

无碰撞激波上游低频波的激发及其对 激波耗散机制的影响^{*}

郭 帆¹ 陆全明^{1,2} 王 水¹

¹(中国科学技术大学地球和空间科学学院, 中国科学院基础等离子体物理重点实验室 合肥 230026)

²(中国科学院空间科学与应用研究中心空间天气学重点实验室)

摘 要 由于很大一部分来自激波上游的粒子被激波面所反射, 因此在准平行无碰撞激波的上游存在着等离子体束流. 通过一维混合模拟方法, 计算了束流密度较小 ($n_b/n_0 = 0.02$) 和较大 ($n_b/n_0 = 0.2$) 两种不同情形下的等离子体束流不稳定性. 结果表明, 在束流密度较小时, 束流激发的主要是平行于背景磁场方向传播的右旋波, 此波动只能对束流粒子产生影响, 包括减速和加热. 在束流密度较大时, 束流可同时激发平行和反平行于背景磁场方向传播的右旋波, 除能对束流粒子产生影响外, 还可通过非共振作用加速和加热背景粒子. 文中对准平行无碰撞激波耗散机制的影响也进行了讨论.

关键词 束流不稳定性; 波动; 混合模拟; 无碰撞激波

中图分类号 P 353

Excited Low Frequency Waves by Beam Plasma in Upstream of Collisionless Shock and Their Effect on Dissipation of Shock

GUO Fan LU Quanming WANG Shui

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

Abstract Due to the reflection by collisionless shock, ion beam can be formed in upstream of collisionless shock. In this paper, a one-dimensional hybrid simulation is performed to investigate beam plasma instabilities for two cases: low ($n_b/n_0 = 0.02$) and high ($n_b/n_0 = 0.2$) beam densities, where n_b and n_0 represents the beam and background plasma density respectively. The results show that for low beam density the beam mainly excites the right-polarized waves through resonance interaction. The waves propagate parallel to the ambient magnetic field, and they can only decelerate and heat the beam protons. When the beam density is high, the beam can excite the waves with propagation direction parallel and anti-parallel to the ambient magnetic field. These waves can interact with beam protons relying on resonance condition, while they interact with background protons due to non-resonant effects. Besides decelerating and heating the beam protons, they can also accelerate and heat the background protons. Their effects on the dissipation of quasi-parallel collisionless shock are also discussed.

Key words Beam instabilities, Waves, Hybrid simulations, Collisionless shock

* 国家自然科学基金项目 (40304012, 40336052, 40404012) 资助

2004-12-24 收到原稿, 2005-05-08 收到修定稿

1 引言

等离子体束流不稳定性是两束不同流速的等离子体相互作用后激发等离子体波动的过程, 在此过程中等离子体的集体作用起着主导作用. 束流在等离子体中, 尤其是空间等离子体中是一种普遍存在的物理现象^{[1]–[4]}. 本文主要讨论离子束流激发的低频波动, 一个比较典型的例子是在无碰撞准平行激波的上游被激波反射的粒子与太阳风粒子形成的束流^[5]. 无碰撞激波的结构与激波上游的参数有着密切的关系, 其中最重要的参数是激波上游等离子体沿激波法向的马赫数 Ma 和磁场方向与激波法向的夹角 θ_{Bn} . 按照磁场方向与无碰撞激波法向的夹角 θ_{Bn} , 可将无碰撞激波分为准平行和准垂直两类: $\theta_{Bn} > 45^\circ$ 的激波为准垂直激波, 而 $\theta_{Bn} < 45^\circ$ 的激波为准平行激波^[6]. 在准平行无碰撞激波中, 当激波上游的 Ma 数足够大时, 部分来自激波上游的粒子可被激波反射, 由于其速度方向与磁场方向的夹角很小, 粒子可以运动到激波面前几个甚至十个回旋半径的地方, 从而激发起等离子体束流不稳定性^{[7]–[10]}. 对等离子体束流不稳定性的研究有助于更加深入地了解在激波上游观测到的大振幅低频波和激波的耗散机制.

在太阳风中, 一般认为离子束流可激发低频电磁波, 反过来低频电磁波可通过共振散射并加热束流离子. Akimoto 利用一维混合模拟方法研究了离子束流激发低频电磁波的非线性过程^[11]. Onsager^[12] 等发现束流激发的电磁波有两种: 共振和非共振的右旋波, 在束流密度很小时, 主要激发共振模, 当束流密度增大到一定程度时, 非共振模也可以被激发起来, 近期的研究表明它是分别平行和反平行于背景磁场方向传播的磁声波^[13]. 当背景离子的垂直温度大于平行温度时, 平行和反平行于背景磁场方向传播的 Alfvén 波也可被激发^[14]. 同时, Wu 等最近发现离子束流激发的大振幅低频电磁波可加热背景离子^[15], 而 Chen 等的研究也表明大振幅低频电磁波可通过非共振作用加热离子^[16]. Lu 和 Wang 的粒子模拟研究也表明离子束流激发的大振幅低频电磁波同样也可加热电子^[17].

在本文中, 我们用一维混合模拟的方法研究离子束流激发的低频电磁波以及它们对背景离子的影响, 在此基础上讨论了高马赫数情况下平行无碰撞激波的耗散机制.

2 数值方法

在本文中所采用的计算模型是一维混合模拟方法, 它着重讨论离子的动力学过程, 而将电子视为无质量的流体处理^{[18],[19]}. 一维混合模拟方法中离子在 4 维相空间 (x, v_x, v_y, v_z) 内运动, 受 Lorentz 力作用, 而电子满足无质量电子流体的动量方程. 同时在计算中满足准中性条件, 即在空间每一点电子和离子的电荷密度相等. 联立求解每个质子的运动方程, 宏观的电子动量方程和能量方程以及 Maxwell 方程组即可用混合模拟方法求解物理问题. 粒子数密度以平均密度 n_0 标定, 磁场用初始磁场 B_0 标定, 时间尺度用质子回旋周期 Ω_i^{-1} 标定,

$$\Omega_i = eB_0/cm_i,$$

其中 m_i 为质子质量, e 为单位电荷量. 速度用初始时刻的 Alfvén 速度 $v_A = B_0/(4\pi n_0 m_i)^{1/2}$ 标定, 长度用 $v_A \Omega_i^{-1}$ 标定. 引入磁 Lundquist 数, 定义为 $S = 4\pi v_A^2/c^2 \eta \Omega_i$, 其中 c 为光速, η 为波-粒子相互作用引起的反常电阻, 在混合模拟中将其视为常数. 计算区域的总长度 $L_x = 128 v_A \Omega_i^{-1}$, 空间网格距取为 $\Delta x = 1.0 v_A \Omega_i^{-1}$, 每个网格点中束流和背景的粒子数都是 200 个. 背景和束流粒子不同数密度可通过对粒子取相应的权重而获得. 取 $\beta_i = \beta_e = 1.0$, $S = 40.0$. 时间步长 $\Delta t = 0.01 \Omega_i^{-1}$, 边界条件采用周期边界条件.

3 计算结果

计算了在不同条件下的等离子体束流不稳定性, 包括不同的束流与背景粒子的数密度之比 n_b/n_0 的影响, 但保持束流相对于背景粒子的速度为 $6v_A$.

计算中我们所选参考系为质心参考系, 在此参考系中粒子的总电流为 0, 即

$$\sum_j Z_j n_j v_j = 0.$$

n_j, v_j, Z_j 分别为各成分粒子数密度, 粒子流体速度和电荷数, j 代表不同成分的粒子 (包括束流粒子及背景粒子).

一般来说, 束流不稳定性可以激发两种类型的波动, 分别是平行及反平行于背景磁场传播的右旋

波. 在束流密度很小时, 主要激发平行背景磁场传播的右旋波; 当束流密度增大到一定程度时, 反平行于背景磁场传播的右旋波也可以被激发起来^[11]. 而通过 Terasawa 的方法可将平行及反平行于背景磁场传播的右旋波区分开来^[20]. 下面分别讨论低

束流密度情形和高束流密度情形.

3.1 低束流密度情形

图 1 描绘了低束流密度 ($n_b/n_0 = 0.02$) 时束流激发的扰动磁场强度和各粒子成分的平均速度随时间的变化. 从图 1 中可以看出反平行于背景磁场方

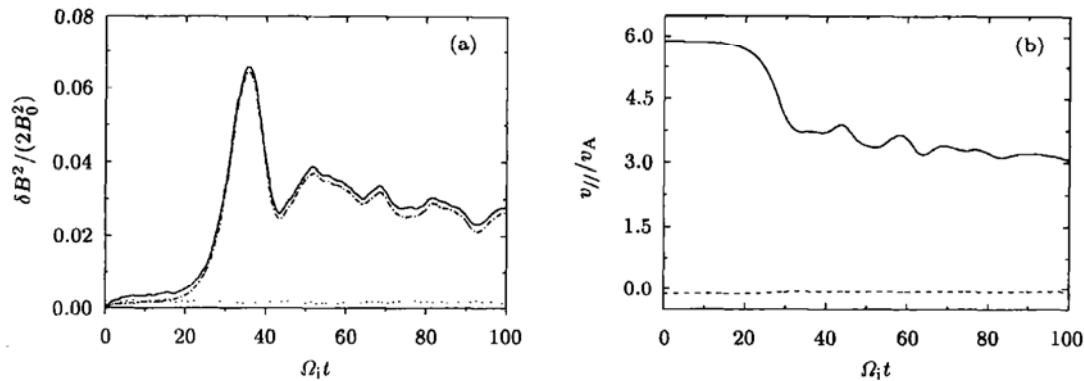


图 1 $n_b/n_0 = 0.02$ 的情况. (a) 为扰动磁场能量随时间的变化, 其中实线代表磁场总能量, 点划线代表平行于背景磁场方向传播的波能量, 点线代表反平行于背景磁场方向传播的波能量.

图 (b) 为各成分粒子平均速度随时间的变化, 其中实线代表束流粒子, 虚线代表背景粒子

Fig.1 In the case for $n_b/n_0 = 0.02$. (a) The time history of the fluctuating magnetic field energy. The solid line represents the energy of total magnetic field, while the dash dot line and dot line represent the energy of fluctuating magnetic field which propagates parallel and anti-parallel to the background magnetic field. (b) The time history of average particle velocities of each species. The solid line for beam particles, and the dash line for background particles

向传播的右旋波的强度很弱, 束流主要激发平行于背景磁场方向传播的右旋波. 开始时波动的增长很慢, 到 $t = 25\Omega_i^{-1}$ 左右开始快速增长. 波动在大约 $t = 38\Omega_i^{-1}$ 时达到饱和, 其后波动的扰动磁场逐渐振荡减小. 同时束流粒子平均速度的变化与波动激发的扰动磁场的变化相符合, 随着波动的激发, 束流粒子的动能转化为波动的磁场能量, 其速度也随之减小. 最终束流粒子的平均速度减到 $3.0v_A$ 左右, 而背景粒子的平均速度则几乎没有变化. 图 2 是将平行和反平行于背景磁场方向传播的波的磁场的 y 分量作 FFT 变换后得到的波动色散关系图, 正负 k 分别代表波动平行和反平行于背景磁场方向传播. 从中看出束流激发的主要是平行于背景磁场方向传播的右旋波.

图 3 显示了各粒子成分的平行温度 $T_{||}$ 及垂直温度与平行温度之比 $A = T_{\perp}/T_{||}$ 随时间变化. 随着波动的激发, 束流粒子在平行和垂直于背景磁场方向都可以被加热, 而背景粒子几乎不被加热. 束流粒子的平行温度 $T_{||}$ 约可被加热到初始值的 3.5 倍. 同时在波动被激发的早期, 束流粒子垂直与平

行温度之比有一个快速增长的过程, 最大值可达 4.5 左右, 这使初始阶段波动造成的垂直方向上的加热

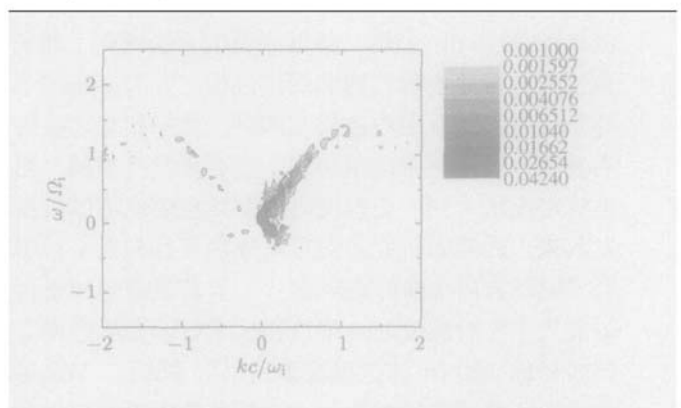


图 2 $n_b/n_0 = 0.02$ 时, 由于束流不稳定性激发的波动色散关系图, 其中正 k 代表波平行于背景磁场方向传播,

负 k 代表波反平行于背景磁场方向传播

Fig.2 In the case of $n_b/n_0 = 0.02$, the dispersion relation of waves excited due to the beam-plasma instability. The positive wave number k denotes the wave propagate parallel to the background magnetic field, while the negative k denotes the wave anti-parallel to the background magnetic field

非常大. 而随着时间的推移, 平行方向上的加热也显著起来, 造成垂直和平行温度之比的回落, 最后随着波动的减弱变得较稳定, 但仍大于 1.

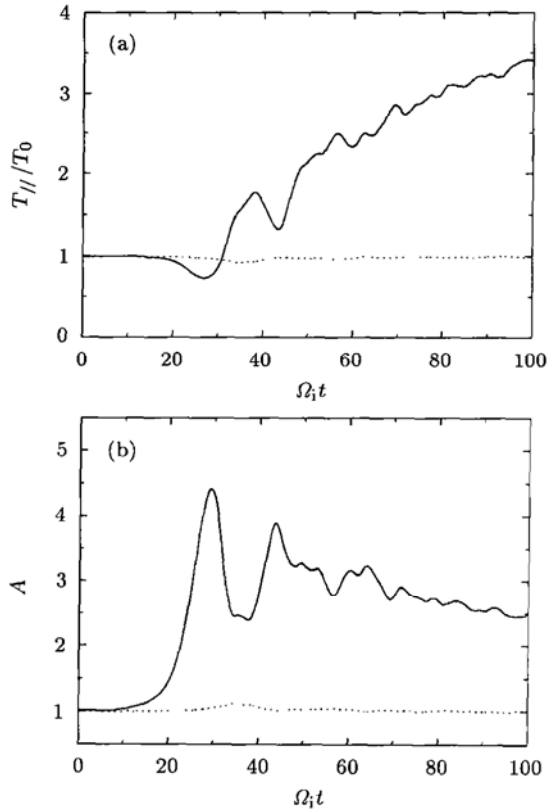


图3 $n_b/n_0 = 0.02$ 时, 平行方向温度 $T_{||}$ 及垂直温度和平行温度之比 A 随时间的变化, 其中实线代表束流粒子, 点线代表背景粒子

Fig.3 In the case of $n_b/n_0 = 0.02$, the time history of parallel temperature ($T_{||}$) and the ratio of the perpendicular temperature to the parallel temperature A of each species. The solid lines denote beam particles, while the dot lines denote background particles

3.2 较高束流密度情形

图4是在束流密度较大 ($n_b/n_0 = 0.2$) 的情况下束流激发的扰动磁场强度和各粒子成分的平均速度随时间的变化. 与束流密度较小时的情形相比较, 可以看出平行和反平行于背景磁场方向传播的右旋波的强度都很强, 同时扰动磁场强度更早地快速增长起来并达到饱和, 最后达到一个准平衡态, 此时平行于背景磁场方向传播的右旋波占优; 而反平行于背景磁场方向传播的波的能量基本衰减至零. 从图4中还可以看出, 束流激发的波动除衰减束流粒

子的动能之外, 还可以加速背景粒子, 在准平衡态时, 两者的相对速度约为 $1.1v_A$. 图5是将平行和反平行于背景磁场方向传播的波的磁场的 y 分量作 FFT 变换后得到的波动色散关系图. 从图5中可看出束流激发的可同时激发平行和反平行于背景磁场方向传播的右旋波.

图6显示了各粒子成分的平行温度 $T_{||}$ 及垂直与平行温度之比 $A = T_{\perp}/T_{||}$ 随时间变化. 相比较低束流密度情形, 束流粒子的平行温度被加热得更

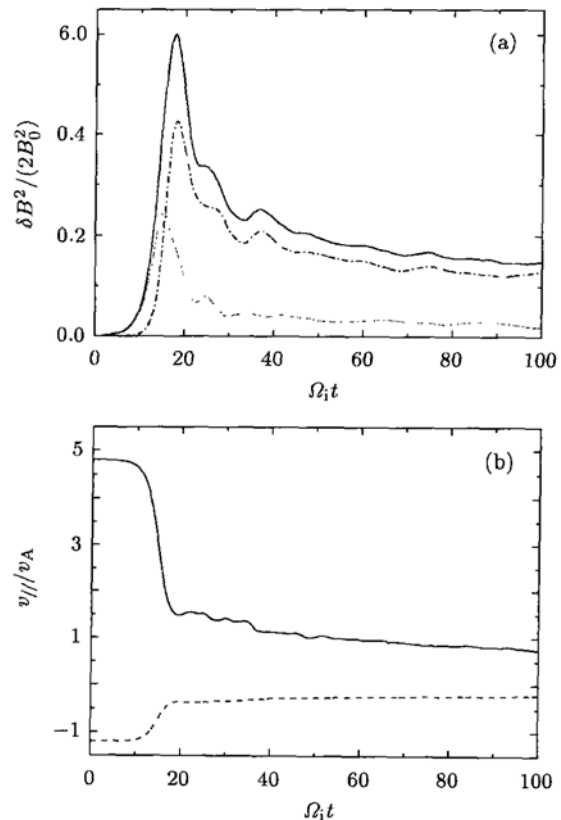


图4 $n_b/n_0 = 0.2$ 时的情况. (a) 为扰动磁场能量随时间的变化, 其中实线代表磁场总能量, 点划线代表平行于背景磁场方向传播的波能量, 点线代表反平行于背景磁场方向传播的波能量. (b) 为各成分粒子平均速度随时间的变化, 其中实线代表束流粒子, 虚线代表背景粒子

Fig.4 In the case for $n_b/n_0 = 0.2$. (a) The time history of the fluctuating magnetic field energy. The solid line represents the energy of total magnetic field, while the dash dot line and dot line represent the energy of fluctuating magnetic field which propagates parallel and anti-parallel to the background magnetic field. (b) The time history of average particle velocities of each species. The solid line for beam particles, and the dash line for background particles

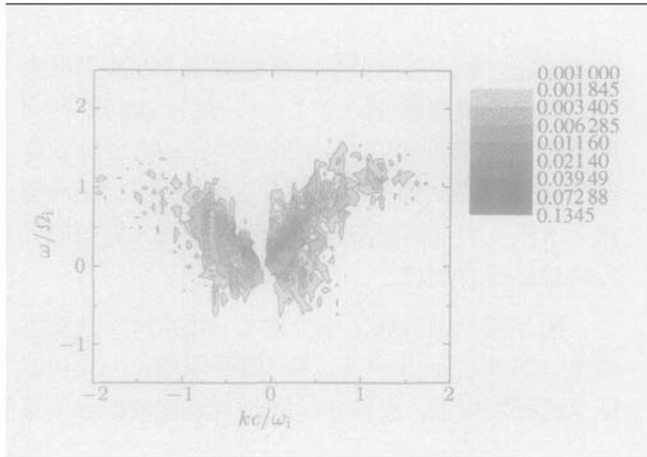


图5 $n_b/n_0 = 0.2$ 时, 由于束流不稳定性激发的波动色散关系图, 其中正 k 代表波平行于背景磁场方向传播, 负 k 代表波反平行于背景磁场方向传播

Fig.5 In the case of $n_b/n_0 = 0.2$, the dispersion relation of waves excited due to the beam-plasma instability. The positive wave number k denotes the wave propagate parallel to the background magnetic field, while the negative k denotes the wave anti-parallel to the background magnetic field

加剧烈, 最大达到原来的 6—7 倍. 更为重要的是看到背景粒子不再是未扰的, 波动对背景粒子同样有可观的加热, 背景粒子平行温度的最大值约是其初始值的 2 倍. 从垂直与平行温度之比图中可看出, 束流粒子的垂直和平行温度之比最高达到 1.7 左右, 背景粒子也有峰值为 1.2 的垂直和平行温度之比.

4 结果讨论

本文用一维混合模拟方法数值模拟了束流密度较小 ($n_b/n_0 = 0.02$) 和较大 ($n_b/n_0 = 0.2$) 两种不同情形下由等离子体束流激发的不稳定性. 一般而言, 束流不稳定性可以激发两种类型的波动, 分别是平行及反平行于背景磁场传播的右旋波. 计算表明在束流密度较小时, 束流激发的主要是平行于背景磁场方向传播的右旋波, 它是通过与束流粒子共振产生的, 此波动可减速并加热束流粒子. 在束流密度较大时, 等离子体束流可同时激发平行和反平行于背景磁场方向传播的右旋波, 它们除能通过共振作用减速并加热束流粒子外, 还可通过非共振作用加速和加热背景粒子.

准平行无碰撞激波的耗散机制仍是一个悬而未决的问题, 但目前可确认的是在准平行无碰撞激波中, 部分来自激波上游的粒子可被激波反射, 它们大约占总粒子数的 20% 左右. 由于其速度方向与磁场方向的夹角很小, 粒子可以运动到激波面前几个甚至十个回旋半径的地方, 从而激发起等离子体束流不稳定性. 计算表明, 它们有可能通过非共振相互作用减速并加热太阳风, 并可能对准平行无碰撞激波的耗散做出贡献.

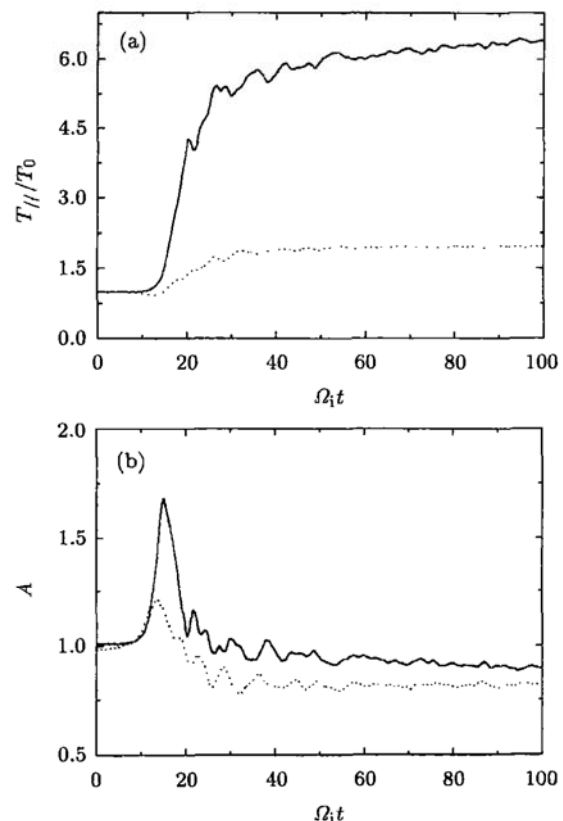


图6 $n_b/n_0 = 0.2$ 时, 平行方向温度 $T_{||}$ 及垂直温度与平行温度之比 A 随时间的变化, 其中实线代表束流粒子, 点线代表背景粒子
Fig.6 In the case of $n_b/n_0 = 0.2$, the time history of parallel temperature ($T_{||}$) and the ratio of the perpendicular temperature to the parallel temperature (A) of each species. The solid lines denote beam particles, while the dot lines denote background particles

参考文献

- [1] Tu Chuanyi *et al.* Solar Terrestrial Physics. Beijing: Science Press, 1988. in Chinese (涂传诒等. 日地空间物理学. 北京: 科学出版社, 1988)
- [2] Wang Shui, Lu Quanming. Numerical studies of space collisionless shock. *Prog. Astron.*, 1997, **15**(3):218—230. in Chinese (王水, 陆全明. 空间无碰撞激波的数值研究. 天文学进展, 1997, **15**(3):218—230)
- [3] Omidi N. How the bow shock does it. *Rev. Geophys.*, 1995, (Supp):629—641
- [4] Gary S P, Yin L, Winske D, Reisenfeld D B. Electromagnetic alpha/proton instabilities. *Geophys. Res. Lett.*, 2000, **27**:1355—1358
- [5] McKean M E, Winske D, Thomsen M, Onsager T G. Near-specular Reflection of ions at quasi-parallel shocks. *J. Geophys. Res.*, 1993, **98**:3859—3873
- [6] Lin Y, Wang X Y. Simulation of ion velocity distributions in the magnetosheath. *Geophys. Res. Lett.*, 2002, **29**:10.1029/2002GL015100
- [7] Scholer M, Fujimoto M, Kucharek H. Two-dimensional simulations of supercritical quasi-parallel shocks: upstream waves, downstream waves, and shock reformation. *J. Geophys. Res.*, 1993, **98**:18 971—18 984
- [8] Scholer M, Burgess M. The role of upstream waves in supercritical quasi-parallel shock reformation. *J. Geophys. Res.*, 1992, **97**:8319—8326
- [9] Kucharek H, Scholer M. Origin of diffuse superthermal ions at quasi-parallel supercritical collisionless shocks. *J. Geophys. Res.*, 1991, **96**:21 195—21 205
- [10] Lu Quanming, Wang Shui. Hybrid simulations of quasi-parallel collisionless shock. *Chin. J. Space Sci.*, 1998, **18**:8—14. in Chinese (陆全明, 王水. 准平行无碰撞激波的混合模拟. 空间科学学报, 1998, **18**:8—14)
- [11] Akimoto K, Winske D, Gary S P, Thomsen M F. Nonlinear evolution of electromagnetic ion beam instabilities. *J. Geophys. Res.*, 1993, **98**:1419—1431
- [12] Onsager T G, Winske D, Thomsen M F. Interaction of a finite-length ion beam with a background plasma: Reflection ions at the quasi-parallel shock reformation. *J. Geophys. Res.*, 1991, **96**: 21 183—21 194
- [13] Daughton W, Gary S P, Winske D. Electromagnetic proton/proton instabilities in the solar wind: Simulations. *J. Geophys. Res.*, 1999, **104**:4657—4667
- [14] Araneda J, Vinas A, Astudillo H F. Proton core temperature effects on the relative drift and anisotropy evolution of the ion beam instability in the fast solar wind. *J. Geophys. Res.*, 2002, **107**:doi:10.1029/2002JA009337
- [15] Wu C S, Yoon P H, Chao J K. Motion of ions influenced by enhanced Alfvén waves. *Phys. Plasmas*, 1997, **4**:856—862
- [16] Chen L, Lin Z H, White R. On resonant heating below the cyclotron frequency. *Phys. Plasmas*, 2001, **8**:4713—4716
- [17] Lu Q M, Wang S. Electron velocity distributions during beam-plasma interaction. *Phys. Plasmas*, 2004, **11**:80—89
- [18] Lu Quanming, Wang Shui. Two-dimensional hybrid simulation and its applications, *Chin J. Comput. Phys.*, 2002, **19**:208—212. in Chinese (陆全明, 王水. 二维混合模拟方法及应用. 计算物理, 2002, **19**:208—212)
- [19] Winske D. Hybrid simulation codes with applications to shocks and upstream waves. *Space Sci. Rev.*, 1985, **42**:53—67
- [20] Terasawa T M, Hoshino M, Sakai J, Hada T. Decay instability of finite-amplitude circularly polarized Alfvén waves: A numerical simulation of stimulated Brillouin scattering. *J. Geophys. Res.*, 1986, **91**:4171—4189