR 电路:

$$L \frac{d^2 I}{dt^2} + R \frac{dI}{dt} + \frac{I}{C} = \frac{dE}{dt}, \quad (1)$$

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}, \quad (2)$$

$$Q = \frac{\omega_0}{2\Delta\omega} = \frac{\omega_0 L}{R}, \quad (3)$$

其中  $\omega_0$  为 LCR 电路的共振频率,  $\Delta\omega$  为该电路以  $\omega_0$  为中心的吸收频带半宽,  $Q$  为该电路的品质因子。在电力输送过程中我们要求  $Q$  值越大越好, 因为这意味着电能输送过程中损失越小, 而在色球和日冕加热过程中, 我们希望  $Q$  值越小越好, 因为这意味着色球和日冕的加热效率越高。对于不同的太阳大气现象, 以上诸参数的值可以不一样, 从而反映出不同

的现象中每种加热机制的贡献也不一样。但是由于目前的太阳观测仍然难于提供可靠的参数值,因此这种唯象模型还不能给出准确的结果。

## 4 展 望

通过分析色球和日冕加热问题研究的历史和现状,我们可以看到新的观测结果是推动理论研究的动力。理论工作者往往是在当时的观测极限以下构造他们的理论模型。这些理论模型反过来刺激观测手段的改进,打破旧的观测极限,获得新的观测结果,从而导致新的理论模型的建立。

70年代空间太阳观测揭示出声波加热机制对日冕加热的贡献并没有理论预计的那么大,太阳大气中存在许多与磁场有关的非均匀结构。这些观测结果使得日冕加热问题的研究热点转向 MHD 加热机制。

通过对以上四种 MHD 加热机制的分析不难看出,高分辨率、高灵敏度的太阳观测是判定这些机制有效性的关键。可是近 20 年来空间太阳观测集中在 X 射线和紫外波段,以能谱和成像观测为主。虽然 YOHKOH 极大地丰富了日冕观测资料,但由于其空间分辨过低(约  $5''$ ),不能有效地判定以上 MHD 加热机制的有效性。于 1995 年 12 月发射的 SOHO 卫星将绕日地第一拉格朗日点运行。它上面装载的 SUMER 和 CDS 可能为日冕加热问题的研究作出贡献。

迄今为止人们还没有在太空进行太阳磁场测量。如果能够在太空观测中获得空间分辨率为  $0''.1$  的磁图,不仅色球和日冕加热问题的诸多疑点能得到澄清,而且其他太阳物理的重大问题的难点也会有所突破。

**致谢** 在完成本文的过程中,林元章和汪景琇研究员提供了关键的参考文献,并与作者进行了有益的讨论。作者对他们表示衷心感谢。

## 参 考 文 献

- [1] Edlen B. Ark. Mat. Astr. Och. Fys., 1941, 28B, No.1
- [2] Narain U, Ulmschneider P. Space Sci. Rev., 1990, 54: 377
- [3] Biermann L. Naturwiss, 1946, 33: 118
- [4] Schatzman E. Ann. d'Astrophys., 1949, 12: 203
- [5] de Jager C, Kuperus M. Bull. Astron. Inst. Neth. , 1961, 16: 71
- [6] Kuperus M. Space Sci. Rev., 1969, 9: 713
- [7] Bird G A. Ap. J., 1965, 139: 675
- [8] Stein R F. Ap. J., 1968, 154: 297
- [9] Ulmschneider P. Solar Phys., 1970, 12: 403
- [10] Osterbrock D E. Ap. J., 1961, 134: 347
- [11] Uchida Y. Publ. Astron. Soc. Japan, 1963, 15: 376
- [12] Jeffrey A. Magnetohydrodynamics. Edinburgh, Scotland : Oliver and Boyd, 1966. 245
- [13] Zirker J B. Solar Phys., 1993, 148: 43
- [14] Malara F, Velli M. In: Rusin V, Heinzel P J-C, Vial J C eds. Solar coronal structures, Proc. of IAU Colloq. No. 144, Zechoslovakia, 1993, Dordrecht: Kluwer, 1994: 443
- [15] Hollweg J V. Ap. J., 1984, 277: 392

- [16] Davila M J. *Ap. J.*, 1987, 317: 514
- [17] Belcher J W, Davis L Jr, *J. Geophys. Res.*, 1971, 76: 3534
- [18] Doschek G A, Feldman U, Van Hoosier M E *et al.* *Ap. J. Suppl.*, 1976, 31: 417
- [19] Cheng C C, Doschek G A, Feldman U. *Ap. J.*, 1979, 227: 1037
- [20] Pasachoff J M, Landman D A. *Solar Phys.*, 1984, 90: 325
- [21] Hassler D, Rottman G, Schoub E *et al.* *Ap. J.*, 1990, 48: L77
- [22] McClements G K, Harrison A R, Alexander D. *Solar Phys.*, 1991, 131: 41
- [23] Fyfe D, Montgomery D, Joyce G. *J. Plasma Phys.*, 1977, 17: 369
- [24] Garpen D O, Martens P C H, Golub L. *Ap. J.*, 1993, 405: 773
- [25] Karpen J T, Antiochos S K, Dahlburg B R *et al.* *Ap. J.*, 1993, 403: 769
- [26] Spicer D S. In: Ulmschneider P, Priest E R, Rosner R eds. *Mechanisms of chromospheric and coronal heating*. Berlin : Springer-Verlag, 1991. 547
- [27] Spicer D S. *Solar Phys.*, 1977, 53: 305
- [28] Parker E N. *Ap. J.*, 1972, 174: 499
- [29] Parker E N. *Ap. J.*, 1988, 330: 474
- [30] Forbes G T. *Geophys. Astrophys. Fluid Dynamics*, 1991, 62: 13
- [31] Prist E R. *61 Mem. Soc. Astron. Ital.*, 1990, 61: 383
- [32] Levine R H. *Ap. J.*, 1974, 190: 457-466
- [33] Withbroe G L, Noyes R W. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 1977, 15: 363
- [34] Chiuderi C. In: Bonnet R M, Dupree A K eds. *Solar phenomena in stars and stellar systems*. Dordrecht: Reidel, 1981. 267
- [35] Dere K P, Bartoe J -D, Brueckner G E. *Solar Phys.*, 1989, 123: 41
- [36] Haisch B M, Strong K T, Harrison R A *et al.* *Ap. J. Suppl.*, 1988, 68: 371
- [37] Habbal S R, Withbroe G L. *Solar Phys.*, 1981, 69: 77
- [38] Habbal S R. In: Ulmschneider P, Priest E R, Rosner R eds. *Mechanisms of chromospheric and coronal heating*. Berlin : Springer -Verlag, 1991. 127
- [39] Ionson J. *Ap. J.*, 1984, 276: 357

(责任编辑 刘金铭)

## MHD Mechanisms of Chromospheric and Coronal Heating

Wang Huaning

(Beijing Astronomical Observatory, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080)

### Abstract

The history of researches on the chromospheric and coronal heating is introduced briefly in this article. With the continuous progress of space solar observations, it has been revealed that solar magnetic fields play very important roles in the heating. Here we discuss four mechanisms concerning Alfvén waves, MHD turbulences, field-aligned currents and magnetic field line reconstructions. Since the availability of these mechanisms should be tested through high sensitive solar observations, advanced space solar observations are very important for future researches.

**Key words** Sun: corona—Sun: chromosphere—magnetohydrodynamics(MHD)