

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2016.04.04

太阳低层大气辐射磁流体力学数值研究

陈鹏飞^{1,2}, 丁明德^{1,2}, 方 成^{1,2}

(1. 南京大学 天文与空间科学学院, 南京 210023; 2. 南京大学 现代天文与天体物理教育部重点实验室, 南京 210023)

摘要: 太阳低层大气虽然只有 2 000 km 左右厚, 但却充满了各种尺度的活动现象及演化特征, 而且它也是磁能进入日冕的必经之通道, 又是太阳大气中唯一能比较准确测量磁场的区域。因此, 太阳低层大气的数值模拟一直是国内外同行关注的一个重点。回顾过去十余年国内外同行在这一领域所进行的数值模拟研究进展以及所用的计算方法, 期望为我国发展辐射磁流体力学数值研究提供参考。

关键词: 太阳大气; 光球; 色球; 太阳黑子; 发电机; 色球加热

中图分类号: P182 **文献标识码:** A

1 引 言

通常以太阳的可视表面为界, 将表面以下的部分称为太阳内部, 表面之上的部分称为太阳大气, 由内而外分别是 500 km 厚的光球层、1 500~2 000 km 厚的色球层, 以及一直往外延伸到整个日球层的日冕。和日冕相比, 光球层和色球层的厚度小很多, 因此, 光球和色球常被统称为低层大气。太阳内部的温度分布自核心区区的 1.5×10^7 度往外一直降低, 光球层延续这种温度降低的趋势, 从底层的 8 000 多度降到顶层的 4 000 度。之后进入色球层后, 温度开始单调增加, 从温度极小区的 4 000 度上升到色球上层的 10 000 度左右。再往外, 经过一个较薄的过渡区便进入 1、2 百万度的日冕。由于太阳低层大气的温度仅数千度, 因此, 密度标高非常小, 这导致在这薄薄的约 2 000 km 厚的大气中, 密度变化高达 7 个量级。另外一方面, 日冕的磁场是太阳耀斑及日冕物质抛射等大尺度爆发现象的能源, 而这些磁场主要是在太阳内部的对流区底部 (约太阳半径的 0.7 倍附近) 产生的。因此, 太阳低层大气是日冕各种磁活动所需能量由内而外传输的必经之路。对流区携带的能量经过光球与色球的各种磁流体力学过程从里到外传输, 通过磁流浮现、剪切运动及各种波动 (阿尔芬波、声波等) 传输到

收稿日期: 2016-08-31; 修回日期: 2016-11-17

资助项目: 国家自然科学基金(11373023, 11533005); 973(2014CB744203)

通讯作者: 陈鹏飞, chenp@nju.edu.cn

日冕, 导致活动区能量的积累, 以及可能产生的爆发; 同时, 向外传输的能量也是日冕加热和太阳风加速的能量来源。因此, 光球和色球是太阳大气磁流体和辐射动力学模拟的非常关键的层次。正因为如此, 针对太阳低层大气磁流体力学过程进行数值模拟的文章越来越多^[1]。图 1 显示的是自 1990 年至 2015 年 ADS 网站^① 记录的摘要中同时包含 magnetohydrodynamic (磁流体力学)、“numerical simulation (数值模拟)、photosphere (光球) 或 chromosphere (色球)” 的文章数。由图可见, 近年来, 每年大约有 80 篇磁流体力学数值模拟方面的文章在正式期刊上发表, 是 25 年前的 4 倍左右。

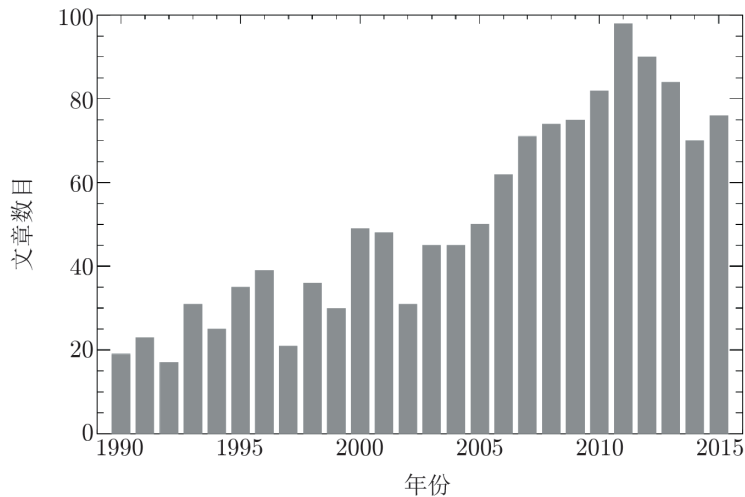


图 1 自 1990 年至 2015 年每年发表的有关太阳低层大气数值模拟的文章数目

由于温度、密度的剧烈变化, 薄薄的太阳低层大气表现出如下特点: (1) 压强变化高达 7 个量级, 这导致在其底部气压显著大于磁压, 而在顶部磁压开始显著大于气压; (2) 由于在大部分区域气压显著大于磁压, 磁场被对流元胞挤压, 形成伞盖状的磁场分布, 即在底部附近磁场极不均匀, 呈离散的束状, 而在顶部磁场则开始较为均匀地散开; (3) 电离度变化剧烈, 在光球中高层仅万分之一, 而在高色球层则接近 1; (4) 热传导的作用不是很大, 但辐射和电离在其动力学演化中起非常重要的作用。就辐射而言, 光球层相对比较好处理。由于其高密度, 我们可以近似认为光球层的等离子体处处达到局部热动平衡。与此相反, 色球层是辐射动力学模拟最难处理的层次, 其原因有以下几个方面。其一, 色球层中几乎所有的原子都偏离局部热动平衡。比如对辐射贡献最大的氢原子, 其基态在色球高层的偏离因子可高达 10^6 。而处理非局部热动平衡的辐射转移是比较麻烦的。其二, 对一些时标较短的动力学现象(如波动、耀斑等), 色球中的原子激发和电离不是“准静态”的, 而是“动力学”的。也就是说, 原子的电离过程对背景辐射场和等离子体温度的响应不是瞬时的, 而是可能有一定的滞后效应, 这就使得对辐射场的处理与对流体动力学的处理不能分割开来。此外, 光球底部动能占主导, 日冕中磁能占主导, 而色球层介于两者之间, 磁流体力学模拟的处理更难。

^①http://adsabs.harvard.edu/abstract_service.html

这个特点也导致色球层高度结构化, 精确的处理需要用到三维的辐射转移理论。因此, 到目前为止, 比较严格的色球层的辐射动力学模拟只在一维情形下实现; 而三维的磁流体辐射动力学模拟中, 对辐射场的处理或多或少用了近似的方法。本文通过梳理太阳低层大气中有意义的科学问题及在过去十余年里的主要进展, 试图为我国太阳物理研究同行在该领域开展辐射磁流体力学数值模拟研究工作提供借鉴。

2 几个典型科学问题的研究进展

2.1 太阳黑子与黑孔的形成与演化

黑子是光球层最具代表性的活动特征, 其形成与演化特征是非常值得研究的课题。Rempel 等人^[2]成功地模拟了一对黑子通过强磁流管的浮现而形成。如图 2 所示, 他们的模拟结果不仅重现了暗黑的本影, 也再现了纤维状的半影, 而且在磁场倾斜角大于 45° 的半影纤维中出现了观测到的径向外流。他们^[3]进一步对模拟结果进行了分析, 发现黑子半影的磁场呈交叉的梳状结构 (interlocking-comb structure), 与观测非常相似。

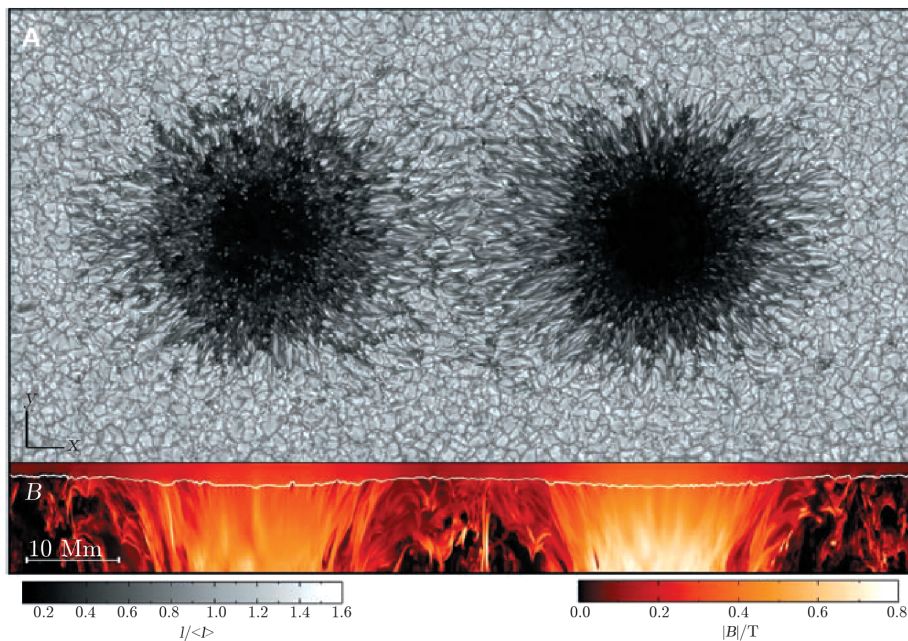


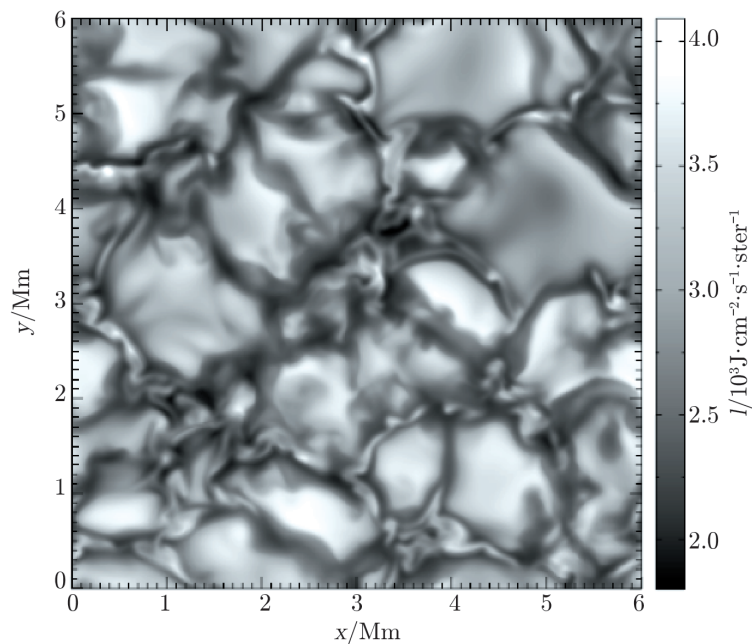
图 2 三维辐射磁流体力学数值模拟展示的黑子对在太阳表面的白光像 (黑白部分) 及黑子磁场在亚表面的剖面分布 (彩色部分)^[2]

在黑子暗黑的本影区经常能观测到一些比较亮的本影点, 其产生机制也是非常值得研究的。Schüssler 和 Vögler^[4]通过三维辐射磁流体力学数值模拟研究了对流运动与强磁场的相互作用。由于受到强磁场的抑制, 向上的对流运动仅局限在很窄的柱状体中, 该柱状体在光球

层几乎呈无磁状态。在周围强磁场的挤压下,该柱状体顶部呈尖角结构,向上的对流运动开始往外扩散,进而沿着周围的磁力线下沉。这些柱状结构在亮度、大小和寿命方面能够很好地解释观测到的本影点。在太阳表面,模拟的本影点大多呈狭长形,中间包含一个黑带 (dark lane)。在气压的作用下,柱状体之上出现有向上的喷流。通过对模拟结果的分析,他们还指出为什么光谱观测无法探测到柱状体的流速及弱磁场,这是因为其光深大,本影点的谱线主要来源于柱状体的顶部尖角区。

在黑子的亚表面结果方面,日震学的结果显示黑子的磁场呈现丛集性结构^[5],而 Rempel^[6] 的模拟结果则显示为单体结构。这种差异也许是由数值模拟的边界条件所导致,该问题值得进一步研究。

此外, Vögler 等人^[7]考虑了非灰辐射转移及部分电离效应,研究了一个谱斑区的演化。其初始磁场在竖直方向,强度为 0.02 T。在米粒的对流运动作用下,磁场形成两极分化:在物质下沉的米粒边界处的强磁场和在米粒中的弱磁场,前者竖直走向,后者随机走向。强磁场沿着米粒间分布,形成片状结构,在多个米粒的交界处形成黑孔 (pore),磁场强度高达 0.2 T,磁能密度大大超过动能的均分值。黑孔的强磁场抑制了对流运动的传热,使得其辐射很弱,而弱磁元则表现为辐射增强,如图 3 所示。Cameron 等人^[8]的研究显示,辐射磁流体力学数值模拟能完美呈现黑孔的各种观测特征,并指出黑孔的消亡是通过湍动腐蚀的方式进行的,即对流运动将其磁场逐渐剥离到周围的米粒间下沉气流中。



注: 其中较强磁场的黑孔对应的是暗黑的小区域,而弱磁元则对应较亮的斑点。

图 3 三维辐射磁流体力学数值模拟展示的谱斑区局部亮度像^[7]

2.2 宁静区的磁流浮现

黑子对应的是强磁流管的浮现过程, 而观测表明太阳表面呈现各种尺度的磁流浮现^[9]。利用 MURam 程序, Cheung 等人^[10]首先模拟了磁通量为 10^{11} Mb 的磁流管的浮现过程, 发现磁流浮现改变了原有的米粒结构, 导致了磁流浮现时在白光像上观测到的暗黑长条结构。之后, 他们^[11]又模拟了磁通量为 10^{12} Mb 的磁流管从对流区往光球层的浮现过程。结果表明, 由于对流区的高度分层, 磁流管膨胀成片状, 这些片状结构在米粒尺度的对流作用下瓦解, 形成小尺度的磁流浮现, 且这种相互作用使得磁力线呈蜿蜒曲折的分布。他们的模拟结果能较好地解释观测到的磁流浮现特征、磁对消特征及其伴随的高速下沉运动、磁流管的对流坍塌、反常暗斑的产生以及亮点的产生, 甚至还模拟出观测到的具有千高斯级别的瞬现横场结构。

几乎同时, Martínez-Sykora 等人^[12]则利用奥斯陆的交错网格程序, 考虑了非局部热动平衡及场向热传导后, 也对不同强度的磁流浮现进行了三维模拟。其结果表明, 磁流管即将浮现时, 米粒的尺寸开始变大, 与观测一致。一旦磁流管浮出太阳表面, 模拟结果便展现出观测到的各种特征, 如较强的磁元对应的亮点、涡旋、向上的高速流, 以及压缩加热过程, 这些特征一直延续到太阳表面之上 500 km 高处。到了色球的高度, 磁流管则演化成一个大而冷的磁泡, 并抑制常见的色球振荡。此外, 他们还发现, 磁流管的浮现大大地增加了色球层的标高, 使得色球层在光球之上延伸 6 Mm。他们指出, 磁流管通过光球、色球并最终浮现到日冕是一个缓慢的过程, 耗时量级为小时。

2.3 小尺度的磁场分布

对于小尺度的磁场强度的测量, 通常有两种方法, 一种是利用塞曼效应, 另外一种是利用汉勒效应, 前者给出的宁静光球层的磁场强度约为 0.001 T, 而后者给出的磁场强度约为 0.01 T。这两者的差异很可能意味着光球层的磁场分布存在目前观测无法分辨的超精细结构^[13]。此外, 斯托克斯轮廓的不对称性也同样意味着磁场的精细结构尺度可能低于光球层光子的平均自由程 100 km ^[14]。对于这种超出目前观测能力的课题而言, 数值模拟是一个非常有效的研究手段^[15]。Graham 等人^[16]比较了 Hinode 卫星的观测结果与高精度辐射磁流体力学数值模拟的结果, 发现观测中磁场强度的单峰分布 (峰值在 0.0003 T) 确实源于分辨率的限制, 模拟显示实际的磁场强度分布呈单调分布。因此, 受分辨率的限制, 目前的磁场观测大大低估了弱场的贡献。另外, 他们的模拟结果显示宁静光球的平均磁场大小 (不考虑正负) 约为 0.005 T。这个结果大大缓解了塞曼效应与汉勒效应之间的矛盾。

2.4 波动现象与波模之间的相互转换

光球及其下面对流区的对流运动产生了源源不断的扰动, 从而驱动各种各样的波动现象。通过二维辐射磁流体力学数值模拟, Steiner 等人^[17]研究了这些对流运动与磁结构之间的相互作用, 并考虑了辐射转移过程。他们发现磁流管的摆动在磁流管内外都会激发激波。他们还合成了这些相互作用的观测特征, 并计算了斯托克斯轮廓, 结果发现斯托克斯 V 轮廓红翼增宽起源于磁流管与外部的下沉气流之间的湍动边界处物质的加速。他们还指出, 只要时间分辨率优于 10 s, 就可观测到磁流管中向上传播的激波。此外, 他们还指出望远镜的空间分辨

率必须好于 100 km 才能观测到磁元的动力学。

在等离子体气压磁压比等于 1 附近, 不同的磁流体波 (包括快波、慢波和阿尔芬波) 会相互转换。在日冕中气压磁压比为 1 的区域比较集中在一些特殊的区域^[18], 而在低层大气, 由于磁场随高度变化不是很大, 但气压却变化 7 个量级, 因此, 气压磁压比等于 1 的区域遍布太阳表面。Bogdan 等人^[19]对光球和色球中波的转换进行了二维磁流体力学数值模拟。其结果表明快波和慢波的耦合局限在声速与阿尔芬波速差不多的地方。远离此区域时, 这两种波独立传播, 因此观测到的波动可能是其中一种, 也可能是两者的混合。虽然在这个工作中, 作者并没有考虑辐射过程, 但其实这个过程跟辐射密切相关, 因为通常快波不容易耗散, 而慢波相对比较容易耗散, 从而更加有效地加热色球大气。

2.5 局部发电机

维持黑子 (及其衍生的爆发现象) 的 11 年太阳周的物理机制涉及较差自转、子午流、扩散等跨尺度物理过程。它们导致了太阳大尺度磁场的各种有序的特征, 如黑尔定律和乔伊定律。但与此同时, 太阳表面遍布了各种无序的小尺度磁场。Vögler 和 Schüssler^[20]通过辐射磁流体力学数值模拟研究了太阳表面对流运动对模拟区域净磁通量为 0 的弱种子磁场的作用, 发现磁场强度呈指数增长, 最终达到饱和, 此时磁能占对流运动动能的百分之几, 光球层的磁场强度达到 0.0025 T, 与观测比较一致。因此, 他们得出结论: 米粒运动产生的局部发电机效应能解释太阳表面活动区之外的混合磁结构。此后, Danilovic 等人^[21]得到了相同的结论。

2.6 色球加热

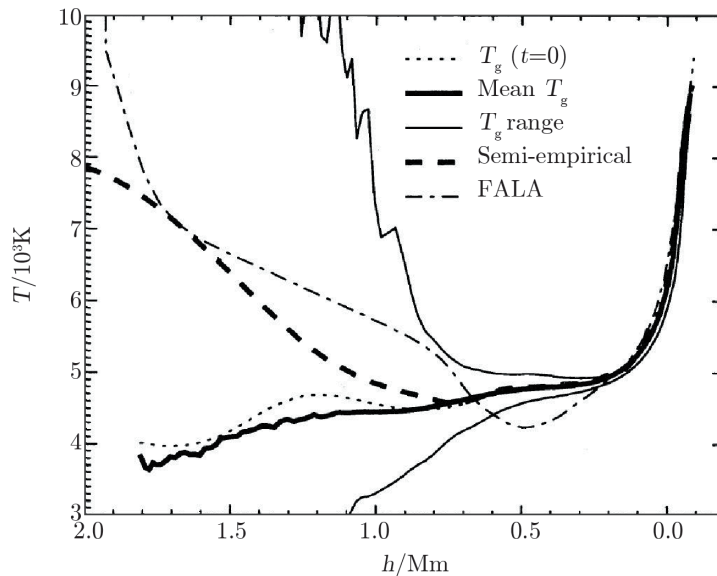
虽然我们常说日冕加热机制是一个世纪难题, 但其实更为关键的问题是色球加热机制。以宁静太阳为例, 维持日冕及其中的太阳风所需的能流为 $300 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$, 而维持色球所需的能流为 $4000 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$, 比日冕要大一个量级以上^[22]。因此, 色球加热的问题在最近十余年里得到了大量的关注。利用非常简化的辐射项, Abbett^[23]研究了极其微弱的种子磁场经过对流区的发电机效应放大后与太阳大气的相互作用过程, 其结果显示: (1) 局部发电机产生的磁场能加热色球及日冕; (2) 色球时刻处在剧烈的动态演化过程中, 且磁场处于非无力状态; (3) 大部分磁场位于光球之下; (4) 低层大气中经常出现横向磁场, 且连接相距较远的磁元。作者还发现低分辨率的磁图会大大低估太阳表面的磁通量。

早先, Cheung 和 Cameron^[24]通过数值模拟发现双极扩散和霍尔效应在光球层非常重要。最近, Shelyag 等人^[25]将此结果推广到色球, 他们通过数值模拟发现, 双极扩散过程能非常有效地将磁流体力学波的能量转化为热能, 从而有效地加热色球。这些效应在日冕、太阳风及实验室等离子体磁重联过程中也可能起非常重要的作用^[26-29]。

2.7 色球的动态大气模型

通常认为色球层中的温度从里到外是增加的。以往的半经验模型, 基于流体静力学平衡假设, 通过拟合观测的色球谱线 (包括部分连续谱), 获得了色球中的平均温度随高度的变化曲线。但是, 半经验模型在水平方向是均匀的, 也没考虑动力学过程。而一些新的观测揭示色球是高度结构化的, 并且动力学特征明显。据此, Carlsson 等人提出了色球的辐射动力学

模型^[30], 他们认为半经验模型所展示的平均温度的升高很可能是辐射动力学效应的“假象”。在他们的模型中, 当没有扰动时, 背景温度(处于辐射平衡的大气)是单调下降的。如果光球有类似声波的扰动, 传播到色球以后, 会形成激波, 耗散和压缩加热使得激波波前具有很高的温度, 而激波下游由于辐射损失快速冷却, 温度甚至比平衡态时更低。这样一个动力学的色球结构, 其平均温度还是随高度下降的(见图 4)。但是, 由于激波波前的高温和高密度特性, 它对辐射的贡献却是非线性的增长。因此, 这样一个动力学色球的平均辐射场远远高于用平均温度构造的半经验模型的辐射场。换句话说, 如果仍用半经验模型, 为了产生相似的辐射场, 确实需要一个温度随高度上升的模型。尽管这方面的研究仍存在争议, 但是已充分说明了辐射动力学效应很可能颠覆一些传统的观点。



注: 显示温度的动态变化范围(两条细的实线), 平均的动力学温度(粗实线)是单调下降的, 但根据平均辐射场重构的半经验模型的温度(粗虚线)是单调上升的。

图 4 色球的辐射动力学模拟^[30]

2.8 色球的辐射

当前的三维辐射动力学模拟遇到一个发展“瓶颈”, 主要原因即是色球中三维非局部热动平衡求解的困难。客观地讲, 考虑到问题的特殊性以及数值计算的发展水平, 这个问题的完全解决可能需要至少 10 a 左右的时间。在当前情况下, 如何找到尽可能接近实际情况的辐射场的近似解, 成为一个可行的替换手段。

Carlsson 等人将色球的辐射损失简化成三个量的乘积^[31]: 光学薄的辐射损失、光子的逃逸概率、原子的电离度。光学薄的辐射损失是假设在日冕条件下, 通过碰撞激发再加上辐射降激发所损失的热能, 只要碰撞降激发不明显, 这个近似大致成立。色球物质发射出的光子, 只有完全逃逸出去才对辐射损失真正起作用。由于色球是光学厚的, 光子逃逸出表面具有一定的概率, 概率大小与光深有关。所考虑的原子处于一定的电离级, 该电离级原子数的比率

也是一个重要参数。综合以上因素可以得到色球辐射损失的经验公式。虽然新的公式仍然没有有效考虑辐射场的非局地效应，但仍然是目前为止三维模拟中色球辐射损失的最好近似。

当前，在三维情况下，色球中流体动力学的处理与三维非局部热动平衡辐射转移的处理存在一个巨大的鸿沟，涉及到谱线精确计算的课题都是分两阶段进行：(1) 求解三维磁流体动力学(含近似的色球辐射场)；(2) 基于第一阶段给出的热力学参量的分布，再求解三维的辐射转移。色球谱线的形成有几个难点：第一是原子的非平衡态激发和电离，也就是激发和电离的时标短于流体的动力学时标，在色球上层更突出；第二是一些共振线的部分频率再分配效应；第三是三维辐射效应，色球高层的原子严重偏离局部热动平衡，其源函数对局地温度的依赖性不高，更多地受到来自各个方向的辐射场的影响。所以，用三维的辐射转移与用一维的辐射转移处理色球，结果差异非常大，前者获得的图像看起来比后者更弥散，类似三维辐射场的“平滑”效应(见图5)。色球谱线的诊断通常非常困难，尤其当发生太阳活动(如耀斑)时，谱线轮廓往往会呈现复杂的形状，而其物理解释常常具有多样性和不唯一性。

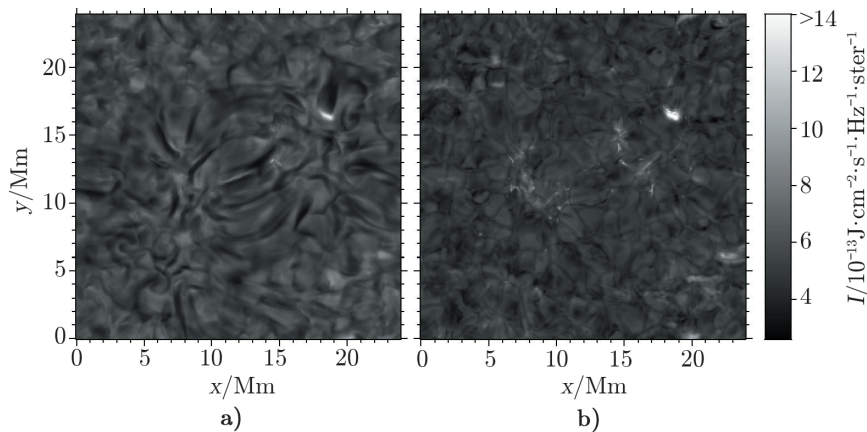


图5 三维辐射转移(图a))与一维辐射转移(图b))获得的 $H\alpha$ 线心强度的对比^[32]

光球和色球层还有其他很多非常有趣的研究课题，如白光耀斑^[33]、埃勒曼炸弹^[34, 35]，以及其他各类磁重联过程，读者可参阅相关的文献。以埃勒曼炸弹为例，倪蕾及合作者实现了磁雷诺数高达 10^7 的模拟，首次分辨出四级磁岛联级过程，最小电流片宽度大约为30 m，接近离子和中性粒子碰撞的平均自由程。此外，其磁重联出流速度可达到 $40 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ ，与观测到的色球喷流速度相似。

3 常用的模拟程序及数值方法

如果不考虑辐射转移，则在太阳物理数值研究领域有很多开源的程序可以使用^[36]。在太阳低层大气模拟研究领域中，比较活跃的几个研究组是德国马普太阳系研究所、挪威奥斯陆大学、美国高山天文台及洛克马丁天体物理实验室等。他们常用的程序为MURaM, BiFrost及RASYN等。这些程序简介如下。

3.1 MPS/University of Chicago Radiation MHD (MURaM)^[2, 7]

该程序对辐射磁流体力学方程组中的空间导数采用经典的 4 阶中心差分显格式, 即物理量 u 在 x 方向的一阶导数和二阶导数分别为:

$$\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_i = \frac{1}{12\Delta x}(-u_{i+2} + 8u_{i+1} - 8u_{i-1} + u_{i-2}), \quad (1)$$

和

$$\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}\right)_i = \frac{1}{12\Delta x^2}(-u_{i+2} + 16u_{i+1} - 30u_i + 16u_{i-1} - u_{i-2}), \quad (2)$$

其中, Δx 为水平方向的均匀网格间距。对方程组中的时间导数则采用经典的 4 阶荣格库塔显格式。

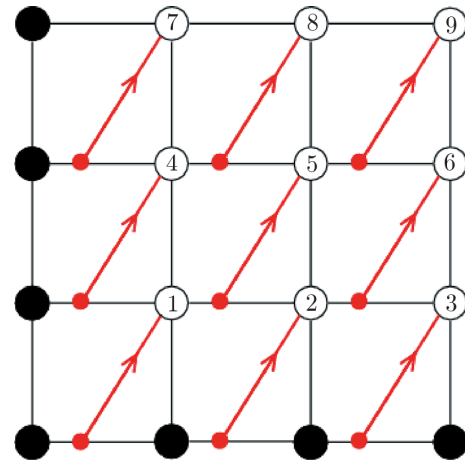
由于能量方程中辐射项的计算非常耗时, 该程序对辐射转移方程采用短特征线算法。以图 6 为例, 假设左边界和底边界的辐射强度(即黑点处)已知, 要计算每个内点沿着红线方向的辐射转移时, 我们需要通过插值得到每个相应红点处的辐射强度。因此, 辐射转移方程的求解必须按照图中 1, 2, 3, ... 的顺序来进行。该程序适合研究光球层的诸多现象。

3.2 Bifrost^[37]

该程序对辐射磁流体力学方程组中的空间导数采用经典的 6 阶中心差分显格式, 对时间导数则采用经典的 3 阶荣格库塔显格式。该程序采用交错网格, 部分物理量定义在网格中心, 其他物理量定义在格点上。为了保证数值模拟的稳定, 该程序在方程组中添加了人为粘性项, 且由两部分组成: 其中一项较小, 但全局分布; 另外一项为超粘性项, 在物理量剧烈变化处其值较大。

对辐射的处理是该程序的最大亮点。它包含三个模块: (1) 光学薄辐射。此时辐射损失项 $Q = -n_{\text{H}}n_{\text{e}}f(T)\exp(-p/p_0)$, 其中 n_{H} 和 n_{e} 分别为氢和电子的数密度, p 为压强, p_0 为中色球层的压强, 该辐射项中指数函数的引入是为了使得该项在对流区趋于 0。(2) 色球辐射近似。由于色球辐射以氢、钙和镁的线辐射为主, 该程序将这些线辐射近似为 $Q = -C(T)_{[\text{H,Ca,Mg}]}n_{\text{e}}\rho\phi_{[\text{H,Ca,Mg}]}(m_{\text{c}})$, 其中 $C(T)n_{\text{e}}\rho$ 为总碰撞激发率, $\phi(m_{\text{c}})$ 为逃逸率, m_{c} 为柱密度。该程序也以简单的方式考虑了日冕的紫外线对色球的辐射作用。(3) 完整的辐射转移。即完整地求解辐射转移方程 $\mathbf{n} \cdot \nabla I_{\lambda}(x, \mathbf{n}) = \chi_{\lambda}(x)I_{\lambda}(x, \mathbf{n}) + j_{\lambda}(x, \mathbf{n})$ 。

此外, 最近 Wray 等人^[38]也提出了一个三维辐射磁流体力学数值模拟程序 SolarBox。他们采用的是四阶精度的帕德格式, 在计算辐射项时作了局部热动平衡近似, 辐射转移的计算则沿着长特征线采用能谱合并的方法进行。



注: 其中黑点处辐射强度已知, 红线为任一辐射方向, 数字标明格点计算的顺序。

图 6 求解辐射转移方程的短特征线方法

3.3 RADYN^[30, 39]

辐射动力学模拟中,最重要的因素是辐射场和流体动力学方程之间的耦合。在太阳大气中,这个耦合只体现在能量方程中,即辐射场对等离子体起到了额外的加热或制冷效应。辐射场对动量的贡献基本上可忽略。问题是光学厚的辐射转移是“非局地性”的,也就是说一个点的辐射流取决于空间所有点的物理参数,这就使得辐射场和动力学的耦合是整体性的,所谓“牵一发而动全身”。因此,求解严格的辐射动力学方程(质量守恒、动量方程、能量方程、辐射转移、统计平衡)是非常困难的,目前只在一维情况下能实现。

迄今为止,国际上最好的一维辐射动力学模拟程序是挪威奥斯陆大学开发的RADYN^[30, 39]。他们在色球中考虑了对辐射流贡献最大的三种元素:氢(5能级+连续谱)、氦(8能级+连续谱)、Ca II(5能级+连续谱),主要的跃迁都用严格的辐射转移来求解。基于这个方法,我们可以对色球动力学现象进行详细模拟,例如太阳耀斑的色球动力学^[40, 41]。

4 展 望

观测(或实验)和理论解析是研究任何一门学科的传统方法,两者各有其优缺点。随着计算机技术的发展,数值模拟研究方法脱颖而出。由于其综合了理论解析和实验的优点,数值模拟研究成为越来越重要的第三种研究手段,并在各行各业中发挥着不可或缺的作用。数值模拟研究的一个突出特点是其极高的性价比,其耗资不多,却能够产生非常多而有意义的成果,因此,非常值得像中国这样一个发展中国家集中力量开展这方面的研究。

从上面的介绍可以看出,科学产出非常高的两个研究组(即德国马普太阳系研究所和挪威奥斯陆大学)所用的数值计算格式其实都非常简单,只是很常见的中心差分格式。这对我们也是一个非常好的启示。确实,数值模拟只是一种研究手段,更为重要的是物理想法。因此,将来我们发展辐射磁流体力学数值模拟研究时,也许可以尽量结合我们自己以往的研究特长,如在小尺度磁场结构方面有很好的观测研究基础的组可以开展对流运动与磁场相互作用的数值模拟研究^[42],在太阳耀斑辐射动力学方面有很好研究基础的课题组可以开展色球及过渡区辐射磁流体力学数值模拟的研究^[43]。另外一方面,以黑子形成的模拟^[2]为例,我们也可以看到,模拟结果展现的黑子形态及动力学与实际观测还有不少差异,这些都有待于我们在将来的数值模拟研究中进一步改进。

我国已经有好几个研究组在从事太阳磁流体力学数值模拟方面的研究,并在磁重联^[44-47]、暗条的形成与振荡^[48-51]、日冕极紫外波^[52]、日冕物质抛射触发机制^[34],以及观测数据驱动的数值模拟^[53]等方向上取得了很多很有意义的结果。在这些研究对象中,除了暗条的形成涉及辐射^①之外,通常辐射过程在能量传递方面并不十分重要。在这种情况下,我们可以在计算过程中不考虑辐射项,而在后期模拟数据处理时合成辐射图像,如文献[54]所示。如果我们想进一步研究太阳低层大气的活动现象,辐射过程变得非常重要。相对而言,由于对流区和光球层密度非常高,我们可以在物理模型上采用局部热动平衡假设,从计算难度上

^①可采用光学薄辐射近似

讲, 这时的辐射磁流体力学数值模拟还算比较简单, 也是我国同行可以大胆涉足的领域; 而对于色球及过渡区的活动现象, 则非局部热动平衡、非平衡态及部分电离变得非常重要, 而这部分是数值计算的难点, 也是计算耗时最多的地方, 因此, 我们可以有选择性地介入, 由易而难, 循序渐进。

在计算程序方面, 我们可以采用拿来主义和自主开发两条路并行的方式。一方面, 国外有 ZEUS、Athena、Flash、MPI-AMRVAC、Pencil 等开源程序^[36, 48] 供大家使用; 另外一方面, 我们也可在使用国外程序的同时发展自己的程序, 譬如我们组近年发展了 MAP 磁流体力学数值模拟程序^[55]。该程序已经实现并行化, 且采用自适应网格。我们可以以此程序为基础, 不断发展完善, 逐渐把辐射、电离等复杂的物理过程考虑进去, 以便将它发展成一个比较通用的开源程序。

参考文献:

- [1] 汪景琇, 袁峰, 陈鹏飞, 等. 天文学进展, 2016, 34: 365
- [2] Rempel M, Schüssler M, Cameron R H, et al. *Science*, 2009, 325: 171
- [3] Rempel M. *ApJ*, 2011, 729: 5
- [4] Schüssler M, Vögler A. *ApJ*, 2006, 641: L73
- [5] Zhao J, Kosovichev A G, Duvall T L, et al. *ApJ*, 2001, 557: 384
- [6] Rempel M. *ApJ*, 2011, 740: 15
- [7] Vögler A, Shelyag S, Schüssler M, et al. *A&A*, 2005, 429: 335
- [8] Cameron R, Schüssler M, Vögler A, et al. *A&A*, 2007, 474: 261
- [9] Yang S, Zhang J. *ApJ*, 2014, 781: 7
- [10] Cheung M C M, Schüssler M, Moreno-Insertis F. *A&A*, 2007, 467: 703
- [11] Cheung M C M, Schüssler M, Tarbell T D, et al. *ApJ*, 2008, 687: 1373
- [12] Martínez-Sykora J, Hansteen V, Carlsson M. *ApJ*, 2008, 679: 871
- [13] Bello González N, Yelles Chaouche L, Okunev O, et al. *A&A*, 2009, 494: 1091
- [14] Sanchez Almeida J, Landi Degl'Innocenti E, Martinez Pillet V, et al. *ApJ*, 1996, 466: 537
- [15] Emonet T, Cattaneo F. *ApJ*, 2001, 560: L197
- [16] Pietarila Graham J, Danilovic S, Schüssler M. *ApJ*, 2009, 693: 1728
- [17] Steiner O, Grossmann-Doerth U, Knölker M, et al. *ApJ*, 1998, 495: 468
- [18] Chen P F, Fang C, Chandra R, et al. *Sol. Phys.*, 2016, 291: 3195
- [19] Bogdan T J, Carlsson M, Hansteen V H, et al. *ApJ*, 2003, 599: 626
- [20] Vögler A, Schüssler M. *A&A*, 2007, 465: L43
- [21] Danilovic S, Schüssler M, Solanki S K. *A&A*, 2010, 513: A1
- [22] Withbroe G L, Noyes R W. *ARA&A*, 1977, 15: 363
- [23] ABBETT W P. *ApJ*, 2007, 665: 1469
- [24] Cheung M C M, Cameron R H. *ApJ*, 2012, 750: 6
- [25] Shelyag S, Khomenko E, de Vicente A, et al. *ApJ*, 2016, 819: L11
- [26] 蔡辉山. 天文学进展, 2016, 34: 450
- [27] 李波. 天文学进展, 2016, 34: 415
- [28] 熊明, 李波. 天文学进展, 2016, 34: 425
- [29] 朱伯靖, 林隽. 天文学进展, 2016, 34: 459
- [30] Carlsson M, Stein R F. *ApJ*, 1995, 440: L29
- [31] Carlsson M, Leenaarts J. *A&A*, 2012, 539: A39
- [32] Leenaarts J, Carlsson M, Rouppe van der Voort L. *ApJ*, 2012, 749: 136
- [33] Chen P F, Fang C, Ding M D D. *Chin. J. Astron. Astrophys.*, 2001, 1: 176

- [34] Chen P F, Shibata K. ApJ, 2000, 545: 524
[35] Ni L, Kliem B, Lin J, et al. ApJ, 2015, 799: 79
[36] 叶景, 沈呈彩, 倪蕾, 等. 天文学进展, 2016, 34: 532
[37] Gudiksen B V, Carlsson M, Hansteen V H, et al. A&A, 2011, 531: A154
[38] Wray A A, Bensassi K, Kitiashvili I N, et al. ArXiv e-prints, 2015
[39] Carlsson M, Stein R F. ApJ, 1997, 481: 500
[40] Allred J C, Hawley S L, Abbett W P, et al. ApJ, 2005, 630: 573
[41] Cheng J X, Ding M D, Carlsson M. ApJ, 2010, 711: 185
[42] Wang J, Zhou G, Jin C, et al. Sol. Phys., 2012, 278: 299
[43] Ding M D, Li H, Fang C. A&A, 2005, 432: 699
[44] Shen C, Lin J, Murphy N A. ApJ, 2011, 737: 14
[45] Jiang R L, Fang C, Chen P F. ApJ, 2012, 751: 152
[46] Mei Z, Shen C, Wu N, et al. MNRAS, 2012, 425: 2824
[47] Ni L, Ziegler U, Huang Y M, et al. Physics of Plasmas, 2012, 19(7): 072902
[48] Xia C, Chen P F, Keppens R, et al. ApJ, 2011, 737: 27
[49] Xia C, Chen P F, Keppens R. ApJ, 2012, 748: L26
[50] Zhang Q M, Chen P F, Xia C, et al. A&A, 2013, 554: A124
[51] Zhou Y H, Chen P F, Zhang Q M, et al. Research in Astronomy and Astrophysics, 2014, 14: 581
[52] Chen P F, Wu S T, Shibata K, et al. ApJ, 2002, 572: L99
[53] Jiang C, Wu S T, Yurchyshyn V, et al. ApJ, 2016, 828: 62
[54] Chen P F, Priest E R. Sol. Phys., 2006, 238: 313
[55] Jiang R L, Fang C, Chen P F. Computer Physics Communications, 2012, 183: 1617

Numerical Studies of the Radiative MHD Processes in the Lower Solar Atmosphere

CHEN Peng-fei^{1,2}, DING Ming-de^{1,2}, FANG Cheng^{1,2}

(1. School of Astronomy & Space Science, Nanjing University, Nanjing 210023, China; 2. Key Laboratory of Modern Astronomy and Astrophysics, Ministry of Education, Nanjing University, Nanjing 210023, China)

Abstract: The lower solar atmosphere is a layer with a thickness of about 2 000 km, however, it is full of dynamics with different scales and various features with different characteristics. More importantly, it is the only path through which the energy inside the convection zone is transferred into the corona so as to heat the latter to 1 MK. In addition, the lower solar atmosphere is the only layer in the solar atmosphere where the magnetic field can be accurately measured so far. All these turn this thin layer into the spotlight of the radiative magnetohydrodynamic research. In this paper, we review all the progress both in numerical research and numerical methods, with the purpose to shed light on future development in this research area.

Key words: solar atmosphere; photosphere; chromosphere; sunspots; solar dynamo theory; chromospheric heating