空间等离子体与垂直无碰撞激波相互作用的数值实验 *

陆全明 李 毅 王 水

(中国科学技术大学地球和空间科学系，合肥 230026)

摘 要

应用混合模拟方法数值研究了高 Alfvén－Mach 数垂直无碰撞激波与等离子体间的相互作用。结果表明，激波上游的磁场非常稳定，粒子分布近似为 Maxwell 分布。激波下游磁场存在不规则的湍动，质子分布有一个高能尾，且有些质子被激波反射。跟踪少量高速质子的计算结果表明，在 $t=40\Omega_i^{-1}$ 时约有 40% 的质子被激波反射，而 7% 质子可被加速，最大速度值可达到 $20V_A$ 激波区的电场分布对质子的减速或加速起了主要的作用。

关键词 无碰撞激波，粒子加速，混合模拟

一、引 言

行星际空间中充满着稀薄的完全电离的等离子体，在 1AU 附近粒子的平均自由程为 10^8km 左右。而行星前方弓激波(bow shock)的厚度约在 10^2 — 10^3km 量级，即在激波厚度范围之内没有粒子的经典库仑碰撞，这种激波即为无碰撞激波[1]。卫星和飞船已经取得了大量关于行星弓激波及行星际激波的观测资料，并根据激波上游和下游磁场及等离子体的不同特性，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[2]。另一方面，根据激波法向与磁场方向夹角 θ_{nB} 的大小，又可将无碰撞激波分为准垂直($\theta_{nB}\geqslant 45°$)和准平行激波($\theta_{nB}<45°$)[3]。

太阳风是通过行星弓激波进入磁鞘之后才与磁层发生作用的，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。因此，一些作者早已开展了关于准垂直激波[4]和准平行激波[5]结构的理论研究。然而，至今除对层状结构的无碰撞激波研究得比较清楚外，其它类型的无碰撞激波结构及其与空间等离子体相互作用过程还了解得很不够，这些依然是当前空间等离子体物理中极为重要的研究课题。由于受到计算机条件的限制，混合模式被认为是一种数值研究无碰撞激波的有效方法，并已被用于研究地球弓激波的结构。本文的目的就是应用混合模拟方法数值研究高 Alfvén－Mach 数垂直无碰撞激波的结构及其与空间等离子体的相互作用。作为一个数值实验，得到了

*国家自然科学基金资助项目.

本文于 1995 年 7 月 24 日收到.

© 1994-2011 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki

高速质子与垂直无碰撞激波相互作用的一些初步结果。

二、数值方法

为了节省计算量，可应用混合模拟方法数值研究一维的垂直无碰撞激波，即将等离子体质子按四维相空间(x, v_x, v_y, v_z)中的粒子处理，而电子视为无质量的流体。那么，质子和电子分别遵从下列运动方程:

$$m_i \frac{\mathrm{d}\boldsymbol{v}}{\mathrm{d}t} = e(\boldsymbol{E} + \frac{1}{c}\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B}) - e\eta\boldsymbol{j}, \tag{1}$$

$$-en_e(\boldsymbol{E} + \frac{1}{c}\boldsymbol{V}_e\times\boldsymbol{B}) - \nabla p_e + en_e\eta\boldsymbol{j} = 0. \tag{2}$$

式中角标 i 和 e 分别表示质子和电子，$\boldsymbol{V}_e$ 和 p_e 是电子的平均速度和压力，$\boldsymbol{v}$ 是单个质子的运动速度。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它粒子，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。故方程(1)和方程(2)中引入了反常电阻 η，且将 η 视为常数。假设等离子体是处于电中性的($n_e = n_i = n$, $V_{ex} = V_{ix} = V_x$)，而质子的数密度 n_i 和平均速度 $\boldsymbol{V}_i$ 将由质子分布函数 $f_i(x, \boldsymbol{v}, t)$ 来确定

$$n_i = \int f_i(x, \boldsymbol{v}, t)\,\mathrm{d}\boldsymbol{v}, \tag{3}$$

$$\boldsymbol{V}_i = \int \boldsymbol{v} f_i(x, \boldsymbol{v}, t)\,\mathrm{d}\boldsymbol{v}. \tag{4}$$

电流密度 $\boldsymbol{j}$ 为

$$\boldsymbol{j} = en(\boldsymbol{V}_i - \boldsymbol{V}_e). \tag{5}$$

对于垂直无碰撞激波，可取激波法向在 x 方向，磁场 $\boldsymbol{B} = B\boldsymbol{i}_z$，电场 $\boldsymbol{E}$、磁场 $\boldsymbol{B}$ 和电流密度 $\boldsymbol{j}$ 之间满足下列关系:

$$\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} = -c\nabla\times\boldsymbol{E}, \tag{6}$$

$$\boldsymbol{j} = \frac{c}{4\pi}\nabla\times\boldsymbol{B}. \tag{7}$$

为了方程组闭合，还要引入电子的能量方程，可采用以下绝热关系:

$$\frac{\partial p_e}{\partial t} + V_x\frac{\partial p_e}{\partial x} = -\gamma_e p_e\frac{\partial V_x}{\partial x}, \tag{8}$$

且取 $\gamma_e = 5/3$。而电子状态方程可写为

$$p_e = n_e k T_e. \tag{9}$$

方程组(1)—(9)可应用下列方法数值求解。为了讨论无碰撞激波的结构，在给定初始的离子分布函数 f_i、磁场 $\boldsymbol{B}$ 和 β_e ($\beta_e = 8\pi p_e / B^2$)的情况下，先由方程(3)、(4)和(7)分别求出 n、$\boldsymbol{V}_i$ 和 $\boldsymbol{j}$，进而由方程(5)得到电子的平均速度 $\boldsymbol{V}_e$，再通过方程(2)求 $\boldsymbol{E}$。然后由方程(1)、(6)和(8)分别求得下一个时间步的质子速度 $\boldsymbol{v}$(即得到 f_i)、磁场 $\boldsymbol{B}$ 和电子

© 1994-2011 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki

压力 p_e（即得到 β_e），再进入新一轮的运算，直至获得较为稳定的激波解。

本文仅讨论一维垂直无碰撞激波，可将方程简化，且表达成无量纲形式。粒子数密度和磁场用上游边界处 n_1 和 B_1 标定，时间用质子回旋周期 Ω_i^{-1}来标定，速度用 Alfvén 速度 $V_A=B_1/(4\pi n_1 m_i)^{1/2}$ 来标定，长度用 $V_A\Omega_i^{-1}$来标定。计算中引入磁 Lundquist 数 S，其定义为 $S=4\pi V_A^2/c^2\eta\Omega_i$。

计算区域分成上游、下游和中间过渡区三个部分，总长度为 $200V_A\Omega_i^{-1}$，共包含 24620 个粒子。取初始质子速度分布皆满足 Maxwell 分布，但上游和下游边界处的粒子数密度、平均速度和磁场分别为 n_1、V_1、B_1 和 n_2、V_2、B_2。计算中上游边界条件维持不变；而下游边界是开放的，各物理量需通过 Rankie－Hugoniot 关系给定。为了保持粒子数守恒，从下游边界跑出的粒子将从上游边界处得到补充。计算中空间格距取为 $1.0V_A\Omega_i^{-1}$，时间步长为 $0.02\Omega_i^{-1}$.

三、垂直激波的结构

作为一个数值实验，这里取上游边界处$V_1=6$, $B_1=1$, $n_1=1$,下游边界处$V_2=1.5$, $B_2=4.$, $n_2=4$; 而 $\beta_e=\beta_i=0.5$, $S=1.0$。图 1 描绘了 $t=10,20,30$ 和 $40\Omega_i^{-1}$ 时刻的磁场分布。可以看出，激波上游的磁场非常稳定，通过激波后磁场迅速增加了 4 — 5 倍，且下游呈现为不规则的振荡。这些特征与飞船在 1AU 处对地球弓激波探测到的典型无碰撞激波十分相似。激波的厚度约为 $5V_A\Omega_i^{-1}$、其位置缓慢地向激波下游区域移动。

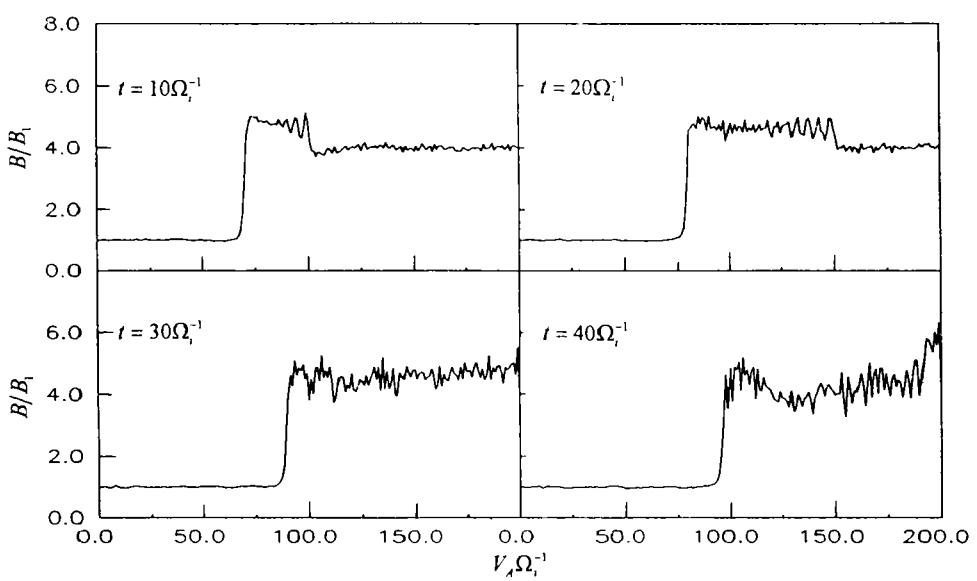


图 1　不同时刻的磁场分布

Fig.1　The distribution of magnetic field at the different times

图 2 给出了 $t=30\Omega_i^{-1}$ 时激波上游($x=50V_A\Omega_i^{-1}$)、激波中间($x=90V_A\Omega_i^{-1}$) 及激波下游($x=150V_A\Omega_i^{-1}$)处质子速度分布图。可以看出，在激波上游质子速度近似是 Maxwell 分

© 1994-2011 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki

布。进入激波区后，绝大部分质子被激波减速，其中2%被反射；而少量质子获得加速。在激波下游，这种效应更加明显，反射粒子达到5%，而加速粒子也约为5%。被激波反射的粒子在回旋运动的作用下会再次向激波下游运动，这些质子进入激波下游后会引起下游质子速度分布的各向异性，即温度的各向异性，而这种温度的各向异性又会激发起Alfvén离子回旋波和镜波[6]。从图1可以看到在$t=30\Omega_i^{-1}$时被激波反射的质子在激波前面形成根部，这些质子向下游运动穿过激波后激发起Alfvén离子回旋波和镜波，正是这些波动形成了一系列的低冲和过插(激波由根部、斜坡区以及一系列的低冲和过插组成)。

在$t=30\Omega_i^{-1}$时数密度、质子速度的x和y分量及电场x分量的空间分布如图3所示，其他时刻的情况与此相类似。由图3可以看出，通过激波后，数密度明显地增加，平均约增加4—5倍，且激波下游数密度分布的空间涨落比激波上游强烈得多。质子速度的x分量有着明显的下降，由激波上游$6V_A$降到$2V_A$左右，同样在激波下游扰动也增强。

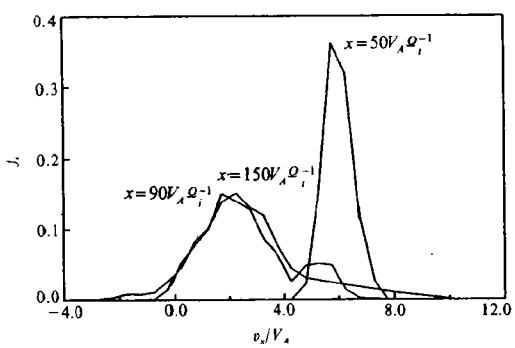


图2 $t=30\Omega_i^{-1}$时不同剖面上质子速度分布

Fig.2 The distribution of proton velocity for different profiles at $t=30\Omega_i^{-1}$

从图3还可以看出，在激波附近有一个强而稳定的负E_x结构，这是导致整体质子速度降低的主要原因，可以解释图2中离子速度分布峰值位置的改变。在电场E_x的作用下，有些质子的V_x分量变为负

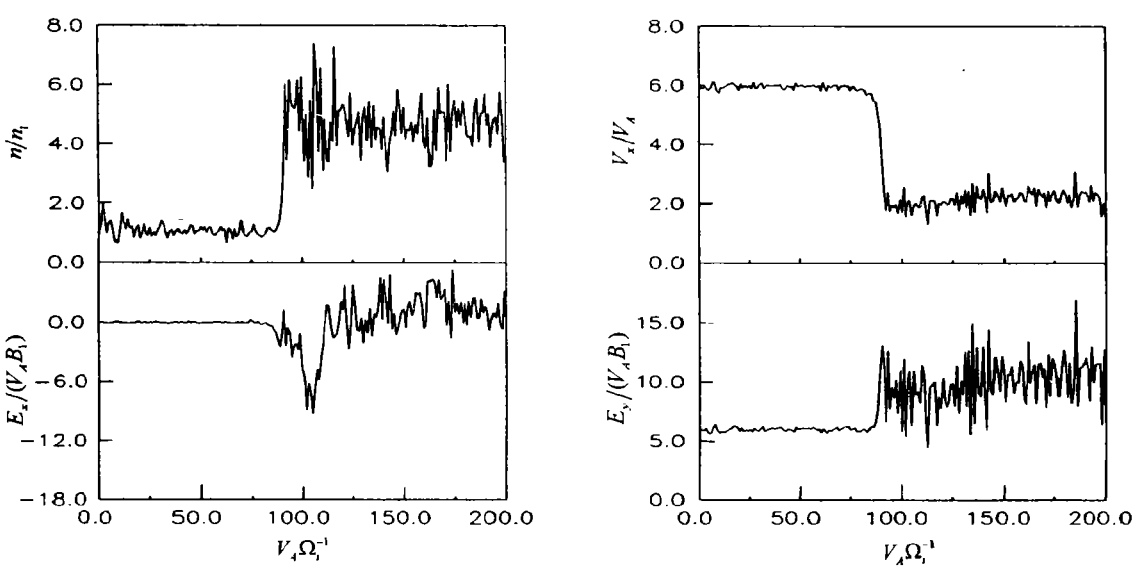


图3 $t=30\Omega_i^{-1}$时n，V_x和E_x，E_y的分布

Fig. 3 The distributions of n, V_x and E_x, E_y at $t=30\Omega_i^{-1}$

© 1994-2011 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki

值，即被无碰撞激波反射，另一方面，这种负 E_x 结构可使电子加速，由于本文将电子视为无质量流体，无法得到电子分布函数的具体形式。通过激波面后 E_y 有所增强。这个正 E_y 分量所引起的电场漂移可使带电粒子在 x 方向上获得加速[7]。由于在激波区 E_y 存在剧烈的涨落，因此，只有少数质子通过激波后会得到加速，而大部分被减速、甚至反射。

四、高速质子与激波的相互作用

为了进一步研究无碰撞激波对质子运动的影响，在保证粒子数守恒的条件下，不断从激波上游边界处注入 $V_x=9V_A$ 的高速质子，然后跟踪这些质子，观察它们速度的变化，计算结果如图 4 所示。可以看出，在激波区电场和磁场的作用下，这些质子的速度分布随时间而弥散。在 $t=5\Omega_i^{-1}$ 时，已有少量高速质子被激波反射。到 $10\Omega_i^{-1}$ 时，约有 95% 的粒子被减速，其中 15% 被激波反射；而其余的粒子被激波加速。到 $40\Omega_i^{-1}$ 时，加速粒子占 7%，其最大速度值可达 $20V_A$。导致这个结果的主要原因，仍然是由于激波区负的 E_x 电场的作用，而激波区及激波区下游正的 E_y 分量所引起的电场漂移，则可使少量质子获得加速。

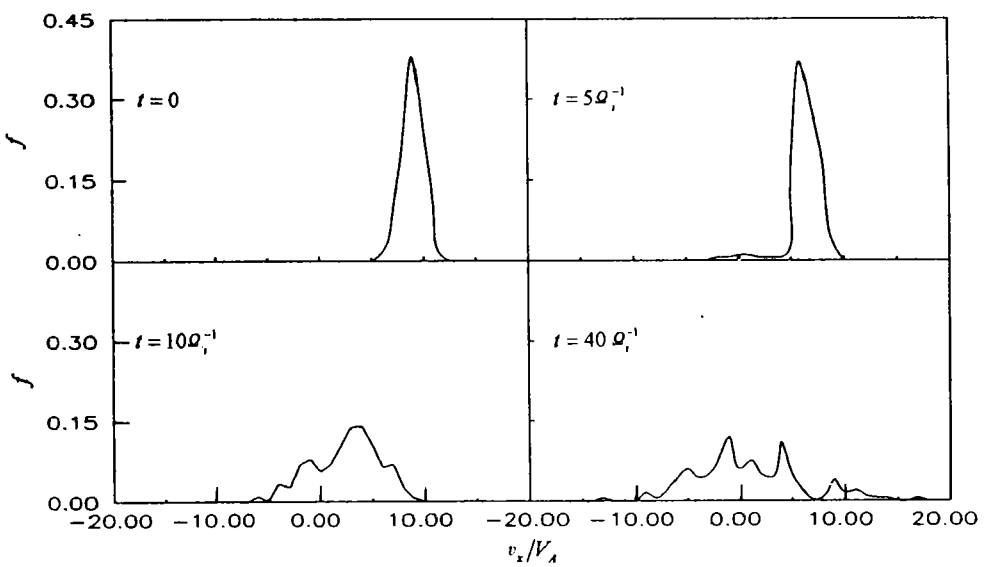


图 4　不同时刻高速粒子的速度分布

Fig. 4　The velocity distributions of higher velocity particles at different times

由于注入的高速粒子的数量很少(共注入了 200 个)，难以分辨这些高速粒子对无碰撞激波结构的影响。理论分析表明，由于这些高速粒子的注入，使得原来激波上游区的质子速度分布函数由 Maxwell 分布改变为双峰分布，这将会激发等离子体微观不稳定性，引起激波上游区电磁场的变化，进而对无碰撞激波的结构产生影响。具体过程尚待进一步深入研究。

© 1994-2011 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki

参 考 文 献

[1] 涂传诒等，日地空间物理学，北京，科学出版社，第336页，1988.

[2] Dobrowolny, M. et al., *Rivista del Nuovo Cimento*, Vol. **3**, p. 419, 1973.

[3] Thomsen, M. F., et al., *J. Geophys. Res.*, Vol. **98**, p. 3875, 1993.

[4] Leroy, M. M et al., *J. Geophys. Res.*, Vol. **87**, p. 5081, 1982.

[5] Kan, J. R. and D. W. Swift, *J. Geophys. Res.*, Vol. **88**, p. 6919, 1983.

[6] Omidi, N., *Rev. of Geophys.*, Supplement, p. 629, 1995.

[7] Anagnostopoulos, G. C. et al., *J. Geophys. Res.*, Vol. **99**, p. 2335, 1994.

A NUMERICAL EXPERIMENT OF INTERACTION BETWEEN SPACE PLASMA AND PERPENDICULAR COLLISIONLESS SHOCK

Lu Quan-ming Li Yi Wang Shui

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

Abstract

The interaction between space plasma and a high Alfven-Mach number perpendicular collisionless shock using a hybird simulation is numerically studied. The results show that in the upstream the magnetic field is very stable, and the distribution of the proton is nearly a Maxwell distribution. In the downstream the magnetic field exists the irregular turbulence. The distribution of protons has a high energy tail and few protons are reflected. Following some protons with high velocity, it is found that at $t=40\Omega_i^{-1}$ about 40% of protons are reflected by shock, and 7% of protons are accelerated (maximum velocity up to $20V_A$). The electric field in shock region has great influence on the deceleration and acceleration of protons.

Key words Collisionless shock, Ion acceleration, Hybird simulation

© 1994-2011 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki