第 17 卷 第 4 期　天 文 学 进 展　Vol.17, No.4
1999 年 12 月　PROGRESS IN ASTRONOMY　Dec., 1999

太阳大气中磁重联的 MHD 数值模拟

陈鹏飞　　方成
(南京大学天文系　南京　210093)

摘　　要

回顾了近 30 年太阳大气中磁重联过程的 MHD 数值模拟工作 (包括计算方法及研究结果两方面) 取得的进展。着重描述了在验证理论模型、解释观测现象，以及研究各种因素对重联的影响三个方面的成果，如快速磁重联、太阳耀斑机制及色球、日冕中的各种爆发现象等。指出了在数值模拟中应注意的几个问题，并对该领域今后的发展作了简要的展望。

关 键 词　磁流体力学 (MHD)— 磁重联 — 方法：数值模拟 — 太阳：磁场

分 类 号： P182.7

1　引　　言

磁重联是等离子体中的磁场在有限电阻的情况下冻结效应局部破缺的过程，它能非常有效地将磁能转化为等离子体的热能和动能，并有可能导致粒子加速。磁重联理论自 40 年代提出 [1] 至今已被广泛用来解释天体物理 [2](如吸积盘)、行星际空间 [3](如磁尾) 及实验室 [4](如托卡马克装置) 等离子体中出现的各种剧烈的演化现象。尤其对太阳大气来说，无论是光球色球磁场的对消现象 [5] 还是日冕的加热 [6]， 不管是小尺度的亮点还是大尺度的耀斑、日冕物质抛射，磁重联都起着关键的作用。人们通过理论分析、实验模拟以及数值模拟对磁重联进行了大量的研究 [7] 。

在流场尺度大于离子回旋半径、时间尺度大于离子回旋周期的情况下 (包括这些条件不完全满足的情况)，磁场中的等离子体运动可以用磁流体力学 (MHD) 方程组来描述。由于该方程的非线性 (尤其是引入有限电阻之后)，解析求解非常困难，目前仅找到少数几个磁重联的特解。有些模型将扩散区处理为复平面中的一个断面 (如 Syrovatsky 模型)，或者将外部场假定为势场，在靠近扩散区和激波的地方用一系列单极场代替 (如 Petschek 模型) 。还有些模型按重联率的幂级数的形式将 MHD 方程组线性化，但在重联率很高时失效。而数值模拟则能克服解析求解的困难 [8] 。事实上，在许多理论物理领域，解析理论和数值模拟互为补充、共同发展，使得对问题有了更深刻的理解，而这是只用其中任何一种方法都不能做到的 [9] 。

国家自然科学基金资助项目　高等学校博士学科点专项科研基金资助项目
1998-12-01 收到

2 研究进展

70 年代初，人们就开始对磁重联过程进行 MHD 数值模拟 [10]。近 30 年中这个领域在计算方法和研究结果上都已取得了一些进展。

2.1 计算方法

MHD 数值模拟大体上可看成是对偏微分方程组求解的初边值问题，求解方法包括有限差分、有限元等，其中以有限差分法最为常见；另外，谱方法也开始在 MHD 模拟中应用 [11]。

对 MHD 方程组采用有限差分方法求解磁重联问题时首先要选择一种计算格式。目前采用的主要有两步 Lax-Wendroff 格式 [12,13]、 ADI 格式 [14] 等。胡友秋于 1989 年在 ADI 格式的基础上提出多步隐格式 [15]，该格式可适用于 β (等离子体气压与磁压之比) 很小的情况；有些文章也采用 Runge-Kutta 方法 [16,17]。人们往往将注意力集中在物理模型上，很多新的格式尚未在磁重联的模拟中得到应用。

计算机速度的提高导致了两方面的进展：一是高分辨率的网格，从 70 年代的 83×72[12] 提高到现在的 440×340[13]；二是由两维模拟拓展到三维模拟 [17]。

由于有限差分会引入数值耗散，差分的精度随网格间距的减小而提高，因此高分辨率的网格可以减少一些数值不稳定性及非物理结果，使数值实验更接近真实的物理过程。尤其是磁重联中出现奇点 (如重联 X 点) 后，数值电阻将限制某些物理参数的模拟范围 (如使得磁雷诺数 Rm 不能太大)。

在两维模拟中 (包括 2 维和 2.5 维，即二维三分量)，通常假设演化具有某种不变性 (如平移不变性或旋转不变性)，而实际太阳大气中的磁活动往往不具备这种不变性。由于日冕中磁位形的复杂性，以及三维磁重联理论的发展 [18]，近年来人们开始尝试三维的模拟。这一方面可以在三维模拟中检验两维模拟的结果；另一方面，两维模拟未完全解决的一些问题也许可以在三维模拟中得到解释。

2.2 研究结果

近 30 年中，大量的数值模拟工作从不同角度对太阳大气中的磁重联进行了研究。按照其主要的研究目的，可大致将它们分为三类：验证理论模型、解释观测现象及研究各因素对磁重联的影响。

2.2.1 验证理论模型

有关磁重联的唯象模型有很多，其正确与否有待数值模拟及观测去证实。

(1) 快速磁重联机制：快速磁重联是磁重联理论中的基本问题 [19]。现已普遍认为耀斑活动是磁场重联产生的爆发现象，其时标非常短，约为 $100\sim1000$ s。另外，观测也表明快速磁重联普遍存在于太阳大气的各种活动之中。但是，按经典理论可知，日冕等离子体的磁雷诺数非常高， $Rm=\tau_{\mathrm{D}}/\tau_{\mathrm{A}}\approx10^8$(其中 τ_{D} 为磁场扩散时标， τ_{A} 为阿尔芬时标)，因此 τ_{D} 非常大，而活动现象的大致时标仅为 $10\sim1000\tau_{\mathrm{A}}$[20]。为了解决这个问题，人们提出了“快速磁重联”机制。所谓快速磁重联是指重联率 $R\propto\eta^{\alpha}$(其中 η 为等离子体有限电阻， $\alpha\ll1$ 甚至 $\alpha=0$)。 Petschek 首先从理论上提出快速磁重联机制 [21]。他指出磁场的扩散局限在很小的区域 (称为扩散区)，磁场能量主要由入流和出流的分界面上的慢激波转化为等离子体的动能和热能。这是一个非常有吸引力的模型，以致于 Jardine [8] 认为数值模拟的主要目的之一是再现 Petschek 重联。

Ugai 和 Tsuda[22] 及 Scholer[23] 的结果表明局部增大的电阻可以导致 Petschek 重联，而

Hayashi 和 Sato[12,24] 研究了驱动入流边界对重联的影响，认为驱动重联才能导致快速重联，扩散区的物理条件对结果影响不大。但 Biskamp[25] 的研究却表明，即使给定驱动入流，仍不能出现快速重联。

在人们对有关理论与模拟的看法莫衷一是的情形下， Priest 和 Forbes[9,26] 提出了有限区域高磁雷诺数的快速稳态磁重联统一模型。他们认为边界条件是决定重联类型的关键因素，在一定的条件下可分别出现 Sweet-Parker 型、 Petschek 型和 Sonnerup 型重联。他们还据此解释了上面一些不同的数值模拟结果，同时指出 Petschek 型重联很可能在入流边界为自由边界时由非线性撕裂模发展而来。Yan 等人 [27] 用数值模拟证明这个统一模型是正确的。Petschek 重联也在后来很多模拟中得到了证实，如文献 [28,29] 的结果表明，假定自由边界后局部增大的反常电阻确实导致慢激波对及 Petschek 重联，并指出后者为饱和的非线性撕裂模。

尽管如此，对于快速磁重联的问题仍有争议。由于受计算机的限制，大多数模拟中的电阻都不能太小 (即 Rm 不能太大) ， Biskamp 据此认为 Petschek 机制对高 Rm 不适用，这种模型只是磁重联中的一个特例，并不是普遍规律 [19,25] 。对于高 Rm(小电阻) 快速磁重联的可能性， Ugai[30] 提出了一种解释：他通过数值模拟发现在处于平衡状态的等离子体中加入扰动电阻后，电流片会逐渐变薄，电流强度增大，在 X 型点附近可能引起离子声不稳定性并导致反常电阻 η 。假定 η 与电荷漂移速度 v_d 成线性关系，他发现重联率 R 不直接与 η 有关，而与 η 对 v_d 的导数有关，因此即使 η 很小时，重联也能快速进行。

除了这些准稳态磁重联外，有很多数值模拟表明重联过程中磁岛形成后的抛射有利于使重联率增加 [28,31] 。

(2) Kopp-Pneuman 模型：为了解释双带耀斑爆发过程中耀斑环的上升及足点分离，Kopp 和 Pneuman 等人 [32] 提出了暗条爆发后在其下方形成竖向电流片的磁重联模型 (也称作 CSHKP 模型) 。该模型后来被 Forbes, Malherbe 和 Priest[33] 等人进一步完善。

Forbes 和 Priest[34,35] 最早对双带耀斑过程进行完整的动力学模拟。他们假设初态为处于平衡的电流片位形，然后在整个范围内引入反常电阻，结果表明 Kopp-Pneuman 模型是对的：随着重联的进行，磁中性线逐渐上升，磁环也上升。在耀斑出现的地方产生慢激波，但是慢激波仅加热环顶附近。在他们的结果中，重联率与 Petschek 模型的预言一致，而与 Sweet-Parker 模型不符。他们在文献 [36] 中通过数值模拟证明上述过程中的重联入流仅能提供耀斑后环所需物质的 1/1000∼ 1/100 ，耀斑后环的物质主要应由色球蒸发提供。

Magara 等人 [37] 的模拟也表明闭合的磁力线虽有向下的运动，但其不断地堆积导致磁环的表观上升，而且上升速度由大变小。

Yokoyama 和 Shibata[13,38] 在将场向热传导耦合到磁重联所做的数值模拟中，发现在重联区下方出现观测到的尖角 (cusp) 结构。他们首次在二维模拟中得到热传导波前导致的色球蒸发。虽然也许是受格点数或初态的影响，他们得出的蒸发速度最大值仅为 $30\sim 70\mathrm{km\cdot s^{-1}}$ ，比大多数双带耀斑脉冲相时的蒸发速度约小一个量级，但仍是支持 Kopp-Pneuman 模型的有力证据。

最近，我们数值研究了双带耀斑过程中的 2.5 维磁重联 [29,39] ，结果显示在入流与出流的分界面上存在小夹角激波对，向下的喷流与固结于底部的闭合磁环碰撞产生环顶快激波，向下传播的慢激波对加热闭合的磁环并产生软 X 射线环增亮。随着重联的进行，软 X 射线环上升，其足点分离。但重联 X 点的运动与 X 射线环的运动并没有直接的关系，即使 X 点不动，只要它足够高，环仍能上升，如图 1 所示。另外，在我们的数值结果中也存在与观测结果相

应的耀斑过程中闭合磁环的收缩现象 (Shrinkage)。

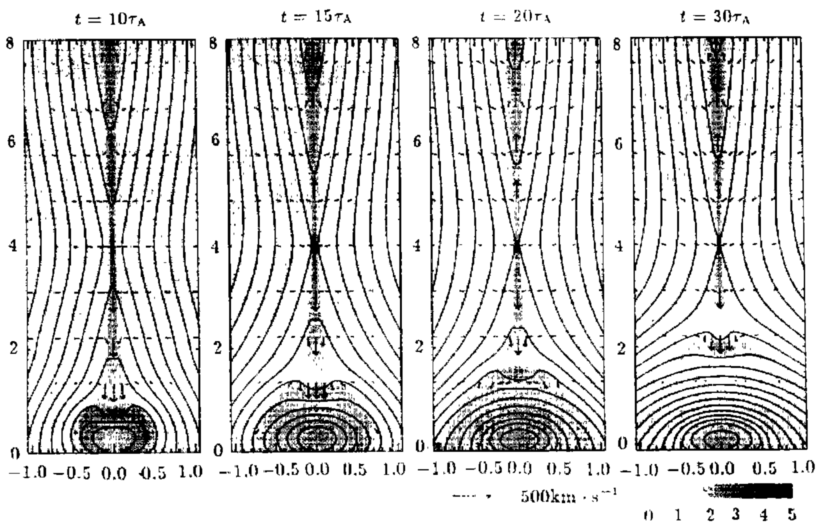

图 1 高重联点模型中温度 (灰度图)、速度 (矢量箭头) 及磁力线分布的演化图 [29]

除上述的模型外，还有很多理论模型及相应的数值模拟，如胡友秋等人 [40] 通过 2. 5 维模拟证明了理论上提出的相对螺度近似守恒的规律，并指出低层大气的磁重联会导致低层大气的磁螺度向日冕输运。

2.2.2 解释观测现象

太阳大气主要受磁场控制，因此很多活动都可能是由磁重联导致的，观测上也有大量的磁重联的证据。通过选择合适的初边条件，可以比较磁重联的数值计算结果所描述的过程在形态、速度、寿命及演化等方面是否与观测相符。

(1) 色球爆发：色球爆发包括针状物、日浪、紫外微耀斑等， Karpen 等人 [41] 数值模拟了磁重联在这些现象中的作用，结果表明磁重联能解释这些现象的基本特性，如间歇现象及较大的速度；重联后的两股反向喷流可解释光谱观测中的红移和蓝移，且以 3 : 2 的比例偏重于蓝移。

(2) 软 X 射线喷流： Yohkoh 卫星观测的重要发现之一是日冕 X 射线喷流，它表现为具有准直运动的 X 射线瞬时增亮。有的喷流伴有 Hα 日浪。 Yokoyama 和 Shibata [42] 模拟了太阳对流层的水平磁流片由于 Parker 不稳定性形成的新浮磁流，当磁环浮现到日冕中后与原已存在日冕中的反向磁场发生重联，等离子体被加热产生软 X 射线增亮，并在重联磁力线的磁张力作用下加速至速度约为 100 $\mathrm{km\cdot s^{-1}}$ 的喷流。日冕磁场的两种不同位形 (水平或倾斜) 分别产生观测到的两类软 X 射线喷流，而且在倾斜磁场的情况中伴随有速度为几十 km/s 的冷等离子体的运动，即 Hα 日浪。

(3) 日冕物质抛射 (CME)：在近几年，大量的文章讨论了盔状冕流、 CME 和爆发暗条的关系。 Mikic 和 Linker[43] 研究了轴对称位形下光球准静态剪切流动对冕拱的作用。除了对以前有争议的问题提出了解释之外，他们还发现，随着冕拱足点的剪切，冕拱逐渐上升。当剪切超过一个临界值时，位形达到理想 MHD “磁不平衡” 状态，致使闭合磁场打开，并形成

磁场切向间断。考虑有限电阻后，该切向间断蜕变为电流片并出现快速重联，导致磁能释放及大尺度等离子体团的抛射。他们由此推测对于部分开场的盔状冕流结构，爆发所需的剪切临界值不必太大，并指出并非只有太阳半径尺度的重联才能导致 CME，活动区大小的冕拱足以产生大尺度的 CME。除了研究光球剪切运动对在盔状冕流中爆发 CME 的作用外，还有人对磁流浮现、电流浮现或受加热日冕中的热能释放时的 CME 进行了模拟 [44]。最近有人研究冕流内部多电流片的重联 [45]，其结果则表明三维多电流片的重联只能产生舌状抛射，而不能产生 CME。

其它如等离子体团的抛射 [46,47]、日冕亮点 [48] 等各种数值模拟结果都在很大程度上和观测符合。根据 Yohkoh 卫星观测发现的致密耀斑中磁重联的证据，我们通过数值模拟在相同电流片位形中得到了分别和双带耀斑及致密耀斑相对应的结果，从而得到太阳耀斑的统一模型：重联 X 点的不同高度可能导致两类耀斑的差异。对双带耀斑而言，重联点高，如图 1 所示；对致密耀斑而言，重联点低 [49]，如图 2 所示。

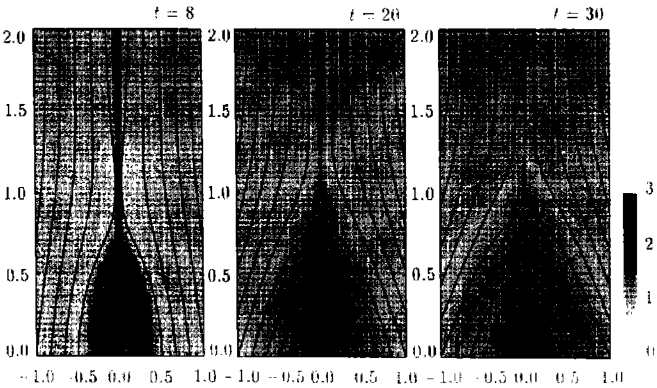

图 2 低重联点模型中温度 (灰度图) 及磁力线分布的演化图 [49]

2.2.3　研究各种因素对磁重联的影响

这方面的研究应当和前面两个方面 (理论、现象) 相结合才有意义。一方面通过改变各种物理参数及 MHD 方程组中的某些项来研究它们对重联结果的影响，得出能产生理论和观测到的结果所需的条件；另一方面，由于数值模拟是可重复的“廉价”实验，通过大量研究各种因素对结果的影响，可以发现一些规律，为今后制订进一步的观测计划或对理论模型进行改进提供参考。

Forbes 和 Malherbe[50] 研究了辐射对磁重联的影响，他们发现在辐射重联模中等离子体的可压缩性对凝聚过程影响很大。由于辐射效应的真实的参数范围很难在二或三维模拟中实现，他们对辐射函数作了很大的改动，如缩短辐射冷却的时标等。但事实上，研究结果表明辐射撕裂模的触发强烈依赖于参数范围，因此他们的这一工作还仅是初步的。

Magara 等人 [37] 研究了各物理参数对爆发过程中的数值模拟结果的影响。他们发现若时间及速度分别以阿尔芬时标和阿尔芬速度为单位时，主要结果与等离子体气压磁压比 β 无关，而其初始电流片的等离子体密度分布则严重影响等离子体团的抛射速度。

由于磁化等离子体中的热传导是高度非线性的，热传导对二维磁重联的影响尚未了解清楚。最近 Yokoyama 和 Shibata[38] 和我们 [29] 分别在 2 维和 2.5 维磁重联过程中研究了场向热

传导对重联的影响，两者的结果都表明当热传导时标小于阿尔芬时标时，绝热慢激波分解为等温慢激波和热传导波前。但在热传导对重联率 (R) 的影响上，两者得出不同的结论。文献 [38] 认为热传导对 R 影响不大，而我们的结果则表明热传导加速磁重联 [29]。这种差异是源于初始位形不同、模拟的时间不同，还是由于格点分辨率的差别，尚有待进一步探讨。

3 讨论及展望

随着计算条件的改进，人们对磁重联的数值模拟越来越感兴趣，并在各种空间尺度、时间尺度对磁重联进行 MHD 模拟、粒子模拟以及混合模拟。人们对它感兴趣的原因不只是因为它常常能证实解析结果，而主要是因为有时两者出现矛盾 [8]，从而提供了对其进行深入研究的课题的线索。本节讨论磁重联的 MHD 数值模拟研究涉及的一些问题，并对这个领域的发展作一估计。

3.1 数值不稳定性

数值模拟研究一般是将感兴趣的局部区域放在离散化的网格上进行模拟，一方面人为地引入了计算边界条件；另一方面，差分会导致数值误差。数值不稳定性普遍存在于各种有限差分格式中 [51]，对长时间的计算来说这个问题尤为突出。数值不稳定性源于与电阻有关的 Kolmogoroff 耗散的标长 $\lambda\eta$ 随着快速重联的触发而急剧减小。$\lambda\eta=|\frac{\mathrm{d}\epsilon}{\mathrm{d}t}Rm^3|^{-1/4}$，其中 $\frac{\mathrm{d}\epsilon}{\mathrm{d}t}$ 为磁能耗散率，Rm 为磁雷诺数。当 $\lambda\eta$ 小于格点间距时，会导致数值不稳定性。为了防止这种不稳定性的发生，模拟中应将扩散区附近的 Rm 取得足够小，即电阻要足够大。事实上，有限电阻的大小尚无定论，已有文章提出远大于经典 Spitzer 电阻率的各种反常电阻理论，如超电阻、湍动电阻等 [41]。

有限格点间距还带来另一个负面影响。Ugai[30] 的模拟结果表明引入扰动电阻后电流片变薄。而有限格点间距限制了这种变薄趋势的发展。因此在对快速磁重联至关重要的重联 X 点附近的物理过程 (在 X 点附近，即使电阻很小，磁扩散时标也不会太大) 不能真实地反映出来。比如 Deluca 和 Craig[52] 得出重联率 $R\propto\eta^{1/4}$，近似与电阻 η 无关，比 Sweet-Parker 机制的重联率 ($R\propto\eta^{1/2}$) 快； Biskamp 和 Welter[53] 在研究磁岛结合不稳定性时也得出 R 与 η 无关。但他们都发现这种快速重联的 R-η 关系在 η 很小时不成立。Richard 和 Craig[54] 指出这种关系的饱和可能是磁重联的物理特性，也可能只是由于模拟缺乏格点分辨导致的假象。

3.2 数值电阻

MHD 方程组的有限差分处理会引入数值耗散。对磁重联而言，数值电阻尤为突出，它能导致虚假的重联。因此对计算结果的动态调试至关重要，如文献 [12] 在模拟驱动重联时，首先假设反常电阻为 0，数值模拟的结果表明在相当长时间内磁力线只在磁中性线两侧堆积，没有出现数值重联。在一般情况下，只要反常电阻的效应比数值电阻大得多，计算结果也就认为是可靠的了。从另一个角度看，出现数值重联意味着只要真正的电阻按数值电阻那样分布后便会导致相同的重联结果。譬如前面提到的文献 [41] 就是用理想 MHD 方程组模拟数值电阻产生的重联。但是数值电阻会随 MHD 方程组差分形式动态改变，因此不易随意控制。值得指出的是，我们最近发现开拓网格在某些情况下会导致强数值电阻，并出现非物理结果。因此使用开拓网格时必须慎重 [55]。

3.3 驱动重联与自发重联

有的文献对驱动重联和自发重联给予区分， Biskamp 认为这种区分是过于强调了两者

的差别。本质上说，两者基本的重联过程相同 [25]，而且有的驱动过程过于人为化 (如文献 [12])。有意义的驱动过程应自洽地给出，如：文献 [54,56] 等研究磁岛的结合不稳定性导致的驱动；文献 [28,42] 等研究 Parker 不稳定性导致新浮磁流靠近日冕反向磁场；文献 [43] 等研究光球层的剪切、挤压或扭转对日冕磁场的驱动。另外，附近活动区产生的激波也会构成重联的驱动因素 [57]，等离子体团 (或磁岛) 的剧烈抛射 (如暗条爆发)，将导致其下方压力陡降，电流片两侧也将出现驱动入流。

由于磁重联在太阳大气中各种尺度的加热及爆发现象中起重要作用，对磁重联的数值模拟将仍是太阳物理研究中的一大领域。可以预期，在真实再现观测和完善理论方面大致有以下几个发展方向： (1) 计算方法的改进，如引进新的计算格式、提高格点分辨率、尽可能降低数值耗散； (2) 由二维 (包括 2 维和 2.5 维) 模拟发展到三维模拟。三维磁重联理论框架提出已逾十年 [58,59]，它摒弃了二维磁重联理论中一些不合理的概念，但从事这方面数值模拟的研究工作却寥寥无几。由于二维模拟具有直观等优点，仍将在数值模拟中占有相当的地位； (3) 由形态研究朝半定量甚至定量研究方向发展，在合理的简化假设下尽可能使物理过程 (包括初态及其演化) 更接近真实情况。如文献 [13] 根据耀斑环数值模拟结果中的物理量的分布计算其在观测仪器上的响应，得到了和观测图像很相似的环状结构，从而在模拟中再现了观测现象。

参　考　文　献

1 Giovanelli R G. Nature, 1946, 158: 81
2 Parker E N. Cosmical Magnetic Field, Oxford: Clarendon Press, 1979. 392
3 Vasyliunas V M. Rev. Geophys. Space Phys., 1975, 13: 303
4 Hones E W. Magnetic reconnection in space and laboratory plasma, Washington, D. C.: [s.n.], 1984. 1
5 Wang J, Shi Z. Solar Phys., 1993, 143: 119
6 Priest E R *et al.* Nature, 1998, 393: 545
7 Van Hoven G. Solar Phys., 1976, 49: 95
8 Jardine M. In: Priest E R, Hood A W eds. Advances in Solar System MHD, Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1991. 213
9 Priest E R, Forbes T G. J. Geophys. Res., 1992, 97: 16757
10 Burn D. Plasma Phys., 1970, 12: 331
11 傅竹风，胡友秋．空间等离子体数值模拟，安徽科学技术出版社， 1995. 32
12 Hayashi T, Sato T. J. Geophys. Res. 1978, 83: 217
13 Yokoyama T, Shibata K. Ap. J., 1998, 494: L113
14 Schanck D, Killeen J. J. Comput. Phys., 1980, 35: 110
15 Hu Y Q. J. Comput. Phys., 1989, 84: 441
16 Wang S *et al.* Solar Phys., 1997, 173: 409
17 Suzuki Y *et al.* Ap. J., 1997, 474: 782
18 Priest E R, Forbes T G. Solar Phys., 1989, 119: 211
19 Biskamp D. Nonlinear MHD, Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1993. 127
20 Dere K P. Ap. J., 1996, 472: 864
21 Petschek H E. In: Hess W N ed. AAS-NASA Symp. On the Phys. of Solar Flares, NASA SP-50, 1964. 25
22 Ugai M, Tsuda T. J. Plasma Phys., 1977, 17: 337
23 Scholer M. J. Geophys. Res., 1989, 94: 8805
24 Sato T, Hayashi T. Phys. Fluids, 1979, 22: 1189
25 Biskamp D. Phys. Fluids, 1986, 29: 1520
26 Priest E R, Forbes T G. J. Geophys. Res., 1986, 91: 5579
27 Yan M, Lee L C, Priest E R. J. Geophys. Res., 1992, 97: 8277
28 Yokoyama T, Shibata K. Ap. J., 1994, 436: L197

29 Chen P F *et al.* Ap. J., 1999, 513: 516
30 Ugai M. Phys. Fluids, 1986, 29: 3659
31 陈鹏飞, 方 成, 唐玉华等. 天文学报, 1998, 39: 381
32 Kopp R A, Pneuman G W. Solar Phys., 1976, 50: 85
33 Forbes T G, Malherbe J M, Priest E R. Solar Phys., 1989, 120: 285
34 Forbes T G, Priest E R. Solar Phys. 1982, 81: 303
35 Forbes T G, Priest E R. Solar Phys. 1983, 84: 169
36 Forbes T G, Priest E R. Solar Phys. 1983, 88: 211
37 Magara T *et al.* Ap. J., 1996, 466: 1054
38 Yokoyama T, Shibata K. Ap. J., 1997, 474: L61
39 Chen P F *et al.* Ap. J., 1999, 520: 853
40 Hu Y Q *et al.* Solar Phys., 1997, 170: 283
41 Karpen J T *et al.* Ap. J., 1995, 450: 422
42 Yokoyama T, Shibata K. Nature, 1995, 375: 42
43 Mikic Z, Linker J. Ap. J., 1994, 430: 898
44 Guo W P, Wu S T, Tandberg-hanssen E. Ap. J., 1996, 469: 944
45 Birk G T, Otto A. Adv. Space Res., 1997, 19: 1879
46 张 兵, 王 水, 郑惠南. 地球物理学报, 1995, 38: 693
47 Magara T *et al.* Ap. J., 1997, 487: 437
48 Waldron W L, Mullan D J. Ap. J., 1987, 319: 971
49 Fang C *et al.* Adv. Space Res., 1999, accepted
50 Forbes T G, Malherbe J M. Solar Phys., 1991, 135: 361
51 Matthaeus W H, Montgomery D. J. Plasma Phys., 1981, 25: 17
52 Deluca E E, Craig I J D. Ap. J., 1992, 390: 679
53 Biskamp D, Welter H. Phys. Rev. Lett., 1980, 44: 1069
54 Richard G J, Craig I J D. Phys. Fluids, 1993, B5: 956
55 陈鹏飞, 方 成, 胡友秋. 1999, 科学通报, 已接收
56 Pritchett P L, Wu C C. Phys. Fluids, 1979, 22: 2140
57 Odstcil D, Karlicky M. Astron. Astrophys., 1997, 326: 1252
58 Schindler K, Hesse M, Birn J. J. Geophys. Res., 1988, 93: 5547
59 Hesse M, Schindler K. J. Geophys. Res., 1988, 93: 5559

MHD Numerical Simulations of Magnetic Reconnection in Solar Atmosphere

Chen Pengfei Fang Cheng
(*Department of Astronomy, Nanjing University, Nanjing 210093*)

Abstract

Much progress has been made in the MHD numerical simulations in the solar atmosphere during the past 30 years. Both the numerical methods and the results are reviewed, with emphasis on checking theoretical models , explaining observational features , and studying effects of magnetic reconnection. Some crucial points are discussed and the future efforts are suggested.

Key words magnetohydrodynamics (MHD)—magnetic reconnection —method:numerical simulation—sun: magnetic field