非均匀厚度电流片中的三维磁重联扩展

Milton Arencibia[1], **P.A. Cassak**[1], **M. A. Shay**[2], **Jiong Qiu**[3], **Steven M. Petrinec**[4],**Haoming Liang**[5]

[1]西弗吉尼亚大学物理与天文学系和KINETIC等离子体物理中心，摩根敦，WV 26506，美国 [2]特拉华大学物理与天文学系，纽瓦克，特拉华州 19716，美国 [3]蒙大拿州立大学物理系，博兹曼，MT 59717，美国 [4]洛克希德·马丁先进技术中心，帕洛阿尔托，CA 94304，美国 [5]阿拉巴马大学亨茨维尔分校空间等离子体与航空学研究中心（CSPAR），亨茨维尔，AL 35805，美国

arXiv:2303.03193v1 [physics.plasm-ph] 3 Mar 2023

要点：

- 我们推导了非均匀厚度电流片中无碰撞反平行磁重联三维扩展的理论。
- 从较薄电流片向较厚电流片的扩展速度低于局部电子速度和阿尔fv´énv´én速度，这是该理论的一项关键预测。
- 我们将该理论应用于地球磁尾中的磁重联扩展，并讨论其对太阳耀斑带可能产生的影响。

通讯作者：Milton Arencibia，milton.arencibia@gmail.com

摘要

自然环境和实验室环境中发生的磁重联通常始于局部区域，并沿垂直于磁重联平面的方向延展或扩展。以往研究主要关注厚度均匀的电流片；对于这类电流片，理论预测反平行磁重联的扩展速度等于局域电流载流子的速度。我们推导了无碰撞反平行磁重联在厚度沿面外方向变化的电流片中进行三维（3D）扩展的标度理论，涵盖从较薄区域向较厚区域扩展，以及从较厚区域向较薄区域扩展的情形。我们还推导了一个表达式，用于计算厚度分布已知的电流片中磁重联扩展所需的时间。一个关键结果是，当磁重联从较薄区域向较厚区域扩展时，较厚区域中的扩展速度比阿尔fvén速度和局域电流载流子速度都慢，慢的倍数为电流片薄区与厚区厚度之比。这一点很重要，因为此前磁层和太阳观测测得的扩展速度低于以往预测，因此本文提出的机制或许能够解释这一特征。我们通过一项参数研究验证了该理论，该研究采用了三维双流体数值模拟。我们利用这一预测计算了地磁活动期间地球磁尾中磁重联扩展的时间尺度。研究结果对于理解太阳耀斑以及地球和其他行星日侧磁层顶中的磁重联扩展，也可能具有重要意义。

通俗摘要

磁重联是等离子体中的基本过程，可将磁能转化为动能和热能，并会引发太阳耀斑和地磁亚暴，进而产生北极光。发生磁重联的X线会随时间沿垂直于重联平面的方向延长或扩展；这一特征已在实验室和地球磁层中观测到，人们认为它可能与太阳耀斑期间色球带的延长有关。本研究提出了一种标度理论，用于描述厚度沿面外方向变化的电流片中反向磁重联的三维扩展。一个关键结果是，当磁重联从较薄区域向较厚区域扩展时，其在较厚区域中的扩展速度会比预期更慢。这一点十分重要，因为磁层和太阳观测到的扩展速度低于此前的预测，因此本文提出的机制或许可以解释这一现象。我们通过三维数值模拟验证了该理论，并利用其预测计算地磁活动期间磁重联在地球磁尾中的扩展时间尺度。

1 引言

地球磁层亚暴和太阳日冕耀斑中磁能的突然释放，是这些系统动力学的重要特征，并对地球的技术基础设施产生重大影响。在这两个过程中，磁重联通过改变磁场的连接关系，驱动能量快速转换（McPherron 等人，1973；Priest 与 Forbes，2000）（Dungey，1953；Vasyliunas，1975）。观测显示，重联 X线（磁场连接关系发生变化的点的集合）通常始于空间中的局部区域，随后随时间延长或扩展；这一现象出现在双带太阳耀斑中、沿垂直于重联平面的方向（Isobe 等人，2002；Qiu，2009；Qiu 等人，2010；Tian 等人，2015；Graham 与 Cauzzi，2015；Qiu 等，2017），也出现在日珥喷发（Tripathi 等人，2006）、地球磁层顶（Zhou 等人，2017；Zou 等，2018；Walsh 等人，2018）、地球磁尾（McPherron 等人，1973；Nagai，1982；Nagai 等，2013；Hietala 等人，2014）以及实验室重联实验中（Katz 等人，2010；Egedal 等人，2011；Dorfman 等人，2013）。人们也认为，局部启动并扩展的磁重联会发生在

太阳风中，那里观测到的 X线延伸范围达数百个地球半径（Phan 等人，2006；Gosling 等人，2007；Shepherd 等人，2017）。

此前关于磁重联扩展的大多数理论和数值研究，都针对具有初始半厚度 w_0 、且该半厚度与离子惯性尺度 $d_i = c/\omega_{pi}$ 相当的均匀电流片中的准二维反平行磁重联，其中 c 是真空中的光速， ω_{pi} 是离子等离子体频率。共识是，磁重联以电流载流子的速度沿垂直于磁重联平面的方向扩展（Huba 和 Rudakov，2002、2003；Shay 等，2003；Karimabadi 等人，2004；Lapenta 等人，2006；Shepherd 和 Cassak，2012；T. K. M. Nakamura 等人，2012；Meyer III，2013；Jain 等，2013；Jain & B¨uchner，2017；Arencibia 等，2021）。这种扩展方向性与亚暴期间磁重联的观测结果一致：磁重联沿向晨侧方向扩展（McPherron 等人，1973；Nagai，1982；Nagai 等，2013）。宁静等离子体片中大部分电流由离子承载，而当磁重联发生、等离子体片变薄时，电流则由电子承载（Jain 等人，2021），因此扩展方向与电流载流子的运动方向一致。

然而，在太阳日冕、地球及其他行星的日侧磁层顶和磁尾等自然物理系统中，发生重联的电流片在重联开始并扩展之前，其厚度在面外方向上不太可能均匀。例如，宁静时期对近地磁尾等离子体片的原位 观测表明，半厚度沿晨昏方向连续变化：在磁地方时午夜处最小，为 $< 3\ R_E$ ，到侧翼则增至 $\sim 8\ R_E$ ；在亚暴增长相结束、重联开始之前，厚度减至午夜处的 $\sim 0.1 - 0.4\ R_E$ 和侧翼处的$\sim 1\ R_E$ （Fairfield, 1979, 1980; Voigt, 1984; Sergeev 等人, 1990; Kaymaz 等人 , 1994; Tsyganenko, 1998 ），其中 R_E 表示地球半径。磁尾昏侧更常出现容易发生磁重联的薄电流片（Rong 等人, 2011; Rogers 等人, 2023）。然而，有趣的是，在正在发生重联的区域昏向边缘以内 $10\ d_i$ 的范围内，磁重联会受到抑制（Liu 等人, 2019 ），因此磁尾重联不一定在电流片最薄处最强。在地球日侧磁层顶，电流片在鼻部附近最薄，向侧翼逐渐变厚（Haaland 等人, 2014），因此磁重联会在非均匀电流片中扩展。此外，原位观测表明，磁鞘高速喷流能够触发日侧磁重联，此时磁层顶电流片的厚度可达 60-70 d_i （Hietala 等人, 2018）；数值模拟也证实了这一点（Ng 等人, 2021）。因此，日侧磁重联也不一定始于电流片最薄处。在太阳耀斑中，耀斑带依次变亮时呈现的间歇性被解释为耀斑电流片在面外方向上存在不均匀性的证据（Naus 等人, 2022）。全球磁层模拟显示，当磁重联从较薄的电流片扩展至较厚的电流片时，重联扩展会减慢（Walsh 等人, 2018）。尽管已有数值研究考察了厚度非均匀的电流片，其重联区域以外的部分极厚，使 X 线在空间上保持局限（Liu 等人, 2019; Huang 等人, 2020），但据我们所知，尚无研究预测非均匀厚度电流片中的重联扩展速度。

我们提出了一种标度理论，用于描述非均匀厚度电流片中的无碰撞反平行磁重联扩展。我们给出了磁重联从较薄电流片向较厚电流片扩展，以及从较厚电流片向较薄电流片扩展的预测。磁重联可能始于电流片最薄处，但磁尾观测表明不一定如此，因此这两种情况都可能具有实际意义。对于磁重联从电流片较薄部分向较厚部分扩展的情形，一个关键结果是：由于初始有效重联磁场减弱（Shay 等，2004），较厚区域中的扩展速度低于根据现有认识、以局部厚度相当的均匀电流片为基础得出的扩展速度，这种减

弱使得磁重联扩展的速度低于阿尔fvén速度，同时也慢于宏观电流片中的局部电流载流粒子。这一结果十分重要，因为日侧磁重联（Zou 等，2018）和双带太阳耀斑（Qiu 等，2017）的观测表明，扩展速度低于现有理论的预期。我们通过一系列三维双流体数值模拟验证了这一预测。我们利用对扩展速度的预测，计算磁重联扩展特定距离所需的时间。我们将结果应用于地球磁尾中的磁重联，并探讨太阳耀斑中非均匀厚度电流片内磁重联扩展可能产生的观测特征。

本文的结构如下。第2节介绍非均匀厚度电流片中三维磁重联扩展的理论。第3节讨论我们的数值模拟设置。第4节讨论模拟结果。第5节将我们的结果应用于近地磁尾中的磁重联和两条带状太阳耀斑，并在第6节给出结论。

2 理论

我们定义一个坐标系，其中 z 是与初始电流密度 J_z方向重合的面外方向， x 是平衡反向磁场的方向，而 y 补足构成一个右手坐标系。为简便起见，我们采用电子完全承载初始电流的参考系，并研究无碰撞磁重联。为简便起见，我们假设重联磁场 B_x 在 z 的所有取值下均渐近趋于幅值 B_0 。

电流片在 y 方向上的半厚度 w（z）随面外方向变化。图1给出了 yz 平面内电流片剖面的示意图。黑色实线表示平衡电流层的边缘，绿色箭头表示由于电子电流载流子而发生磁重联扩展的方向。图（a）描绘了电流片半厚度单调增大的电流片，其中磁重联从电流片的较薄区域向较厚区域扩展；图（b）则描绘了电流片半厚度单调减小的电流片，其中扩展从较厚区域向较薄区域进行。我们将磁重联开始处的电流片半厚度定义为 w_1。在用于检验理论的模拟中，电流片半厚度渐近于 w_2。我们假设半厚度 w（z）作为 z的函数缓慢变化，并将在下文中量化这一条件。我们首先介绍扩展速度推导的一般要点。然后，针对单调增大和单调减小的厚度剖面，分别计算扩展速度作为 w（z）函数的表达式。

2.1 非均匀厚度电流片中磁重联扩展的一般考量

我们首先回顾 Arencibia 等人（2021）对均匀厚度电流片中反平行磁重联扩展速度的分析。磁重联之所以会扩展，是因为重联后的 (y) 磁场分量沿电流载流子的运动方向传播，触发磁重联依次发生，并使 X线长度增加。这一过程由法拉第定律支配，用 cgs 单位表示为

$$\frac{\partial B_y}{\partial t} \simeq -c\frac{\partial E_x}{\partial z}, \tag{1}$$

其中，$\mathbf{B}$ 表示磁场，$\mathbf{E}$ 表示电场，并假设 E_z 在 x 方向上的变化很小。在一段很短的时间间隔 Δt内， B_y 沿 z 方向传播的距离为 Δz，扩展速度定义为 $v_s = \Delta z/\Delta t$。其估算方式为

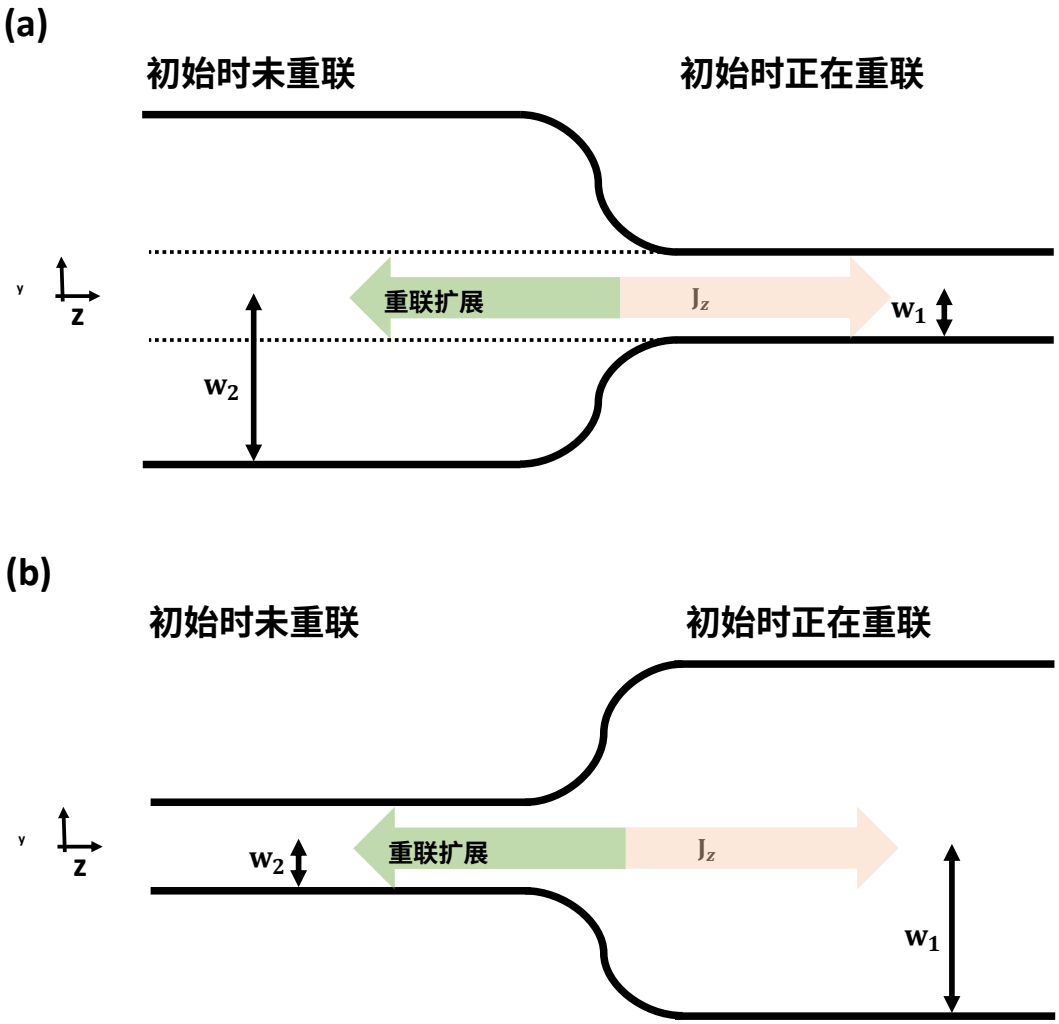

图 1. 非均匀厚度电流片的 yz 平面示意图，其厚度沿面外方向变化。磁重联从局部半厚度为 w_1 的区域扩展至半厚度为 w_2 的区域，并由携带电流的电子推动。面板 (a) 对应 $w_1 < w_2$，面板 (b) 对应 $w_1 > w_2$。面板 (a) 中的虚线表示，向较厚区域对流的重联磁场基本保持准直，其半厚度与较薄区域中的 w_1 相同；由于该处上游磁场较弱，因此形成嵌入式磁重联。

通过对方程 (1) 进行标度分析，得到

$$v_s \sim -c\frac{\Delta E_x}{\Delta B_y}. \tag{2}$$

对于反平行磁重联，有人认为， E_x 的主要贡献来自霍尔电场 $-J_z B_y/nec$ （Arencibia 等，2021），其中 n 为上游密度，e 为元电荷，因此

$$v_s \sim c\frac{\Delta(J_z B_y/nec)}{\Delta B_y}. \tag{3}$$

对于厚度均匀的电流片， J_z 和 n 均独立于 z，因此方程 (3) 变为

$$v_s \sim \frac{J_z}{ne}. \tag{4}$$

这一结果从第一性原理给出了此前已知结果的标度预测：在厚度均匀的电流片中，反平行磁重联的扩展速度等于电流载流子的速度（Huba 和 Rudakov，2002、2003；Shay 等，2003；Jain 等，2013）。由于 $J_z \sim cB_0/4\pi w$，方程 (4) 给出

$$v_s \sim \frac{cB_0}{4\pi new} \sim \frac{c_{A0}d_i}{w}, \tag{5}$$

其中 $d_i = c/\omega_{pi} = (m_i c^2/4\pi ne^2)^{1/2}$ 为离子惯性尺度， $c_{A0} = B_0/(4\pi n m_i)^{1/2}$ 为基于 B_0的阿尔芬速度，而 m_i 为离子质量。

现在我们说明如何将这一理论推广到厚度不均匀的电流片中的扩展情况，其中预计 v_s 是 z的函数。方程（1）—（3）保持不变，但当 $w(z)$不均匀时， $J_z(z)$不再均匀。为简单起见，继续将n 视为均匀的，利用方程（3）中的链式法则可得

$$v_s(z) \sim \frac{1}{ne}\left[J_z(z) + B_y(z)\frac{\Delta J_z(z)}{\Delta B_y(z)}\right], \tag{6}$$

其中我们明确写出了对 z 的依赖关系。由于在非重联区域中， $B_y \simeq 0$ ， B_y 与 ΔB_y处于同一数量级，因此方括号中的第二项与 ΔJ_z 同阶，而第一项与 J_z同阶。如果 $w(z)$变化迅速，则需要保留第二项，甚至它可能占主导地位。然而，由于我们假设$w(z)$变化缓慢，我们认为 $\Delta J_z \ll J_z$，因此可以忽略第二项。在此极限下，扩展速度为

$$v_s(z) \sim \frac{J_z(z)}{ne} \simeq \frac{c_A(z)d_i}{w(z)}. \tag{7}$$

其中我们利用安培定律写出 $J_z(z) \simeq cB_x(z)/4\pi w(z)$，并将阿尔芬速度定义为 z 的函数：$c_A(z) = B_x(z)/(4\pi n m_i)^{1/2}$，其中重联磁场$B_x$ 可能取决于 z。接下来我们将论证， $B_x(z)$取决于电流片半厚度是在增大还是减小。

2.2 从较薄电流片向较厚电流片扩展

我们首先考虑图1(a)所示的系统，其中磁重联始于半厚度均匀的区域 w_1 ，并单调地向较厚的区域扩展。我们认为，重联磁场 B_y 在向较厚的电流片扩展时，会在接近 w_1 的半厚度处保持准直。当 B_y 在给定的 z 处出现时，磁重联便在该平面启动。在接下来的时间增量 Δt内， B_y 对流移动一小段距离 Δz。由于平衡电流片厚度随 z增加，半厚度便从 w（z）扩展至 w（$z+\Delta z$）。预计扰动的 B_y 也会随着其从 z 移至 $z+\Delta z$而变宽。如果磁重联导致的垂直流入速度 v_y 超过

电流片半厚度增加所导致的 B_y 变宽速度，那么 B_y 在对流至 $z+\Delta z$时仍会保持准直。支持这一论述的数据将在第4节给出。

现在，我们推导出一个定量条件，使 B_y 保持准直。在电流片较薄和较厚的部分之间，重联磁场 B_x 在 z 方向上存在梯度，对应于垂直平衡电流 $J_{y,\ eq}$ =$(c/4\pi)\partial B_x/\partial z$。由平衡流产生、用于使 B_y 展宽的垂直速度 $v_{ey,\ eq}$ 的标度关系为

$$v_{ey,eq} \sim -\frac{J_{y,eq}}{ne} \sim -\frac{c}{4\pi ne}\frac{\partial B_x}{\partial z}. \tag{8}$$

我们估算该速度为 $y = w(z)$。假设 B_x 分布写作 $B_x(y,\ z)$ =~ ~ $B_0 B_x[y/w(z)]$, , 其中 B_x 是一个无量纲函数，用来描述 ~ ~B_x 的空间结构。根据链式法则，$\partial B_x/\partial z = B_0 B_x'[\partial(y/w)/\partial w](dw/dz)$，其中 B_x' 是 B_x' 对其自变量的导数。将其在 $y = w$ $\partial\ y/w\ /\partial w =$ 处求值，得到 ( )–$1/w$，于是有 $\partial B_x[y\ =\ w(z)\ z]/\partial z\ =\ -B_0 B_x'(1)(1/w)(dw/dz)\ =\ -B_0 B_x'(1)/w_z$，其中 $w_z = [d\ln(w)/dz]^{-1}$ 是电流片半厚度发生变化所跨越的尺度。于是，方程 (8) 的标度关系给出

$$v_{ey,eq} \sim \frac{c_{A0} d_i \tilde{B}_x'(1)}{w_z}. \tag{9}$$

令与磁重联相关的流入速度为 v_{in}，我们发现，当$v_{in} > v_{ey,eq}$时， B_y仍保持准直，即

$$w_z > \frac{c_{A0}}{v_{in}} \tilde{B}_x'(1) d_i. \tag{10}$$

v_{in}/c_{A0} 是磁重联率的替代指标，我们预计其量级约为 0.1。由于 $B_x'(1)$通常为 1 量级，我们发现， B_y 进入较厚的电流片时仍保持准直的条件是 w_z 至少约为 10 d_i。对于大多数我们关注的物理系统而言，这一尺度相较于上游结构的尺寸很小，因此该条件很可能满足。如果确实出现这种小尺度结构，它将容易受到动理学不稳定性的影响，从而使陡峭梯度变得平滑。因此，我们预计B_y 在向电流片较厚的区域扩展时，仍会在较薄的尺度 w_1 上保持准直。图1(a)中的虚线示意了这种准直。

这一结果表明，在半厚度为 $y > w_1$ 的区域之外，磁场不会受到 B_y 的显著扰动；只要扩展的时间尺度短于磁重联导致电流片塌缩的时间尺度，该区域的磁场在初始阶段就不会参与较厚区域中的磁重联。因此，控制重联过程驱动的有效上游磁场弱于渐近磁场 B_0。此前，人们将只有较薄子层参与重联过程的磁重联称为“嵌入式”磁重联（Shay 等，2004；Cassak 和 Drake，2009）。

我们可以半经验地估算扩展速度。我们假设，嵌入效应使方程（7）中的 B_x（z）低于用于计算扩展速度的 B_0 。我们假设电流层内的 B_x 随 y 近似线性变化（Shay 等人，2004），据此估算初始参与磁重联的重联磁场 B_x（z），因此，厚度为 w（z）的电流片中的重联磁场为

$$B_x(z) \sim B_0 \frac{w_1}{w(z)}. \tag{11}$$

由方程 (7) 得到的后续扩展速度 $c_A(z)\ =\ B_x(z)/(4\pi m_i n)^{1/2}$为

$$v_s(z) = \frac{c_{A0} d_i w_1}{[w(z)]^2}. \tag{12}$$

因此，在位置 z，预测的扩展速度 $v_s(z)$ 比等效均匀半厚度电流片 $w(z)$的扩展速度 $c_A d_i/w(z)$慢，差异因子为 $w_1/w(z)$。这是该理论的一项关键预测，也不同于以往关于均匀厚度电流片中磁重联扩展的认识。这表明，扩展速度从根本上不仅取决于局部电流片半厚度$w(z)$，还受到电流片此前半厚度为 w_1时所产生的“记忆”效应影响。

2.3 从较厚的电流片向较薄的电流片扩展

如图 1(b) 所示，如果磁重联从较厚区域扩展到较薄区域，传入的重联磁场 B_y 会扰动较薄区域的整个厚度。较薄电流层的完整厚度从一开始就参与磁重联，因此相关的上游磁场是渐近磁场 B_0。这意味着，在方程（7）中，$c_A(z) = c_{A0}$ 为常数，因此扩展速度的预测为

$$v_s(z) \simeq \frac{c_{A0} d_i}{w(z)}. \tag{13}$$

这意味着，在此情形下，磁重联以由局部电流载流子速度决定的速度在较薄区域扩展。因此，与从较薄电流片向较厚电流片扩展相比，从较厚电流片向较薄电流片扩展不存在记忆效应。

2.4 扩展指定距离的时间尺度

由于在非均匀电流片中扩展时，速度是位置的函数，因此通过直接测量在数值、实验或观测上检验扩展速度的预测颇具挑战性。因此，我们还给出了扩展经过某一区域所需时间的预测，而这一时间可能更容易测量。根据初等力学，从位置 z_1 扩展到 z_2 所需的时间 τ 为

$$\tau = \int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{v_s(z)}, \tag{14}$$

对于厚度由薄变厚或由厚变薄的电流片厚度分布，需要使用 $v_s(z)$ 的相应形式。

尽管预计方程 (14) 对任何缓慢变化的厚度分布 $w(z)$ 都有效，但我们通过假设半厚度分布 $w(z)$ 服从幂律形式，来举例说明这一过程。

$$w(z) = w_1 + (w_2 - w_1)\left(\frac{z}{\Delta z}\right)^{\alpha}, \tag{15}$$

其中，$\Delta z = z_2 - z_1$、$z_1 = 0$ 和 α 是可针对特定模型电流片选取的无量纲参数。这里，$w(z_1) = w_1$，而 $w(z_2) = w_2$。我们首先考虑磁重联从较薄的电流片向较厚的电流片扩展的情形。将方程 (15) 代入方程 (12)，可直接求得方程 (14) 中的积分：

$$\tau = \frac{w_1 \Delta z}{c_A d_i}\left[1 + 2\frac{w_2/w_1 - 1}{\alpha + 1} + \frac{(w_2/w_1 - 1)^2}{2\alpha + 1}\right]. \tag{16}$$

为了解释这一结果，我们注意到，前因子表示在半厚度为 w_1 的均匀电流片中，磁重联扩展传播距离 Δz 所需的传播时间。因此，方括号中依赖于 α 和 w_2 的项代表一个几何因子，用以描述电流片变厚导致扩展时间增加的程度。

类似地，对于半厚度按照方程（15）给出的剖面从 w_1 逐渐减小至 w_2 的电流片中的磁重联扩展，局部扩展速度

则由方程（13）给出。随后，方程（14）中的积分经简化后得到

$$\tau = \frac{w_1 \Delta z}{c_A d_i} \left(1 + \frac{w_2/w_1 - 1}{\alpha + 1}\right). \tag{17}$$

3 模拟设置

本研究采用双流体代码 F3D（Shay 等，2004）开展模拟。该代码更新连续性方程、动量方程、感应方程和压力方程，并在广义欧姆定律中纳入霍尔项和电子惯性项，以描述离子惯性尺度以下电子与离子的独立动力学。时间演进采用梯形蛙跳算法（Guzdar 等，1993），空间导数则使用四阶有限差分。长度以离子惯性尺度 $d_{i0} = (m_i c^2/4\pi n_0 e^2)^{1/2}$归一化，时间以离子回旋频率 $\Omega_{ci0}^{-1} = m_i c/eB_0$的倒数归一化，速度以 Alfv´én 速度 $c_{A0} = B_0/\sqrt{4\pi m_i n_0}$归一化，电场以 $c_{A0}B_0/c$归一化，电流密度以 $cB_0/4\pi d_{i0}$归一化，温度以 $m_i c_{A0}^2/k_B$归一化；其中， B_0 为反向磁场的初始渐近强度， n_0 为初始上游密度， k_B 为玻尔兹曼常数。

本研究采用了与我们早期研究（Arencibia 等，2021）中的反平行重联模拟相同的模拟设置，唯一不同之处是电流片厚度剖面为非均匀分布。我们使用的计算域尺寸为 $L_x \times L_y \times L_z = 102.4 \times 51.2 \times 256.0$ ，并施加三重周期性边界条件。网格尺度为 $\Delta x \times \Delta y \times \Delta z = 0.05 \times 0.05 \times 1.0$。本研究所有模拟的时间步长均为 0.02，离子与电子的质量比为 $m_i/m_e = 25$ 。

对于初始条件，我们采用两个方向相反的电流片，初始磁场的 x 分量为 B_{0x} =tanh$[(y+L_y/4)/w_0(z)]$−tanh$[(y-L_y/4)/w_0(z)]-1$，因此两个电流片分别以 $y = \pm y_{cs} = \pm L_y/4$ 为中心，从而可以使用周期性边界条件。这里， $w_0(z)$ 为初始电流片半厚度分布，它沿面外方向在两个指定值 w_1 和 w_2 之间变化，表示为

$$w_0(z) = \frac{w_1 + w_2}{2} + \frac{w_1 - w_2}{2}\left[\tanh\left(\frac{z + L_0}{w_z}\right) - \tanh\left(\frac{z - L_0}{w_z}\right) - 1\right], \tag{18}$$

其中， $z = 0$ 是计算域的中心， $L_0 = 80$ 是半厚度为 w_1区域在面外方向上的半长度，而 $w_z = 4$ （除非另有说明）是半厚度从 w_1变化到 w_2所跨越的梯度尺度长度。电流片从半厚度 w_1 变化到 w_2 的区域，其完整范围为 $\Delta z = 2w_z$；对于本研究中的所有模拟，该范围都足够大，可以满足方程（10）。我们开展了两组模拟：一组固定 $w_1 = 1.0$，改变 $w_2 = 1.25$，1。5，1。75，2（均为从较薄到较厚）；另一组固定$w_2 = 2$ ，改变 $w_1 = 0.75$，1。5，1。75，1。9，2。25，2。5（包括从较薄到较厚和从较厚到较薄两种情况）。此外，我们还开展了一次 $w_1 = 2.0$ 和$w_2 = 1.5$ 的模拟（从较厚到较薄），以及另外两次半厚度均匀、分别为 $w_0 = 1.0$ 和2.0的模拟。初始电流片越厚越理想，但由于其演化所需时间更长，计算成本也显著更高。图2(a)展示了 J_z 在 yz 平面 $x = -L_x/2$处剖面中的初始条件，其中显示了半厚度分别为 $w_1 = 1$和 $w_2 = 2$的不同区域，这与图1中的示意图相似。初始密度是均匀的，而初始温度剖面是不均匀的，在1到1.5之间变化；所采用的剖面经过选择，可使总压力（等离子体压力与磁压力之和）保持平衡，从而确保该剖面处于磁流体动力学平衡状态。流体压力完全由离子提供，并按绝热过程处理；而电子始终被假定为冷电子，并承担全部初始电流。

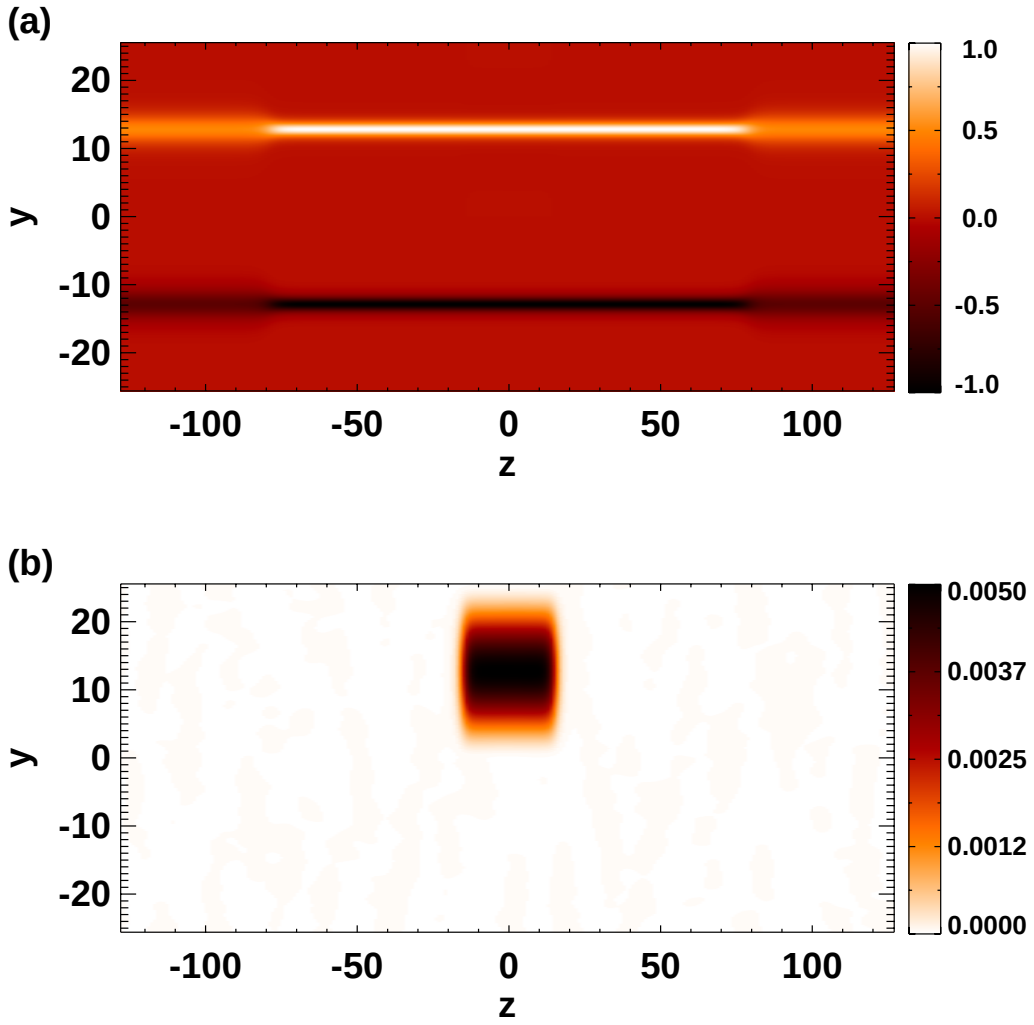

图2。 电流片厚度沿面外方向变化的模拟代表性初始条件。图中展示了在 $x = -L_x/2$处的 yz 平面截面：(a) 初始电流密度 J_z，其厚度剖面由方程（18）给出，其中 $w_1 = 1$和 $w_2 = 2$；(b) 磁扰动 B_{1y}的 y分量。

我们以磁场中的相干扰动初始化所有模拟，其中磁矢势的 z 分量 A_{1z} 为

$$A_{1z}(x,y,z) = \frac{\tilde{B}_1}{4\pi L_y}\left[1+\cos\left(\frac{4\pi(y-L_y/4)}{L_y}\right)\right]\sin\left(\frac{2\pi x}{L_x}\right)f(z) \tag{19}$$

˜当 $y \geq 0$ 时，而当 $y < 0$时为 0，其中 $B_1 = 0.005$ 为常数，包络函数 $f(z)$ h as 形式为

$$f(z) = \frac{1}{2}\left[\tanh\left(\frac{z+w_{0pert}}{2}\right) - \tanh\left(\frac{z-w_{0pert}}{2}\right)\right], \tag{20}$$

其中， $w_{0pert} = 15$ 是相干扰动在面外方向上的初始半长度。由此产生的磁扰动 $\mathbf{B}_1 = -\hat{}$ $\mathbf{z} \times \nabla A_{1z}$ 仅在 $y = y_{cs} = L_y/4$处的上电流片中，于 $-w_{0pert} < z < w_{0pert}$局部区域内，在 xy 平面形成一对 X 线和 O 线。图2(b)显示了在 $x = -L_x/2$ 处，磁场相干扰动的 y 分量在 yz 平面上的截面。选择 w_{0pert} 的值，是为了确保扰动仅局限在半厚度为 w_1 的区域内，从而在半厚度为 w_2 的区域中观测到的任何磁重联都源于磁重联扩展，而非初始扰动。我们只扰动上电流片，以延长由 y方向的流动所导致的两个电流片相互作用的时间尺度，从而确保较晚时刻上电流片中发生的磁重联并非由下电流片引起。

在磁场的 x 和 y 分量中加入幅度为 10^{-5} 的非相干噪声以打破对称性，从而防止次级磁岛停留在初始 X 线位置 [例如，(Shay 等，2004)]。所有方程中均加入四阶扩散项，其在 x和 y 方向上的系数为 $D_{4x} = D_{4y} = 1.6 \times 10^{-5}\ d_{i0}^4 \Omega_{ci0}^{-1}$，在 z 方向上的扩散系数则更大 $D_{4z} = 1.6 \times 10^{-1}$，这是因为该方向的网格尺度更大。我们在试验模拟中调整这些数值，以确保它们不会对数值计算产生显著影响。

4 结果

我们首先检验方程（12）和（13）对扩展速度的预测。首先，我们讨论如何在三维模拟中确定磁重联发生的位置，以及如何确定磁重联的扩展速度。

重联区域附近法向磁场分量 B_y 的强度是存在磁重联的指标（Huba 和 Rudakov, 2002; Jain & B¨uchner, 2017; Li et al., 2020; Arencibia 等人, 2021）。电子扩散区左右两侧下游边缘处 B_y 的平均大小可作为磁重联率的替代指标；我们将该量记为 $B_y(z,\ t)$，其定义为

$$\tilde{B}_y(z,t) = \frac{|B_y(\tilde{x}+L, y_{cs}, z, t)| + |B_y(\tilde{x}-L, y_{cs}, z, t)|}{2}, \tag{21}$$

其中， $\tilde{x}$ 是时刻 t 、由 z 所指定平面内 X线 的 x 位置， $L \sim 2$是电子扩散区的近似半长。更多详情参见 Arencibia 等人（2021）第 IV D 节。

˜图 3 以堆叠图的形式展示了上电流片（$y = y_{cs} = L_y/4$）的平均重联磁场 $B_y(z,\ t)$ 随时间 t 和面外坐标 z的变化，覆盖整个计算域，包含四个具有非均匀厚度的三维模拟。图 (a) 至 (d) 中，电流片较厚部分的 $w_2 = 1.25$，1。5，1。75，和 2。0 分别对应四种情况，而四种情况下较薄部分的参数均为 $w_1 = 1$ 。每条水平剖面表示固定 xy 平面上的数据随时间 t的变化，每条垂直剖面则表示固定时刻下，重联区域中 B_y 沿 z 方向的空间范围。图 3 中所见的 $B_y(z,\ t)$ 的三角形形状是磁重联的一个特征，它

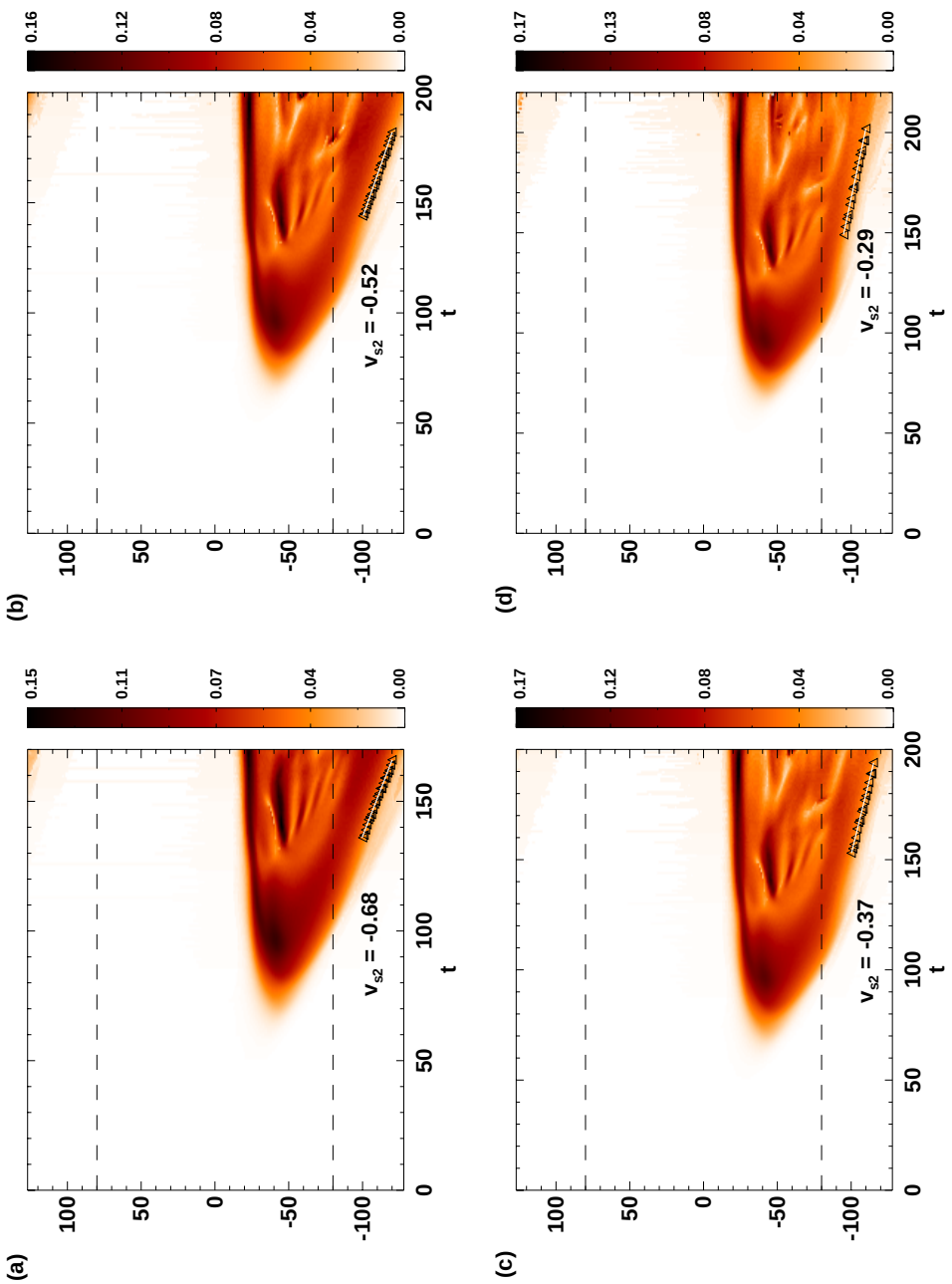

Figure 3. Average reconnected magnetic field $\tilde{B}_y(z,t)$, defined in equation (21), as a function of the out-of-plane direction z and time t, for simulations with initial non-uniform current sheet half-thicknesses $w_1 = 1$ for $-80 < z < 80$ and opening out to $w_2 =$ (a) 1.25, (b) 1.5 (c) 1.75, and (d) 2 elsewhere, where distances are in units of d_{i0} and times are in Ω_{ci0}^{-1}. The dashed lines separate the regions of different thicknesses, where w_1 is localized within $-80 < z < 80$ and w_2 elsewhere. Spreading in the thinner region of current sheet thickness w_1 occurs between $t = 80$ and 100. The spreading is slower in the region of thickness w_2. Black triangles denote when and where $\tilde{B}_y = 0.04$ for a chosen range in z in the region of initial half-thickness w_2. The out-of-plane reconnection spreading speed v_{s2} in the region with half-thickness w_2, listed for each simulation in units of c_{A0}, is the best fit slope of these points, shown as a white line.

表1。 本研究中三维双流体模拟的结果。第一列给出了有序对 (w_1， w_2)，对应半厚度沿面外方向从 w_1 到 w_2 变化的电流片，单位为 d_{i0}。 v_{s2} 是半厚度为 w_2的区域中的磁重联扩展速度。第二列给出了第（2）节中的理论预测，第三列给出了从模拟中测得的数值。第四列以百分比表示相对于理论值的偏差。

(w_1， w_2)	预测值 v_{s2}	测量值 v_{s2}	偏差
(1.0,1.0)	1.00	0.97	-3.1%
(2.0,2.0)	0.50	0.51	2.0%
(1.9,2.0)	0.48	0.41	-15.9%
(1.75,2.0)	0.44	0.38	-15.1%
(1.5,2.0)	0.38	0.31	-21.0%
(1.0,2.0)	0.25	0.29	13.8%
(0.75,2.0)	0.19	0.26	-27.9%
(1.0,1.25)	0.64	0.68	5.9%
(1.0,1.5)	0.44	0.52	14.5%
(1.0,1.75)	0.33	0.37	11.7%
(2.25,2.0)	0.50	0.46	-8.0%
(2.5,2.0)	0.50	0.51	2.0%
(2.0,1.5)	0.67	0.73	9.5%

随着重联区域的范围随时间增大，磁重联沿单一方向扩展（Shay 等，2003；Shepherd 和 Cassak，2012）。我们看到， B_y 随时间从 0 增长至渐近值 ≈ 0.1 ；当重联在局部半厚度为 w_1 的电流片区域达到准稳态后，便沿 $-z$ 方向扩展至局部半厚度为 w_2 的区域。

˜我们将给定的 xy 平面上快速重联的起始时刻定义为 B_y 超过 0.04 的时刻，此后磁重联进入准稳态（Arencibia 等，2021）。图 3 中以黑色三角形标出了各个 xy 平面的起始时刻，所选取的 z 值范围对应于初始半厚度为 w_2 的区域。均匀半厚度 w_2 区域中的扩展速度 v_{s2}，就是表示起始时刻的一组点的斜率。我们使用最小二乘拟合确定该斜率，图 3 每个面板中的白线显示了这些斜率。对于图 3 中的全部四个模拟，半厚度为 $w_1 = 1$ 的区域中的扩展速度 v_{s1} 为 $\simeq 1.0$ （未显示），这与预期的方程 (5) 一致（ Huba 和 Rudakov，2002；Shay 等，2003）。在所有四种情况下，当重联到达半厚度较大的区域 w_2 时，扩展速度都会发生变化；所有情况下的扩展速度都远低于$c_{A0}d_{i0}/w_2$。如果均匀电流片扩展速度理论（Huba 和 Rudakov，2002；Shay 等，2003）适用于非均匀厚度的电流片，那么预期的扩展速度就应为 $c_{A0}d_{i0}/w_2$。

本研究所有模拟均采用相同方法生成与图3类似的堆叠图，并测得扩展速度（未示出）。表1汇总了本研究所有模拟的结果：第一列标记为有序对（w_1， w_2），对应各自的电流片半厚度。对于 $w_1 < w_2$ 和 $w_1 > w_2$的模拟，我们分别在第二列列出半厚度为w_2 时根据方程（12）和（13）得到的扩展速度预测值。第三列为从模拟中计算出的扩展速度大小 v_{s2} ，而

第四列为相对于理论预测的偏差，以百分比表示。

我们在图 4 中汇总了模拟得到的扩展速度。面板 (a) 显示了v_{s2} 随电流片半厚度 w的变化，其中 w_1 或 w_2代表自变量，具体取决于给定模拟组中的自变量。两个均匀半厚度模拟（w_1、 w_2） =(1, 1) 和 (2, 2) 以蓝色十字表示。三个具有 $w_1 = 1$ 和 $w_2 = 1.25$、1.5、1.75 的模拟以黑色方块表示，自变量为 $w = w_2$。五个具有 $w_1 = 0.75$、1.0、1.25、1.5、1.75、1.9 以及 $w_2 = 2$的模拟以红色三角形表示；两个具有 $w_1 = 2.25$、2.5 和 $w_2 = 2$ 的模拟以红色星号表示，其中自变量为 $w = w_1$。黑色虚线表示根据方程 (12) 得出的理论预测，其中 $w_1 = 1$ 固定， $w = w_2$ 为自变量。红色点划分段曲线表示根据方程 (12) 得出的预测，其中 $w_2 = 2$ 固定， $w = w_1$ 为自变量，适用于 $w_1 < w_2$；对于 $w_1 > w_2$，则采用方程 (13)。模拟结果与理论高度吻合。预计（w_1、 w_2） =(2, 1.5) 模拟不会落在两条曲线中的任一条上，因此未予显示。

为更定量地检验二者的一致性，图 4(b) 展示了所有满足 $w_1 \leq w_2$ 的模拟中的扩展速度 v_{s2}，并将其表示为 w_1/w_2^2 的函数；这是方程 (12) 给出的预测关系。我们对这些点进行线性最小二乘拟合，并用虚线画出拟合结果，其函数形式为 $v_{s2} = (0.919 \pm 0.082)$ $w_1/w_2^2 + (0.044 \pm 0.041)$，与方程 (12) 高度吻合。由于预测满足不同的标度关系，因此拟合未包含满足 $w_1 > w_2$ 的模拟。我们认为，对于厚度从 w_1 变化到 w_2 的电流片，扩展速度理论与第 2 节中的预测一致。

我们使用相同的模拟来检验关于厚度沿面外方向连续变化的电流片中磁重联扩展的预测。为了与方程 (16) 比较，我们估算电流片厚度发生变化区域内的扩展时间尺度，该区域位于模拟中 (w_1， w_2) =(1，2)。图 3(d) 中该模拟的堆叠图显示，磁重联大约在时间范围 $100 < t < 120$ 内扩展穿过区域 $-84 < z < -76$，因此 $\tau \simeq 20$。根据方程 (18)，厚度在过渡区 $-84 < z < -76$ 内近似呈线性变化，因此我们取 $\alpha = 1$ 和 $\Delta z = 2w_z = 8$。根据方程 (16)，预测磁重联穿过电流片厚度变化区域所需的时间为 $\tau \approx 19$。这与模拟结果吻合良好。为进一步检验该理论，我们又进行了两组额外模拟，其参数为 (w_1， w_2) =(1，2)，并在方程 (18) 中分别采用 $w_z = 8$ 和 $w_z = 12$ 作为梯度长度尺度，使其加倍和增至三倍 Δz。较高 w_z 的模拟中，扩展时间尺度分别约增加至原来的 2 倍和 3 倍（未显示）。这与方程 (16) 中关于 Δz 的预测标度关系一致，且假设线性剖面相同，即 $\alpha = 1$。这些结果表明，针对厚度逐渐变化的电流片中扩展速度的理论是成立的。

最后，我们证实了这样一个假设：对于从较薄电流片向较厚电流片的传播，重联磁场 B_y 是准直的。我们通过目视检查非均匀电流片较厚部分中的 B_y ，并将其与局部厚度均匀且相等的模拟进行比较来实现这一点。图5显示了在 $x = \tilde{x} - L$ 处 B_y 在yz 平面内的切片，其中 $L = 2$ 是电子扩散区的近似半长度；这些切片取自具有代表性的时刻，此时对于(a)在 $t = 280$ 处厚度为 $w_0 = 2$ 的均匀厚度模拟，以及(b)在 $t = 170$处具有 $w_1 = 1$和 $w_2 = 2$ 的模拟， B_y 大致到达 $z = -115$平面，且其振幅与初始扰动 ~ 0.004 相当。为分辨沿面外方向（从右至左）传播的极弱磁场，色标在相对较弱的 B_y =0。01处饱和。着重观察饱和的（白色）颜色，与.....相比，(b)图显示 B_y 在电流片中心 $y = 12.8$ 附近沿 y 方向显著准直

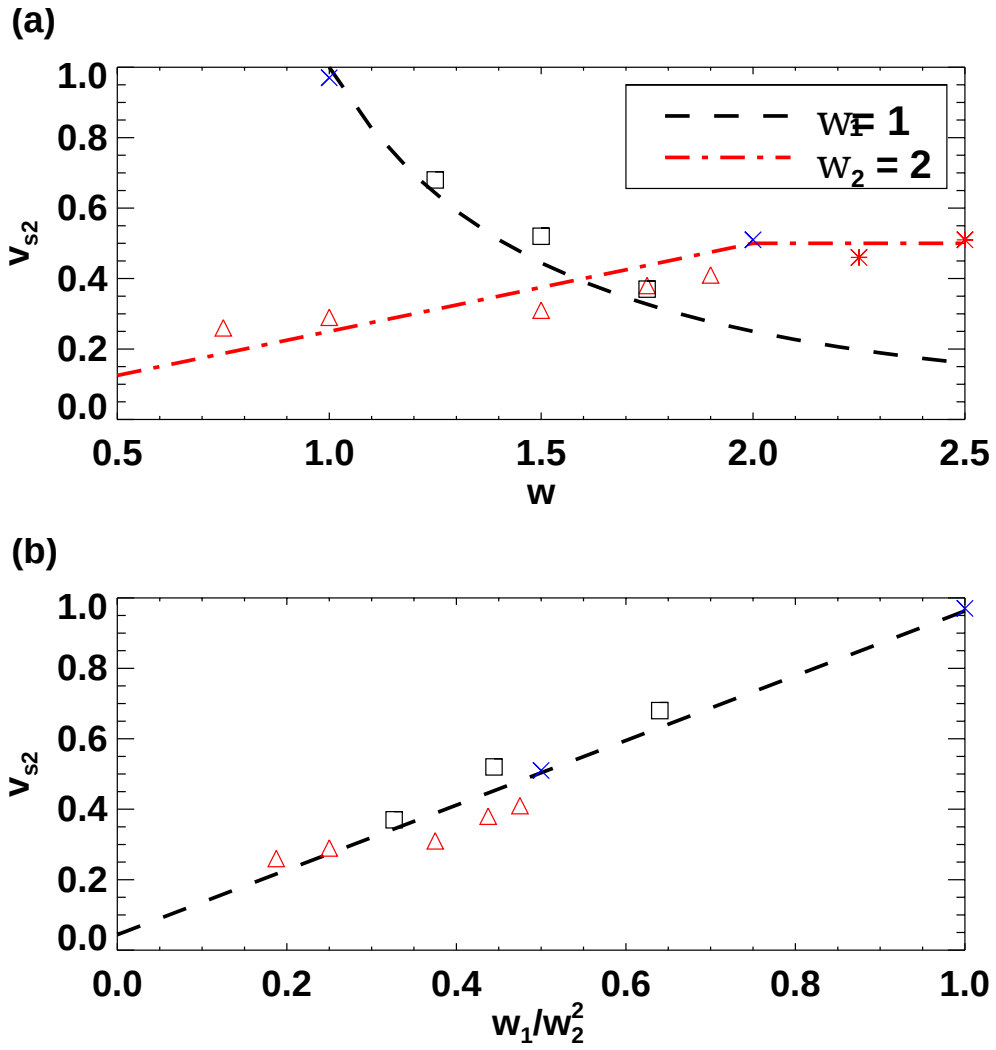

图4. 在初始电流片半厚度为 w_2 （以 d_{i0} 为单位）的区域内，反平行磁重联模拟中磁重联扩展速度 v_{s2} （以 c_{A0} 为单位）的模拟结果与理论的比较。模拟中的电流片在面外方向上的半厚度从 w_1 变化到 $w_{2\circ}$ (a) v_{s2} 随电流片半厚度 w 的变化，其中 w 根据相应模拟组中自变量的不同，表示自变量 w_1 或 $w_{2\circ}$ 两个均匀半厚度模拟（w_1，w_2）=(1，1) 和 (2, 2) 以蓝色叉号表示。三个 $w_1 = 1$ 分别为 .25、1.5、1.75 的模拟以黑色方块表示，自变量为 $w = w_{2\circ}$ 五个 $w_1 =$ 分别为 0.75、1.0、1.25、1.5、1.75、1.9 且 $w_2 = 2$ 的模拟以红色三角形表示；两个 w_1 分别为 .25、2.5 且 $w_2 = 2$ 的模拟以红色星号表示，此时自变量为 $w = w_{1\circ}$ 黑色虚线表示在 $w_1 = 1$ 固定且 $w = w_2$ 为自变量时，方程 (12) 对模拟结果的理论预测。红色点划分段曲线表示在 $w_2 = 2$ 固定且 $w = w_1$ 为自变量时，方程 (12) 对 $w_1 < w_2$ 的预测，以及方程 (13) 对 $w_1 > w_2$ 的预测。(b) 对于 $w_1 \leq w_2$ 的模拟，v_{s2} 随 w_1/w_2^2 的变化。黑色虚线给出了方程 (12) 的理论预测。

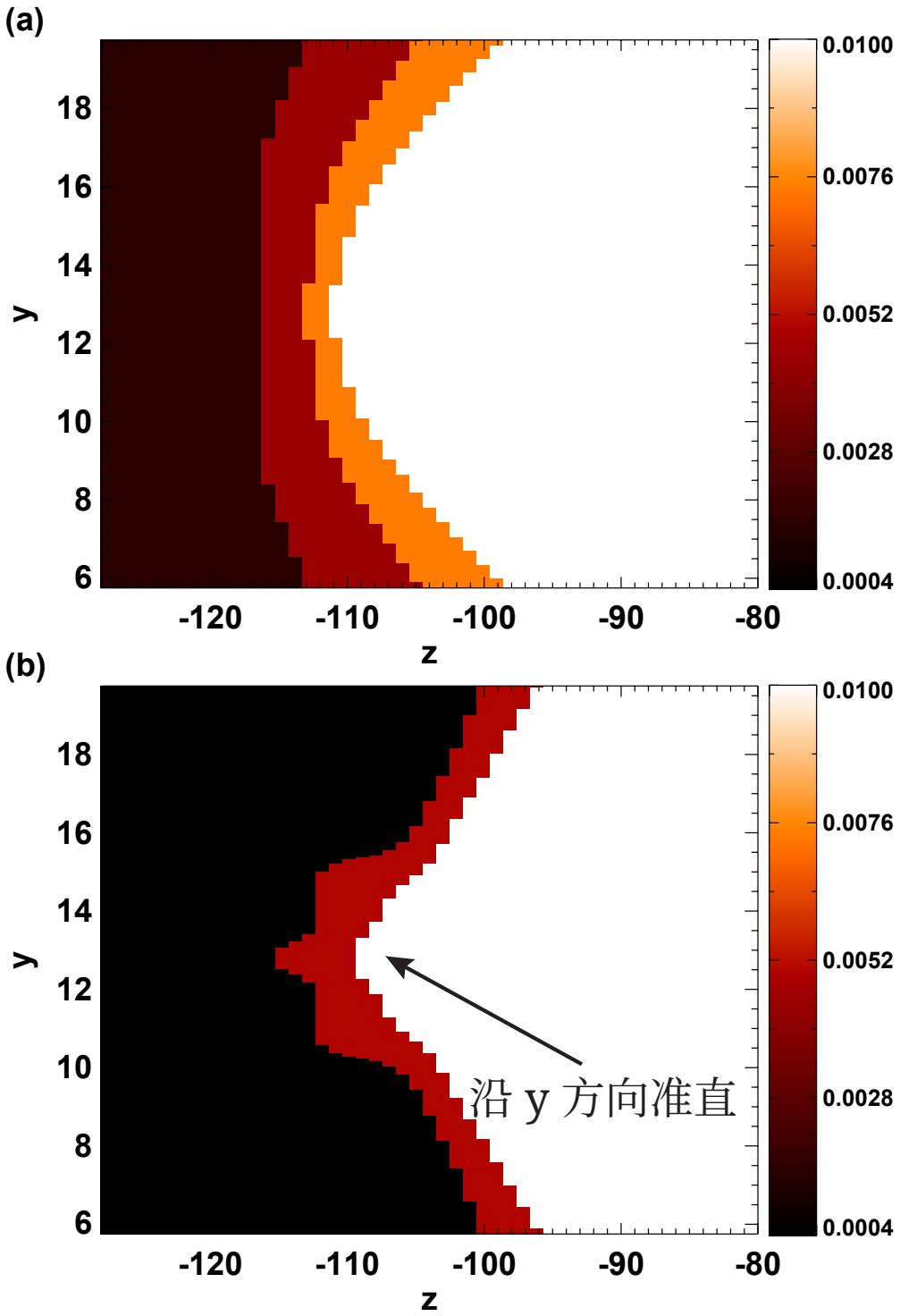

图5. 在 $x = \tilde{x} - L$ 时，针对以下模拟的 yz 平面剖面中的重联磁场分量 B_y：（a）半厚度均匀、初始值为 $w_0 = 2$ 的电流片，在 $t = 280$ 处；（b）初始厚度非均匀、 $w_2 = 2$ 的电流片，其中 $-128 < z < -80$ 为 $w_1 =$， $-80 < z < 80$ 为 1，在 $t = 170$处。 B_y 从较薄电流片向较厚电流片扩展时，在 y 方向上准直。

与面板 (a) 中的均匀情形相比，因此最初只扰动磁场中较小的嵌入式部分，从而说明了该理论的假设。在均匀厚度 $w_0 = 2$ 下 $t = 280$的模拟与 $w_1 = 1.5$ 和 $w_2 = 2$ 下 $t = 255$ 的模拟之间也进行了类似的比较（未显示）。对于这一厚度更为相近的比较 w_1 和 w_2，在两次模拟中均未观察到对流 B_y 厚度的明显差异。我们认为，这是由于准直的空间尺度过于相近，难以分辨其中的差异。用于比较的时间切片存在不确定性，也使得难以辨别该比较中 B_y 的准直情况。总而言之，具有足够尺度分离的模拟清楚地表明，重联后的 B_y 在对流过程中会发生准直。

5 应用

5.1 近地磁尾中的磁重联扩展

已知近地磁尾中的中央等离子体片沿晨昏方向的厚度会持续变化 Y_{GSM} 在地心太阳磁层（GSM）坐标系中，这相当于第 2 节中的 z 坐标。其在午夜磁地方时的厚度最小，而在夜侧磁层顶附近的侧翼处达到最大值 [见 Voigt（1984）的图 3 和 Tsyganenko（1998）的图 7]。薄电流片更常见于从午夜到黄昏的区域（Rogers 等人，2023）。反平行磁场构型和低碰撞性使其成为应用该理论的理想系统。

首先，我们计算近地磁尾亚暴膨胀事件期间磁重联扩展的时间尺度。对于亚暴前的初始条件，假设为完全电离氢等离子体，重联磁场的渐近值为 $B_x \approx 20$ nT（Miyashita 等人，2020），等离子体片边界层处的磁层密度为 $n \approx 0.1\text{cm}^{-3}$（Baumjohann 等人，1990），据此估计离子惯性尺度为 $d_i \approx 720$ km，Alfv´én 速度为 $c_A \approx 1400$ km s^{-1}。我们取 $w_1 \approx 0.1 - 0.4R_E \approx 0.89 - 3.5\ d_i$ 为午夜处的最小跨磁尾半厚度，取 $w_2 \approx 1R_E \approx 8.9\ d_i$ 为侧翼处的最大值，并取 $\Delta z \sim 15R_E \approx 133d_i$ 为沿晨昏方向的横尾电流片近似半长度（Fairfield，1980；Sergeev 等人，1990）。由于 Δz 远大于离子惯性尺度，因此假设电流片仅逐渐变厚是合理的。我们假设磁重联始于一条有限长度 X 线，其向晨侧边缘位于午夜处（$Y_{GSM} = 0$），因此磁重联沿电子运动方向向晨侧扩展（Nagai 等人，2011，2013），直到到达 $Y_{GSM} = -\Delta z = -15R_E$。假设为抛物线形跨磁尾电流片，我们在方程（15）中使用 $\alpha = 2$。利用方程（16），得到的扩展时间尺度范围为 $\tau \approx 2.5 - 23.6$ 分钟，其中范围取决于 w_1的值。作为比较，如果横尾电流片均匀且具有典型的午夜半厚度 $w_1 \approx 0.1{-}0.4\ R_E \approx 0.89{-}3.5\ d_i$，则方程（5）表明扩展时间尺度将在 $\tau \approx 1{-}4$ 分钟范围内，与´Alfvén 穿越时间 ≈ 1 分钟相当。因此，该理论提供了一种沿横尾电流片进行磁重联扩展的机制，其时间尺度长于 Alfv´én 速度和电流载流子速度所暗示的时间尺度。

观测还表明，近地磁尾中的磁重联可能始于一条X线，其向晨侧边缘位于 $Y_{GSM} > 0$ (Shay 等，2003；R. Nakamura 等，2004；Nagai 等，2013)。这表明，磁重联可能首先从电流片较厚的部分向午夜处较薄的部分扩展，随后继续向晨侧扩展至电流片较厚的部分。在这种情形下，$Y_{GSM} > 0$ 区域内的扩展时间尺度可用方程（17）计算，该方程适用于沿电流片厚度递减区域的扩展。

观测证据还表明，磁重联可能不会沿整个晨昏方向扩展，而是在X线达到 $\sim 8R_E$ 长度时停止（Nagai 等，2013）。将方程（16）和（17）中的 Δz 约束为经验值，可能会得到更准确的预测。我们指出，由于地球偶极倾角的季节和昼夜振荡，横尾电流片的结构也可能更加复杂，并在侧翼附近不对称地偏离晨昏方向（Tsyganenko，1998）。我们的模型电流片未考虑这一效应；不过，如果等离子体片的曲率半径远大于离子惯性尺度，那么这一效应对当前结果的修正应该很小。

5.2 双带太阳耀斑中的磁重联扩展

理论可能适用的另一种情形，是双带耀斑中耀斑带的扩展或“拉链式”运动；人们认为，这种运动源于太阳日冕中磁重联在面外方向的扩展 [参见 Qiu 等（2010）；Tian 等（2015）；Qiu 等（2017）及其中的参考文献]。Qiu 等（2017）分析了六个双带耀斑事件，发现耀斑带的延伸/扩展速度通常比日冕 Alfv´én 速度低，最多可低一个数量级。此前已知的一种能够解释亚 Alfv´én 磁重联扩展速度的机制是：电流片可能具有均匀厚度，但其厚度大于离子惯性尺度（Shay 等，2003；Arencibia 等，2021）。对于导引场较弱的耀斑事件，例如 Qiu 等（2017）中的图 5，这可能是解释耀斑带以均匀速度单向扩展的一种潜在机制。

本研究的结果为低于阿尔芬速度的扩展速度提供了另一种机制。这种情景的一种观测特征是，磁重联扩展速度会随距离增加而减慢。此外，如果最小和最大半厚度 w_1 和 w_2 均大于离子惯性尺度，那么理论预测，在电流片中的任何位置，扩展速度都低于阿尔芬速度，也低于当地的电流载流子速度。这与图 2（Qiu 等（2017））和图 9（Naus 等（2022））中观测到的耀斑带延伸速度的变化在定性上相似，两图均显示耀斑带延伸速度沿扩展方向发生变化，不过需要指出，前者所涉事件中的耀斑带扩展方向与推断出的电流载流子运动方向相反。正如 Naus 等（2022）所提及的，这一特征或可用于推断正在发生磁重联的日冕电流片结构，尽管所讨论的厚度远低于目前日冕观测的分辨尺度（$d_i \sim 10$ 米）。

6 结论

我们针对面外方向厚度变化的反平行磁重联，建立了无碰撞磁重联扩展的标度理论。现有理论仅适用于厚度均匀的电流片，并预测反平行无碰撞磁重联在电流片中的扩展速度等于局域电流载流子速度；对于半厚度为 w_1 的均匀电流片，该速度为 $v_s = c_A(d_i/w_1)$，其中 c_A 是基于重联磁场的阿尔fv´én 速度，而 d_i 是离子惯性长度。对于厚度非均匀的电流片，若磁重联在半厚度为 w_1 的位置启动，并向半厚度为 $w(z)$ 的较厚电流片扩展，我们预测扩展速度会降至 $v_s = c_A w_1 d_i/[w(z)]^2$，即 降低 $w_1/w(z)$ 倍，这是由于初始有效重联磁场强度降低所致（Shay 等，2004）。因此，重联起始区域会产生记忆效应。重要的是，我们的结果提供了一种机制，可解释磁重联扩展速度为何低于阿尔fv´én 速度和电流载流子速度；太阳和磁层环境中的观测均显示了这一现象。若磁重联从较厚电流片向较薄电流片扩展，其扩展速度就是电流载流子速度 $v_s = c_A d_i/w(z)$，因此不存在

来自磁重联起始区域的记忆效应。我们计算了已知 $w(z)$ 分布的电流片中磁重联扩展的时间尺度。我们通过三维双流体数值模拟验证了这些预测。

我们将研究结果应用于这样一些物理系统：其中重联电流片的厚度已知或预计在面外方向上起初并不均匀。在地球磁尾中，近地横尾电流片的厚度从午夜向外至侧翼磁层顶持续增大；利用活跃时段的磁尾模型形状，可以预测其扩展的时间尺度。此类分析也可用于平静时段的事件，但本文未予开展。这两项预测都应能与直接观测或遥感观测进行比较，这将是未来研究的重要一步。对于双带太阳耀斑，我们的结果或可解释为何在重联磁场几乎反向平行的事件中，耀斑带可能以亚阿尔芬速度扩展。此外，我们还提出了电流片厚度变化时扩展过程的一种观测特征：即，扩展过程中速度会随时间变化。推断出的电流片厚度远低于当前观测能力，因此需要采用其他方法来证实或证伪该模型在太阳耀斑中的适用性。

未来研究还有许多其他方向。我们的模拟假设沿电流片各处的渐近重联磁场强度相同，但实际情况未必如此。在这种情形下，我们预计这里的结果仍可适用，只需将 B_0 替换为 $B_x(z)$；不过，还需要未来的工作来检验这一假设。在三维盒状几何中进行的模拟可能会忽略真实系统中的重要几何效应，包括太阳日冕中磁场的曲率和密度结构，以及地球偶极倾角在季节和昼夜振荡期间近地磁尾电流片的曲率，还有近地磁尾中存在的法向 $B_{z,GSM}$ 。我们的研究未包含面外（导引）磁场，而这可能与太阳耀斑带扩展事件、日侧磁层顶以及太阳风有关。将我们的结果推广到非对称磁重联，也可能有助于研究日侧磁层顶处的磁重联扩展；据报道，该处的磁重联扩展速度为亚阿尔芬速（Zou 等，2018）。有必要将结果推广到非对称磁重联，以检验这里讨论的机制是否能够解释 Walsh 等人（2018）所观察到的日侧磁层顶处扩展速度降低现象；在那里，电流片在鼻部附近最薄，并且沿磁尾方向逐渐变厚。当前模拟在双流体模型中采用冷电子，因此不存在漂移波。在真实系统中，当电流片厚度沿面外方向发生变化时，预计可能会激发漂移波。研究电流片厚度在动力学尺度上发生变化的系统中的磁重联扩展，考察漂移波是否发挥作用，并确定平衡电流是否会阻碍扩展，可能会很有意义。如果电流片厚度在大于电子惯性尺度的长度尺度上发生变化，则这一效应可能很小；但研究漂移波是否影响扩展速度，应成为未来扩展磁流体力学或动力学建模的课题。此外，对第 2.2 节理论中的嵌入效应进行更严格的描述也将很有意义。

7 开放研究

本研究使用双流体代码 F3D（Shay 等，2004）开展模拟研究。所用模型参数详见第 3 节。数据分析及所有模拟图的生成均使用 IDL 8.2 完成。支持研究结果并用于生成所有模拟图的处理后模拟数据已公开发布（Arencibia 等人，2022、2023）。

致谢
我们感谢 Dana Longcope、Toshi Nishimura、Eric Priest、Kathy Reeves 和 Luke Shepherd 分享有益的见解。感谢 Mahmud Hasan Barbhuiya 协助标注图5。谨此致谢 NSF 资助项目 AGS-1460037（PAC）、AGS 1602769（PAC）、AST-1839084（JQ）、AGS-2024198（MAS）、OIA-1655280（HL），美国能源部资助项目 DE- SC0020294（PAC），美国国家航空航天局资助项目 80NSSC19M0146（PAC）、NNX16AG76G（PAC）、80NSSC18K1379（SMP）、80NSSC20K1813（MAS）、SUB000313/80GSFC19C0027（HL）、SV4-84017（HL）和 80NSSC21K0003（HL），以及合同 499935Q（SMP）提供的支持。本研究所需的计算资源由美国国家航空航天局高端计算（HEC）计划通过美国国家航空航天局艾姆斯研究中心高级超级计算（NAS）部提供；此外，美国能源部科学办公室用户设施——国家能源研究科学计算中心（NERSC）也提供了计算资源。该中心由美国能源部科学办公室根据合同编号 DE-AC02-05CH11231 提供支持。

参考文献

Arencibia, M., Cassak, P. A., Shay, M. A., & Priest, E. R. (2021). 三维磁重联扩展的标度理论。《等离子体物理》, *28*(8), 082104。取自 https://doi.org/10.1063/5.0052189 doi: 10.1063/ 5.0052189 Arencibia, M., Cassak, P. A., Shay, M. A., Qiu, J., Petrinec, S. M., & Liang, H. (2022). 非均匀厚度电流片中三维磁重联扩展的数据 [数据集]。Zenodo。取自 https://doi.org/10.5281/zenodo.6914761 doi: 10.5281/zenodo.6914761 Arencibia, M., Cassak, P. A., Shay, M. A., Qiu, J., Petrinec, S. M., & Liang, H. (2023). 非均匀厚度电流片中三维磁重联扩展的补充数据 [数据集]。Zenodo。取自 https://doi.org/10.5281/zenodo.7401480 doi: 10.5281/zenodo.7401480 Baumjohann, W., Paschmann, G., & LUHR, H. (1990, 04). 等离子体片中高速离子流的特征。《地球物理研究杂志：空间物理》, *95*, 3801-3809。doi: 10.1029/JA095iA04p03801 Cassak, P. A., & Drake, J. F. (2009). 微观磁重联对耀斑前能量储存的影响。*Ap. J. Lett.*, *707*, L158。Dorfman, S., Ji, H., Yamada, M., Yoo, J., Lawrence, E., Myers, C., & Tharp, T. D. (2013). 实验室等离子体中的三维脉冲式磁重联。《地球物理研究快报》, *40*, 1。Dungey, J. W. (1953). 天体物理系统中发生放电的条件。*Phil. Mag.*, *44*, 725。Egedal, J., Katz, N., Bonde, J., Fox, W., Le, A., Porkolab, M., & Vrublevskis, A. (2011). 二维对称性破缺引起环形等离子体中磁重联的自发起始。《等离子体物理》, *18*, 111203。Fairfield, D. H. (1979). 地磁尾平均构型。《地球物理研究杂志：空间物理》, *84*(A5), 1950-1958。取自 https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/ JA084iA05p01950 doi: https://doi.org/10.1029/JA084iA05p01950 Fairfield, D. H. (1980). 地磁中性片形状与位置的统计测定。《地球物理研究杂志》, *85*, 775-780。Gosling, J. T., Eriksson, S., Blush, L. M., Phan, T. D., Luhmann, J. G., McComas, D. J., . . . Simunac, K. D. (2007). 在1天文单位处的太阳风中，五艘航天器观测到来自延伸¿ 4.26$\times 10^6$ km的磁重联X线、方向相反的排出喷流。《地球物理研究快报》, *34*, L20108。Graham, D. R., & Cauzzi, G. (2015, July). 太阳耀斑中多个蒸发带源的时间演化。*Astrophys. J. Lett.*, *807*(2), L22。doi: 10.1088/2041-8205/807/2/L22 Guzdar, P. N., Drake, J. F., McCarthy, D., Hassam, A. B., & Liu, C. S. (1993).

托卡马克边缘等离子体中非线性漂移电阻气球模的三维流体模拟。《B辑流体物理》, 5(10), 3712-3727。Haaland, S., Reistad, J., Tenfjord, P., Gjerloev, J., Maes, L., DeKeyser, J., . . . Dorville, N. (2014). 侧翼磁层顶的特征：Cluster观测。《地球物理研究杂志：空间物理》, 119(11), 9019- 9037。取自 https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/ 10.1002/2014JA020539 doi: https://doi.org/10.1002/2014JA020539 Hietala, H., Eastwood, J. P., & Isavnin, A. (2014). 地球磁尾中依次释放的倾斜磁通绳。《等离子体物理与受控聚变》, 56, 064011。Hietala, H., Phan, T. D., Angelopoulos, V., Oieroset, M., Archer, M. O., Karlsson, T., & Plaschke, F. (2018). 磁鞘高速喷流触发磁层顶重联的原位观测。《地球物理研究快报》, 45(4), 1732-1740。Huang, K., Liu, Y.-H., Lu, Q., & Hesse, M. (2020). X线范围受限时磁重联的标度关系。《地球物理研究快报》,47(19), e2020GL088147。取自 https://agupubs.onlinelibrary . wiley.com/doi/abs/10.1029/2020GL088147 (e2020GL088147 10.1029/2020GL088147) doi: 10.1029/2020GL088147 Huba, J. D., & Rudakov, L. I. (2002). 三维霍尔磁重联。《等离子体物理》, 9, 4435。Huba, J. D., & Rudakov, L. I. (2003). 中性层的霍尔磁流体力学。《等离子体物理》, 10, 3139。Isobe, H., Yokoyama, T., Shimojo, M., Morimoto, T., Kozu, H., Eto, S., . . . Shibata, K. (2002). 1997年5月12日长持续时间事件耀斑衰减阶段的磁重联率。《天体物理学杂志》, 566, 528。Jain, N., & B¨uchner, J. (2017). 色散波传播导致电子尺度磁重联以依赖波数的速度扩展。《等离子体物理》, 24(8), 082304。doi: 10.1063/1.4994704 Jain, N., B¨uchner, J., Dorfman, S., Ji, H., & Sharma, A. S. (2013). 无碰撞磁重联中的电流中断及其扩展。《等离子体物理》,20, 112101。Jain, N., B¨uchner, J., Co mi.sel, H., & Motschmann, U. (2021, sep). 无碰撞等离子体湍流中形成的电流片内的自由能源。《天体物理学杂志》, 919(2), 103。取自 https://doi.org/10.3847/ 1538-4357/ac106c doi: 10.3847/1538-4357/ac106c Karimabadi, H., Krauss-Varban, D., Huba, J. D., & Vu, H. X. (2004). 磁重联模式及相关三维不对称性：混合模型、无霍尔混合模型和霍尔磁流体力学模拟。《地球物理研究杂志》, 109, A09205。Katz, N., Egedal, J., Fox, W., Le, A., Bonde, J., & Vrublevskis, A. (2010). 磁重联局域起始的实验室观测。《物理评论快报》,104, 255004。Kaymaz, Z., Siscoe, G., Tsyganenko, N., & Lepping, R. (1994, 05). 33 r e处的磁尾景象：Imp 8磁力计观测。《地球物理研究杂志》, 99, 8705-8730。doi: 10.1029/93JA03564 Lapenta, G., Krauss-Varban, D., Karimabadi, H., Huba, J. D., Rudakov, L. I., & Ricci, P. (2006). 三维磁重联中X线扩展的动力学模拟。《地球物理研究快报》, 33, L10102。Li, T., Liu, Y.-H., Hesse, M., & Zou, Y. (2020). 非对称磁重联中的三维X线扩展。《地球物理研究杂志：空间物理》, 125(2), e2019JA027094。doi: 10.1029/2019JA027094 Liu, Y.-H., Li, T. C., Hesse, M., Sun, W., Liu, J., Burch, J., . . . Huang, K. (2019). 空间受限的X线范围下的三维磁重联——对偶极化磁通束和晨昏不对称性的启示。《地球物理研究杂志》. (arXiv:1901.10195) McPherron, R. L., Russell, C. T., & Aubry, M. P. (1973). 唯象模型

用于亚暴。《地球物理研究杂志》，*78*，3131。Meyer III, J. C.（2013）。三维磁重联中的扩散区结构（未发表的博士学位论文）。特拉华大学。Miyashita, Y., Seki, K., Sakaguchi, K., Hiraki, Y., Nos´e, M., Machida, S., . . . Pater- son, W. R.（2020）。地球磁尾内等离子体片内区与外区之间的过渡。《地球物理研究杂志：空间物理》，*125*（4），e2019JA027561。doi：https://doi.org/10.1029/2019JA027561 Nagai, T.（1982）。同步高度处观测到的亚暴磁场特征。《地球物理研究杂志》，*87*，4405。Nagai, T., Shinohara, I., Fujimoto, M., Matsuoka, A., Saito, Y., & Mukai, T.（2011）。利用Geotail探测器构建近地磁尾中的磁重联。《地球物理研究杂志：空间物理》，*116*（A4）。取自 https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/ 2010JA016283 doi：https://doi.org/10.1029/2010JA016283 Nagai, T., Shinohara, I., Zenitani, S., Nakamura, R., Nakamura, T. K. M., Fu- jimoto, M., . . . Mukai, T.（2013）。根据Geotail观测得到的磁尾磁重联三维结构。《地球物理研究杂志：空间物理》，*118*（4），1667-1678。取自 https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/jgra.50247 doi：10.1002/jgra.50247 Nakamura, R., Baumjohann, W., Mouikis, C., Kistler, L., Runov, A., Volwerk, M., . . . Balogh, A.（2004）。Cluster观测到的等离子体片高速流的空间尺度。《地球物理研究快报》。Nakamura, T. K. M., Nakamura, R., Alexandrova, A., Kubota, Y., & Nagai, T.（2012）。沿电流方向具有有限宽度的三维磁重联中的霍尔磁流体效应。《地球物理研究杂志》，*117*，03220。Naus, S. J., Qiu, J., DeVore, C. R., Antiochos, S. K., Dahlin, J. T., Drake, J. F., & Swisdak, M.（2022年2月）。太阳耀斑中极紫外带与硬X射线相关的时空演化。《天体物理学杂志》，*926*（2），218。doi：10.3847/1538-4357/ac4028 Ng, J., Chen, L.-J., & Omelchenko, Y. A.（2021）。高速喷流触发的地球磁层顶爆发式磁重联。《等离子体物理》，*28*（9），092902。取自 https://doi.org/10.1063/5.0054394 doi：10 . 1063/5.0054394 Phan, T. D., Gosling, J. T., Davis, M. S., Skoug, R. M., Oieroset, M., Lin, R. P., . . . Balogh, A.（2006）。太阳风中延伸超过390个地球半径的磁重联X线。《自然》，*439*，175。Priest, E., & Forbes, T.（2000）。磁重联。剑桥大学出版社。Qiu, J.（2009）。磁重联序列的观测分析。《天体物理学杂志》，*692*，1110。Qiu, J., Liu, W., Hill, N., & Kazachenko, M.（2010）。双带耀斑中的磁重联与能量学：重新审视巴士底日耀斑。《天体物理学杂志》，*725*，319。Qiu, J., Longcope, D. W., Cassak, P. A., & Priest, E. R.（2017年3月）。耀斑带的延伸。《天体物理学杂志》，*838*，17。doi：10.3847/1538-4357/aa6341 Rogers, A. J., Farrugia, C. J., Torbert, R. B., & Rogers, T. J.（2023）。将磁曲率应用于MMS数据，以识别相对于磁尾重联的薄电流片。《地球物理研究杂志：空间物理》，*128*（1），e2022JA030577。取自 https://agupubs.onlinelibrary . wiley.com/doi/abs/10.1029/2022JA030577 doi：https://doi.org/10.1029/2022JA030577 Rong, Z. J., Wan, W. X., Shen, C., Li, X., Dunlop, M. W., Petrukovich, A. A., . . . Lucek, E.（2011）。磁尾磁结构的统计调查

电流片。《地球物理研究杂志：空间物理》，*116*（A9）。取自 https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/ 10.1029/2011JA016489 doi：https://doi.org/10.1029/2011JA016489 Sergeev, V. A., Tanskanen, P., Mursula, K., Korth, A., & Elphic, R. C.（1990年4月）。亚暴增长相期间近地等离子体片中的电流片厚度。《地球物理研究杂志》，*95*（A4），3819-3828。doi：10.1029/JA095iA04p03819 Shay, M. A., Drake, J. F., Swisdak, M., Dorland, W., & Rogers, B. N.（2003）。内禀三维磁重联：一种产生爆发性高速流的机制？《地球物理研究快报》，*30*，1345。Shay, M. A., Drake, J. F., Swisdak, M., & Rogers, B. N.（2004）。嵌入式无碰撞磁重联的标度关系。《等离子体物理》，*11*，2199。Shepherd, L. S., & Cassak, P. A.（2012）。无碰撞磁重联期间导引场对三维X线扩展的影响。《地球物理研究杂志》，*117*，A10101。Shepherd, L. S., Cassak, P. A., Drake, J. F., Gosling, J. T., Phan, T.-D., & Shay, M. A.（2017）。有限长度X线磁重联中排出区的结构。《天体物理学杂志》，*848*，90。Tian, H., Young, P. R., Reeves, K. K., Chen, B., Liu, W., & McKillop, S.（2015年10月）。色球蒸发的时间演化：2014年9月6日M1.1级耀斑和2014年9月10日X1.6级耀斑的案例研究。《天体物理学杂志》，*811*（2），139。doi：10.1088/0004-637X/811/2/139 Tripathi, D., Isobe, H., & Mason, H. E.（2006）。利用SoHO-EIT观测到的日珥喷发后增亮现象的传播。《天文学与天体物理学》，*453*，1111。Tsyganenko, N. A.（1998年10月）。利用一般形变方法对扭曲/弯曲的磁层构型进行建模。《地球物理研究杂志》，*103*（A10），23551-23564。doi：10.1029/98JA02292 Vasyliunas, V. M.（1975年2月）。磁力线合并的理论模型，1。《地球物理评论》，*13*（1），303。Voigt, G. H.（1984年4月）。地球磁尾中等离子体片的形状和位置。《地球物理研究杂志》，*89*（A4），2169-2179。doi：10.1029/ JA089iA04p02169 Walsh, B. M., Welling, D. T., Zou, Y., & Nishimura, Y.（2018）。磁层顶重联的最大扩展速度。《地球物理研究快报》，*45*（11），5268-5273。取自 https://agupubs.onlinelibrary .wiley.com/doi/abs/10.1029/2018GL078230 doi：https://doi.org/10.1029/ 2018GL078230 Zhou, M., Ashour-Abdalla, M., Deng, X., Pang, Y., Fu, H., Walker, R., . . . Tang, R.（2017年9月）。地球磁尾中三维磁重联的观测。《地球物理研究杂志（空间物理）》，*122*，9513-9520。doi：10.1002/2017JA024597 Zou, Y., Walsh, B. M., Nishimura, Y., Angelopoulos, V., Ruohoniemi, J. M., McWilliams, K. A., & Nishitani, N.（2018）。利用地面与卫星协同观测测定磁层顶重联X线的扩展速度。《地球物理研究快报》，*45*（1），80-89。取自 https://agupubs.onlinelibrary .wiley.com/doi/abs/10.1002/2017GL075765 doi：10.1002/2017GL075765 Zou, Y., Walsh, B. M., Nishimura, Y., Angelopoulos, V., Ruohoniemi, J. M., McWilliams, K. A., & Nishitani, N.（2018年1月）。利用地面与卫星协同观测测定磁层顶重联X线的扩展速度。《地球物理研究快报》，*45*，80-89。doi：10.1002/2017GL075765