科 学 通 报
第 39 卷 第 17 期 CHINESE SCIENCE BULLETIN 1994 年 9 月

# 磁场湍动重联的新模型*

濮祖荫 傅绥燕 刘振兴
(北京大学地球物理系及非线性科学中心，北京 100871) (中国科学院空间科学与应用研究中心，北京 100080)

**关键词** 磁场重联、Reynolds 数、磁 Reynolds 数

磁场重联是等离子体中的一种重要的基本现象，它能引起磁场拓扑形态的突然改变，导致磁能的迅速转化和剧烈释放，是当前天体和空间等离子体物理学重大的前沿课题[1]. 现已发现的磁场重联类型有准定常重联和瞬时局地重联[2]. 这些磁场重联过程都需要电流片内有相当强的反常电阻；磁场重联的结果将形成大尺度的磁岛和涡旋. 然而，二维磁流体力学(MHD)湍流中存在大量的小尺度的涡旋和磁岛[3]. 什么样的重联会产生小尺度结构？有没有湍动磁场重联过程存在？这是人们非常关心的问题[4]. 由于卫星观测发现日地空间有许多小尺度的磁场和电流结构[5, 6]，而导致这些结构形成的物理过程在日地系统能量耦合中起着十分重要的作用[6, 7]，湍动重联的研究便成了当前磁场重联课题中的一个前沿方向[8].

在现有的 MHD 湍流模型中，湍动性都是由外加随机过程决定的[3]. Matthaeus 等[4] 曾对湍动重联作过细致的数值模拟. 他们研究的是一个封闭的、处于静态的二维电流片，初始时刻存在宽频带低振幅的扰动. 模拟结果表明，仅在 $x$ 点附近出现微弱的湍动性，没有产生大量的中小尺度结构. 本文应用二维 MHD 数值模拟研究了同一问题，但是假设电流片内等离子体存在宏观速度剪切，并且外界不断向电流片输入一定的能量，从而在没有扰动的情况下可维持磁场和流场的定常状态. 结果发现当 Reynolds 数($R$)和磁 Reynolds 数($R_m$)超过某临界数值时，磁场重联具有很强的湍动特性，可产生许多不同尺度的无规则的磁岛和涡旋；随着 $R$ 和 $R_m$ 的增大和减小，大中小尺度的结构之间也能互相转化.

为简化计算，本文假设在一平板电流片内等离子体密度处处均匀；扰动发生前流场和磁场形如[9]:

$$\boldsymbol{V}_0(x)=V_0\tanh(x/l_0)\boldsymbol{e}_z, \tag{1}$$

$$\boldsymbol{B}_0(x)=B_0\tanh(x/l_0)\boldsymbol{e}_z, \tag{2}$$

同时 $B_{y0}(x)=B_{y0}=$ 常数，$V_{y0}=0$. 这里 $l_0$ 代表电流片的半厚度，下标 1 和 2 分别表示电流片两侧，$\boldsymbol{e}_z$ 与宏观流方向平行，$\boldsymbol{e}_x$ 指向电流片法线方向，$\boldsymbol{e}_y=\boldsymbol{e}_z\times\boldsymbol{e}_x$. 如果扰动是二维的($\partial/\partial y=0$)，等离子体可近似地视为不可压缩，二维无量纲磁流体动力学(MHD)方程组可化为[10]:

$$\partial\Omega'/\partial t=-\boldsymbol{V}_0\cdot\nabla\Omega'-\boldsymbol{V}'\cdot\nabla\Omega_0-\boldsymbol{V}'\cdot\nabla\Omega'+\boldsymbol{B}_0\cdot\nabla J'+\boldsymbol{B}'\cdot\nabla J_0+\boldsymbol{B}'\cdot\nabla J'+R^{-1}\nabla^2\Omega', \tag{3}$$

$$\partial A'/\partial t=-\boldsymbol{V}_0\cdot\nabla A'-\boldsymbol{V}'\cdot\nabla A_0-\boldsymbol{V}'\cdot\nabla A'+R_m^{-1}\nabla^2A', \tag{4}$$

这里 $\boldsymbol{B}=B_x\boldsymbol{e}_x+B_z\boldsymbol{e}_z=\boldsymbol{B}_0+\boldsymbol{B}'$，$\boldsymbol{V}=V_x\boldsymbol{e}_x+V_z\boldsymbol{e}_z=\boldsymbol{V}_0+\boldsymbol{V}'$；$\Omega=\Omega_0+\Omega'$ 为涡度的 $Y$ 分量，$A=A_0+A'$ 为

1993-09-16 收稿，1994-05-06 收修改稿.
*国家自然科学基金和国家"攀登计划"资助项目.

磁矢势的 $Y$ 分量；$R=l_0V_0/\mu$，$R_m=\mu_0 l_0 V_0/\eta$，$\mu$ 和 $\eta$ 为反常粘滞系数和反常电阻率，$\mu_0$ 为自由空间磁导率；速率($v$)和时间($t$)分别以特征 Alfven 波速 $V_A$ 和 Alfven 时间为单位．易知 $B_y\equiv$ 常数，$V_y\equiv 0$，它们与方程(3)与(4)退耦．本文中模拟区域为 $-L/2<x<L/2$ 和 $-L/2<z<L/2$．边界 $x=\pm L/2$ 处扰动为零，$z=\pm L/2$ 处取自由流边条件．网格点为 $64\times 64$．空间微分用中心差分代替，步长 $\Delta x=1$，$\Delta z=4$．时间推进用四阶 Runge-Kutta 法．Courant 数为 0.4．为简化计算，取 $R=R_m$．以下为数值模拟的主要结果：

1．取 $R=R_m=1000$，Alfven 马赫数 $M_A=V_0/V_A=2.0$，图 1(a),(b)分别给出 $t=46$ 和 51 时的磁力线图．容易看出系统中 Kelven-Helmholtz 不稳定性先使磁场出现大尺度的波状结构，之后磁力线无规则地靠近、断裂和再联结，形成许多中小尺度的磁岛．数值模拟显示，仅当 $R=R_m$ 大于某临界数值(～ 800)时，磁场和流场才出现较为明显的湍动特性；且 $R_m$ 和 $R$ 越大，中小尺度结构越多．此外，剪切强度 $M_A/l_0$ 越大，中小尺度结构出现得越快，减小空间步长和缩小 $\Delta t$，进行重复计算，所得结果类似．

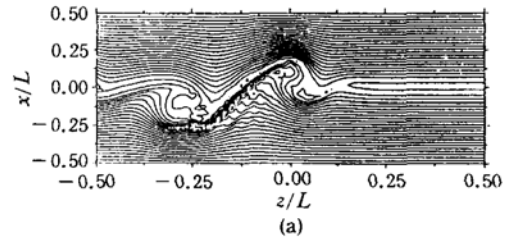



图 1　湍动重联不同时刻的磁场结构

(a) $t=46.3$; (b) $t=51.3$

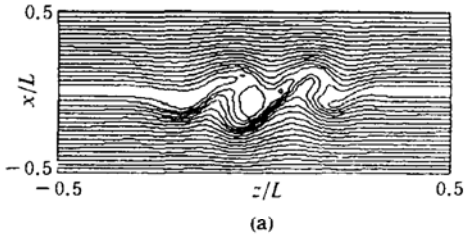



图 2　不同 $R_m=R$ 对应的磁场形态

(a) $R_m=R=10$, $t=80$; (b) $R_m=R=1000$, $t=72$

2．在中等大小(10—200)的 $R_m(R)$ 条件下磁场形成大尺度结构以后，若令 $R_m$ 和 $R$ 增大，则大尺度结构会破碎成中小尺度结构，见图 2(a)和图 2(b)，其中 $R_m=R$ 分别为 10 和 1000，而 $t$ 分别为 80 和 72．反之，在系统中出现许多中小尺度结构以后，若显著减小 $R_m$ 和 $R$，小尺度的结构将逐渐消失或聚合成大中尺度结构．

3．假设开始时扰动在某一波长处有一峰值，扰动后能谱同时向短波和长波两个方向发展．谱分析结果说明，渐近态中没有明显占优势的特征尺度．

容易看出，图 1(b)及图 2(b)里小尺度结构比 Matthaeus 等所得到的要丰富得多．这些小尺度结构的出现不是由外加随机力引起的；磁场与流场的基本形态也同初始扰动的位置与谱分布无关．这种湍动性是本文提出的重联模型所固有的本质属性．开放性、电流片内存在速度剪切以及 $R_m$ 和 $R$ 充分大是本文模型的主要特点．前两者是它与 Matthaeus 等人模型的主要区别，并与磁层顶的实际条件相符．依据等离子体弱湍流理论推算[11]，磁层顶 $R_m$ 通常应大于 500，这也与本文的假设和所取参数一致．众所周知，开放的耗散系统内可能出现混沌；

速度剪切往往是大 Reynolds 数流体中产生湍流的必要条件．由此不难理解为什么我们的模型会导致湍动重联．我们曾对封闭系统、多重 $x$ 线重联模型(MXMR)[12]以及单点 $x$ 线重联模型(SXMR)[13]作过计算，在合理的参数范围内没有得到与本文类似的结果．

本文模型的提出是磁场重联研究的一个新进展，除对研究磁流体中的突变、分叉和混沌有意义外，它在日地空间物理中有重要应用．当太阳风有南向磁场时磁层顶区可观测到大量的丝状电流管．发展过程至今还不清楚[6]．在二维近似下丝状电流管对应于小磁岛；湍动重联无疑提供了一个可能的形成机制．依据本文的结果，我们还可预言，磁层顶磁场重联可能有多种类型．磁层顶的参数经常在一个相当大的范围内变动，例如 $I_0$ 的变化范围为 100—1000km，$V_0$ 为 (10—400)km/s．特别是在不同的时间和位置，微观不稳定性和发展状况差异甚大，$\eta$ 和 $\mu$ 可相差好几个数量级，因此 $R_m$ 和 $R$ 可有超过数量级的变化．而准定常重联、各种瞬时局地重联如 MXMR，SXMR 与涡旋诱发重联[14]和湍动重联分别对应不同的 $R_m$ 和 $R$ 以及不同的宏观剪切流条件，因而它们都可能在磁层顶出现，产生大中小不同尺度的结构．大中小尺度的磁岛(电流管)和流体涡旋也可能相互转化．因此尺度为 1—2 个地球半径的 FTEs 和半径为数十公里的丝状电流管都可能存在于磁层顶并被观测到．这样，太阳风-磁层耦合的图象就变得更清楚了．一方面，联通行星际磁场和地磁场的磁通量管(在二维情况下它对应于大尺度的磁岛)可提供太阳风等离子体流入磁层的通道；另一方面，小磁岛的重叠及磁力线的随机运动则在磁鞘和磁层之间造成无数的小孔和缝隙，同样是太阳风向磁层输送能量、动量和质量的重要渠道．最后应指出，本文仅计算了 $R=R_m$ 和 $V_{y0}=0$、$B_y=$ 常数以及 $N=$ 常数的简单情况．较复杂的情形也需作考察．

## 参 考 文 献


[1] Committee, P. S. *et al.*, *Plasmas and fluids: Physics in the* 1990s, National Academy Press, Washington D. C., 1986.

[2] Lee, L. C., in *Physics of Space Plasmas* (eds. Chang, T. *et al.*), Scientific Publishers, Inc., 1991, 33.

[3] Ting, A. C., Matthaeus, W. H., Montgomery, D., *Phys. Fluids*, 1986, **29**: 3261.

[4] Matthaeus, W. H., Lamkin, S. L., *Phys. Fluids*, 1986, **29**: 2513.

[5] Schmidt, R., Goldstein, M. L., in *Cluster Mission*, ESA-SP-1103, 1988, 7.

[6] Elphic, R. C., in *GEM Report of the Workshop on Magnetopause and Bondary Layer Physics* (ed. Ashour-Abdalla, M.), La Jolla, California, 1989, 3.

[7] Galeev, A. A., Xuznetsova, M. M., Zeleny, L. M., *Space Sci. Rev.*, 1986, (4): 1.

[8] Biskamp, D., in *Physicsl Processes in Hot Cosmic Plasmas* (eds. Brinkmann, W. *et al.*), Kluwer Academic Publishers, London, 1990, 255.

[9] Pu, Z. Y., Huo, P. T., Liu, Z. X., *J. Geophys. Res.*, 1990, **95**: 18861.

[10] Pu, Z. Y., Yan, M., Liu, Z. X., *J. Geophys. Res.*, 1990, **95**: 10559.

[11] Coroniti, F. V., *Space Sci. Rev.*, 1985, **42**: 399.

[12] Fu, Z. F., Lee, L. C., *Geophys. Res. Lett.*, 1985, **12**: 291.

[13] Scholer, M. D., *Geophys. Res. Lett.*, 1988, **15**: 291.

[14] Liu, Z. X., Hu, Y. D., *Geophys. Res. Lett.*, 1988, **15**: 752.