

空间无碰撞激波的数值研究

王 水 陆全明

(中国科学技术大学地球和空间科学系 合肥 230026)

摘 要

无碰撞激波是空间等离子体和宇宙等离子体中的重要物理现象。文中评述了数值研究空间无碰撞激波两种方法——粒子模拟和混合模拟，给出了准垂直和准平行无碰撞激波的数值研究结果。还指出了一些尚未解决的研究问题。

关键词 激波 — 等离子体 — 方法：数值

1 引 言

行星际空间和星际空间中充满着完全电离的稀薄等离子体，粒子的平均自由程非常大，

例如在 1AU 处粒子的平均自由程约为 10^8 km，经典库仑碰撞效应往往可以略去。这些无碰撞的等离子体通常以超声速运动，形成太阳风和星风。当太阳风和星风遭遇到行星和恒星的阻挡时，在界面处将形成各种间断面，如地球的磁层顶和弓激波、太阳系的日球层顶等。观测资料表明，地球弓激波的特征厚度约 10^2 — 10^3 km 量级，远远小于此处的粒子平均自由程，因此，这种激波是无碰撞激波。弓激波上游是未扰动的超声速太阳风，而下游的等离子体以亚声速绕过地球的磁层顶。图 1 是 Explorer-33 在 1966 年 6 月至 11 月观测到的地球弓激波和磁层顶的平均位形^[1]。此外，太阳上发生的许多爆发现象也会抛

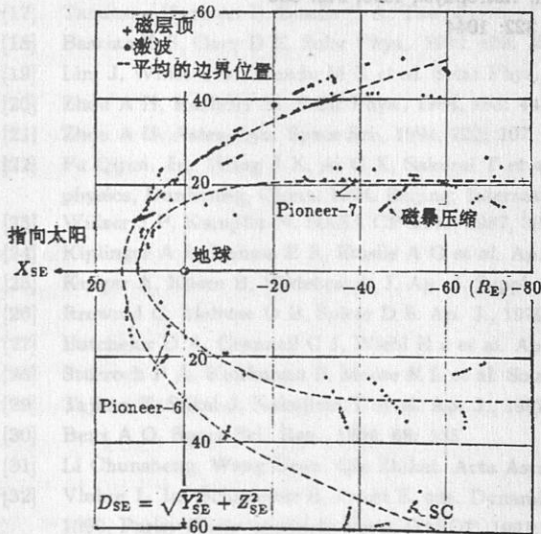


图 1 地球弓激波和磁层顶的平均位形^[1]

射出高速的等离子体流，并形成行星际激波；超新星爆发引起局域压力的极大增加而形成星际激波。这些激波也可视为无碰撞激波。

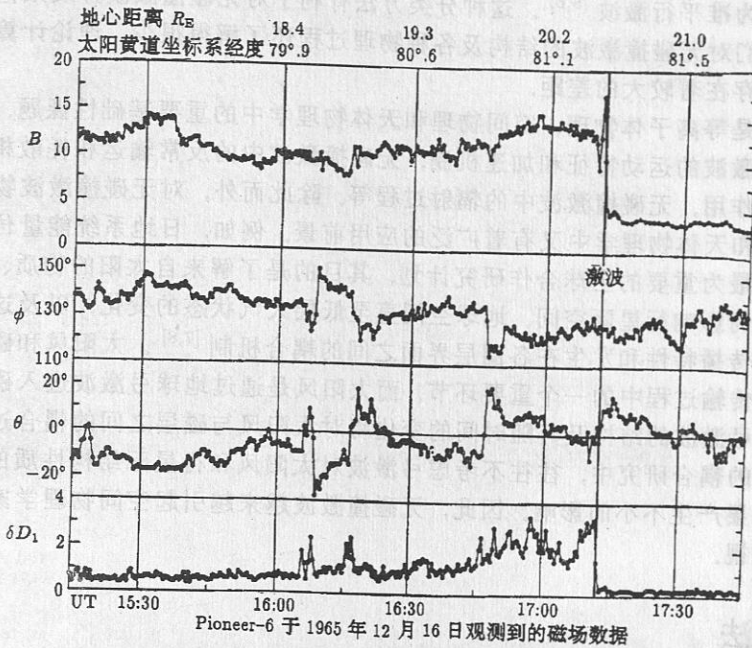


图 2 地球弓激波前后磁场的变化^[2]

B 为磁场强度的平均值，单位为 nT； $\phi, \theta, \delta D_1$ 分别为日心坐标系中的方位角和极角、磁场分量变化的均方根值

图 2 描绘了 1965 年 12 月 16 日 Pioneer-6 飞船通过地球弓激波前后测量到的磁场记录^[2]。可以看出，在地心距离 $20.5R_E$ (R_E 为地球半径) 附近磁场强度的平均值 B 及磁场分量变化的均方根值 δD_1 都发生突然的跃变，这表明飞船穿越激波面由磁鞘进入到行星际空间。在弓激波外侧，行星际磁场的大小和方向都十分稳定。由图 2 还可以看出，从行星际空间越过激波面到磁鞘，磁场强度 B 是增加的。相应的等离子体观测结果表明，等离子体密度 ρ 也增加 ($[\rho] > 0$)，且法向速度 $V_n \neq 0$ ，波阵面两侧的速度都大于 Alfvén 速度。飞船多次观测表明，对日点处地球弓激波的平均地心距离约为 $14R_E$ ，而在垂直于日地连线方向上的平均地心距离约为 $23R_E$ ^[3]。

根据激波上游和下游磁场及等离子体的不同特性以及对地球弓激波的多次飞船观测资料，可将无碰撞激波分为四类：层状激波、准层状激波、准湍动结构激波和湍动结构激波^[4]。利用上游等离子体的 β 值 (β 为等离子体热压与磁压之比) 及 M_A 值 (M_A 即 Alfvén-Mach 数，为流动速度与 Alfvén 速度 V_A 之比)，它们可分别定义为：(1) 与 $\beta \ll 1$ 及 $M_A < M_c$ 相应的激波为层状激波 (M_c 为某临界值，通常有 $M_c = 3$)，此即冷等离子体低 Alfvén-Mach 数激波；(2) 与 $\beta \ll 1$ 及 $M_A > M_c$ 相应的激波为准层状结构激波，即冷等离子体高 Alfvén-Mach 数激波；(3) 与 $\beta \approx 1$ 及 $M_A < M_c$ 相应的激波为准湍动结构激波，即热等离子体低 Alfvén-Mach 数激波；(4) 与 $\beta \approx 1$ 及 $M_A > M_c$ 相应的激波为湍动结构激波，即热等离子体高 Alfvén-Mach 数激波。另一方面，激波结构与激波角 θ_{nB} (即激波法向与磁场方向之间的夹角) 有着密切的关系。当 $\theta_{nB} \approx \pi/2$ 时，激波结构通常是磁声型的；而在斜传播的情况下，激波通常是哨声型

的。因此,又可将 $(\pi/2 - \theta_{nB}) \leq \arctan(m_e/m_i)^{1/2}$ (m_e, m_i 分别为电子和质子的质量) 的激波称为垂直激波, 将 $45^\circ \leq \theta_{nB} < (\pi/2 - \arctan(m_e/m_i)^{1/2})$ 的激波称为准垂直激波, 而当 $\theta_{nB} < 45^\circ$ 时相应的激波称为准平行激波^[5,6]。这种分类方法有利于对无碰撞激波开展数值模拟研究。实际上, 目前人们对无碰撞激波的结构及各种物理过程还了解得很少, 理论计算结果与实际观测资料之间尚存在着较大的差距。

无碰撞激波是等离子体物理、空间物理和天体物理学中的重要基础性课题, 例如, 带电粒子通过无碰撞激波的运动特征和加速机制, 无碰撞激波中的反常输运和耗散机制, 无碰撞激波之间的相互作用, 无碰撞激波中的辐射过程等。除此而外, 对无碰撞激波物理性质的研究, 在空间物理和天体物理学中又有着广泛的应用前景。例如, 日地系统能量传输过程是当前空间物理学中最为重要的全球合作研究计划, 其目的是了解来自太阳的物质、动量、能量及电磁过程是如何影响行星际空间、地球空间直至低层大气状态的变化, 以及这些物质和波动在各圈层中的传播特性和发生在各圈层界面之间的耦合机制^[7,8]。太阳风和磁层之间的耦合过程, 是整个传输过程中的一个重要环节。而太阳风是通过地球弓激波进入磁鞘之后与磁层相互作用的, 弓激波的结构及其随时间的变化将对太阳风与磁层之间的耦合过程产生重大的影响。在目前的耦合研究中, 往往不考虑弓激波对太阳风和行星际结构性质的修正, 这可能会对研究结果产生不小的影响。因此, 无碰撞激波越来越引起空间物理学家和天体物理学家的注意和重视。

2 数值方法

通过同时求解 Maxwell 方程和每个粒子的运动方程, 可以了解无碰撞激波的结构及伴随的物理过程, 这只有通过计算机来实现。目前计算机的容量和速度还远不足以得到无碰撞激波的精确解, 计算结果要受到等离子体的数值模型、空间和时间尺度、空间维数、边界条件等的影响。实际上, 任何数值模拟都不是精确的。由于这种数值计算中的近似性, 总会失去一些物理特性, 甚至会产生不真实的结果。

无碰撞激波的数值研究通常采用两种方法: 粒子模拟和混合模拟。

粒子模拟要求分别讨论每个电子、质子及其他正离子在电磁场中的动力学行为, 即联立求解每个带电粒子的运动方程和 Maxwell 方程^[9,10]。第 α 类粒子的运动方程可以表达为^[11]:

$$\frac{d\mathbf{p}_{\alpha k}}{dt} = \frac{q_\alpha}{m_\alpha} (\nabla \mathbf{A}) \cdot (\mathbf{p}_{\alpha k} - q_\alpha \mathbf{A}) - q_\alpha \nabla \phi \quad (1)$$

$$\frac{d\mathbf{X}_{\alpha k}}{dt} = \frac{1}{m_\alpha} (\mathbf{p}_{\alpha k} - q_\alpha \mathbf{A}) \quad (2)$$

式中 m_α 和 q_α 分别为 α 类粒子的质量和电荷, $\mathbf{X}_{\alpha k}$ 和 $\mathbf{p}_{\alpha k}$ 分别为 α 类粒子中第 k 个粒子的位置和动量。静电势 ϕ 由 Poisson 方程求得:

$$\nabla^2 \phi = \alpha_e \rho \quad (3)$$

式中 α_e 为电耦合常数, ρ 是电荷密度:

$$\rho = \sum_{\alpha} \rho_{\alpha} n_{\alpha} \quad (4)$$

而磁矢量 \mathbf{A} 由下列方程求解:

$$\nabla^2 \mathbf{A} = -\alpha_m \mathbf{j} + \frac{\alpha_m}{\alpha_e} \nabla \chi \quad (5)$$

$$\nabla^2 \chi = \alpha_e \nabla \cdot \mathbf{j} \quad (6)$$

式中 α_m 为磁耦合常数, $\chi = \partial \phi / \partial t$, \mathbf{j} 是电流密度

$$\mathbf{j} = \sum_{\alpha} \frac{q_{\alpha}}{m_{\alpha}} W_{\alpha} - \left(\sum_{\alpha} \frac{q_{\alpha}^2 n_{\alpha}}{m_{\alpha}} \right) \mathbf{A} \quad (7)$$

$$n_{\alpha} = \sum_k S[\mathbf{X} - \mathbf{X}_{\alpha k}(t)] \quad (8)$$

$$W_{\alpha} = \sum_k p_{\alpha k} S[\mathbf{X} - \mathbf{X}_{\alpha k}(t)] \quad (9)$$

式中 $S[\mathbf{X} - \mathbf{X}_{\alpha k}(t)]$ 是权重函数。显然, 电场 \mathbf{E} 和磁场 \mathbf{B} 分别为

$$\mathbf{E} = -\nabla \phi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \quad (10)$$

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (11)$$

由于要同时了解每个带电粒子的动力学行为及电场和磁场的变化, 为了满足数值计算的分辨率和稳定性, 时间步长 Δt 和空间格距 Δx 必须非常之小 (一般要求 $\Delta t \ll \omega_{pe}^{-1}$ 或 Ω_e^{-1} , $\Delta x \ll c\omega_{pe}^{-1}$ 或 $c\Omega_e^{-1}$, c 为光速, ω_{pe} 和 Ω_e 分别为电子等离子体频率和电子回旋频率)。因此, 计算必须在大型的超级计算机上进行, 且只能研究较少粒子的简单情况。为了不失去基本的物理性质, 同时大大缩减计算量和内存, 通常采用粒子云—网格法, 即每个粒子代表一个电荷为有限分布的粒子云, 其电荷按一定的规律分配到邻近的网格上 (即方程 (8) 和 (9) 中的权重函数)。统计所有粒子对网格点的贡献, 即计算出网格点上的电荷密度和电流密度, 进而由 Maxwell 方程得到电磁场的分布, 再求解粒子的运动方程。很多体积不为零的粒子云在计算域中游动, 并可以互相重叠、穿透, 它们之间的相互作用则通过它们各自贡献于网格点上的电磁场, 再由电场和磁场作用于每个粒子云。把一个粒子的电荷分配到邻近网格点有着不同的方法。在无碰撞激波的粒子模拟中常采用网格中粒子云法 (particles in cell, PIC)。计算区域的尺度 L 必须比 $c\omega_{pi}^{-1}$ 或 $c\Omega_i^{-1}$ 大很多 (ω_{pi} 和 Ω_i 分别是离子的等离子体频率和离子回旋频率)。为了减小计算量和提高信噪比, 通常人为降低离子与电子的质量比, 一般取 $m_i/m_e < 100$ 。

混合模拟是数值研究无碰撞激波结构的一种有效方法^[12,13]。它着重讨论离子的动力学行为, 而将电子作为无质量的流体处理。例如, 应用混合模拟研究一维垂直无碰撞激波时, 质子和电子分别遵从下列运动方程^[14,15]:

$$m_i \frac{d\mathbf{v}}{dt} = e \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{B}}{c} \right) - e n \mathbf{j} \quad (12)$$

$$-e n_e \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{V}_e \times \mathbf{B} \right) - \nabla p_e + e n_e n \mathbf{j} = 0 \quad (13)$$

式中 V_e 和 p_e 是电子的平均速度和压力, v 是单个质子的运动速度。由于无碰撞等离子体通过带电粒子的集体相互作用将粒子能量传给波动, 波动再将能量传播给其他粒子, 这种波动与粒子相互作用引起的反常输运比经典碰撞重要得多^[14], 故方程 (12) 和方程 (13) 中引入了反常电阻 η 。考虑到等离子体是处于电中性的 ($n_e = n_i = n$, $V_{ex} = V_{ix} = V$), 质子的数密度 n_i 和平均速度 V_i 将由质子分布函数 $f_i(x, v, t)$ 来确定

$$n_i = \int f_i(x, v, t) dv \quad (14)$$

$$V_i = \int v f_i(x, v, t) dv \quad (15)$$

则电流密度 j 为

$$j = en(V_i - V_e) \quad (16)$$

再利用 Maxwell 方程

$$\frac{\partial B}{\partial t} = -c \nabla \times E \quad (17)$$

$$j = \frac{c}{4\pi} \nabla \times B \quad (18)$$

和采用绝热形式的电子的能量方程

$$\frac{\partial p_e}{\partial t} + V_{ex} \frac{\partial p_e}{\partial x} = -\gamma_e p_e \frac{\partial V_{ex}}{\partial x} \quad (19)$$

即构成了闭合的基本方程组。数值求解方程 (12)–(19), 即可讨论一维垂直无碰撞激波的性质。

混合模拟要求计算时间步长 $\Delta t < \omega_{pi}^{-1}$ 或 Ω_i^{-1} , 空间格距 $\Delta x < c\omega_{pi}^{-1}$ 或 $c\Omega_i^{-1}$, 才可稳定地进行。由于将电子视为无质量的流体, 故电子的动力学行为则无法反映。例如朗道阻尼、电子回旋共振等。因此, 混合模拟仅适用于离子动力学起主导作用的物理问题。

3 准垂直无碰撞激波

Pioneer-1 飞船对地球弓激波的直接观测, 证实了空间等离子体中无碰撞激波的存在^[16]。然而, 由于单个飞船的资料难以分辨空间的变化和时间的变化, 无法精确地得到所观测结果的空间尺度, 必须通过多飞船联合观测才能确定无碰撞激波的空间结构。1977年11月7日 ISEE-1 飞船穿过地球弓激波, 约 50s 以后 ISEE-2 沿着相同的轨道得到了十分类似的结果, 如图 3 所示^[17]。这是一个典型的准垂直无碰撞激波, 激波参数为 $M_A = 8.6$, $\theta_{nB} = 85^\circ$, $\beta_e = 3.3$, $\beta_i = 0.6$ 。准垂直无碰撞激波的结构通常借助于磁场大小的分布来确定。由图 3 可以看出, 准垂直无碰撞激波可视为由根部 (foot)、斜坡 (ramp) 和过冲 (overshoot) 三部分组成。电子数密度 n_e 和温度 T_e 曲线表明电子基本上是绝热变化, 虽然也出现一些非绝热加热。在根部区中离子整体速率逐渐减小, 而约 10%–20% 的离子被激波反射。由于这些反射离子在垂直于磁场方向上有很大的速度, 它们会在回旋作用下再次进入激波, 并在电场作用下获得能量, 且大部分将越过激

波进入下游区域，导致下游区呈现非 Maxwell 的速度分布。仍会有少量离子再次被激波反射，在这种激波漂移加速机制的作用下，它们可以获得 10 倍以上的能量。

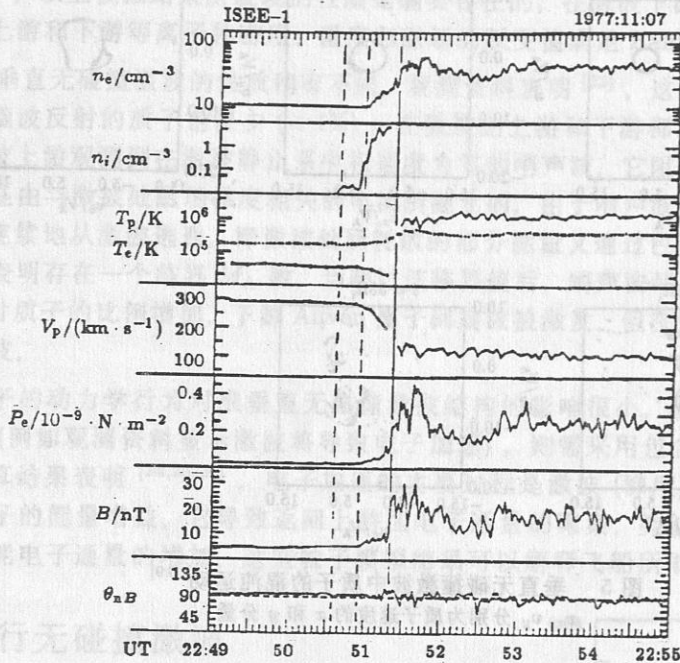


图 3 典型准垂直无碰撞激波的观测结果 [17]

n_e, n_i 分别为电子和次级离子 (secondary ions) 密度，单位都为 cm^{-3} ； T_p, T_e 分别为质子和电子的温度，单位都为 K； V_p 为质子的平均速度，单位为 $\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ ； P_e 为电子的压力，单位为 $10^{-9} \text{N} \cdot \text{m}^{-2}$ ；磁场 B 的单位为 nT

一维高 M_A 数垂直无碰撞激波的混合模拟结果如图

4 所示 [14]，计算中取 $M_A = 6, \theta_{nB} = 90^\circ, \beta_e = \beta_i = 1.0$ 。准垂直无碰撞激波的计算结果与 $\theta_{nB} = 90^\circ$ 的情况十分相似 [18]。图 4 是不同时刻垂直无碰撞激波模拟中得到的磁场的分布，可以看出在 $t \geq 2.6\Omega_i^{-1}$ 时形成了一个准静态的结构，它包含有根部、斜坡和过冲三个部分。根部与过冲的长度分别为 $\Delta x_f \sim V_1/(3\Omega_i)$ 和 $\Delta x_{ot} = 2V_1/(3\Omega_i)$ (V_1 为激波上游的离子平均速度)，而斜坡区的厚度近似为电阻长度 $L_R = \eta c^2/(\omega_{pe}^2 V_1)$ 。图 4 所示的混合模拟结果基本上反映了准垂直无碰撞激波的磁场观测特征。计算结果还表明，离子反射是垂直无碰撞激波的主要耗散机制。离子通过垂直无碰撞激波后的运动状态与磁 Lundquist 数

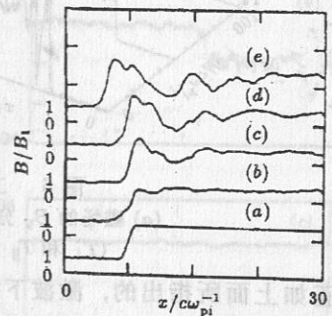


图 4 垂直无碰撞激波的磁场剖面 [14]
 B_1 为激波上游边界处的磁场

$S(S = 4\pi V_A^2/\Omega_i \eta c^2)$ 有着密切的关系 [19]。在 S 较小时 (如 $S = 0.2$)，粒子的相图保持为圆形的闭合曲线，并随时间没有太大的变化，表明粒子运动是规则的。当 S 较大时 (如 $S = 1.0$)，粒子相图将会逐渐地变形，以至变得十分散乱，表明粒子运动已处于混沌状态 (见图 5)，且通过无碰撞激波后质子温度急剧上升，激波下游质子温度可达到上游值的 50 倍。这表明质子的

混沌运动与垂直无碰撞激波的耗散有着密切的关系，且混沌运动可以更有效地使质子加热。

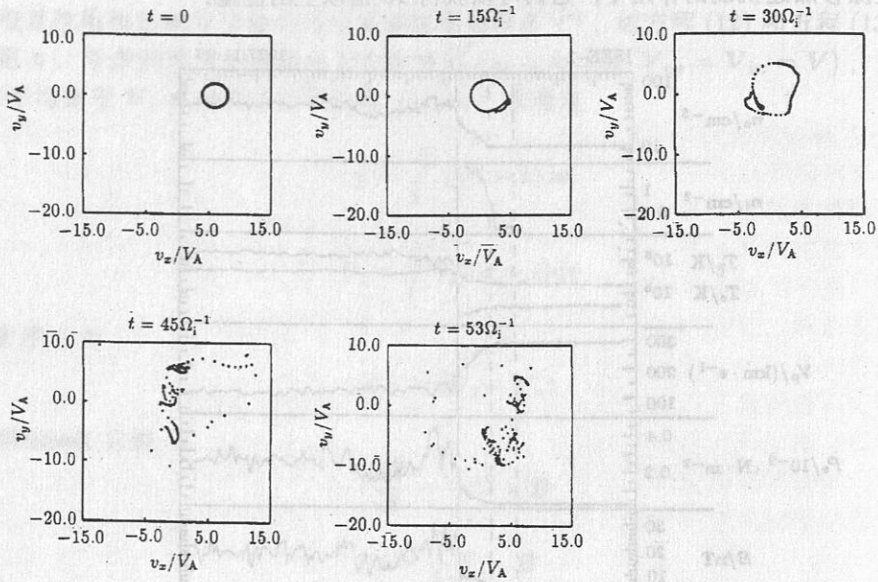


图 5 垂直无碰撞激波中质子的混沌运动 [19]
 v_x, v_y 分别为质子速度的 x 和 y 分量

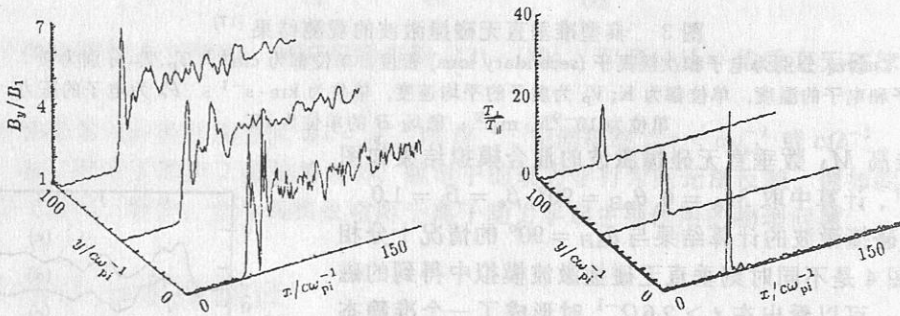


图 6 二维准垂直无碰撞激波的混合模拟 [20]
 (a) 磁场的 B_y 分量, (b) 质子垂直温度 T_{\perp} 和平行温度 T_{\parallel} 的比值
 (T_{\perp} 和 T_{\parallel} 分别为垂直和平行初始磁场方向的离子温度)

正如上面所指出的，激波下游的粒子由两部分组成，一部分是直接从上游穿过激波进入下游的质子，另一部分是被激波反射和加速后再穿过激波的质子。这将导致激波下游等离子体温度的各向异性。同时这两种分布函数将引起激波下游等离子体的不稳定性，产生 Alfvén 离子回旋波 (Alfvén/ion cyclotron wave) 和镜波。通过波-粒子相互作用，激波下游粒子的分布函数达到其最终的平衡形式。图 6 给出了二维高 M_A 数准垂直无碰撞激波的混合模拟结果 [20]，计算中取 $M_A = 8, \theta_{nB} = 80^\circ, \beta_e = \beta_i = 0.5$ 。由图 6(a) 磁场的 y 分量 B_y 的三个剖面可以看出，激波约位于 $x = 48c\omega_{pi}^{-1}$ 处，粒子下游区存在着剧烈的振荡。而图 6(b) 表明激波下游几个离子惯性长度的距离中明显存在着离子温度各向异性的峰值，这将导致波动的激发，

然后再以弱阻尼的形式向着下游传播。进而由于波—粒子相互作用, 导致下游大部分区域中离子温度快速趋于各向同性。其他研究也得到了类似的结果^[21]。对地球弓激波的直接观测资料表明^[22], 以上模拟结果所表现的性质是确实存在的, 在激波下游存在 Alfvén 离子回旋波, 且激波上游和下游等离子体密度、温度和磁场的跃变值满足 Rankine-Hugoniot 关系。

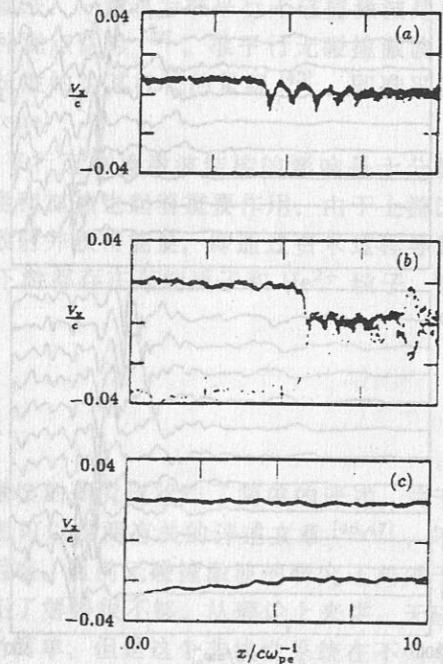
低 β 准垂直无碰撞激波的性质稍有不同。观测资料表明^[23], 这时的磁场记录上几乎没有过冲, 被激波反射的质子也很少 ($< 1\%$), 在激波的上游和下游都没有显著的低频磁场湍动, 但在激波上游观测到在激波静止系中相速度为零的哨声波, 它阻碍了激波进一步变陡。这些哨声波是由与激波处磁场梯度相关的电流所激发的, 由于哨声波模的群速度大于其相速度, 故能量连续地从激波逃逸, 即激波处所耗散的部分能量又通过色散的哨声带回上游区。观测资料还表明存在一个临界 M_A 数, 当超过该临界值后, 哨声波消失, 特征的根部和过冲区出现, 反射质子的比例增加, 下游 Alfvén 离子回旋波被激发。但在低 β 情况下, 激波下游不会激发镜波。

虽然电子的动力学行为对准垂直无碰撞激波结构的影响很小, 但若想了解激波对电子行为的影响 (例如观测资料显示激波将导致电子加速), 则需采用包含电子和离子的完全粒子模拟。计算结果表明^[24,25,26], 电子加速的主要过程是激波 (梯度) 漂移加速。激波的曲率限制了电子的能量增益, 它导致返回上游区电子通量的聚集。类似的过程还将引起激波过冲区中高能电子通量的增加。这些粒子模拟结果可以解释飞船所取得的部分观测资料。

4 准平行无碰撞激波

激波法向角 $\theta_{nB} < 45^\circ$ 时的无碰撞激波称为准平行无碰撞激波, 其结构将发生根本性的变化。激波过渡区 (斜坡) 逐渐展宽以至变得不确定, 激波上游和下游的波动显著增强, 甚至出现 $\delta B/B \sim 1$ 的强湍动^[27,28]。这是因为被准平行无碰撞激波反射的粒子可以向上游运动很长的距离, 这些反射粒子与上游相互作用将产生多种电磁不稳定性, 导致上游波动的形成。在低 M_A 数情况下, 这些波动局限在激波上游的区域。随着 M_A 数增大, 反射粒子数也逐渐增多; 且当 M_A 足够大时, 上游激发的波动也可被带回激波。由于准平行无碰撞激波伴随着更多的波动现象, 对其物理过程的深入了解具有更大的难度。

图 7 是准平行无碰撞激波粒子模拟结果^[29], 这里采用了一维静电粒子格式 (假设 $B = 0$), 且取 $m_i/m_e = 1836$ 。图 7 给出了三种 M_A 数情况下



离子相空间中的粒子速度的 x 分量 v_x 分布^[29]。图 7(a) 是低 M_A 数情况下的模拟结果, 它表现为静电孤立波, 其传播速率是下游电子温度的函数。当 M_A 数增大时孤立波将变陡、倾倒和破碎 (见图 7(b), 其临界 M_A 数约为 $M_c = 3$ 。这时激波上游部分入射离子被反射, 并引起激

波耗散；下游的声波列迅速阻尼，形成近似为层状的激波过渡区。当 M_A 数继续增大，反射离子数进一步增加，以至入射粒子全部被反射。这表明存在第二个临界 M_A 数，当超过该临界值后，不存在平行无碰撞激波（见图 7(c)）。

Kan 和 Swift^[30] 应用一维混合格式数值模拟了准平行无碰撞激波的结构。他们取激波法向角 $\theta_{nB} = 10^\circ$, $\beta_i = 0.5$ ，电子视为零温度、零电阻率的流体， M_A 数取 2—4。结果表明当 $M_A = 2$ 时，激波上游产生哨声波，在下游波动很少，而离子耗散和加热是由于波列中的非绝热压缩引起的。激波厚度是时间的函数，并随着模拟时间而增加。当 M_A 数较大时 ($M_A > 3$)，激波上游和下游的磁场都表现为强湍动状态。这些结果可以解释飞船对地球弓激波观测到的一些基本性质^[31]。

准平行无碰撞激波（取 $\theta_{nB} = 30^\circ$, $M_A = 2.16$ ）的二维混合模拟结果表明^[32]，初期激波上游具有色散的哨声波列，这与低 M_A 数准垂直无碰撞激波的情况相类似。但在后期，上游区中波动的特征明显改变了。这些波动不再沿着激波法线方向传播，而是波矢量沿着上游磁场的方向。通过对这些波动进行 Fourier 分析发现它们属于哨声波，且其群速度等于或略大于上游的速率，故它们不传回激波。波动特性的变化可以这样来解释：初始由激波波前产生了色散哨声波，同时作为耗散过程的一部分，由激波反射的一些离子向上游运动。这些反射离子与上游背景等离子体相互作用导致了第二类哨声波的激发，后者沿着磁场传播，且出现最大增长率。这可以解释低 M_A 数准平行无碰撞激波的一些观测结果^[33]。

由反射离子与上游背景等离子体相互作用所激发的哨声波的群速度约在 $(2-3)V_A$ 之间。当激波上游速度超过某临界值时，被激发的哨声波将向激波传播，这时激波波前不再稳定，而会导致一种激波重构现象 (reformation)^[34]。二维混合模拟结果（取 $\theta_{nB} = 30^\circ$, $M_A = 3.0$ ）表明^[32] 激波处于较大的湍动状态，且与上游和下游区域中的波动相关。由于激波的重构性质，现在很难确定激波波前的精确位置。将数值模拟结果与 ISEE-3 飞船对地球弓激波的观测结果进行比较^[28]，发现激波与上游和下游区域中横向电磁场有关，且在 $M_A = 3.0$ 情况下激波往往是不稳定的。而在更低的 M_A 时，激波通常稳定。

在高 M_A 数情况下（如 $M_A > 3.0$ ），准平行无碰撞激波的磁场结构极为混乱，无法由磁场来确定激波的位置。在激波上游观测到大振幅的低频磁场结构，其群速度是 Alfvén 速度量级，它们是在激波上游超 M_A 数介质中激发的。而在激波下游观测到低频磁声波和较高频的哨声波，可能是在上游被激发后再传播到下游的。这些波动皆起源于被激波反

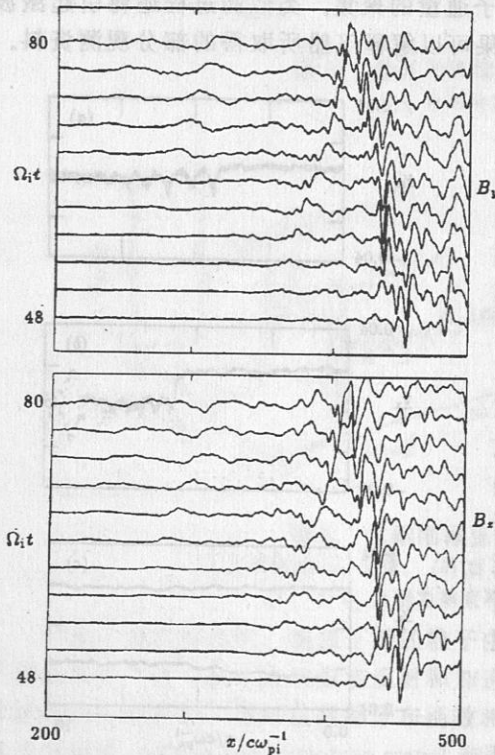


图 8 高 M_A 数准平行无碰撞激波的磁场结构
($\theta_{nB} = 30^\circ$, $M_A = 4.6$)^[37]

激波上游超 M_A 数介质中激发的。而在激波下游观测到低频磁声波和较高频的哨声波，可能是在上游被激发后再传播到下游的。这些波动皆起源于被激波反

射的质子和电子与上游背景等离子体的相互作用。数值模拟结果表明^[35,36], 高 M_A 数准平行无碰撞激波也是不稳定的, 且存在重构现象。Scholer 从波碰撞理论出发, 应用一维混合模拟方法数值研究了高 M_A 数准平行无碰撞激波的结构, 以及子激波 (shocklet) 与被准平行无碰撞激波反射的质子的相互作用, 发现可以形成大振幅磁场振荡结构^[37]。图 8 是其模拟计算得到的磁场的 y 分量 B_y 和 z 分量 B_z 的分布, 所取参数为 $\theta_{nB} = 30^\circ$, $M_A = 4.6$, $\beta_i = \beta_e = 0.5$ 。由图 8 可以看出, 在 $t = 48\Omega_i^{-1}$ 时激波位置约在 $x \sim 450c\omega_{pi}^{-1}$ 处, 而在上游存在着波动。在 $t = 51\Omega_i^{-1}$, 位于 $x \sim 370c\omega_{pi}^{-1}$ 处的波动由于非线性效应逐渐加强变陡, 到 $t = 60\Omega_i^{-1}$ 已发展为一个明显的孤波, 到 $t = 80\Omega_i^{-1}$ 它已取代了原来的激波, 而形成了一个新的激波。这种激波重构现象还将持续地发生。

关于激波重构现象的物理机制, 现在已经提出三种理论^[6]。第一种机制认为是传播波与激波碰撞引起的^[35,37], 即激波上游的波动与被激波反射或由下游泄漏的质子相互作用导致波动不断变陡, 最终形成激波。第二种机制认为是由于上游和下游之间激波界面的固有不稳定性所引起的^[38], 它可以激发向下游运动的大振幅电磁波。第三种机制认为被激波反射的冷而密的离子束与上游等离子体相互作用和耦合过程产生了磁脉动^[36]或磁声波^[39,40], 然后通过一种正反馈过程, 导致粒子束和背景等离子体减速和加热, 而脉动不断增大、变陡, 以至形成新的激波。总之, 激波重构现象与激波反射离子有着密切的关系。一维混合模拟结果表明^[41], 离子反射的程度与准平行无碰撞激波处的电磁环境密切相关。当激波处波动振幅为最大时, 反射的离子数也最多。由于准平行无碰撞激波的重构机制还了解得很不清楚, 目前对高 M_A 数准平行无碰撞激波有着两种不同的看法。一种认为准平行无碰撞激波是真实存在的, 尽管它们受到激波对流的强烈修正。另一种观点认为^[42], 准平行无碰撞激波可视为包含三维磁脉冲的延伸区。子激波在横向的相干长度约为其波长的量级^[43], 即准平行激波为含有三维结构的补缀过渡带 (patchy transition zone)。

由以上讨论看到, 带电粒子的动力学行为对准平行无碰撞激波结构的影响是十分显著的。另一方面, 准平行无碰撞激波对带电粒子的加速和加热也起着重要作用。由于上游区存在着较强的波动, 粒子将会被这些波动和激波来往散射并获得能量, 即通过费米过程导致粒子加速。观测资料表明准平行无碰撞激波的上游和下游都存在高能质子和 He^{2+} 粒子, 它们大部分是由准平行无碰撞激波加速的^[44,45]。

5 讨 论

以上对空间等离子体中准垂直和准平行无碰撞激波的研究现状作了简单的评述。关于天体等离子体中无碰撞激波的性质及其动力学过程读者可以参阅有关的评述文章^[46,47], 不难看出, 由于观测资料还比较零乱和数值模拟面临的困难, 目前无碰撞激波的研究还局限于某些物理过程的孤立探讨, 对无碰撞激波的整体性质还了解得很不够。从理论上讲, 无碰撞激波是一个简单和复杂的统一体。它的控制方程相当简单, 但是这个非线性系统在不同条件下却表现出复杂多样的物理过程。因此, 不论从观测方面还是理论研究方面, 都存在如下许多值得深入探讨的课题。

(1) 无碰撞激波上游和下游波动的形成机制是什么? 这些波动之间及等离子体之间是如何相互作用的? 目前从线性不稳定性理论出发, 一般认为等离子体温度各向异性激发了准垂

直无碰撞激波下游的 Alfvén 离子回旋波和镜波,但是线性理论不能解释这些波动的快速增长过程。对准平行无碰撞激波上游和下游的波动具体形成机制还了解得很少。必须进一步研究无碰撞激波中粒子与波、波与波之间的各种微观不稳定性非线性动力学过程。

(2) 无碰撞激波的耗散机制是什么?现在一般认为离子反射是导致无碰撞激波耗散的主要机制,同时引起离子的加速和加热。然而,无碰撞激波中离子和电子的运动特征如何?粒子的混沌运动与加热过程是什么关系?有些作者发现在准垂直无碰撞激波中粒子温度各向异性先发生在激波位置,然后向下游传播^[20],这是否意味着粒子加热过程是从激波位置开始的?准平行无碰撞激波中粒子加速机制到底如何?由于数值模拟计算中的质子数有限,影响到对高能质子行为的统计结果,同时需要计算很长时间才能使质子加速到很高能量。一些作者试图用粒子分流技术 (particle splitting techniques) 并给定激波上游的波谱来研究平行无碰撞激波中的加速问题^[48]。应用 Monto Carlo 方法来计算粒子加速,也是一种很好的尝试^[49]。

(3) 准平行无碰撞激波的重构现象是一个十分重要的研究课题。目前虽已提出了三种不同的准平行无碰撞激波重构机制,到底是那种机制起主要作用?激波重构的物理实质到底是什么?需要用什么方法来讨论无碰撞激波的稳定性,才能得到符合真实的结果?这不仅需要在物理上作新的探讨,而且还要发展新数值模拟方法。此外,准平行无碰撞激波与平行无碰撞激波之间的本质区别是什么?大幅度波动是否为准平行无碰撞激波的固有性质?它们与激波法向角 θ_{nB} 有什么关系?都值得进一步探讨。

(4) 至今仅限于局域近似下讨论无碰撞激波的一些物理性质。但在空间等离子体和宇宙等离子体中的无碰撞激波都是弯曲的,如地球磁层顶外的弓激波。因此,这种无碰撞激波是包含有不同 θ_{nB} 角的准垂直和准平行无碰撞激波构成的组合无碰撞激波,必须建立起无碰撞激波的全局模型。另一方面,弯曲的激波面如何影响无碰撞激波的结构?有些作者认为^[50],离子可以从激波面的某处输运到远处再泄漏到激波上游区,这种输运过程是否真实存在?它对无碰撞激波的结构和耗散过程又有何影响?目前完全不清楚。

(5) 无碰撞激波中的辐射过程对于天体等离子体物理有着特殊的重要性。激波过渡区的结构和来自热激波气体的发射可能与耗散机制有着密切的关系,而耗散损失又改变了激波区中物质的温度分布^[47]。因此,考虑到辐射效应以后,在数值模拟基本方程组中还应增加辐射转移方程。另一方面,星际和行星际空间中总还存在极少量的中性成份,离子与原子和分子之间的耦合过程也将会对激波结构产生重要影响,他们包括离子与中性成分的弹性散射、电荷交换以及由带电尘埃微粒引起的散射。由于这些物理过程十分复杂,目前还只能在简单模型下作些半定量的讨论,尚无法开展定量的数值研究。

(6) 无碰撞激波与空间等离子体的相互作用,不论在基础理论还是在实际应用方面,都是十分重要的研究课题。太阳爆发现象对地球空间环境的影响是日地系统能量传输过程研究的重要内容,相应的许多行星际结构(如磁云、等离子体团、行星际激波等)往往是导致地球磁层、电离层以及地磁场变化的直接起因。这些行星际结构是在通过地球弓激波之后再与磁层发生耦合作用。因此,必须首先了解它们是如何与地球弓激波相互作用的,它们对弓激波的结构产生哪些影响,通过弓激波后行星际结构的形态和性质又发生了哪些变化。为了进一步搞清无碰撞激波的物理性质,除进一步发展理论和数值研究外,还需要获得更多、更系统的直接观测资料,才能取得新的突破。

参 考 文 献

- [1] Behannon K W, Ness N F. In: Carovillano R A, McClay J F, Radoski H R eds. *Physics of the magnetosphere*. Dordrecht: Reidel, 1968: 409
- [2] Ness N F, Scarce C S, Cantarano S. *J. Geophys. Res.*, 1966, 71(13): 3305
- [3] Stone R J, Tsurutani B T. *Collisionless shock in the heliosphere: review of current research*, AGU Monogr. Ser. 35, Washington D C: AGU, 1985
- [4] Dobrowolny M, Formisano V. *Revista del Nuovo Cimento*, 1973, 3: 419
- [5] Fairfield D H. In: Williams D J ed. *Physics of solar planetary environments*. Washington D C: AGU, 1976: 511
- [6] Omidi N. *Rev. Geophys., Suppl.* 1995: 629
- [7] SCOSTEP, Solar-terrestrial energy program. Fairbanks: Univ. of Alaska, 1988
- [8] 王 水. *地球物理学报*, 1996, 39: 568
- [9] Hockney R W, Eastwood J W. *Computer simulation using particles*. New York: McGraw-Hill, 1981
- [10] Tajima T. *Computational plasma physics: with applications to fusion and astrophysics*. New York: Addison-Wesley, 1989
- [11] Ding D Q, Lee L C, Swift D W. *J. Geophys. Res.*, 1992, 97(A6): 8453
- [12] Winske D. *Space Sci. Rev.*, 1985, 42: 53
- [13] Winske D, Omidi N. In: Matsumoto H, Omura Y eds. *Computer space plasma physics: simulation techniques and software*. Toyako: Terra Sci. Pub. Co., 1993: 103
- [14] Leory M, Winske D, Goodrich C C *et al.*, *J. Geophys. Res.*, 1982, 87(A7): 5081
- [15] 陆全明, 李 毅, 王 水. *空间科学学报*, 1996, 16: 287
- [16] Sonnett C P, Abrahms I J. *J. Geophys. Res.*, 1963, 68(5): 1233
- [17] Scokopke N, Paschmann G, Bame S J *et al.* *J. Geophys. Res.*, 1983, 88(A8): 6121
- [18] Leroy M M, Winske D. *Ann. Geophys.*, 1983, 1: 527
- [19] 陆全明, 王 水. *科学通报*, 1997, 42: 843
- [20] Mckean M E, Omidi N, Krauss-Varban D. *J. Geophys. Res.*, 1995, 100(A3): 3427
- [21] Omidi N, O'Farrell A, Krauss-Varban D. *Adv. Space Res.*, 1994, 14(7): 45
- [22] Farris M H, Russell C T, Thomsen M F *et al.* *J. Geophys. Res.*, 1992, 97(A12): 19121
- [23] Farris M H, Russell C T, Thomsen M F. *J. Geophys. Res.*, 1993, 98(A9): 15285
- [24] Krauss-Varban D, Burgess D. *J. Geophys. Res.*, 1991, 96(A1): 143
- [25] Krauss-Varban D. In: Zank G P, Gaisser T K eds. *Particle acceleration in cosmic plasma*, AIP Con. Proc. 264, New York:AIP, 1992: 445
- [26] Krauss-Varban D. *J. Geophys. Res.*, 1994, 99(A2): 2537
- [27] Greenstadt E W, Fredricks R W. In: Lanzerotti L J, Kennel C F, Parker E N eds. *Solar System Plasma physics, Vol.3*. Amsterdam: North-Holland, 1979. 3
- [28] Greenstadt E W, Coroniti F V, Moses S L *et al.* *Geophys. Res. Lett.*, 1991, 18: 2301
- [29] Forslund D W, Freidberg J P. *Phys. Rev. Lett.*, 1971, 27: 1189
- [30] Kan J R, Swift D W. *J. Geophys. Res.*, 1983, 88(A9): 6919
- [31] Scudder J D, Burlaga L F, Greenstadt E W. *J. Geophys. Res.*, 1984, 89(A9): 7545
- [32] Krauss-Varban D, Omidi N. *Geophys. Res. Lett.*, 1993, 20: 1007
- [33] Russel C T, Smith E J, Tsurutani B T *et al.* *Solar wind five*, NASA Conf. Pub., CP-2280, 1985: 385
- [34] Krauss-Varban D, Omidi N. *J. Geophys. Res.*, 1991, 96(A10): 17715
- [35] Burgess D. *Geophys. Res. Lett.*, 1989, 16: 345
- [36] Thomas V A, Winske D, Omidi N. *J. Geophys. Res.*, 1990, 95(A11):18809
- [37] Scholar M. *J. Geophys. Res.*, 1993, 98(A1): 47
- [38] Winske D, Omidi N, Quest K B *et al.* *J. Geophys. Res.*, 1990, 95(A11): 18821
- [39] Onsager T G, Winske D, Thomsen M F. *J. Geophys. Res.*, 1991, 96(A2): 1775
- [40] Onsager T G, Winske D, Thomsen M F. *J. Geophys. Res.*, 1991, 96(A12): 21183
- [41] McKean M E, Winske D, Thomsen M F *et al.* *J. Geophys. Res.*, 1993, 98(A3): 3859

- [42] Schwartz S J, Burgess D. *Geophys. Res. Lett.*, 1991, 18: 373
 [43] Le G, Russell C T, Orlovski D S. *Geophys. Res. Lett.*, 1993, 20: 1755
 [44] Fuselier S A, Klumpour D M, Shelley E G. *J. Geophys. Res.*, 1991, 96(A1): 47
 [45] Fuselier S A, Thomsen M F. *Geophys. Res. Lett.*, 1992, 19: 437
 [46] Hollenbach D J, McKee C F. *Ap. J.*, 1989, 342: 306
 [47] Draine B T, McKee C F. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 1993, 31: 373
 [48] Giacalone J, Burgess D, Schwartz S J *et al.* *Geophys. Res. Lett.*, 1992, 19: 433
 [49] Ellision D C, Giacalone J, Burgess D *et al.* *J. Geophys. Res.*, 1993, 98(A12): 21085
 [50] Tanaka M, Goodrich C C, Winske D *et al.* *J. Geophys. Res.*, 1983, 88(A4): 3046

(责任编辑 刘金铭 郭盛炽)

Numerical Studies of Space Collisionless Shocks

Wang Shui Lu Quanming

(Department of Earth and Space Sciences, University of Science and Technology of China, Hefei 230026)

Abstract

Collisionless shocks are the important physical phenomena in the space and cosmical plasmas. The purpose of this paper is to review two methods in the numerical study of space collisionless shocks—particles and hybrid simulations, and numerical results on quasi-perpendicular and quasi-parallel collisionless shocks are given as well. Some unsolved problems are also listed.

Key words shock waves—plasmas—methods: numerical