

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2016.04.05

日地空间太阳风的辐射磁流体 数值模拟研究

李 波

(山东大学 空间科学研究院, 威海 264209)

摘要: 对辐射磁流体力学 (RMHD) 在内日球太阳风数值模拟研究中的应用进行了简要回顾。在太阳风研究中, 太阳风的起源问题是关键科学问题之一, 也是近期国际重要空间计划的首要科学目标。首先简述了太阳风起源问题的现有认识, 表明新生太阳风如何加速到数百千米每秒是研究太阳风起源问题的关键, 它很可能是开场区日冕和太阳风加热的直接后果。简介了太阳风数值模拟中物理描述及数值实现的常用方案, 表明自洽地刻画太阳风能量输运过程需要合理计入辐射效应。最后简述了多维太阳风数值模拟研究的进展, 特别关注了辐射的处理, 并对 RMHD 在内日球太阳风数值模拟研究中的应用做了展望。

关 键 词: 太阳风; 辐射; 磁流体力学

中图分类号: P353.8 **文献标识码:** A

1 内日球太阳风研究中的重要科学问题

1.1 概述

辐射磁流体力学 (RMHD) 能自洽地考虑辐射场与磁流体间的能动量耦合, 因而在天体、空间及实验室等离子体物理研究中起着越来越重要的作用^[1]。本文将力图阐明太阳风起源问题是内日球太阳风研究中的重要科学问题之一, 且太阳大气各圈层间的耦合很可能在太阳风起源中起着重要作用。由于辐射在光球、色球、过渡区及低日冕等圈层的动力学及热力学演化中的关键地位, RMHD 也应在太阳风起源问题的理论及模型研究中得到更广泛、更深刻的应用。

太阳风是弥漫于整个日球 (Heliosphere) 的高速带电粒子流, 它和它携带的磁场是太阳与整个日球联系的纽带, 太阳风与星际介质的相互作用还决定着日球的形状、尺寸及边界结

收稿日期: 2016-08-30; 修回日期: 2016-10-12

资助项目: 国家自然科学基金 (41174154, 41274176, 41474149)

通讯作者: 李波, bbl@sdu.edu.cn

构^[2, 3]。此外, 太阳高能粒子以及日冕物质抛射等可能危及地球空间环境, 而它们在由近日区向行星际空间传播的过程中, 会受到背景太阳风的可观影响^[4, 5]。因而了解太阳风的性质不仅具有天文学上的一般重要性, 而且对于准确预报有灾害性影响的空间天气事件也具有重要价值。本文所称“内日球”, 指的是日心距在 1 AU 内的那部分日球。内日球太阳风研究中, 太阳风的起源问题 (包括源区的认证以及初生太阳风由数 $\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ 加速至数百 $\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ 的机制) 占据着重要地位, 同时也是空间物理领域悬而未决的课题之一。欧空局 (ESA) 将于 2018 年 10 月发射的 Solar Orbiter 飞船的近日点为 0.28 AU, 在纬向可到达日心纬度 34° , 其首要科学目标即为“什么驱动了太阳风?”^①。此外, NASA 将于 2018 年 7 月底发射的 Solar Probe Plus 飞船将贴近黄道面飞行, 但其近日点将为日心距离 $9.5R_\odot$ 处。之所以要到这一前所未闻的近距离来观测太阳, 是因为 Solar Probe Plus 的科学目标就是解决“日冕加热与太阳风加速”问题, 而在此目标之下, 首要的两个科学问题就是“确定太阳风源区磁场的结构和动力学”以及“追踪用以加热日冕和加速太阳风的能量的流动”^②。

1.2 太阳风起源的现有认识

“太阳风的起源”问题首先意味着“太阳风起源于太阳何处”这一问题。其研究通常基于太阳风的就地探测性质及其与太阳表面结构的相关性来进行。太阳风的源区归类如下: 1) 高速流 (质子流速 $\gtrsim 600 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$) 无争议地来自冕洞; 2) 低速流 (质子流速 $\lesssim 400 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$) 来自冕盔及活动区之上的日球电流片附近的非活动区域; 3) 太阳高年时, 绝大部分日球都被来自活动区的低速流所填充^[6]。事实上, 近年来 Hinode 飞船上 EIS、XRT 等仪器的观测表明, 低速流的源区可能很广泛, 如冕洞-冕流的边界、宁静区和小冕洞等^[7]。

“太阳风的起源”问题的另一个层面是“太阳风如何加速”这一问题, 而事实上太阳风的加速很可能与其加热 (换言之, 非热能量添加) 密不可分。利用经验加热函数的太阳风模型表明, 如果非热能量添加完全以加热的方式进行, 只要这类加热足够倾向离子, 就足以产生与观测基本相符的太阳风解^[8]。当然从理论上说, 如果这种非热能源来自波动或湍流, 那么能量被耗散而转化为等离子体热能的过程很自然地伴有某种加速, 使得部分波能也可转化为等离子体定向运动的动能^[9]。此时有细致的计算表明, 对太阳风质子加速来说, 这些与耗散伴随的加速不如质子压强梯度力有效。换言之, 与直接做功相比, 这类波动/湍动的耗散过程更多地通过加热质子来实现太阳风加速^[10]。

太阳风的加热在其离开日面伊始就存在, 且该加热在近日区及行星际都更倾向于离子, 且更偏向垂直磁场方向。以高速流为例, 冕洞上方, 初生高速流中电子温度可能不超过 80 万度^[11], 而质子温度可达数百万度, 且质子垂直方向的温度可能高过平行方向数倍^[12]。在行星际, Helios 飞船在 0.29 ~ 1 AU 之间广阔区域中的观测表明, 无论低速还是高速流, 质子温度随径向距离 r 的下降都比绝热冷却来得慢, 换言之, 太阳风在膨胀过程中受到了加热^[13, 14]。不仅如此, 在 Helios 探测的大多数区域中, 高速流中质子垂直温度都要高于平行温度^[14]。

^①<http://sci.esa.int/solar-orbiter/44167-objectives>

^②<http://solarprobe.jhuapl.edu/index.php>

太阳风的加热与日冕加热之间关系又如何呢? 关于这一问题有两种认识。一类不妨称为“波动湍流说”, 它认为太阳风源自扎根在光球上的开放磁管, 对流层无规运动对磁管足点的推挤会导致向外传播的波动 (通常为 Alfvén 波), 波动传播过程中, 受到背景等离子体不均匀性的折射、反射, 可能转化为强磁流体湍流并最终耗散, 从而加热开场区日冕并加速太阳风^[15-19]。显然在这一学说里, 太阳风的加热与开场区日冕加热密不可分。另一类不妨称为“开闭磁场耦合说”, 它认为开放磁场与磁环的重联释放出环内物质并为之提供能量, 环内物质沿新形成开放力线的流动即为太阳风^[20, 21]。在这类认识里, 太阳风加热包含两个步骤: 首先它是闭合磁环中日冕加热的一部分, 而被释放入开放场后, 太阳风物质还要受到延伸加热, 因而其加热也意味着开场区日冕的加热, 而通常认为波动/湍流对后者起着重要作用^[22]。

2 太阳风数值模拟研究对辐射磁流体力学的需求

无论是“波动湍流说”还是“开闭磁场耦合说”, 太阳风起源的物理机理研究都相当复杂, 至少包括如下三个层面^[23]: 1) 太阳风的物质与能动量输运如何描述; 2) 太阳风中的波动/湍流如何输运与耗散; 3) 波动/湍流能量经耗散后, 在太阳风各组分间、同一组分不同自由度间、加热与加速间如何分配。辐射作为太阳风介质能量的重要损失机制, 在太阳风的能量输运及其热力学性质演化中起着重要作用, 因而有必要纳入到太阳风机理的研究中。此外, 从构造数据驱动的实时太阳风模型的角度, 辐射也有必要考虑在内: 底部观测数据中, 无论是磁场还是流场, 往往都是光球观测所得, 这意味着光球、色球、过渡区、日冕而至太阳风各圈层间的耦合需要自洽处理, 而辐射在耦合中起着重要作用。

太阳风物质与能动量输运的描述并非易事。太阳风是多组分系统, 由日面出发, 通常在 $1R_{\odot}$ 之内即由碰撞占主导的状态进入无碰撞状态, 使得各成分偏离热平衡, 常具有热各向异性且流动速度不同。目前描述该复杂系统的并且在计算上可行的方案是采用多元磁流体描述来研究太阳风的宏观物理, 而将波动/湍流耗散等微观效应以合适的描述方案作为源项纳入流体方程中去^[18, 19, 24]。需要说明的是, 多元磁流体方程组中, 辐射项出现在电子能量方程中。而当忽略多组分效应时, 该描述回到常见的一元磁流体方程组, 辐射项出现在总能量方程中。

3 相关研究工作的国际与国内动态

当代太阳风模型通常倾向于将色球^[19, 25]乃至光球^[26]纳入计算区域, 从而自洽地考虑太阳大气各层次耦合对太阳风物质与能量输运的贡献, 这意味着现有模型或繁或简地都需要处理辐射损失项。

3.1 自洽计入辐射项的太阳风数值模拟研究

太阳风数值模型中辐射处理的复杂程度取决于计算区域的底部边界如何选取。如果该边界选在温度约数万度的色球顶或者数十万度的过渡区, 那么计算区域中辐射是光学薄的。如

果计算域的底边界选在光球, 那么电子的能量方程中需要考虑光学厚辐射损失。一类典型的实现方式是^[26]:

$$Q_{\text{rad}} = \begin{cases} -n^2\Lambda(T) & (T > T_c, n < n_c) \\ -nn_c\Lambda(T_c) & (\text{其他情况}) \end{cases}, \quad (1)$$

这里 n 是电子密度, T 是电子温度, $\Lambda(T)$ 是光薄辐射损失函数, 通常由分段拟合的参数化方案给出^[27-29] (其实现方式有多种)。而 n_c 和 T_c 是某种区别光学薄与光学厚辐射的临界电子密度与温度, Matsumoto 和 Suzuki^[26] 将之分别取为 4×10^4 K 和 3×10^7 cm⁻³。另一类物理上更自洽些的处理方式为^[29]:

$$Q_{\text{rad}} = e^{-\tau_R/\tau_0} Q_{\text{thin}} + (1 - e^{-\tau_R/\tau_0}) Q_{\text{thick}}, \quad (2)$$

这里 τ_R 是 Rosseland 平均光深, 形式上依赖于密度、日心距以及 Rosseland 平均不透明度 κ_R , 而 κ_R 则是温度与压强的函数。 τ_0 是某个区别光学薄与光学厚辐射的临界光深 (该文中取为 0.1)。该文中假设光球与低色球中光子的发射与吸收均满足局地热动平衡 (LTE), 从而将光学厚损失处理为:

$$Q_{\text{thick}} = 4\pi\rho\kappa_R(J - S), \quad (3)$$

这里 ρ 为质量密度, J 为频率积分的辐射强度。此外 S 为频率积分的源函数, 在 LTE 假设下为 Planck 函数, 取决于局地温度。此外, 该文中将光薄损失处理为:

$$Q_{\text{thin}} = -n_e n_H \Lambda(T) \left(1 - \frac{T_{\text{rad}}^4}{T^4} \right), \quad (4)$$

这里 T_{rad} 是由 $J = S$ 给出的平衡辐射温度, n_e 是电子密度, 而 n_H 是氢的总密度 (包含质子及中性氢)。为给出损失函数 $\Lambda(T)$, 作者搜集并拼接了包含辐射转移计算结果在内的若干种描述。

太阳风数值模型的构建工作始自 Parker 的经典论文^[30], 往往关注准稳态太阳风中物质与能量的输运过程及太阳风与波动/湍流的互反馈。从基本数值解法的思路角度大致可分为两类: (1) 直接求解稳态方程, 即时间不再作为自变量出现, 其一维描述及实现最早由文献 [30] 给出, 两维描述与实现则始自文献 [31], 三维思路由文献 [32] 给出, 但未见数值实现; (2) 直接求解时变的磁流体力学方程组, 在合适的初边条件下, 使系统演化到准稳态。其两维实现始自文献 [33] 和 [34], 三维实现始自文献 [35]。值得指出的是, 由于不考虑系统的演化, 方法一所得解的稳定性有时会被质疑^[36, 37]; 而由于初态选择的任意性, 方法二所得解的唯一性也没有严格的数学证明, 但文献 [38] 所做的两维数值实验表明这类解很可能与初态无关, 而仅由底部边界条件决定。

由于太阳风加热机制日趋复杂, 时变法现在已是当代太阳风数值模型构建的主流。这意味着无论有限差分格式 (如多步隐格式^[24, 38, 39]、半隐格式^[40]), 还是更为现代的基于近似 Riemann 求解器的有限体积格式 (如 HLLD^[26]、Roe^[19]), 或者新颖的基于时空统一处理的空时守恒元解元 (CESE) 格式^[41, 42], 都已用来构建太阳风模型。由于 Nirvana、Pencil、Athena、Zeus、Pluto、AMRVAC 等常用天体 MHD 软件都求解时变 MHD 方程组, 而且往

往有多种格式供用户选择,这也意味着这些软件原则上都可以用来从事太阳风问题的数值研究。值得指出的是,由于加热机制本身的复杂性及 MHD 方程组的非线性,太阳风模型方程几乎无法给出解析解:事实上就作者阅读所及,即便是相对简单的稳态情形,也未见到计入波动/湍流等明确加热机制的解析太阳风解。这意味着各类数值方法性能的评估并不容易通过与解析解的对比来进行。但考虑到时变太阳风方程组允许物质、动量及能量守恒律,一个可行的方法是检验数值解在多大程度上满足这些守恒律^[24, 38]。

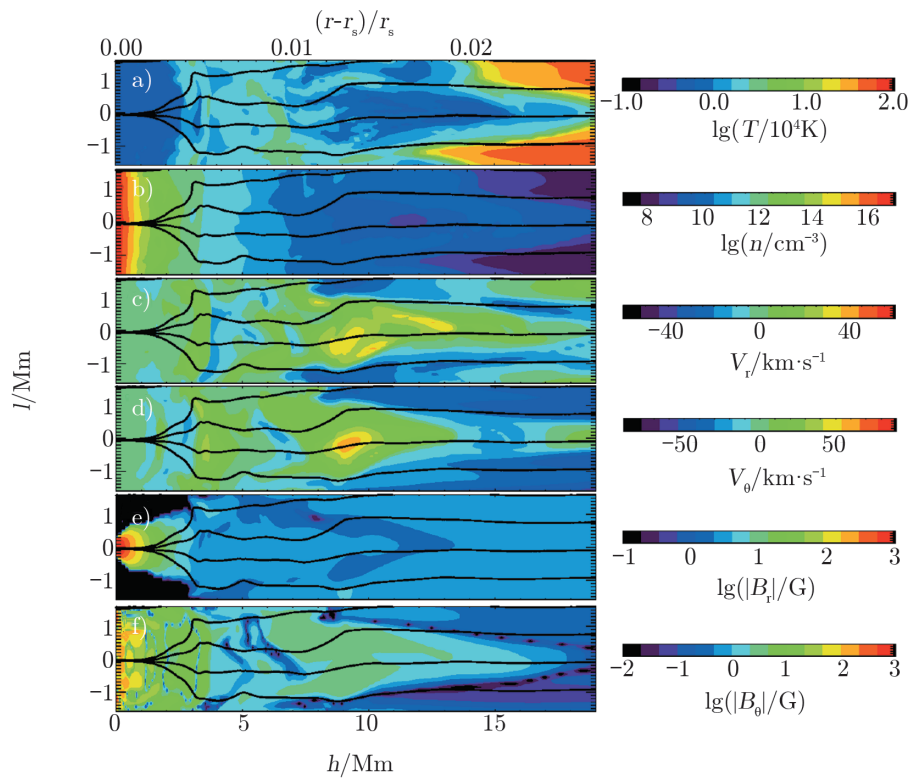
相对于磁流体部分求解方法的多样性,太阳风数值模拟研究几乎都对辐射项做比较一致的隐式处理。这一处理原因有二。首先,辐射项在现有的描述方案下,总是表现为对磁流体参数的代数而非微分依赖。其次,辐射项的时标在近日区可能远短于磁流体时标,而在内日冕之外又远长于磁流体时标。基于辐射项的这两个特点,隐式处理可以很好地保证运算的稳定性。由于不同数值模拟往往采用不同的日冕和太阳风加热机制,以及不同的辐射损失描述,各模型间的直接比较并不容易。总体而言,各类模型更倾向于与观测结果直接比较,在尽可能忠实地重现尽可能多的观测结果后,力图厘清太阳风观测特征的物理成因。

Matsumoto 和 Suzuki^[26]构造了目前仅有的部分计入光学厚辐射的多维太阳风模型。其基本物理思路来自“波动/湍流学说”,在底边界(取温度为 10^4 K、密度约为 10^{-7} g·cm⁻³ 的色球)引入波幅约 1 km·s⁻¹ 的宽频阿尔芬波,利用波在高度结构化的大气中的传输及耗散来加热太阳大气,从而在开场区生成太阳风。就数值方法而言,该文基于有限体积格式及近似黎曼求解器 HLLD,在球坐标系下求解磁流体方程的 2.5 维对称版本,换言之,所有物理量仅与径向与经向两个空间方向有关,但流速及磁场两个矢量都存在纬向分量。该模型计入了重力、辐射损失(参见式(1))以及磁场的高度结构化等现实特征,以初边值问题的角度来寻求给定边界条件下的太阳大气及太阳风的准稳态解,该准稳态解由图 1 给出。图中背景实线勾勒了开场区磁场位形,其漏斗状结构符合冕洞中太阳风源区的现有认识^[21]。由图 1 a) 可见,底边界所引入的阿尔芬波的耗散可以平衡辐射损失而产生百万度高温的日冕,并驱动太阳风。图 1 b) 只显示了高度约 20 Mm 之下的近日区部分,结果表明在这一高度范围,新生太阳风速已可达数十 km·s⁻¹。事实上,该文将计算区域的顶边界选择在 7 AU 之外,该处风速可达约 800 km·s⁻¹,与太阳风高速流观测相符。

3.2 基于太阳风数值模拟结果对日冕辐射的计算

无论采取式(1)还是(2),辐射项所体现的都是众多谱线及连续谱的集体效应。在特定谱段、特定谱线上内日冕及太阳风辐射特征的计算,往往作为太阳风数值模型计算的后处理部分来进行。换言之,这种正演的思路以磁流体计算结果作为输入,以白光、紫外、射电等波段的辐射强度或谱线轮廓作为输出。一方面,这些“合成”观测量与观测的直接对比,可用来评估日冕和太阳风加热机制的可行性。另一方面,将这些合成量作为观测输入,利用标准诊断方法进行反演,而后将反演结果与磁流体数值模拟的计算结果这一“真值”对比,还可用来评估现有诊断方法的可靠性^[43]。

内日冕的白光亮度计算是这类后处理的典型产品。天空平面内的白光来自日冕电子对日面辐射的 Thomson 散射,因而无论其总亮度(TB)还是偏振强度(pB),都主要决定于日冕电子密度^[44]。无论在天基(如 SOHO/LASCO、STEREO/COR)还是地基日食观测中,pB

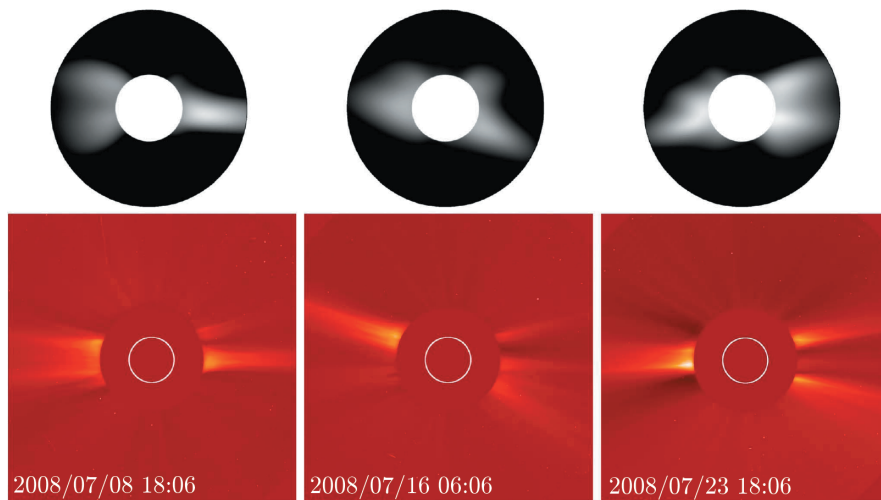


注：图中给出了近日区 a) 温度、b) 数密度、c) 径向流速、d) 纬向流速、e) 径向磁场及 f) 纬向磁场在近日区的空间分布。这里横轴代表了径向，而纵轴代表了经向。

图 1 阿尔芬波驱动的太阳风解^[26]

的测量都是常规数据产品，这使得后处理所得的 pB 分布可与观测直接对比，从而评估太阳风模型所得大尺度结构的可靠性^[40, 41]。图 2 给出的是这类研究的一个典型实现^[42]。该文基于经验加热函数，以光球实时观测作为边界输入，利用新颖的空时守恒元解元 (CESE) 方法求解全三维 MHD 方程组，从而构造时变的太阳风解。图 2 描绘的是几个不同时刻，由计算结果正演而得出的偏振亮度 (pB, 第一行) 与 LASCO/C2 观测 (第二行) 的对比。可见该太阳风数值解很好地再现了延伸日冕中的大尺度结构。事实上，该文的其他结果还表明：冕洞尺寸及空间分布、冕流带的位置及形状、阿尔芬临界面的位置，以及近地太阳风速的空间分布等都与观测较符合。

内日冕的紫外或 X-ray 辐射也是后处理的主要产品之一。这类辐射主要由碰撞激发后伴随的自发跃迁产生，因而 SOHO/EIT 等成像数据所记录的亮度信息主要取决于电子密度、温度及几何。Lionello 等人^[25]由其数据驱动的三维太阳风数值模型出发，合成了 SOHO/EIT 及 Yohkoh/SXT 所应记录到的内日冕图像，并将之与实际观测对比，由此评估了文中所测试的几种日冕加热函数的可行性。图 3 给出该文针对第 1913 卡灵顿周 (1996 年 8 月 22 日至 9 月 18 日) 所做的尝试，第一列给出的是 SOHO/EIT 和 Yohkoh/SXT 的实际观测，第二至四



注: 图中给出了几个不同时刻, 由计算结果正演而得出的偏振亮度 (pB, 第一行) 与 LASCO/C2 观测 (第二行) 的对比。

图 2 实时光球观测驱动的时变太阳风解^[42]

列给出的是采用不同日冕加热方案所得的磁流体模型给出的合成辐射图像。根据这一对比, Lionello 等人^[25] 得到结论, 尽管三种加热方案所得结果与观测都不能完美符合, 但第二、三类方案 (分别由图 3 中第三、四列给出) 确实比第一类 (图 3 中第二列) 看起来更为现实。

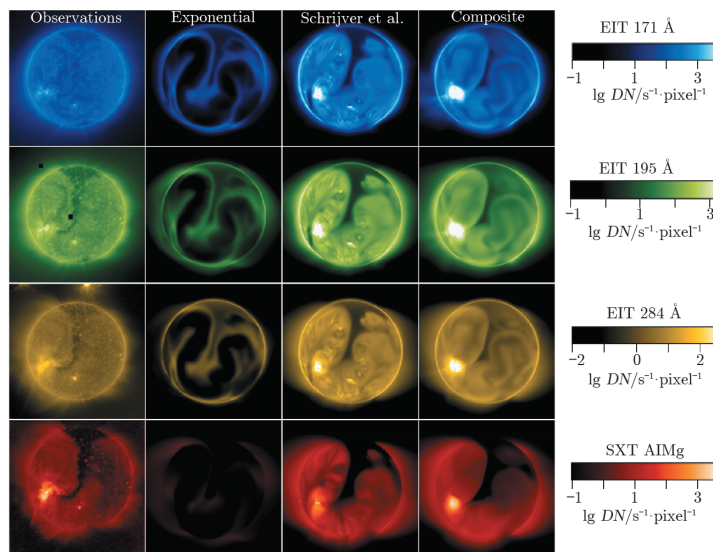


图 3 由光球磁图驱动的稳态太阳风解^[25]

利用光谱特别是紫外段光谱的遥感测量, 迄今仍是太阳大气物理参数诊断的唯一的的手段^[12]。考虑到光谱诊断手段背后的种种假设与不确定性, 所得参数是否可靠呢? 这一问题对

氢的辐射尤其重要。作为紫外部分最强的谱线, HI Ly α 1216 Å线被包含在以 SOHO/UVCS 为代表的众多天基观测设备的窗口内, 其轮廓所提供的氢的有效温度为日冕和太阳风模型提供了最重要的约束之一。基于 Li 等人^[39] 所给出的 2.5 维 3 元磁流体太阳风模型中的流体参数, Labrosse 等人^[45] 利用 non-LTE 计算合成了冕流所辐射的 HI Ly α 及 Ly β 谱线, 通过标准分析手段得到了推测值 $T_{\text{HLY}\alpha}$ 和 $T_{\text{HLY}\beta}$ 。通过它们与数值模型所给出的“真值”对比, 作者发现受到广泛应用的基于 Ly α 线轮廓的温度诊断事实上低估了质子温度, 其偏差程度可达 25%。与之对比, Ly β 线轮廓更好地反映了质子的热分布。

4 小结与展望

太阳风的起源问题是太阳风研究中的关键问题之一, 也是 Solar Orbiter 和 Solar Probe Plus 这两个即将发射的重要空间计划的首要科学目标。新生太阳风如何加速到数百千米每秒这一问题是太阳风起源问题的重要组成部分, 它很可能是开场区日冕和太阳风加热的直接后果。了解太阳风起源问题需要复杂的数值模型, 而计入辐射项是细致自洽地刻画太阳风能量输运过程所要求的。不仅如此, 由太阳风的时变磁流体模型出发, 对日冕辐射做事后计算, 生成成像与光谱数据的“正演”研究, 可用来评估日冕与太阳风加热机制的可行性, 也可用来探讨标准光谱学诊断工具的可靠性。

就内日球太阳风数值模拟研究的进展而言, 现有磁流体模型已进入全三维, 以实时光球磁图作为底部边界输入, 可以计入多组分特性的阶段, 并可以较为细致地考虑波动/湍流与太阳风组分的互反馈。然而, 需要指出的是, 现有太阳风模型中辐射的处理都还是比较简单的, 没有例外地都采用了经验而非物理的方式, 自洽考虑辐射转移效应的模型还有待构建。事实上, 既然太阳风很可能是太阳大气加热的自然后果, 那么自洽处理太阳风数值模拟研究中的辐射问题与低层太阳大气数值模拟中的辐射处理会面临同样的困难。一个具有挑战性的目标当然是能利用某种机制(例如重联或波动/湍流), 以光球观测作为底边界输入, 自洽地处理辐射转移问题, 最终自然地产生百万度的日冕并在开场区形成太阳风。考虑到太阳底层大气乃至对流层中辐射的处理已较为自洽(如已有广泛应用的 Bifrost 程序^[46], 也请见本辑中其他综述), 上述目标也意味着将底层大气模型与大尺度太阳风模型耦合起来。这一有价值的发展方向需要数值方法、辐射理论、磁流体力学、太阳大气及太阳风物理等多领域的研究者协力合作才能达成。

参考文献:

- [1] 汪景琇, 袁峰, 陈鹏飞, 等. 天文学进展, 2016, 34: 365
- [2] Zank G P, Müller H R. Journal of Geophysical Research (Space Physics), 2003, 108: 1240
- [3] Zank G P. ARA&A, 2015, 53: 449
- [4] Forbes T G, Linker J A, Chen J, et al. Space Sci. Rev., 2006, 123: 251

-
- [5] Pomoell J, Vainio R. *ApJ*, 2012, 745: 151
- [6] Schwenn R. *Space Sci. Rev.*, 2006, 124: 51
- [7] Abbo L, Ofman L, Antiochos S K, et al. *Space Sci. Rev.*, 2016, 201: 55
- [8] Lie-Svendsen Ø, Hansteen V H, Leer E, et al. *ApJ*, 2002, 566: 562
- [9] Tu C Y, Marsch E. *J. Geophys. Res.*, 2001, 106: 8233
- [10] Li X, Habbal S R, Hollweg J V, et al. *J. Geophys. Res.*, 1999, 104: 2521
- [11] David C, Gabriel A H, Bely-Dubau F, et al. *A&A*, 1998, 336: L90
- [12] Kohl J L, Noci G, Cranmer S R, et al. *A&A Rev.*, 2006, 13: 31
- [13] Marsch E, Schwenn R, Rosenbauer H, et al. *J. Geophys. Res.*, 1982, 87: 52
- [14] Marsch E, Rosenbauer H, Schwenn R, et al. *J. Geophys. Res.*, 1982, 87: 35
- [15] Cranmer S R. *Living Reviews in Solar Physics*, 2009, 6: 66
- [16] Chandran B D G, Dennis T J, Quataert E, et al. *ApJ*, 2011, 743: 197
- [17] Sokolov I V, van der Holst B, Oran R, et al. *ApJ*, 2013, 764: 23
- [18] van der Holst B, Sokolov I V, Meng X, et al. *ApJ*, 2014, 782: 81
- [19] Meng X, van der Holst B, Tóth G, et al. *MNRAS*, 2015, 454: 3697
- [20] Fisk L A. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 2003, 108: 1157
- [21] Tu C Y, Zhou C, Marsch E, et al. *Science*, 2005, 308: 519
- [22] He J S, Tu C Y, Marsch E. *Sol. Phys.*, 2008, 250: 147
- [23] Marsch E. *Space Sci. Rev.*, 1999, 87: 1
- [24] Li B, Li X, Hu Y Q, et al. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 2004, 109: A07103
- [25] Lionello R, Linker J A, Mikić Z. *ApJ*, 2009, 690: 902
- [26] Matsumoto T, Suzuki T K. *MNRAS*, 2014, 440: 971
- [27] Rosner R, Tucker W H, Vaiana G S. *ApJ*, 1978, 220: 643
- [28] Landini M, Monsignori Fossi B C. *A&AS*, 1990, 82: 229
- [29] Cranmer S R, van Ballegoijen A A, Edgar R J. *ApJS*, 2007, 171: 520
- [30] Parker E N. *ApJ*, 1958, 128: 664
- [31] Pneuman G W, Kopp R A. *Sol. Phys.*, 1971, 18: 258
- [32] Cuperman S, Bruma C, Detman T, et al. *ApJ*, 1993, 404: 356
- [33] Endler F. *Mitteilungen der Astronomischen Gesellschaft Hamburg*, 1971, 30: 136
- [34] Steinolfson R S, Suess S T, Wu S T. *ApJ*, 1982, 255: 730
- [35] Usmanov A V. *Sol. Phys.*, 1993, 146: 377
- [36] Washimi H, Ogino T, Yoshino Y. *Geophys. Res. Lett.*, 1987, 14: 487
- [37] Lionello R, Velli M, Downs C, et al. *ApJ*, 2014, 796: 111
- [38] Hu Y Q, Habbal S R, Chen Y, et al. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 2003, 108: 1377
- [39] Li B, Li X, Labrosse N. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 2006, 111: A08106
- [40] Mikić Z, Linker J A, Schnack D D, et al. *Physics of Plasmas*, 1999, 6: 2217
- [41] Feng X, Yang L, Xiang C, et al. *ApJ*, 2010, 723: 300
- [42] Feng X, Ma X, Xiang C. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 2015, 120: 10
- [43] Cheung M C M, Boerner P, Schrijver C J, et al. *ApJ*, 2015, 807: 143
- [44] Xiong M, Davies J A, Bisi M M, et al. *Sol. Phys.*, 2013, 285: 369
- [45] Labrosse N, Li X, Li B. *A&A*, 2006, 455: 719
- [46] Gudiksen B V, Carlsson M, Hansteen V H, et al. *A&A*, 2011, 531: A154

Applications of Radiative Magnetohydrodynamics to Numerical Simulations of the Solar Wind in the Inner Heliosphere

LI Bo

(Institute of Space Sciences, Shandong University, Weihai 264209, China)

Abstract: We present a brief overview of the applications of radiative magnetohydrodynamics (RMHD) to the numerical simulations of the solar wind in the inner heliosphere. How the solar wind originates on the Sun is at the heart of solar wind studies, and is also among the primary scientific objectives of international space missions to be launched in the coming years. We start with a brief introduction to the consensus on the origins of the solar wind, thereby showing that the acceleration of the nascent solar wind is very likely to be a direct result of coronal heating in magnetically open regions. We then briefly overview some essential physical and mathematical ingredients in current numerical models of the solar wind. An outcome of this overview is that radiation needs to be carefully addressed to self-consistently account for the wind thermodynamics. With some illustrative examples we show how radiation is handled in current multi-dimensional solar wind models. We conclude this manuscript with a brief discussion on the prospects of incorporating radiation effects more self-consistently in solar wind models.

Key words: solar wind; radiation; magnetohydrodynamics