

磁场重联的二维粒子模拟研究^{*}

郭 俊 陆全明 王 水 窦贤康

(中国科学技术大学地球和空间科学学院 合肥 230026)

摘 要

利用二维全粒子模拟方法研究了无碰撞等离子体中的磁场重联过程,得到了不同区域的离子和电子速度分布. 计算结果表明,电子和离子在扩散区中的不同动力学特性产生的 Hall 电流使磁场的 y 分量 B_y 呈现四极形分布. 离子和电子的速度分布偏离了初态时的 Maxwell 分布,呈现非局域的多重分布. 同时由于磁场重联而产生的电场使电子在 X 点附近得到加速和加热,因而在电子的能谱分布中形成一高能尾.

关键词 粒子模拟; 磁场重联; 速度分布

1 引言

磁场重联是等离子体物理中十分重要的研究课题之一,它与磁层、行星际、太阳、天体以及实验室等离子体中观测到的许多爆发现象密切相关^[1]. 根据 MHD 理论,磁场重联是指在具有有限电导率的磁等离子体中,电流片中的磁力线自发或被强迫断开和重新连接的过程,同时伴有磁能的突然释放并转化为等离子体的动能和热能,引起带电粒子的加速和加热. 然而由于空间等离子体大多是十分稀薄的,粒子之间几乎没有碰撞,即等离子体是无碰撞的,根据电阻的经典理论,这样的等离子体中电阻并不存在,一种可能的机制是通过微观不稳定性引起的波-粒子相互作用产生电阻,即所谓的反常电阻^{[2],[3]}. 用 MHD 和混合模拟方法研究磁场重联需要人为给定反常电阻的值,并且无法了解电子的运动特征^{[4],[5]}. 在 X 点附近电子的各向异性分布引起的电子压力的各向异性对重联率的影响^[6],重联区域存在的高频电磁波等,都是 MHD 和混合模拟方法所不能自洽计算的.

随着计算能力的不断提高,全粒子模拟方法已成为研究磁场重联的一个有效工具,与混合模拟方法不同,全粒子模拟不仅跟踪离子的运动轨迹,同时也跟踪电子的轨迹. 除离子和电子的质量之比较实际的小之外,没有任何其他人为的假设,而且计算表明只要离子和电子的质量之比取得足够大,对计算结果几乎没有影响^[7].

Nielson 和 Lewis^[8] 基于非相对论和无辐射的 Darwin 模型,首先开展了磁场重联的二维粒子模拟研究. Horiuchi^[9] 等人首先用粒子模拟方法对磁场重联区域的粒子分布函数进行了研究,他们发现在重联点附近电子被重联电场加速和加热,而离子则主要是在电流片中激波的下游被静电场加热. Ding^[10] 等用粒子模拟方法模拟日侧磁层顶的磁场重联时,研究了离子和电子的运动规律,观测到重联区电子分布有一个高能尾. 但在他们的研

^{*} 国家自然科学基金项目 (40174041, 40244006, 40084001), 中国科学院知识创新工程重要方向项目 (KZCX2-SW-1) 共同资助

2003-01-29 收到原稿, 2003-04-25 收到修定稿

究中, 磁场重联过程是通过外力驱动的. 本文将用全粒子模拟方法数值研究自发磁场重联的过程, 并考察了磁场重联过程达到准平衡时, 磁岛中心及其周围的粒子速度分布.

2 粒子模拟方法

本文采用了二维三分量 (两个空间分量, 三个速度分量) 电磁粒子模拟模型, 粒子 (包括了电子和离子) 在二维平面 x - z 中运动, 但其有 3 个方向的速度分量. 粒子在洛伦兹力的作用下可出现在计算区域的任何位置, 其运动方程由下式决定.

$$\frac{d(m_{\alpha p} \mathbf{v}_{\alpha p})}{dt} = q_{\alpha} [\mathbf{E} + (\mathbf{v}_{\alpha p} \times \mathbf{B})], \quad (p = 1, 2, \dots, N). \quad (1)$$

$$\frac{d\mathbf{x}_{\alpha p}}{dt} = \mathbf{v}_{\alpha p}. \quad (2)$$

其中, α 代表离子或电子, 本文中所有离子都是质子, p 代表粒子序数, $m_{\alpha p} = \gamma_{\alpha p} m_{\alpha p0}$, $\gamma_{\alpha p}$ 是相对论因子, $m_{\alpha p0}$ 为相应质子或电子的静止质量. $\mathbf{E}$ 和 $\mathbf{B}$ 分别为电场和磁场强度.

知道每个粒子的位置和速度以后, 将它们的电荷和电流分配到附近网格点上, 得到作为场方程源项的电荷密度 ρ 和电流密度 $\mathbf{j}$:

$$\rho = \sum_{\alpha, p} q_{\alpha} S(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{\alpha p}), \quad (3)$$

$$\mathbf{j} = \sum_{\alpha, p} q_{\alpha} \mathbf{v}_{\alpha p} S(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{\alpha p}), \quad (4)$$

其中, S 为形状函数, 我们取 S 为二阶样条插值.

有关场 (电场和磁场) 的物理量定义在网格上, 知道网格点上的电荷与电流密度后, 在网格点上求解如下的 Maxwell 方程组即可求得网格上的电磁场.

$$\varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0} (\nabla \times \mathbf{B}) - \mathbf{j}, \quad (5)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E}, \quad (6)$$

$$\varepsilon_0 \nabla \cdot \mathbf{E} = \rho, \quad (7)$$

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

如此不断迭代即可用粒子模拟方法求解物理问题.

3 初边条件和无量纲化

磁场初态取为 Harris 平板电流片模型, 电流片两侧为 x 向磁场

$$\mathbf{B}_{0x}(z) = B_0 \tanh[(z - z_0)/\delta] \mathbf{e}_x. \quad (9)$$

其中, $\mathbf{e}_x$ 是 x 方向单位矢量, z_0 为电流片中心的位置, δ 是初始时刻电流片的半宽度, B_0 是远离重联层处的磁场强度. 为了保持初始时总压力的平衡, 相应的密度分布为

$$n(z) = n_c \text{sech}^2[(z - z_0)/\delta] + n_0. \quad (10)$$

n_0 和 n_c 分别是背景粒子数密度和电流片中心处所增加的粒子数密度.

在左右边界取周期边界条件, 粒子从左边界跑出, 直接进入了右边界. 粒子在 z 方向的边界取如下边界条件:

$$\begin{aligned} z_\alpha \rightarrow 2L_z - z_\alpha, \quad v_{\alpha z} \rightarrow -v_{\alpha z}, \quad z_\alpha \geq L_z. \\ z_\alpha \rightarrow -z_\alpha, \quad v_{\alpha z} \rightarrow -v_{\alpha z}, \quad z_\alpha \leq 0. \end{aligned} \quad (11)$$

其中, L_z 为计算区域在 z 方向的尺度, 即粒子在边界处被反射, 或相当于每有一个粒子跑出边界就有一个对应的粒子从边界外进入. 在 z 方向电场边界条件可取理想导体边界条件:

$$E_x = 0, \quad E_y = 0, \quad E_z = 0, \quad (12)$$

在求解方程组 (1)–(8) 之前, 还需要将方程无量纲化, 磁场是用边界处的磁场 B_0 为单位, 电场的基本单位取为 $E_0 = B_0 v_A$, 速度的基本单位则是 v_A ($v_A = B_0 / \sqrt{\mu_0 \rho}$ 为 Alfvén 速度), 时间单位用离子的回旋频率的倒数 Ω_0^{-1} ($\Omega_0 = eB/m_i$), 空间尺度则以离子惯性长度 $\lambda_0 = v_A \Omega_0^{-1}$ 标定. 计算中网格距选为 $\Delta x = \Delta z = 0.05\lambda_0$, 网格数为 128×128 , 电流片的半宽度为 $\delta = 0.2\lambda_0$, 温度比为 $T_i/T_e = 9$, 则质子和电子的漂移速度之比为 $v_i/v_e = T_i/T_e = 9$, $m_i/m_e = 25$, $n_c/n_0 = 10$, 时间步长 $\Delta t = 0.002\Omega_0^{-1}$.

4 计算结果

图 1 描绘了磁场重联过程中不同时刻的磁场位形. 开始时磁场演化比较缓慢, 约在 $8.4\Omega_0^{-1}$ 时刻磁场开始重联, 在 $t = 9.4\Omega_0^{-1}$ 有磁岛形成, 然后磁场的位形开始快速演化, 磁岛宽度突然增加, 这是磁场重联的线性增长阶段. 在 $t = 14.8\Omega_0^{-1}$ 时, 磁场重联进入饱和阶段, 此时磁岛宽度约为 $2.3\lambda_0$, $t = 15.4\Omega_0^{-1}$ 时的磁岛宽度仍维持 $2.3\lambda_0$.

图 2 是磁场和电流密度的 y 分量 B_y 和 j_y 在 xz 平面中的等值线图, 实线和虚线分别表示正值和负值. 由于在磁场重联的 X 点附近离子和电子的动力学行为的不同产生了 Hall 电流, 而 Hall 电流使得垂直于平面的磁场分量 B_y 具有四极形的分布, 这是无碰撞磁场重联的一个基本特征, 这一点已为观测^{[11],[12]} 和其他人^{[13]–[15]} 的计算所证实.

图 3 描绘了在 $t = 0$ 和 $t = 14.8\Omega_0^{-1}$ 时刻的电子能量分布. 初始时刻电子分布是 Maxwell 分布, 随后由于磁场重联过程磁场能量转化为粒子的动能和热能, 其中包括电子的动能和热能. 具体表现为电子被加热和加速, 由图 3 中 $t = 14.8\Omega_0^{-1}$ 时刻的电子能谱可发现, 其分布已明显地偏离了 Maxwell 分布, 同时电子的能谱中有一高能尾. 图中直线为 $E/T_e > 31$ 部分的拟和结果, 其中, $E = (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)/2$ 为粒子的动能, 其分布具有幂律谱 $f_e(E) \propto E^{-8.38}$. 与驱动重联的模拟结果^[10] 相比, 自发重联高能部分的电子数目较

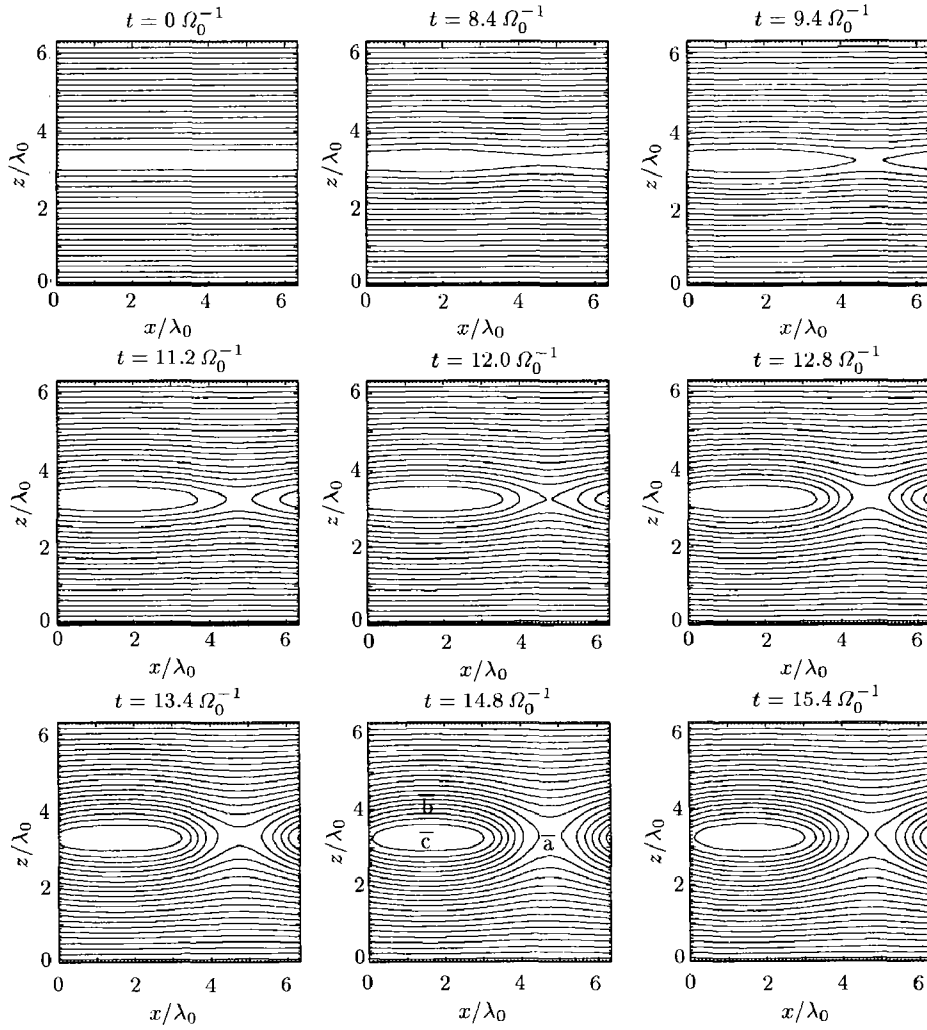
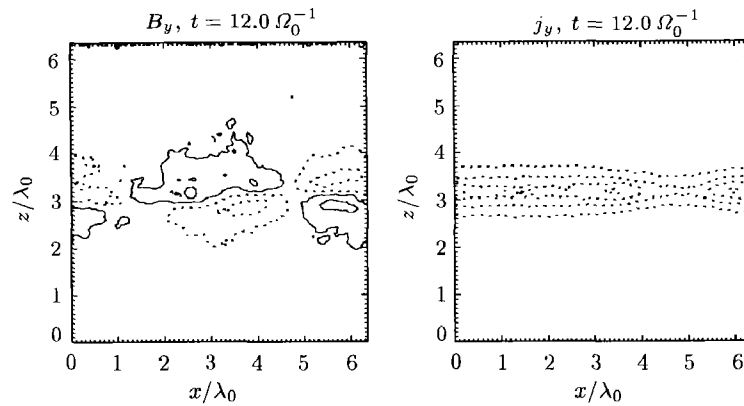


图 1 磁场位形的演化

Fig.1 Magnetic field lines at different simulation times

图 2 磁场分量 B_y 和 j_y 的分布Fig.2 Contours of the out-of-plane B_y field and the current density j_y

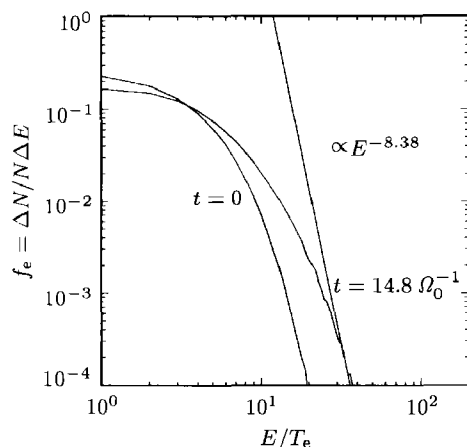


图3 电子在 $t = 0$ 和 $t = 14.8 \Omega_0^{-1}$ 时的能量分布函数图

Fig.3 Electron energy distribution at $t = 0$ and $t = 14.8 \Omega_0^{-1}$

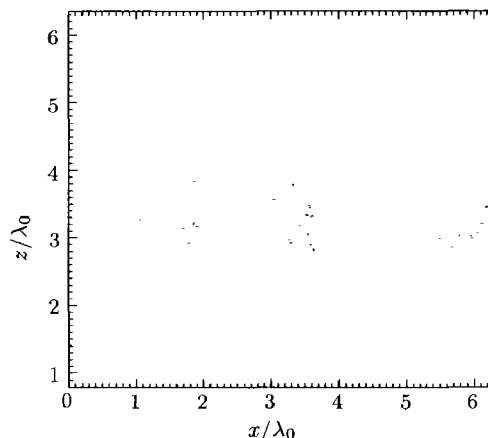


图4 在 $t = 14.8 \Omega_0^{-1}$ 时高能电子的位置分布

Fig.4 The position distribution of high-energy electrons at $t = 14.8 \Omega_0^{-1}$

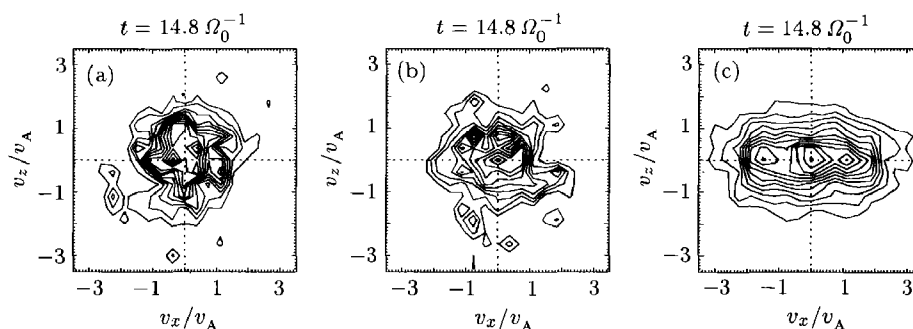


图5 离子在 $t = 14.8 \Omega_0^{-1}$ 时的速度分布

Fig.5 The velocity distribution of ion at $t = 14.8 \Omega_0^{-1}$

少, 所以其幂指数的绝对值较大. 图4描绘了高能电子 ($E/T_e > 34$) 的位置分布图, 通过跟踪这些高能电子在空间中的位置, 可以看出高能电子密度最高的地方是 X 点两侧的区域, 这表明由于电子主要在 X 点附近区域被电场加速^{[9],[10]}, 从而产生了高能分量.

图5为 $t = 14.8 \Omega_0^{-1}$ 时离子在 X 点附近、磁岛边缘和磁岛中心在 v_x - v_z 相空间中的速度分布, 图中左上角的 (a), (b), (c) 分别表示粒子速度分布的确切位置分别对应于图1中 $t = 14.8 \Omega_0^{-1}$ 时磁场位形图中由 (a), (b), (c) 标定的区域. 在 (a) 处, 离子的速度分布大致分为4块, 分别对应于沿着分离线向外运动的4个分量, 其中心的速度大小接近 $1 v_A$, 由于在我们的计算中在 X 点附近区域的磁场分布不是严格的中心对称的, 朝向右下方运动的离子偏少. 在 (b) 处离子速度分布主要由3块组成: 分别对应于从 X 点两边过来的朝着左上方和右上方运动部分, 以及平均速度为零的离子, 这部分主要由背景离子组成. 在 (c) 处的组成明显有3个中心: 从左边重联区向右运动的部分, 从右边重联区向左运动的部分, 还有一部分是平均速度为零的离子, 主要由被箍缩在磁岛内的背景离子组成.

图 6 为 $t = 14.8 \Omega_0^{-1}$ 时电子在三个不同位置处的速度分布, 其位置的选取和离子相同, 即图中左上角的 (a), (b), (c) 分别表示粒子速度分布的确切位置分别对应于图 1 中 $t = 14.8 \Omega_0^{-1}$ 时磁场位形图中由 (a), (b), (c) 标定的区域. 在 (a) 处从电子的速度分布图中可发现其速度分布有 4 个分量, 分别对应沿 4 个对角方向向外运动的 4 个部分, 还有一平均速度约为零的部分, 同时电子向外运动的 4 个分量的中心速度的大小接近二个 Alfvén 速度, 较离子的高, 这可能与在 X 点附近激发的哨声波有关^[13]. 在 (b) 处电子的分布由三部分组成: 从磁岛两边过来的朝着左上方和右上方运动的两部分, 与离子相比这两部分的平均速度的 v_z 分量较小, 还有一部分是平均速度约为零的电子, 这部分主要由背景电子和从电流片外运动来的电子组成. 在 (c) 处的电子分布类似于两个中心速度不同的 Maxwell 分布的合成, 分别对应从磁岛边缘沿 X 轴向磁岛中心运动的两部分.

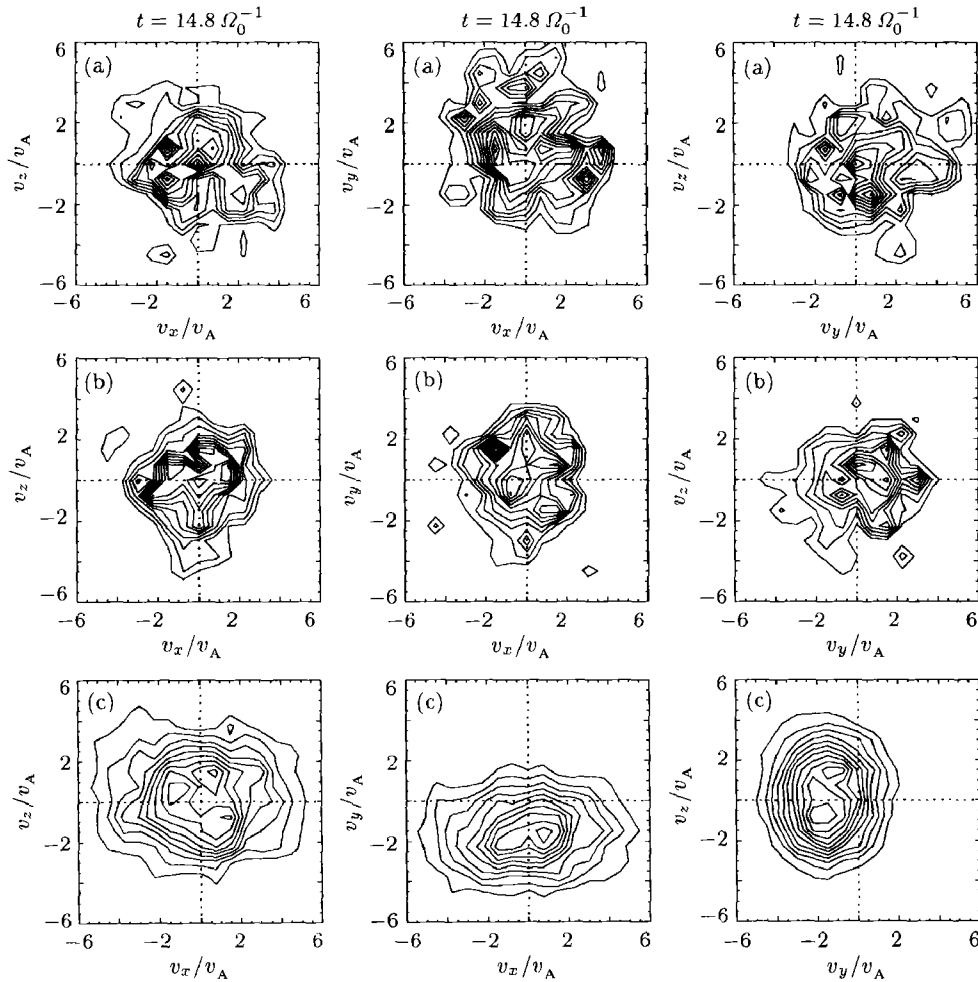


图 6 电子在 $t = 14.8 \Omega_0^{-1}$ 时的速度分布

Fig.6 The velocity distribution of electron at $t = 14.8 \Omega_0^{-1}$

5 结论

我们采用二维三分量的全粒子数值模拟方法研究了自发重联过程不同区域粒子的运动特征, 主要得出了以下结论.

(1) 磁场重联经过一个线性增长后在 $t = 14.8 \Omega_0^{-1}$ 时达到饱和. 在 X 点附近磁场的 y 分量 B_y 分量呈现四极形分布, 它和 X 点附近电子和离子的运动速度不同所产生的 Hall 电流有关, 这已为观测结果^{[11],[12]} 和其他人^[13] 的计算所证实, 并被认为是无碰撞磁场重联的主要特征之一.

(2) 磁场重联产生的电场使得电子在 X 点附近被加速和加热, 在电子的能谱中出现一个高能尾, 这和在强迫磁场重联模拟中得到的结论^{[9],[10]} 类似.

(3) 粒子的速度分布, 呈现出强的各向异性, 并且由非局域的多分量组成. 这和 Seon^[16] 和 Onsager^{[17],[18]} 等人的观测结果相符.

(4) 在 X 点附近电子的出流速度较离子的出流速度高, 离子出流速度接近一个 Alfvén 速度, 电子的出流速度接近二个 Alfvén 速度, 这可能与在 X 点附近激发的哨声波有关^[14].

参 考 文 献

- [1] Wang Shui, Lee L C. Magnetic reconnection. Hefei: Anhui Education Publishing Company. 1999. 433—547. in Chinese (王水, 李罗权. 磁场重联. 合肥: 安徽教育出版社, 1999. 433—547)
- [2] Davidson R C, Gladd N T. Anomalous transport properties associated with the lower-hybrid-drift instability. *Phys. Fluids*, 1975, **18**(10):1327—1335
- [3] Tanaka M, Sato T. Simulations on lower hybrid drift instability and anomalous resistivity in the magnetic neutral sheet. *J. Geophys. Res.*, 1981, **86**:5541—5552
- [4] Wang S, Zheng H N. Nonlinear saturation of streaming tearing instability. *Chin. Sci. Bull.*, 1992, **37**:1541—1549
- [5] Jia Yingdong, Li Yi, Wang Shui, Ge Yasong. Hybrid simulation of particle acceleration caused by magnetic reconnection. *Chin. J. Geophys.* 2003, **46**(2):145—151. in Chinese (贾英东, 李毅, 王水, 葛亚松. 磁重联中离轨道的混合模拟研究. 地球物理学报, 2003, **46**(2):145—151)
- [6] Hesse M, Winske D. Hybrid simulations of collisionless reconnection in current sheets. *J. Geophys. Res.*, 1994, **99**(A6):11177—11192
- [7] Hewett D W, Francis G E, Max C E. New regimes of magnetic reconnection in collisionless plasmas. *Phys. Rev. Lett.*, 1988, **61**:893—896
- [8] Nielson C W, Lewis H R. Particle code model in the nonradiative limit. In: *Methods of Computational Physics*, vol.16, Orlando: Academic, 1976, 367
- [9] Horiuchi R, Sato T. Particle simulation study of collisionless driven reconnection in a sheared magnetic field. *Phys. Plasmas*, 1997, **4**(2):277—289
- [10] Ding D Q, Lee L C, Swift D W. Particle simulation of driven collisionless magnetic reconnection at the dayside magnetopause. *J. Geophys. Res.*, 1992, **97**:8453—8481
- [11] Nagai T, Shinohara I, Fujimoto M, Hoshino M, Saito Y, Machida S, Mukai T. Geotail observations of the Hall current system: Evidence of magnetic reconnection in the magnetotail. *J. Geophys. Res.*, 2001, **106**:25929—25950
- [12] Zhou Guocheng, Cai Chunlin, Reme H, Balogh A, Cao Jinbin, Wang Deju. Quasi-collisionless magnetic reconnection events in the near-earth magnetotail, *Chin. J. Space Sci.*, 2003, **23**(1):25—33. in Chinese (周国成, 蔡春林, Reme H, Balogh A, 曹晋滨, 王得驹. 地球近磁尾无碰撞磁重联事件. 空间科学学报, 2003, **23**(1):25—33)

- [13] Mandt M E, Denton R E, Drake J F. Transition to whistler mediated magnetic reconnection. *Geophys. Res. Lett.*, 1994, **21**:73—76
- [14] Hesse M, Schindle K, Birn K, Kuznetsova. The diffusion region of collisionless magnetic reconnections. *Phys. Plasmas*, 1999, **6**(5):1 781—1 795
- [15] Pritchett P L, Geospace Environment Modeling magnetic reconnection challenge: Simulation with a full particle electromagnetic code. *J. Geophys. Res.*, 2001, **106**(A3):3 783—3 798
- [16] Seon J, Frank L A, Paterson W R, Scudder J D, Coroniti F V, Kokubun S, Yamamoto T. Observations of ion and electron velocity distributions associated with slow-mode shocks in Earth's distant magnetotail. *J. Geophys. Res.*, 1996, **101**(A12):27 399—27 411
- [17] Onsager T G, Thomsen M F, Gosling J T, Bame S J. Electron distributions in the plasma sheet boundary layer: time-of-flight effects. *Geophys. Res. Lett.*, 1990, **17**:1 837—1 840
- [18] Onsager T G, Thomsen M F, Elphic R C, Gosling J T. Model of electron and ion distributions in the plasma sheet boundary layer. *J. Geophys. Res.*, 1991, **96**(A12):20 999—21 011

TWO-DIMENSIONAL PARTICLE SIMULATION STUDY OF MAGNETIC RECONNECTION

GUO Jun LU Quanming WANG Shui DOU Xiankang

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

Abstract

The process of magnetic reconnection in the collisionless plasma and distributions of particles in different positions are studied based on two-dimensional particle simulation. It is found that the procedure of the magnetic reconnection saturates at $t = 14.8 \Omega_i^{-1}$ after a phase of linear growth, and the difference between the ion and electron dynamics in the diffusion region gives rise to in-plane (Hall) currents, which produces an out-of-plane B_y field with a quadrupolar structure. The velocity distributions of ion and electron deviate from the initial Maxwell distribution and are characterized by non-local multi-component distributions with high anisotropy, which is consistent with the observations of Seon and Onsager. At the same time the electron acceleration and heating take place near the X-type region, so the electron distribution shows a high-energy tail in the electron energy distribution. At last, we find that outgoing flux velocity of the electrons near the X point is higher than that of the ions. The flux velocity of the electrons is about 2 Alfvén speed, while the flux velocity of the ions is about 1 Alfvén speed.

Key words Particle simulation, Magnetic reconnection, Velocity distribution