

文章编号: 1000-8349(2011)03-241-19

# 色球和冕层加热机制

赵开羿, 杨志良

(北京师范大学 天文学系, 北京 100875)

**摘要:** 简要回顾了近年来恒星色球和恒星冕层加热机制研究的一些重要成果和进展。恒星高层大气具有多种加热方式, 在非磁区域和磁性区域的加热机制有所不同。主要讨论了稳定的恒星色球和冕层加热机制, 包括传统的非磁区域的声波加热, 磁性作用下的快慢磁声波加热, 阿尔芬波加热, 磁重联加热以及费米加热等。

**关键词:** 声波; 磁声波; 阿尔芬波; 磁重联; 费米加热

**中图分类号:** P144      **文献标识码:** A

## 1 引言

太阳基本上是一颗球对称且稳定的恒星, 整个球体可以分为几个主要在物理性质上有明显区别的球层结构, 由内向外分别是日核、中层、对流层、光球层和色球层。

太阳的可见圈层是光球层、色球层和日冕, 可以通过仪器测量来自于这些层面的辐射。但这3个层面的温度和密度有着明显的区别, 日冕层和色球层的温度都要高于光球层, 通过对极紫外(EUV)发射线特征的研究发现, 色球层温度的增加至少有90%发生在太阳表面<sup>[1]</sup>。然而, 在色球层中的磁性区域和非磁区域的加热却是由于不同的机制造成的<sup>[2]</sup>。色球层和冕层加热问题的研究, 需要确定在给定的层面中哪一种能量携带者对加热起主导作用, 换言之, 需要确定每种能量携带者携带能量的多少, 能量如何传输以及能量的最终耗散。由于耗散机制通常发生在非常小的空间尺度之内, 即使在太阳中也很难被观测到<sup>[3]</sup>, 因此加热问题虽然已经讨论了半个多世纪, 但仍然没有一个明确的结论。表1给出了可行的加热机制, 包括经典的流体动力学机制和磁性机制, 磁性机制又进一步分为交流(AC)机制和直流(DC)机制或称为磁场耗散机制<sup>[3, 4]</sup>。这几种加热机制是: (1) 由于光球中湍流运动而产生且被对流所驱动的声波的耗散加热<sup>[3, 5-7]</sup>; (2) 由于光球中等离子体扰动形成磁流管而产生的(磁流体)波的耗散<sup>[3, 8-11]</sup>; (3) 由于直流电流片的磁重联加热<sup>[3, 5, 12]</sup>。现在普遍认为非磁性区域的加热主要来源于声波的耗散, 而磁性区域的加热则是磁流体波以及其他加热机制共同作用的结果。本文主要对一些基本加热过程及其主要结论进行了阐述, 包括声波加热、快慢磁声波加热、阿

收稿日期: 2011-3-15; 修回日期: 2011-5-03

阿尔芬波加热、磁重联加热以及最近提出的费米加热。

表 1 Ulmschneider提出的色球和日冕加热机制

序号	能量载体	耗散机制
1	声波	激波耗散
2	脉动波	激波耗散
3	慢磁声波	激波耗散
4	快磁声波	朗道阻尼
5	阿尔芬波	模式耦合
6	阿尔芬波	共振吸收
7	阿尔芬波	相位叠加
8	阿尔芬波	粘性加热
9	阿尔芬波	湍流级联
10	阿尔芬波	朗道阻尼
11	电流片	磁重联

## 2 声波加热

由于恒星色球层和冕层存在着非磁区域和磁性区域，所以加热机制一直以来有很多争论。声波加热被认为是晚型星非磁区域的基本加热机制，也是低速旋转的恒星的主要加热机制<sup>[3, 5]</sup>，比如年老的主序星或者巨星。如果早型星不存在表面对流层，该加热机制也可以起作用<sup>[5]</sup>。对于快速旋转的恒星加热，以及恒星的磁性区域的加热，无法单纯用声波耗散解释，所以需要与其他的加热机制综合考虑。

### 2.1 声波加热理论

早在发现色球层温度远大于光球层时，Biermann<sup>[13]</sup>和Schwarzschild<sup>[14]</sup>就提出了声波加热色球层的机制，即太阳对流层中由湍流激发的声波可以加热色球层和日冕。这种加热机制成为以后数十年内恒星高层大气加热机制中的主流。声波加热机制的作用过程是，声波产生于对流层湍流运动中，由于太阳外部大气的密度迅速减小，产生较大的密度梯度，形成声波，接着波的振幅快速增长，导致了激波的形成，声波通过激波耗散的方式加热了高层大气的各个层面。由于各层面的梯度相当大，即使是非常小的声波分布也可以形成相当可观的激波。Bohn<sup>[15]</sup>曾计算了对流区内声波能量产生率，由于没有考虑湍流的浮力而受到质疑。他提出声波能量的产生率取决于3个参数，它们是有有效温度 $T_{\text{eff}}$ ，重力加速度 $g$ ，以及混合长参数 $\alpha$ 。声波能量的产生依赖于对流速度，而不依赖于产生声波的对流层深度 $u$ ，在对流层里有 $\sigma T_{\text{eff}}^4 \approx \rho u^3$ ，由于恒星的对流速度在表面最大，而恒星表面的物质密度却最小，因此声波能量的产生集中在表面层。

Oranje和Zwaan<sup>[16]</sup>，Schrijver<sup>[17]</sup>把色球的发射分为两个部分，一个是非磁部分，其与旋

转无关, 只决定于有效温度和重力加速度; 另一部分与磁场有关, 依赖于旋转的部分。对于晚型星而言, 非磁部分的加热导致了基础色球发射通量的产生, 这个基础通量构成低速旋转率恒星的低背景发射的观测结果。

## 2.2 声波能量计算

声波产生于对流区的湍流中, 声波能量通量不能被观测到, 但是可以通过理论计算得到。为了确定声波的能量和谱形, Stein<sup>[18, 19]</sup>提出了波发射理论, 这个理论是从Lighthill<sup>[20]</sup>提出的把地球大气中的波发射视为四级谱的理论中修改而来, 所以被合称为Lighthill-Stein理论。大部分的理论计算, 都是基于混合长理论原则, 能够计算不同有效温度, 表面重力加速度, 以及金属丰度等条件下的声波能量通量。由于在光球层中温度改变很小, 如果辐射阻尼非常小, 考虑到声波的能量通量守恒, 声波传播速度和高层大气的密度之间必然有相关性, 即 $v \propto \rho^{-1/2}$ 。由于太阳外部大气中密度迅速减小, 产生较大密度梯度, 导致波的振幅快速增长, 产生激波形式, 从而引起激波耗散并且加热恒星。

在计算声波能量之前, 需要对恒星高层大气的各层面做近似。Goldreich和Kumar<sup>[21]</sup>认为声波产生于含有重力作用的平面平行层的大气中, 由于湍流的对流作用而产生, 并建立了高层大气模型。这种模型包含2个层面, 下部用一个绝热多变的层面来表示对流层, 上部用一个等温层来表示光球层。绝热层的对流能量通量是由混合长理论得出的。这种模型是一种简单近似, 前提是色球层的尺度与整个恒星相比非常小。在太阳高层大气中, 色球层的厚度远小于太阳的半径, 所以这种估计是可行的(Ulmschneider等人<sup>[22]</sup>)。假定 $\nu_A$ 是等温层的声波截止频率, 当声波频率 $\nu > \nu_A$ 时, 声波能够在层面内自由传播; 当 $\nu < \nu_A$ 时, 声波将被冻结在对流层上部(p模式和f模式)。声波的产生和能量多集中在对流层的顶层, 这是因为在顶层的马赫数 $M_t \ll 1$ , 而且速度 $v > v_A$ <sup>[23]</sup>。

计算声波能量通量的方法有很多, 第一种是Kumar<sup>[24]</sup>分析法。由于声波能量谱显示其峰值处在截止频率之上。Kumar和Lu<sup>[25]</sup>认为这些峰值受到了湍流对流产生的波的影响。在能量谱中峰值的频率决定于静态的太阳结构和局部径向资源, 忽略了耗散影响, 利用能量谱中峰值频率来计算声波能量, 得到了频率在5.3 ~ 7.5 mHz的声波的能量谱, 把结果和Duvall等人<sup>[26]</sup>的观测结果做对比, 发现当考虑了辐射阻尼后的理论计算得到的能量谱, 与观测到的能量谱符合得很好。

第二种是Musielak<sup>[27]</sup>分析法。他把太阳对流区中的混合长模型分离成一系列等温水平层面, 声波谱整体超过了这个尺度。这是对Stein<sup>[18]</sup>关于湍流描述的衍生。扩大化的Kolmogorov3维空间和修正的Gaussian能量谱是湍流最好的表示方式。与以前的结果不同的是, 声波谱和波能量流并没有严格依赖于湍流能量谱, 声波发射是一个纯的四极发射。声波谱的主要贡献从接近光球截止频率的 $\nu = 6$  mHz到 $\nu = 60$  mHz。声波能量的产生有一个最小值。Ulmschneider等人<sup>[28]</sup>进一步改进了这种方法, 利用Lighthill-Stein理论计算了产生于晚型星声波的频率谱以及总的声波通量, 有效温度在2 000 K到10 000 K的范围内。混合长参数范围在1和2之间, 远低于Ulmschneider和Bohn<sup>[29]</sup>发现的结果。对于较热的晚型星, 使用了扩大化的Kolmogorov能量谱和修正的Gaussian频率因子来描述湍流, 当混合长参数为1.0时其

结果与Ulmschneider和Bohn<sup>[29]</sup>的结果相似。

第三种是Stein和Nordlund<sup>[30]</sup>提出的, 同样还有Steffen等人<sup>[31]</sup>也提出。Stein等人建立了3维辐射动力学对流层的模型, 并计算出垂直方向的声波能量通量, 这种声波还包含了对流层的运动。不过由于声波的频率较低, 所以受到限制。声波通量在传播的频率范围内能够达到约 $2 \text{ J} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 。这个结果与Steffen<sup>[31]</sup>等人给出的值非常接近。

第四种方法是由Carlsson和Stein<sup>[7, 32, 33]</sup>提出的, 利用光球层的Fe线(由Lites 1993年探测)的低频速度波动观测谱, 创建了振动加热的色球模型, 并且与金属Ca亮点的观测事实进行比较。然而Kalkofen等人<sup>[34]</sup>, Wilhelm和Kalkofen<sup>[35]</sup>指出, 这种极端的模型并非平均太阳色球模型。同时, Fossum和Carlsson<sup>[36]</sup>认为基于高频声波的声波谱计算出的这种高频声波不会出现在太阳色球中。

Ulmschneider等人<sup>[22]</sup>认为对于色球采用平面平行层近似会产生一些人工的激波并合, 因为它人为地形成了不寻常的强激波震荡, 破坏了高频的声波能量, 这种错误会导致对色球加热机制的理解出现严重误解, 因此必须要避免这种在现实中不存在的非真实的振动叠加。在一维的模型中, 可以采用单色波, 这样在最初阶段各个波之间就会有一个波长的间隔, 在不同的周期作用下, 是难以实现波的并合的。而3维的计算机模拟色球模型, 需要完全的3维辐射流体动力学模型, 并且有多重声波谱的能量输入, 在现阶段还无法实现。

### 2.3 声波加热最新成果

本节重点介绍近年来在太阳对流区激发的声波加热的研究进展。

Fossum和Carlsson<sup>[37]</sup>提出高频声波不足以有效地加热色球。这个结论是基于对一维能量通量的数值模拟结果与由TRACE(过渡区和日冕探测器)在1 700到1 600 Å波段观测到的结果对比得出的。在400 km处的声波通量的数值模拟, 表明能量通量在5~50 mHz的范围内是 $4.38 \times 10^{-2} \text{ J} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ , 这个量值只相当于辐射损失的十分之一, 远远不能达到所需要的辐射损失, 再次计算得到了 $2.55 \times 10^{-2} \text{ J} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 的数值<sup>[38]</sup>。Fossum和Carlsson<sup>[38]</sup>认为在100 mHz以上的高频波对于加热不重要, 这些波经历了强的辐射阻尼<sup>[33]</sup>, 不足以有效地平衡在色球非磁区域内的辐射损失。

Kalkofen<sup>[39]</sup>由TRACE的观测结果计算得到, 在太阳色球层中只有不到10%的能量通量需要由非磁部分来加热, 对声波能量通量的计算不能找到足够的能量来加热色球的非磁区域, 因此对于声波加热色球的理论提出了质疑。对于这个质疑有两种解释: 一是认为非磁部分的加热实际上与磁场有关, 另外也有可能是由于1"空间分辨率的限制而无法观测到所有的声波通量。Fossum和Carlsson<sup>[36]</sup>认为非磁色球由磁场加热的解释并不能得到色球的突发辐射观测支持, 加热色球的全部能量通量都是以声波的形式穿过光球; 由于空间分辨率的限制而造成能量通量消失的解释, 更为正确。Kalkofen<sup>[39]</sup>却认为非磁性色球的辐射现象表明加热机制就是声波的耗散, 色球层所需要的声波加热的能量通量都是从光球层穿过的。TRACE探测器有限的空间分辨率观测到的通量消失的解释恰恰证实了这一点, 而且TRACE观测得到的声波谱的外形也支持声波产生于对流区的理论。

Wedemeyer-Bohm等人<sup>[40]</sup>和Cuntz等人<sup>[41]</sup>认为, 在3维模型的数值模拟中, 考虑到空间分辨率的限制, 不少进入到色球的声波没有被观测到, 因而TRACE探测仪观测到了低通量<sup>[36]</sup>。色球的非磁区域被磁性加热, 是由突发辐射所支持。Cuntz等人<sup>[41]</sup>紧接着讨论了在太阳色球里声波加热的物理机制。证据显示与Fossum和Carlsson<sup>[36, 38]</sup>认为的高频声波不能有效地加热非磁性色球的观点相反, 无论是Ca II的观测还是3维加热的数值模拟, 都表明太阳色球层里包含了与Ca II发射无关的冷金属。色球水平尺度明显低于TRACE的空间分辨率, 要直接比较色球波的能量通量和TRACE所记录的辐射通量是很困难的。

Wedemeyer<sup>[42]</sup>建立了3维非磁性、宁静太阳的色球数值计算模型, 模型包括了中层和底层色球、光球层以及对流层的顶部。声波产生于对流运动, 并且向外传播, 然后形成冲击波, 耗散, 把存储的机械能量释放出来加热色球。

Rogava<sup>[43]</sup>检验了声波扰动的非模式自加热的有效性, 考虑到不同种类的复杂动力学速度模式, 发现在不均匀流动且不断增长的非模式不稳定性会导致声波的增强, 随着粘性耗散阻尼的出现, 增强的波使能量以热的形式转移回到背景流体中。这就是封闭的“自我加热”循环, 有助于把色球网络作为一个整体形成流体模式的净加热。声波自加热取决于动力学复杂的流动和耗散。很多人认为与其他非线性机制相比, 自加热机制很可能是一个非磁性太阳色球加热的新机制, 也可能对于具有慢旋转和大对流区的类太阳恒星的加热有作用。

Gonzalez等人<sup>[44]</sup>研究了子光球(sub-photospheric)上因对流运动而引发的声波所携带的能量通量, 分析采用的是Imax/Sunrise的高分辨率数据, 提供了在 $6\ 400 \sim 7\ 700\ \text{W} \cdot \text{m}^{-2}$ , 高度在250 km处, 5.2 ~ 10 mHz范围内的所有能量通量, 所估计的能量通量用来平衡色球的辐射损失。

## 2.4 声波加热机制小结

从现有的观测资料及理论和数值研究来看, 声波加热并不是单一的加热机制。由平均声波激波的非线性加热是否为唯一的、占主导地位的加热手段, 或者存在其他通过波的形式转移能量的过程, 是有关声波加热问题的焦点。

声波加热的机制在晚型恒星色球的非磁场区域中的加热起着重要的作用<sup>[5]</sup>; 在温度较低且缺少表面对流区的早型恒星中, 声波加热也是一种基础的加热机制<sup>[45]</sup>; 同时它还是低速旋转的恒星的主要加热机制。Fossum和Carlsson<sup>[36, 38]</sup>利用TRACE数据计算后提出, 高频的声波不足以有效地加热色球, 这已成为目前有关声波加热的热点问题。

声波加热在解释有强烈旋转的恒星的加热问题时不适用, 需要增加与磁场有关的加热机制, 因而出现了多种新的机制, 比如, Farley-Buneman<sup>[46]</sup>等离子体的不稳定性可以提供中性原子对流运动而传送能量, 导致色球加热<sup>[47, 48]</sup>。然而, Gogoberidze<sup>[49]</sup>考虑了离子和库仑碰撞的有限磁化, 以及太阳色球的不稳定性, 认为等离子体的不稳定性所提供的能量很难完全承担观测水平上的准静态加热。

### 3 交流磁加热 (AC) 机制

对于有磁场存在的色球层和日冕加热问题,单纯的声波加热机制不能很好地进行解释,必须考虑磁场的作用。磁性加热机制,包括交流(AC)模式和直流(DC)模式两种情况。对于交流模式,在各向同性的磁场中的加热是由于波携带光球层的能量,并通过波的传播把能量转移到色球和日冕,然后通过耗散过程加热色球和日冕层,其中主要有快慢磁声波和阿尔芬波;在拥有磁流管的情况下,交流加热是纵向、横向和扭结的3种磁流管波共同作用的结果。而磁性加热中的直流模式,主要是磁重联作用,也就是直接的磁场耗散<sup>[12]</sup>。

#### 3.1 磁流体(MHD)波及其产生

太阳日冕仪的空间和时间分辨率的进展提供了大量活跃于日冕层的磁流体波的证据<sup>[50]</sup>。在均匀磁场和均匀大气中,考虑完全的传导并忽略重力,就只存在3种基本的MHD波:阿尔芬模式、快模式和慢模式波,后两种模式又称为快磁声波和慢磁声波<sup>[51]</sup>。

快模式和慢模式的波含有纵向和横向的分量,而阿尔芬波只有横向的运动<sup>[52]</sup>。快模式磁声波中能量的传播有独立的方向(与相速度相似),慢模式波与磁场成很小的夹角传播,阿尔芬波则沿着磁力线方向传播。由于慢模式磁声波和阿尔芬波沿着磁力线传输能量,因此被用来解释局部加热和磁场强度变化的关系。太阳和恒星的大气并不是均匀的,因此不能简单地描述为磁流体波的行为。太阳大气更多的是与局部强磁场相关的非均匀的结构<sup>[52]</sup>,这些结构导致了各种类型的MHD波出现。

太阳黑子外部磁场集中在磁流管上,太阳表面的磁场是不均匀的,在米粒组织和超米粒组织之间的空隙存在着高度集中的磁流管<sup>[53, 54]</sup>,并存在3种沿薄磁流管传播的波<sup>[55]</sup>:(1)纵向管波(与低 $\beta$ 中的等离子体限制下的慢模式磁声波相似),(2)横向(扭结)管波(与阿尔芬MHD波相似),(3)扭转管波(无拓扑的MHD波)。由于磁流管波只能沿着磁流管来携带能量,因此它们是把能量从对流区转移到外部大气的重要载体。Doorsselaere等人<sup>[56]</sup>把纵向管波中的肠形独立出来,认为目前太阳观测仪器可以观测到4个主要的圆柱等离子体结构,即扭结、肠形、纵向和扭转的4种模式。

通常认为太阳和晚型星的对流区内的湍流是MHD波的主要来源,分析方法的基础是Lighthill<sup>[20]</sup>的声波产生理论。该理论讨论的是均匀介质,忽略湍流产生波的逆反应,仅计算远离有限衰变(自由)湍流的波的能量通量。产生MHD波的对流区内存在密度、温度和压力梯度,湍流由波动的浮力<sup>[57]</sup>驱动。Stein<sup>[18]</sup>修改了Lighthill理论,增加了恒星对流区的真实物理条件。

MHD波产生的理论中没有考虑到磁场结构,因而并不完备,而且均匀磁场的假定也不符合恒星和太阳的观测数据<sup>[53, 58]</sup>。恒星大气是高度的不均匀结构,磁场的不均匀性常常由通量管结构来确定,恒星磁场外部的星斑也常常表现出磁流体结构,这种结构将影响波的产生和传播。磁流管结构和湍流运动的相互作用将成为磁流体波(纵向、横向以及扭结模式)的来源,产生的波将携带能量从光球层到达外部大气<sup>[59]</sup>,因此磁流管结构也应该加入波的产生理论中。

考虑到太阳和恒星表面不连续的磁场(磁流管结构), Musielak等人<sup>[60]</sup>首次使用该理论计算了从对流区携带能量到大气表面的纵向和横向管波(管波和湍流运动的相互作用都发生在对流区内), 并得到了非均匀的横向管波的波方程。

磁流管波不仅可能由对流区的湍流运动产生, 还可能存在其他来源, 比如在非磁性的大气中, 由垂直磁流管的横向足点震荡而激发。Ulmschneider等人<sup>[61]</sup>讨论了 this 机制, 磁流管的足点震荡导致了横向波中水平变化的速度和振幅随高度的快速增加。由于曲率力的垂直分量存在伸展和压缩, 因而纵向(可压缩)波可以产生。这种机制对于长周期的波有效, 其振幅随着震荡而增加。在该理论中磁流管模型受到外部观测速度起伏的影响。Choudhuri等人<sup>[62]</sup>, Huang等人<sup>[63]</sup>和Zhugzhda<sup>[64]</sup>进行了此类研究。大的速度起伏对磁流管的足点产生影响的观测事实符合现在理论的进展。

### 3.2 磁流体波的耗散

在恒星色球层和冕层的磁场中很多物理过程被认为与加热机制有关联, 其中包括共振吸收、相位叠加、朗道阻尼、模式耦合、粘性和湍流加热及磁重联等。

每个过程的具体贡献取决于不同的物理条件<sup>[65]</sup>: 共振吸收发生在边界处, 比如磁环; 而相位叠加多发生在开放磁场结构中<sup>[66]</sup>; 离子共振加热沿着冕层的磁场或者底层冕层的磁流管<sup>[67]</sup>; 粘性和湍流加热则发生在不均匀的介质中。

#### 3.2.1 磁流体波的激波耗散

Boynton和Torkelsson<sup>[68]</sup>提出磁流体波的激波耗散加热机制, 由日冕底层的足点运动产生等温、一维的周期性磁流体波。Boynton使用非线性的磁流体波方程和向外传播的数值模拟, 发现当阿尔芬波有足够大的振幅时, 将会转变为激波, 但是等温的假设很难解释加热过程。由于计算边界的困难, 只能计算弱的周期性磁流体波, 但这种磁流体波对加热贡献不大。

Orta等人<sup>[69]</sup>使用一维非线性、绝热的磁流体波进行数值模拟, 与Boynton和Torkelsson<sup>[68]</sup>的理论作比较, 发现最初横向扰动的阿尔芬波转变为两种模式的碰撞: 快或慢模式的磁声波。由扰动产生的激波的振幅与背景磁场的大小相近。非线性磁流体波在尚未到达日冕层时就转变为激波。等离子体向外流动与激波的形成是同时发生的。

#### 3.2.2 阿尔芬波的直接耗散

对于阿尔芬波, 最主要的恢复力是磁张力。阿尔芬波产生于光球层的湍流运动, 沿着磁场传播, 其运行的相速度是 $v_{\text{ph,A}} = v_A \cos \theta$ ,  $\theta$ 是阿尔芬波传播矢量 $k$ 与磁场 $B_0$ 的夹角,  $v_A$ 是阿尔芬速度。阿尔芬波的群速度等于它的阿尔芬速度 $v_A$ 。由于波的能量是沿着磁场传播的, 所以阿尔芬波加热的过程必然与磁场有关。阿尔芬波是纯剪切波, 波不会表现出消失或者完全的反射。

阿尔芬<sup>[70]</sup>首次提出高温日冕可能是由于剪切阿尔芬波的耗散。阿尔芬波产生于光球层中米粒组织的运动中, 常常和电流相关, 从而在有限的电导性介质中产生焦耳加热。阿尔芬在计算中考虑了横向电导率的影响, 发现日冕加热的波的周期大约为几分钟。Cowling<sup>[71]</sup>与Piddington<sup>[72]</sup>进一步研究, 发现焦耳阻尼和粘性阻尼不足以耗散阿尔芬波。因此, 阿尔芬波的直接耗散并不能成为日冕加热的重要机制。

### 3.2.3 共振吸收和湍流级联

Hollweg<sup>[73, 74]</sup>认为扭转阿尔芬波的传播是垂直于磁流管的,色球层和冕层温度以及密度分布给定后,如果没有重力耦合发生,在不考虑耗散的情况下得到光球层磁流管中阿尔芬波的扭转速度;但是结果出现了明显的共振,这是由向外传播的阿尔芬波的强烈反射造成的;这种阿尔芬波在色球层和过渡区内拥有速度梯度,往往导致驻波的产生。只有在合适的共振频率上,才会产生有效干扰,从而产生能量的转移。

Ionson<sup>[75, 76]</sup>提出冕环中阿尔芬波的共振加热过程可以用LCR共振电流电路来理解。Hollweg<sup>[77, 78]</sup>在包含3个层面的介质中细致研究了扭转阿尔芬波的传播,阿尔芬波在每个层面的介质中拥有不同的速度。当中间层拥有最大或最小的阿尔芬速度,普通回路共振会产生;当中间层的阿尔芬速度介于上下两层之间时,将发生另一种共振,这种共振对于研究太阳针状结构很重要。

Schwartz等人<sup>[79]</sup>使用与Hollweg<sup>[77, 78]</sup>同样的边界条件进一步研究了阿尔芬波的细节,发现了在开放磁流管内的明显共振。Zugzda和Locans<sup>[80]</sup>计算了阿尔芬波传播的投射系数,并发现投射系数 $D$ 随着阿尔芬波频率的增加而不断改变。

Erdelyi等人<sup>[81]</sup>讨论在冕环中的粘阻磁声波的共振吸收,对线性粘阻磁声波采用数值模拟计算冕环中静止状态的磁声波的共振吸收,发现剪切粘度对于吸收的贡献最大,这是由于粘度压张量的可压缩分量和垂直分量的存在。同时还发现不能确定电阻和剪切粘度对于共振吸收的耗散机制的影响程度,这取决于密度的平衡条件和磁场强度。不过在日冕条件下,这两者对于日冕的加热都有贡献。

Verth等人<sup>[82]</sup>通过分析日冕多通道偏振仪器的观测数据,找到了共振吸收阻尼机制的证据,数据表明在日冕存在小振幅的阿尔芬波,理论上可以得出由于共振吸收而产生的与频率有关的阻尼长度。实际观测得到了依赖于阻尼长度的频率,这种频率可以用扭结波加以解释。此外,空间平均平衡参数描述了日冕中密度不均匀的横向等离子体的长度尺度与由TRACE观测到的稳定扭结模式相同。

Heyvaerts和Priest<sup>[83]</sup>及Hollweg<sup>[77, 78]</sup>提出扭转的阿尔芬波可能通过Helmholtz-Kelvin不稳定产生Kolmogoroff类型湍流级联耗散,能量通过粘性或电导率耗散,并计算得到湍流加热率。

### 3.2.4 模式耦合(非线性相互作用耗散)

阿尔芬波具有一个有效的加热过程就是模式耦合,阿尔芬波把能量转移给其他模式,通过这些模式更容易耗散能量。阿尔芬波通过与其他非均匀场或其他阿尔芬波的非线性相互作用而耗散能量<sup>[84-86]</sup>。磁场较弱时,两个阿尔芬波沿着磁场的不同方向运动能够产生非线性耦合,并产生声波,声波能够形成激波而迅速耗散能量。

Pascoe等人<sup>[87]</sup>对日冕内阿尔芬波和扭结波的模式耦合进行研究,考虑了非均匀介质中具有密度结构的情况下,利用低 $\beta$ 等离子体中足点驱动横向波传播进行3维数值模拟。当密度结构存在时,共振吸收在非均匀层内使扭结模式耦合到阿尔芬模式,这种耦合衰减能量的情况符合修正后的Ruderman和Roberts<sup>[88]</sup>对稳定扭结模式的分析。数值模拟的结果符合观测到的



扭结模式和阿尔芬模式的耦合产生日冕震荡的事实。

### 3.2.5 相位叠加耗散

Heyvaerts和Priest<sup>[83]</sup>提出了一种与共振吸收相似的加热机制。假定磁化等离子体的不均匀性仅存在于在 $x$ 、 $z$ 平面内的 $x$ 方向上, 磁力线平行于 $z$ 轴。当每条磁力线在 $y$ 方向上有相干扰动, 每条磁力线上的阿尔芬波将在 $z$ 方向上以与磁力线相关的特征速度运动。由于等离子体分布不均匀, 相邻磁力线的阿尔芬速度不同, 相邻磁力线之间的震荡很快会产生相位延迟, 经过一段时间后会形成横向梯度的扰动。当梯度达到临界值, 理想的等离子体就会导致局部加热。这种耗散的初始扰动就成为相位叠加。相位叠加是开放区域磁流体波能量耗散的候选方式之一。

Ofman等人<sup>[89]</sup>提出冕环内横向震荡阻尼机制为解决日冕加热机制提供了线索, 利用TRACE的极紫外波段观测确定日冕内阻尼时间的尺度, 发现释放的能量功率与由相位叠加预测的功率吻合得很好。相位叠加导致了阿尔芬波的快速耗散, 这是由于波前阿尔芬速度的改变。最终结果表明冕环震荡的耗散是由于异常的高粘度相位叠加造成的。

Mocanu等人<sup>[90]</sup>重新考虑了在日冕中剪切阿尔芬波相位叠加的耗散情况。空间等离子体的运动由磁场所控制, 传输系数变得各向异性, 可以拥有不同的行为, 其规模和取向也依赖于磁场条件。考虑真实的耗散系数后, 发现扭转阿尔芬波的相位叠加被严重低估, 这表明相位叠加仍然是解释日冕加热的可行机制。

## 3.3 交流磁加热机制最新进展

现在发现MHD波主要存在于冕环中, 以及其他日冕结构, 比如日珥。日冕中MHD波的探测结果是确定与波相关的加热机制的重要依据, 原因是MHD波是把能量从色球运输到太阳表面的候选者<sup>[91]</sup>。对于MHD波的探测也可以改善现有的计算和数值模拟手段, 比如日冕震荡<sup>[92]</sup>。

朱晓梅和涂传诒<sup>[93]</sup>讨论了在太阳大气中广泛存在的小尺度磁重联现象而引发的高频阿尔芬波, 通过建立日冕加热以及太阳风加速的时变二元流体模型的一组数值解, 显示解的时间演化、收敛特性及守恒特性, 在对过渡区发出的高频阿尔芬波频谱适当假设下, 数值解能够解释日冕及太阳风的多方面观测结果, 包括日冕加热、极冕洞密度径向变化、0.3 AU观测到的高速流等特征。

Erdelyi等人<sup>[94]</sup>研究了在非均匀弱耗散、静态稳定平衡条件下的各项同性及各项异性等离子体的快模式磁声波的非线性共振吸收。传播中的快模式磁声波的部分吸收是由于局部非均匀层中的非线性慢模式磁声波的耦合所造成的。共振吸收系数的简化有两个假设, 一个是弱的非线性, 另一个是非均匀层的厚度与波长相比非常小。

Verwichte等人<sup>[95]</sup>建立零等离子限制下的冕环模型, 研究冕环中快模式磁声波的阻尼作用。结果表明, 磁声波无论是直接进入外部介质还是克服阻碍而耗散, 都需要经过磁流管形式来实现。快速扭结模式在通过冕环时的震荡可能存在非零的密度扰动, 计算得到的快模式磁声波扭结震荡的阻尼率符合数值模拟, 侧向的耗散可以解释观察到的快模式磁声波扭结(垂直极化)的震荡。

Jefferies等人<sup>[96]</sup>发现在大尺度对流细胞(超米粒组织)边界为磁力线提供了“门户”,具体方式是通过能在色球层和日冕之间运动且携带能量的低频( $< 5$  mHz)磁声波。在太阳表面高度为400 km的地方发现有一个更高频率(15 mHz)的声波存在,这有可能是色球加热的主要来源。这个发现提出了低频磁声波能够提供平衡太阳色球辐射损失的能量的可能性。

Nakariakov等人<sup>[97]</sup>研究了在冕环内的慢模式磁声波,提出一维理论模型解释在冕环观测中出现的极紫外波段辐射传播的扰动现象,并认为这种扰动来源于慢模式磁声波。在该模型中慢模式磁声波沿着磁力线传播,结合考虑了由于有限粘性耗散和热传导的非线性效应。由实际观测发现,影响磁声波的主要因素是耗散和分层,向外部传播的磁声波的周期(5~20 min)在冕环顶点附近有显著衰减,这解释了以往观测到的罕见的向内部传播的磁声波现象。

O'Shea等人<sup>[98]</sup>研究了从过渡区和日冕的光谱线得到的辐射通量和速度,发现不同谱线的相位延迟沿着对角线方向,并且有一个固定的时间延迟。利用观测到的时间延迟,进一步估算了不同谱线的传播速度。O'Shea发现快模式磁声波主要出现在日冕,慢模式磁声波更多地出现在过渡区。

Wang等人<sup>[99]</sup>使用Hinode的仪器探测到在过渡区的谱线和冕环足点的5条日冕谱线存在5 min准周期震荡现象,并且有一个同相位的多普勒频移和强度震荡关系。这种震荡现象是慢模式磁声波通过过渡区向上传播到日冕的证据。5条日冕谱线震荡的振幅随着温度的升高而下降。震荡的原因可能是由于光球的P模式通过色球层和过渡区作用在日冕层。

### 3.4 交流磁加热机制小结

在恒星高层大气的加热机制中,存在交流加热机制,这种加热机制通过磁流体波的形式,或磁流管波的方式来加热高层大气。磁流体波包括快、慢模式磁声波和阿尔芬波,磁流管波分为纵向、横向和扭结模式。能量由磁流管波所携带,耗散方式是激波耗散、朗道阻尼、共振吸收、湍流级联、粘性加热、模式耦合等。纵向管波是磁管波加热的主要加热机制,横向管波可以为纵向管波提供能量。在恒星表面的加热需要非波模式的加热机制,有可能是磁重联作用的结果。

## 4 直流磁加热(DC)机制

色球层和日冕层的直流磁加热机制,主要是由磁重联作用引起的磁场直接耗散,通常发生在电流片处<sup>[100]</sup>。直流磁加热机制常常发生在大尺度等离子体流过闭合区域,比如产生太阳黑子等过程中,或者是小尺度等离子体流动的过程中,或足点运动和闭合冕环相互缠绕。快速稳定磁重联的经典理论,包含在依赖于边界条件下的磁重联理论中。重联在真空中是一个非常小的过程,但在等离子体大气中,作用将变得极为有效。重联被认为对日冕加热、日冕物质抛射、磁对流、发电机理论以及多种耀斑都有影响。

当足点运动的特征时间尺度远大于局部阿尔芬波的转移时间时,磁张力出现,并逐渐影响到电流片,从而通过磁力线重联的方式来释放能量。在恒星大气条件下的高度极性区域内释放大尺度磁应力的过程中确实存在磁重联的作用。但这个机制能否加热整个色球和日冕,

仍需要进一步研究。

#### 4.1 直流磁加热机制理论

在恒星高层大气中的磁场有非常复杂的3维结构, 在高 $\beta$ 区域中磁力线被冻结, 而等离子体的湍流运动能够在磁场中存储大量的能量, 其能量释放是通过磁重联作用进行的。磁重联往往发生在局部有较大的磁场梯度的区域, 导致磁场拓扑结构的改变, 能量被释放为热量、动能等形式或者使粒子加速。

Parker<sup>[101]</sup>发现当两条或多条磁流管相互缠绕, 形成类似打结或绳状结构时, 磁拓扑结构无法平衡, 结果导致快速的耗散和场线的合并, 使拓扑结构迅速减小到平衡形式。这种“拓扑耗散”过程有可能是太阳日冕层加热的重要机制。

Sturrock等人<sup>[102]</sup>认为在太阳色球层和光球层的磁重联产生的能量释放可以对日冕加热产生显著作用。随后发现光球的强磁场快速改变, 因此找到平均光球场强和加热通量之间的相关性显得尤为重要。磁场对日冕加热的贡献一方面是波的传播和耗散过程中磁场被动的的影响; 另一方面是磁场的磁重联产生的主动效果<sup>[103]</sup>, 由于色球层电阻率大, 所以有利于磁重联发生。色球磁重联过程也有可能导致日冕产生焦耳加热, 或者产生高频阿尔芬波或磁声波。

Priest<sup>[104]</sup>回顾了太阳磁重联的基本理论和数值模拟情况, 包括经典的快速磁重联理论<sup>[105]</sup>, 快速而稳定、几乎均匀的磁重联统一理论, 以及不均匀磁重联理论。

现存在两种磁重联过程<sup>[106]</sup>: (1) 自发磁重联过程。这是在小区域内等离子体电阻率增加的情况下发生的, 这种区域常常成为传播区域。等离子体不稳定性会演变成为异常电阻率的来源。自发磁重联有多种数值模型。第一个采用自发磁重联模型的是Ugai和Tsuda<sup>[107]</sup>。该模型假定在电流片内局部电阻率的增强是由于强等离子体沿着电流片加速造成的, 并且与快速的磁场重构也有关联。(2) 压力 (Force) 或驱动 (Driven-in) 重联。这种磁重联过程是由从边界流入的能量或磁流而引起的。模型中的电流片有均匀的等离子体密度分布。

最早的磁重联理论模型是由Sweet和Parker<sup>[108]</sup>建立的, 之后不断有人进行理论分析和数值模拟<sup>[109, 110]</sup>, 现有的磁重联模型至少有5种<sup>[111]</sup>: (1) 在日冕层由光球运动直接驱动的简单磁重联模型, 比如, X射线亮点被认为是新出现的和即将消失的通量之间相互作用的结果<sup>[112]</sup>; (2) 经典拓扑耗散模型<sup>[113]</sup>, 模型中复杂的光球运动导致了日冕中电流片的产生; (3) binary模型<sup>[114]</sup>, 该模型中磁物质在光球中成对地运动直接导致了磁重联, 产生了能量的传播和耗散, 并且衍生出非线性无力场; (4) 几乎均匀 (Almost-Uniform) 的磁重联模型<sup>[115]</sup>, 该模型规定了流入边界条件, 包括速度的大小和方向, 因而在均匀场中得到线性增长; (5) 非均匀磁重联模型<sup>[116]</sup>, 这是考虑到数值模拟的3个特征, separatrix喷流、反向电流峰值以及流入区域的高度弯曲场, 从而建立起来的。

Parker<sup>[117]</sup>对UV波段和X射线波段的太阳观测数据进行研究, 发现磁场中孤立偶极子的发射是间歇性的, 这种间歇性发射的单位就是纳耀斑, 由于足点运动和磁力线的影响, 许多磁流管中的电流片将沿着磁流管随机出现, 释放能量并产生磁重联, Parker最初认为纳米耀斑的重联可以均匀加热日冕, 随后纳耀斑成为日冕加热的候选者之一。

磁重联作用下的日冕加热的候选者, 有几种不同类型, 即spine, fan, separator都与零点

重联有关<sup>[118]</sup>，特别是separator重联是日冕加热的第四候选者，有不少数值模拟用来探讨候选者加热日冕的可能性<sup>[119]</sup>。

## 4.2 直流磁加热机制进展

由电流片的磁重联作用产生日冕加热的过程，决定于日冕磁场和光球层的性质。光球缓慢地运动对日冕磁结构产生影响，并将产生3种形式的电流片，电流片之间相互共存。Priest<sup>[111]</sup>利用不考虑磁流体的冕环模型，得到了separatrices和separator两种类型电流片的例子，前者对于日冕加热的有效性是后者的两倍。

Al-Hachami和Pontin<sup>[120]</sup>调查了3维磁零点(null point)的磁重联特性，主要探讨磁零点周围空间磁场的对称性，尤其是在磁零点的磁通量的重联率，以及电流片的形式和性质。结果发现磁重联模式的基本结构是通过改变磁场对称性而改变的，此外，电流片的峰值强度和尺度大小由磁力线的不对称性决定。

在快速磁重联模型中，磁通量的传输发生在电流片上的很小一部分，储存的能量通过激波形式转化为热能。当电流片与磁场分离时，磁能转换为动能，然后通过慢磁声波的激波作用传递能量。Longcope<sup>[121]</sup>发现慢磁声波平行冲击和流体动力学冲击非常接近反平行的限制。对于平行冲击，可以利用重联驱动的慢冲击进行研究，方法是使用电子和离子相互独立的二流体方程组。该时变方程的结果可以预测和理解偏斜磁场的重联作用。

Parker<sup>[117]</sup>提出纳耀斑可能是日冕加热的候选者，但由于观测技术的匮乏，缺乏确实的证据来证明纳耀斑的加热理论。因而产生一种证明方法，即构造一个磁动力的冕环模型，预测纳耀斑的能量分布情况。Bareford等人<sup>[122]</sup>介绍了该冕环模型的初步结果，冕环在不稳定的临界值附近的径向磁场存在巨大的变化。结果表明，冕环的不稳定性不能简单地衍生使之达到临界值，模型中的冕环经历了从能量释放到产生不稳定性的过程，纳耀斑的能量分布也经过了一个调整阶段。此外Bareford还列出了所有的不稳定状态和计算出的能量释放的临界值。

宁静太阳磁场并非没有磁场活动，只不过在小的空间尺度内发展，使活动难以被观测到。宁静太阳磁场对于均匀稳定的太阳大气加热也产生作用，但由于缺少观测证据而不能明确地阐述具体物理过程。Gonzalez<sup>[123]</sup>利用Hinode的数据对宁静太阳区域的拓扑结构和动力学结构进行研究，发现 $\Omega$ 环从太阳表面到其他层面的连续磁通量发射，证明在多尺度系统中，小尺度磁场对于多层面的磁性耦合起到了重要作用，至少与活动区的作用相当，而且是色球层和日冕加热模型的重要组成部分。

Shibata等人<sup>[124]</sup>利用Hinode的观测对太阳活动区域内太阳黑子外部的喷流进行研究，喷流长度通常是3到7弧秒，即2 000 ~ 5 000 km，宽度是0.2到0.4弧秒，即150 ~ 300 km，喷流的速度是10 ~ 20 km · s<sup>-1</sup>。而且喷流出现了倒Y形状，与日冕中X射线波段的喷流类似。喷流的特征意味着日冕中的磁重联过程发生在小尺度范围内，而色球和日冕的加热很可能与这种小尺度磁重联有关。

随着对太阳表层的高分辨率观测的增加，在小空间尺度发生的各种过程成为近期关注的焦点。小尺度磁场似乎有足够的能量来加热色球，但是小尺度现象的细节仍然无法了解。Yurchyshyn等人<sup>[125]</sup>对单个磁偶极子的失踪和相关的色球活动进行详细研究，结果显示

非常小的偶极子也可以通过色球活动达到太阳其他层面, 磁偶极子的消失大多是大尺度梯度磁场的重联作用引起的。

#### 4.3 直流磁加热机制小结

总的来说, 日冕加热存在两种理论解释<sup>[126]</sup>。第一种是磁流体和湍流加热色球和日冕模型 (WTD模型), 这是在开放磁流管情况下, 光球中产生相应的磁声波或阿尔芬波, 传播到日冕层进行加热, 加热形式是通过磁声波或阿尔芬波的梯度耗散加热日冕层的等离子体<sup>[127, 128]</sup>。第二种是重联/开放冕环模型 (RLO模型), 这个模型通过假定闭合、类似冕环的磁流体系统作为开放区域中的主要能量和质量来源, 该模型的主要能量交换发生在小尺度范围内<sup>[129, 130]</sup>。

恒星色球和冕层的直流磁加热机制, 是电流片磁重联作用的结果。磁重联发生在局部有较大磁场梯度的区域, 最初磁重联的出现是由于磁流管的相互缠绕, 改变了磁场的拓扑结构, 造成磁场的耗散。磁重联有两种过程, 一个是自发磁重联过程, 另一个是压力或驱动磁重联过程。磁重联既有大尺度下的过程, 也存在小尺度上的作用, 而最新的观测事实使小尺度上的磁重联成为研究人员关注的焦点。

## 5 费米加热机制

Isenberg和Vasquez<sup>[131]</sup>首次提出费米加热机制, 在冕洞中Fermi机制可以优先垂直加热小离子 (minor ions), 这个机制的提出是基于高速太阳风的连续观测的结果, 即重离子不仅温度高于质子, 而且流动速度也大于质子。

在空间物理学中有一个奇特之处, 就是由重离子构成的高速太阳风。通常界定高速太阳风的流动速度 $V_{sw} \geq 500 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ , 并连续不断地从开放的冕洞磁场中产生。对高速太阳风的观测显示离子温度要高于电子和各向异性的质子, 尤其在垂直于磁场的方向。更显著的是重离子 (离子远多于质子) 比质子以更大的速度流出太阳, 拥有的温度和粒子质量大致成正比<sup>[132-135]</sup>。

冕洞中小离子不受波粒相互作用的限制<sup>[136]</sup>, 小离子的出现是由于重离子在日冕中浓度太低以至于无法影响等离子体特性, 比如传播中的波的耗散关系。这些离子可以在垂直方向上通过平行传播的回旋共振来进行加热, 这个过程相当于二阶的热费米离子加热过程。只要共振波的强度能够维持, 这个过程就可以进行。单这个过程的加热本身有选择性, 无法采用质子, 在高速太阳风内这些离子的特性是一样的。

SOHO上的UVSC (紫外线日冕光谱仪) 仪器观测表明粒子的奇特组成很接近太阳的实际组成<sup>[137-143]</sup>。对于日心径向位置为 $r \geq 2R_{\odot}$ 的冕洞, 观测到的 ( $\text{O}^{+5}$ 和 $\text{Mg}^{+9}$ ) 重离子具有的加速度和垂直加热温度远远大于他们本身的质量比例。 $\text{O}^{+5}$ 的温度大于 $10^8 \text{ K}$ , 且在观测限制内不断增长。 $r \approx 3.5R_{\odot}$ , 其各向异性仍在推测的范围 $T_{\perp}/T_{\parallel} \approx 20 \sim 50$ 。相反, 质子温度为 $10^6 \text{ K}$ 的倍数时, 各项异性不会大于5。优先性的垂直加热表明在低冕洞区域存在径向减少的反应力作用下的垂直加热。

Fermi加热机制的理论基础类似于离子和平行传播的离子回旋共振波之间的相互作用而产生的共振回旋。优先性加热的效果来自于离子可以同时几个模式的波谱中共振的能力，而质子只能与单个平行运动的粒子发生共振。单个粒子的共振定义了微稳定的质子分布，代表了由质子实现的波的耗散和加热的限制。小离子没有这种限制，很可能是连续性的加热，只要共振波能量能够维持。小离子之间多重共振的相互作用相当于这些热粒子的二阶费米加速。

优先性加热的现象提供了太阳高层大气的可能加热机制或对高速太阳风的产生起作用的机制。费米机制常常用来提供阿尔芬波相互作用的回旋共振加热，或者是平行于平均磁场，传播出太阳表面的离子回旋共振波的相互作用<sup>[144, 145]</sup>。一个显著特点就是在低 $\beta$ 的等离子体中的回旋加速相互作用，在垂直方向产生随温度增长的离子分布<sup>[146, 147]</sup>。

UVCS仪器的观测表明，强的优先性加热区域内加热的对象恰好是碰撞比较少的离子。因此，可以用动力学方式来考虑加热行为，加热行为伴随着速度分布方程的演化，对单个粒子产生加热效果。虽然10多年以来，太阳风模型的产生是由于回旋共振的相互作用，不过对太阳风模型详细的动力学研究最近才开始尝试进行<sup>[148-154]</sup>。计算过程中没有采用预期的流体处理，考虑到质子的碰撞共振能力有限而导致波的能量被吸收，并且认为波严格沿磁场传播。研究发现平行传播的离子回旋波的回旋共振耗散表现单一，是冕洞质子能够产生高速太阳风的原因<sup>[150]</sup>。该结果进一步强调了动力学模型的必要性。

共振波通过波粒相互作用的回旋共振来驱动太阳风，被加热的离子产生有效耗散，需要及时补充共振波的能量<sup>[67, 155]</sup>。太阳风中无处不在的幂律谱长期以来被认为形成了一个非线性的湍流，具有大尺度的阿尔芬波动<sup>[156]</sup>，许多由波驱动太阳风的模型都有调用这种湍流的过程<sup>[157, 158]</sup>。然而，新的理论开始质疑在低的太阳日冕层级联共振频率的可能性（相当于高平行波数）<sup>[159]</sup>，在大尺度上观测到的阿尔芬的能量将会取代小尺度的垂直于磁场的级联。如果真在冕洞发生，将无法了解垂直波动耗散如何产生观测到的垂直离子加热。磁场中小振幅的波动，将主要加热电子而不是离子<sup>[160, 161]</sup>。阿尔芬波的非线性相互作用产生离子的垂直加热，但是需要非真实的振幅<sup>[162]</sup>和理想结构<sup>[163]</sup>的存在。其他的解释中包括湍流产生电流片的相互作用等<sup>[164, 165]</sup>，但这些机制并不能被证明是有效的。

最新的发现有3点：（1）这些共振回旋的波粒相互作用，把所有小离子速度加快到高速，这个高速是相对于冕洞中出现的质子流而言的；（2）这个加热机制能在冕洞产生大量的热的各项异性，首先以碰撞形式出现，然后转化为自由的优先加热，不过连续的与平坦共振回旋谱的相互作用降低了各向异性；（3）对于模型参数，垂直的温度不会出现类似观测到的径向增长。

## 6 总结和展望

恒星色球层和日冕层的加热是多种机制共同作用的结果，对于加热机制的理论研究进入了一个比较成熟的阶段，现在欠缺的反而是恒星的观测资料，只有通过实际观测结果和理论

相互印证, 才能得到恒星各层面加热的真正机制。随着各种空间天文观测仪器的升空, 将能够观测到更多的真实情况, 对于判断各类机制的作用机理将会做出巨大贡献。

低速旋转的晚型星和不存在表面对流层的早型星主要的加热机制来源于声波加热, 声波产生于对流层的湍流运动中。短周期的声波主要通过激波耗散的方式加热色球层和冕层, 在显著电离的区域也可以通过电离泵 (ion pump) 的方式。

早型星的日冕结构加热来自于小扰动的辐射放大产生的声激波。早型星的加热更多地依赖于热光度而不是旋转。

对于强烈旋转的晚型星而言, 主要的加热方式是与磁场相关的方式, 加热与自身的旋转有关。磁性加热的方式有磁重联耗散加热以及磁流体波的耗散加热, 包括快、慢模式的磁声波, 以及剪切的阿尔芬波。这些波同样产生于恒星表面对流层的湍流运动, 通过足点的运动到达光球层、色球层以及冕层。此外, 进入到恒星外部大气的能量是以磁通量的形式出现的。

冕洞的加热机制包括阿尔芬波的相位叠加、模式耦合、湍流加热, 以及来自于冕洞小离子与平行传播的共振回旋波的回旋共振形成的费米加热机制。

色球和冕层加热机制的研究, 随着新观测数据的出现, 对于理论本身做出了不少的更改和完善, 更多的细节需要新型望远镜的观测数据的支持和帮助。除非有新的观测资料出现, 才可能正确地描述这些不同的加热机制, 对于这些加热机制而言, 更精细的理论模型是亟需的。

#### 参考文献:

- [1] Athay R G, Dere K P. *ApJ*, 1990, 358: 710
- [2] Michael Goodman L. *ApJ*, 2000, 533: 501
- [3] Narain U, Ulmschneider P. *Space Science Review*, 1996, 75: 453
- [4] Erdelyi, Robert. *Astronomy and Geophysics*, 2004, 45: 34
- [5] Narain U, Ulmschneider P. *Space Science Review*, 1990, 54: 377
- [6] Mats Carlsson, Robert Stein F. *ApJ*, 1992, 397: L59
- [7] Mats Carlsson, Robert Stein F. *ApJ*, 1995, 440: L29
- [8] Ulmschneider P, Zahringer K, Musielak Z E. *A&A*, 1991, 241: 625
- [9] Wolfgang Kalkofen. *ApJ*, 1996, 468: L72
- [10] Wolfgang Kalkofen. *ApJ*, 1997, 486: L145
- [11] Hasan S S, Kalkofen W. *ApJ*, 1990, 519: 899
- [12] Ulmschneider P, Musielak Z. *ASPC*, 2003, 286: 363U
- [13] Biermann L. *Naturwiss*, 1946, 33: 118
- [14] Martin Schwarzschild. *ApJ*, 1948, 107: 1
- [15] Bohn H U. *A&A*, 1984, 136: 338
- [16] Oranje B J, Zwaan C. *A&A*, 1985, 147: 265
- [17] Schrijver C J. *A&A*, 1987, 180: 241
- [18] Robert Stein F. *Solar Physics*, 1967, 2: 385
- [19] Robert Stein F. *ApJ*, 1968, 154: 297
- [20] Lighthill M J. *Mathematical And Physical Sciences*, 1952, 211: 564
- [21] Peter Goldreich, Pawan Kumar. *ApJ*, 1990, 363: 694

- [22] Ulmschneider P, Rammacher W, Musielak Z E, Kalkofen W. *ApJ*, 2005, 631: L155
- [23] Narain U, Kumar S. *A&A*, 1995, 298: 303
- [24] Kumar P. *ApJ*, 1994, 428: 827
- [25] Kumar P. *ApJ*, 1991, 375: L35
- [26] Duvall T L Jr, Harvey J W, Jefferies S M, Pomerantz M A. *ApJ*, 1991, 373: 308
- [27] Musielak Z E, Rosner R, Stein R F, Ulmschneider P. *ApJ*, 1994, 423: 474
- [28] Ulmschneider P, Theurer J, Musielak Z E. *A&A*, 1996, 315: 212
- [29] Ulmschneider P, Bohn H U. *A&A*, 1981, 99: 173
- [30] Stein, Robert F, Nordlund Ake. *LNP*, 1991, 388: 195S
- [31] Steffen M, Kruss A, et al. *Mechansims of Chromospheric and Coronal Heating*, Berlin: Springer-Verlag, 1991: 380
- [32] Mats Carlsson, Robert Stein F. *ApJ*, 1997, 481: 500
- [33] Mats Carlsson, Robert Stein F. *ESASP*, 2002, 505: 293C
- [34] Wolfgang Kalkofen, Peter Ulmschneider, Eugene Avrett H. *ApJ*, 1999, 521: L141
- [35] Wilhelm K, Kalkofen W. *A&A*, 2003, 408: 1137
- [36] Astrid Fossum, Mats Carlsson. *ESASP*, 2005, 600: 17
- [37] Astrid Fossum, Mats Carlsson. *ApJ*, 2005, 625: 556
- [38] Astrid Fossum, Mats Carlsson. *ApJ*, 2006, 646: 579
- [39] Wolfgang Kalkofen. *ApJ*, 2007, 671: 2154
- [40] Wedemeyer-Bohm S, et al. *The Physics of Chromospheric Plasmas ASP Conference Series*, 2007: 368
- [41] Cuntz M, Rammacher W, Musielak Z E. *ApJ*, 2007, 657: L57
- [42] Wedemeyer S, Freytag B, et al. *A&A*, 2004, 414: 1121
- [43] Andria Rogava, Zara Osmanov, Stefaan Poedts. *R. Astron. Soc*, 2010, 404: 223
- [44] Gonzalez N B, Franz N, et al. *ApJ*, 2010, 723: L134
- [45] Schrijver, Carolous J. *A&A*, 1995, 6: 181s
- [46] Farley D T. *JGR*, 1963,68: 6093
- [47] Fontenla J M. *A&A*, 2005, 442: 1099
- [48] Fontenla J M, Peterson W K, Harder J. *A&A*, 2008, 480: 839
- [49] Gogoberidze G, Voitenko Y, Poedts S, Goossens M. *ApJ*, 2009, 706: L12
- [50] Nakariakov V M, Verwichte L E. *Rev.* <http://www.livingreviews.org/>, 2005
- [51] Narain U, Kumar P. *A&A*, 1993, 273: 659
- [52] Priest E R. *Solar Magnetohydrodynamics*, Boston: D. Reidel Pub. Co., 1982: 153
- [53] Stenflo J O. *Rep. Prog. Phys.* 1978, 41: 865
- [54] Zwaan C. *Solar Phys.* 1978, 60: 213
- [55] Spruit H C. *Solar Phys.* 1987, 75: 3
- [56] Doorselaere T V, Nakariakov V M, Verwichte E. *ApJ*, 2008, 676: L73
- [57] Goldreich P, Kumar P. *ApJ*, 1988, 326: 462
- [58] Saar S. *Lecture Notes In Physics*, Berlin: Springer Verlag, 1987: 29
- [59] Spruit H C, Roberts B. *Nature*, 1983, 304: 401
- [60] Musielak Z E, Rosner R, Ulmschneider P. *ASPC*. 1990, 9: 79M
- [61] Ulmschneider P, Zahringer, Musielak Z E. *ApJ*, 1991, 241: 625
- [62] Choudhuri A R, Dikpati M, Banerjee D. *ApJ*, 1993, 413: 818
- [63] Huang P, Musielak Z E, Ulmschneider P. *ApJ*, 1995, 297: 579
- [64] Zhugzhda Y D, Bromm V, Ulmschneider P. *ApJ*, 1995, 300: 302
- [65] Golub, Pasachoff J M. *Soso.book.G*, 1997:388
- [66] Hood A W, Ireland J, Priest E R. *A&A*, 1997, 318: 957H
- [67] Cranmer, Steven R. *ApJ*, 2000, 532: 1197C
- [68] Boynton G C, Torkelsson.U. *A&A*, 1996, 308: 299B
- [69] Orta J A, Huerta M A, Boynton G C. *ApJ*, 2003, 596: 6460



- [70] Alfvén H. *Astr.Soc.* 1947, 107: 211
- [71] Cowling T C. *The Sun*, Kuiper G P, Ed. Chicago: Chicago Univ. Press, 1953: 532
- [72] Piddington J H. *Astro. Soc.* 1956, 116: 314
- [73] Hollweg J V. *Solar Phys.* 1978, 56: 305
- [74] Hollweg J V. *Solar Phys.* 1981, 70: 25
- [75] Ionson J A. *ApJ*, 1982, 254: 318
- [76] Ionson J A. *Solar Phys.* 1984, 276: 357
- [77] Hollweg J V. *Solar Phys.* 1984, 91: 269
- [78] Hollweg J V. *ApJ*, 1984, 277: 392
- [79] Schwartz S J, Cally P S, Bel N. *Solar Phys.* 1984, 92: 81
- [80] Zuzda Y D, Locans V. *Solar Phys.* 1982, 76: 77
- [81] Erdelyi R, Goossens M. *A&A*, 1995, 294: 575
- [82] Verth G, Terradas J, Goossens M. *ApJ*, 2010, 718: L102
- [83] Heyvaerts J, Priest E R. *A&A*, 1983, 117: 220
- [84] Kaburaki O, Uchida Y. *Astro.Soc.Japan* 1971, 23: 405
- [85] Uchida Y, Kaburaki O. *Solar Phys.* 1974, 35: 451
- [86] Wentzel D G. *Solar Phys.* 1977, 52: 163
- [87] Pascoe D J, Wright A N, De Moortel I. *ApJ*, 2010, 711: 990
- [88] Ruderman M S, Roberts B. *ESASP*. 2002, 506: 745R
- [89] Ofman L, Aschwanden M J. *ApJ*, 2002, 576: L153
- [90] Mocanu G, Marcu A, Ballai I, Orza B. *Astron. Nachr.* 2008, 329: 780
- [91] Aschwanden M J. *ESASP*, 2004, 575: 97
- [92] Nakariakov V M, Ofman L. *A&A*, 2001, 372: 53
- [93] 朱晓梅, 涂传诒. *空间科学学报*, 1997, 3: 17
- [94] Erdelyi R, Ballai I, Goossens M. *A&A*, 2001, 368: 662E
- [95] Verwichte E, Nakariakov V M, Cooper F C. *ESASP*. 2005, 600: 101V
- [96] Jefferies S M, McIntosh S W, et al. *ESASP*, 2006, 624: 16
- [97] Nakariakov V M, Verwichte E, Berghmans D, Robbrecht E. *A&A*, 2000, 362: 1151N
- [98] O'Shea E, Banerjee D, Doyle J G. *A&A*, 2006, 452: 1059
- [99] Wang T J, Ofman L, Davila J M. *ApJ*, 2009, 694: 1448
- [100] Priest E, Forbes T. *Book Review: Magnetic reconnection. TraJ.* 2000, 27: 235
- [101] Parker E N. *ApJ*, 1972, 174: 499
- [102] Sturrock P A, Wheatland M S, Acton L W. *ApJ*, 1996, 461: L115
- [103] Sturrock P A. *ApJ*, 1999, 521: 451
- [104] Priest E R. *MmSAI*. 1990, 61: 383
- [105] Petschek H E. *NASA Sp-50*, 1964: 425
- [106] Runov A V, Pudovkin M I, Besser B P. *ESASP*. 2000, 443: 189R
- [107] Tsuda T, Ugai M. *JP2Ph.* 1977, 18: 451T
- [108] Parker E N. *Geophys.Res.* 1958, 62: 509
- [109] Drake E N, Shay M A, Thongthai W. *Phys. Rev. Lett.* 2005, 94: 095001
- [110] Litvinenko Y E. *ApJ*, 1996, 462: 997L
- [111] Priest E R, Longcope D W, Heyverts J. *ApJ*, 2005, 624: 1057
- [112] Priest E R, Parnell C E, Martin S F. *ApJ*, 1994, 427: 459P
- [113] Parker E N. *spontaneous Current Sheets In Magnetic fields.* New York : Oxford University Press, 1994: 2
- [114] Priest E R, Longcope D W, Titov V S. *ApJ*, 2003, 598: 667P
- [115] Priest E R. *Geophys. Res.* 1986, 91: 5579
- [116] Yan M, Lee L C, Priest E R. *Plasma Physics.* 1992, 97: 8277
- [117] Parker E N. *ApJ*, 1988, 330: 474P
- [118] Priest E R, Titov V S. *RSPTA*, 1996, 354: 2951

- 
- [119] Galsgaard K, Nordlund A J. *Geophys. Res.* 1997, 102: 231
- [120] Al-Hachami A K, Pontin D I. *A&A*, 2010, 512: 484
- [121] Longcope D W, Bradshaw S J. *ApJ*, 2010, 718: 1491
- [122] Bareford M R, Browning P K, Van der Linden R A M. *A&A*, 2010, 521: A270
- [123] Gonzalez M J M, Sainz R M, Ramos A A, et al. *ApJ*, 2010, 714: L94
- [124] Shibata K, Nakamura T, Matsumoto T. *Science*, 2007, 318: 1591
- [125] Yurchyshyn V B, Goode P R, et al. *ApJ*, 2010, 722: 1970
- [126] Cranmer S R, van Ballegoijen, Adriaan A. *ApJ*, 2010, 720: 824
- [127] Verdini A, Velli M, Matthaeus W H, et al. *ApJ*, 2010, 708: L116
- [128] Matsumoto T, Shibata K. *ApJ*, 2010, 710: 1857M
- [129] Fisk L A. *Geophys. Res.* 2003, 108: 1157
- [130] Schwadron N A, McComas D J. *ApJ*, 2003, 599: 1395S
- [131] Isenberg P A, Vasquez B J. *ESASP*, 2006, 617: 92
- [132] Schmide W K H, Rosenbauer H, Shelley E G, et al. *Geophys. Res. Lett.* 1980, 7: 697
- [133] Neugebauer M, Goldstein B E, Smith E J, et al. *Geophys. Res.* 1996, 101: 17047
- [134] Collier M R, Hamilton D C, et al. *Geophys. Res. Lett.* 1996, 23: 119
- [135] Reisenfeld D B, Gary S P, et al. *Geophys. Res.* 2001, 106: 5693
- [136] Isenberg P A. *Space Sci. Rev.* 2001, 95: 119
- [137] Kohl J T, et al. *ApJ*, 1998, 501: L127
- [138] Kohl J T, et al. *ApJ*, 1999, 510: L59
- [139] Cranmer S R, Field G R, Kohl J L. *ApJ*, 1999, 518: 937
- [140] Cranmer S R. *Space Sci. Rev.* 2002, 101: 229
- [141] Esser R, Fineschi S, et al. *ApJ*, 1999, 510: L63
- [142] Doderio M A, Antonucci E, Giordano S, et al. *Solar. Phys.* 1998, 183: 77
- [143] Antonucci E, Doderio E A, Giordano S. *Solar. Phys.* 2000, 197: 115
- [144] McKenzie J F, Ip W-H, Axford W I. *Ap&SS*, 1979, 64: 183M
- [145] Hollweg J V, Isenberg P A. *Space Phys.* 2002, 107: 1147
- [146] Dusenbery P B, Hollweg J V. *Geophys. Res.* 1981, 86: 153
- [147] Cranmer S R. *Geophys. Res.* 2001, 106: 24
- [148] Tam S W Y, Chang T. *Geophys. Res. Lett.* 1999, 26: 3189
- [149] Isenberg P A, Lee M A, Hollweg J V. *Geophys. Res.* 2001, 106: 5649
- [150] Isenberg P A. *Space Phys.* 2004, 109: 3101
- [151] Vocks C, Marsch E. *Geophys. Res. Lett.* 2001, 28: 1917
- [152] Vocks C. *ApJ*, 2002, 568: 1030
- [153] Vocks C. *ApJ*, 2002, 568: 1017
- [154] Peter H, Vocks C. *A&A*, 2003, 411: L481
- [155] Leamon R J, Matthaeus W H, et al. *ApJ*, 2000, 537: 1054
- [156] Goldstein M L, Roberts D A, Matthaeus W H. *A&A*, 1995, 33: 283
- [157] Hollweg J V. *Geophys. Res.* 1986, 91: 4111
- [158] Hu Y Q, Esser R, Habbal S R. *Geophys. Res.* 2000, 105: 5093
- [159] Matthaeus W H, Ghosh S, Oughton S, et al. *Geophys. Res.* 1990, 101: 7619
- [160] Gary S P, Nishimura K. *Geophys. Res. Space Phys.* 2004, 109: 2109
- [161] Gary S P, Borovsky J E. *Geophys. Res. Space Phys.* 2004, 109: 6105
- [162] Voitenko Y, Goossens M. *ApJ*, 2004, 605: L149
- [163] Wu D J, Yang L. *ApJ*, 2007, 659: 1693
- [164] Dmitruk P, Matthaeus W H, Seenu N. *ApJ*, 2004, 617: 667
- [165] Dmitruk P, Matthaeus W H. *Geophys. Res. Space Phys.* 2006, 111: A12110

---

## The Heating Mechanisms in Chromosphere and Corona

ZHAO Kai-yi, YANG Zhi-liang

(*Beijing normal University, Department of Astronomy, Beijing 100875, China*)

**Abstract:** The important achievements and progress of the heating mechanisms of the star chromospheres and coronae in recent years are briefly reviewed in this paper. Various kinds of mechanisms have been proposed to accomplish the heating processes in the start atmosphere, and there are different mechanisms in the regions with or without magnetic field.

In the region without magnetic field, the main heating mechanism is shock dissipation from acoustic waves which generated by the motion of turbulent in photosphere. The energy carried by the slow and fast magnetoacoustic waves, Alfvén wave is dissipated into heat in the region with magnetic field. The other heating mechanisms in the magnetic field region are magnetic reconnection which occurred with complex magnetic field structure, and the Fermi acceleration which heat the atmosphere in the low-beta coronal hole.

**Key words:** acoustic wave; magnetoacoustic wave; alfvén wave; reconnection; fermi acceleration