以 0.1 速率发生的磁重联：广义相对论磁流体力学中的有效电阻率

B. Ripperda,[1, 2, 3,4, *] *M. P. Grehan,*[2, 1] *A. Moran,*[5] *S. Selvi,*[5] *L. Sironi,*[5, 6] *A. Philippov,*[7] *A. Bransgrove,*[8] 和 *O. Porth*[9]

[1] *Canadian Institute for Theoretical Astrophysics, 60 St. George St, Toronto, ON M5S 3H8, Canada* [2] *Department of Physics, University of Toronto, 60 St. George St, Toronto, ON M5S 1A7, Canada*

[3] *David A. Dunlap Department of Astronomy & Astrophysics,University of Toronto, 50 St. George St,Toronto, ON M5S 3H4, Canada* [4] *Perimeter Institute for Theoretical Physics, 31 Caroline St. North, Waterloo, ON N2L 2Y5, Canada*

[5] *Department of Astronomy, Columbia University, New York, NY 10027, USA* [6] *Center for Computational Astrophysics, Flatiron Institute, 162 Fifth Ave, New York, NY 10010, USA* [7] *Department of Physics, University of Maryland, 7901 Regents Drive, College Park, MD 20742, USA*

[8] *Princeton Center for Theoretical Science and Department of Astrophysical Sciences,Princeton University, Princeton, NJ 08544, USA* [9] *Anton Pannekoek Institute, Science Park 904, 1098 XH, Amsterdam, The Netherlands*

arXiv:2601.02460v1 [astro-ph.HE] 5 Jan 2026

人们认为，相对论性磁重联是中子星和黑洞各种多波长辐射信号的能量来源。相对论性电阻磁流体力学（RRMHD）提供了最简单的磁重联模型。然而，与第一性原理动力学模型相比，较小的均匀电阻率会低估磁重联率。我们采用基于动力学模型的有效电阻率——它将重联电场与电荷匮乏电流密度联系起来——并表明，RRMHD 能够重现动力学模型中较高的磁重联率，无论是在局部电流片中，还是在黑洞整体磁层中。

引言。——相对论性磁重联是一种高效的机制，能够将磁能转化为动能，为高能天体物理源中的多波长辐射提供能量 [1–16]。黑洞和中子星观测到的短暂而强烈的耀斑，要求能量以很快的速率转化。

相对论性磁重联最简单的理论描述是相对论性电阻磁流体力学（RRMHD）。在 Sweet–Parker（SP）模型 [17, 18] 及其相对论性扩展 [19, 20]，中，均匀电阻率 η 会产生磁重联率 $\beta_{\rm rec} = v_{\rm in}/v_{\rm out} \sim S^{-1/2}$，该速率随朗缪尔数$S = 4\pi v_{\rm A}\ell/\eta c^2$变化；朗缪尔数是长度为 $L = 2\ell$的层中电阻时间尺度与 Alfv´én 时间尺度之比，c为光速，$v_{\rm in}$ 为流入该层的速度，$v_{\rm out}$为外流速度。当磁化度 $\sigma = B^2/(4\pi nmc^2) \gg 1$时，外流速度——其量级约为 Alfv´én 速度 $v_{\rm A} = \sqrt{\sigma/(\sigma+1)}\,c$——趋近于 c；其中，B表示磁场强度，n表示总数密度，m表示粒子质量。于是 $\beta_{\rm rec} \approx v_{\rm in}/c$，因此，为解释耀斑的短暂时间尺度，$v_{\rm in}$ 必须是 c 的显著部分。

对于现实中较高的天体物理朗缪尔数，Sweet–Parker 预测的流入速度过于缓慢。然而，在大型 $S \gtrsim 10^4$ 等离子体中，电流片可能碎裂成更小的重联层，形成一串磁零点（X点）和等离子体团。这种等离子体团不稳定性会导致渐近速率 $\beta_{\rm rec} \sim 10^{-2}$ [21]，其速度快于 Sweet–Parker 结果，且与 η [22, 23]无关。

在许多相对论天体物理学等离子体中，库仑平均自由程足够长，因此相对论电阻性磁流体力学在形式上并不适用，必须采用动理学处理。在这一无碰撞区中，粒子网格法（PIC）模拟表明，磁重联速率通常比磁流体力学的渐近值 $\sim 10^{-2}$ [24–27] 高一个数量级。这种较快的速率由局限于X点的各向异性电子压强驱动；有人认为，这种压强会产生类似于空间局域（即非均匀）电阻率的效应 [28, 29]。

对于较高的 σ，X点中的大电流结合较低的上游密度，要求携带电流、反向流动的带电粒子以接近光速的速度运动。X点中的等离子体无法得到足够快速的补充，因此变得电荷匮乏。由此产生的压力和密度亏缺会驱动快速流入，即较大的 $\beta_{\rm rec}$ [30]。将电荷为 e的粒子的电荷匮乏电流 $|\boldsymbol{J}| \sim nec$ 与X点中的非理想电场联系起来，[31]推导出了一种与导引场无关且与坐标无关的有效电阻率。

在本文中，我们表明，假设X点处的电流受到电荷匮乏限制而推导出的有效电阻率，对于实现 $\beta_{\rm rec} \gtrsim 0.1$所对应的快速“动理学”磁重联率确实至关重要。我们通过局部哈里斯电流片的二维（2D）相对论电阻性磁流体力学模拟，以及分裂单极黑洞磁层的全局广义相对论电阻性磁流体力学（GRRMHD）模拟，证明了这一点。

电阻率模型。— 在（广义）相对论电阻性磁流体力学中，安培方程中的电阻性源项

$$\partial_t \boldsymbol{E} - c\nabla\times\boldsymbol{B} = 4\pi\boldsymbol{J} \tag{1}$$

由欧姆定律 $\boldsymbol{J} - q\boldsymbol{v} = \boldsymbol{E}^*/\eta$ 给出，其中 $q = \nabla\cdot\boldsymbol{E}/4\pi$ 为电荷密度，$\boldsymbol{B}$ 为磁场，$\boldsymbol{E}$ 为电场，$\boldsymbol{v}$ 为速度场，其整体洛伦兹因子为 Γ，而

$$\boldsymbol{E}^* = \Gamma\left[\boldsymbol{E} + \boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B}/c - (\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{v})\boldsymbol{v}/c^2\right] \tag{2}$$

[32, 33]。请注意，本文始终只在实验室参考系中进行讨论。

电荷匮乏，因此有效的 η，与参考系无关。这一点可从重联层的粒子网格法（PIC）模拟中看出（如下所述）：模拟显示，

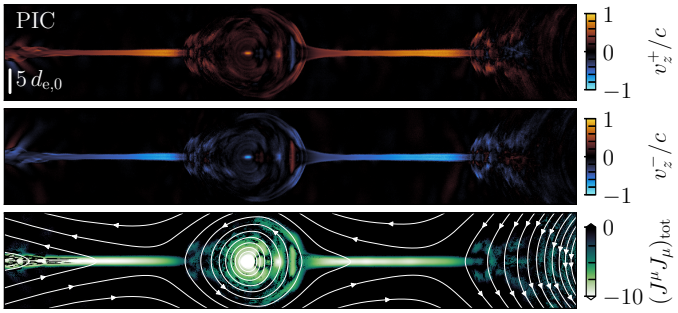


图1：重联哈里斯电流片的 PIC 模拟中的电荷匮乏。正电子（第一幅图）和电子（第二幅图）以接近光速的速度反向流动。总电流（第三幅图）的洛伦兹不变量 $(J^\mu J_\mu)_{\rm tot}$ 在电流片中始终为类空（<0），表明该电流由反向流动的电子和正电子提供。白线和箭头表示磁力线，其间距对应面外矢量势的等值间隔。第三幅图以 $(n_0ec)^2$ 归一化，上游区总数密度为 n_0。上游区趋肤深度 $d_{e,0}=\sqrt{mc^2/4\pi n_0e^2}$ 由白色竖线标出。

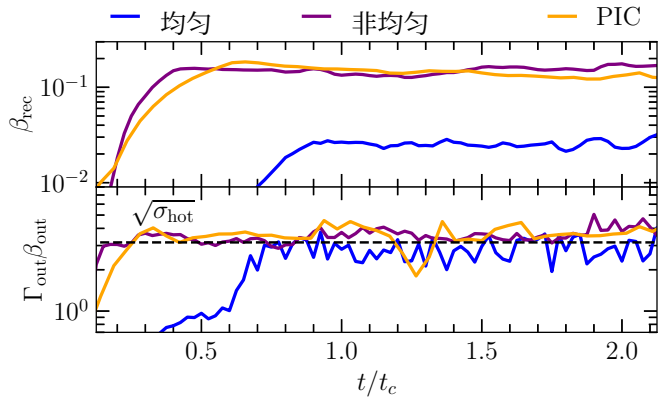


图2：第一幅图：相对论电阻性磁流体力学（RRMHD）均匀 η（蓝色）、非均匀 η（紫色）和 PIC（橙色）情况下重联率 $\beta_{\rm rec}$ 的时间演化。结果表明，非均匀η 情况下的重联率与 PIC 重联率 $\gtrsim 0.1$相符，而均匀 η 情况下则呈现 RRMHD 的典型重联率 $\sim$0。03。第二幅图：X点外流四速度（取计算区域内的最大值）的时间演化；随着系统达到稳态，外流变为阿尔芬′型。黑色虚线标出了阿尔芬′型外流的预期值（$\Gamma_{\rm A}\beta_{\rm A}=\sqrt{\sigma}$）。

在X点处，每种粒子的洛伦兹不变四维电流模为$(J^\mu J_\mu)_\pm=(n_\pm ec)^2-(J^iJ_i)_\pm\to 0$，因此每种粒子都以接近光速沿电流方向（或其反方向）漂移（见图1中电子和正电子速度的第一、第二幅图，分别为 $v_z-\to -c$ 和 $v_z^+\to c$；电流方向垂直于图面 z）。等价地，在X点处，两种反向流动粒子的洛伦兹因子远大于1。电流层中的等离子体总电流的（洛伦兹不变）模为类空，这表明电子和正电子的密度确实几乎相等，且彼此反向流动（即$(J^\mu J_\mu)_{\rm tot}=(n_+-n_-)^2e^2c^2-(J^iJ_i)_{\rm tot}<0$，见图1第三幅图）。由于两种粒子的速度方向相反，X点处的整体速度 $\boldsymbol{v}\to 0$，整体洛伦兹因子 $\Gamma\sim 1$。请注意，X点外的整体洛伦兹因子较大；在外流区域，由于$v_{\rm out}\sim v_{\rm A}$，其可达到 $\Gamma\sim\sqrt{\sigma}+1$（另见图2第二幅图）。随后，通过在欧姆定律 [31] 中施加电荷匮乏条件$|\boldsymbol{J}|\sim nec$ 和 $q\boldsymbol{v}\to 0$，即可得到电阻率；它可用实验室参考系中的单流体变量表示，即（守恒）质量密度 $nm=\Gamma\rho$、总密度 $n=n_++n_-$、$\boldsymbol{B}$、$\boldsymbol{v}$和 $\boldsymbol{E}$。这些量都可从我们的相对论电阻性磁流体力学格式 [34]中直接获得：

$$\eta=\frac{|\boldsymbol{E}^*|}{nec}. \tag{3}$$

我们使用隐式-显式龙格–库塔格式 [34],，对安培′方程中的源项进行隐式自洽求解，以获得电场；其中，电阻率（3）在每个时间步针对每个网格单元进行计算。我们设置了一个较小的基础电阻率，使上游区的朗缪尔数$S_{\rm up}=10^8$，从而确保计算区域内的欧姆定律中不会出现除零问题，同时保持近似理想的X点外部的RMHD解。

实验室参考系电场 $\boldsymbol{E}$ 在X点处由其非理想分量主导（根据定义，即流体参考系电场 [35]），因此有效电阻率局限于具有强非理想电场的电荷匮乏区域，这与动力学模拟 [31]的结果一致。

与早期研究 [28, 29, 36], 不同，这种有效电阻率不依赖导数、不受坐标系限制，并且基于RRMHD中易于获取的局部量。请注意，与 [28, 29, 36], 中的电阻率模型不同，我们的论证（因此，方程3中的 η形式）在存在不发生重联的非零磁场分量（即导引场）时同样成立，因为对于所有导引场强度 [31]，X点都处于电荷匮乏状态，并具有$\boldsymbol{v}\to 0$。因此，当事先不知道重联层会在哪里形成时，我们的模型也具有普遍适用性，例如在相对论磁层、喷流或吸积盘模拟中 [（例如，10、15、16、37–40]），或相对论湍流等离子体中 [（例如，41–43]）。

数值设置。—为展示电阻率模型能够产生 ~ 0.1 重联率，我们使用黑洞吸积代码（BHAC，[45–47]）在相对论电阻性磁流体力学（RRMHD）中模拟笛卡尔闵可夫斯基时空中的二维哈里斯电流片（t，x，y，z），并使用 TRISTAN-MP [48]在粒子网格法（PIC）中模拟成对等离子体中的二维哈里斯电流片。

通过初始化重联磁场 $B_x=B_0\tanh(y/w)$ 和导引场$B_z/B_0=B_{\rm g}/B_0\in[0,0.3,1]$ 来设定电流片（非零导引场情形见补充材料）。初始速度和电场均为零。我们设定密度分布 $\rho=\rho_0+\rho_{\rm s}/\cosh^2(y/w)$，使电流片内的密度过高 $\rho_{\rm s}=3\rho_0$，上游密度 ρ_0 由上游区

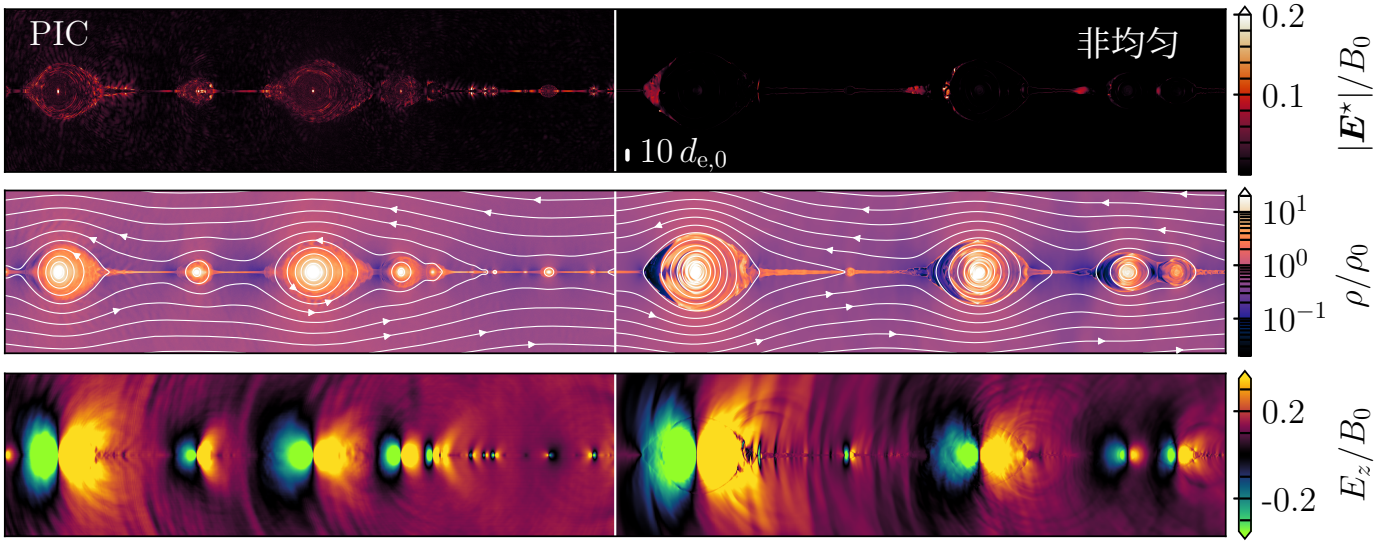


图3：比较粒子网格法（左）与采用非均匀 η 的相对论电阻性磁流体力学（右）在 $|\boldsymbol{E}^*|/B_0$ （上）、 ρ/ρ_0 （中）以及作为重联率代理量的面外总电场 $\beta_{\rm rec} \sim E_z/B_0$ （下）的结果。X点处 $|\boldsymbol{E}^*|$ 达到峰值且 ρ下降，因此两种方法（相对论电阻性磁流体力学和粒子网格法）均产生快速 $\beta_{\rm rec} \gtrsim 0.1$。白线表示面外矢量势的等值线，箭头指示面内磁场的方向。

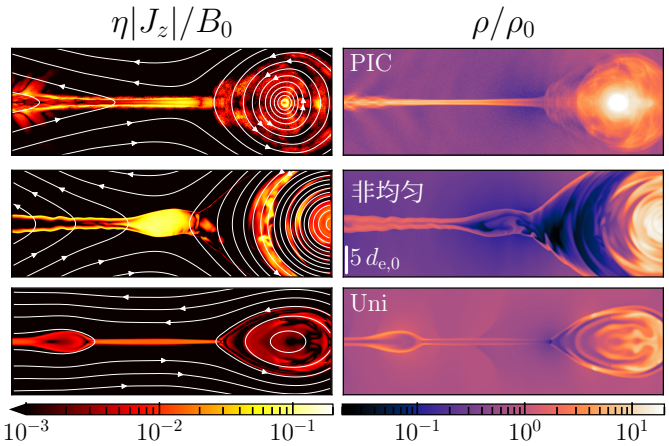


图4：放大显示粒子网格法（上）、采用非均匀 η 的相对论电阻性磁流体力学（中）以及采用均匀 η 的相对论电阻性磁流体力学（下）中，X点处的非理想电场分量$\eta|J_z|/B_0$ （左）和密度 ρ/ρ_0 （右）。采用均匀 η时，X点更薄，等离子体团更小。白线表示面外矢量势的等值线，箭头指示面内磁场的方向。

流 $\sigma_0 = B_0^2/(4\pi\rho_0 c^2) = 10$ 和盒长 L下的初始电流片厚度$w = 2\times10^{-2}L$ 设定。力平衡决定压力分布 $p = p_0 + B_0^2/(2\cosh^2(y/w))$，上游压力 p_0 由无量纲上游温度 $p_0/\rho_0 c^2 = 10^{-2}$设定。我们通过将压力中随空间变化的部分乘以一个振幅为 0.15、局域于电流片中心 [49] 的小扰动来初始化磁重联。粒子网格法和相对论电阻性磁流体力学模拟均采用流出边界，使波和等离子体团能够逸出计算盒。通过这种方式，我们确保磁重联达到稳态。

非均匀电阻率有效地引入了电子惯性长度，或冷上游趋肤深度 $d_{e,\,0} = \sqrt{mc^2/4\pi n_0 e^2}$。随后可以利用安培定律和电荷匮乏条件，得到 $4\pi|\boldsymbol{J}|/c = |\nabla\times\boldsymbol{B}| \sim B_0/\Delta_0 \sim 4\pi n_0 e$ ，以估算电流片厚度为$\Delta_0 = B_0/(4\pi n_0 e) = d_{e,\,0}\sqrt{\sigma_0}$。我们将方程3参数化为 Δ_0 ，使得

$$\eta = 4\pi t_c \left(\frac{\Delta_0}{L}\right)\left(\frac{|\boldsymbol{E}^*|}{B_0}\right)\left(\frac{n_0}{n}\right), \tag{4}$$

而 t_c 是每个盒长对应的光穿越时间 L。对于具有有效 η的相对论电阻性磁流体力学，我们设定一个基准值 $\Delta_0/L = 10^{-3}$，并在补充材料中确认，对于$\Delta_0 \ll L$，结果与有效趋肤深度无关，这与粒子网格法 [1]中的情况相同。对于粒子网格法，我们设定 $\Delta_0/L = 3\times10^{-3}$。对于非均匀 η，我们发现，在满足与粒子网格法 [50],类似的要求，即每个 Δ_0 需要 $\gtrsim 5$ 个网格单元并且 $\Delta_0 \lesssim L/100$时，结果已收敛（见补充材料）。对于均匀 η，我们设定 $S = 2\times10^5$，使其远高于等离子体团不稳定性极限 [49, 51]。

我们还在广义相对论电阻性磁流体力学中，使用对数 Kerr–Schild 坐标（t、 r、 θ、 ϕ），模拟了轴对称分裂单极黑洞磁层中的电流片。模型采用引力长度尺度 $r_g = GM/c^2$、引力常数G、黑洞质量 M、零黑洞自旋和均匀磁化度 $\sigma = 25$ [52] [45],。我们设置方程 3 中的电阻率，使得视界处预期的电流片厚度为 $\Delta_{0,\,\rm h} = d_{e,\,h}\sqrt{\sigma} \sim 10^{-3}\,r_g$，并用 20 个网格单元对其进行分辨。我们将其与电阻率均匀的情形进行比较；该情形对应的朗缪尔数 $S = 10^5$ 是使用基准电流片长度 $L = 10r_g$定义的。

结果：局部——哈里斯电流片。—图 2 显示，非均匀

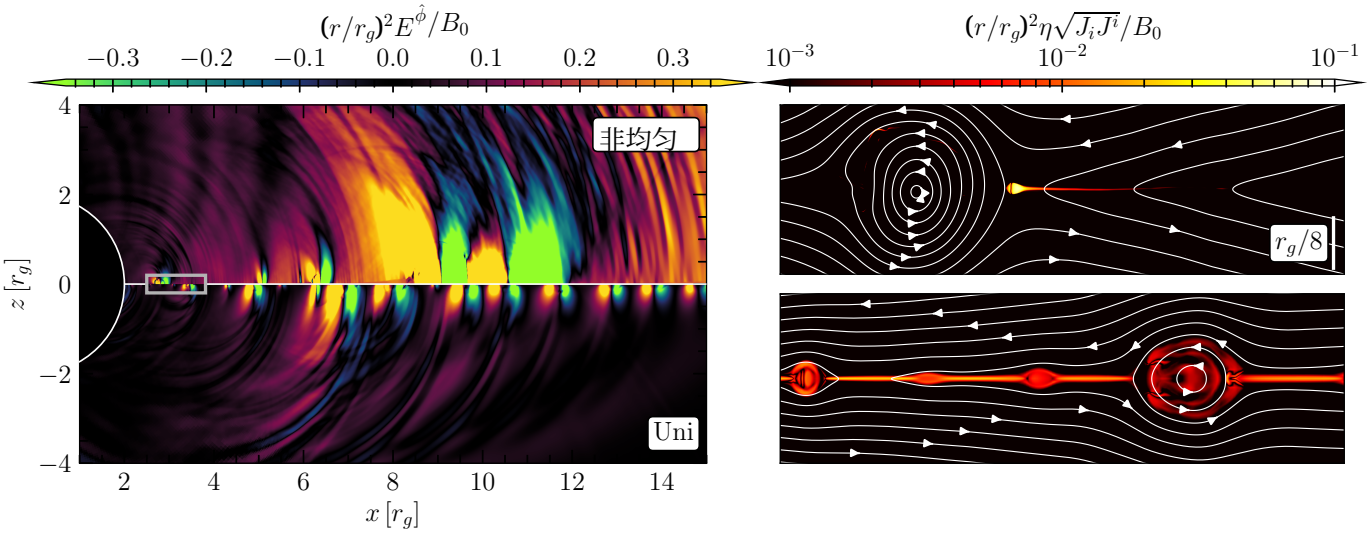


图 5：左：四标架系中重联电场物理分量的幅值 $(r/r_g)^2E^{\phi}/B_0$，其中非均匀 η（上半部分）的重联率为 $\beta_{\rm rec}\gtrsim 0.1$，均匀 η（下半部分）的重联率为 $\beta_{\rm rec}\sim 0.03$；白线沿赤道分隔非均匀和均匀情形。右：非理想电场 $(r/r_g^2)\ \eta\sqrt{J_iJ^i}/B_0\sim\beta_{\rm rec}$ 在重联层的放大图中显示其局域化情况（非均匀 η位于上方，均匀 η位于下方），如左图中的银色矩形所示。白线表示面外矢势的等值线，箭头表示面内磁场的方向。两种量均乘以因子 $(r/r_g)^2$ 进行补偿，以考虑单极型上游磁场分量 $B^{\hat{r}}\propto(r_g/r)^2$的衰减。

η 模型（ $\beta_{\rm rec}\sim 0.14$ 紫色线）的稳态重联率与粒子网格法结果（橙色线）相近，并且比均 η 匀结果（蓝色线）大 >4 倍。第二个面板显示，粒子网格法与非均匀 η 情形的整体外流速度同样相近，并符合解析的阿尔芬预期 $\Gamma_{\rm out}\beta_{\rm out}\sim\sqrt{\sigma}$ [1, 20, 49]，而且略大于均匀 η 情形。

图3显示，非均匀 η 模拟（右图）再现了粒子网格法结果（左图），电场$|\boldsymbol{E}^*|/B_0$ 在X点处达到峰值（上图）。请注意，在X点之外，$\boldsymbol{E}^*$在粒子网格法中变化更大，但仍比X点处小几个数量级。与上游密度相比，密度（中图）在等离子体团内及X点边缘处有所增加，而在X点中心处有所降低（导致电荷匮乏）（非均匀 η 情况下X点处的 $\rho/\rho_0\sim 0.2$，见补充材料），这表明可压缩性效应可能发挥作用 [53]。下图显示了重联率 $E_z/B_0=\beta_{\rm rec}\gtrsim 0.1$。补充材料中还展示了这些结论在一系列 Δ_0和导引场条件下均成立，并进一步讨论了与均匀 η的比较。

图4展示了粒子网格法（PIC）（上）、非均匀 η （中）和均匀 η （下）情况下，X点附近的非理想电场分量 $\eta|J_z|/B_0$ （左）和密度（右）。非均匀 η 和粒子网格法面板在绘图区间内具有相同数量的趋肤深度，而均匀 η 面板没有对应的趋肤深度，因此我们选择了与非均匀 η面板相同的盒长（以 L为单位）。X点处的非均匀电阻率是 Δ_0 的函数，其形式为（$\eta/4\pi$）/（Δ_0/c）~ 0.4：当 Δ_0较小时，最大电流 $\max(|J_z|)\sim\max(|\nabla\times\boldsymbol{B}|_z)\sim B_0/\Delta_0$会增大，而 η 会减小，以维持非理想电场和 $E_z/B_0\sim\eta|J_z|/B_0\sim\beta_{\rm rec}\gtrsim 0.1$ 的重联率（详细分析见补充材料）。均匀 η 情况下的非理想电场小一个数量级，因此磁重联率较低。均匀 η 情况下，等离子体团内部也会产生很强的非理想场，这与粒子网格法和非均匀 η 情况不同。非均匀 η 情况下的X点和等离子体团结构与粒子网格法结果相似。中间一行中的X点厚度为$\sim\Delta_0\sim 3d_{e,\,0}$，纵横比为 $a=L_{\rm X}/\Delta_0\sim 4$，其中 $L_{\rm X}$ 是X点沿 x方向的长度。均匀 η 情况下（底部面板）的X点要薄得多（纵横比为 $\sim\eta c/4\pi L\sim 1/S$），因此需要更高的网格分辨率才能充分解析（见补充材料）。

结果：全局模拟——分裂单极黑洞磁层中的电流片。——为了展示有效电阻率在全局模拟中的广泛适用性，我们使用二维（轴对称）广义相对论辐射磁流体动力学模拟分裂单极黑洞磁层中的电流片，作为一个示范模型，展示磁重联如何为超大质量黑洞事件视界附近的耀发提供动力 [10, 38]，或为并合后或坍缩后遗迹黑洞附近的耀发提供动力 [15, 16, 39, 40]。

磁通从事件视界排出的速率由磁重联率 [39, 52] 决定。图 5 展示了重联电场，它决定了流入赤道电流片的流入速度 $(r/r_g)^2E^{\phi}/B_0\sim\beta_{\rm rec}$ 在四标架系 [中，例如，[54]], 其中 B_0 是视界处的上游磁场。图的上半部分显示

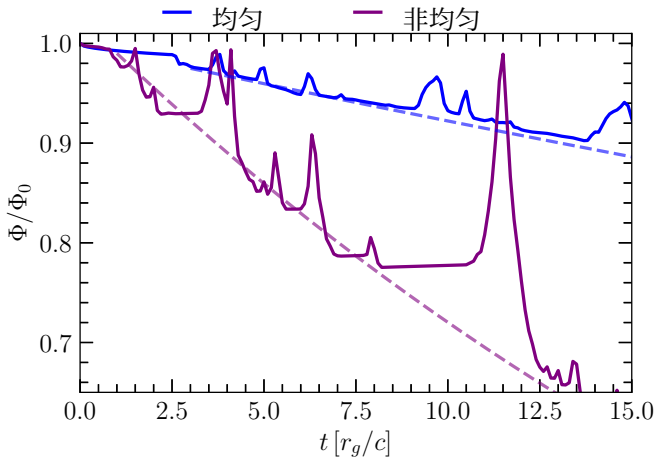


图 6：均匀（蓝色）和非均匀 η （紫色）情况下，事件视界处归一化磁通量Φ/Φ_0随时间的演化。虚线表示非自旋黑洞嵌入分裂单极磁场 [16, 39]时，快速和慢速等离子体团介导磁重联（即分别假设 $\beta_{\rm rec} \sim 0.1$ vs 0。02 [39]）时预期的磁通量衰减。

非均匀 η 情形，得到 $\beta_{\rm rec} \gtrsim 0.1$；下半部分则显示均匀 η 情形，得到较慢的~ 0.02 率。右侧放大的面板显示了非均匀 η 情形下局域化的非理想电场的大小（上图），以及均匀 η 情形下较小且局域性较弱的非理想电场（下图）。

较快的重联率会导致事件视界上的磁通量 Φ 更快衰减，如图 6 所示。重联率越高，产生的等离子体团越大，因而图 6 中出现的尖峰也越高（每个等离子体团穿过视界时都会出现一个尖峰）。磁通量衰减的下限与基于重联率的解析预期相符（虚线， [16, 39, 52]）；在非均匀 η 情况下，它与广义相对论PIC模拟 [39, 55]中增大的重联率相符。

讨论。— 所提出的电阻率模型可用于开展黑洞或中子星磁层 [37], 喷流 [42], 日冕 [56],及吸积盘 [10]的全局三维（广义相对论）相对论磁流体动力学模拟，也可模拟坍缩或并合致密天体 [15, 40], ，在实现大尺度分离（例如采用自适应网格细化 [34]）的同时，捕捉无碰撞磁重联的物理过程；而这类尺度分离在完全动力学模型中难以实现 [，例如 3, 39, 55]。

由于X点尺寸较大（这是局部电阻率增强所致），在采用非均匀电阻率的（广义相对论）相对论磁流体动力学模拟中，解析非理想区域所需的分辨率要求低于采用均匀电阻率时 [38]（见补充材料）。

此处采用的电阻率是基于磁主导电子-正电子PIC模拟推导得出的[31], ，而电荷匮乏X点这一关键假设可能不适用于过渡相对论或非相对论状态，此时 $\sigma \lesssim 1$ [57]。此外，如果存在离子，霍尔效应可能很重要。然而，对于离子磁化度较高的电子-离子等离子体，由于电子被高效加热至超相对论温度（这会降低有效质量比），磁重联后不同粒子种类之间的尺度分离会减小，这表明相对论电子-离子磁重联的行为与成对等离子体中的情形相似 [1]。

致谢

谨以此文缅怀努诺·洛雷罗，以及他在磁重联和等离子体物理学领域所作的所有启发性贡献。

作者感谢 S. Komissarov、E. Most、A. Levis、D. Groselj、E. Quataert、A. Galishnikova、A. Savelli、J. Beattie、T.Ghosal、N.Murray、F. Bacchini、V.Berta 和 C. Thompson 提供的有益讨论。

BR 和 MPG 获得了加拿大自然科学与工程研究委员会（NSERC）的支持， [资助参考编号 568580], 以及加拿大航天局（23JWGO2A01）的支持。MPG 感谢加拿大自然科学与工程研究委员会（NSERC）提供的支持， [CGS D - 588952 - 2024]。这项研究由加拿大自然科学与工程研究委员会（CRSNG）资助， ´资´助编号为´CGS D - 588952 - ´。BR、LS 和 AP 感谢西蒙斯基金会（MP-SCMPS-00001470）的资助。这项研究还部分得到了美国国家科学基金会向卡夫利理论物理研究所（KITP）提供的 NSF PHY-2309135 号资助。LS 感谢美国能源部早期职业奖 DE-SC0023015、美国国家航空航天局 ATP 80NSSC24K1238、美国国家航空航天局 ATP 80NSSC24K1826 以及 NSF AST-2307202 的支持。AP 还感谢美国国家航空航天局 80NSSC22K1054 号资助、阿尔弗雷德·P·斯隆研究奖学金以及帕卡德科学与工程奖学金的支持。本研究得到了多信使等离子体物理中心（MPPC）的协助。SS、LS 和 AP 感谢美国国家科学基金会 PHY-2206607 和 PHY-2206609 号资助的支持。AB 获得了普林斯顿复杂性理论研究所奖学金和莱曼·斯皮策二世奖学金。本研究使用的计算资源和服务部分由以下设施提供：弗兰德斯超级计算中心（VSC），其经费由弗兰德斯研究基金会（FWO）和弗兰德斯政府 EWI 部门提供；安大略计算和加拿大数字研究联盟（alliancecan.ca）的计算资源分配 rrg-ripperda；以及弗拉特艾恩研究所的 CCA，其经费由西蒙斯基金会提供。

补充材料

在本补充材料中，我们提供了模拟的更多细节和收敛性测试。我们分析了典型 X点的性质，以表明其局部形态类似于可压缩 Sweet-Parker 电流片。我们还展示了导引磁场非零的情形。

收敛性

在图 7 中，我们通过改变数值分辨率（每个电流片厚度包含的网格单元数 Δ_0）来研究重联率的收敛性。有效热趋肤深度 $\Delta_0 = d_{e,\,0}\sqrt{\sigma_0}$ 决定了电流片厚度，并且是相对论电阻性磁流体力学模拟中的一个参数，由冷上游磁化度 $\sigma_0 = B^2/(4\pi n_0 mc^2)$ 和上游密度 $\Gamma_0\rho_0 = \rho_0 = n_0 m$ for$\Gamma_0 = 1$ 或有效冷上游趋肤深度 $d_{e,\,0} = \sqrt{mc^2/4\pi n_0 e^2}$确定。上图显示了在固定 $\Delta_0/L = 0.5\times10^{-3}$ 时的重联率 $\beta_{\rm rec}$，其中线条的颜色对应分辨率（见下图）。重联率在每个 Δ_0 约有 2 个网格单元时开始呈现收敛迹象，并在每个 Δ_0 有 4 个网格单元时达到收敛。

下图显示，磁重联率对比值 Δ_0/L 有轻微依赖（另见图8）。与我们的基准值 $\Delta_0/L = 10^{-3}$相比， Δ_0/L比值小两倍和四倍的模拟（分别用紫线和绿线表示）在每 Δ_0包含 ~ 10 个网格单元时，所得 $\beta_{\rm rec} \gtrsim 0.1$ 收敛良好，与 Δ_0/L无关；这与粒子网格法模拟的收敛性研究一致 [1, 24]。

图8展示了磁重联率随 Δ_0/L 的收敛性（左上图为 $\beta_{\rm rec}$ 随时间的变化，左下图为时间平均重联率）。我们发现，磁重联率对（充分解析的） Δ_0/L 仅有轻微依赖，在最小的 Δ_0/L 下得到 $\beta_{\rm rec}\sim 0.1$ ，这与粒子网格法模拟类似 [1, 24]。较小Δ_0/L 下 $\beta_{\rm rec}$ 略低的趋势，可能归因于较小的 Δ_0/L 下形成了更多等离子体团/磁岛，它们会轻微抑制流入，进而抑制磁重联率 [24]。

电流片的宽度由有效热趋肤深度 Δ_0 决定（右侧面板）。对于 $\Delta_0/L < 0.01$（右上面板），我们发现电流片很薄，且具有自相似性： Δ_0/L （也就是说，较小的 Δ_0/L 会形成更薄的电流片，而最小的等离子体团会在更小的尺度上产生）。如果有效趋肤深度相对于盒子尺寸过大，即 $\Delta_0 \gtrsim 10^{-2}L$ （右下面板），那么电流片会变得人为地厚，并呈现明显的亚结构（另见 [36]）。

图 9 比较了稳态下均匀电阻率和非均匀电阻率情形的时间平均重联率与分辨率的关系，其中非均匀电阻率的 $\Delta_0/L = 5\times10^{-4}$ 固定，均匀电阻率的 $S = 2\times10^5$固定。为了与均匀 η进行比较，我们以每个盒长内的网格单元总数 L 表示分辨率，因为均匀 η 情形没有对应的有效趋肤深度。对于非均匀 η （紫色线），当沿电流片方向的分辨率达到 $N_x = 4096$ 时，我们发现结果收敛；盒长为 L时，这相当于每个电流片厚度 $\Delta_0/L = 5\times10^{-4}$ 包含 4 个网格单元（与图 7 类似）。对于均匀 η （蓝色线），其假设 $S = 2\times10^5$固定，我们发现当分辨率达到 $N_x = 65536$ 时结果收敛（另见 [49, 51]）；对于相同的盒子尺寸 L，以每个 L的网格单元数衡量，其所需分辨率约为非均匀 η 的 10 倍。均匀 η 所需的更高分辨率（尤其是在等离子体团不稳定渐近区间）是由于重联率较低导致X点纵横比增大，因此非理想电场区域的尺度更小，需要更高分辨率才能解析（另见图 10）。

在均匀和非均匀情形下，对于较低的分辨率，如果无法解析由电阻长度尺度 $\sim\eta c$ 或有效趋肤深度尺度 Δ_0 设定、包含 $\gtrsim 4$ 个网格单元的电流片厚度，那么数值电阻率 $\eta_{\rm num} > \eta$ 会占主导地位[49]。对于均匀 η，这会导致重联率 $\beta_{\rm rec} \sim 0.04 - 0.05$ 略高于渐近 $S \gg 10^4$ 区间内解析得到的重联率 $\beta_{\rm rec}\sim 0.02-0.03$ ，原因是数值朗缪尔数 $S_{\rm num} < S$占主导且实际上更小。对于非均匀 η ，则会出现相反的效应：未解析情形得到的 $\beta_{\rm rec}\sim 0.04-0.05$ 小于解析得到的 $\beta_{\rm rec}\gtrsim 0.1$，这是因为数值电阻率 $\eta_{\rm num} > \eta$占主导。当数值电阻率占主导地位（无论是因为电阻率未被解析，还是处于理想磁流体力学情形），显式设定为均匀或非均匀的 η并无区别，最终的重联率由数值电阻率的均匀特性决定（即，由于电流片中的分辨率均匀，它在整个计算区域内处处相同）[49]。因此，对于非均匀电阻率模拟，尤其需要以每个 Δ_0包含 ≥ 4个网格单元的分辨率解析电流片；不过，由于X点的纵横比更大，这一要求比均匀电阻率情形更宽松。

请注意， $\eta|J_z|/B_0 \sim \beta_{\rm rec}$ 是数值收敛的良好指标，因为电流已经达到最大值，并且不受网格分辨率的限制（另见图 10）。 $\beta_{\rm rec} > \eta|J_z|/B_0$ 表明磁重联受数值电阻率控制，电流片无法达到最小厚度。在正文讨论的分裂单极黑洞磁层电流片中，我们再次发现 $\eta\sqrt{J_iJ^i}/B_0 \sim \beta_{\rm rec}$，这表明非理想场得到了适当的分辨。 ——

我们注意到，随时间收敛的重联率，即达到稳态磁重联并产生时间平均$\langle\beta_{\rm rec}\rangle \sim 0.1$ ，要求沿流出方向设置开放边界，以便等离子体团能够离开计算区域，而不会

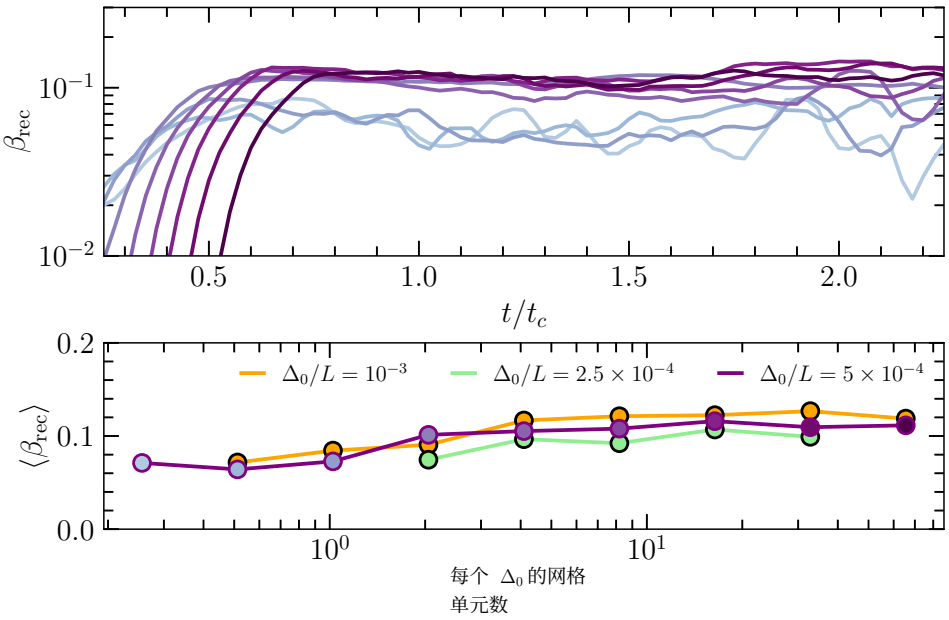


图 7：上图：在固定 $\Delta_0/L = 5\times10^{-4}$ 时，不同分辨率下重联率 $\beta_{\rm rec}$ 随时间的演化；这些分辨率对应于第二幅图中不同深浅的紫色，表示每个有效趋肤深度所对应的网格单元数 Δ_0。当分辨率为每个 Δ_0 含 $\gtrsim 4$ 个网格单元时，重联率趋于收敛（由浅至深的紫色曲线）。分辨率较低时（浅蓝色曲线），重联率较小。下图：稳态阶段的时间平均重联率 $\langle\beta_{\rm rec}\rangle$，显示对于三种不同的 $\Delta_0/L \ll 0.01$，每个 Δ_0 含 5 个网格单元时，$\beta_{\rm rec} \gtrsim 0.1$ 已收敛。

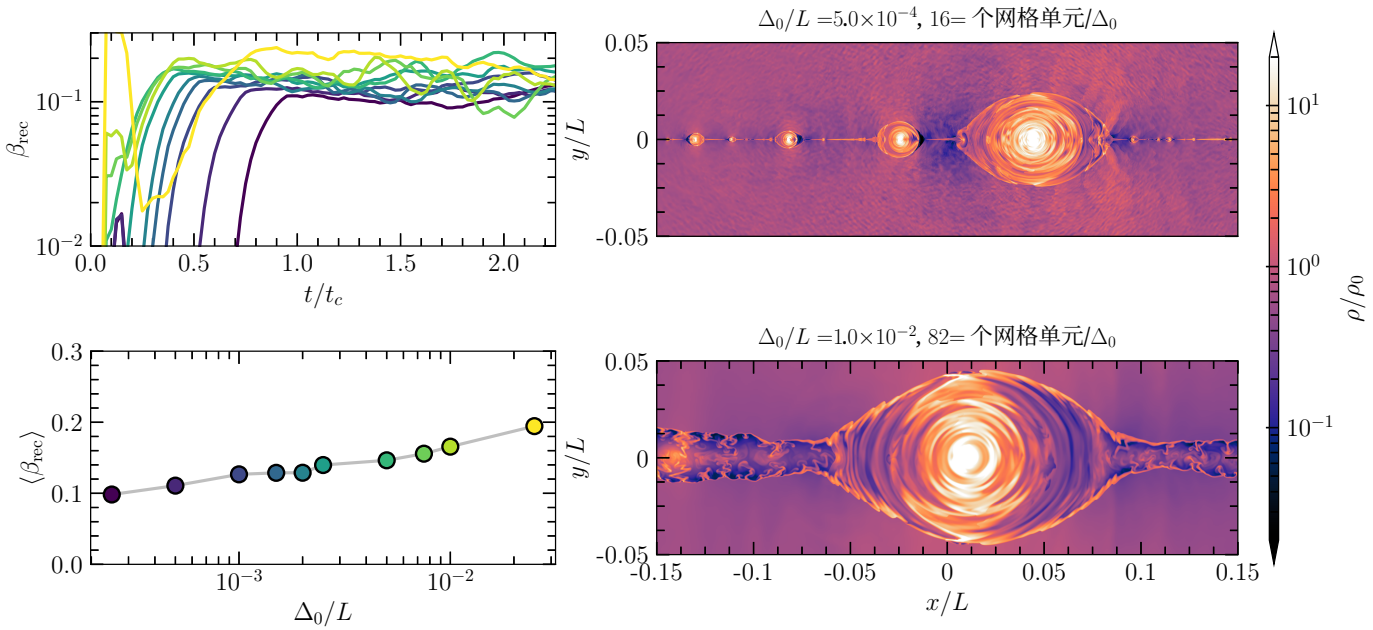


图8：重联率随每个盒长所含有效趋肤深度数的变化 Δ_0/L。左上图：对于所有 Δ_0/L，重联率均渐近于 $\beta_{\rm rec} \gtrsim 0.1$（颜色对应左下图中的 Δ_0/L）。具有较小 Δ_0/L的模拟中的电流片发生撕裂不稳定性的时间稍晚。左下图：不同 Δ_0/L范围内稳态时的时间平均重联率 $\langle\beta_{\rm rec}\rangle$。重联率轻微依赖于 Δ_0/L；对于较小的 Δ_0/L，更多的等离子体团会稍微抑制流入。有效趋肤深度为 $\Delta_0 \geq 10^{-2}L$时，重联率较高，这是因为电流片厚度 $\sim \Delta_0$ 已占盒子尺寸的显著比例（见右下图）。右上图：稳态磁重联中存在由大量等离子体团和X点组成的链，其中X点和最小的等离子体团宽度均为 $\sim \Delta_0$。右下图：对于 $\Delta_0 \geq 10^{-2}L$，电流片厚度 $\sim \Delta_0$，因此X点的尺度变大，长度为 $\sim 0.1L$，形成具有显著亚结构的人为增厚电流片。

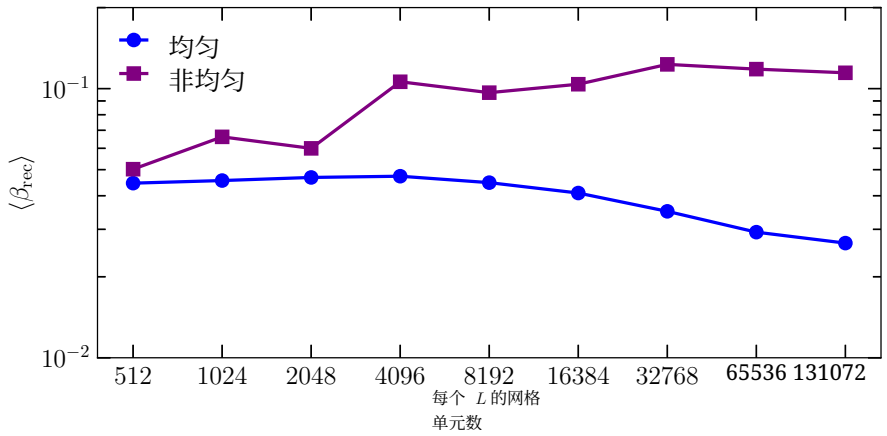


图 9：稳态阶段的时间平均重联率随分辨率的变化。图中对比了非均匀 η（紫色曲线，固定 $\Delta_0/L = 5\times10^{-4}$，如图 7 所示）和均匀 η（对应于 $S = 2\times10^5$，蓝色曲线）。对于非均匀 η，当每个计算盒有 ≥ 4096 个网格单元（或每个 Δ_0 有 4 个网格单元）时，使用 $\langle\beta_{\rm rec}\rangle \gtrsim 0.1$ 即可实现收敛；而均匀 η 情形下，只有当每个计算盒有 ≥ 65536 个网格单元时，才能在等离子体团不稳定区达到渐近重联率（另见 [49, 51]），所需网格单元数是前者的十倍以上。

在几个穿越计算盒的时间后，人为地抑制磁重联。

X点长宽比——与 Sweet-Parker理论的比较

在本节中，我们测量单个 X点中的纵横比、密度、电阻率、电流和非理想电场（固定基准值 $\Delta_0/L = 10^{-3}$，与正文 Letter 中相同）。随后可利用这些估计值检验（不可压缩）Sweet-Parker理论对 X点的适用程度，以及可压缩性的影响有多大。

图 10 展示了我们基准值 $\Delta_0/L = 10^{-3}$下与正文 Letter 图4中相同 X点的放大图和一维剖面（沿左上图中的白色虚线）。白线表示面外矢势的等值线，白色箭头表示面内磁场的方向，从而展示 X点的磁场几何结构。

左列顶部的两个图展示了 X点中的密度 ρ/ρ_0，表明内部区域的密度低于（远处）上游区，且密度在电流片边缘达到峰值（上图）。可压缩性在上游区与 X点之间引入了密度差异 $\sim\langle\rho_{\rm X}/\rho_0\rangle \sim 0.2$ [30, 53]。X点的厚度 $\sim\Delta_0 \sim 3d_{e,\,0}$ 由竖直虚线表示（下图），从而得到纵横比 $a = L_{\rm X}/\Delta_0 \sim 4$。X点中 ρ 的平均值取为一维剖面中所有满足（$\eta c/4\pi\Delta_0$）$> 10^{-1}$的网格单元的空间平均值。我们还直接从一维剖面中测量 $L_{\rm X}$，将其定义为 X点的长度（沿 x，其中（$\eta c/4\pi\Delta_0$）$> 10^{-1}$）。需要注意的是，无论是平均值还是 X点长度，都不受所采用的（$\eta c/4\pi\Delta_0$）截断值变化的影响，因为电阻率在 X点外部会迅速下降。

第二列上方的两个图显示，电阻率在X点内部达到峰值，在其边缘处略低（上图）。电阻率遵循标度关系 $\beta_{\rm rec}\propto\eta c/4\pi\Delta_0$（下图，虚线），其中比例常数取决于X点的可压缩性因子。我们测得（$\eta/4\pi$）/（Δ_0/c）~ 0.4（取X点区域内的平均值），因此局部朗缪尔数与纵横比之比为 $S_{\rm X}/a = 4\pi v_{\rm A}\Delta_0/\eta c^2 \sim 2.4$。

第一列下方的两个图显示，面外非理想电流等于磁场的旋度 $|J_z| \sim |\nabla\times\boldsymbol{B}|_z$，其最大值接近 $\sim B_0/\Delta_0$（下图，虚线）。面外电阻电流的大小

$$|J_z| = \left|qv_z + \frac{\Gamma}{\eta}\left[E_z + (\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B})_z - (\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{v})v_z\right]\right|, \tag{5}$$

由灰线表示，并与 $|\nabla\times\boldsymbol{B}|_z$（黑线）几乎重合，这表明在X点处，位移电流相对于等离子体传导电流可以忽略不计。上图显示，电流在X点的边缘达到峰值。

第二列的下方两个面板显示，非理想电场为 $\eta|J_z|/B_0 \sim \beta_{\rm rec}$（下图），且在 X 点处均匀（上图）。$\eta|J_z|/B_0$的均匀性表明，对于较小的 Δ_0，$|J_z| \sim |\nabla\times\boldsymbol{B}|_z \sim B_0/\Delta_0$ 会增大，而 η 必须减小，以维持 $\eta|J_z|/B_0 \sim \beta_{\rm rec}$（水平虚线表示时间平均的 $\langle\beta_{\rm rec}\rangle = 0.14$）。

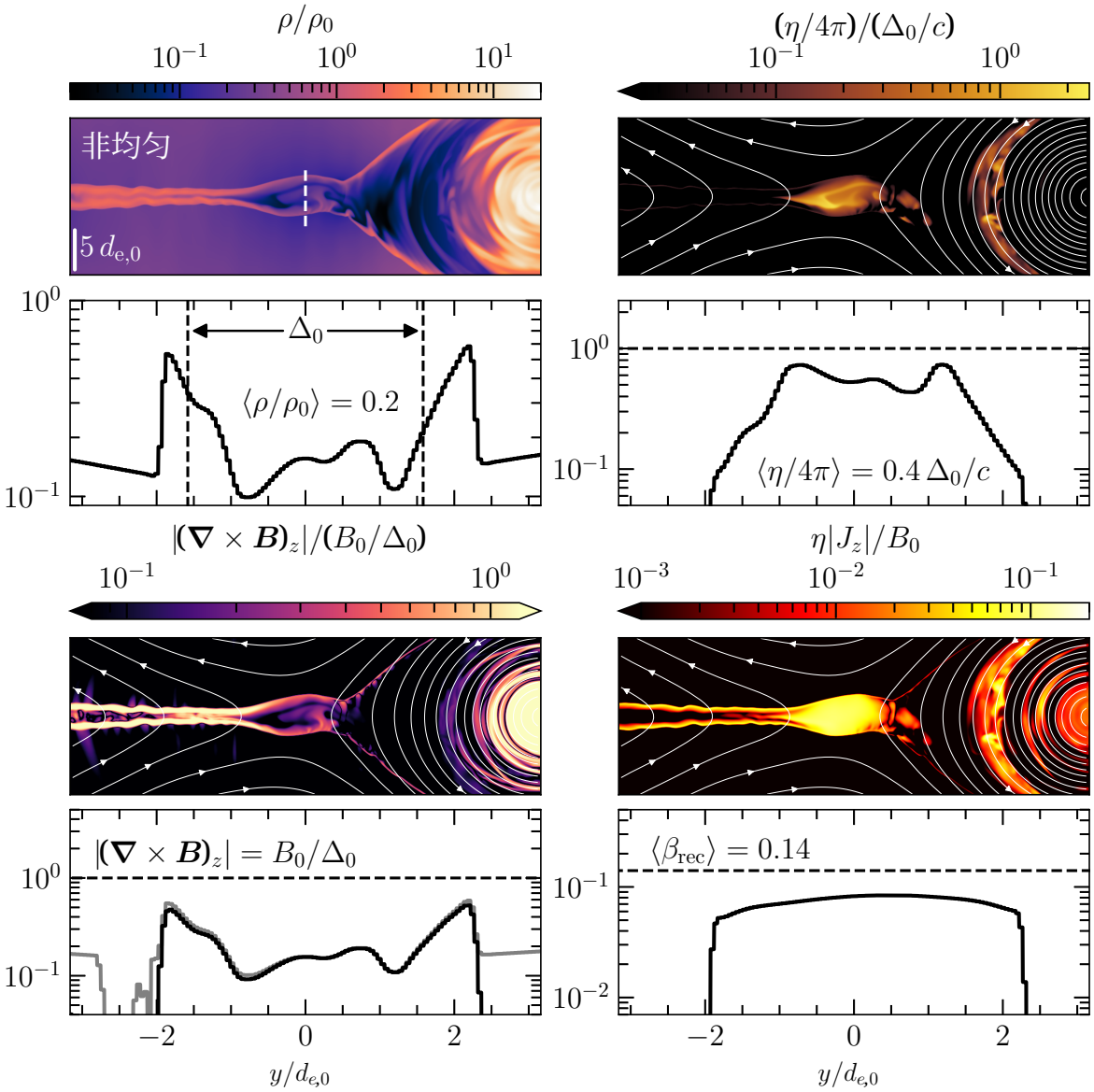


图 10：分析一个具有非均匀 η 且 $\Delta_0/L = 10^{-3}$固定的情形中的X点。第二行和第四行的图板是沿左上图板中的白色虚线截取的一维剖面，对应于其上方图板中的物理量。第一列第一、二行：X点处的密度比（远处）上游密度 ρ_0 （上图）低 ~ 5 倍，表明可压缩性因子为$\sqrt{\rho_0/\rho_{\rm X}} \sim 2$ （下图）。第二列第一、二行：X点处的非均匀电阻率（上图），显示$(\eta/4\pi)/(\Delta_0/c) \sim 0.4$ （虚线表示$(\eta/4\pi) = (\Delta_0/c)$，下图）。第一列第三、四行：等离子体传导电流 $|\nabla\times\boldsymbol{B}|_z/(B_0/\Delta_0)$ 在X点边缘达到峰值（上图），此处其值约等于 $\sim B_0/\Delta_0$ （虚线，下图）。第二列第三、四行：非理想场分量 $\eta|J_z|/B_0$ 在X点处几乎均匀（上图），且为 $\sim \beta_{\rm rec}$ （虚线，下图）。 η 和 ρ 的平均值取自一维剖面中所有满足$(\eta c/4\pi\Delta_0) > 10^{-1}$的网格单元的空间平均。白线表示面外矢势的等间距等值线，箭头表示面内磁场的方向。

根据测得的纵横比和均匀的 $\eta|J_z|/B_0$，可将 X 点视为不可压缩的“局部”Sweet–Parker电流片，其局部朗缪尔数为 $S_{\rm X}/a = 4\pi v_{\rm A}\Delta_0/\eta c^2 \sim 2.4$，重联率估计为$\sim S^{-1/2}$ x $\sim (L_{\rm X}c/\eta)^{-1/2} \sim 0.32$。我们测得的 $\beta_{\rm rec} \sim 0.14$ 略小于基于局部朗缪尔数的不可压缩Sweet-Parker理论预测值，这可能是因为可压缩性导致电荷匮乏X点与（远处）上游区 $\sim \rho_{\rm X}/\rho_0 \sim 0.2$ 之间存在密度差；对于这种情况，可压缩Sweet–Parker理论会预测 [30, 53]$\beta_{\rm rec} \sim (\rho_{\rm X}/\rho_0)^{1/2}S^{-1/2}$ x ~ 0.14。请注意，严格来说，由于声速趋于无穷大，不可压缩极限并不适用于相对论情形；事实上，相对论磁重联具有很强的可压缩性 [49]。密度

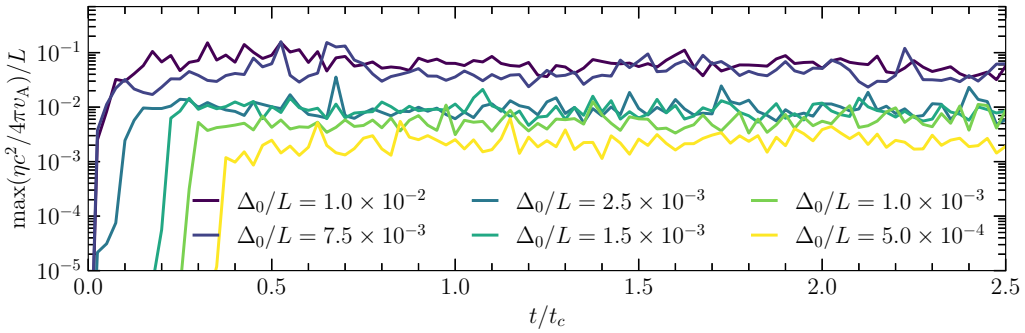
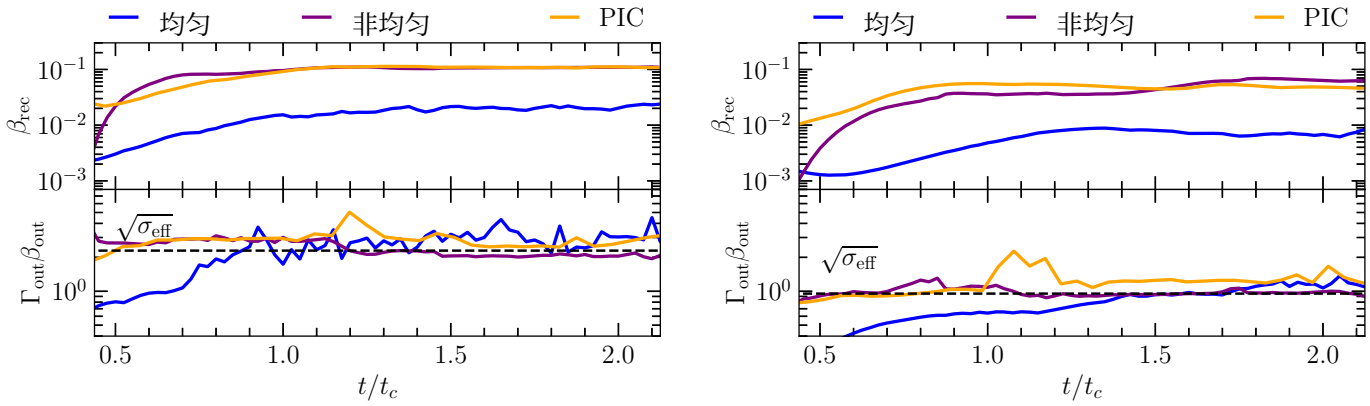


图 11：X点中电阻率的时间演化，近似为计算区域中的最大值。电阻率取决于趋肤深度 $\sim \Delta_0/L$（由线条的颜色表示），表明 $\eta|J_z|/B_0 \sim \beta_{\rm rec}$保持不变。

某个 给定的 Δ_0 由 a决定，或者等价地由磁场分离线 [30]的斜率决定。

图 11 展示了最大电阻率 $\max(\eta c^2/(4\pi v_A))/L$ 随时间的演化；它近似对应于 X点处的电阻率（见图 10），并涵盖一系列 Δ_0/L。正如其与 Δ_0 呈线性标度关系所预期的那样（见主文信件中的公式 3），较小的 Δ_0/L 会导致较小的电阻率（由各曲线的颜色表示）。对于不同的 Δ_0，重联率以及非理想电场 $|\boldsymbol{E}^*|/B_0 \sim \eta|J_z|/B_0 \sim \beta_{\rm rec}$ 均近似保持不变（只要 $\Delta_0 \ll L$）（见主文信件中的公式 3）。这意味着，当电流片厚度 $\sim \Delta_0$ 减小时，电流 $|J_z| \sim |\nabla \times \boldsymbol{B}| \sim B_0/\Delta_0$ 会增大，因此当 η 减小时也是如此。



(a) $B_g/B_0 = 0.3$ (b) $B_g/B_0 = 1.0$

图 12：左图：对于导引场 $B_g/B_0 = 0.3$，我们展示了 RRMHD 中重联率 $\beta_{\rm rec}$ 的时间演化，其中均匀 η （蓝色）、非均匀 η （紫色）以及 PIC（橙色）表明，非均匀 η 情形与 PIC 重联率 ~ 0.1相匹配，而均匀 η 情形则显示出 RRMHD ~ 0.02的典型重联率。右图：对于导引场 $B_g/B_0 = 1$，我们展示了 RRMHD 中重联率 $\beta_{\rm rec}$ 的时间演化，其中均匀 η （蓝色）、非均匀 η （紫色）以及 PIC（橙色）表明，非均匀 η 情形与 PIC 重联率$\gtrsim 0.05$相匹配，而均匀 η 情形则显示出 RRMHD ~ 0.01的典型重联率。下图：X点外流的四速度随时间的演化；随着渐近稳态的建立，在两种导引场强度下，外流均变为Alfv´én型。Alfv´én型外流的预期值（$\Gamma_{\rm out}\beta_{\rm out} = \sqrt{\sigma_{\rm eff}}$）由黑色虚线标出。

存在导引场时的磁重联

图 12 展示了重联率 $\beta_{\rm rec}$ （上图）和外流速度 $\Gamma_{\rm out}\beta_{\rm out}$ （下图）随时间的演化。我们将有效磁化度定义为计入导引场所致惯性的量 [58]:

$$\sigma_{\rm eff} = \frac{B_0^2}{4\pi\rho_0(1+\frac{\hat{\gamma}}{\hat{\gamma}-1}\frac{p_0}{\rho_0 c^2})c^2 + B_{\rm g}^2}, \tag{6}$$

绝热指数为 $\hat{}\gamma = 4/3$ ，导引磁场的大小为 $B_{\rm g}$。由此产生的面内（垂直于导引场）阿尔芬外流速度为

$$v_{\rm A,\perp} = \sqrt{\frac{\sigma_{\rm eff}}{1+\sigma_{\rm eff}}}c. \tag{7}$$

外流达到预期值 $\Gamma_{\rm out}\beta_{\rm out} = \sqrt{\sigma_{\rm eff}}$ [1, 49, 58]。对于导引场 $B_{\rm g}/B_0 = 0.3$ （左图），非均匀 η （基准值为 $\Delta_0/L = 5\times10^{-4}$）的重联率与粒子网格法中的重联率 $\beta_{\rm rec}\sim0.1$ 相符，而均匀 η 的重联率则较小，为 $\beta_{\rm rec}\sim0.02$。对于导引场 $B_{\rm g}/B_0 = 1$ （右图），非均匀 η （基准值为 $\Delta_0/L = 5\times10^{-4}$）的重联率与粒子网格法中的重联率 $\beta_{\rm rec}\sim0.05-0.06$ 相符，而均匀 η 的重联率则较小，为 $\beta_{\rm rec}\sim0.01$。我们认为，随着导引场强度增加，重联率降低，是因为导引场增强使系统更接近不可压缩极限；对于均匀 η，这确实会产生不可压缩磁流体力学结果所预期的 $\beta_{\rm rec}\sim0.01$ [19, 20, 53]。电阻率的函数形式（不显式依赖于 $B_{\rm g}$ [31]）以及在 $B_{\rm g}/B_0 = 0.3$ 和 $B_{\rm g}/B_0 = 1$ 条件下与粒子网格法重联率相符的结果表明，我们的有效电阻率适用于任意导引场强度。

* ripperda@cita.utoronto.ca

[1] L. Sironi、D. Uzdensky 和 D. Giannios, 《天体物理等离子体中的相对论性磁重联：非热辐射的强大机制》, 《天文学与天体物理年评》**63**, 127（2025）。[2] M. Petropoulou、D. Giannios 和 L. Sironi, 《由相对论磁重联中的等离子体团驱动的耀变体耀斑》, 《皇家天文学会月刊》**462**, 3325（2016）。[3] A. Philippov、D. A. Uzdensky、A. Spitkovsky 和 B. Cerutti, 《脉冲星射电辐射机制：作为相对论性磁重联低频余辉的射电纳秒闪》, 《天体物理学杂志》**876**, L6（2019）。[4] E. R. Most 和 A. A. Philippov, 《引力波事件的电磁前兆：并合前双中子星磁层耀发的数值模拟》, 《天体物理学杂志快报》**893**, L6（2020）。[5] Y. Lyubarsky, 《磁星磁层中磁重联产生的快速射电暴》, 《天体物理学杂志》**897**, 1（2020）。[6] L. Sironi 和 A. M. Beloborodov, 《吸积黑洞日冕中辐射磁重联的动力学模拟》, 《天体物理学杂志》**899**, 52（2020）。[7] Y. Yuan、A. M. Beloborodov、A. Y. Chen 和 Y. Levin, 《阿尔芬波抛射等离子体团及来自SGR 1935+2154的快速射电暴》, 《天体物理学杂志快报》**900**, L21（2020）。[8] J. F. Mahlmann、A. A. Philippov、A. Levinson、A. Spitkovsky 和 H. Hakobyan, 《电磁烟花：压缩磁星风中快速磁重联产生的快速射电暴》, 《天体物理学杂志快报》**932**, L20（2022）。[9] Y. Yuan、A. M. Beloborodov、A. Y. Chen、Y. Levin、E. R. Most 和 A. A. Philippov, 《阿尔芬波非线性破裂引发的磁星暴发》, 《天体物理学杂志》**933**, 174（2022）。[10] B. Ripperda、M. Liska、K. Chatterjee、G. Musoke、A. A. Philippov、S. B. Markoff、A. Tchekhovskoy 和 Z. Younsi, 《黑洞耀发：通过三维等离子体团介导的磁重联抛射吸积磁通量》, 《天体物理学杂志快报》**924**, L32（2022）。[11] B. Crinquand、B. Cerutti、G. Dubus、K. Parfrey 和 A. Philippov, 《超大质量黑洞周围由磁层磁重联驱动的辐射合成图像》, 《物理评论快报》**129**, 205101（2022）。[12] H. Hakobyan、B. Ripperda 和 A. A. Philippov, 《M87黑洞磁层中由辐射磁重联驱动的TeV耀发》, 《天体物理学杂志快报》**943**, L29（2023）。[13] R. Mbarek、A. Philippov、A. Chernoglazov、A. Levinson 和 R. Mushotzky, 《NGC 1068日冕中加速质子、X射线与中微子之间的相互作用：动力学等离子体模拟给出的约束》, 《物理评论D》**109**, L101306（2024）。[14] D. F. G. Fiorillo、M. Petropoulou、L. Comisso、E. Peretti 和 L. Sironi, 《NGC 1068日冕中相对论磁重联产生的TeV中微子与硬X射线》, 《天体物理学杂志快报》**961**, L14（2024）。[15] E. R. Most、A. M. Beloborodov 和 B. Ripperda, 《中子星坍缩产生的巨型激波、伽马射线暴与黑洞准正常模》, 《天体物理学杂志快报》**974**, L12（2024）。[16] S. Selvi、O. Porth、B. Ripperda 和 L. Sironi, 《斜转黑洞磁层中的电流片对齐：黑洞脉冲星？》, 《天体物理学杂志快报》**968**, L10（2024）。[17] P. A. Sweet, 《太阳耀斑的中性点理论》, 载于《宇宙电磁现象》, 国际天文学联合会专题讨论会, 第6卷, B. Lehnert编（1958）, 第123页。[18] E. N. Parker, 《Sweet机制：导电流体中磁场的合并》, 《地球物理研究杂志》**62**, 509（1957）。

[19] M. Lyutikov 和 D. Uzdensky，《相对论性磁重联动力学》，《天体物理学杂志》589，893（2003）。[20] Y. Lyubarsky，《论相对论性磁重联》，《皇家天文学会月刊》358，113（2005）。[21] 该理论专为非相对论性不可压缩电阻性磁流体力学推导，未考虑霍尔物理或其他非理想效应，但已证实在相对论性状态下对小的均匀电阻率仍然成立 [49, 51]。[22] A. Bhattacharjee、Y.-M. Huang、H. Yang 和 B. Rogers，《高朗缪尔数等离子体中由等离子体团不稳定性引发的快速磁重联》，《等离子体物理》16，112102（2009）。[23] D. A. Uzdensky、N. F. Loureiro 和 A. A. Schekochihin，《等离子体团主导状态下的快速磁重联》，《物理评论快报》105，（2010）。[24] L. Sironi 和 A. Spitkovsky，《相对论性磁重联：非热粒子的高效来源》，《天体物理学杂志快报》783，L21（2014）。[25] F. Guo、H. Li、W. Daughton 和 Y.-H. Liu，《相对论性磁重联产生的高能粒子能谱中硬幂律的形成》，《物理评论快报》113，155005（2014）。[26] G. R. Werner、D. A. Uzdensky、B. Cerutti、K. Nalewajko 和 M. C. Begelman，《正负电子对等离子体中无碰撞相对论性磁重联幂律能谱的范围》，《天体物理学杂志》816，L8（2015）。[27] L. Sironi、D. Giannios 和 M. Petropoulou，《相对论性磁重联中的等离子体团，从诞生到成熟：先增长，再运动》，《皇家天文学会月刊》462，48（2016），arXiv:1605.02071 [高能天体物理]。[28] N. Bessho 和 A. Bhattacharjee，《电子-正电子等离子体中的无碰撞磁重联》，《物理评论快报》95，245001（2005）。[29] S. Selvi、O. Porth、B. Ripperda、F. Bacchini、L. Sironi 和 R. Keppens，《相对论性无碰撞磁重联中的有效电阻率》，《天体物理学杂志》950，169（2023）。[30] M. Goodbred 和 Y.-H. Liu，《天体物理正负电子对等离子体中相对论性磁重联速率的第一性原理理论》，《物理评论快报》129，265101（2022）。[31] A. Moran、L. Sironi、A. Levis、B. Ripperda、E. R. Most 和 S. Selvi，《具有有效电阻率的相对论性磁重联：基于全动理学模拟的方案》，《天体物理学杂志快报》978，L45（2025）。[32] E. G. Blackman 和 G. B. Field，《相对论性正负电子对等离子体的欧姆定律》，《物理评论快报》71，3481（1993）。[33] S. S. Komissarov，《电阻性相对论磁流体力学的多维数值格式》，《皇家天文学会月刊》382，995（2007）。[34] B. Ripperda、F. Bacchini、O. Porth、E. R. Most、H. Olivares、A. Nathanail、L. Rezzolla、J. Teunissen 和 R. Keppens，《广义相对论电阻磁流体力学：用于吸积盘模拟的稳健原始变量恢复》，《天体物理学杂志增刊》244，10（2019）。[35] 请注意，$\boldsymbol{E}^*$ 与流体参考系电场 $\boldsymbol{E}' = \Gamma[\boldsymbol{E} + \boldsymbol{v}/c \times \boldsymbol{B} - \Gamma/(\Gamma+1)\ (\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{v})\ \boldsymbol{v}/c^2]$ [32, 33]的差异极小。[36] M. Bugli、E. F. Lopresti、E. Figueiredo、A. Mignone、B. Cerutti、G. Mattia、L. Del Zanna、G. Bodo 和 V. Berta，《具有有效电阻率的相对论性磁重联：I. 动力学与重联速率》，《天文学与天体物理学》693，A233（2025）。[37] A. Tchekhovskoy、A. Spitkovsky 和 J. G. Li，《随时间演化的三维磁流体脉冲星磁层：斜转脉冲星》，《皇家天文学会月刊》435，L1（2013），arXiv:1211.2803 [高能天体物理]。[38] B. Ripperda、F. Bacchini 和 A. A. Philippov，《黑洞吸积盘中的磁重联与热点形成》，《天体物理学杂志》900，100（2020），arXiv:2003.04330 [高能天体物理]。[39] A. Bransgrove、B. Ripperda 和 A. Philippov，《黑洞磁层中的磁毛与磁重联》，《物理评论快报》127，055101（2021）。[40] Y. Kim、E. R. Most、A. M. Beloborodov 和 B. Ripperda，《黑洞—中子星并合产生的黑洞脉冲星与巨型激波》，《天体物理学杂志快报》982，L54（2025），arXiv:2412.05760 [高能天体物理]。[41] M. Takamoto 和 A. Lazarian，《磁主导等离子体中的可压缩相对论磁流体湍流及其对强耦合状态的影响》，《天体物理学杂志快报》831，L11（2016）。[42] O. Bromberg、C. B. Singh、J. Davelaar 和 A. A. Philippov，《扭结不稳定性：相对论性无力、非旋转喷流中的演化与能量耗散》，《天体物理学杂志》884，39（2019）。[43] A. Chernoglazov、B. Ripperda 和 A. Philippov，《相对论磁流体湍流中的动态对齐与等离子体团形成》，《天体物理学杂志快报》923，L13（2021）。[44] E. G. Harris，《分隔磁场方向相反区域的等离子体鞘层》，《新物理学》23，115（1962）。[45] O. Porth、H. Olivares、Y. Mizuno、Z. Younsi、L. Rezzolla、M. Moscibrodzka、H. Falcke 和 M. Kramer，《黑洞吸积代码》，《计算天体物理学与宇宙学》4，1（2017）。[46] H. Olivares、O. Porth、J. Davelaar、E. R. Most、C. M. Fromm、Y. Mizuno、Z. Younsi 和 L. Rezzolla，《黑洞吸积代码中的约束输运与自适应网格细化》，《天文学与天体物理学》629，A61（2019）。[47] B. Ripperda、F. Bacchini、O. Porth、E. R. Most、H. Olivares、A. Nathanail、L. Rezzolla、J. Teunissen 和 R. Keppens，《广义相对论电阻磁流体力学：用于吸积盘模拟的稳健原始变量恢复》，《天体物理学杂志增刊》244，10（2019）。[48] A. Spitkovsky，《相对论性无碰撞激波模拟：激波结构与粒子加速》，载于《高能粒子与辐射的天体物理源》，美国物理联合会会议系列，第801卷，T. Bulik、B. Rudak 和 G. Madejski编（美国物理联合会，2005），第345–350页。[49] M. P. Grehan、T. Ghosal、J. R. Beattie、B. Ripperda、O. Porth 和 F. Bacchini，《理想与电阻性相对论磁流体力学、理想磁动力学和电阻性无力电动力学中的磁扩散与磁重联比较》，《物理评论D》112，10.1103/8xf2-x2nq（2025）。[50] L. Sironi 和 A. Spitkovsky，《相对论性磁重联：非热粒子的高效来源》，《天体物理学杂志快报》783，L21（2014）。[51] B. Ripperda、O. Porth、L. Sironi 和 R. Keppens，《合并磁通管中的相对论性电阻磁流体力学磁重联与等离子体团形成》，《皇家天文学会月刊》485，299（2019）。

[52] S. Selvi、O. Porth、B. Ripperda 和 L. Sironi，《分裂单极黑洞磁层的普适性》，《天体物理学杂志快报》**988**，L33（2025年）。[53] E. N. Parker，《太阳耀斑现象与磁重联和磁场湮灭理论》，《天体物理学杂志增刊》**8**，177（1963年）。[54] C. J. White、J. M. Stone 和 C. F. Gammie，《基于先进黎曼求解器和交错网格约束输运的 athena++ code 框架扩展，用于广义相对论磁流体动力学》，《天体物理学杂志增刊》**225**，22（2016年）。[55] A. Galishnikova、A. Philippov、E. Quataert、F. Bacchini、K. Parfrey 和 B. Ripperda，《黑洞无碰撞吸积：动力学与耀斑》，《物理评论快报》**130**，115201（2023年）。[56] M. T. P. Liska、G. Musoke、A. Tchekhovskoy、O. Porth 和 A. M. Beloborodov，《三维辐射输运双温广义相对论磁流体动力学模拟中磁截断吸积盘的形成》，《天体物理学杂志快报》**935**，L1（2022年）。[57] A. Robbins 和 A. Spitkovsky，《亚相对论正负电子对等离子体中向佩切克磁重联的转变：对粒子加速的启示》，《天体物理学杂志》**995**，163（2025年）。[58] G. R. Werner 和 D. A. Uzdensky，《正负电子对等离子体中三维相对论性磁重联的非热粒子加速》，《天体物理学杂志快报》**843**，L27（2017年）。