

太阳耀斑大气动力学及其光谱诊断*

方 成

(中国高等科学技术中心[世界实验室]天文和天体物理分中心)

(南京大学天文系)

甘为群

(中国科学院紫金山天文台)

提 要

七十年代以来的空间和地面观测表明,太阳耀斑是太阳大气中最剧烈的动力学过程。耀斑动力学的研究已成为当今太阳物理研究中重要的前沿课题之一。本文概要地介绍近年来在耀斑动力学过程的观测和理论方面的重要进展以及耀斑大气动力学的光谱诊断方法,并讨论了今后在观测和理论两方面的努力方向,为我国在即将到来的太阳22周峰年中的耀斑动力学研究提供参考。

一、引 言

七十年代以前,由于缺乏高分辨的空间观测,人们一般认为太阳耀斑只是色球中发生的一种现象。尽管六十年代的观测已表明^[1],在耀斑刚开始时谱线呈蓝不对称性(蓝翼强度大于红翼强度),几分钟后变为红不对称性,并持续到H_α极大后十几至几十分钟,但奇怪的是,一般来说谱线线心并无位移,且如果把这种不对称性解释为多普勒运动,则从氢线、氦线和电离钙H、K线以及金属线等得到的速度值很不一致,分别对应于~100公里/秒、几十公里/秒和10公里/秒。因此,当时人们把谱线的不对称性看作是耀斑光谱中最令人费解的现象^[1],未能揭示出耀斑大气丰富多采的动力学演化图像。1968年第一次用火箭拍摄了耀斑的X射线照片^[2],显示出耀斑的基本形状是环形,从光球一直延伸到日冕。1973年美国“天空实验室”的观测进一步证实了这一结果^[3]。这就从根本上改变了人们对耀斑的认识,为研究耀斑大气动力学开辟了广阔的道路。

七十年代空间观测技术的进步使人们获得了更多耀斑的软、硬X射线资料,开始了解耀斑大气动力学的一些特性。例如,Sturrock^[4]根据耀斑期间在日冕中观测到高温等离子体的增加这一事实,提出了耀斑期间色球物质蒸发的看法。Canfield等人^[5]对“天空实验室”所取得的耀斑色球和过渡区物质流动的观测结果作了总结,指出耀斑时色球和过渡区温度的陡增使大量物质蒸发到日冕中去,这正是热X射线等离子体的起源。此外,Feldman等人^[6]基于美国海军天文台的空间探测,在CaXIX和FeXXV谱线处观测到脉冲相紫移分量,对应速度为400公里/秒。Hiei和Widing^[7]也观测到类似的大规模物质向上运动的现象。

近年来的观测和理论研究结果大大丰富了对耀斑动力学过程的认识。现在人们已充分认

* 国家自然科学基金和教委博士点资助课题。

1988年7月29日收到。

识到,耀斑是太阳大气中最剧烈的动力学过程。对耀斑动力学的研究已成为耀斑物理研究中最重要的前沿课题之一。本文将简要地介绍近年来在观测和理论两方面的重要进展,并讨论今后可能的努力方向,为我国在太阳22周活动峰年中的耀斑动力学研究提供一些参考。

二、近年来重要的观测结果

21周太阳活动峰年期间一系列地面和空间的观测,特别是具有高分辨率的太阳峰年卫星(SMM)的观测提供了许多关于耀斑大气动力学过程的信息,发现了不少有趣的特性和规律。近十年来的主要观测结果如下。

1. X射线观测表明,耀斑脉冲相期间有剧烈的色球蒸发

SMM上的弯曲晶体光谱仪(BCS)^[8]系统地观测了耀斑CaXIX和FeXXV辐射的软X射线谱,在耀斑脉冲相期间探测到紫移的分量^[9,10]。典型的观测结果如图1所示^[11]。这是在1980年5月21日耀斑脉冲相的四个不同时刻,BCS记录到的CaXIX光谱段的强度轮廓。图2,3为两个轮廓的叠加,其中一个有3.8毫埃的紫移,对应370公里/秒的向上速度。虚线为另一个主要成份。图1对应于耀斑硬X射线刚开始陡升的时刻,可见此时CaXIX共振线大大加宽了,对应湍动速度达 220 ± 30 公里/秒。同时,从主要成份具有 0.8 ± 0.15 毫埃的紫移得到,在耀斑脉冲相刚开始时色球蒸发速度约为80公里/秒。

2. H α 轮廓的演变

Acton等人^[12]根据用美国萨克峰真空太阳塔的 50×100 像元CCD对1980年5月7日SB级耀斑的H α 观测轮廓,并把它们同SMM软、硬X射线的观测进行比较,第一次给出了由H α 光谱表明色球蒸发的直接证据:随着脉冲相的发展,耀斑核的H α 轮廓呈现出由吸收线到弱的中心反变辐射再到强的中心无反变辐射的变化。根据Dinh^[13]计算的半经验模型,这种变化可以用耀斑过渡区移向低层,色球物质不断蒸发来解释。从H α 轮廓估计得到的蒸发物质足够解释软X射线增强所要求的高温物质。我们根据对1982年12月2日耀斑全过程的多波段光谱同时性观测资料,计算了在非局部热动平衡下的半经验模型^[14]。所得到的耀斑不同时刻的半经验模型清楚地显示了耀斑大气的动力学演化过程(见本文第4

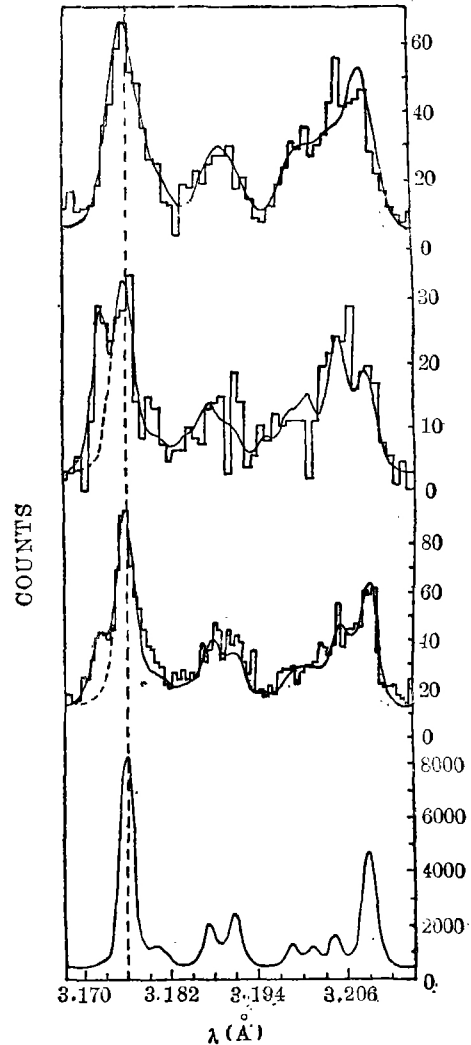


图1 1980年5月21日耀斑脉冲相4个时刻(20:53:59; 20:55:13; 20:55:35; 21:07:33)下CaXIX软X射线谱的演化^[11]

节), 而且由此计算出的色球蒸发物质数量和X射线观测的结果相当符合。

3. $H\alpha$ 轮廓的不对称性

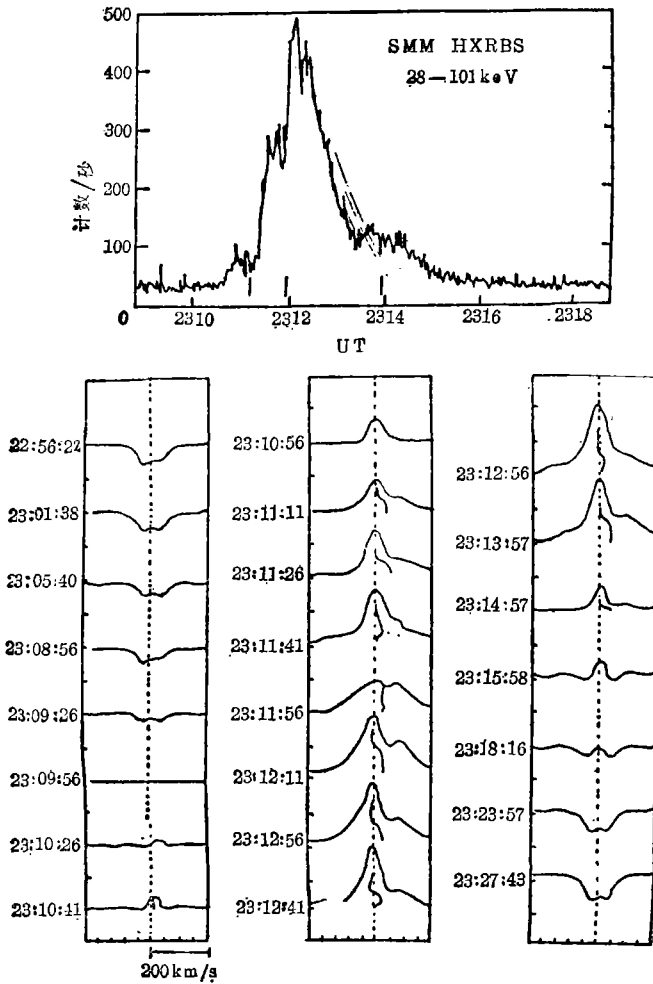


图2 1980年6月23日耀斑的 $H\alpha$ 剩余轮廓(相对于脉冲相前23:09:56的轮廓)和硬X射线(图上部)观测结果^[16]

耀斑大气向下的运动速度为40—100公里/秒。

4. $Ca II K$ 线轮廓的演变

我们多年来对耀斑期间 $Ca II K$ 线的观测表明(参见[14]、[18]), K 线轮廓也呈现出系统的变化: 在耀斑脉冲相, K 线线翼强度极小处 K_1 的强度逐渐增强, K_1 到线心的距离也逐渐增加。主相开始后不久, K_1 的强度逐渐减小, 它到线心的距离也逐渐减小, 最后恢复到耀斑前的状态。根据我们对半经验模型 $Ca II K$ 线诊断方法的研究^[19], 上述情况表明, 在脉冲相, 耀斑大气温度极小区的温度不断升高, 其位置则不断降低; 主相开始后一段时间, 温度极小区的温度才开始降低, 其位置重新升高, 最后恢复到耀斑前的状态。此外, 值得强调指出的是, 我们观测到的所有耀斑在脉冲相和主相初期的 $Ca II K$ 线线翼都呈现出明显的红不对称性;

Canfield 等人^[15,16] 利用美国萨克峰的 CCD 面阵, 采用使狭缝扫过耀斑区的方法得到了耀斑区各点的 $H\alpha$ 轮廓。时间分辨率为15秒。他们把各个时刻的耀斑 $H\alpha$ 光谱减去脉冲相前的 $H\alpha$ 光谱, 再画出相减后剩余轮廓的等分线。图2为他们观测到的5个小耀斑之一——1980年6月23日耀斑的 $H\alpha$ 剩余轮廓。图上半部为硬X射线爆发的观测结果。从图2可见, 脉冲相期间 $H\alpha$ 剩余轮廓的红、蓝远线翼对称中心有明显的红移。这表示物质有一个向下的多普勒运动速度。他们从5个小耀斑得到的典型值为40—60公里/秒, 且运动衰减时间~30秒。

Ichimoto 和 Kurokawa^[17] 把狭缝固定对准耀斑的亮核, 快速拍摄 $H\alpha$ 光谱, 时间分辨率为2—3秒。他们利用同上述类似的剩余轮廓方法, 根据红、蓝远线翼对称中心的多普勒红移定出4个1B级耀斑脉冲相耀

红翼较紫翼强，且较为平坦。根据我们最近的计算结果^[20]，这可以用耀斑大气温度极小区附近物质有几公里/秒~十几公里/秒的运动速度来解释。所有这些都说明耀斑低层大气也具有有趣的动力学演化过程。

5. 耀斑主相期间的速度场观测

最近 Schmiieder 等人^[21]利用巴黎墨冬天文台太阳塔 DPSM 光谱仪得到的三个大耀斑的 H α 光谱资料研究了耀斑区的速度场。DPSM 光谱仪可以在1分钟内得到3'×8'视场中每一点(1"×1")的 H α 轮廓。每条轮廓由间隔为0.3埃的9个点组成，求出轮廓上半宽为±0.3埃的弦的中点位置，由其波长位移量即可算出色球物质的多普勒速度。Schmiieder 等人的研究表明，在耀斑主相期间，耀斑双带处的 H α 轮廓表现出紫移，可用速度为0.5—10公里/秒的色球物质向上运动来解释。如果这一解释成立的话，则表明在耀斑主相期间仍有色球物质缓慢地向日冕蒸发。这证实了 Antiochos 和 Sturrock 的看法^[22]，即由于热传导的加热，耀斑环中的物质必将不断地产生蒸发。

从上面所述的一些观测结果来看，目前已能肯定，耀斑环中的物质有着明显的运动，尤其是在脉冲相期间，环中色球物质剧烈的蒸发同中、下色球乃至光球物质的向下压缩交织成一幅复杂而壮观的运动图象。耀斑成为太阳大气中最迷人的动力学现象之一。

三、耀斑动力学过程的物理模型

除了从观测上不断揭示出耀斑大气的动力学特征外，近年来从理论上模拟耀斑大气的动力学演化也取得了许多重要的进展。就总体而言，耀斑动力学模型可分为两大类：其一是厚靶模型，其二是热模型。图3简要地显示出两类模型的一般特征^[23]。

厚靶模型认为耀斑触发的直接后果是产生大量的高能非热电子，它们沿磁力线向下传播时与周围大气等离子体发生碰撞，导致能量在大气中沉积^[24]。因此厚靶动力学模型就是通过联立求解连续性方程、动量方程和能量方程，研究初始静态的大气在非热电子束突然轰击下如何演化。能量项主要包括热传导、辐射损失和电子加热等。除了初始模型和边界条件不同以外，不同的模型还采用了不同的非热电子流量和电子束作用的时间结

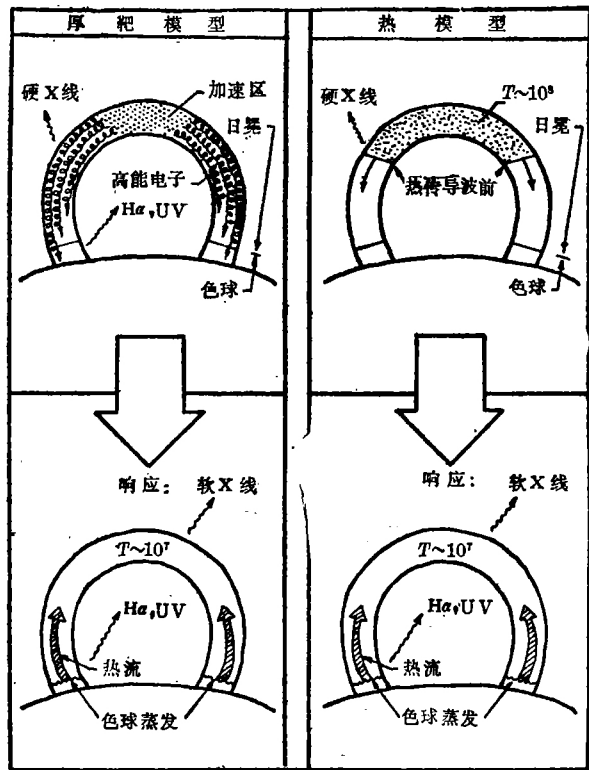


图3 耀斑厚靶模型和热模型示意图^[23]

构。例如, Somov 等人^[25]在色球等温初始条件下,研究了峰值流量为 $10^{11} \text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 、时间结构呈三角型、持续10秒的非热电子束自环顶打下的大气动力学过程; Nagai和Emslie^[26,27]采用 HSRA 宁静太阳大气初始模型^[28],计算了峰值流量为 2×10^{10} 和 $6 \times 10^{10} \text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 、持续60秒的三角形分布的非热电子加热下的大气演化。他们还计算了峰值流量为 $2 \times 10^9 \text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 、连续120个三角形脉冲(每个脉冲持续时间为2秒)的非热电子束轰击下的大气过程; MacNeice 等人^[29]在 VAL 宁静大气^[30]初始条件下,探讨了峰值流量为 $10^{11} \text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 、时间结构为矩形、持续10秒的非热电子束轰击大气时的演化。Fisher 等人^[31]首次将辐射转移引入耀斑动力学模型的计算,研究了峰值流量分别为 10^9 、 10^{10} 、 3×10^{10} 、 5×10^{10} 和 $10^{11} \text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 时,持续5秒、时间结构为矩形的非热电子束加热大气的动力学过程。综合这些厚靶动力学模型的结果,可得耀斑动力学过程的一般特征:初始静态的大气在电子束轰击下,日冕和色球几乎同时受到加热,温度陡增,由于热不稳定,在色球上部形成一相对高压区,它驱使色球物质向上蒸发,以高达每秒数百公里的速度进入日冕,使日冕密度陡增,温度达 10^7K 的量级,软X射线辐射因而大大增强。同时,高压区也驱使部分色球物质往下运动,形成冷而密的压缩区,以超声速传播到大气低层。作为一个典型的图像,图4显示了Fisher 等人的模型的计算结果^[31]。

热模型认为耀斑触发后的直接结果是在触发处产生一个极高温区($T \sim 10^8 \text{K}$),通过热传导和强热流沉积形式加热大气。有些热模型以温度陡增作为边界条件来计算大气结构的演化。如 Somov 等人^[32]假设环顶温度在5秒内线性陡升至 10^8K ,以模拟耀斑能量释放后的动力学过程;吴式灿等人^[33]则研究了耀斑环底部温度突然陡增6倍情况下的动力学演化。但是,大多数热模型^[34-38]都是假定一个固定的热沉积空间分布,其大小随时间变化。一般取热沉积空间分布的形式为相对环顶对称的高斯分布;在研究不对称加热时,也可取相对环的某一点对称。这样,热模型的能量项主要有热传导、辐射损失和热沉积加热

等。演化图像自然与所取热沉积的空间分布和时间结构有关,但不同模型的演化图像在定性上大体一致:先是环顶附近温度迅速增加,使沿磁力线方向往下的热传导流量增加,形成向下传播的热传导波前,当它到达上部色球时,也会形成一个相对高压区,使色球物质蒸发进入日冕,同时也形成一个向下传播的压缩波。

由上述可见,厚靶模型和热模型在演化特征上有很多相似之处,但在色球加热方面,厚

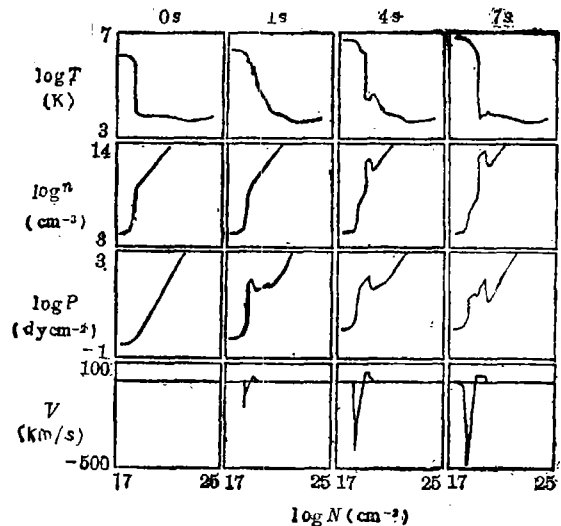


图4 非热电子加热演化模型^[31], $F_{\text{te}} = 5 \times 10^{10} \text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, 往下速度为正

靶模型除了压缩波加热外,还有非热电子的直接加热,因此比热模型更有效。从速度上看,在厚靶模型中,在脉冲相一开始,耀斑高温物质就显示出向上的蒸发速度,色球上部则有一压缩区向下运动;在热模型下,日冕物质先有一向下的膨胀速度,然后由于色球物质蒸发而产生向上的运动。在这两种模型下所得到的色球物质蒸发速度和压缩波内物质向下运动速度的大小都差不多。至于耀斑主相,现有理论模型尚未有比较明确的图像。

在目前尚不能确定耀斑究竟是热起源还是非热起源的情况下^[39],详细研究厚靶模型与热模型在定量上的差异,尽管是十分有意义的,但还需要将模型预言结果与实测结果进行比较。近来,Peres等人^[40]分别计算了两种模型下的X射线谱光变曲线和多普勒位移,并将它们同SMM的观测相比较,结果倾向于支持热模型。对非热电子加热,主要是非热电子流的低端能阈 E_c 的问题。软X射线光变曲线要求 $E_c \sim 10\text{keV}$,而硬X射线的结果却是 $E_c \sim 25\text{keV}$,两者在总能量上差3个数量级,因此存在矛盾。Antonucci等人^[41]则详细计算了热源分别位于环顶和环足这两种热模型下CaXIX谱的演化,并与SMM观测结果对比,发现热源位于环足的热模型的谱特征与观测较接近。当然,这些结果仅仅是参考性的,因为理论模型本身的种种假设和近似还有待于改进。例如对热传导的处理,现有模型几乎都采用经典热传导或在此基础上对热传导流量加上某种限制,但实际上在温度梯度很陡和热传导流量特别大时,经典热传导将不再适用,严格地应引入非局地热输运。最近,Karpen和Devore^[42]就经典热输运和非局地热输运进行了比较,发现两者所得到的日冕过渡区和色球的演化特征均有明显的差异。由此看来,要把耀斑动力学模型同实测定量地联系起来,还有很多工作要做。

四、耀斑动力学的光谱诊断

由于不同元素的谱线以及同一条谱线的不同部分是在大气的不同深度形成的,因此,大气不同深度处的物质运动就会使谱线发生位移、变宽、不对称等种种变化。通过对这些变化的研究就可以得到大气中物质运动的大量信息,所以光谱诊断就成为研究耀斑大气在不同深度处的动力学特性的最重要方法。第二节中已说明,从耀斑的光谱特征可以看出耀斑大气确有运动。例如,根据谱线的多普勒位移可以估计出谱线形成区的宏观运动速度;从谱线的加宽可估计出大气的湍动特性或在某些情况下估计出速度梯度;由谱线不对称性可估计出物质的速度场分布等等。但是,由于辐射场和速度场以及其他物理量(例如温度、密度等)的相互作用和耦合,使得光谱诊断成为一个辐射动力学问题。再加上耀斑大气物理参数本身的剧烈变化和大气运动交织在一起,使由光谱诊断耀斑大气的运动这一工作变得十分复杂。人们在处理这类问题时必须十分小心,不能期望采用通常在谱线两翼测强度求出多普勒速度的方法(例如一般磁像仪测光球速度场的方法)处理耀斑发射线光谱就能得到正确的速度场结果^[20,21];也不能简单地根据谱线线心没有明显位移就断言耀斑大气没有运动等等。正是由于这些原因,才使得耀斑动力学的光谱诊断成为当前耀斑物理中困难的前沿课题,引起许多人的重视。

由于耀斑大气一般是光学厚的,辐射场对物质温度和密度等影响极大,因此必须采用非局部热平衡理论来计算运动大气的谱线轮廓,并同观测对比,才能定量地研究实际耀斑的动力学状态。目前这类研究刚刚开始发展,还远未深入和完善。一般说来,从耀斑的X射线

谱和 EUV 谱可以研究耀斑高温大气的运动(见第二节中的例子),从耀斑的可见光谱线则可以研究耀斑低温大气的动力学过程。在这方面,目前已使用的主要方法有以下三个。

1. 半经验大气模型方法。目前一般是通过求解辐射转移方程、统计平衡方程和流体静力学平衡方程,并且调整参数(例如温度分布),计算得到一系列耀斑半经验大气模型。研究这些模型下的各种谱线和连续辐射的变化规律,可以帮助人们从光谱特征分析耀斑的动力学过程。例如,本文第二节曾提到, Dinh^[13]研究了不同的半经验模型下的 H α 轮廓的变化,指出随着耀斑色球一日冕过渡区的下降, H α 轮廓将从无中心反变(强度小)改变到有中心反变,再变成无中心反变的强发射。因此可利用 H α 的观测来研究耀斑过渡区位置的变化。我们研究了 Ca II K 线诊断技术^[19],指出可根据 K 线的观测研究耀斑温度极小区的位置和温度的变化。我们还研究了不同半经验模型下的连续谱的变化^[43],从研究结果看,有可能根据白光耀斑连续谱的变化来研究光球深层的温度变化或过渡区结构的变化。

利用耀斑不同时刻多波段观测资料构造出不同时刻的耀斑半经验模型,就可以跟踪耀斑大气结构的演变。这对于研究耀斑的动力学过程是十分有用的。我们曾利用南京大学太阳塔的耀斑全过程光谱资料对1982年12月2日耀斑和1983年2月3日耀斑得到了随时间变化的半经验模型^[14, 18, 44],揭示出色球耀斑大气的演化过程,其最主要的图像是从脉冲相到极大相,耀斑过渡区位置经历了下降—上升—再下降这样一个脉冲式的变化过程;相应地,色球也经历了压缩—膨胀—再收缩的演化过程。当将各半经验模型的演化当作等压过程看待时,就可得到耀斑色球参考速度分布的演化特征^[44]。

2. 计算动力学理论模型下的谱线轮廓演化过程,以判明它们如何反映出耀斑大气的动力学变化,可为光谱诊断提供重要依据。这方面的工作目前刚刚开始。Canfield和Gayley的工作^[45]是有代表性的。他们研究了 Fisher 等人^[31]的耀斑动力学模型(见图4)下 H α 轮廓的变化。图5是计算结果。他们的研究表明: H α 轮廓最快的变化(<0.1秒)来自于能量的不平衡,在线心最明显;较慢的变化(~0.5秒)来自于电离的不平衡,在紫翼最明显;最慢的变化(≥ 1 秒)来自动力学效应,与色球压缩区的形成有关,在谱线红翼最明显。这类工作对耀斑光谱观测有很好的参考价值。

3. 二维光谱的分析和研究可以提供耀斑不同部分的动力学演化信息。这对于了解耀斑的整体行为是至关重要的。目前这方面的工作还不多,特别是时间分辨率还不高(15—30秒),有待改进。前述的 Schmiieder 等

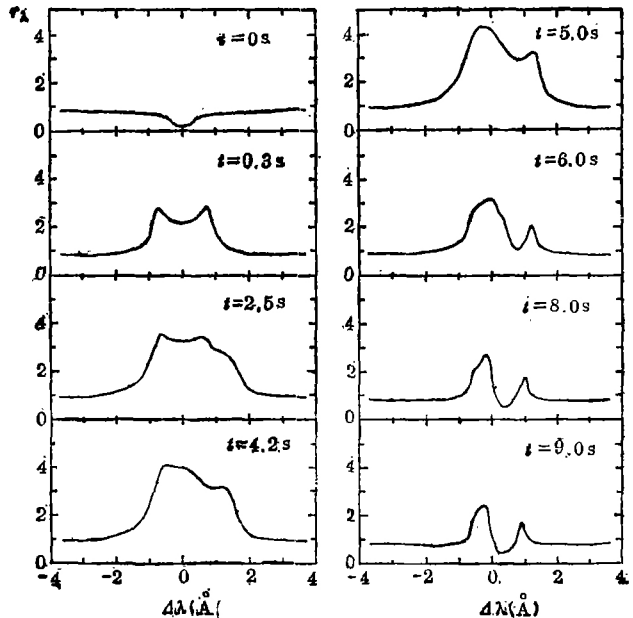


图5 非热电子加热模型(图4)下 H α 轮廓的演化^[45]

人^[21]的工作是一个例子。他们采用法国巴黎墨冬天文台的 DPSM 观测, 虽然在 H_α 谱线上仅有 9 个点的数据, 但在作二维多点的光谱统计分析时仍可得到一些有用的信息。

五、研究展望

从上面的简要综述可见, 光谱诊断技术为耀斑动力学过程的研究提供了强有力的手段, 可用它得到许多有关耀斑动力学演化的信息。但是, 至今这方面的系统研究还不多, 也不够深入, 需要从观测和理论两方面积极努力。

观测方面, 正如 Canfield 和 Gayley^[45]所指出的, 必须努力获得高时间分辨率(0.1秒—1秒)的光谱资料, 这对诊断耀斑的热模型和非热模型是至关重要的, 同时也可用来详细分析耀斑大气的动力学发展过程; 提高空间分辨率仍然是重要的, 这可使耀斑的不同部分不致混合在一起; 光谱资料应尽可能包括多条谱线和连续区, 以便减少模型的不确定性; 高时间分辨率的二维光谱将提供耀斑不同部分的演化信息, 具有十分重要的意义; X射线、γ射线、微波辐射、UV 谱及可见光波段谱线和图像的同时性观测, 具有特别重要的意义, 这将为分析研究耀斑的整体演化过程提供不可缺少的资料。

理论方面, 耀斑动力学模型计算仍然是十分重要的课题。目前只能计算数十秒内的一维演化模型, 加热函数的选取和耀斑实际情况还相距甚远, 许多假设(如完全忽略非热离子、波以及返回电流的二维效应等)也有待改进。计算动力学模型下各种谱线轮廓和连续辐射的变化, 将为光谱诊断提供很好的依据。这方面的工作有待于大力发展。

也应指出, 目前光谱诊断方法还有一些不足之处。由于谱线受许多因素影响, 只根据少数谱线资料来确定耀斑大气的运动状态, 就会产生某种不确定性; 某些谱线形成区很厚, 使从谱线轮廓诊断不同深度处的物质运动这一任务变得困难起来; 此外, 光谱理论本身也有待于发展, 例如开展二维和三维的辐射转移等研究工作。所有这些, 都有待于今后努力。

参 考 文 献

- [1] Svestka, Z., in *Solar Flares*, D. Reidel Publ. Co., Dordrecht, Holland, (1976).
- [2] Vaiana, G. S. et al., *Science*, 161 (1968), 564.
- [3] Svestka, Z., *Solar Flare Magnetohydrodynamics*, ed. by E. R. Priest, ch.2, (1981).
- [4] Sturrock, P. A., in *Solar Flare*, ed. by P. A. Sturrock, p.411, (1980).
- [5] Canfield, R. C. et al., *ibid.*, p.231.
- [6] Feldman, U. et al., *Astrophys. J.*, 241 (1980), 1175.
- [7] Hiei, E. and Widing, K., *Solar Phys.*, 61 (1979), 407.
- [8] Culhane, J. L. et al., *Astrophys. J.*, 244 (1981), L141.
- [9] Antonucci, E. et al., *Solar Phys.*, 78 (1982), 107.
- [10] Antonucci, E. et al., *Astrophys. J.*, 287 (1984), 917.
- [11] Antonucci, E. et al., *Solar Phys.*, 96 (1985), 129.
- [12] Acton, L. W. et al., *Astrophys. J.*, 263 (1982), 409.
- [13] Dinh, Q. V., *Publ. Astron. Soc. Japan*, 32 (1980), 515.
- [14] Fang, C. et al., in *The Lower Atmosphere of Solar Flares*, ed. by D. Neidig, p.117, National Solar Obs., Sunspot, NM., (1986).
- [15] Canfield, R. C. et al., *BAAS*, 17 (1985), 628.

- [16] Canfield, R. C. et al., *BAAS*, **16** (1984), 89L.
- [17] Ichimoto, K. and Kurokawa, K., *Solar Phys.*, **93** (1984), 105.
- [18] Gan, W. Q. and Fang, C., *Solar Phys.*, **107** (1987), 311.
- [19] 甘为群, 方成, 天文学报, **27**(1986), 227.
- [20] 方成, 甘为群, 全国太阳动力学光谱讨论会报告, 新安江, (1988).
- [21] Schmieder, B. et al., *Astrophys. J.*, **317** (1987), 956.
- [22] Antiochos, S. K. and Sturrock, P. A., *Astrophys. J.*, **220** (1978), 1137.
- [23] Fisher, G. H., UCRL-93541, Preprint, (1985).
- [24] Emslie, A. G., *Astrophys. J.*, **224** (1978), 241.
- [25] Somov, B. V. et al., *Solar Phys.*, **73** (1981), 145.
- [26] Nagai, F. and Emslie, A. G., *Astrophys. J.*, **279** (1984), 896.
- [27] Emslie, A. G. and Nagai, F., *Astrophys. J.*, **288** (1985), 779.
- [28] Gingerich, O. et al., *Solar Phys.*, **18** (1971), 347.
- [29] MacNeice, P. et al., *Solar Phys.*, **90** (1984), 357.
- [30] Vernazza, J. E. et al., *Astrophys. J. Suppl.* **45** (1981), 635.
- [31] Fisher, G. H. et al., *Astrophys. J.*, **289** (1985), 414.
- [32] Somov, B. V. et al., *Solar Phys.*, **81** (1982), 281.
- [33] Wu, S. T. et al., *Solar Phys.*, **70** (1981), 137.
- [34] Nagai, F., *Solar Phys.*, **68** (1980), 351.
- [35] Pallavicini, R. et al., *Astrophys. J.*, **270** (1983), 270.
- [36] Cheng, C. C. et al., *Astrophys. J.*, **265** (1983), 1090.
- [37] Kopp, R. A. et al., in *Energetic Phenomena on the Sun*, ed. by M. Kundu and B. Woodgate, chap. 7, (1986).
- [38] MacNeice, P., *Solar Phys.*, **103** (1986), 47.
- [39] Emslie, A. G., *Solar Phys.*, **86** (1983), 133.
- [40] Peres, G. et al., *Astrophys. J.*, **312** (1987), 895.
- [41] Antonucci, E. et al., *Astrophys. J.*, **322** (1987), 522.
- [42] Karpen, J. T. and DeVore, C. R., *Astrophys. J.*, **320** (1987), 904.
- [43] 甘为群, 方成, 天体物理学报, **8** (1988), 61.
- [44] 甘为群, 方成, 空间科学学报, **8** (1988), 12.
- [45] Canfield, R. C. and Gayley, K. G., *Astrophys. J.*, **322** (1987), 999.

(责任编辑 林一梅)

Dynamics of Solar Flare Atmosphere and its Spectral Diagnostics

Fang Cheng

*(Center of Astronomy and Astrophysics, CCAST (World Laboratory),
Department of Astronomy, Nanjing University)*

Gan Weiqun

(Purple Mountain Observatory, Academia Sinica)

Abstract

It has been shown from space and ground-based observations which have been made since 1970's that solar flares are the most violent dynamic process in the solar atmosphere. The study of flare dynamics has already become one of the most important frontiers in solar physics. In this paper we present briefly the important progress in observations and theoretical study of flare dynamics in recent years, as well as the spectral diagnostics of flare atmosphere dynamics. Future efforts in both observational and theoretical aspects have also been discussed. This may be taken as a reference for the study of flare dynamics in the coming No. 22 solar cycle.