

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2016.04.06

# 外日球层太阳风“磁流体—能量粒子” 强耦合系统的数值模拟

熊 明<sup>1,2</sup>, 李 波<sup>3</sup>

(1. 中国科学院 国家空间科学中心 空间天气学国家重点实验室 SIGMA 课题组, 北京 100190; 2. 中国科学院大学, 北京 100049; 3. 山东大学 空间科学研究院 山东省光学天文与日地空间环境重点实验室, 威海 264209)

**摘要:** 日球层是指以超音速径向外流的太阳风在周围星际介质中所占有的空间范围。磁化太阳风和星际介质的相互作用形成终止激波、日鞘区、日球层顶。在外日球层, 太阳风中存在宇宙线能量粒子辐射背景以及螺旋形行星际磁场、行星磁层等准稳态结构。太阳风离子与星际中性氢原子通过电荷交换生成太阳风拾起 (pickup) 离子和能量中性原子 (Energetic Neutral Atom, ENA), 导致外日球层太阳风的加热和减速。外日球层太阳风宏观磁流体动力学与 ENA 辐射场是强烈耦合的, ENA 携带其原属离子群的成分及能量信息并且在日球层内直线运动。ENA 辐射是遥测广袤日球层的远程探针, 该辐射在全地球范围内的成像能描绘外日球层在粒子多能段的全景肖像。辐射磁流体理论被应用于描述日球层大尺度动力学和能量粒子加速及传输的多尺度耦合。认证外日球层太阳风物理的重大科学问题, 阐述该科学问题对辐射磁流体的物理建模及其数值求解的内禀需求, 分析外日球层辐射磁流体数值模拟在国内外的脉络和当前现状, 提出我国在外日球层领域辐射磁流体数值模拟的发展建议。

**关键词:** 辐射磁流体力学; 能量中性原子; 外日球层; 太阳风

**中图分类号:** P353.8      **文献标识码:** A

## 1 引 言

### 1.1 太阳风和日球层的物理概念

太阳风是由日冕连续向行星际空间发出的超音速径向带电粒子流, 该太阳风在周围星际介质 (Local Inter-Stellar Medium, LISM) 中所占有的空间范围则被定义为日球层。日球层的概念是由 Dessler 提出的<sup>[1]</sup>, 其可追溯至 Davis 最早有关太阳磁场与宇宙线关联的思想<sup>[2]</sup>。

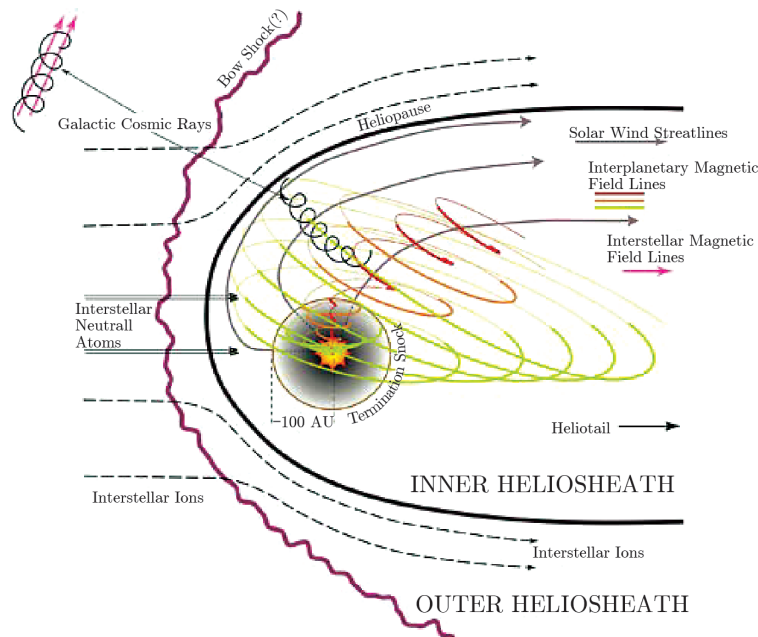
收稿日期: 2016-09-09; 修回日期: 2016-10-13

资助项目: 国家自然科学基金 (41374175, 41531073, 41174154, 41274176, 41474149)

通讯作者: 熊明, mxiong@spaceweather.ac.cn

日球层内外包括太阳系各行星和所有行星际空间以及邻近星际空间。1958年,基于等温膨胀单流体模型, Parker 提出日冕高温膨胀导致太阳风;基于磁冻结效应,提出太阳风拖曳日冕开放磁力线形成螺旋形的行星际磁场<sup>[3]</sup>。Parker (1958) 提出的超声速太阳风的理论预言被 Explorer 10 (1961) 及飞往金星的 Mariner 2 卫星 (1962) 的实地 (in-situ) 测量彻底证实<sup>[4]</sup>。Ulysses 卫星运行于太阳极轨,跨越太阳南北两极区上方,首次实现对地球黄道面以外高纬太阳风区域进行直接实地探测<sup>[5]</sup>。太阳风等离子体流主要由电子和质子构成,也包括少量氦核及微量重离子成分<sup>[6, 7]</sup>。行星际的太阳风速度、磁场强度、电流片倾角等物理参数都与太阳活动周有关,存在周期性变化。

如图 1 所示,日球层的结构主要是由太阳风以及星际风相互作用的动态压力平衡的结果<sup>[8, 9]</sup>。太阳以约  $25 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$  的相对速度朝黄道经纬  $(281^\circ, 5^\circ)$  的方向在星际介质中运动。向外扩张的太阳风与星际介质相遇并相互作用,最终会在某一距离处达到动态平衡,从而形成一个准稳态的水滴状形态,即日球层顶。太阳风与星际介质按照压力平衡而各自形成缓冲区。太阳风之缓冲区称为日鞘,其内界称为终端激波。太阳风经过终端激波而减速。这股变形的太阳风及其他来自太阳的离子群和附近星际等离子体以日鞘外缘日球层顶为界。在太阳系内部,太阳风密度随着日心距离  $r$  的增大而随  $r^{-2}$  下降,当到达某点后膨胀的太阳风与星际介质达到压力平衡状态。在太阳系外部,太阳在银河系中运动时,会在星际空间里产生一个包络日球层的舷形波并且形成很长的日球层尾区<sup>[10]</sup>。终止激波处于动态的变化中,其径向距离取决于太阳活动的强弱。目前 Voyager 1 和 2 卫星已经先后在 94 AU 和 84 AU 的距离穿过终止激波<sup>[11-14]</sup>。

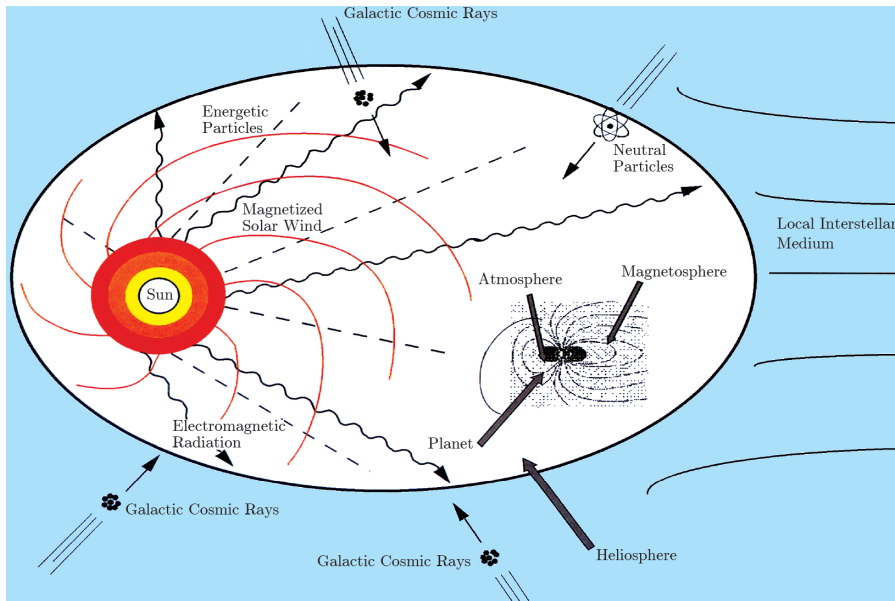


注:以超音速径向外流的太阳风和部分电离的星际介质发生动力学和热力学相互作用后生成稳态平衡结构。

图 1 日球层的整体层次结构的三维示意图<sup>[9]</sup>

## 1.2 来自外日球层的光子散射、光子吸收、粒子辐射

图 2 给出日球层内宇宙线、中性粒子、电磁辐射的电磁环境。通过被动接收和成像来自外日球层的粒子辐射是认知日球层大尺度结构和演化的重要观测手段。卫星实地测量只能采样广袤日球层的若干离散点。迄今为止, 脱离黄道面的太阳极轨卫星仅有 Ulysses<sup>[5]</sup>, 穿越日球层终止激波的星际旅行卫星仅有 Voyager 1 和 2<sup>[11-14]</sup>。遥感成像和实地测量的联合观测能同时给出日球层的大尺度整体结构和微观磁流体细节。在外日球层, 星际中性原子选择性地吸收遥远恒星大气的辐射光谱并且共振散射太阳直射光, 而星际中性原子与太阳风一阶正离子之间的电荷交换产生能量中性原子 (Energetic Neutral Atom, ENA) 辐射。ENA 辐射携带其原属离子群的成分及能量信息并且在日球层内直线运动。ENA 辐射是遥测广袤日球层的远程探针, 该辐射在全天图范围内的成像能描绘外日球层在粒子多能段的全景肖像。



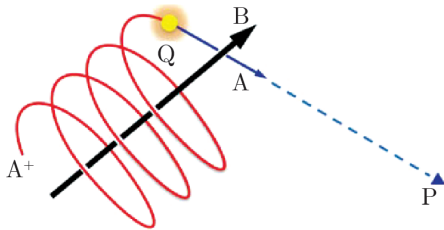
注: 来自 <http://www.daviddarling.info/encyclopedia/H/heliopause.html>.

图 2 日球层内宇宙线、中性粒子、电磁辐射的电磁环境示意图

来自遥远恒星氢原子  $\text{Ly}\alpha$  的光谱吸收线可用于诊断日球层的大尺度结构。由于太阳风和星际介质的相互作用, 中性氢原子在日球层顶附近堆积形成高密度的“氢墙”结构<sup>[15]</sup>。该“氢墙”结构显著吸收恒星大气的  $\text{Ly}\alpha$  发射线。因此, 哈勃望远镜所观测的恒星  $\text{Ly}\alpha$  光谱吸收值<sup>[16, 17]</sup>为日球层全球结构的理论模型提供观测约束<sup>[18-20]</sup>。

基于行星际中性原子对太阳光在背日方向的共振反向散射谱线可给出相应的中性原子在行星际空间的数密度分布<sup>[21-24]</sup>。在 121.6 nm(氢原子  $\text{Ly}\alpha$  谱线) 和 58.4 nm(氦原子谱线) 波段, 太阳出射光谱是极强的亮线, 行星际共振反向散射光非常显著。行星际中性原子起源于星际空间, 因为星际中性原子能以与太阳运动方向相反的相对速度直线侵入外日球层甚至接近太阳的位置。而星际等离子体的带电离子和磁场被屏蔽在日球层顶之外, 只能在日鞘区

绕流和偏转。星际原子在入侵沿途受到太阳引力的吸引、太阳光辐射压力的排斥，以及可能被阳光或高速粒子电离。各元素的电离电位不等，例如氢原子为 13.6 eV，氦原子为 24.6 eV。中性原子受到的太阳吸引力和光辐射斥力的比值随原子质量而变。因此，各中性元素在近日的运动轨道有显著差异，在行星际空间有不同的密度分布，反映在太阳光共振散射谱线的强弱。



注：围绕磁场运动的  $A^+$  离子与当地原子或分子交换电荷后产生能原子 A。

图 3 能原子 (ENA) 的产生<sup>[25]</sup>

基于 ENA 辐射能遥测日球层内外多种不能发射光子或电磁波的等离子体，描绘全天图在不同粒子能量通道的“全景肖像”。ENA 是指动能大于 0.1 keV 的日球层原子<sup>[25]</sup>。在日球层空间并没有温度大于  $10^6$  K 的中性气体，但却充满动能大于 0.1 keV 的正离子。如图 3 所示，能原子 A 是  $A^+$  离子与原地稀薄气体 B 原子或分子交换电荷所产生的，即  $A^+ + B \rightarrow A + B^+$ 。新生的能原子 A 和离子  $B^+$  基本上各自保持原有动能，但也同时各自改变了运动方式。离子  $B^+$  随即被当地磁场俘获，开始沿当地磁力线做螺旋轨道运动。能原子 A 则脱离磁场束缚，在电荷交换点处沿原离子轨道切线方向做直线运动。新生的能原子携带其原属离子群的成分和能量信息而做直线运动，成为遥测空间等离子体的有效甚至唯一媒介。

### 1.3 日球层 ENA 的观测发现

1950 年，Meinel 在 Yerkes 天文台 (北纬  $42.6^\circ$ ) 的极光光谱观测中，首次发现空间 ENA<sup>[26]</sup>。对于极光发射光谱中的氢原子  $H\alpha$  (656.3 nm) 谱线，其谱形在沿地球磁力线的接收方向有显著蓝移和增宽，而其谱形在垂直于地球磁力线的接收方向却无此现象。Meinel 和 Fan 据此分析这些动能高至 75 keV 的沉降氢原子是外来高速沉降质子与大气分子电荷交换，认证外来质子撞击并激发高空大气分子是地球极光  $N_2$  和  $O_2$  发射光谱的诱因，推断极光现象发生时必伴随有能量大于  $10^2$  keV 的质子沉降<sup>[27]</sup>。

ENA 辐射的探测领域从地球极光、地球内磁层逐步延拓至行星磁场、日球层顶，ENA 辐射的物理概念随着研究深化越来越受到重视。Meinel 和 Fan 等人最先对极光辐射中 ENA 进行观测，确认了高层大气中电荷交换的重要性和能原子的存在<sup>[26-29]</sup>。20 世纪 70 年代，火箭探空的 ENA 观测给出了 H 能原子及  $H^+$  离子的平均微分能谱和粒子来向<sup>[30, 31]</sup>。与此同时，空间卫星实地测量到在地磁赤道附近动能高达 1.5 MeV 和投掷角  $90^\circ$  的质子<sup>[32, 33]</sup>，观测发现在地球辐射带的离子与远至  $6 R_e$  (地球半径) 逃逸层的氢原子交换电荷<sup>[34]</sup>。在地磁层内等离子体的动态变化和环电流的能原子沉降，以及地磁层内电荷交换过程都逐步公认是重要物理动力学因素。星载专用 ENA 探测器于 1970 年代末开始设计和研制。Voyager 卫星 V1 在飞越土星时测量土星附近 10 至 100 keV 氢能原子能谱和空间分布，绘制土星/泰坦系统发射出来的氢 ENA 通量强弱的二维图像<sup>[35]</sup>。此后，1997 年欧美合作的 Cassini-Huygen 土星计划搭载 MIMI 粒子探测系统，包含一台可用于 ENA 遥测成像的 INCA 探测器，用于获得

土星周围 ENA 通量强弱的图像<sup>[36]</sup>。欧洲于 2003 年和 2005 年发射的 Mars Express 和 Venus Express 卫星都搭载 ASPERA ENA 探测器, 通过火星和金星附近的 ENA 辐射来探测火星和金星大气及太阳风之间的相互作用<sup>[37-39]</sup>。进而, 为了研究日球层与附近星际介质相互作用, ENA 辐射被提出用于遥测日球层顶, 1995 年发射的 SOHO 卫星搭载具有局部探测 ENA 功能的仪器 HSTOF、可探测 H 和 He 能原子功能的离子探测器 CELIAS/STOF<sup>[40]</sup>, 2008 年发射首颗 ENA 辐射的专用遥测卫星“星际边界探险者”(Interstellar Boundary Explorer, IBEX)<sup>[41-46]</sup>。

## 2 外日球层辐射磁流体的重大科学问题

### 2.1 外日球层太阳风的减速和加热<sup>[47-50]</sup>

由于来自星际的中性氢原子被电离和拾起 (pickup) 捕获, 外日球层太阳风随着日心距的径向碰撞而持续升温和减速。星际中性氢原子可穿越日球层顶, 直接进入日球层, 而后通过太阳质子碰撞交换电荷或太阳紫外线照射引起光致电离变成新生质子。该新生质子立即被太阳风的磁场捕获而成为拾起质子, 然后随太阳风以高速向外流动。在太阳风坐标系, 新生的拾起质子在电离化之前以接近太阳风速向着太阳运动, 在电离化后其运动被太阳风磁场完全制约, 被洛伦兹力捕获的新生拾起质子以大投掷角围绕磁力线运动, 同时又被磁力线携带成为太阳风流体成分。与太阳风原质子比较, 以太阳风速为回旋运动速度的新生质子有极高的热运动速度。新生质子不会很快被太阳风原质子所同化。因此, 太阳风等离子体成分有源自太阳的质子和电子, 以及源自星际的拾起质子, 这两种质子成分的温度显著不同。由于电荷交换的电离作用, 太阳风的总能量不断下降。在外日球层的总能量以动能和热能为主, 当热能增大时, 动能必定要减少。在 10~100 AU 之间, 太阳风速大约下降  $100 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 。沿着逆风方向, 拾起质子热压力的变化较缓, 其最大值发生在 6 AU 附近。在 40 AU 之外拾起质子的热压要高于太阳风原质子的热压和磁压之和, 因此拾起质子显著影响外日球层太阳风的动力学结构。外日球层的行星际磁场压力迅速下降, 等离子体  $\beta$  值在 5 AU 之外随日心距离增加而变大, 至 100 AU 附近达到 10。在 4 AU 以内, 氢原子基本不存在, 形成空穴形态, 该空穴沿顺风方向伸展形成很长的一个空穴尾流。根据新生的拾起质子是否存在, 日球层太阳风膨胀过程在 4 AU 以内和空穴尾流内是加速和降温, 但在其他区域是减速和升温。因此, 太阳风参数在 4 AU 以内是轴对称于太阳自转轴, 在 4 AU 以外是“顺风-逆风”不对称的。

### 2.2 日球层尽头的大尺度结构和物理参数性质<sup>[8, 11-14, 51]</sup>

太阳风与星际介质的相互作用形成终止激波和日球层顶的两个间断。该两间断之间是包含亚声速太阳风的日球层鞘区。终止激波距太阳 70~100 AU, 该处太阳风压力和星际压力达到平衡。穿越终止激波后, 超声速太阳风速度下降到原来的 1/3, 剩余能量转换为热能, 压缩减速后的太阳风形成日球层鞘区, 逐渐偏离径向而转为尾侧。在日球层外为星际空间, 充满了星际介质。日球层顶分割源自太阳和星际的磁化等离子体, 在其两侧的磁场和等离子体流都平行日球层顶。根据卫星 Voyager 的实地测量, 当跨越日球层顶时, 太阳风速急降, 宇

宙线剂量飙升, 磁场矢量也发生变化。日球层顶外围的星际磁场和等离子体的扰动由等离子体  $\beta$  值和磁马赫数控制。如果磁马赫数大于 1, 日球层顶的星际介质一侧会有舷激波形成, 而且磁场扰动会集中在日球层顶和舷激波之间的狭小区域; 如果磁马赫数小于 1, 该舷激波消失, 太阳风与星际介质相互作用所产生的扰动会深入至星际空间。日球层顶和终止激波是动态变化的, 其日心距和几何形态都受太阳活动周所控制。

### 2.3 外日球层异常宇宙线粒子的加速、传播、散射<sup>[52-55]</sup>

异常宇宙线特指星际中性原子侵入日球层通过电荷交换或者部分电离变为新生离子, 进而被加速至较高能量的宇宙线。在终止激波处, 新生离子可以被加速到 1 keV 至几十 MeV 的能量。被加速后的离子最终从终止激波处逃逸, 并扩散至内日球层中。异常宇宙线表现为一些成分 (He、N、O、Ne、H、Ar、C) 在 10 MeV/nucleus 的能量处的能谱存在一个隆起状结构, 具有非完全电离的离子成分, 代表局地星际介质样本。

日球层拥有缔造异常宇宙线特性的独特电磁环境, 因此异常宇宙线携带日球层结构和星际介质性质的丰富信息。异常宇宙线被公认是由新生离子被终止激波加速产生, 但该宇宙线的粒子注入问题仍是重大科学困惑: 超热能量的新生离子 (1~3 keV) 如何被加速至异常宇宙线所具有的高能量 (最高可达 100 MeV)? 当前存在的激波加速机制有很多, 例如粒子沿激波面的梯度漂移和曲率漂移产生由运动电场导致的漂移加速, 粒子穿越激波面在上下游介质连续散射的一阶费米加速, 由等离子体湍动引起的随机激波加速。这些激波加速机制可以共同作用, 影响高能粒子的加速能谱、强度、空间分布。在激波加速中, 粒子需要多次穿越激波才能不断得到加速从而获得较高能量。但对较低能量的热能量粒子或者超热能量粒子, 激波下游的扩散难以使粒子散射使其再次穿越激波回到激波上游。特别是对准垂直激波, 粒子穿越的能量阈值较高, 大部分粒子不能多次穿越激波, 从而得不到有效的加速。日球层等离子体环境激波加速存在“种子粒子注入”问题: 粒子要加速到很高能量, 必须注入较高能量的种子粒子, 但是在日球层中能够提供给激波加速的种子粒子绝大多数是热能量粒子或者超热能量的新生离子。传统的 Parker 扩散传输理论虽然能解释异常宇宙线的单幂律能谱特征等观测现象, 但只适用于等离子体强湍流背景下的能量较高的高能粒子, 对于能量范围在几 keV 的低能粒子完全失效。此外, 高能粒子的双幂律谱或者多幂律谱的能谱特征有时也被观测到。目前正在蓬勃发展的各向异性激波加速理论, 放弃粒子投掷角各向同性的假设, 包含横越激波电场, 能描述粒子运动的真实轨迹, 正广泛应用于终止激波对新生离子的加速问题。

## 3 外日球层太阳风 ENA 遥测对辐射磁流体 (Radiation Magnetohydrodynamics, RMHD) 数值模拟的内禀需求

### 3.1 外日球层 ENA 辐射的可测量物理量和数学描述

如图 4 所示, ENA 探测仪的粒子计数率源自远处 ENA 发源地被取样的等离子体, 每秒钟内所探得  $i$  种带动能为  $E$  至  $E + dE$  的能原子微分计数  $dC_i(-\hat{s}, E, \mathbf{r})$  和远处离子群取样范围  $i$  种同能的  $+1$  离子的微分方向通量  $j_{i,+}(-\hat{s}, E, \mathbf{r})$  有定量的数学关系。沿瞄准方向  $\hat{s}$  位

于遥测仪视场内的等离子体取样范围所含体积庞大, 而在此范围内每一距离观测点  $O$  为  $\mathbf{r}$  的体积元  $d\tau$  的能原子的生产量, 其与实地各种  $+1$  离子的微分方向通量  $j_{i,+}(-\hat{\mathbf{s}}, E, \mathbf{r})$  和实地稀薄气体成分の数密度  $n_k(\mathbf{r})$  有关。仪器的几何因子  $G$  和探测效率  $\eta$ 、各种电荷交换截面  $\sigma_{ik}(E)$  和电离截面由地面实验直接测定。体积元  $d\tau$  内  $i$  种动能为  $E$  至  $E + dE$  的能原子微分生产率为:

$$dq_{i,0}(\hat{\mathbf{s}}, E, \mathbf{r}) = j_{i,+}(-\hat{\mathbf{s}}, E, \mathbf{r}) \sum_k [\sigma_{ik}^0(E) n_k(\mathbf{r})] d\tau dE \quad . \quad (1)$$

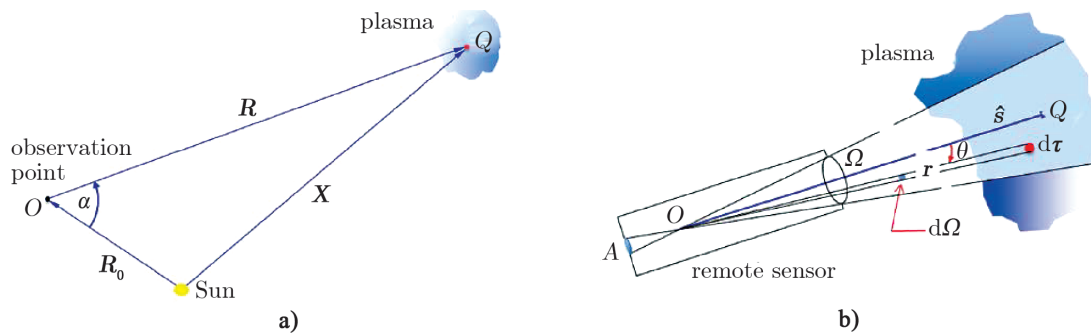
这些新生能原子不受磁场的束缚, 按当地离子投掷角的分布扩散。来自  $d\tau$  而能直达探测器并被探测到的能原子微分计数率是:

$$\begin{aligned} dC_i(\hat{\mathbf{s}}, E, \mathbf{r}) &= r^{-2} \eta(E) P_i(\mathbf{r}, E) dq_{i,0} dA \\ &= r^{-2} \eta(E) P_i(\mathbf{r}, E) j_{i,+}(-\hat{\mathbf{s}}, E, \mathbf{r}) \sum_k [\sigma_{ik}^0(E) n_k(\mathbf{r})] d\tau dA dE \quad . \quad (2) \end{aligned}$$

其中,  $dC_i$  计数率的主要影响因素有: 随距离按  $r^{-2}$  减小的几何因素、能原子在途中被电离的残存概率  $P_i(\mathbf{r}, E)$ 、粒子探测器的探测效率  $\eta(E)$ 。能原子的电离因素是光子、电子和离子, 其电离后的残存概率由电离平均自由程或电离率决定。相应地, 被探测的来自方向且动能位于  $[E_1, E_2]$  之间的  $i$  种 ENA 计数率是:

$$\Delta C_i(\hat{\mathbf{s}}, [E_1, E_2]) = \iiint \eta(E) P_i(\mathbf{r}, E) j_{i,+}(-\hat{\mathbf{s}}, E, \mathbf{r}) \sum_k [\sigma_{ik}^0(E) n_k(\mathbf{r})] d\mathbf{r} d\Omega dA dE \quad . \quad (3)$$

可探测的 ENA 原子数  $\Delta C_i(\hat{\mathbf{s}}, [E_1, E_2])$  与被观测的等离子体  $j_{i,+}(-\hat{\mathbf{s}}, E, \mathbf{r})$  之间的数量关系是一个完整多项卷积。ENA 遥测仪的性能、离子群的状态和能原子的变化共同决定了能原子的计数率。 $j_{i,+}(-\hat{\mathbf{s}}, E, \mathbf{r})$  的卷积求解不唯一, 必须依据观测和理论所提供的相关被测目标特征, 进行合理假设或模拟。



注: a) ENA 探测器、被观测等离子体  $Q$  (能原子发生地) 与太阳之间的空间位置和相对距离。b) 来自锥角元  $d\Omega$  所包含体元  $d\tau$  的能原子可经  $O$  点到达探测器的面元  $dA$ 。  $A$  和  $\Omega$  的几何关系按仪器设计而定, 几何积分综合为该仪器的几何因子  $G = \iint dA d\Omega$ 。

图 4 能原子辐射遥测的几何示意<sup>[25]</sup>

### 3.2 多成分“流体-粒子”耦合的太阳风辐射磁流体模型：物理方程和数值求解

迄今为止，ENA 辐射是对外日球层的等离子体开展大天区成像的唯一有效办法。遥感成像可辨别所探测的现象是时间变化还是空间变化效应，弥补卫星轨道附近实地测量的空间局限性。外日球层太阳风中的 ENA 辐射源自能量离子和中性原子的电荷交换效应。太阳风中 ENA 粒子辐射依赖于日球层内能量离子和中性原子的三维全球分布，其可测量的积分通量随遥测视角而变。对于 ENA 的生成，能量离子和中性原子通过电荷交换发生能量和动量运输的强耦合。因此，对日球层 ENA 辐射计算，通常需要能量粒子辐射场和多成分 MHD 之间紧密耦合的自洽处理。

太阳风拾起离子和能量粒子对外日球层的大尺度结构和动力学过程有显著的影响。太阳风中的离子包括：核离子、超热离子、拾起离子、能量离子。在内冕加速区，太阳风离子被加热和加速。在外日球层，超音速太阳风流逐渐减速和加热。外日球层太阳风温度比径向碰撞绝热冷却的推演值大得多，该加热效应来源于拾起离子被捕获至太阳风。跨越终止激波，太阳风急剧减速为亚音速，并获得显著加热。对于太阳风和星际介质耦合的动力学过程，拾起质子比氦等其他拾起离子具有压倒性的重要作用，但氦原子和其他重原子的远程探测可更为直接地诊断星际介质的流速、流向、温度等物理参数<sup>[56-59]</sup>。

描述日球层顶 MHD 控制方程组必须以源项形式计入拾起离子和能量离子的影响。外日球层的太阳风整体流速与拾起离子动理 (kinetic) 学过程有密切关系。IBEX 卫星所探测的高能粒子辐射来源于被加速后的太阳风超热离子和拾起离子。太阳风拾起离子刚产生时的微观分布函数虽然已被深入理解，但其在外日球层的能谱整体分布依然未知：(1) 在随太阳风流传播至终止激波之前，太阳风拾起离子会经历二阶费米加速，其微观分布函数会发生能量维度的扩散和三维空间的绝热冷却；(2) 当跨越终止激波，太阳风拾起离子会急剧加热，其能谱也发生急剧变化；(3) 越过终止激波后，太阳风拾起离子在日鞘区的湍流作用下发生费米加速，其能谱持续演化。外日球层的太阳风拾起离子成为超音速太阳风等离子体的重要组分，拾起离子导致太阳风的宏观加热，仅依赖质子碰撞或者电子碰撞都无法解释该拾起离子的加热效应。因此，外日球层太阳风的物理模型必须采用多组分流体 (太阳风拾起离子、能量粒子、太阳风等离子体流) 之间的动力学耦合，必须对其 MHD 模型方程组的质量、动量、能量源项进行自洽物理描述<sup>[60]</sup>。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = Q_\rho \quad , \quad (4)$$

$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \rho \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} + (\gamma - 1) \nabla e + (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} = Q_m \quad , \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{2} \rho v^2 + e + \frac{B^2}{8\pi} \right) + \nabla \cdot \left[ \left( \frac{1}{2} \rho v^2 + \gamma e \right) \mathbf{v} + \frac{1}{4\pi} \mathbf{B} \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \right] = Q_e \quad , \quad (6)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} - \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) = 0 \quad , \quad (7)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad . \quad (8)$$

单位体积内能  $e = \alpha n k_B T / (\gamma - 1) = P / (\gamma - 1)$ ， $P$  是计入太阳风整体质子和拾起质子的总热压力。其中， $\alpha = 2$  对应于由质子和电子构成的等离子体， $\alpha > 2$  对应于间接计入宇宙线



和尘埃的贡献<sup>[15]</sup>。源项  $Q_\rho$ 、 $Q_m$ 、 $Q_e$  表征中性氢和质子的动力学耦合。对于该中性氢耦合的物理过程, 当前学术界存在多种物理模型和数学处理<sup>[20, 61–66]</sup>。

在日球层顶附近, 中性氢原子的平均自由程主要取决于氢原子和质子的电荷交换过程。该氢原子的自由程可比拟日球层的典型空间特征尺度。氢原子在 7 维相空间  $(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$  的动理学过程由如下分布函数  $f_H$  描述:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_H}{\partial t} + \mathbf{v}_H \cdot \nabla f_H + \left( \frac{\mathbf{F}}{m_H} \cdot \nabla_{\mathbf{v}} \right) f_H = & -(\nu_{\text{ph}} + \nu_{\text{impact}}) f_H(\mathbf{r}, \mathbf{v}_H, t) - \\ & f_H \sum_{i=\text{p, pui}} \int |\mathbf{v}_H - \mathbf{v}_i| \sigma_{ex} f_i(\mathbf{r}, \mathbf{v}_i, t) d\mathbf{v}_i + \\ & \sum_{i=\text{p, pui}} f_i(\mathbf{r}, \mathbf{v}_H, t) \int |\mathbf{v}_H^* - \mathbf{v}_H| \sigma_{ex} f_H(\mathbf{r}, \mathbf{v}_H^*, t) d\mathbf{v}_H^* . \end{aligned} \quad (9)$$

其中,  $f_p(\mathbf{r}, \mathbf{v}_p, t)$  和  $f_{\text{pui}}(\mathbf{r}, \mathbf{v}_{\text{pui}}, t)$  分别是太阳风整体质子和拾起质子的微观分布函数,  $\mathbf{v}_p$ 、 $\mathbf{v}_{\text{pui}}$ 、 $\mathbf{v}_H$  分别是太阳风整体质子、拾起质子、中性氢原子的速度;  $\sigma_{ex}$  是氢原子和质子的电荷交换截面,  $\nu_{\text{ph}}$  是光致电离率,  $m_H$  是氢原子质量,  $\nu_{\text{impact}}$  是电子碰撞电离率;  $\mathbf{F}$  表示作用于质量为  $m$  的氢原子上的外力, 该外力通常包括引力和辐射压力。方程 (9) 右端的源项表示氢原子的产生率和消失率。对于部分电离的星际介质, 中性氢原子被认为是近似麦克斯韦型的热平衡<sup>[15]</sup>。

如公式 (4)—(6) 所示, MHD 方程组右端的耦合项具体为:

$$Q_\rho = m_p n_H (\nu_{\text{ph}} + \nu_{\text{impact}}) \quad , \quad n_H = \int f_H(\mathbf{v}_H) d\mathbf{v}_H \quad , \quad (10)$$

$$\begin{aligned} Q_m = & \int m_p (\nu_{\text{ph}} + \nu_{\text{impact}}) \mathbf{v}_H f_H(\mathbf{v}_H) d\mathbf{v}_H + \\ & \iint m_p v_{\text{rel}} \sigma_{ex}(v_{\text{rel}}) (\mathbf{v}_H - \mathbf{v}) f_H(\mathbf{v}_H) \sum_{i=\text{p, pui}} f_i(\mathbf{v}) d\mathbf{v}_H d\mathbf{v} \quad , \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} Q_e = & n_H (\nu_{\text{ph}} E_{\text{ph}} - \nu_{\text{impact}} E_{\text{ion}}) + \\ & \frac{1}{2} \int m_p (\nu_{\text{ph}} + \nu_{\text{impact}}) v_H^2 f_H(\mathbf{v}_H) d\mathbf{v}_H + \\ & \frac{1}{2} \iint m_p v_{\text{rel}} \sigma_{ex}(v_{\text{rel}}) (v_H^2 - v^2) f_H(\mathbf{v}_H) \sum_{i=\text{p, pui}} f_i(\mathbf{v}) d\mathbf{v}_H d\mathbf{v} \quad . \end{aligned} \quad (12)$$

其中,  $v_{\text{rel}} = |\mathbf{v}_H - \mathbf{v}|$  是原子和质子之间的差动流速,  $E_{\text{ph}}$  是平均光致电离能 4.8 eV,  $E_{\text{ion}}$  是氢原子的电离电位 13.6 eV<sup>[67]</sup>。由于氢原子 H 和质子 p 电荷交换的质量几乎不变, 不影响质量守恒方程; 但被耦合离子的微观分布函数影响动量和能量守恒方程。

带电能量粒子在激波附近的传输和加速的动理学过程通常用基于小扰动准线性近似的聚焦传输方程来描述。如下的聚焦传输方程用于描述粒子分布函数  $f$  在相空间的演化, 是各向

异性激波加速模式的数学描述。

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} = & \nabla \cdot \mathbf{k}_\perp \cdot \nabla f - (v\mu \mathbf{b} + \mathbf{V}_{\text{sw}}) \cdot \nabla f + \frac{\partial}{\partial \mu} D_{\mu\mu} \frac{\partial f}{\partial \mu} + \\ & \left[ \frac{(1-\mu^2)v}{2L_B} - \frac{\mu(1-\mu^2)}{2} (\nabla \cdot \mathbf{V}_{\text{sw}} - 3\mathbf{bb} : \nabla \mathbf{V}_{\text{sw}}) \right] \frac{\partial f}{\partial \mu} + \\ & \left[ \frac{1-\mu^2}{2} (\nabla \cdot \mathbf{V}_{\text{sw}} - \mathbf{bb} : \nabla \mathbf{V}_{\text{sw}}) + \mu^2 \mathbf{bb} : \nabla \mathbf{V}_{\text{sw}} \right] p \frac{\partial f}{\partial p}, \end{aligned} \quad (13)$$

其中,  $\mu$  为投掷角的余弦值,  $k_\perp$  是垂直扩散系数,  $D_{\mu\mu}$  为投掷角扩算系数,  $L_B = (\mathbf{b} \cdot \nabla \ln B)^{-1}$  为磁场聚焦尺度,  $\mathbf{b}$  是沿着磁场方向的单位矢量,  $v$  是粒子的速度,  $\mathbf{V}_{\text{sw}}$  是太阳风的速度。该方程计入费米来回反射、激波漂移、横越激波电场等各种加速因素, 自洽计算能量粒子在跨越激波时发生的动量加速和投掷角散射。聚焦传输方程在本质上是 Fokker-Planck 方程, 而 Fokker-Planck 方程在数学上等价于随机微分方程, 因而随机微分方程方法被广泛用于求解聚焦传输方程。聚焦传输方程可被分解为确定项和随机项的两项单粒子运动, 其中随机项描述粒子的扩散过程。

IBEX 卫星的主要科学目标是: 利用全天球 ENA 成像, 揭示太阳风与星际介质的全球相互作用以及日鞘区的形成。从地球轨道的成像视角, IBEX 卫星接收的 ENA 辐射主要源自内日球鞘。来自外日球层 ENA 辐射的二维亮度图和能谱携带有关于中性能量原子、等离子体流速、拾起离子等信息。ENA 粒子通量的可测量值是视线方向的积分, 能谱和空间分布信息都卷积在一起。因此, 首先必须建立多成分“流体-粒子”耦合的太阳风 RMHD 数值模型, 才能自洽推演日球层内离子和中性原子的三维分布, 从而定量物理正演 IBEX 卫星所拍摄的 ENA 辐射成像天图。Pogorelov 等人<sup>[61, 68-71]</sup>和 Borovikov 等人<sup>[72]</sup>基于磁流体和中性氢的多流体数值模型, 针对太阳风和星际介质的相互作用开展系统性的三维数值模拟。其中, 上述部分模拟工作<sup>[61, 70-72]</sup>甚至考虑太阳活动周的 11 年周期和太阳自转周的 25 d 周期、电离和中性成分之间的动量和能量交换。此外, 通过集成日球层全球 MHD 数值模型和宇宙线传输数值模式, 利用大尺度 MHD 数值解来标定宇宙线传输方程的背景系数, 自洽计算太阳风共转流相互作用区对宇宙线高能粒子的调制<sup>[73-75]</sup>。

#### 4 关于日球层 ENA 辐射的 RMHD 数值模拟的历史和现状

自从地球极光观测中发现 ENA 辐射以来, ENA 辐射效应受到空间物理学界的普遍关注, 一直成为该领域研究的前沿和热点之一。自 20 世纪 70 年代以来, 各种复杂的星载粒子探测器被不断送入太空, 广泛开展带电和中性粒子的实地测量, 其时间、空间、能段的分辨率不断提高。ENA 探测领域从地球极光延拓至行星际空间和日球层尽头。ENA 观测探索的每一重大发现都会扬弃或修正现有理论假说, 并可能催生出新的理论体系; 为进一步检验理论模式和相应数值模式的正确性, 又需要设计新的 ENA 载荷。日球层粒子 RMHD 模拟和 ENA 观测和理论是相辅相成的同步发展史, 共同推动日球层 ENA 辐射和太阳风动力学的认知水平。以下以地球内磁层的环电流、日球层中性原子分布、日球层尽头的全球结构为例, 说明

日球层 RMHD 数值模拟的发展历程。

#### 4.1 地球内磁层的环电流 ENA 辐射

基于地球内磁层的 ENA 辐射成像揭示: 内磁层 ENA 辐射直接携带环电流离子的质量和能量信息, 环电流区离子数量衰变是磁暴恢复相期间  $Dst$  指数衰变的主因。当内磁层星载粒子探测器的视场与当地磁力线正交时, 所探测的入射粒子应为来自探测器视场内环电流的能原子, 进而通过探测器视场的几何更正可直接转换为在探测器视场内环电流就地产生的同能的能原子通量<sup>[76]</sup>。基于此方法, Roelof 等人<sup>[77]</sup>利用 ISEE-1 卫星所测得 ENA 计数率的变化来直接推断环电流强度的变化, 并比对地面所测得的赤道环电流  $Dst$  指数, 发现 ENA 计数率和  $Dst$  指数的衰变率一致, 推断 ENA 来自环电流离子与当地气体成分交换电荷的过程。如图 5 所示, 对 1978 年 9 月 29 日大磁暴 ( $Dst = -241$  nT) 事件, 综合 ISEE-1 卫星扫描各方向所得 ENA 计数率, 通过反复调整环电流的  $j_{i,+}(-\hat{s}, E, \mathbf{r})$ , 忽略途中 (约  $1.6 R_e$ ) 电离导致的衰减, 计算出  $j_{i,0}(-\hat{s}, E, \mathbf{r})$ , 直至满足符合测得的  $j_{i,0}(-\hat{s}, E, \mathbf{r})$  为止, 最终生成首幅由能原子方向通量形成的环电流离子成像<sup>[77]</sup>。之后, 遥测地磁现象的成像卫星 IMAGE 再次利用更为先进的 ENA 成像技术, 获取更多更全的磁暴时序影像<sup>[78]</sup>。

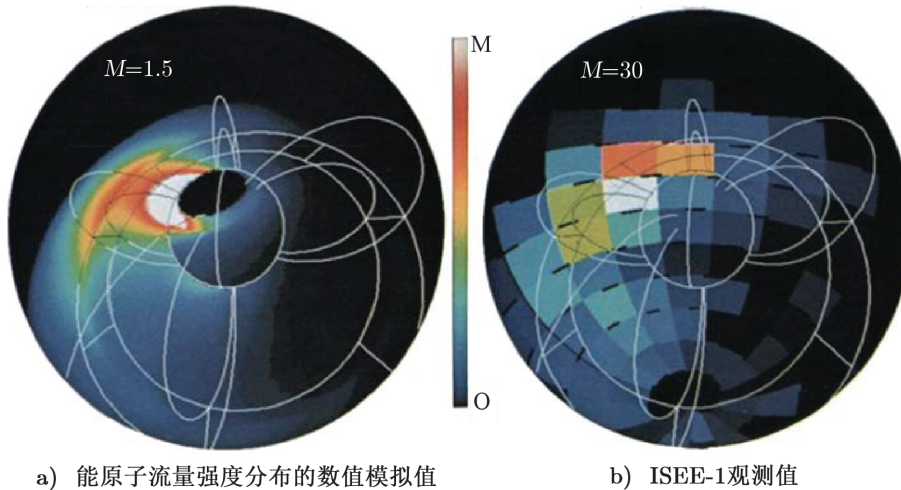


图 5 首次实现对内磁层的能原子成像<sup>[77]</sup>

#### 4.2 日球层星际原子的三维分布

能原子是离子与局地中性气体成分交换电子后的产物。日球层内外的氢和氦原子均可与当地离子交换电荷而产生能原子。如图 6 a) 所示, 最难被电离的氢原子沿途不断受太阳引力吸引, 导致其聚集于日球层尾部, 形成锥状高数密度区, 简称氢锥。氢锥为星际气体与太阳相互作用的结果, 是显著的太阳风抬起离子的区域。探测侵入日球层星际原子的办法有: (1) 太阳光直射行星际的氢与氦原子, 引起紫外共振反向散射, 可得到该原子在行星际空间的分布<sup>[22-24]</sup>; (2) 来自恒星大气的  $Ly\alpha$  光谱在穿越日球层顶“氢墙”时被显著吸收<sup>[16, 17]</sup>; (3) *Ulysses* 的 GAS 仪器直接探测来自星际空间的氦原子<sup>[58, 79, 80]</sup>; (4) 探测流入星际原子因被电

离而变成拾起离子, 包括 He、O、Ne<sup>[81-85]</sup>; (5) IBEX-Lo 所探得动能小于 0.1 keV 的中性粒子<sup>[59, 86, 87]</sup>(如图 6 b)—d) 所示)。Ulysses GAS 和 IBEX-Lo 的粒子探测属于直接观测, 紫外共振反向散射、Ly $\alpha$  光谱吸收、拾起离子的探测属于间接观测。其中, IBEX-Lo 不属于能原子, 而是日球层内外产生能原子不可缺少的星际原子。根据日球层星际原子的观测值, 比对并约束相应的数值模式, 可构建星际原子在日球层的三维整体分布。

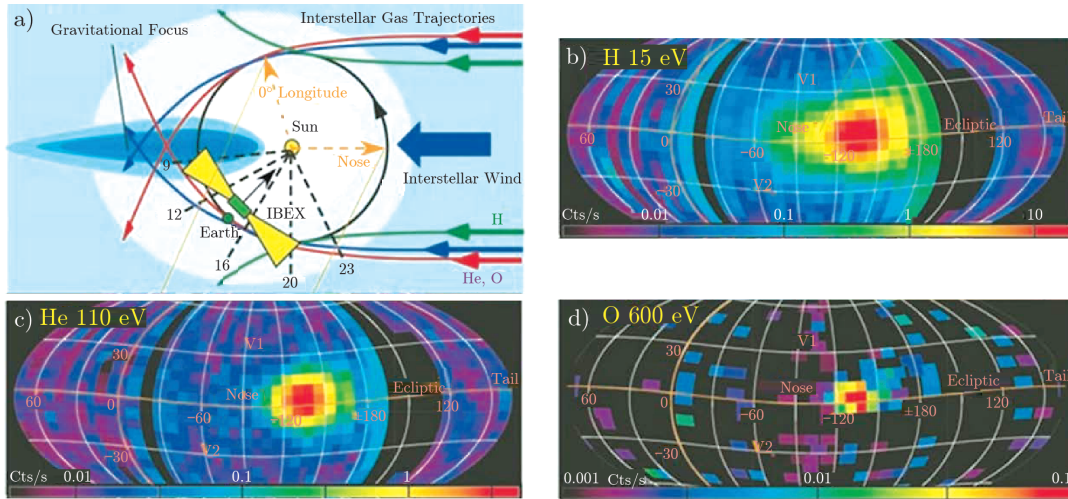


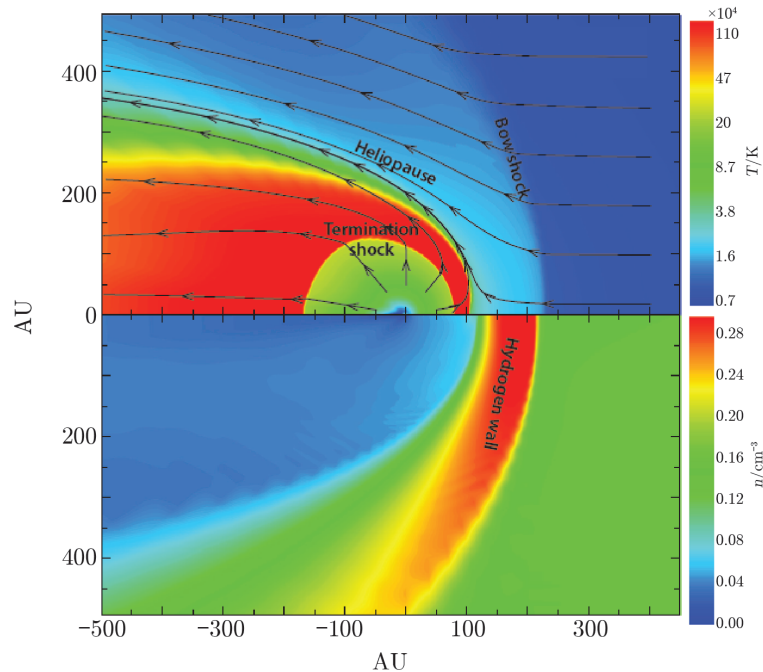
图 6 IBEX-Lo 直接探测到来自日球层外的星际原子<sup>[46, 57]</sup>

在太阳活动低年, 共转作用区 (Co-rotating Interaction Region, CIR) 是行星际离子群的有效加速区, 被加速的离子群和日球层内星际氢和氦原子发生电荷交换而产生氢 ENA。被太阳引力聚集于日球层尾部的高密度 He 锥是主要的电荷交换区, 因而氢 ENA 通量峰值具有狭窄来向和明显的年变化特征。1965 年 Fan 等人首先报道了在地球轨道 1 AU 的共转区探测得到动能为 MeV 的 H 和 He 原子, 证实 CIR 区确为日球层内层有效的离子加速区<sup>[88]</sup>。对于被 CIR 加速离子群如何影响日球层氢 ENA 通量分布, Kota 考察 SOHO/HSTOF 粒子载荷以 ( $4^\circ \times 34^\circ$ ) 视场在扫描黄道面一周所拼接的粒子辐射窄带图, 发现数值模拟值与 SOHO/HSTOF 观测值吻合, 证实 ENA 成像技术可探测行星际离子群<sup>[89]</sup>。

#### 4.3 日球层尽头的全球结构

尽管来自星际空间的中性氢原子的平均自由程很长, 外日球层的整体稳态结构显著受控于该氢原子与太阳风的质子之间的电荷交换效应<sup>[8, 90, 91]</sup>。如图 7 的数值模拟结果所示, 当外日球层太阳风与星际介质的相互作用达到平衡态时, 等离子体温度和中性氢密度的分布呈现终止激波和日球层顶等分层结构<sup>[15]</sup>。流体模拟和 MHD 模拟证实: 如果忽略中性氢原子, 维持太阳风和星际空间的初始和边值条件, 当太阳风和星际空间的相互作用最终演化至稳态平衡时, 日球层顶和终止激波的日心距会增大至 1.5 倍<sup>[8, 92]</sup>, 终止激波的南北不对称性会加剧<sup>[93, 94]</sup>。此外, 在日球层顶附近, 氢原子和质子的电荷交换效应导致两者之间的类似摩擦的拖曳力, 进而激发瑞利 - 泰勒不稳定性<sup>[95-97]</sup>。外日球层的空间范围随太阳活动而发生瞬变移动, Voyager 1 和 2 卫星的就位探测数据是记录外日球层时空演化的综合结果。Pogorelov 等

人 (2009)<sup>[61]</sup> 和 Washimi 等人 (2011)<sup>[64]</sup> 利用时变三维数值模拟, 通过拟合太阳风在 1 AU 和外日球层的实地时序探测数据, 证实外日球层能在短期内发生瞬变式扩张和收缩, 揭示终止激波的径向伸缩移动是 Voyager 2 卫星多次穿越终止激波的原因。



注: 实线表示等离子体的流线, 并标注终止激波、日球层顶、舷激波、中性氢墙的空间结构。

图 7 基于太阳风与星际介质相互作用的三维数值模拟, 绘制的日球层边界附近的等离子体温度 (上图) 和中性氢密度 (下图) 的分布<sup>[15]</sup>

日球层边界的数值模拟通常都必须充分考虑太阳风等离子体、拾起离子、中性原子, 以流体方式来描述太阳风等离子体, 以动力学方式来描述拾起离子和中性原子, 以“磁流体-粒子”耦合方式来研究日球层和星际介质的相互作用。在日球层模拟中, 当前尚缺乏对拾起离子的自治处理, 特别是 10 eV ~ 6 keV 能量范围内激波加速的种子粒子注入问题。Malama 等人<sup>[67]</sup>对拾起离子的模拟处理过于简化: (1) 在终止激波的上下游, 人为指定动量耗散是 0; (2) 激波对粒子的加速被简化为绝热近似过程, 从而显著低估激波的加速效应; (3) 初始注入的拾起离子已经假设为具有宽能量频谱。Chalov 和 Fahr<sup>[98]</sup>在日球层全域上考虑拾起离子的激波加速, 但仅考虑激波漂移加速, 忽略湍流对粒子的散射效应。

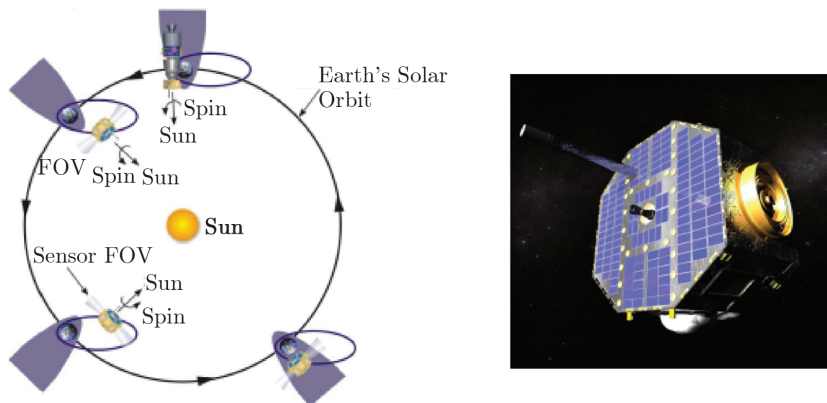
离子能谱分布显著影响日球层的形态和动力学。终止激波是粒子加速或加热的主导区域, 能显著改变粒子能谱。激波加速后, 粒子表现为非热分布的高能尾。该高能尾分布能影响到日球层结构, 并极为敏感地改变 ENA 产生率。Heerikhuisen 等人<sup>[99]</sup>利用三维日球层的数值模型, 研究了离子能谱不同形状的影响, 发现: 如果将离子的分布函数从麦克斯韦型平衡热分布改成洛伦茨型 kappa 分布, 日球层的形状会发生显著变化。麦克斯韦型或洛伦茨型是离子真实分布函数的近似。如果能更真实地描述离子分布函数的高能尾, 就能通过 MHD 数值

模型更准确地计算动量和能量输运。

全天球 ENA 辐射图的正演模拟需要外日球层离子的能谱分布。离子的能谱通常被简化为麦克斯韦型或洛伦茨型的分布，离子分布函数的温度直接取自 MHD 计算值。对于 ENA 在低能段的辐射量，麦克斯韦型或洛伦茨型分布给出计算结果几乎一样；但对于 ENA 在高能段的辐射量，洛伦茨型高能尾的贡献是极为显著的。要自洽地计算外日球层的动力学和正演 ENA 辐射量，必须合理考虑离子的微观分布函数。

## 5 关于日球层 ENA 的辐射磁流体国际前沿动态

日球层本身的结构和动态，即太阳与邻近星际介质的相互作用是当前的研究热点。目前卫星 Voyager 1 已穿越日球层顶进入星际空间，卫星 Voyager 2 仍在日鞘内向日球层顶运行。卫星 IBEX 仍在继续拍摄来自日球层顶的 ENA 辐射。IBEX 是首颗获得日球层和近星际空间等离子体全天球分布的能原子遥测专用卫星，大幅延伸了利用能原子遥测空间等离子体的领域。其搭载的两台拥有高视角和动能分辨的能原子探测仪 IBEX-Hi 和 IBEX-Lo 分别负责高低动能粒子的探测。如图 8 所示，IBEX 为一颗自旋稳定及太阳供电的卫星，其轨道平行于黄道，远地点约为  $35 R_e$ ，近地点高度约 200 km。两仪器瞄准方向相反，但皆与卫星自转轴正交。IBEX 卫星计划在日球层大尺度的整体结构、日球鞘前端的厚度、临近星际磁场形态等国际前沿方向都取得重大科学发现。



注：卫星轨道和黄道共面，周期约 8 d。卫星自转轴需不时调整以便长期指向日。扫描范围（灰区）与自转轴正交。每半年扫描地球一次。卫星随地绕日，地磁层（紫区）随季节出入扫描视场。

图 8 IBEX 视场扫描状况 (来自 NASA)

### 5.1 基于 ENA 天球彩带揭示临近星际磁场形态<sup>[100-102]</sup>

如图 9 所示，IBEX 首次观测的能原子彩带是指天球投影下环状高通量能原子 ENA 分布。该 ENA 分布不以日球层鼻端为中心，其最高通量约是来自日球层鼻端的两倍；彩带有宽度，分布不均匀，并且带内各个方向通量高低不同；不同能段的 ENA 影像中彩带位置有变化。图 10 给出 ENA 彩带形成的合理物理解释：(1) 粒子是随太阳风径向朝外移动的，在

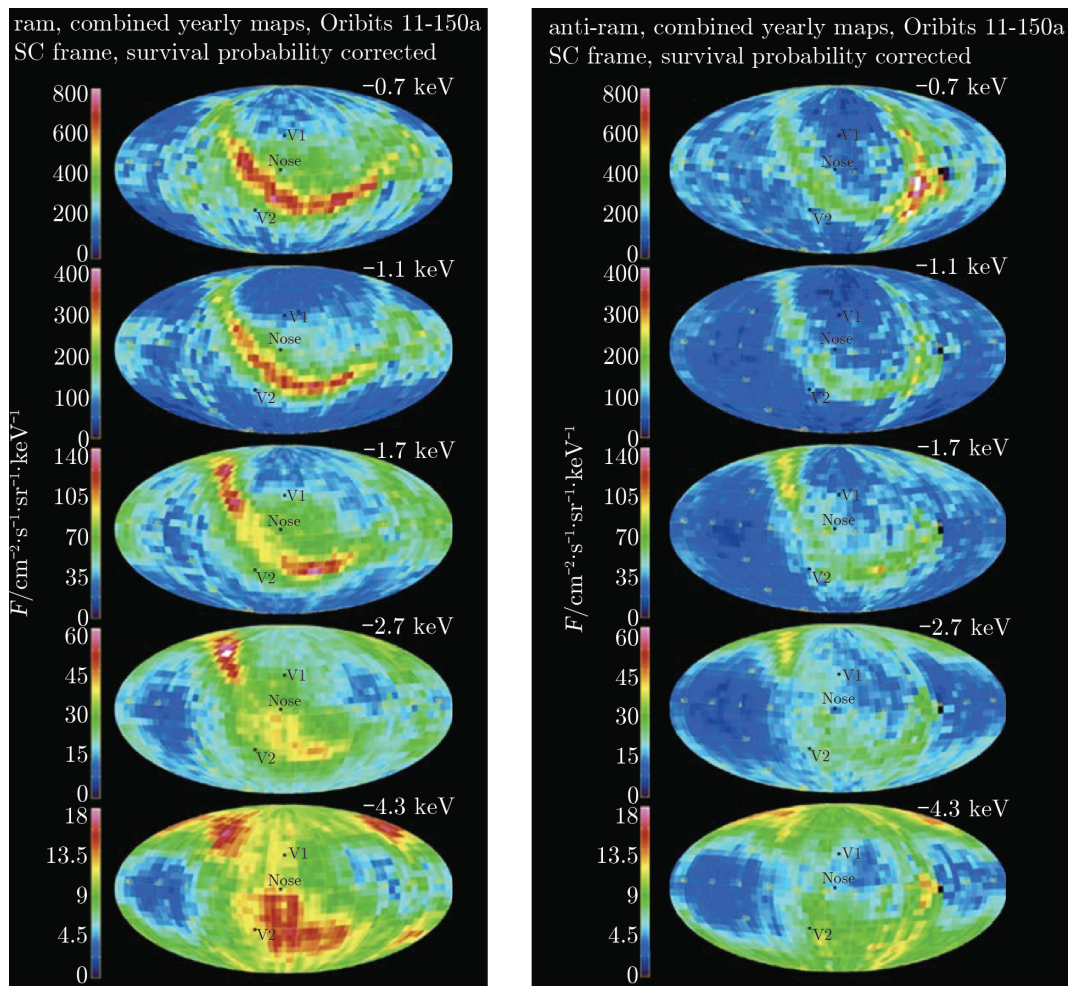
径向外移途中, 进入日球鞘之前, 与流入日球层的星际原子交换电子而转变为不受磁场控制而直接径向外移的能原子。(2) 穿过日球层边界进入星际空间后, 在约一个电离平均自由程, 距离太阳约  $10^4$  AU 处, 有些又被电离恢复为离子, 即刻被当地磁场捕获。若此刻离子速度恰好与当地磁力线正交 ( $\mathbf{v} \times \mathbf{B} = 0$ ), 离子就绕当地磁力线旋转, 不进不退, 直至又与当地中性气体交换电荷而变回能原子。(3) 此刻若这个第二代能原子的速度恰好是飞向地球方向, 其将返回日球层, 表征为天球投影的一条狭长的粒子彩带。IBEX 可半年取得一次全天空  $0.1 \sim 6.0$  keV 的氢原子方向通量分布。日球层高纬的 ENA 能谱不能用单一幂律谱来拟合, 具有更为复杂的谱结构<sup>[42, 105-107]</sup>。彩带的闪耀现象反映星际磁场湍流的时空形态变化。IBEX 彩带辐射观测确立 ENA 遥测的强大能力, 即在地球轨道的 ENA 辐射成像可揭示距太阳约  $10^4$  AU 的临近星际磁场形态。自从 ENA 彩带于 2009 年被发现以来, ENA 彩带的大尺度结构通常是稳定存在的, 但来自该彩带和天球背景辐射的 ENA 通量是逐渐减少的<sup>[103]</sup>。ENA 辐射通量的减少发生在 IBEX 所观测的所有能段范围和除日球层尾部的所有空间区域, 来自 ENA 彩带的 1.1 keV 能段的 ENA 通量减少最为显著。在太阳活动第 23 和 24 周之间的反常太阳极小年期间, 来自日球层顶的 ENA 通量减少与 1 AU 处的太阳风动压减弱有密切统计相关性<sup>[108]</sup>和一定的时间延迟<sup>[109]</sup>。该时间延迟对应于太阳风变化从太阳源头至终止激波的传输过程<sup>[109]</sup>。

## 5.2 基于质子微分能谱推断日球鞘前端的厚度<sup>[110-112]</sup>

基于日球层的质子微分能谱观测数据, 结合数值模拟, 可推断日球鞘前端厚度。SOHO/HSTOF 载荷的重要功能是利用 ENA 遥测日球层外层状况。卫星 Voyager 1 和 2 之间相距 100 AU, 都搭载低能离子探测器 LECP 的能量探测范围包括 SOHO/HSTOF 所探测的 H 和 He 能原子的动能。卫星 Voyager 1 和 2 进入日球鞘前后都取得了沿途离子的微分方向能谱  $j_{i,+}(-\hat{\mathbf{s}}, E, \mathbf{r})$ , 在日球鞘区测得的离子通量不但比进入日球鞘之前的平均通量高几百倍, 而且除短期涨落外, 保持长期平稳并为各向同性。从日球鞘前端至 SOHO 卫星之间 ENA 的残存概率甚高, 可近似为 1。通过合理简化, 避免分解多项式卷积的困难, 质子微分能谱可表达为  $j_{i,0}(E) = j_{i,+}(E) \sigma_{i,+}^0(E) n_{\text{H}} L$ , 其中,  $L$  为日球鞘前端的平均厚度,  $n_{\text{H}}$  为当地星际 H 原子数密度,  $i$  代表 H 或 He。将 HSTOF 测得的 ENA 微分通量代入上式左边, 再将 LECP 测得质量相同的正离子微分通量和已知电荷交换截面代入上式右边, 则  $n_{\text{H}} L$  可求得。将 SOHO/HSTOF 和 IBEX-Hi 能原子遥测数据与 V1/LECP 就位离子探测数据相结合, 可估算日鞘厚度  $L$  及其 H 原子数密度。如图 11 所示, 从日球鞘内的质子微分能谱, 包括卫星 Voyager 1 和 2 探测结果 ( $30 \sim 4000$  keV, 红菱形和蓝菱形) 及模拟计算结果 ( $0.1 \sim 30$  keV, 黑圆点), 推算出地球轨道附近的  $0.1 \sim 40$  keV 能原子微分能谱 (红圆点), 其与 IBEX ( $0.1 \sim 6.0$  keV, 蓝三角) 和 SOHO/HSTOF ( $55 \sim 85$  keV, 红方块) 探测到的原子微分能谱非常吻合。Cassini/INCA 在土星附近测到的流量上节限 ( $10 \sim 40$  keV, 浅蓝三角) 偏离。日球鞘前端内边界 H 数密度的最精确估计值是  $0.09 \text{ cm}^{-3}$ , 则  $L = 28$  AU。

## 5.3 基于低能星际原子直接探测推断日球层前端无法形成舷激波<sup>[113]</sup>

如图 12 所示, 基于 IBEX 直接探测低能星际原子, 可描绘日球层太阳风与星际介质相互作用的几何形态, 并推断日球层前端无法形成激波。IBEX-Lo 粒子成像具有  $3.5^\circ \times 3.5^\circ$

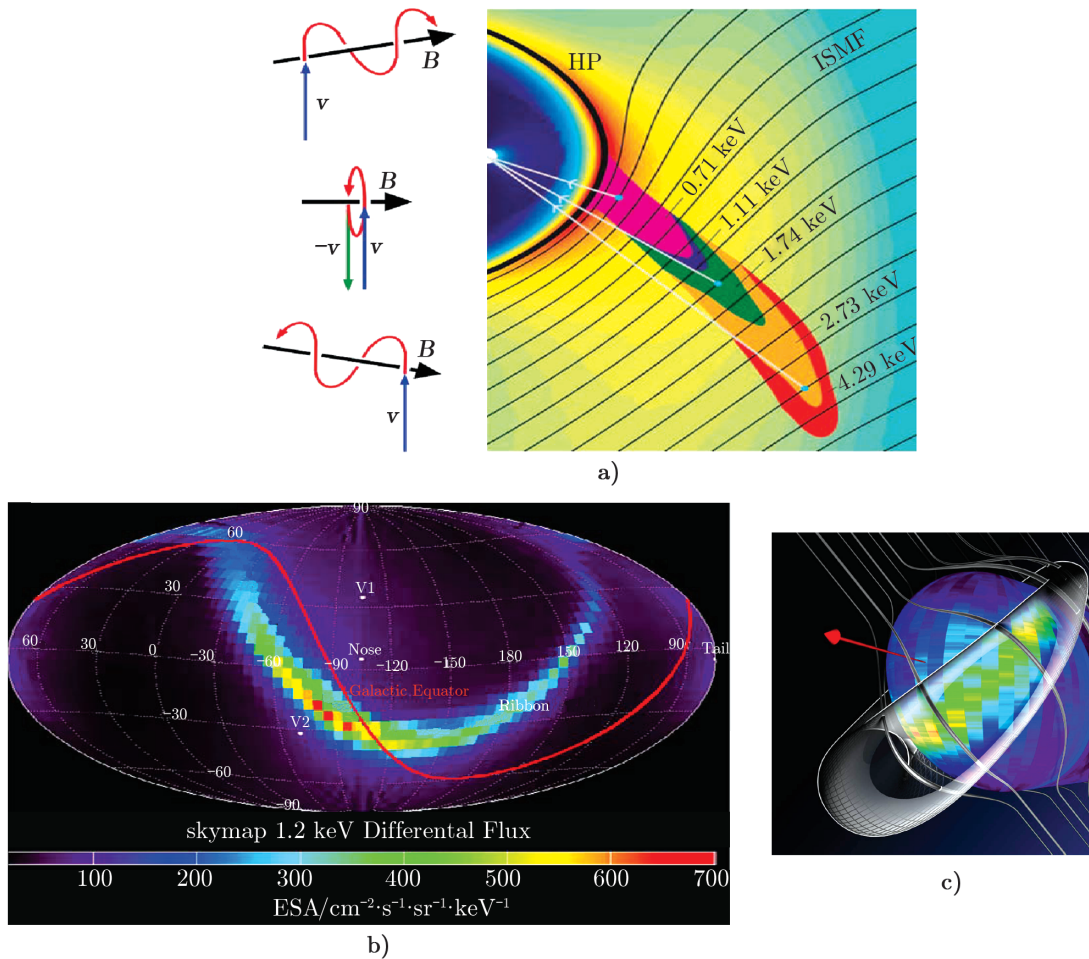


注：以地球轨道的日球坐标为投影，纬度以黄道为0，经度以日球层鼻端为原点，同时给出 Voyager V1 和 V2 卫星位置。

图9 IBEX-Hi 探测氢原子微分通量在5个能段的全天分布<sup>[103]</sup>

的二维天球面角分辨和约  $0.01^\circ$  的瞄准精确度，其成像能量通道可低至  $0.01 \text{ keV}$ 。根据 IBEX-Lo 在  $1 \text{ AU}$  处探测的星际 O 和 Ne 原子相对数密度和活动情况，可推算日球层附近星际空间元素总含量比例。通过测量低能星际气体的流向角分布，可推断其温度。IBEX-Lo 精确观测给出日球层外星际介质参数：相对流速  $(23.2 \pm 0.3) \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 、流速方向的黄道经度  $79.00^\circ \pm 0.47^\circ$  和纬度  $-4.98^\circ \pm 0.21^\circ$ 、星际氢温度  $(6300 \pm 390) \text{ K}$ 。基于大于  $3 \mu\text{G}$  的星际磁场、小于  $0.07 \text{ cm}^{-3}$  的质子数密度，日球层前端的舷激波无法形成。



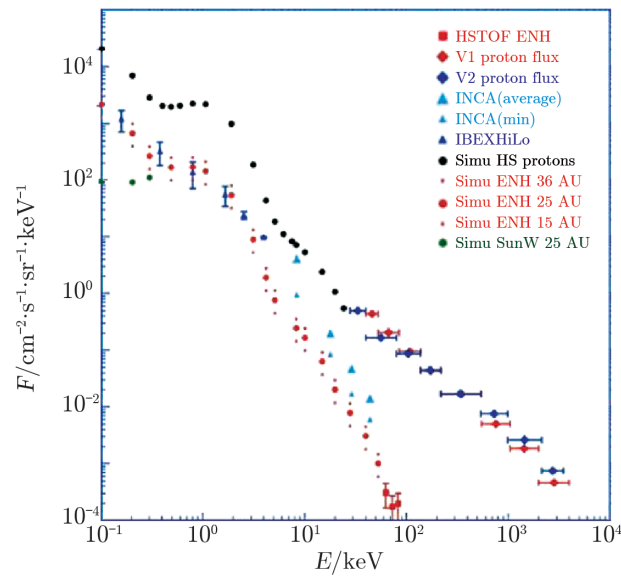


注: a), b), c) 分别表示基于数值模拟给出的 IBEX 能原子在日球层顶之外的起源<sup>[104]</sup>、IBEX 能原子的天球投影<sup>[102]</sup>、星际磁场的三维拓扑结构。

图 10 IBEX 能原子彩带的物理机制 (来自 NASA)

## 6 我国太阳风 RMHD 数值模拟的现状和需求

在天文、空间、磁约束等物理学科领域,描述等离子体宏观性质和磁场行为的磁流体力学过程与等离子体中的辐射转移过程通常是耦合在一起,表现为 RMHD 过程。该 RMHD 研究主要通过数值模拟来实现, RMHD 数值模拟逐步成为越来越重要和不可缺少的研究手段,在当前国际学术界处于蓬勃发展态势<sup>[114]</sup>。我国太阳风 RMHD 数值模拟领域正处于快速发展、逐步逼近国际前沿的研究水准,这得益于我国 RMHD 发展是基于我国在空间物理 MHD 数值模拟领域的悠久历史、坚实基础和广泛国际合作。我国空间物理 MHD 模拟起步于 20 世纪 80 年代初,从模拟基本的物理过程,定量比较模拟结果与观测数据,直至成为我国空间探



注：数据来源于 Voyager 1 和 2、SOHO/HSTOF、Cassini/INCA、IBEX 的卫星观测及其相关数值模拟。

图 11 日球鞘内质子和地球轨道附近 H 能原子的微分能谱<sup>[110]</sup>

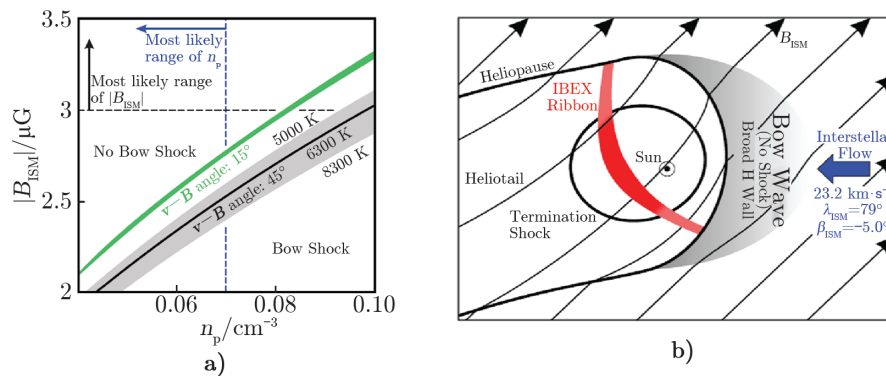


图 12 a) 日球层临近星际等离子体的磁场和质子数密度范围；b) 日球层和临近星际介质相互作用的整体图像<sup>[113]</sup>

测计划的有机组成部分。我国空间物理 MHD 模拟的主要研究方向是日地空间天气基本物理过程和集成预报模式，主要研究目标是了解从太阳大气到地球空间对空间天气预报有重大影响的基本物理过程，建立从太阳大气到地球空间的空间天气综合集成的预报模式和方法，发展日冕—行星际—磁层的空间天气数值预报模型。我国早已实施双星计划，成功探测到内磁层的 ENA 辐射的动态影像，正在详细论证行星际空间的 ENA 辐射探测方案，尚无 Voyager 和 IBEX 卫星类似的外日球层探测计划的具体概念。我国在日冕—行星际太阳风暴模拟、太阳风—磁层—电离层耦合模拟、宇宙线和高能粒子的加速和传播模拟、ENA 辐射正演模拟等研究方向已经达到国际一流水准，将极大助推我国未来在外日球层太阳风 RMHD 全球数值模式的模块化构建和系统化集成。我国未来外日球层 RMHD 数值模式需要自治描述时变、

多成分、多自由度、“磁流体-能量粒子”多尺度的耦合关联相互作用。

### 6.1 太阳-行星际的守恒元-解元 (SIP-CESE) MHD 数值模式<sup>[115-123]</sup>

我国 SIP-CESE 模型是从太阳表面出发直至行星际空间的三维数值模型, 其控制方程采用守恒形式的 MHD 方程组。该模式的特点是在数值格式中将时间和空间不加区别作为一个整体, 并且对空间微分作为待解变量, 物理量在解元 (Solution Element, SE) 内假定是光滑可微的, 而在相邻的 SE 之间或者在守恒元 (Conservation Element, CE) 内可以出现间断。为适应日地空间球壳区域的特点, 引入六片网格系统, 能够有效避免日地空间模拟中所涉及的球壳计算区域通常产生的极区奇性和网格收敛性问题。SIP-CESE 模式可以满足磁场散度为零的条件, 无需特别处理, 并引入了非奇异变换, 使得自适应网格技术 (AMR) 容易实现, 计算效率得以提高。该模式以太阳光球的时序磁图等观测为输入, 重构太阳活动区三维磁场位形, 计算太阳风大尺度结构和太阳爆发事件在日球层的传播和演化过程, 已经被广泛应用于太阳风暴动力学的科学研究和空间天气效应的现实预测。当今国际上发展较为成熟的三维太阳风暴数值模式有: (1) 我国 SIP-CESE 数值模型; (2) 美国空间天气模型架构 SWMF; (3) 美国日冕和日球层模型 CORHEL。

### 6.2 太阳风-磁层-电离层耦合的三维全球 MHD 数值模式<sup>[124-127]</sup>

磁层位于地球空间的最外层, 太阳风与磁层的相互作用是空间天气变化因果链中承上启下的关键环节, 是揭示地球空间天气基本规律的关键科学课题。地球空间由于时变、多成分、多自由度的关联相互作用, 使得传统的理论分析变得非常困难。我国的三维磁层全球 MHD 数值模式采样高精度、低数值耗散的分段抛物逼近为核心算法, 能够自治数值描述太阳风-磁层-电离层的耦合系统, 在行星际激波与磁层相互作用、磁层大尺度电流体系、磁层顶 Kelvin-Helmholtz 不稳定性等方向取得重要科学进展, 与美国 BATS-R-US 模型、美国 OpenGGCM 模型、日本 FV-TVD 模型等一起成为当代主流的三维磁层数值模型。

### 6.3 能量粒子在相空间演化的动理学模拟<sup>[75, 128-135]</sup>

研究高能粒子在行星际空间中的传输时需要求解聚焦传输方程。聚焦传输方程的本质是 Fokker-Plank 方程, 用于描述粒子分布函数在高维相空间的演化。聚焦传输方程包括了许多重要的粒子传输机制: 沿磁力线的流动、太阳风对流、投掷角扩散、磁场聚焦效应、垂直扩散、绝热冷却效应等。在能量粒子在日球层的传播方面, 海内外华裔学者通力合作, 利用后向随机微分法和蒙特卡洛法, 已开发若干国际一流的能量粒子计算模式: (1) 对于蒙特卡洛法求解高能粒子传播, 可把传输方程分解成高能粒子的两项单粒子运动, 模型中确定项的部分描述粒子在 Parker 螺旋磁场下的运动, 随机部分描述了粒子和太阳风湍流相互作用的扩散过程。利用蒙特卡洛方法模拟高能粒子在行星际空间中传输过程的好处是程序相对比较简单, 特别是在研究脉冲型太阳高能粒子 (SEP) 事件时, 如果不需要考虑具体的加速过程, 可以通过蒙特卡洛方法模拟得到在任意空间和时间的能谱。(2) 对于后向随机微分法求解高能粒子传播, 其优势是日球层磁场并不局限于 Parker 螺旋磁场, 任意位形的三维日球层磁场都可以作为模式参量, 而且容易扩展到高维, 容易实现并行计算, 数值误差小。

基于后向随机微分法和蒙特卡洛法的能量粒子传播模式都可计算观测者处于日球层不同

的经度、纬度以及径向距离时, 能量粒子通量和各向异性随时间的演化过程。日球层高能粒子通常在被扰动后的行星际磁场和太阳风中传输, 但以往粒子传输模型中大多采用理想的帕克螺旋磁场和恒定的太阳风速度。因此, 利用日球层全球 MHD 数值模拟导出时变的太阳风和背景场, 将“磁流体—能量粒子”做多尺度耦合, 在 MHD 数值解的宏观背景下求解能量粒子的加速和传播是未来研究的发展趋势。

#### 6.4 内磁层环电流演化的 ENA 辐射模拟<sup>[136-139]</sup>

我国双星计划搭载的中性原子成像仪能在卫星轨道特定区间内拍摄内磁层的中性原子影像, 进而推断环电流的全球不对称性、能量粒子的漂移和注入等形态学信息。利用地磁偶极场的环电流模型可正演 ENA 辐射通量和能段, 并比较卫星观测图像和模型正演结果, 研究磁暴主相期间环电流的演化过程以及衰减过程。我国正在研制的中性原子成像仪具有更高精度的时空分辨能力, 将被搭载于磁层探测卫星, 未来我国 ENA 辐射成像模拟需要利用更先进的内磁层环电流模型和磁层三维全球 MHD 模型。未来我国需要将内磁层 ENA 辐射的观测和模拟融合, 反演磁暴期间环电流区等离子体分布的拓扑形态和精细结构, 深入剖析各种行星际条件下内磁层离子体层、环电流、辐射带之间的动力学耦合。

## 7 我国在外日球层太阳风 RMHD 领域数值模拟的发展策略

除了近日面遥感成像, 太阳风的辐射成像主要包括内日球层的白光成像和外日球层的 ENA 成像。太阳风动力学与白光被动散射是完全解耦的, 但其与 ENA 主动辐射是强烈耦合的。对于内日球层白光辐射的正演模拟, 其输入参数仅是电子密度的三维分布, 其输入模块仅需太阳风单流体 MHD 数值模式, 可直接应用我国现有行星际 MHD 数值模式<sup>[140, 141]</sup>。对于外日球层 ENA 辐射模拟, ENA 可依次通过被电离、捕获、拾起等物理过程变成太阳风离子, 故 ENA 辐射能强烈反馈至外日球层太阳风宏观动力学和整体结构。外日球层太阳风“磁流体—能量粒子”耦合系统涉及电荷交换、粒子加速、激波形成等物理机理, 显著受控于太阳活动周的时空演化。因此, 日球层 ENA 辐射是我国空间物理 RMHD 数值模拟的重要研究对象。

经过半个多世纪的发展, 日球层 ENA 遥测疆域从地面观测的极光光谱延伸至卫星探测的星际介质元素, 获取部分极光的谱线蓝移、极光或环电流衰退相期间 keV 氢原子的通量衰减、来自日球层 He 锥能原子的年变化、日球层临近星际空间的能原子彩带等重大科学发现。ENA 遥测技术已实现成像功能, 但其测得的 ENA 计数率是沿特定观测视线的多项卷积, 涉及视线方向上沿途能原子产生和消失等物理因素。对于 ENA 信号卷积的核函数反演, 能地面实验测定的参数仅有电荷交换截面  $\sigma_{ik}(E)$ 、探测仪的几何因子  $G$ 、探测效率  $\eta(E)$ , 其他 ENA 残存概率  $P_i(\mathbf{r}, E)$  等参数依赖于模型假设。为了消除 ENA 遥测反演的多解不确定性, 必须发展更为精确可靠的 RMHD 数值模拟方法, 同时利用 ENA 遥感成像和实地粒子探测的互补联测, 以模拟和观测数据的吻合程度为必需条件, 深化对 ENA 遥测数据的科学理解。

本文认证外日球层太阳风物理的重大科学问题, 阐述这些科学问题对 RMHD 的物理建

模及其数值求解的内禀需求, 分析外日球层 RMHD 数值模拟在国内外的发 展脉络和当前现状, 提出我国在空间物理领域 RMHD 数值模式发展的如下科学建议:

- (1) 以我国在空间物理领域现有的 MHD 和宇宙线数值模式为基础, 通过模块化设计而集成开发我国的外日球层“磁流体-能量粒子”RMHD 耦合模拟系统。该 RMHD 模式的关键是多尺度耦合的模块接口, 这涉及对外日球层动力学多尺度耦合、激波加速粒子、等离子体波粒相互作用、磁流体湍动等物理核心问题的科学理解。不同时空尺度的物理过程及其相互作用需要在 RMHD 模式中自洽统一处理。
- (2) 在发展我国外日球层 RMHD 粒子辐射模式的同时, 加强与我国未来卫星计划的战略规划、ENA 成像仪的技术研制等研究队伍的跨学科交流。我国研发的外日球层 RMHD 数值模式要不仅能应用于现有国内外卫星科学数据分析, 而且要针对未来卫星观测生成前瞻性的 ENA 辐射可遥测量, 对成像载荷的姿态操作、视场和视角解析度、能谱分辨率等技术参数提出科学需求, 对成像载荷配置和卫星轨道优化提供定量科学论证。

#### 参考文献:

- [1] Dessler A J. JGR, 1967, 5(1): 1
- [2] Davis Jr L. PRL, 1955, 100: 1440
- [3] Parker E N. ApJ, 1958, 128: 664
- [4] Neugebauer M, Snyder C W. Science, 1962, 138: 1095
- [5] Wenzel K P, Marsden R G, Page D E, Smith E J. A&AS, 1992, 92: 207
- [6] Tu C Y, Marsch E. Space Sci. Rev., 1995, 73: 1
- [7] Li B, Li X, Labrosse N. JGR, 2006, 111: A08106
- [8] Zank G P. Space Sci Rev., 1999, 89: 413
- [9] Balogh A, Lanzero L, Suess S T, eds. The Heliosphere through the Solar Activity Cycle. New York: Springer, 2010: Cover Page
- [10] Parker E N. ApJ, 1961, 134: 20
- [11] Stone E C, Cummings A C, McDonald F B, et al. Science, 2005, 309: 2017
- [12] Decker R B, Krimigis S M, Roelof E C, et al. Science, 2005, 309: 2020
- [13] Burlaga L F, Ness N F, Acuna M H, et al. ApJ, 2009, 692: 1125
- [14] Florinski V, Decker R B, le Roux J A, Zank G P. GRL, 2009, 36: 12101
- [15] Zank G P. ARA&A, 2015, 53: 449.
- [16] Linsky J L, Wood B E. ApJ, 1996, 463: 254
- [17] Gayley K G, Zank G P, Pauls H L, et al. ApJ, 1997, 487: 259
- [18] Wood B E, Muller H R, Zank G P. ApJ, 2000, 542: 493
- [19] Wood B E, Izmodenov V V, Linsky J L, Alexashov D. ApJ, 2007, 659: 1784
- [20] Zank G P, Heerikhuisen J, Wood B E, et al. ApJ, 2013, 763: 20
- [21] Patterson T N L, Johnson F S, Hanson W B. Planet. Space Sci., 1963, 11: 767
- [22] Weller C S, Meier R R. ApJ, 1974, 193: 471
- [23] Lallement R, Bertaux J L, Dalaudier F. A&A, 1985, 150: 21
- [24] Ajello J M, Stewart A L, Thomas G E, Graps A. ApJ, 1987, 317: 964
- [25] Hsieh K C, Chin J. Space Sci, 2015, 35(3): 253
- [26] Meinl A B. ApJ, 1951, 113: 50

- [27] Meinel A B, Fan C Y. *ApJ*, 1952, 115: 330
- [28] Fan C Y, Meinel A B. *ApJ*, 1953, 118: 205
- [29] Fan C Y, Schulte D H. *ApJ*, 1954, 120: 563
- [30] Wax R L, Bernstein W. *Rev. Sci. Instr.*, 1967, 38(11): 1612
- [31] Bernstein W, Inouye G T, Sanders N L, Wax R L. *JGR*, 1969, 74(14): 3601
- [32] Hovstadt D, Hausler B, Scholer M. *PRL*, 1972, 28(20): 1340
- [33] Mizera P F, Blake J B. *JGR*, 1973, 78(7): 1058
- [34] Stuart G W. *PRL*, 1959, 2: 417
- [35] Hsieh K C, Curtis C C. *GRL*, 1988, 15(8): 772
- [36] Krimigis S M, Mitchell D G, Hamilton D C, et al. *Science*, 2005, 307: 1271
- [37] Lundin R, Barabash S, Andersson H, et al. *Science*, 2004, 305: 1933
- [38] Mura A, Orsini S, Milillo A, et al. *Planet. Space Sci.*, 2008, 56(6): 840
- [39] Galli A, Wurz P, Bochsler P, et al. *Planet. Space Sci.*, 2008, 56(6): 807
- [40] Hovestadt D, Hilchenbach M, Burgi A, et al. *Solar Physics*, 1995, 162: 441
- [41] McComas D J, Zank G P, Schwadron N A, eds. *Interstellar Boundary Explorer (IBEX)*. New York: Springer-Verlag, 2009
- [42] McComas D J, Alegrini F, Bochsler P, et al. *Science*, 2009, 326: 959
- [43] Fuselier S A, Allegrini F, Funsten H O, et al. *Science*, 2009, 326: 962
- [44] Funsten H O, Allegrini F, Crew G B, et al. *Science*, 2009, 326: 964
- [45] Schwadron N A, Bzowski M, Crew G B, et al. *Science*, 2009, 326: 966
- [46] Mobius E, Bochsler P, Bzowski M, et al. *Science*, 2009, 326: 969
- [47] Isenberg P A. *JGR*, 1986, 91: 9965
- [48] Wang C, Richardson J D. *JGR*, 2001, 106: 29401
- [49] Whang Y C. *ApJ*, 2010, 713: 721
- [50] Usmanov A V, Goldstein M L. *JGR*, 2006, 111: 7101
- [51] Whang Y C. *ApJ*, 2010, 710: 936
- [52] Jokipii J R, Giacalone J. *Int. Cosm. Ray Conf.*, 2003, 7: 3753
- [53] Jokipii J R. *Int. Cosm. Ray Conf.*, 2011, 12: 239
- [54] Giacalone J, Drake J F, Jokipii J R. *Space Sci. Rev.*, 2012, 173: 283
- [55] Drake J F, Opher M, Swisdak M, Chamoun J N. *ApJ*, 2010, 709: 963
- [56] Mobius E, Bzowski M, Chalov S, et al. *A&A*, 2004, 426: 897
- [57] Mobius E, Bochsler P, Bzowski M, et al. *ApJS*, 2012, 198: 11
- [58] Witte M. *A&A*, 2004, 426: 835
- [59] Bzowski M, Kubiak M A, Mobius E, et al. *ApJS*, 2012, 198(2): 27
- [60] Zank GP, Hunana P, Mostafavi P, Goldstein ML. *ApJ*, 2014, 797: 87
- [61] Pogorelov N V, Borovikov S N, Zank G P, Ogino T. *ApJ*, 2009, 696: 1478
- [62] Izmodenov V V, Malama Y G, Ruderman M S, et al. *Space Sci. Rev.*, 2009, 146: 329
- [63] Grygorczuk J, Ratkiewicz R, Strumik M, Grzedzielski S. *ApJL*, 2011, 727: L48
- [64] Washimi H, Zank G P, Hu Q, et al. *MNRAS*, 2011, 416: 1475
- [65] Opher M. *Astron. Rev.*, 2012, 7: 68
- [66] Heerikhuisen J, Zirnstein E J, Funsten H O, et al. *ApJ*, 2014, 784: 73
- [67] Malama Y G, Izmodenov V V, Chalov S V. *A&A*, 2006, 445: 693
- [68] Pogorelov N V, Zank G P, Ogino T. *ApJ*, 2004, 614: 1007
- [69] Pogorelov N V, Zank G P, Ogino T. *ApJ*, 2006, 644: 1299
- [70] Pogorelov N V, Borovikov S N, Zank G P, et al. *ApJL*, 2012, 750: L4
- [71] Pogorelov N V, Suess S T, Borovikov S N, et al. 2013. *ApJ*, 772: 2
- [72] Borovikov S N, Pogorelov N V. *ApJL*, 2014, 783: L16
- [73] Luo X, Zhang M, Rassoul K H, et al. *ApJ*, 2013, 764: 85
- [74] Guo X, Florinski V. *ApJ*, 2014, 793: 18

- [75] Luo X, Zhang M, Potgieter M, et al. *ApJ*, 2015, 808: 82
- [76] Roelof E C, Mitchell D G, Williams D J. *JGR*, 1985, 90(11): 10991
- [77] Roelof E C. *GRL*, 1987, 14(6): 652
- [78] Mitchell D G, Hsieh K C, Curtis C C, et al. *GRL*, 2001, 28(6): 1151
- [79] Geiss J, Witte M. *Space Sci. Rev.*, 1996, 78: 229
- [80] Witte M, Banaszkiewicz M, Rosenbauer H. *Space Sci. Rev.*, 1996, 78: 289
- [81] Vasyliunas V M, Siscoe G L. *JGR*, 1976, 81: 1247
- [82] Mobius E, Hovestadt D, Klecker B, et al. *Nature*, 1985, 318: 426
- [83] Gloeckler G, Geiss J, Balsiger H, et al. *Science*, 1993, 261: 70
- [84] Gloeckler G, Mobius E, Geiss J, et al. *A&A*, 2004, 426: 845
- [85] Gruntman M. *JGR*, 2013, 118: 1
- [86] Saul L, Wurz P, Rodriguez D, et al. *ApJS*, 2012, 198: 9
- [87] Bochsler P, Petersen L, Mobius E, et al. *ApJS*, 2012, 198(2): 5
- [88] Fan C Y, Gloeckler G, Simpson J A. *Int. Cosm. Ray Conf.*, 1965, 1: 109
- [89] Kota J, Hsieh K C, Jokipii J R, et al. *JGR*, 2001, 106: 24907
- [90] Zank G P, Pogorelov N V, Heerikhuisen J, et al. *Space Sci. Rev.*, 2009, 146: 295
- [91] McComas D J, Funsten H O, Fuselier S A, et al. *GRL*, 2011, 38: 18101
- [92] Pauls H L, Zank G P, Williams L L. *JGR*, 1995, 100: 21595
- [93] Opher M, Stone E C, Liewer P C. *ApJL*, 2006, 640: L71
- [94] Pogorelov N V, Stone E C, Florinski V, Zank G P. *ApJ*, 2007, 668: 611
- [95] Zank G P, Pauls H L, Williams L L, Hall D T. *JGR*, 1996, 101: 21639
- [96] Florinski V, Zank G P, Pogorelov N V. *JGR*, 2005, 110: 7104
- [97] Borovikov S N, Pogorelov N V, Zank G P, Kryukov I A. *ApJ*, 2008, 682: 1404
- [98] Chalov S V, Fahr H J. *A&A*, 2000, 360: 381
- [99] Heerikhuisen J, Pogorelov N V, Florinski V, et al. *ApJ*, 2008, 682: 679
- [100] Schwadron N A, Allegrini F, Bzowski M, et al. *ApJ*, 2011, 731: 56
- [101] McComas D J, Lewis W S, Schwadron N A. *Rev. Geophys.*, 2014, 52: 118
- [102] Heerikhuisen J, Pogorelov N V, Zank G P, et al. *ApJL*, 2010, 708(2): L126
- [103] McComas D J, Dayeh M A, Allegrini F, et al. *ApJS*, 2012, 203: 1
- [104] Zirnstein E J, Heerikhuisen J, Funsten H O, et al. *ApJL*, 2016, 818: 1
- [105] Dayeh M A, McComas D J, Allegrini F, et al. *ApJ*, 2012, 749: 50
- [106] Desai M I, Allegrini F A, Dayeh M A, et al. *ApJL*, 2012, 749: L30
- [107] Desai M I, Allegrini F A, Bzowski M, et al. *ApJ*, 2014, 780: 98
- [108] McComas D J, Angold N, Elliott H A, et al. *ApJ*, 2013, 779: 2
- [109] McComas D J, Bzowski M, Frisch P, et al. *JGR*, 2010, 115: 9113
- [110] Hsieh K C, Giacalone J, Czechowski A, et al. *ApJL*, 2010, 718: L185
- [111] Czechowski A, Hilchenbach M, Hsieh K C, et al. *ApJL*, 2006, 647(1): L69
- [112] Czechowski A, Hilchenbach M, Hsieh K C, et al. *A&A*, 2008, 487: 329
- [113] McComas D J, Alexashov D, Bzowski M, et al. *Science*, 2012, 336: 1291
- [114] 汪景琇, 袁峰, 陈鹏飞, 等. *天文学进展*, 2016, 34: 365
- [115] Feng X, Yang L, Xiang C, et al. *ApJ*, 2010, 723: 300
- [116] Feng X, Zhang S, Xiang C, et al. *ApJ*, 2011, 734: 50
- [117] Feng X, Yang L, Xiang C, et al. *Solar Phys*, 2012, 279: 207
- [118] Feng X, Jiang C, Xiang C, et al. *ApJ*, 2012, 758: 62
- [119] Feng X, Zhang M, Zhou Y. *ApJS*, 2014, 214: 6
- [120] Feng X, Xiang C, Zhong D, et al. *Computer Phys. Commun.*, 2014, 185: 1965
- [121] Feng X, Ma X, Xiang C. *JGR*, 2015, 120: 10159
- [122] Yang L P, Feng X, Xiang C, et al. *JGR*, 2012, 117: A08110
- [123] Jiang C, et al. *Nat. Commun.*, 2016, 7: 11522

- [124] Hu Y Q, Guo X C, Wang C. JGR, 2007, 112: A07215
- [125] Hu Y Q, Peng Z, Wang C, Kan J R. JGR, 2009, 114: A08220
- [126] Wang C, Sun T R, Guo X C, Richardson J D. JGR, 2010, 115: A10247
- [127] Guo X C, Wang C, Hu Y Q. JGR, 2010, 115: A10218
- [128] Zhang M. ApJ, 1999, 513: 409
- [129] Li G, Zank G P, Rice W K M. JGR, 2003, 108(A2): 1082
- [130] Qin G, Zhang M, Dwyer J R, Rassoul H K. ApJ, 2004, 609: 1076
- [131] Zhang M, Qin G, Rassoul H. ApJ, 2009, 692: 109
- [132] Zuo P B, Zhang M, Rassoul. ApJ, 2013, 767(1): 6
- [133] He H Q, Qin G, Zhang M. ApJ, 2011, 734: 74
- [134] Wang Y, Qin G, Zhang M. ApJ, 2012, 752: 37
- [135] Zhao L L, Qin G. JGR, 2013, 118: 1837
- [136] Shen C, Liu Z X. Phys. Plasmas, 2002, 9(9): 3984
- [137] McKenna-Lawlor S, Li L, Barabash S. et al. Ann. Geophys., 2005, 23: 2825
- [138] Lu L, McKenna-Lawlor S, Barabash S, et al. Ann. Geophys., 2008, 26: 1641
- [139] Lu L, McKenna-Lawlor S, Barabash S, et al. JGR, 2010, 115: 12218L
- [140] Xiong M, Davies J A, Bisi M M, et al. Solar Phys, 2013, 285: 369
- [141] Xiong M, Davies J A, Feng X, et al. Astrophys J, 2013, 777: 32

## Numerical Simulation of Strong Coupling between Magneto-fluid and Energetic Particles in the Outer Heliosphere

XIONG Ming<sup>1,2</sup>, LI Bo<sup>3</sup>

*(1. SIGMA Weather Group, State Key Laboratory of Space Weather, National Space Science Center, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China; 2. University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China; 3. Shandong Provincial Key Laboratory of Optical Astronomy and Solar-Terrestrial Environment, Institute of Space Sciences, Shandong University, Weihai 264209, China)*

**Abstract:** The heliosphere refers to a vast volume of the supersonic solar wind outflow confined by its surrounding interstellar medium. The interaction between the magnetized solar wind and interstellar medium results in the multi-layered structures of termination shock, heliosheath, and heliopause. In the outer heliosphere, the solar wind has some quasi-static structures such as cosmic ray radiation, spiral interplanetary magnetic field, and planetary magnetosphere. Via a charge-exchange mechanism, Some solar wind ions and interstellar neutral atoms are converted into energetic neutral atoms (ENAs) and pickup ions respectively. A trapping of the pickup ions results in a continuous heating and decelerating of the solar wind in the outer heliosphere. The strong coupling between ENA radiation and magnetized fluid exists in the outer heliosphere. The ENA becomes a sample of its originating plasma in mass



and energy, thus acting as a probe for diagnosing the parent plasma in the remote heliosphere. An ENA mapping of the whole sky map in multiple energy channels give a panorama view of the heliosphere. The radiation-magnetohydrodynamic (RMHD) theory is generally used to mathematically describe the multi-scale coupling between the macroscopic dynamics of the outer heliosphere and the kinetic acceleration/transportation of energetic particles. In this paper, we identify the key scientific questions of the solar wind physics in the outer heliosphere, formulate the constituent RMHD physics models and numerical solutions, analyze the past and present international statuses of numerical RMHD simulation, and propose the viable suggestions to develop numerical RMHD models of the outer heliosphere in China.

**Key words:** radiation MHD; energetic neutral particle; outer heliosphere; solar wind