第21卷 第3期 空 间 科 学 学 报 Vol.21, No.3
2001 年 7月 CHINESE JOURNAL OF SPACE SCIENCE July, 2001

磁重联区 Alfven 波及新生离子的加速*

汪学毅[1,2] 吴京生[2,3] 李 毅[2,4]
王 水[2,4] 赵寄昆[2] 曹晋滨[1]
[1](中国科学院空间科学与应用研究中心 北京 100080)
[2](台湾中央大学空间科学研究所)
[3](美国马里兰大学)
[4](中国科学技术大学地球和空间科学系)

摘 要

利用二维混合数值模拟研究了有速度驱动、低等离子体 β 值情况下的磁场重联过程，结果表明磁重联过程可以产生 Alfven 波，该 Alfven 波动对重联区中的新生离子作用，使得新生离子经历投掷角散射过程，具有球壳分布特征，部分新生离子得到加速，其获得的最大能量约为 $4(m_iV_{A0}^2/2)$, 此加速过程所需的加速时间在 $100/\Omega_i$ 量级，是一个极快的加速机制，加速粒子能谱为双幂律谱.

关键词 磁重联区— Alfven 波—离子加速

1 引 言

磁场重联可以引起等离子体的磁场拓扑位形发生变化，它也是磁场能量迅速转化为等离子动能、热能的有效机制之一. 磁场重联在空间等离子体物理有及其广泛的应用，最早人们将磁场重联概念引入太阳物理，用以解释太阳耀斑的爆发现象，之后 Dengey[1] 将磁场重联应用于地球磁层，随着近几十年来的观测，人们已经基本确信在磁层顶区和磁尾电流中性片区均有磁场重联的发生. 在磁层顶区，太阳风的质量、动量和能量可以通过磁场重联向磁层内部传输 [2,3]. 在磁尾等离子体片中发生的磁场重联可以引起地向的等离子体流 [4].

大量基于 MHD 理论的大尺度稳态磁场重联模型被陆续提出 [5]，人们也因此通过 MHD 数值模拟对其磁场重联过程做进一步研究 [3]. MHD 对解释磁场重联结构以及其他大尺度宏观现象有其重要意义，但是在磁场重联过程中，带电粒子的分布函数往往是偏离麦氏分布，因此磁场重联的流体模型有其局限性. 此外，磁场重联过程还经常伴有离子惯性长度相当的一些等离子体波动现象，这也是纯 MHD 理论无法回答的问题，因此人们在此基础上发展了有限拉莫效应的 MHD 理论和数值模拟 [6], 近年来，将粒子模拟模型应用于磁场重联过程研究也日趋活跃， Lin[4,7] 用混合模拟研究了远磁尾磁场重联的结

* 国家自然科学基金委地学部杰出青年基金 (40025413) 和面上基金 (40074043) 共同资助
中国科学院空间天气学开放研究实验室
2000-05-18 收到原稿， 2001-05-18 收到修定稿

PDF created with pdfFactory Pro trial version www.pdffactory.com

构，表明磁场重联层有两个慢激波对存在， Krauss[8] 和 Lin[9] 对磁层顶磁场重联的二维结构进行了混合模拟研究， Shay 等针对无碰撞磁场重联的耗散区结构进行了粒子模拟研究 [10,11]. 总之，磁场重联引起的结构问题是磁重联研究的一个重要课题.

磁场重联的另一类问题是关于其中的粒子加速问题的研究， Speiser 最早研究电流片中带电粒子行为 [12]. MHD 理论 [13] 认为磁场重联时产生的电场可以加速粒子， Lee[14] 的粒子模拟表明磁场重联的粒子加速主要发生在靠近中性电流片区. Fujimoto[15] 利用一维混合模拟研究了磁尾磁场重联的加速问题. Nakamura[16] 和 Lottermoser[17] 从二维角度较详尽地给出了磁场重联过程中粒子的分布特征.

在以上这些众多的研究中，重联模型主要是针对地球磁层顶磁场重联和磁尾磁重联进行研究的. 然而在色球层或低日冕区，太阳耀斑的发生也普遍被认为是磁场重联作用的结果，在那里，磁场强度很强. 等离子体 B 值很低，来自光球层等离子体流动引起的驱动重联因素也必须考虑. 此外，在色球层或低日冕区中，新生粒子也起着有重要作用， Wu[18] 认为这个区域会不断有新生离子的产生，并且描述了这些新生离子在耀斑重联区会不断被其自洽产生的 Alfven 波所散射加速. 最近， Wu[19] 用一维数值模拟证明了新生离子存在这种加速过程，其 Alfven 波是由新生离子与重联区出流等离子体相互作用产生的. 曹晋滨、汪学毅和周国成等人在新生离子的不稳定性及速度扩散方面也做了大量的工作 [20–24].

事实上，磁场重联过程中本身可以产生很多波模， Tu 认为色球层小尺度磁重联会产生离子回旋波， Ma[25] 的 MHD 磁重联结果表明磁场重联过程中有 Alfven 波的产生，这些波动是理解重联区离子分布特征的重要信息，因此，本文着重考察磁场重联过程中波动的特征以及对新生离子分布函数的影响.

2　物理模型

为方便计，我们这里做一般性研究，假设磁中性片两边的入流区等离子体参数是对称的，入流区等离子体 β_0 远小于 1(我们取 $\beta_0 \sim 2.5 \times 10^{-3}$). 初始时，磁场方向基本平行于 x 方向，大小仅随 z 有变化，即： $B(x,z) = B_0 \tanh(z/\delta)x$, B_0 为入流区磁场大小，δ 为电流片宽度. 等离子体密度模型取为 $n(x,z) = n_0 + n_1 \cosh^{-2}(z/\delta)$. n_0 为入流区等离子体密度， n_1 为电流片区等离子体密度. 入流区等离子体驱动速度随 x 的变化为 $|V_1(x)| = V_0 \cosh(x/\Delta)$. 当有磁场重联发生时，新生离子就不断注入，定义新生离子的注入率为

$$\varepsilon = \frac{1}{n_0}\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}t}.$$

本文使用二维混合模拟 [4] 对上述物理模型进行模拟研究，电子做无质量流体处理，离子做粒子处理，离子的运动方程为

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{V}_\mathrm{i}}{\mathrm{d}t} = \boldsymbol{E} + \boldsymbol{V}_\mathrm{i} \times \boldsymbol{B} - \nu(\boldsymbol{u}_\mathrm{i} - \boldsymbol{u}_\mathrm{e}).$$

PDF created with pdfFactory Pro trial version www.pdffactory.com

这里 ν 表示电子和离子的有效碰撞频率，我们假设它随空间呈负指数分布：

$$\nu = \nu_0 \mathrm{e}^{-(x^2+z^2)/\lambda_0^2}, \qquad \nu_0 = 1.5\Omega_0.$$

其中，Ω_0 表示入流区的离子回旋频率，$\lambda_0(\lambda_0 = c/\omega_{\mathrm{pi}0})$ 表示入流区离子惯性长度，在模拟边界 $x = \pm 0.5L_x$ 、 $z = \pm 0.5L_z$ 采用自由边界条件，在模拟中，时间用 Ω_0^{-1} 归一，磁场是以 B_0 为单位的，长度用 λ_0 归一．这样速度则是以入流区 Alfven 速度 $(V_{\mathrm{A}0}(=\lambda_0\Omega_0)$ 归一的．模拟中参数选取如下： $\beta_0 = 2.5 \times 10^{-3}$, $V_0 = 0.1$, $\delta = 1.5$, $\Delta = 50$, $\varepsilon = 10^{-4}$, $n_1/n_0 = 4$, 模拟区域长度 $L_x = 200$, $L_z = 100$, 模拟用总粒子数为 2 000 000. 其中在入流区，每个网格内粒子数取为 60.

由于新生离子占有的份额很小，可以假设它对重联过程本身影响不是很大，因此，我们在考虑新生离子在重联过程中的行为时，仅是在重联过程有发生时才开始持续向模拟区注入新生离子.

3 数值模拟结果

在有等离子体驱动的情形下，重联过程很快发生，在 $V_0/V_{\mathrm{A}0} = 0.1$, $V_{\mathrm{th}0}/V_{\mathrm{A}0} = 0.05$ 的初始条件下，磁场重联在 $t = 100$ 就开始发生，在 $t = 200$ 时，磁场重联基本是稳态发生，这时我们假设有新生离子的不断注入．然后考察新生离子的分布特征以及它们随时间的演化.

3.1 新生离子在重联区内外的分布特征

图 1 表示 $t = 260$, 相当于 $\Delta t = 60$ 时，不同区域中新生离子在速度空间的分布图，在区域 A, 很靠近此磁中性片区，其磁力线与 x 轴成 20° 夹角，这里的新生离子在 $V_{/\!/}$-$V_\perp$ 相空间呈全球壳分布特征，区域 A 中的背景离子的向外平均速度为 $u_{0x} = 0.71$, 可以看出，新生离子分布的球壳中心基本在 u_{0x} 处．在区域 B 和 C, 磁力线基本平行 x 轴，由于这两区远离磁中性片区，其新生离子不再具有球壳分布特征，然而新生离子在 $V_\perp$ 方向上得到了部分加速，这是由于感应电场 E_y 的作用所导致， $E_y = -V_1 \times B_x$. 可以看出 E_y 对新生离子加速导致新生离子在垂直磁场方向的速度小于 $V_{\mathrm{A}0}$, 越远离磁中性片区， E_y 的加速效果越小，但在 A 区则不同，因为 E_y 只能加速 $V_\perp$ 部分，因此 A 区新生离子的球壳分布是靠波投掷角散射作用而形成的，图 2 给出了单个新生离子在 V_x-V_{yz} 空间的轨迹，可以看出新生离子经历了类似投掷角散射过程．此外，从图 1 新生离子在 V_x-V_{yz} 空间的分布的特征可以看出，新生离子在 V_y 和 V_z 的速度空间基本呈均匀分布，各向异性较小.

3.2 磁重联区电磁波动特点

图 3 表示 $z = z_1 = -1$(参见图 1 所示) 处 y 方向磁场变化量和等离子体离子速度变化量的对应关系，可以看出 B_y 与 V_y 基本呈同相变化或反相变化，在 $x < 0$, V_y 随 B_y 反相变化，当 $x > 0$, V_y 随 B_y 正相变化，在 $x = 0$ 附近，两者关系不很明确，这表明离开 $x = 0$ 处，电磁波动具有 Alfven 波动特性，且其传播方向分别向两边，即分别有 $\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{B} > 0$ 和 $\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{B} < 0$. 图 4 显示了 $z = z_1$ 处 $B_y(x)$ 随时间的演化，其结果也表明了 Alfven 波动从重联点产生并分别朝 $x > 0$ 和 $x < 0$ 两边传播．在重联点 $x = 0$ 附近，基本属于扩散区，

PDF created with pdfFactory Pro trial version www.pdffactory.com

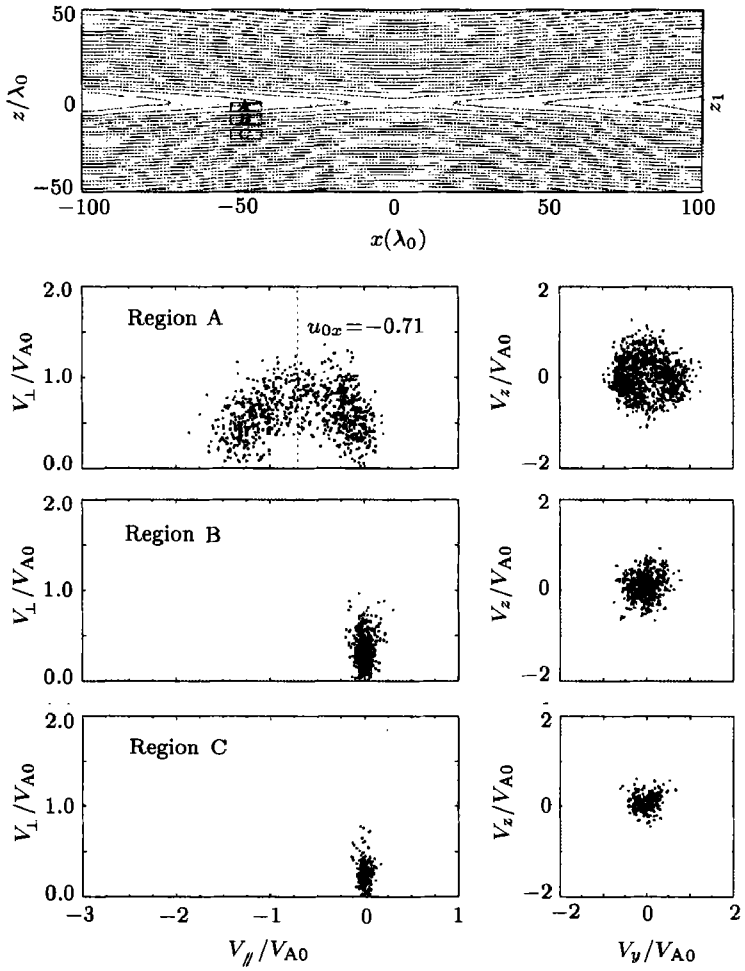


图 1　$t=260$(相当于 $\Delta t=60$) 时，不同区域中新生离子在速度空间的分布图

Fig.1　Velocity distributions of new-born ions in different regions at $t=260$

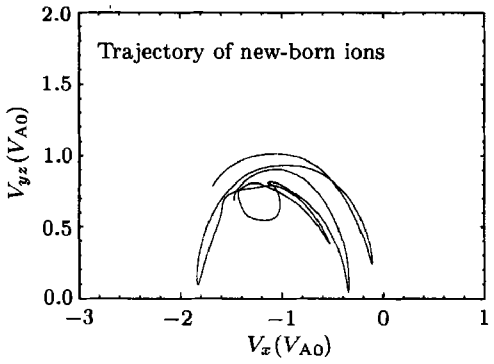


图 2　单个新生离子在 V_x-V_{yz} 空间的轨迹

Fig.2　Trajectory of single newborn ion in the velocity space of V_x-V_{yz}

PDF created with pdfFactory Pro trial version www.pdffactory.com

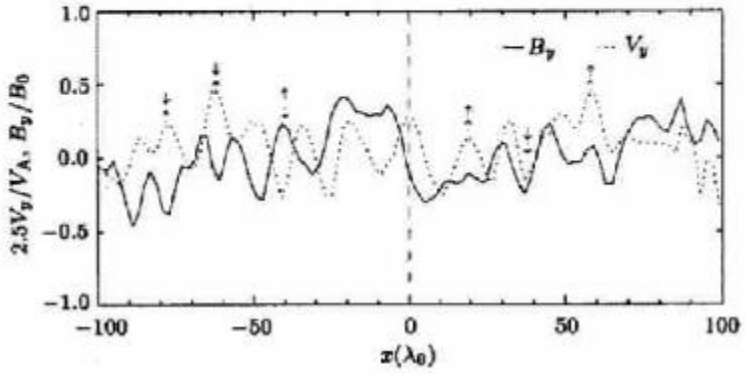


图 3 在 $z = z_1 = -1$(参见图 1) 处 y 方向磁场变化量和等离子体离子速度变化量的对应关系
Fig.3 Relation between magnetic field and plasma velocity in the y direction at $z = z_1 = -1$ (see Fig.1)

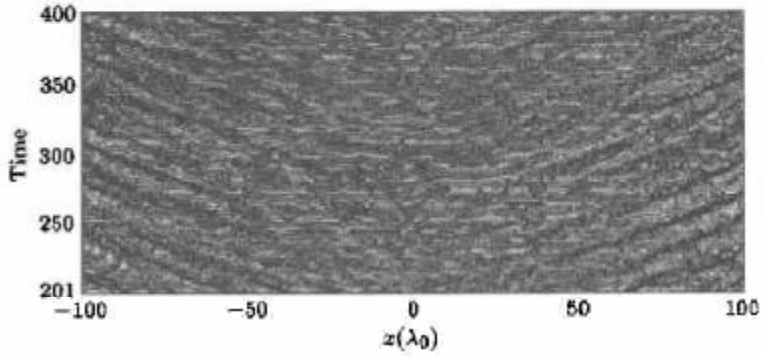


图 4 在 $z = z_1$ 处 $B_y(x)$ 随时间的演化
Fig.4 Time evolution of $B_y(x)$ at $z = z_1$

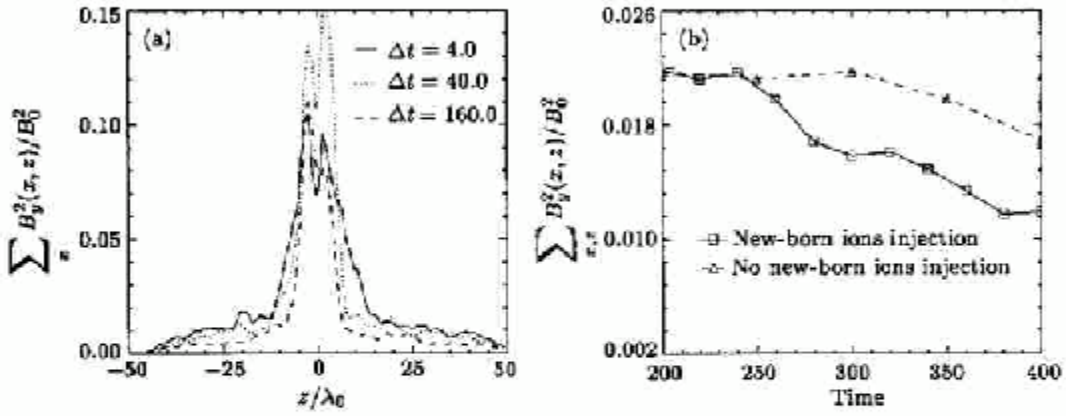


图 5 (a) 当 Δt =4, 40, 160 时，波能随 z 的变化关系；(b) 有新生离子注入和无新生离子注入情况下，平均总波能随时间的演化
Fig.5 (a) Dependence of wave energy on z at Δt =4, 40, 160; (b) Time evolution of wave energy in cases of injection of newborn ions and no-injection of newborn ions

PDF created with pdfFactory Pro trial version www.pdffactory.com

其波动没有明显的 Alfven 波动特征.

将 $B_y^2(x,z)$ 对 x 进行求和平均，得到波动能量随 z 的变化关系，如图 5(a) 所示，可以看出，波能主要集中在 $z=0$ 附近，即集中在电流片两边，其宽度在 $\pm 10\lambda_0$ 左右，随着时间的演化，波动集中区域的宽度变窄，外部区域 (远离原电流片区) 波能逐渐减低，说明一直有波的阻尼过程存在，但在内部区域 (靠近原电流片区), 开始时 ($\Delta t = 4$—40), 其波动有所增加，当 $\Delta t > 40$ 时，波能能量才在减小，这说明开始有波的激发机制存在，之后波也将经历阻尼过程. 图 5(b) 给出了不同情形下平均总波能随时间的演化，平均来说，当 $t < 240$(对应于 $\Delta t < 40$) 时，新生离子的注入对总能影响不大，但当 $t > 240$, 即 $\Delta t > 40$ 时，新生离子使得平均总能迅速衰减.

3.3　原电流片区的不同局域新生离子的分布

在前面结果看到， Alfven 波主要集中在原电流片 $\pm 10\lambda_0$ 的区域中，因此我们考察这

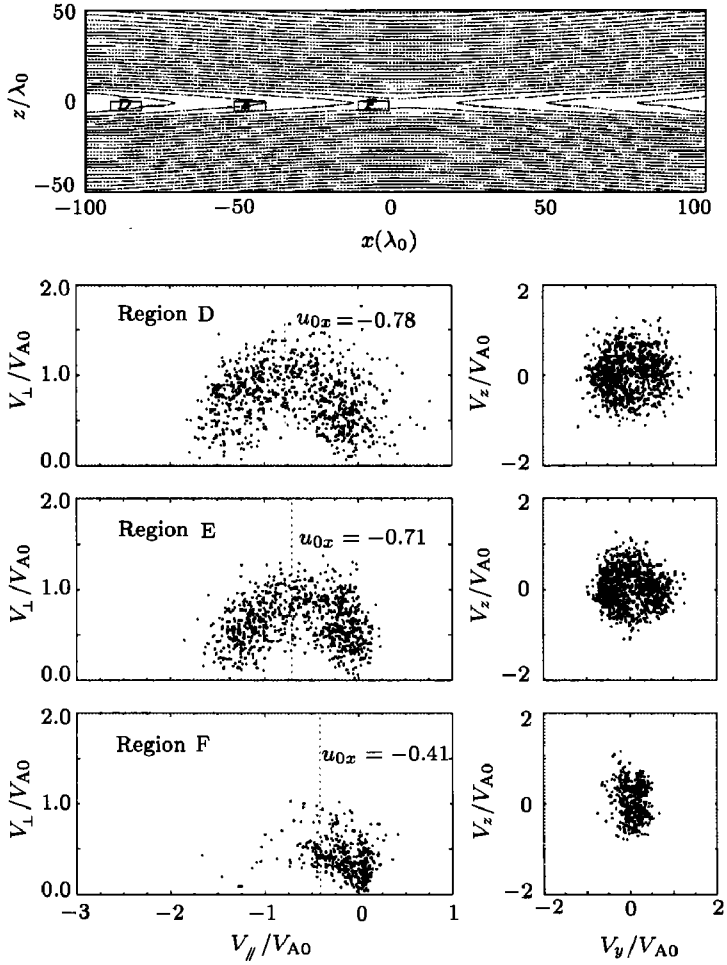


图 6　不同区域新生离子速度空间分布

Fig.6　Velocity distributions of new-born ions in different regions

PDF created with pdfFactory Pro trial version www.pdffactory.com

个区域新生离子的分布特征，图 6 表示该区不同局域新生离子在速度空间的分布，可以看到，在远离扩散区的局域如 A 区和 B 区，新生离子在 $V_{/\!/}$-$V_{\perp}$ 的相空间均呈球壳分布特征，在 V_y-V_z 中基本呈各向同性分布，然而在扩散区附近 (对应于 C 区), 如前 3.2 所述，那里波动无 Alfven 波持征，其新生离子在 $V_{/\!/}$-$V_{\perp}$ 中也没有明显球壳分布特征，且其平均的 $|V_z|$ 大于平均 $|V_y|$.

3.4 新生离子分布随时间的演化

图 7 给出了不同时间下新生离子的分布特征， $\Delta t = 0$ 是新生离子开始注入的时间，当 $\Delta t = 4$, 新生离子注入不久，这时新生离子在 $V_{/\!/}$-$V_{\perp}$ 空间中呈部分球壳分布，在 V_y-V_z 空间有明显的各向异性特征，当 $\Delta t = 40$ 时，新生离子的球壳分布已基本形成，在 V_y-V_z 空间已基本各向同性化. 从图中还可看出，随着时间的演化，新生离子的球壳逐渐变厚. 结合 3.2 中对波动考察的结果，可知在新生离子形成完全球壳以前，电流片区域中新生离子的作用使 Alfven 波增强，当新生离子的球壳分布已经形成，它的分布将对波动产生阻尼作用.

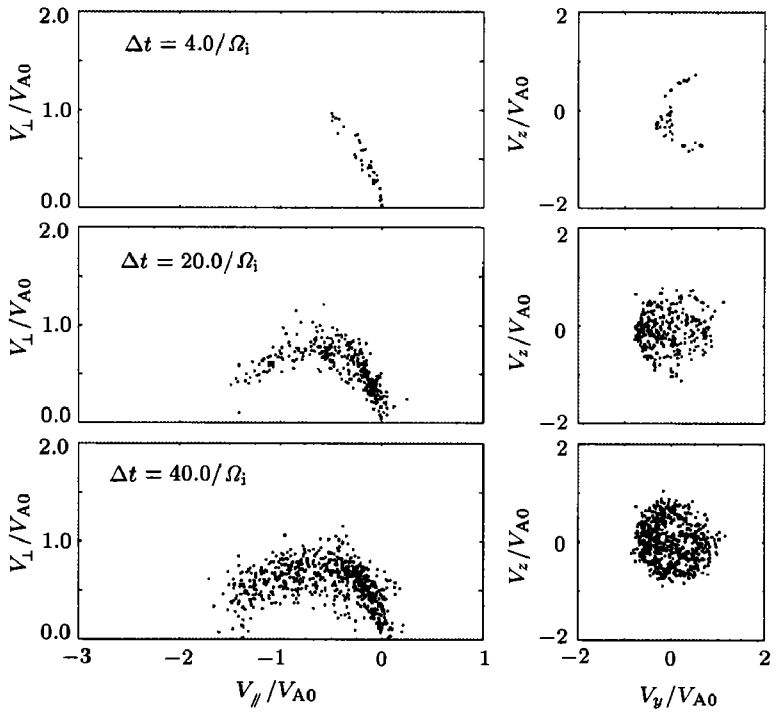


图 7 不同时间 (Δt=0, 4, 40) 新生离子的分布特征

Fig.7 Velocity distribution of newborn ions at Δt=0, 4, 40

3.5 新生离子的粒子能谱特征

新生离子初始静止， $V_i \sim 0$, 当新生离子形成球壳分布以后，有新生离子 $V_i \neq 0$, 即其能量得到增加，新生离子被加速和加热. 图 8 表示模拟区新生离子的粒子能谱分布，图中 $E = 1$ 表示理论上给出的出流等离子体平均动能大小， $E = 4$ 表示 Wu[18] 理论上预测

PDF created with pdfFactory Pro trial version www.pdffactory.com

的新生离子得到的最大能量. 从图 8 中可以看出，新生离子得到的能量可以大于出流等离子体平均动能，且其最大能量在 Wu[18] 理论预计值附近. 当 $\Delta t \geqslant 40$ 时，新生离子能谱形式变化不大，它基本可以看成是由两段能谱组成，每段都呈幂律谱形式，$f(E) = E^{-\alpha}$，可以估计幂指数 α 分别为 1.56 和 9.8.

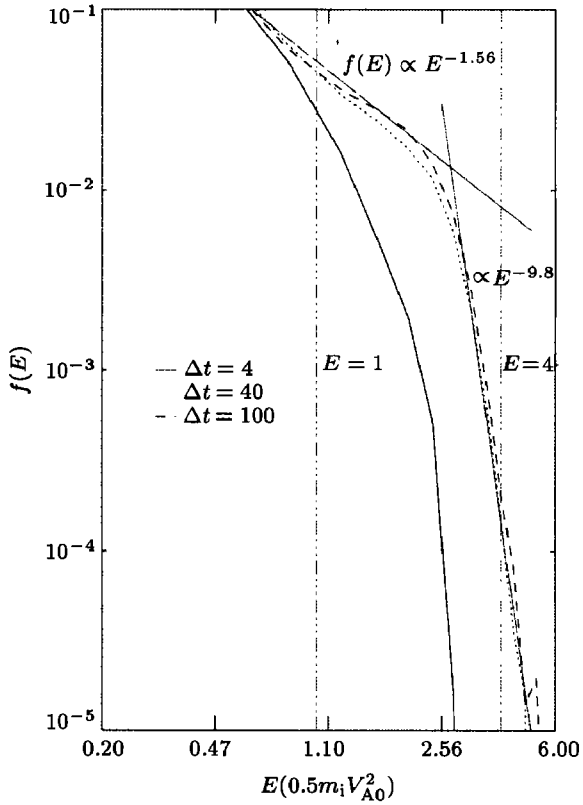


图 8　不同时间 ($\Delta t = 0, 4, 40$) 模拟区新生离子的粒子能谱分布
Fig.8　Energy spectrum of newborn ions at $\Delta t = 0, 4, 40$

4　结论与讨论

(1) 在有驱动的低 β 磁场重联过程中，产生 Alfven 波动， Alfven 波主要集中在电流片 $\pm 10\lambda_0$ 区域中，分别由重联扩散区向外 $\pm x$ 方向传播.

(2) 在原电流中性片区附近，出流等离子体具有一向外速度，模拟给出的其向外的速度值小于其理论值，一般 $u_x = 0.7 - 0.9V_{A0}$，当该区有新生离子的注入，新生离子与出流等离子体之间有一速度差， $\Delta V \approx u_x$，它远大于局域 Alfven 速度 (局域 Alfven 速度是由局域磁场 $B_1 \ll B_0$ 决定的)，因此可以激发 Alfven 波， Wu[19] 的一维模拟证明了这点，本文的二维重联模拟也说明了电流片区新生离子激发低频 Alfven 波，使得原重联区 Alfven 波增强. 然而在远离电流片区，新生离子速度与背景等离子体速度差别不大，且该区局域磁场较高，约等于 B_0，因此这些区域的新生离子是不能激发 Alfven 波的，相反，该区新

PDF created with pdfFactory Pro trial version www.pdffactory.com

生离子的加入将进一步阻尼该区原有存在的波动. 但随着时间的演化, 新生离子球壳分布形成以后, 其电流片区的电磁波动也将随之衰减, 因此, 总体而言, 新生离子的作用, 将加剧电磁波动的阻尼.

(3) 在电流片区 (即 MHD 中定义的 outflow 区), 磁场重联产生的 Alfven 波以及新生离子产生的增强 Alfven 波的作用使得新生离子很快呈球壳分布特征, 其形成球壳的特征时间约 $40/\Omega_i$, 在这段时间内, 新生离子经历 Alfven 波对它的投掷角散射的作用过程, 很快得到加速, 同时, 新生离子也得到加热, 其球壳变得越来越厚. 新生离子的加速能谱呈双幂律谱形式, 幂指数分别为 $\alpha = 1.56$ 、9.8. 本文图 8 给出的粒子能谱是指留在模拟区的新生离子能谱.

(4) 对色球层或低日冕区发生的太阳耀斑而言, 一般认为该耀斑是由于光球层新浮现的反向磁场与原磁场重联作用的结果, 那里的等离子体 β 很低, 驱动等离子体速度在其热速度的量级, 从这点意义上讲, 本文给出的重联模型比较符合, 其模拟结果也说明在太阳耀斑过程中, 新生离子扮演了重要角色, 新生离子得到加速, 加速时间在几个到十几个离子回旋周期内, 离子获得的最大能量在 $4m_iV_{A0}^2/2$ 左右, 假设耀斑区域粒子密度 $n \approx 10^9\,\mathrm{cm}^{-3}$, 磁场 $B \approx 500\,\mathrm{G}$, 则可估算出其加速时间约为 10^{-3}—$10^{-4}\,\mathrm{s}$, 新生离子获得能量约为 10—100 MeV, 因此这是个极快的加速过程. 虽然本文在空间尺度上与太阳耀斑的实际模型还是有差别, 但本文给出的有关基本物理过程的结果是适用的, 关于大尺度的模拟将有待于进一步研究.

参 考 文 献

[1] Dengey J M. Interplanetary magnetic field and the auroral zones. *Phys. Rev. Lett.*, 1961, **6**:47—51

[2] Russell C T, Elphic R C. Initial ISEE magnetometer results: Magnetopause observations. *Space Sci. Rev.*, 1978, **22**:691—699

[3] Lin Y, Lee L C. Structure of reconnection layers in the magnetosphere. *Space Sci. Rev.*, 1994, **65**:59—71

[4] Lin Y, Swift D W. A two-dimensional hybrid simulation of the magnetotail reconnection layer. *J. Geophys. Res.*, 1995, **101**:19 859—19 867

[5] Petshek H E. Magnetic field annihilation. In: AAS-NASA symposium on the physics of solar flares, NASA Spec. Pub., 1964, **SP-50**: 425—441

[6] Scudder J D. Theoretic approaches to the description of magnetic merging: The need for finite β_e, anisotropic ambipolar Hall MHD. *Space Sci. Rev.*, 1997, **80**:235—267

[7] Lin Y, Lee L C. Simulation study of the Riemann problem associated with the magnetotail reconnection. *J. Geophys. Res.*, 1995, **100**:19 227—19 241

[8] Krauss-Varban D, Karimabadi H, Omidi N. Two-dimensional structure of the Co-planar and non-coplanar magnetopause during reconnection. *Geophys. Res. Lett.*, 1999, **26**:1 235—1 245

[9] Lin Y, Xie H. Formation of reconnection layer at the dayside magnetopause. *Geophys. Res. Lett.*, 1997, **24**:3 145—3 154

[10] Shay M A, Drake J F, Denton R E, Biskamp D. Structure of the dissipation region during collisionless magnetic reconnection. *J. Geophys. Res.*, 1998, **103**:9 165—9 173

PDF created with pdfFactory Pro trial version www.pdffactory.com

[11] Shay M A, Drake J F, Rogers B N, Denton R E. The scaling of collisionless, magnetic reconnection for large systems. *Geophys. Res. Lett.*, 1999, **26**: 2 163—2 172

[12] Speiser T W. Particle trajectories in model current sheets. *J. Geophys. Res.*, 1965, **70**:4 219—4 228

[13] Ambrosiano J. Test particle acceleration in turbulent reconnecting magnetic field. *J. Geophys. Res.*, 1988, **93**:14 383—14 392

[14] Lee L C, Ding Daqing. Magnetic reconnection in a collisionless plasma: evidence for the current sheet acceleration. *Geophys. Res. Lett.*, 1987, **14**:1 003—1 012

[15] Fujimoto M, Nakamura M. Acceleration of heavy ions in the magnetotail reconnection layer. *Geophys. Res. Lett.*, 1994, **21**:2 955—2 964

[16] Nakamura M S, Fujimoto M, Maezawa K. Ion dynamics and resultant velocity space distributions in the course of magnetotail reconnection. *J. Geophys. Res.*, 1998, **103**:4 531—4 540

[17] Lottermoser R F, Scholeer M, Matthews A P. Ion kinetic effect in magnetic reconnection: Hybrid simulations. *J. Geophys. Res.*, 1998, **103**:4 547—4 553

[18] Wu C S. Production of solar energetic ions associated with flares. *Ap. J.*, 1996, **472**:818—827

[19] Wu C S *et al.* Solar energetic ions created in a reconnection layer by Alfven wave pickup. *Ap. J.*, 1998, **495**:951—960

[20] Cao Jinbin, Zhou Guocheng, Wang Xueyi. Generalized ion ring instability driven by ions on partial shell distribution. *Geophys. Res. Lett.*, 1998, **25**:1 499—1 501

[21] 汪学毅，周国成，吴京生，曹晋滨. 高速太阳风中 α 粒子分布的形成. 空间科学学报，1998, **18**(10):301—307

[22] 曹晋滨，周国成，汪学毅，吴京生. 部分球壳分布离子流激发的电磁不稳定性. 空间科学学报，1999, **19**(1):28—33

[23] Cao Jinbin, Wang Xueyi, Zhou Guochen. Micro perpendicular pick-up process of newborn ions. *Chin. Phy. Lett.*, 1999, **16**(11):824—826

[24] Cao Jinbin, Mazelle C, Zhou Guocheng. Phase angle diffusion of nongyrotropic newborn ions in the self-consistently generated fields. *Phys. Plasma*, 2000, **7**(2):696—700

[25] Ma Z W, Lee L C. A simulation study of reconnection of field-aligned currents and Alfven waves by three-dimensional magnetic reconnection. *J. Geophys. Res.*, 1999, **104**:10 177—10 186

PDF created with pdfFactory Pro trial version www.pdffactory.com

ALFVEN WAVES IN THE MAGNETIC RECONNECTION REGIONS AND THE ACCELERATION OF NEWBORN IONS

WANG Xueyi[1,2] WU Jinshing[2,3] LI Yi[2,4] WANG Shui[2,4]
ZHAO Jikuen[2] CAO Jinbin[1]

[1](*Center for Space Science and Applied Research, The Chinese Academy of Sciences, Beijing* 100080)

[2](*Space Science Institute, National Central University, Taiwan*)

[3](*University Maryland, USA*)

[4](*University of Science and Technology of China*)

Abstract

By means of 2D-hybrid simulation code, magnetic driven reconnection in the low plasma β case. Results show that the Alfven waves can be produced in the magnetic reconnection process. The newborn ions can be pitch angle scattered by Alfven waves and have the shell distribution. Some newborn ions are accelerated and the maximum energy is about $4m_iV_{A0}^2/2$. The acceleration takes about $100/\Omega_i$ and is thus extremely rapidly acceleration process.

Key words Magnetic reconnection, Alfven waves, Ion acceleration

PDF created with pdfFactory Pro trial version www.pdffactory.com