Draft version February 10, 2026年使用 LaTeX
默认样式排版，采用 AASTeX631

arXiv:2602.08806v1 [astro-ph.SR] 9 Feb 2026

各向异性压强下的二维开尔文–亥姆霍兹不稳定性

Shishir Biswas,[1] Masaru Nakanotani,[2,3] Dinshaw S. Balsara,[1,4] Vladimir Florinski,[2,3] and Merav Opher [5]

[1] *Department of Physics and Astronomy, University of Notre Dame, Notre Dame, IN, USA*
[2] *Department of Space Science, University of Alabama in Huntsville, Huntsville, AL, USA*
[3] *Center for Space Plasma and Aeronomic Research, University of Alabama in Huntsville, Huntsville, AL, USA*
[4] *ACMS Department, University of Notre Dame, Notre Dame, IN, USA* [5] *Astronomy Department, Boston University, Boston, MA 02215, USA*

(收稿日期：2025年11月6日；修订日期：2026年2月1日；录用日期：2026年2月3日)

投稿至《天体物理学杂志》 [已录用]

摘要

开尔文–亥姆霍兹（KH）不稳定性会出现在多种日球层环境（太阳风流界面、行星磁层、彗尾、日球层顶侧翼）和星际环境（原行星盘、相对论性喷流、中子星吸积盘）中。虽然磁流体力学（MHD）极限下的 KH 不稳定性已得到充分研究，但在有利于形成各向异性压力的无碰撞区制下，相关研究却十分有限。无碰撞等离子体通常用具有各向异性压强张量的 Chew–Goldberger–Low（CGL）方程来描述。本文运用线性化和数值方法，对 CGL 版本的 KH 不稳定性进行了全面分析。我们发现，最大增长率和磁效应最显著的情况都出现在 MHD 极限下。在弛豫时间较长的 CGL 极限下，部分能量用于形成压力各向异性，因此可用于弯曲磁力线的能量减少。因此，在其他条件均相同的情况下对比 CGL 和 MHD 数值模拟时，MHD 极限下的电流密度最大，形成的磁岛也最大。我们还研究了压力各向异性在早期和晚期的形成过程。此外，我们发现，流动中形成间歇性结构的趋势最强时也出现在 MHD 极限下。本文还讨论了研究结果对日球层鞘（太阳风终止激波与日球层顶之间的区域）中湍流和重联可能产生的影响。

关键词：天体物理流体动力学、CGL、KH 不稳定性、磁重联、磁岛

1. 引言

剪切驱动不稳定性，例如开尔文–亥姆霍兹（KH）不稳定性，在天体物理与空间等离子体中普遍存在，凡有速度梯度或剪切层之处便会出现。KH 不稳定性在天体物理喷流的动力学中起着至关重要的作用（Baty & Keppens 2002年; Viallet, M. & Baty, H. 2007年; Nishikawa 等，2014年），快速外流的喷流等离子体与周围介质之间会产生显著的速度剪切。喷流–环境介质界面处 KH 模的发展可导致外部物质被喷流吸收并混入其中，从而改变其密度对比、动量输运和大尺度构型。这些不稳定性还会诱发湍流和涡旋结构，促进能量耗散、磁场放大和粒子加速，而这些过程与喷流中观测到的非热辐射密切相关。类似的

通讯作者：Dinshaw S. Balsaradbalsara@nd.edu

现象在太阳色球（Kuridze 等，2016）和日冕喷流（Zhao 等，2018）中同样具有重要意义，高速外流与周围等离子体之间的相互作用可诱发 KH 波，从而促进加热、混合以及对太阳环境的结构化。

在吸积盘中，径向和垂直方向上都会自然出现速度剪切。这些剪切层为 KH 不稳定性的发展提供了有利条件，并可能导致湍流、角动量输运以及不同盘区之间混合增强（Balbus 和 Hawley，1998；Lovelace 等，2010）。由于 KH 不稳定性是由速度剪切驱动的不稳定性，磁旋不稳定性（MRI）也是如此，因此研究 KH 不稳定性或许能带来对 MRI 同样适用的启示。

尽管 KH 不稳定性是众多天体物理系统的核心特征，但它在等离子体物理学中也至关重要。等离子体物理学中的 KH 不稳定性表明，磁化和非磁化等离子体中的剪切流如何产生相干涡旋结构和湍流（Frank 等，1996； Jones 等，1997； Miura，1997；Keppens 等，1999；Ryu 等，2000；Jeong 等，2000； Li 等，2023）。实验室等离子体实验在受控剪切装置中揭示了 KH 模的出现，增进了我们对非线性饱和、动量输运和能量耗散的认识。流体模拟（Keppens 等，1999； Nakamura 等，2006； Li 等，2023）和粒子模拟（PIC）模拟（Nakamura 等，2017；Ahmadi 等，2025）均表明，磁重联特征与 KH 不稳定性并存也会显著改变系统动力学。这些研究不仅加深了我们对基本等离子体过程的理解，也为诠释天体物理剪切流的行为提供了类比。因此，KH 不稳定性成为一个统一的概念，既适用于实验室等离子体，也与许多天体物理背景密切相关。

KH 不稳定性在空间等离子体中至关重要，尤其是在高速运动的等离子体与较慢介质相互作用的界面处。典型情况包括地球磁层顶（Ong 和 Roderick，1972；Hasegawa 等，2004；Quijia 等，2021）、行星磁尾（Otto 和 Fairfield 2000）、太阳风与行星大气之间的边界（Johnson 等，2014），以及太阳风与星际介质相互作用的日球层顶（Borovikov 等，2008；Florinski 等人（2025））。日冕物质抛射（CME）中也发现了 KH 不稳定性（M¨ostl 等，2013）；在 CME—太阳风界面处，显著的速度剪切会产生波纹和涡旋结构，影响 CME 的传播、磁拓扑以及其对地球空间天气的影响。在日球电流片附近的剪切层中也发现了 KH 不稳定性的波动特征（Kieokaew 等，2021）。卫星观测还捕捉到了沿 CME 侧翼分布的类 KH 波纹。行星磁层顶上游形成的等离子体耗减层（PDL）内的速度剪切（Zwan 和 Wolf 1976）也可能诱发 KH 不稳定性。

PDL也会在日球层的剪切边界处形成，例如快速太阳风与较慢的等离子体流相互作用的区域，或日球层顶附近（Cairns 与 Fuselier（2017）；Florinski 等人（2025））。这些PDL边界处的速度剪切会引发KH 不稳定性，产生涡旋和湍流，从而促进日球层尺度上的等离子体混合与能量传递。此前的研究探讨了日球层顶处速度剪切可能引发的 KH 不稳定性，包括Chalov （1996年）和Avinash 等人（2015）。正如Ma 等人（2024年）的报告所述，这些不稳定性对于日球层喷流也至关重要。旅行者1号和旅行者2号的观测证实，外日球层存在等离子体密度降低、磁场增强的区域（Gurnett 与 Kurth（2019））。这与PDL的形成相符，也支持日球层边界处存在类KH活动。这些过程表明，与行星磁层和日冕物质抛射中的情况类似，KH 不稳定性显著影响着日球层尺度上质子耗尽层结构的形成和动力学。因此，要理解日球层鞘中的动态过程及其大尺度结构，就必须掌握这些不稳定性的出现机制。

尽管上述观测和讨论主要是在磁流体力学（MHD）范式下进行分析的，但事实上，大多数天体物理与空间等离子体都是稀薄等离子体，且碰撞性较弱。在这类稀薄等离子体中，库仑碰撞并不频繁，因此构成等离子体的粒子速度可能偏离麦克斯韦-玻尔兹曼分布。正如 Chew、Goldberger 和 Low（Chew 等人（（1956年），以下简称 CGL）所指出的，在此类情况下，系统可能呈现两种不同的压力：一种平行于磁场，另一种垂直于磁场，从而产生压力各向异性。MHD 方程和 CGL 方程均由流体近似和法拉第定律导出，但 CGL 模型纳入了双绝热近似，这对稀薄等离子体尤为适用。值得注意的是，如 Kato等人（1966年）和 Bhoriya等人（2024年所述，CGL 与 MHD 在理论和数值方面均有所不同。与 MHD 方程相比，CGL 方程支持一组不同的波。CGL 系统中的压力各向异性

会显著改变剪切流、不稳定性和等离子体结构的动力学，可能改变 KH 模的增长和饱和，影响湍流以及能量和动量传输。因此，为了全面理解稀薄等离子体中的 KH 不稳定性及相关现象——包括天体物理喷流、吸积盘、磁层环境和日球层边界——至关重要的是研究超越磁流体力学近似的模型；该近似假定压力各向同性。CGL 模型（Chew 等人（1956））为磁流体力学（MHD）提供了一种自然的扩展，用于描述具有压力各向异性的无碰撞或弱碰撞等离子体。CGL 框架通过分别演化平行于和垂直于磁场的压力，考虑各向异性对等离子体动力学的影响。CGL 理论预言了两种不稳定性，即火 hose 不稳定性和镜像不稳定性，分别与阿尔芬波和慢磁声波有关，正如 Parker（1958年）；Chandrasekhar 等人（1958年）以及 Kato等人（1966年）所提出的那样。CGL 模型有助于研究各向异性压力如何影响 KH 现象的产生、增长率和非线性演化，以及由此产生的湍流。近年来，已有若干解析研究致力于理解各向异性太阳风等离子体中的 KH 不稳定性（Ismayilli 等人（2018））以及各向异性空间等离子体中的 KH 不稳定性（Dzhalilov 和 Ismayilli（2023））。然而，由于相关数值挑战，要理解其在线性阶段和非线性阶段动力学的数值研究仍然不足。

长期以来，CGL 方程一直被认为在数值上难以处理。Bhoriya等人Bhoriya等人（2024年）提出了克服 CGL 方程固有数值挑战的方法，这一局面由此改变。这些思路也已初步应用于日球层研究（Florinski 等人（2025年））。本文旨在 CGL 模型框架下研究 KH 不稳定性。我们通过将 CGL 结果与通常的磁流体力学极限下推导出的结果直接比较，力求量化压力各向异性对 KH 不稳定性的线性增长和非线性饱和的影响。我们的数值模拟使我们能够探究各向异性如何改变 KH 不稳定性的演化结果。此外，我们将数值模拟得出的 KH 增长率与不同 CGL 弛豫时间下的线性化预测进行直接比较，从而建立理论与计算之间的直接联系。本研究为各向异性空间及天体物理等离子体中的剪切流动力学提供了新的见解，并将线性化模型与数值认知联系起来。

本文结构如下：第 2 节介绍控制方程组和数值模拟设置。第 3 节讨论 CGL KH 不稳定性的线性理论，第 4 节展示可视化数据分析。第 5 节介绍我们所进行的各项诊断方法。最后，我们在第6节总结全文并展望未来方向。

2. 控制方程与模拟设置

2.1. 控制方程

在高密度碰撞等离子体中，频繁的粒子碰撞会使速度分布趋向麦克斯韦-玻尔兹曼分布，从而产生各向同性压力，可将其视为单一标量。相比之下，大多数天体物理等离子体密度稀薄、碰撞较弱，因此会产生压力各向异性，即平行于磁场和垂直于磁场的压力可能不同。CGL 理论（Chew 等人（1956））描述了这种压力各向异性。与理想（各向同性）磁流体力学不同，CGL系统（Chew 等人（1956））中的压力张量由两个不同分量组成，分别垂直于（$p_\perp$）和平行于（$p_\parallel$）磁场$\mathbf{B}$。在静止惯性参考系中，压力张量表示为

$$\mathbf{p} = p_\perp \mathbf{I} + (p_\parallel - p_\perp)\mathbf{bb}, \tag{1}$$

其中，$\mathbf{b} = \mathbf{B}/B$ 表示与磁场方向平行的单位向量。由于无碰撞或弱碰撞等离子体中的压力各向异性，平行和垂直于磁场的等离子体压力可能不同。因此，定义了两个不同的等离子体 β 参数：

$$\beta_\parallel = \frac{8\pi p_\parallel}{B^2}, \qquad \beta_\perp = \frac{8\pi p_\perp}{B^2},$$

用于量化等离子体压力相对于磁压力的重要性，这种相对重要性分别针对平行于和垂直于磁场的方向（Parker, 1958年；Chandrasekhar等, 1958年）。Chandrasekhar等人（1958年）和Kato等人（1966年）进一步指出，等离子体中的压力各向异性程度受到动理学不稳定性出现的限制。具体而言，当平行压力大幅超过垂直压力时，会发生火hose不稳定性（$p_\parallel > p_\perp$）；而当垂直压力以较大幅度占主导时，则会出现镜像不稳定性，

（$p_\perp > p_\parallel$），其中确切的不稳定性阈值取决于等离子体的 β。最重要的是，当压力各向异性比（$A = p_\perp/p_\parallel$）显著大于或小于1时，CGL系统可能失去双曲性，正如Kato等人（1966年）以及较近期的Bhoriya等人（2024年）所讨论的那样。

所得系统包含五个基本物理变量——质量密度（ρ）、流体速度（$\mathbf{v}$）、平行压力（$p_\parallel$）、垂直压力（$p_\perp$）以及磁场（$\mathbf{B}$）。控制方程构成一个 9×9 双曲系统。按照Bhoriya等人（2024年），CGL 方程可用cgs单位表述为伴随刚性源项的非守恒双曲系统，如下所述：

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \tag{2}$$

$$\frac{\partial (\rho \mathbf{v})}{\partial t} + \nabla \cdot \left[\rho \mathbf{v}\mathbf{v} + p_\perp \mathbf{I} + (p_\parallel - p_\perp)\mathbf{b}\mathbf{b} - \frac{1}{4\pi}\left(\mathbf{B}\mathbf{B} - \frac{B^2}{2}\mathbf{I} \right) \right] = 0 \tag{3}$$

$$\frac{\partial (p_\parallel - p_\perp)}{\partial t} + \nabla \cdot \left[(p_\parallel - p_\perp)\mathbf{v} \right] + (2p_\parallel + p_\perp)\, \mathbf{b} \cdot \nabla \mathbf{v} \cdot \mathbf{b} - p_\perp \nabla \cdot \mathbf{v} = \frac{1}{\tau}\left(p_\parallel - p_\perp \right) \tag{4}$$

$$\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t} + \nabla \cdot \left[\mathbf{v}\left(\mathcal{E} + p_\perp + \frac{B^2}{8\pi} \right) + \mathbf{v} \cdot \left((p_\parallel - p_\perp)\mathbf{b}\mathbf{b} - \frac{\mathbf{B}\mathbf{B}}{4\pi} \right) \right] = 0 \tag{5}$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \times [-(\mathbf{v} \times \mathbf{B})] = 0 \tag{6}$$

该系统由以下状态方程闭合：

$$\mathcal{E} = \frac{1}{2}\rho v^2 + \frac{B^2}{8\pi} + \frac{3}{2}\bar{p} \tag{7}$$

其中 $\bar{p} \equiv \dfrac{2p_\perp + p_\parallel}{3}$ 为平均压强。在上述方程组中，弛豫时间由 τ 表示。该弛豫时间可由小尺度数值模拟中的微观物理过程设定，也可由相对于背景湍流的投掷角散射（Jokipii 1966年）在宏观物理时间尺度上运行的数值模拟中设定，如Florinski等人（2025年）所示。由于本文主要是一项参数研究，旨在理解弛豫在应用于开尔文-亥姆霍兹（KH）不稳定性的 CGL 方程中的作用，我们将针对不同的 τ 预设值开展数值模拟。这对本文也更有意义，因为本工作的目标之一是首次在 CGL 框架下建立 KH 不稳定性的线性理论。随后，我们的目标是表明这些增长率能够与数值模拟相吻合，从而为我们的数值方法提供有力验证。

为求解上述 CGL 方程，我们采用三阶精度的 Godunov格式，确保磁场在演化过程中保持无散。数值方法的详细信息见 Bhoriya等人 (2024年); Balsara等人 (2025a,b).

2.2. 模拟设置

在研究 KH 不稳定性时，若速度、密度和磁场采用突变（不连续）剖面，会导致最小可分辨尺度上的不稳定性；也就是说，增长最快的不稳定性会出现在一个或几个网格尺度上。因此，这些小尺度模的增长将占据主导地位，使得难以比较不稳定性的线性化增长率与数值增长率。为避免这一问题，我们对速度、密度和磁场采用平滑的 tanh剖面，从而抑制最小尺度的主导作用，并使解析预测与数值结果之间的比较更有意义。

基于上述控制方程，我们在 xy 平面中为 KH 不稳定性设定初始平衡态。密度、 x 速度和磁场的初始分布规定如下，以建立剪切层和磁场构型：

$$\rho = 1 + \frac{1}{2}\left[\tanh\left(\frac{y_0 - y}{h} \right) + \tanh\left(\frac{y + y_0}{h} \right) \right] \tag{8}$$

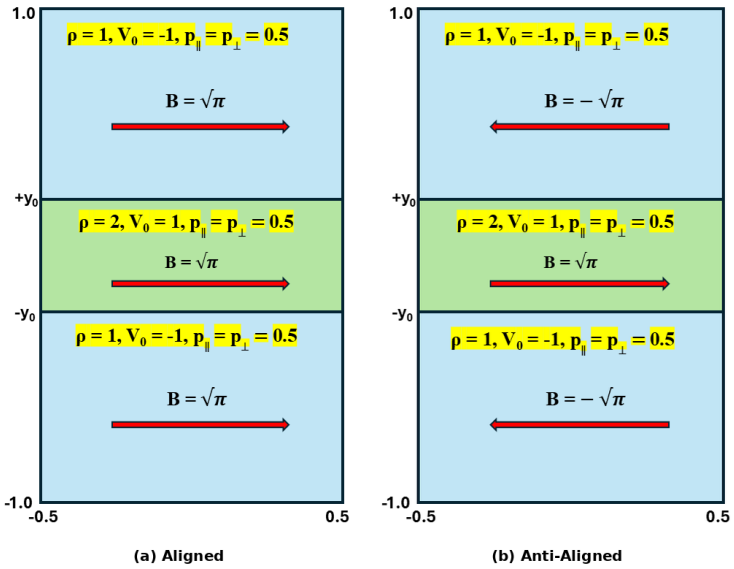

图 1. 二维卡尔文–亥姆霍兹不稳定性的模拟设置，展示了计算域、初始速度、密度、压力、磁场构型以及流动方向。图 (a) 展示了磁场平行构型，磁场矢量在整个计算域内均指向右侧；而图 (b) 展示了磁场反平行构型，其中磁场矢量在中心区域指向右侧，在上部和下部区域指向左侧。

$$v_x = v_0 \left[\tanh\left(\frac{y_0 - y}{h}\right) + \tanh\left(\frac{y + y_0}{h}\right) - 1 \right] \tag{9}$$

$$B_x = B_0 \left[\tanh\left(\frac{y_0 - y}{h}\right) + \tanh\left(\frac{y + y_0}{h}\right) - 1 \right] \tag{10}$$

其中， $y_0 = 0.25$ 表示两个剪切界面之间的半间距， $h = 0.03$ 表示每个剪切层的特征厚度， $v_0 = 1.0$ 表示剪切流速度振幅， $B_0 = \sqrt{\pi}$ 表示初始磁场强度。该构型表示关于 $y = 0$ 对称的两个反平行剪切层，如图 1 所示。

初始等离子体压力假定为均匀分布，其平行分量与垂直分量均设为$p_{\parallel} = p_{\perp} = 0.5$。相应的等离子体 β定义为气体压力与磁压力之比，为

$$\beta_{\parallel} = \beta_{\perp} = \frac{0.5}{B_0^2/8\pi} = 4.0.$$

为触发 KH 不稳定性，在 y方向引入一个小的横向速度扰动：

$$v_y = \epsilon \sin(2\pi x) \left\{ \exp\left[-\frac{(y - y_0)^2}{h^2} \right] + \exp\left[-\frac{(y + y_0)^2}{h^2} \right] \right\}, \tag{11}$$

其中 $\epsilon = 0.02$ 表示扰动的振幅。

在上述初始条件下，控制方程组（2）–（6）采用 Bhoriya等人 (2024年）所述的三阶有限体积WENO格式进行时间演化。计算域在 x 方向跨越 $[-0.5, 0.5]$，在 y 方向跨越 $[-1.0, 1.0]$，并采用包含 600×1200 个单元的均匀网格进行离散。我们还通过将每个方向的空间分辨率降低至原网格的75%（即 450×900）进行了网格分辨率收敛性测试。我们发现，磁能的时间演化和增长率在以下两种情况之间无法区分：

表1. 本研究中所呈现模拟运行的概览，包括用于研究 KH 不稳定性演化的初始磁场构型和 CGL 弛豫时间。

Runs	τ	$\tau/\tau_{\rm eddy}$	磁场方向
Run1	5	10	反向对齐
Run2	1	2	反向对齐
Run3	0.1	0.2	反向对齐
Run4	10^{-5}	2×10^{-5}	反向对齐
Run5	5	10	平行
Run6	1	2	平行
Run7	0.1	0.2	平行
Run8	10^{-5}	2×10^{-5}	平行

原始（600×1200）和降低分辨率（450×900）的运行组，这表明本文所呈现的结果相对于网格分辨率已经达到数值收敛。网格分辨率收敛结果如图 6（第 5.1节）所示，并提供了详细讨论。两个方向均采用了周期性边界条件。对于我们的剪切流模拟设置，特征涡旋周转时间估计为

$$\tau_{\rm eddy}\sim\frac{L}{v_0}\approx0.5,$$

其中，$L=2y_0$ 是剪切流通道的厚度，v_0 是剪切速度。数值模拟持续进行至 24 个涡旋周转时间（$\tau_{\rm eddy}$）；此时，数值数据表明系统已达到完全非线性状态。

如图1所示，我们的模拟模型包含平行磁场构型和反平行磁场构型。值得注意的是，在日球层鞘内，不同位置可能出现不同的平行磁场构型和反平行磁场构型。Ma 等人最近报告了这类平行磁场构型和反平行磁场构型的全局证据（2025年）。为考虑这种自然变化，我们在 KH 不稳定性的数值模拟中将这两类构型都用作初始条件。本研究所用数值模拟的完整列表汇总于表1。

剪切层宽度设为 $h=0.03$，而 y 方向的网格分辨率为 $\Delta y=2/1200$，因此

$$\frac{h}{\Delta y}=\frac{0.03}{2/1200}=18,$$

这意味着剪切层的尺度长度由 18 个网格点解析。采用这一分辨率，我们确保系统在初始演化过程中不会产生尺度为一个或几个网格单元的极小尺度数值诱导的不稳定性。这样，我们就能可靠地比较数值增长率与 KH 不稳定性的线性化预测。下一节中，我们将概述 CGL 极限下 KH 不稳定性增长率的线性化计算。

3. 线性理论讨论

本节将说明 CGL 系统的线性分析，该系统将控制方程作为初值问题求解。相同的方法已用于Miura 和 Pritchett (1982年) 以及 Fujimoto 和 Terasawa(1991年)。我们采用以下各向异性压力方程，而不是式（4）和（5），

$$\frac{D}{Dt}\left(\frac{p_\perp}{\rho B}\right)=0; \tag{12}$$

$$\frac{D}{Dt}\left(\frac{p_\parallel B^2}{\rho^3}\right)=0. \tag{13}$$

对控制方程进行线性化，并对 $\Psi = \Psi_0(y) + \Psi_1(t,y)e^{ik_x x}$（其中 ρ、v_x、$p_\perp$、$p_\parallel$、B_x 和 B_z）以及 $\Phi = \Phi_1(t,y)e^{ik_x x}$（其中 v_y、v_z 和 B_y）应用傅里叶变换，可得以下线性化方程，

$$\partial_t \rho_1 + v_{x0} i k_x \rho_1 + v_{y1}\partial_y \rho_0 = -\rho_0 (\widetilde{\nabla \cdot \mathbf{v}})_1; \tag{14}$$

$$\begin{aligned}\rho_0 \partial_t v_{x1} &+ \rho_0 v_{x0} i k_x v_{x1} + \rho_0 v_{y1}\partial_y v_{x0} \\ &+ i k_x (B_{x0}B_{x1} + B_{z0}B_{z1}) - B_{x0} i k_x B_{x1} - B_{y1}\partial_y B_{x0} \\ &+ i k_x p_{\perp 1} + i k_x (p_{\parallel 1} - p_{\perp 1}) b_{x0} b_{x0} + i k_x (p_{\parallel 0} - p_{\perp 0}) 2 b_{x1} b_{x0} + \partial_y \{(p_{\parallel 0} - p_{\perp 0}) b_{y1} b_{x0}\} = 0;\end{aligned} \tag{15}$$

$$\begin{aligned}\rho_0 \partial_t v_{y1} &+ \rho_0 v_{x0} i k_x v_{y1} \\ &+ \partial_y (B_{x0}B_{x1} + B_{z0}B_{z1}) - B_{x0} i k_x B_{y1} \\ &+ \partial_y p_{\perp 1} + i k_x \{(p_{\parallel 0} - p_{\perp 0}) b_{x0} b_{y1}\} = 0;\end{aligned} \tag{16}$$

$$\begin{aligned}\rho_0 \partial_t v_{z1} &+ \rho_0 v_{x0} i k_x v_{z1} \\ &- B_{x0} i k_x B_{z1} - B_{y1}\partial_y B_{z0} \\ &+ \partial_y \{(p_{\parallel 0} - p_{\perp 0}) b_{y1} b_{z0}\} + i k_x \{(p_{\parallel 1} - p_{\perp 1} b_{x0} b_{z0} + (p_{\parallel 0} - p_{\perp 0} b_{x0} b_{z1}\} = 0;\end{aligned} \tag{17}$$

$$\partial_t p_{\perp 1} + v_{x0} i k_x p_{\perp 1} = p_{\perp 0}[\mathbf{b} \cdot \widetilde{(\mathbf{b} \cdot \nabla \mathbf{v})}]_1 - 2 p_{\perp 0} (\widetilde{\nabla \cdot \mathbf{v}})_1 + \frac{1}{3\tau}(p_{\parallel 1} - p_{\perp 1}); \tag{18}$$

$$\partial_t p_{\parallel 1} + v_{x0} i k_x p_{\parallel 1} = -2 p_{\parallel 0}[\mathbf{b} \cdot \widetilde{(\mathbf{b} \cdot \nabla \mathbf{v})}]_1 - p_{\parallel 0} (\widetilde{\nabla \cdot \mathbf{v}})_1 - \frac{2}{3\tau}(p_{\parallel 1} - p_{\perp 1}); \tag{19}$$

$$\partial_t B_{x1} + B_{x0} (\widetilde{\nabla \cdot \mathbf{v}})_1 + v_{y1}\partial_y B_{x0} + v_{x0} i k_x B_{x1} - B_{y1}\partial_y v_{x0} - B_{x0} i k_x v_{x1} = 0; \tag{20}$$

$$\partial_t B_{y1} + v_{x0} i k_x B_{y1} - B_{x0} i k_x v_{y1} = 0; \tag{21}$$

$$\partial_t B_{z1} + B_{z0} (\widetilde{\nabla \cdot \mathbf{v}})_1 + v_{y1}\partial_y B_{z0} + v_{x0} i k_x B_{z1} - B_{x0} i k_x v_{z1} = 0. \tag{22}$$

这里，$\mathbf{b}_{0,\,1} = \mathbf{B}_{0,\,1}/B_0$，以及

$$(\widetilde{\nabla \cdot \mathbf{v}})_1 = i k_x v_{x1} + \partial_y v_{y1}; \tag{23}$$

$$[\mathbf{b} \cdot \widetilde{(\mathbf{b} \cdot \nabla \mathbf{v})}]_1 = b_{x0}^2 i k_x v_{x1} + b_{x0} b_{y1}\partial_y v_{x0} + b_{x0} b_{z0} i k_x v_{z1}. \tag{24}$$

由于我们将线性分析与二维 CGL 模拟进行比较，因此忽略了沿 z 方向的波矢，即 $k_z = 0$。

我们将线性化方程作为初值问题进行数值求解，以获得线性增长率和特征函数。我们采用与非线性模拟相同的背景等离子体和磁场分布。因此，边界条件为周期性边界条件。我们沿 y 方向设置 1000 个网格点。我们使用四阶 Runge-Kutta 格式进行时间积分，并使用谱方法计算空间导数 ∂_y。数值模拟演化足够长的时间，使最快增长模占据主导地位。随后，为了获得增长率，我们计算 $< B_{y1}^2 >$ 的时间演化，其中 $< \cdot >$ 是沿 y 轴的空间平均值，并通过指数函数 $\exp(2\Gamma t)$ 进行拟合，以求得增长率 Γ。线性研究的结果将在第 5.1 节中展示。在该节中，我们将比较通过线性分析得到的 KH 不稳定性增长率与从完全非线性模拟的早期线性阶段测得的增长率。

4. 可视化数据分析与讨论

我们首先聚焦于图 2 ，该图展示了磁场反向对齐时 KH 不稳定性的发展情况。图 2展示了一次数值模拟，其中由于弛豫时间 τ 设为 5。0，系统很容易产生压力各向异性。图 2 上图对应于时间 7。2，我们将其认定为线性增长即将结束的时刻。图 2 下图展示了时间 12。0 时的结果，此时非线性增长已充分显现。将时间 7。2 认定为线性增长即将结束的时刻，其合理性将在下一节得到论证；届时我们将对模拟数据进行定量分析。从左到右，图 2依次展示密度、各向异性比“A”、电流密度、磁能和平均压力（$p_\parallel + 2p_\perp$）/3。为了便于对模拟数据图进行比较，所有图中的各向异性比均采用相同的刻度。同样，电流密度是衡量磁重联事件所致耗散量的良好指标，因此，为便于比较各图，我们将采用

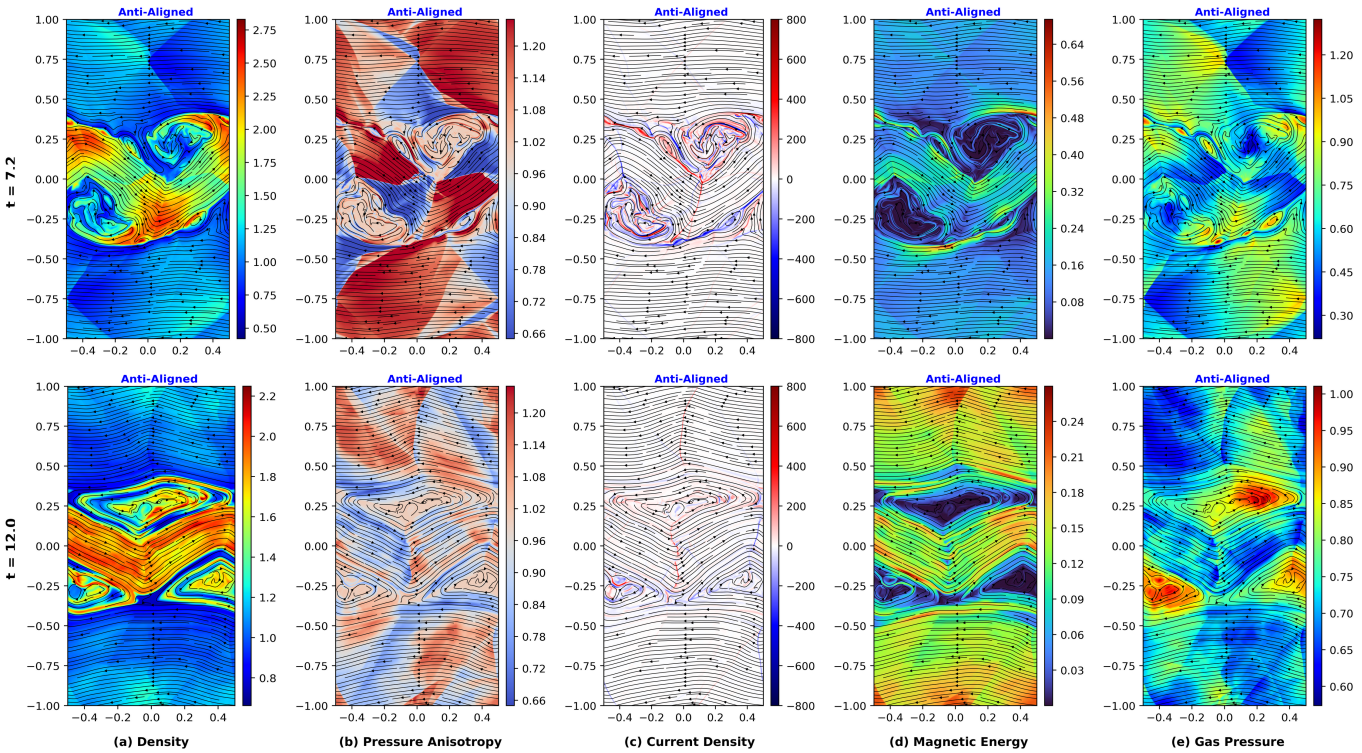

图 2. 反平行磁场且 CGL 弛豫时间为 $\tau = 5.0$ 的数值模拟在早期（$t = 7.2$，上排）和晚期（$t = 12.0$，下排）的密度（ρ）、压力各向异性（$A = p_\perp/p_\parallel$）、电流密度（J_z）、磁能（$B_x^2 + B_y^2$）以及总气体压力 $\left[\left(p_\parallel + 2p_\perp\right)/3\right]$。

相同的刻度。本节中，我们将重点直观比较各向异性能够发展的情形与无法产生各向异性的 MHD 极限。为此，图 3 展示了一次数值模拟的数据，其设置几乎与图 2 所示模拟完全相同，唯一不同的是，图 3 所示模拟的弛豫时间为 10^{-5}。同样，我们还将比较磁场反向对齐与平行时 KH 不稳定性的演化情况。为此，图 4 展示了弛豫时间为 5。0 的一次模拟结果，但这次图 1a 中所示的磁场为平行对齐。图 5展示了一次数值模拟的数据，其设置几乎与图 4所示模拟完全相同，唯一不同的是，图 5 所示模拟的弛豫时间为 10^{-5}。

在图 2a 中可以看到，中央流道内含有较高密度流体的密度变量随时间推移发生了越来越大的形变。图3a 中的密度变量也呈现出相同的变化。由于图 2b 中的弛豫时间大得多，可以看到各向异性也随时间推移发展到显著水平。在早期，我们看到中央流道边界处出现了非常明显的各向异性比，远大于 1，这表明 KH 不稳定性对磁力线施加了压缩涨落，而这已知会导致强烈的镜像不稳定性。在后期，我们看到流道外部区域形成的激波造成了压缩和磁力线拉伸，从而形成了 $A > 1$ 区域，即镜像不稳定性区域，以及 $A < 1$ 区域，即火hose不稳定性区域。现在请比较图 2b 中的两个面板与图 3b 中的两个面板。图 3b 中早期和晚期的压力几乎都没有各向异性。这与图 3b 所示数值模拟的弛豫时间非常短完全一致。虽然这里没有展示，但如果展示表1 中弛豫时间为 1.0 和 0.1 的其他数值模拟，它们也会呈现相同的趋势。

上一段比较了图2 和3中的密度和各向异性比。现在，我们交叉比较图2 和3 中似乎对磁场有更强依赖性的变量。请看图2c 中表示电流密度的上、下两个面板。可以看到，电流密度很早就达到峰值，随后回落并稳定在较低水平。这表明，在反向排列情形中，大量磁能的耗散

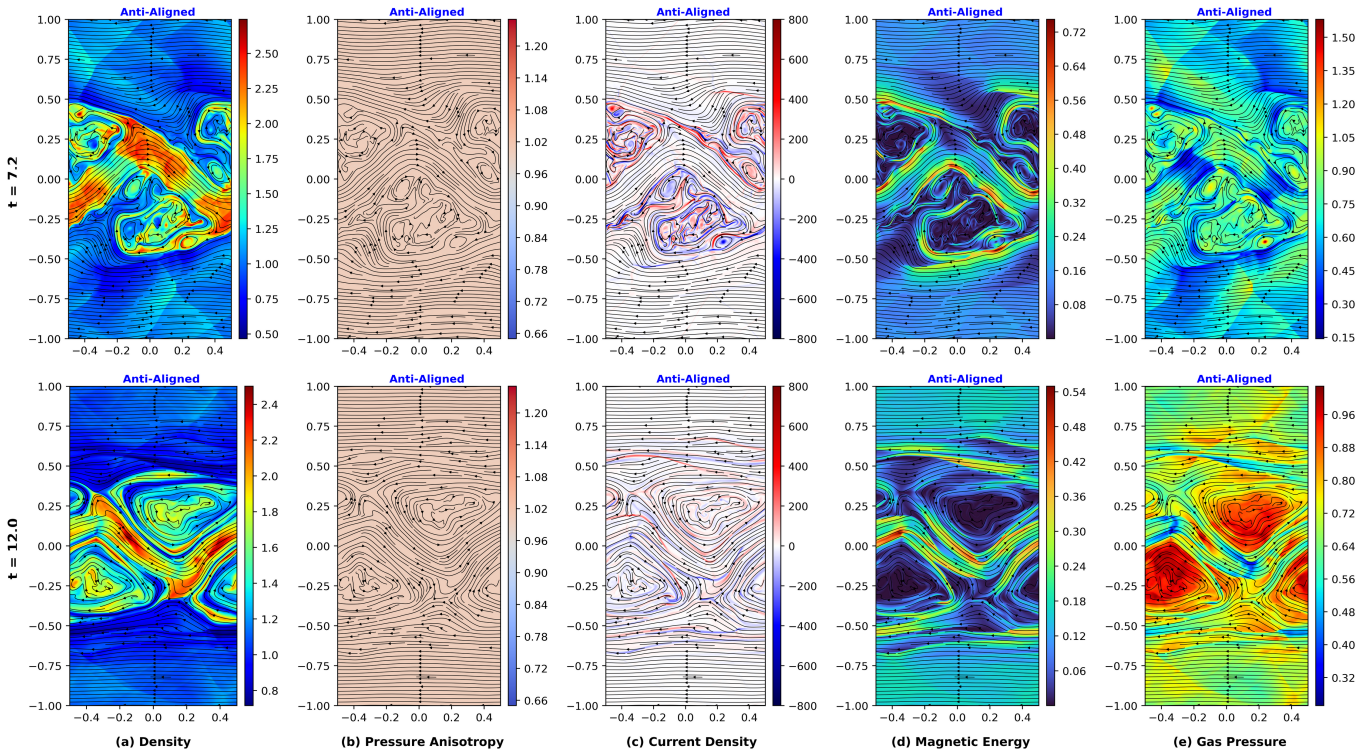

图 3。与图 2相同，但对应 CGL 弛豫时间 $\tau = 10^{-5}$，这对应于 MHD 极限。

发生得很早。现在，请将图 2c 的上、下面板与图 3c 的上、下面板交叉比较。由于图 2、3、4 和 5 中的电流采用了相同的标度，我们可以清楚地看到，图 3c 中强电流区域所占的体积比图 2c 中更大。这表明，与 CGL 极限相比，磁流体力学极限下更容易发生重联。将图 2d 中的磁能与图 3d 中的磁能交叉比较，也印证了我们的猜想。图 2d 和 3d 中的暗色磁岛显示了发生大量磁场耗散的区域。图 3d 中磁岛之间的距离也比图 2d 中更小，说明图 3d 所示数值模拟中有更多磁能被耗散。我们可以看到，磁流体力学极限下耗散的磁能远多于 CGL 极限。图 2e 和 3e 显示，磁能（因此也包括磁压力）降低的区域，同时也是气体压力进行补偿、以维持整体压力平衡的位置。因此，图 3e 中红色区域的面积比图 2e 中更大。这一观察结果也将在下一节的分析中得到印证。虽然这里没有展示弛豫时间为 1.0 和 0.1 的其他数值模拟，但它们也会呈现相同的趋势。我们不妨问，为什么磁流体力学极限下比 CGL 极限下更容易发生重联？这里给出一种直观的解释。CGL模拟可以利用两个压力通道，即平行压力和垂直压力。因此，增长非线性阶段产生的湍流能量可以由 CGL 极限下的两组模态容纳（并在其间转移）。这意味着进入可能促成重联的阿尔芬模态的能量较少。在磁流体力学极限下，也就是图 3 中，数值模拟无法利用这些额外模态，因此重联会增强。

在前两段中，我们比较了图 2 和 3 ，分别展示了在 CGL 极限和磁流体力学极限下，反平行磁场中的 KH 不稳定性所呈现的趋势。我们非常希望了解，在 CGL 极限和磁流体力学极限下，平行磁场中的 KH 不稳定性是否也会呈现相同的某些趋势。请看图 4 ，该图展示了弛豫时间设为 5.0 个单位时，即 CGL 极限下，通过数值模拟得到的平行磁场中的 KH 不稳定性。图 5 展示了类似的信息，对应于弛豫时间设为 10^{-5} 个单位时，即磁流体力学极限下，通过数值模拟得到的平行磁场中的 KH 不稳定性。比较图4a 和 5a 中的密度可以看到，图 4a 中的流道具有更连贯的密度结构，而图 5a 中最终时刻的密度则更加斑驳。这从一开始就表明，后者发生了更多的湍流

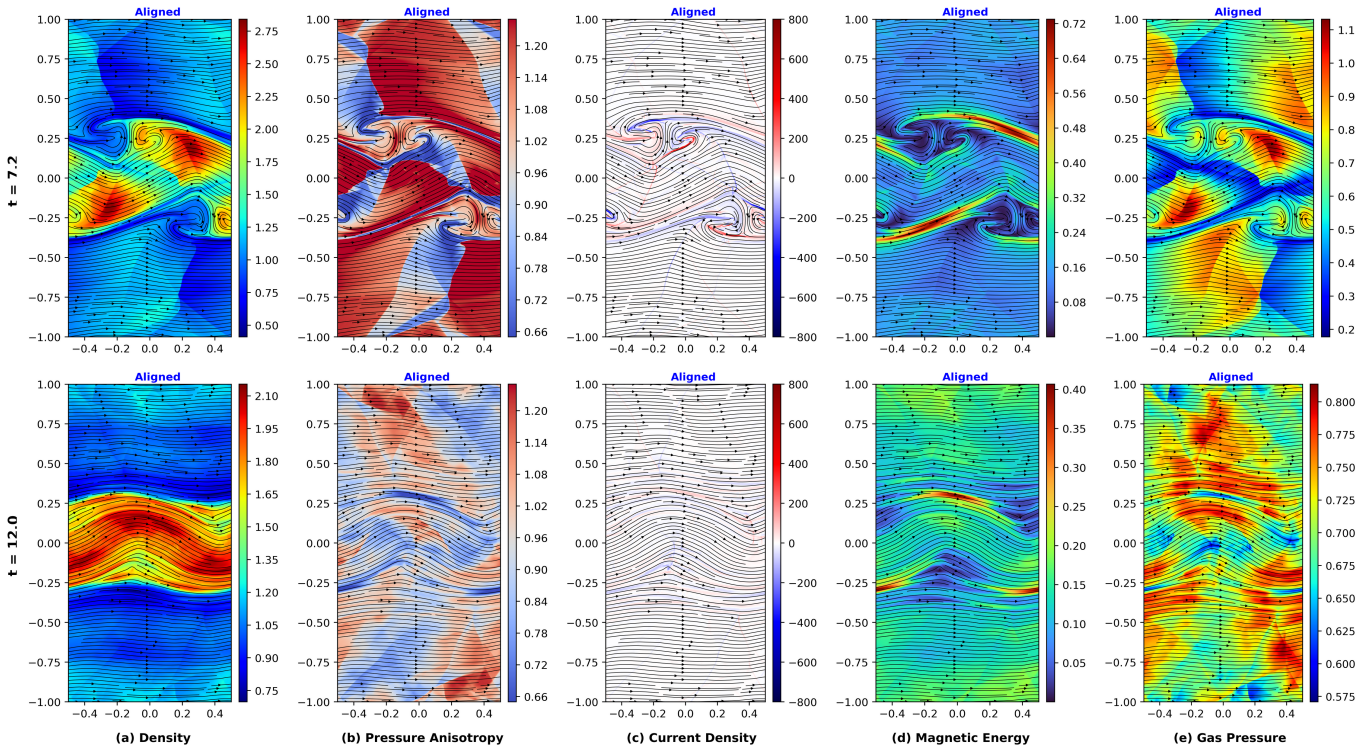

图 4. 与图 2相同，但针对平行磁场数值模拟。

活动，图 5a 比图 4a 更为剧烈。图 4b 显示，在 KH 不稳定性的早期阶段形成了大量各向异性，随着时间推移，这种各向异性有所减弱。正如预期，图 5b 显示没有形成各向异性。图 4b 在早期和晚期所呈现的趋势，也与图 2b 中的趋势相一致。比较图 4c 和图 5c 同样很有意义，因为这表明，磁流体力学模拟比 CGL模拟更倾向于产生更大且分布更广泛的电流密度。这也与我们在图 2c 和图 3c 之间观察到的相同趋势一致。比较图 4d 和图 5d 可以看出，图 4d 中的磁能更大，分布也比图 5d 更均匀。图 5d 还显示了流动中磁涡旋的形成；这一趋势在图 4d 中并不明显。我们看到，磁能的变化趋势与电流密度的变化趋势呈反相关。值得注意的是，图 2d 和图 3d 之间观察到的趋势，在图 4d 和图 5d 之间也同样存在。当然，图 4d 和图 5d 并未显示出我们在图 2d 和图 3d 中看到的大型磁岛的形成；但这很容易归因于图 4 和图 5 中的平行磁场构型。图 5e 中的磁压变化范围也比图 4e 中的磁压变化范围更大。

5. 诊断方法：增长率测量、间歇性与巴西图

5.1. 数值与解析增长率的比较

现在，我们继续比较不同 CGL 弛豫时间（$\tau = 5.0$、1。0、0。1 和 10^{-5}）下 KH 不稳定性的数值增长率与线性化增长率，并同时考察磁场平行构型和反平行构型。为此，我们计算横向磁能（即磁能 y分量的空间平均值）随时间的变化（见图 6）。如图 6所示，在横向磁能的对数-线性表示中，指数增长 $[\exp(2\Gamma t)]$ 阶段表现为一条直线。通过对曲线早期部分进行线性拟合，我们估算了各情形下 KH 不稳定性的数值增长率（Γ）。数值增长率与线性化增长率的详细比较见表2 （磁场平行构型）和表 3 （磁场反平行构型）。从表 2 和 3可以看出，根据横向磁能的指数增长提取出的数值增长率，与磁场平行构型和反平行构型对应的线性化预测均高度吻合。这表明我们的数值模拟与线性化预期一致。需要指出的是，对于磁场平行

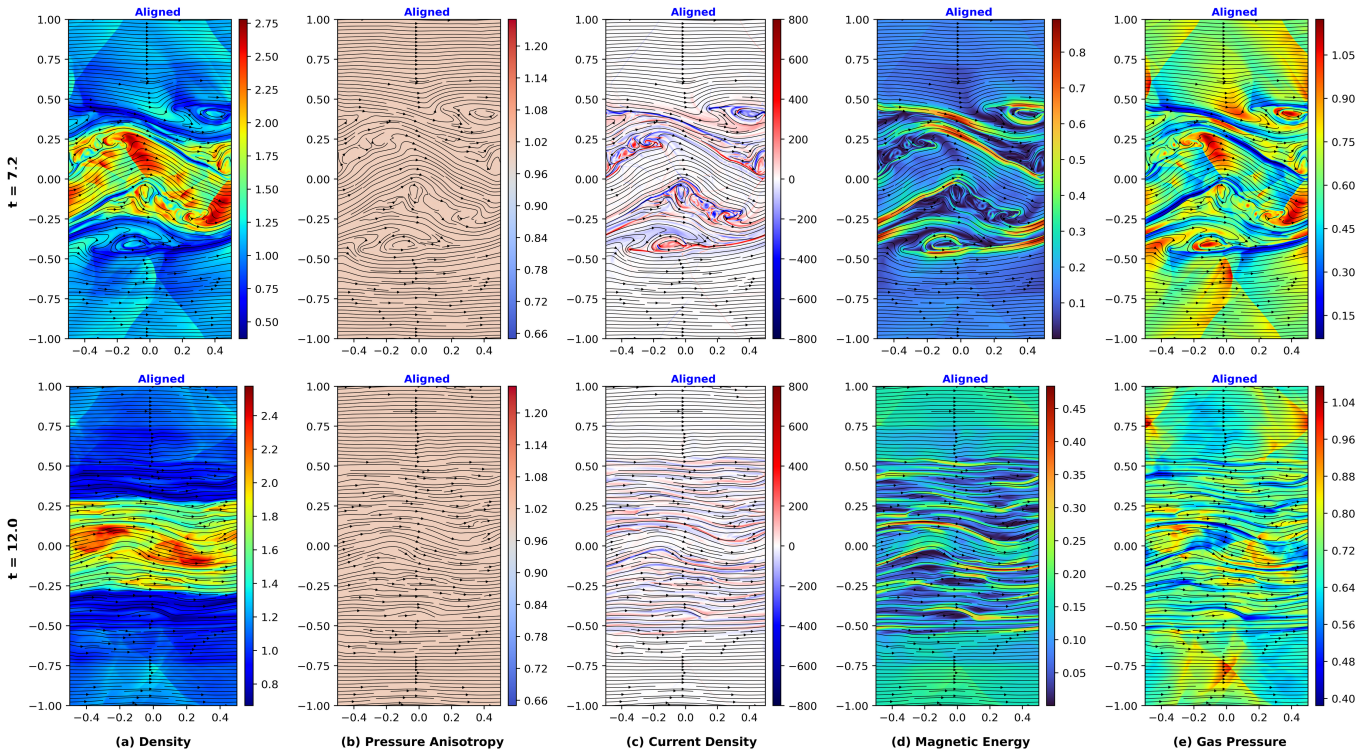

图5. 与图 4相同，但 CGL 弛豫时间为 $\tau = 10^{-5}$，对应于 MHD 极限。

表2. 比较平行磁场下 KH 不稳定性的不同 CGL 弛豫时间（$\tau = 5.0$、1.0、0.1 和 10^{-5}）对应的线性化增长率与数值增长率（Γ）。

	$\tau = 5.0$	$\tau = 1.0$	$\tau = 0.1$	$\tau = 10^{-5}$
解析	0.978	1.013	1.160	1.167
数值	0.977	1.013	1.161	1.166

表3. 与表 2相同，但磁场为反平行。

	$\tau = 5.0$	$\tau = 1.0$	$\tau = 0.1$	$\tau = 10^{-5}$
解析	1.033	1.063	1.223	1.105
数值	1.098	1.094	1.194	1.171

和磁场反平行构型，正如数值预测和线性化预测所显示的那样，CGL 极限（$\tau = 5.0$）下 KH 不稳定性的增长率相比 MHD 极限（$\tau = 10^{-5}$）有所降低。数值增长率与线性化增长率相当吻合，这也验证了代码能够得出正确结果。表 2 中平行构型数值模拟的增长率比表 3 中反平行构型数值模拟的增长率吻合得稍好，这是因为反向对齐情形比平行构型更容易受到数值电阻率的影响。数值模拟运行至 $t = 12.0$，相当于约 24 个涡旋周转时间。如图 6所示，磁能在线性阶段呈指数增长，但在约 $t = 7.0$时达到平台。动能的演化也呈现出类似的模式。这表明到 $t \sim 7$时，系统已达到统计稳定状态。

5.2. *CGL* 中的各向异性演化

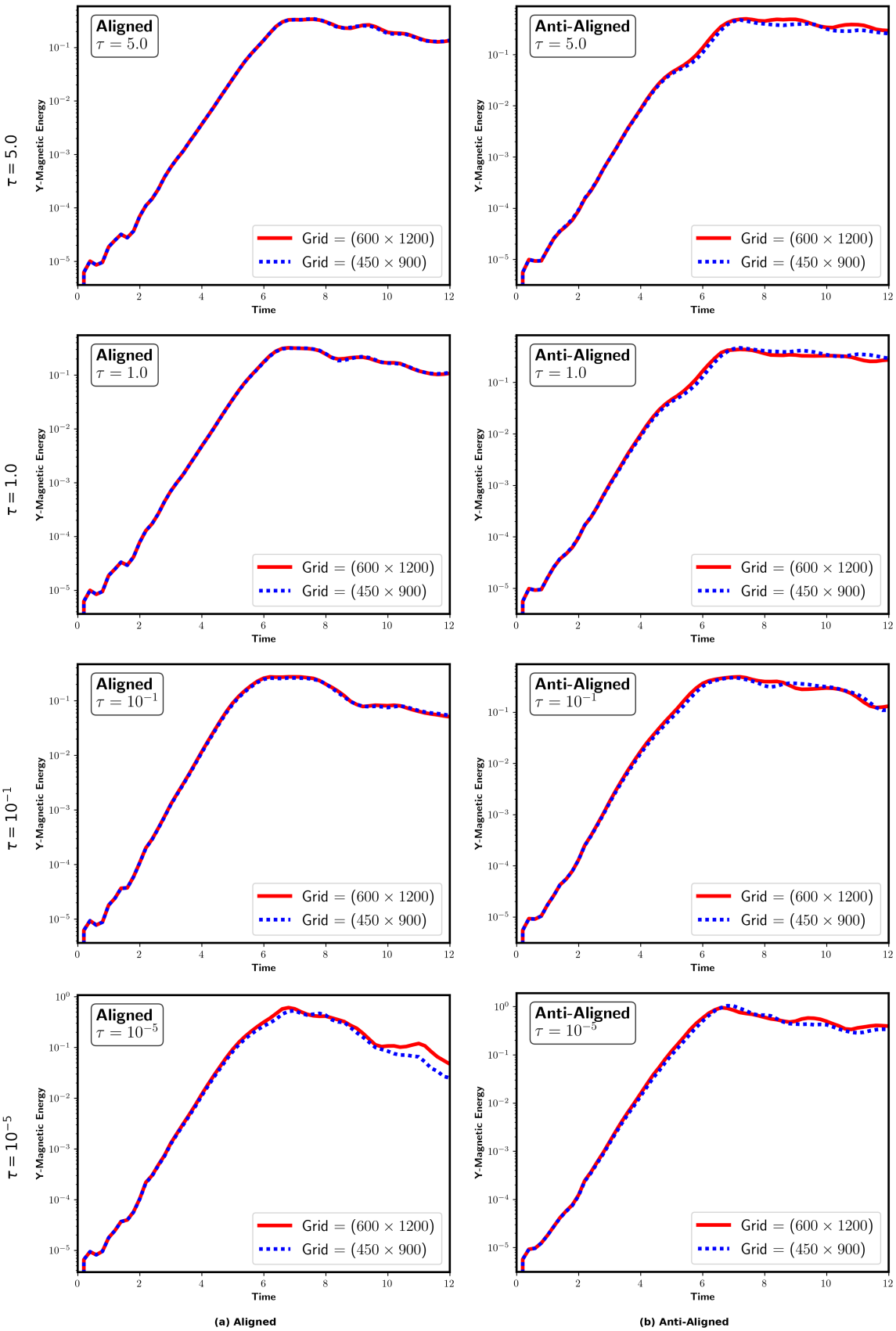

图6. 在平行和反平行磁场情形下，不同 CGL 弛豫时间（$\tau = 5.0$，1。0，0。1，& 10^{-5}）对应的空间平均横向磁能随时间的演化。数值增长率从这些曲线中提取，并与线性化结果进行比较（参见表 2 & 3）。红色实线对应的网格分辨率为 600×1200，蓝色虚线对应的网格分辨率为 450×900。两种分辨率下的结果具有很好的收敛性；磁能增长曲线几乎无法区分，证实了结果的数值收敛性。

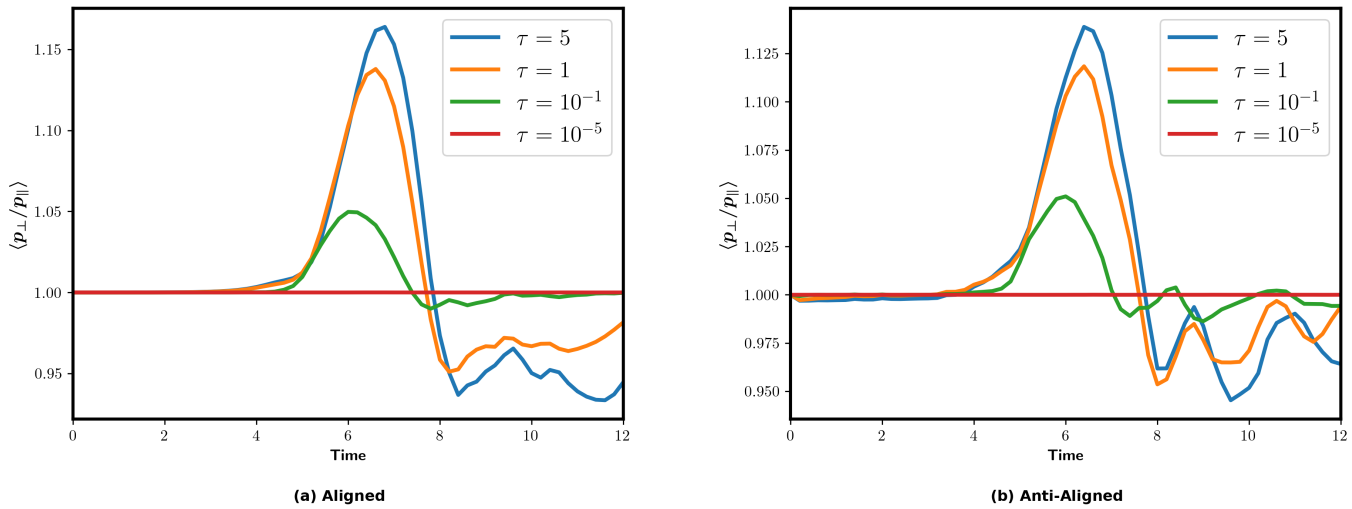

图 7。 对于不同的 CGL 弛豫时间（$\tau = 5.0$、1.0、0.1 和 10^{-5}），平行和反平行磁场情况下，空间平均压力各向异性（$A = \langle p_\perp / p_\parallel \rangle$）随时间的演化。

在比较数值增长率和线性化增长率之后，我们现在将注意力转向压力各向异性的演化；在 CGL 框架中，压力各向异性在调节 KH 不稳定性的非线性动力学方面发挥着关键作用。此处，我们考察 CGL 框架中 KH 不稳定性发展期间压力各向异性的演化。图 7 展示了空间平均压力各向异性的时间演化，其表示为$A = \langle p_\perp / p_\parallel \rangle$；其中包括平行（参见图 7a）和反平行（参见图 7a）磁场构型，以及不同的 CGL 弛豫时间（$\tau = 5.0$、1.0、0.1 和 10^{-5}）。在所有情况下，该比值在不稳定性的早期（线性）阶段最初上升至 1 以上，随后随着系统进入非线性阶段而下降至 1 以下。这一行为表明，镜像不稳定性和火hose不稳定性在 KH 演化的不同阶段发挥着不同作用。在线性阶段，KH涨落的形成和卷起会压缩磁力线。根据双绝热（CGL）不变量，这种压缩会增强垂直压力（$p_\perp$），同时减小平行压力（$p_\parallel$），从而导致 $p_\perp > p_\parallel$。这种压力各向异性推动等离子体趋近镜像不稳定性阈值。随着系统进一步演化至非线性阶段，KH流动使磁力线发生正弦振荡。这有利于 $p_\parallel$ 相对于 $p_\perp$的增长，最终推动系统趋近火hose不稳定性阈值。因此，镜像型涨落应在线性增长阶段占主导，而火舌型特征则主要会在不稳定性的非线性阶段出现。

压力各向异性（又称 Brazil）图（Bale 等（2009））在图 8 中展示了不同 CGL 弛豫时间（$A = p_\perp / p_\parallel$）下，压力各向异性值（$\beta_\parallel$）随平行等离子体β（$\tau = 5.0$、1.0、0.1、$10^{-5}$）变化的分箱分布，图中分别展示了早期和晚期的情况。图 8 的上图对应早期时刻，下图则对应较晚时刻。在 KH 不稳定性的早期线性阶段，剪切层中磁力线的压缩优先提高了垂直压力，导致 $p_\perp > p_\parallel$。这一点在巴西图中十分明显：大多数计数聚集在镜像不稳定性阈值附近，该阈值为

$$A \equiv \frac{p_\perp}{p_\parallel} = 0.5 + \sqrt{0.25 + \frac{1}{\beta_\parallel}} \tag{25}$$

突出显示 镜像模主导线性动力学（参见图 8 的上排）。

随着系统演化进入非线性阶段，磁力线开始松弛并变直，导致某些区域容易发生火hose不稳定性，其定义为

$$A \equiv \frac{p_\perp}{p_\parallel} = 1.0 - \frac{2.0}{\beta_\parallel}. \tag{26}$$

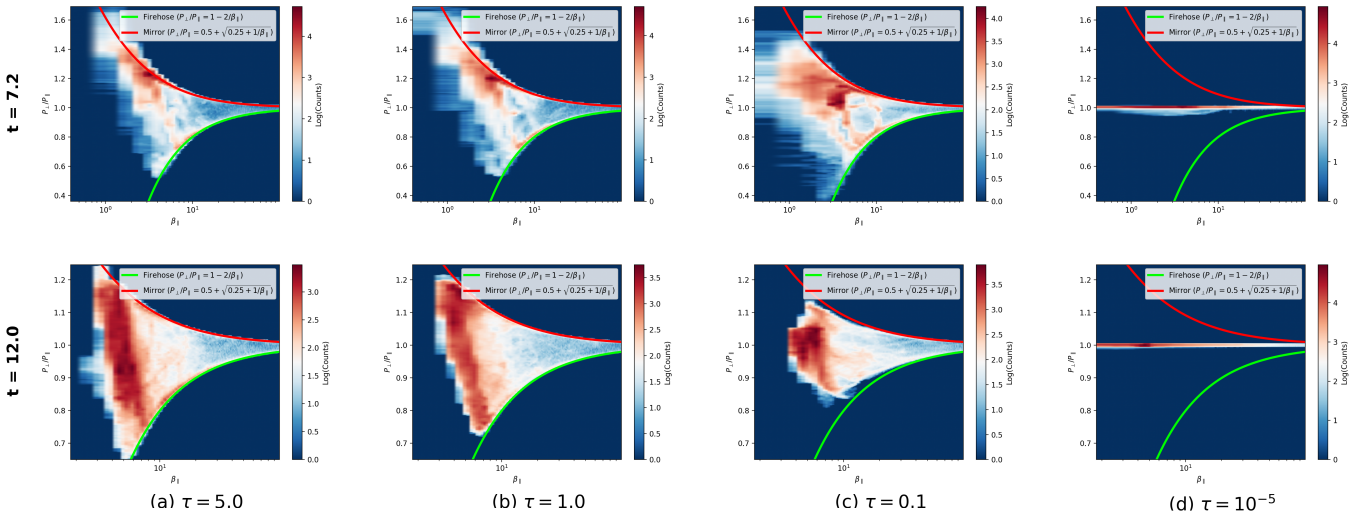

图 8。 压力各向异性值的分箱分布（$A = p_\perp/p_\parallel$）随平行等离子体β（$\beta_\parallel$）的变化；图示为早期时间（$t = 7.2$，顶行）和晚期时间（$t = 12.0$，底行）下、具有反平行磁场的 KH 不稳定性在不同 CGL 弛豫时间（$\tau = 5.0$、1。0、0。1 和 10^{-5}）时的结果。绿色线表示火hose不稳定性阈值（参见公式 26），红色线表示镜像不稳定性（参见公式 25）阈值。

压力各向异性的这种重新分布使压力空间的填充范围更广，现在有大量数据点分布在镜像阈值与火hose阈值之间的区域（参见图 8底排）。这种分布表明，根据数值模拟中 $\langle p_\perp/p_\parallel \rangle$ 的时间演化（参见图 7），在非线性阶段，镜像不稳定性和火hose不稳定性都应对等离子体动力学有所贡献。这里我们仅展示反向对齐情形；对齐构型遵循相同趋势，因此为简洁起见不再展示。

如图 8所示，在 CGL 极限下（即弛豫时间 $\tau = 5.0$较长时），$p_\perp/p_\parallel$ 的直方图分布较为广泛，反映出系统维持显著压力各向异性的能力。这使得等离子体能够在镜像不稳定性阈值与火hose不稳定性阈值之间探索广泛的数值范围。相比之下，在磁流体力学极限下（即弛豫时间 $\tau = 10^{-5}$非常短时），压力会迅速向各向同性弛豫，直方图计数则高度集中在 $A = p_\perp/p_\parallel \approx 1$附近。这种行为与预期的物理规律一致：在 CGL 极限下，各向异性驱动的不稳定性可以发展；而在磁流体力学极限下，快速弛豫使等离子体保持近似各向同性。

5.3. 磁能与电流的演化

在本小节中，我们分析不同 CGL 弛豫时间（$\tau = 5.0$、1.0、0.1 和 10^{-5}）下，平行和反平行磁场构型的空间平均磁能 [（图9] 上排）及电流密度 [（图 9] 下排）随时间的演化。这些诊断方法有助于深入了解我们数值模拟中 KH 不稳定性的发展及相关磁重联过程。本研究有意仅关注由原生方程组支配的演化，不纳入任何反常电阻率。由于 CGL模拟所代表的领域尚未得到充分探索，我们的目标是首先理解不存在此类额外耗散机制时所产生的基本动力学。

在我们的数值模拟中，空间平均磁能的演化明显取决于 CGL 弛豫时间。如图 9 （上排）所示，对于平行磁场和反平行磁场两种情况，与 CGL 极限（$\tau = 10^{-5}$）相比，在 MHD 极限（即弛豫时间极短，$\tau = 5.0$）下，磁能达到更高的峰值，且衰减得更快。从物理上看，这一现象反映出相较于 CGL 区域，磁重联在磁流体力学区域中效率更高。在 CGL 区域，部分能量可以用于产生压力各向异性；而在磁流体力学区域，同样的能量则用于弯曲磁力线。磁流体力学区域中更强的磁力线弯曲会将更多能量

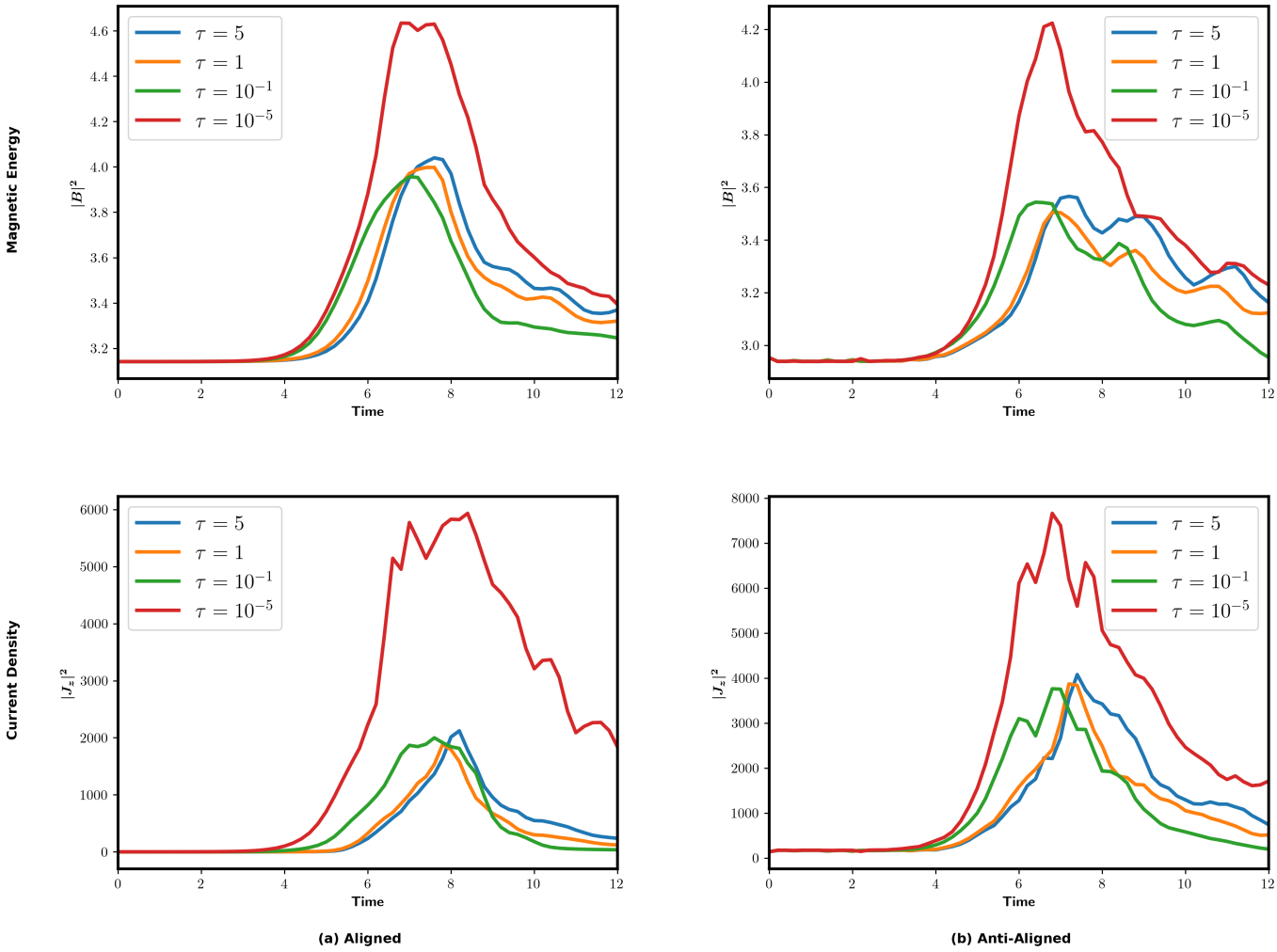

图 9. 平行和反平行磁场情况下，空间平均磁能 ($|B|^2$) [上排] 及电流密度 ($|J_z|^2$) [下排] 随时间的演化，不同 CGL 弛豫时间下的结果分别为 ($\tau = 5.0$、1.0、0.1 和 10^{-5})。请注意，在磁流体力学极限（即 $\tau = 10^{-5}$ 情况）下，磁重联发生得更快。

转化为 Alfv´én 模态，进而增强磁重联。因此，与 CGL 情况相比，MHD 情况下的磁重联效率更高。

在 CGL 框架中，等离子体具有两种不同的压力通道：平行于磁场的压力（$p_\parallel$）和垂直于磁场的压力（$p_\perp$）。因此，KH 不稳定性的非线性阶段产生的湍流能量可以分布在这两组模态中，并在其间转换。这种能量重新分配意味着，可用能量中流入阿尔芬模态的比例较小，而这些模态直接负责拉伸、弯曲磁力线并使其发生重联。因此，在 CGL 极限下，磁重联的效率较低，导致磁能的增长和衰减都较慢（参见图 9上排）。Ferreira-Santos等人Ferreira-Santos等人(2025年)在研究 CGL 等离子体中的重联时也得出了类似结论；不过，由于数值方法的限制，他们只能研究存在非零导引场的情况。本研究表明，即便没有导引场，且 KH 不稳定性等其他效应也同时起作用，CGL 等离子体中的重联仍然较弱（相较于磁流体力学）。

相比之下，在磁流体力学极限下，压力是各向同性的，也不存在独立的平行或垂直压力通道，湍流能量因而更容易直接用于驱动阿尔芬´运动。由于缺少用于能量重新分配的额外自由度，重联过程更加高效，磁能峰值更高，且磁能衰减更快（参见图9顶行）。

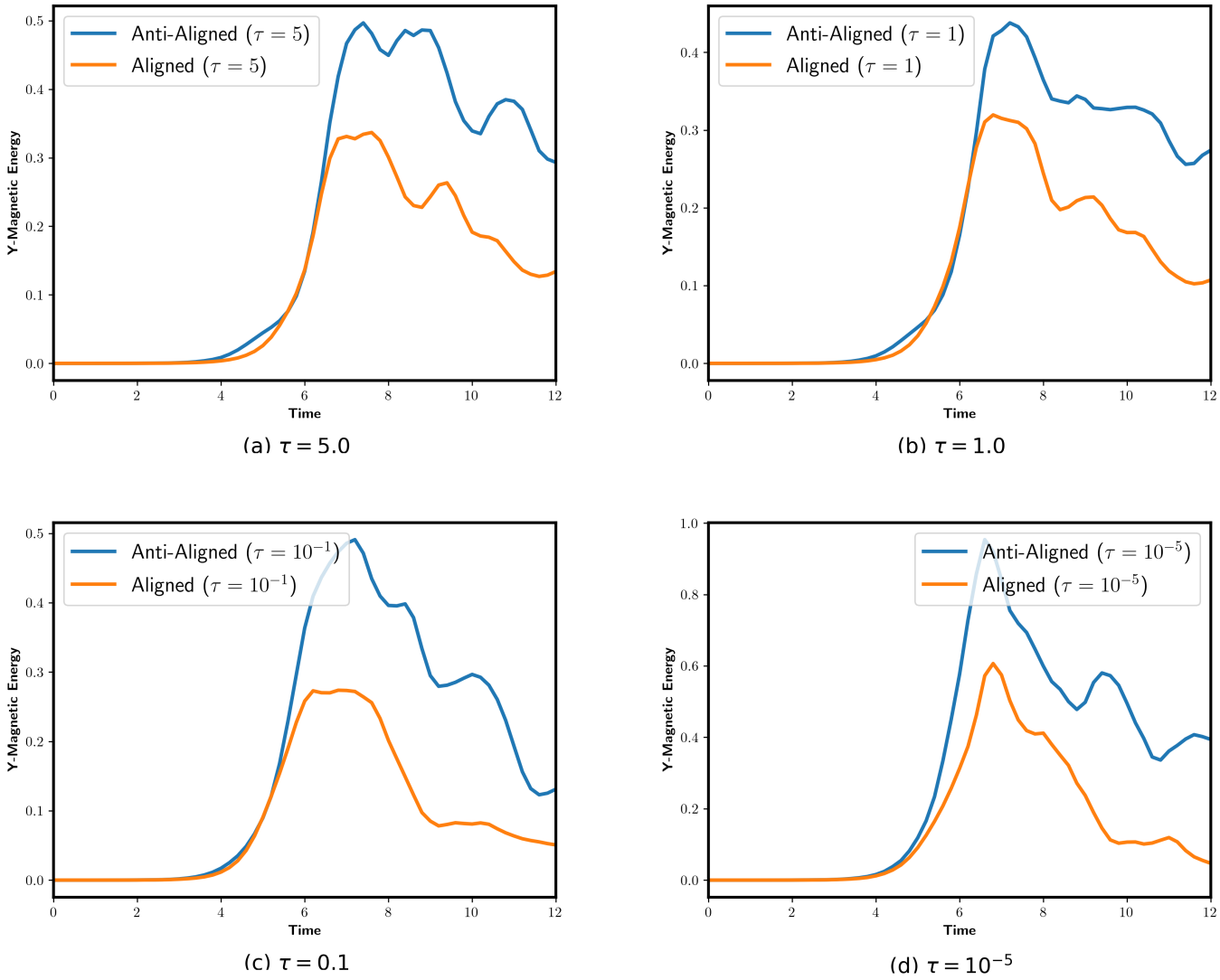

图 10。 在平行磁场和反平行磁场两种情况下，不同 CGL 弛豫时间（$\tau = 5.0$、1.0、0.1 和 10^{-5}）下，空间平均横向磁能随时间的演化。

图 $J_z^2$9下方面板所示的空间平均电流密度平方 J_z^2 的演化趋势与磁能的观测结果一致。对于平行和反平行磁场构型，在磁流体力学极限下，$\tau = 10^{-5}$（CGL 弛豫时间较短 $\tau = 5.0$）先增长得更快，随后衰减也更快；相比之下，CGL 极限下的 CGL 弛豫时间较长。这一行为进一步支持了磁流体力学区域中的磁重联效率更高这一结论。在 CGL 极限下，部分能量被分配到平行和垂直压力通道中，导致 J_z^2增长较慢、衰减也更为缓和。这些观测结果进一步印证了压力各向异性在调节 KH 不稳定性非线性动力学方面的关键作用。

这一行为与我们先前从图中所展示的视觉数据得出的观测结果一致：2c、2d、3c、3d、4c、4d、5c，以及5d。在 CGL 极限下，部分能量可以暂时储存在各向异性驱动的压强模态中，从而减缓磁重联过程。相比之下，在磁流体力学极限下，等离子体仍近似保持各向同性，而由于缺少这些额外的各向异性通道，能量能够更高效地集中于磁岛和电流片的形成，导致更高的增长率，随后磁能和电流密度更快衰减。

为了便于直接比较，将不同 CGL 弛豫时间（$\tau = 5.0$、1。0、0。1，以及 10^{-5}）下的平行磁场构型和反平行磁场构型结果放在一起展示也很有意义，如图10所示。这种并列表示方式使我们能够清晰地评估它们在动力学演化过程中的相似之处与差异。

5.4. 间歇性

在讨论了整体动力学之后，我们现在将注意力转向涨落的间歇性特征。尽管间歇性在完整的三维模拟中才能得到最有意义的量化，但这里我们还是给出了二维模拟中的一些初步诊断结果。这些结果仅对间歇性行为提供定性指示，并表明，在三维系统中开展更全面的研究，或许能够发现更多支持系统存在间歇性的证据。

为研究数值模拟结果中可能存在的间歇性，我们计算了横向磁场的概率分布函数（PDF），并以总磁场的均方根值 B_y/B_{rms} 进行归一化，分别考察早期时刻 [图11] 的顶行和晚期时刻 [图11] 的底行，以及两种磁场构型下不同的 CGL 弛豫时间（τ =5.0 、 1.0 、 0.1 、 10^{-5}）。仔细观察图 11 可以发现，反向对齐情形的概率密度函数明显比平行情形更宽。这一行为在物理上与我们此前对磁能（参见图2d、4d、3d和5d）和电流密度（参见图2c、4c、3c和5c）演化的观测一致：反平行磁场构型促进了更强的重联，从而导致更多磁能耗散，并形成磁岛（等离子体团）。这些磁岛的存在引入了横向磁场更大的空间变化，表现为更宽的概率密度函数（比较图11a与图11b）。相比之下，在平行磁场情形下，重联较弱，形成的磁岛更少，所产生的涨落也更小，因此概率密度函数更窄（参见图11a）。

还值得注意的是，对于平行构型，晚期的概率分布函数明显窄于早期的概率分布函数（参见图 11a），这表明随着系统演化，磁场涨落有所减弱。这一行为与我们先前根据 CGL模拟的密度和磁场快照（参见图 4a 和 4d）以及磁流体力学模拟（参见图 5a 和5d）得出的观测结果一致；这些结果显示，对齐构型逐渐趋于稳定，并形成连贯的通道状结构。在这种情况下，磁重联仍然较弱，流动逐渐稳定下来，从而降低了 B_y 的空间变异性，进而使概率分布函数变窄。

相比之下，对于反平行构型，晚期的概率分布函数明显宽于早期对应结果（参见图 11b）。这一趋势与密度图和磁场图中观察到的磁能逐渐耗散以及磁岛的出现相一致（参见图 2a、2d、3a 和 3d）。随着系统演化至非线性阶段，反平行设置中的重联活动日益增强，将最初平滑的磁场撕裂成碎片化的类等离子体团结构。这些磁岛会在 B_y中产生局部、间歇性的增强，导致晚期的概率分布函数变宽。

为进一步量化数值模拟中可能存在的间歇性，我们考察了两个具有代表性的 CGL 弛豫时间下横向磁场 B_y/B_{rms} 的概率分布函数（PDF）的时间演化：$\tau = 5.0$ （图 12 上排）和 $\tau = 10^{-5}$ （图 12 下排），分别针对平行和反平行磁场构型。数值模拟的涡旋周转时间设为 1，而图 12 展示的时间变化所跨越的时间尺度比该周转时间更短。两个区域之间呈现出明显差异：在 MHD 极限（$\tau = 10^{-5}$）下，概率分布函数呈现显著的延展翼部，表明涨落更大、间歇性更高；而在 CGL 极限（$\tau = 5.0$）下，概率分布函数仍更集中于中心，反映出涨落较小。这种行为在物理上与我们此前对磁能和电流密度演化的观测一致（参见图 2c、2d、3c、3d、4c、4d、5c 和 5d）：在磁流体力学区域，快速各向同性化使能量无法储存在压力各向异性通道中，从而使更多能量能够传递至 Alfv´én 模态。增强的 Alfv´én 活动会使磁力线弯曲更剧烈，促进磁重联，并形成更大的磁岛（等离子体团）。这些局域结构会在 B_y 中产生尖锐的空间梯度，在概率分布函数中表现为延展翼部，表明间歇性更高。相比之下，在 CGL 极限下，部分能量被平行和垂直压力通道吸收，可用于驱动重联的能量因此减少。结果是形成的磁岛较少， B_y 中的涨落较小，概率分布函数也相应地更窄。这些结果表明，横向磁场的间歇性由压力各向异性与磁重联之间的相互作用所决定，而磁流体力学区域中可观测到更强的小尺度涨落。尽管间歇性在完全三维的

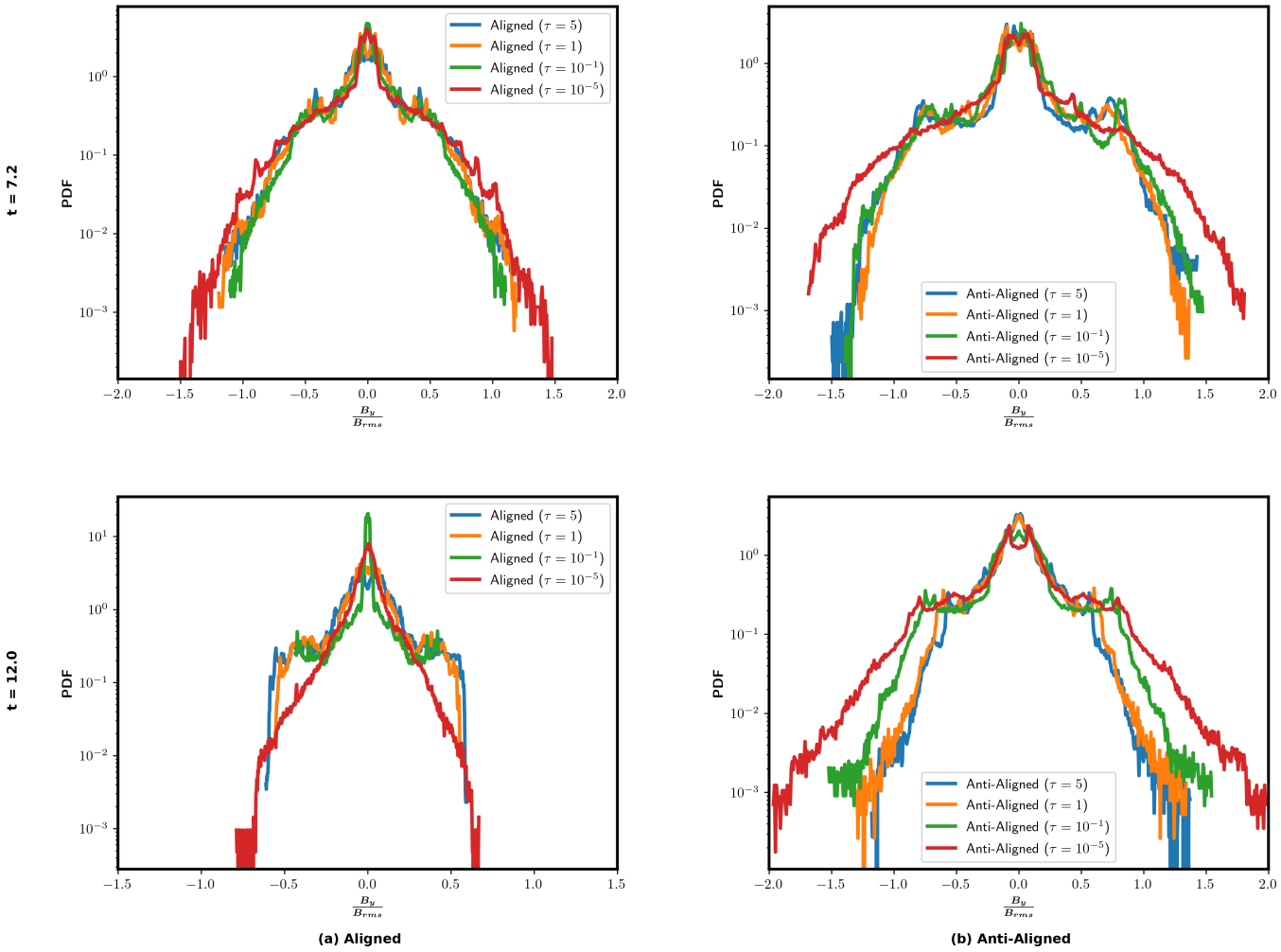

图 11. 不同 CGL 弛豫时间（$\tau = 5.0$、1.0、0.1 和 10^{-5}）下，平行和反平行磁场情形中，早期 [上排] 和晚期 [下排], 横向磁场（$\frac{B_y}{B}$ 均方根）的概率密度函数。上排对应时间 $t = 7.2$，下排对应时间 $t = 12.0$。请注意，反向排列情形下的概率密度函数明显比平行情形更宽。

系统中本质上更为显著且更具意义，但这些二维数值模拟初步清晰地表明，压力各向异性和磁重联如何调制横向磁场的间歇性程度，也揭示了未来三维研究中值得探索的丰富动力学。

6. 结论与未来方向

6.1. 结论

稀薄等离子体的物理特性一直表明，这类等离子体可能无法保持各向同性压力。来自行星周围磁层测量的大量数据（Bale 等（2009））表明，太阳风中的等离子体易受各向异性影响，从而在磁层朝向弓形激波的一侧形成等离子体耗减层。Cairns 和 Fuselier （2017年）也指出，在日球层顶处，极局部星际介质（VLISM）与内日鞘交界的区域可能存在此类各向异性。Ma 等人 （2025年）以及其中引用的其他研究，展示了 KH 不稳定性在日球层鞘中的重要性。这些作者发现，日球层鞘不同位置的磁场可能呈平行或反平行构型。因此，本文也对 KH 不稳定性的反平行和对齐情形进行了数值模拟。在 CGL 方程框架下单独研究 KH 不稳定性十分重要，尤其是当研究旨在展示

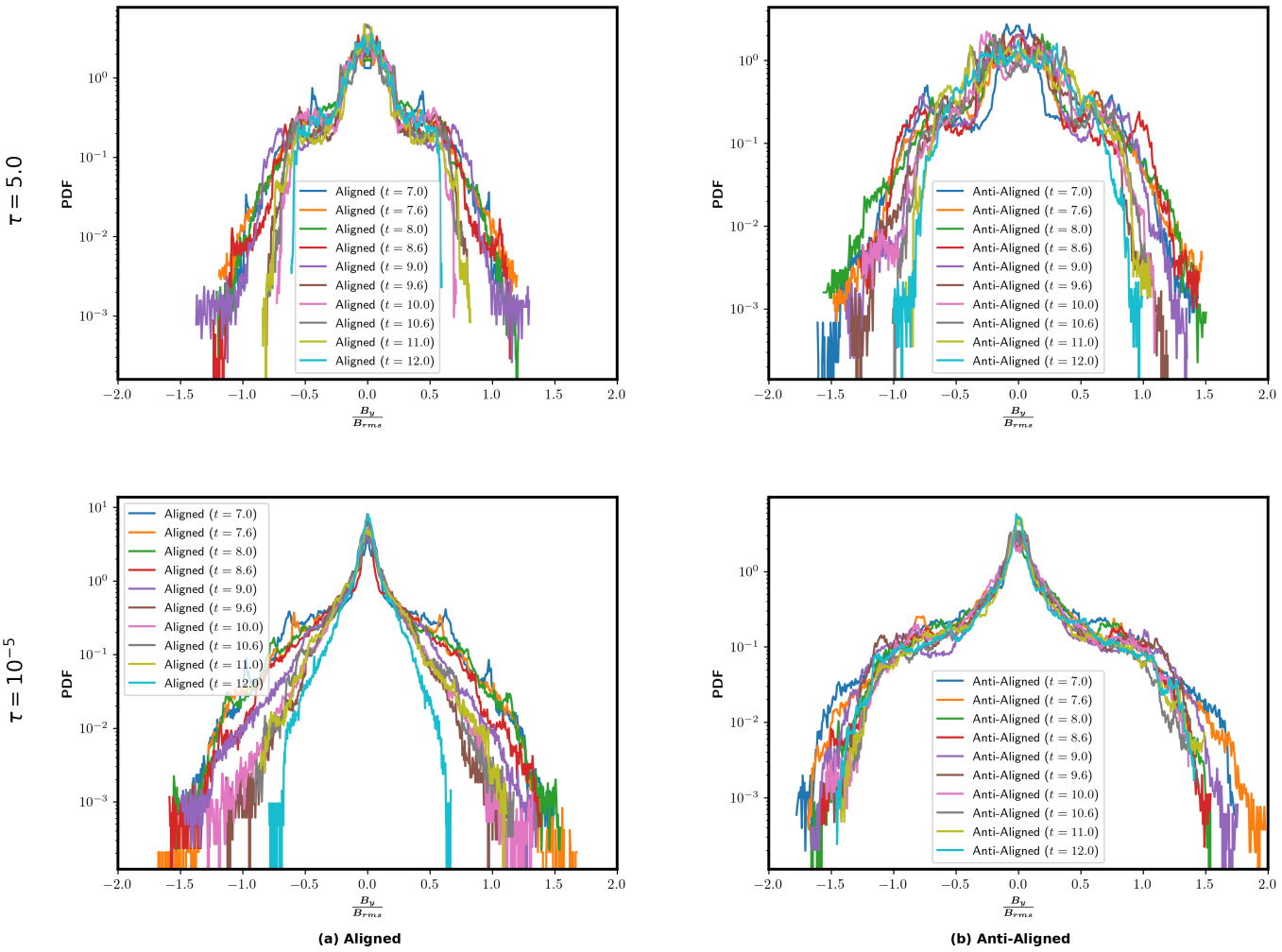

图 12. CGL 弛豫时间下横向磁场（$\frac{B_y}{B}$ 均方根）概率密度函数的时间演化：平行磁场情形见 $\tau = 5.0$ [上排]，反平行磁场情形见 $\tau = 10^{-5}$ [下排]，。 $\tau = 10^{-5}$ 情形（即 MHD 极限）的概率密度函数更宽，延展翼部也比 $\tau = 5.0$ 情形（即 CGL 极限）更长，表明发生间歇性的可能性更高。

其与磁流体力学（MHD）中的 KH 不稳定性存在显著差异时。由于以往的数值限制，这类研究确实一直难以开展。然而，在 Bhoriya等人 （2024年）中，我们展示了对 CGL（Chew 等人（1956））方程进行数值模拟确实已成为可能。弛豫时间对于理解所形成的物理过程至关重要，因此我们考察了多个弛豫时间，从跨越数个涡旋周转时间到极小比例的涡旋周转时间（即 MHD 极限）。

在第 2 节介绍我们的设置后，我们在第3节概述了 KH 不稳定性的线性稳定性分析。线性化增长率与数值增长率的对比结果见第5.1节。线性化增长率与数值增长率吻合良好，这充分验证了数值方法的可靠性。

我们还在第4节对数据进行了直观分析，随后在第5节对其进行了定量分析。在所有情况下，我们都发现，KH 不稳定性在磁流体力学极限下增长最快；当弛豫时间占翻转时间的比例不可忽略时，增长率会受到显著抑制。CGL 极限下的数值模拟显示，流动中会迅速且显著地产生压力各向异性，而这一趋势在磁流体力学极限下并不存在。初期增长有利于各向异性比大于 1，而各向异性比

小于 1 则在不稳定性发展的后期更占优势。数据的定量分析也证实了这一点，其中包括对数值数据的整体分析和压力图。

在反向对齐情形下，与 CGL 极限相比，MHD 极限下的电流密度也更强，从而形成了更大的磁岛。虽然平行情形下磁岛的形成受到抑制，但即便如此，我们仍能看到，MHD 极限下的 KH 不稳定性比 CGL 极限下更为剧烈。其物理解释如下：在 CGL 极限下，部分非线性湍流能量可能会用于形成具有强压力各向异性的不同区域。然而，压力模态中的这种能量转移会使磁场失去弯曲所需的能量。因此，我们的总体结论是，在平行和反平行磁场构型中，与 MHD 极限下的数值模拟相比，CGL模拟的磁活动均有所减弱。此外，CGL 数值模拟中垂直压力占主导也可能降低等离子体流入电流片的速率，从而进一步抑制重联。

虽然我们的二维模拟并不适合用于探讨间歇性效应，但我们也发现，与磁流体力学极限相比，CGL 极限下某些间歇性诊断方法受到抑制。此前，Kruznetsov 等人(1995年已证实，在 CGL 框架下，压力各向异性会改变 KH 不稳定性。必须强调的是，与当前研究类似，这些发现也受到 CGL 形式体系公认局限性的约束。具体而言，CGL 无法准确再现镜像不稳定性，其镜像不稳定性阈值与动理学结果相差约 6 倍（Snyder 等人 1997年）。在分析与镜像不稳定性效应相关的结果时，如果系统呈现显著的各向异性比，就应考虑这一局限性。

6.2. 未来方向

在空间等离子体中，CGL 极限与磁流体力学极限之间的差异对粒子加速有着重要影响。在磁流体力学区域，增强的重联和磁岛的形成会产生间歇结构，为粒子能量化提供高效场所。相比之下，CGL模拟呈现出稳定的通道流，重联受到抑制，可用的此类场所因而减少，从而限制粒子加速。这凸显了压力各向异性在无碰撞空间等离子体中调节间歇性和粒子能量化的作用。

这些结果表明，将基于 CGL 的描述纳入日球层顶动力学研究，或可为理解压力各向异性如何影响重联和间歇性提供新的视角。这种方法或能为未来解读旅行者1号和旅行者2号的观测提供有益指导，并加深我们对外日球层中粒子加速和能量传递过程的认识。基于 CGL 的计算也可能对理解行星的磁层动力学具有重要意义，因为压力各向异性会显著影响重联、湍流和粒子加速。

除了与空间物理学相关之外，这些研究对于更广泛的天体物理背景也具有重要意义，因为压力各向异性在影响等离子体动力学方面发挥着关键作用。例如，在吸积盘等离子体中，低碰撞性使系统容易受到压力各向异性的影响。在这类等离子体中，磁旋转不稳定性（MRI）被认为是驱动湍流黏度的主要机制，而湍流黏度又会促进吸积流。如果磁活动在 CGL 极限下相较于磁流体力学极限受到抑制（正如我们目前的模拟结果所示），那么可以预期，在 CGL 区域中，表征吸积盘角动量输运的有效 α 参数会降低。因此，这些发现凸显了压力各向异性效应更广泛的意义，表明其不仅可能影响日球层和行星背景，也可能影响吸积盘和星际湍流等天体物理系统，并调节其中的磁活动、湍流和能量输运。

我们已经看到，许多诊断方法会随着弛豫时间的增加而发生变化。然而，一些诊断方法（如图6 或图7所示）并不十分依赖弛豫时间的取值。不过，纳入一个合理的弛豫时间确实很重要。这让我们想起冷却时间在天体物理模拟中的作用。重要的是要纳入冷却过程，而冷却函数的具体细节并不十分重要。类似地，在考察某些诊断方法时，弛豫时间的具体细节也无关紧要。关键在于应纳入某个弛豫时间，使等离子体能够具有一定范围的各向异性压力。作者意识到，这里只是提出了直觉上的预期。要验证这一点，还需要进行更多数值模拟。还需要指出的是，在本

研究中，我们主要关注 CGL 弛豫时间对二维KH不稳定性演化的影响，因此只考察了纵向扰动。尽管在包含斜向扰动的完整三维模拟中研究 KH 不稳定性的演化将十分有意义，但这超出了当前工作的范围。我们计划在未来的研究中探讨这一问题。

我们得出结论，CGL模拟为未来研究开辟了若干引人入胜的方向，因为它们从根本上改变了等离子体动力学，并影响空间物理学和天体物理系统。这些效应通常只有在磁流体力学框架中才能捕捉到，凸显了在理解不同环境中的等离子体行为时考虑压力各向异性的重要性。

7. 致谢

所有数值模拟均在 UND 研究计算中心的集群上完成。DSB 感谢美国国家航空航天局拨款 4500005314 以及美国国家科学基金会拨款 NSF-AST-2434532 和 NSF-OAC-2514038 提供的资助。作者获得了美国国家航空航天局拨款 18-DRIVE18 2-0029、我们的日球层护盾项目以及 80NSSC22M0164 的支持。

参考文献

Ahmadi, N., Wilder, F. D., Ergun, R. E., 等. 2025年, 《等离子体物理学》, 32, 022104, doi: 10.1063/5.0235253Avinash, K., Zank, G. P., Dasgupta, B., & Bhadoria, S. 2015, 物理学杂志：会议系列 , 577, 012002, doi: 10.1088/1742-6596/577/1/012002Balbus, S. A., & Hawley, J. F. 1998, 现代物理评论, 70, 1, doi: 10.1103/RevModPhys.70.1Bale, S. D., Kasper, J. C., Howes, G. G., 等. 2009, 物理评论快报, 103, 211101, doi: 10.1103/PhysRevLett.103.211101Balsara, D. S., Bhoriya, D., & Shu, C.-W. 2025a, 应用数学与计算通讯, doi: 10.1007/s42967-025-00517-yBalsara, D. S., Bhoriya, D., Singh, C., 等. 2025b, 《天体物理学杂志》, 988, 134, doi: 10.3847/1538-4357/ade397Baty, H., & Keppens, R. 2002, 《天体物理学杂志》, 580, 800, doi: 10.1086/343893Bhoriya, D., Balsara, D. B., Florinski, V., & Kumar, H. 2024年, 《天体物理学杂志》, 970, 154, doi: 10.3847/1538-4357/ad50a4Borovikov, S. N., Pogorelov, N. V., Zank, G. P., &Kryukov, I. A. 2008, 《天体物理学杂志》, 682, 1404–1415 Cairns, I. H., & Fuselier, S. A. 2017 年 , 《天体物理学杂志》, 834, 197, doi: 10.3847/1538-4357/834/2/197Chalov, S. V. 1996年, 天文学与天体物理学, v. 308, p. 995-1000, 308, 995 Chandrasekhar, S., Kaufman, A., & Watson, K. 1958年, 伦敦皇家学会会刊：A辑，数学与物理科学, 245, 435 Chew, G. F., Goldberger, M. L., & Low, F. E. 1956, 伦敦皇家学会会刊：A辑，数学与物理科学, 236, 112–118, doi: 10.1098/rspa.1956.0116

Dzhalilov, N. S., & Ismayilli, R. 2023年, 《皇家天文学会月报》,520, 1526, doi: 10.1093/mnras/stad161Ferreira-Santos,G. L.,Kowal, G.,& Falceta-Gon,calves, D. A. 2025年, 《天体物理学杂志》, 993, 74, doi: 10.3847/1538-4357/ae046eFlorinski, V., Balsara, D.S., Bhoriya, D., et al. 2025年,《天体物理学杂志》, 985, 6, doi: 10.3847/1538-4357/adc80dFrank, A., Jones, T. W., Ryu, D., & Gaalaas, J. B. 1996年, 《天体物理学杂志》, 460, 777, doi: 10.1086/177009Fujimoto, M., & Terasawa, T.1991年, 《地球物理研究杂志》, 96, 15725, doi: 10.1029/91JA01312Gurnett, D. A., & Kurth, W. S. 2019年, 《自然·天文学》, 3, 1024–1028, doi:10.1038/s41550-019-0918-5Hasegawa, H., Fujimoto, M.,Phan, T.-D., et al. 2004年, 《自然》, 430, 755 I smayilli, R. F., Dzhalilov,N. S.,Shergelashvili,B. M., Poedts, S., & Pirguliyev, M. S. 2018年, 《等离子体物理学》, 25, 062903, doi: 10.1063/1.5032161Jeong, H., Ryu, D.,Jones, T.W., & Frank,A. 2000年, 《天体物理学杂志》, 529, 536,doi: 10.1086/308259Johnson, J. R., Wing, S., & Delamere, P. A.2014年, Space ScienceReviews, 184,1 Jokipii, J. R. 1966年, 《天体物理学杂志》, 146, 480, doi:10.1086/148912Jones, T.W., Gaalaas, J. B.,Ryu, D., & Frank, A. 1997年, 《天体物理学杂志》, 482, 230, doi: 10.1086/304145Kato, Y., Tajiri,M., &Taniuti, T. 1966年, Journal of the Physical Societyof Japan, 21,765 Keppens, R., T´oth, G., Westermann, R. H. J., & Goedbloed, J. P. 1999年, 《等离子体物理学杂志》, 61, 1–19, doi: 10.1017/S0022377898007223Kieokaew, R., Lavraud, B., Yang,Y., et al. 2021年, 《天文学与天体物理学》, 656, A12, doi: 10.1051/0004-6361/202140915

Kruznetsov, V. D., Nakaryakov, V. M., & Tsyganov, P. V. 1995年, 《天文学快报》, 21, 710 Kuridze, D., Zaqarashvili, T. V., Henriques, V., et al. 2016年, 《天体物理学杂志》, 830, 133, doi: 10.3847/0004-637X/830/2/133Li, Z., Wang, X., Xu, Y., Liu, H., & Huang, J. 2023年, 《科学报告》, 13, 13559 Lovelace, R. V. E., Romanova, M. M., & Newman, W. I. 2010年, 《皇家天文学会月报》, 402, 2575, doi:10.1111/j.1365-2966.2009.16070.xMa, X., Opher, M., & Kornbleuth, M. 2025年, 《天体物理学杂志》, 988, 248, doi: 10.3847/1538-4357/ade881Ma, X., Opher, M., Kornbleuth, M., & Toth, G. 2024年, 《天体物理学杂志》, 978, 57, doi: 10.3847/1538-4357/ad93a5Miura, A. 1997年, 《等离子体物理学》, 4, 2871, doi: 10.1063/1.872419Miura, A., & Pritchett, P. L. 1982年, 《地球物理研究杂志》, 87, 7431, doi: 10.1029/JA087iA09p07431M¨ostl, U. V., Temmer, M., & Veronig, A. M. 2013年,《天体物理学杂志快报》, 766, L12, doi: 10.1088/2041-8205/766/1/L12Nakamura, T. K. M., Fujimoto, M., & Otto, A. 2006年, 《地球物理研究快报》, 33, doi: https://doi.org/10.1029/2006GL026318 Nakamura, T. K. M., Hasegawa, H., Daughton, W., 等. 2017年, 《自然·通讯》, 8, 1582, doi: 10.1038/s41467-017-01579-0Nishikawa, K.-I., Hardee, P. E., Dut,an, I., 等. 2014年, 《天体物理学杂志》, 793, 60, doi: 10.1088/0004-637X/793/1/60Ong, R., & Roderick, N. 1972年, 《行星与空间科学》, 20, 1, doi: https://doi.org/10.1016/0032-0633(72)90135-3Otto, A., & Fairfield, D. H. 2000年, 《地球物理研究杂志：空间物理学》, 105, 21175, doi: https://doi.org/10.1029/1999JA000312Parker, E. N. 1958年, 《物理评论》, 109, 1874, doi: 10.1103/PhysRev.109.1874Quijia, P., Fraternale, F., Stawarz, J. E., 等. 2021年, 《皇家天文学会月报》, 503, 4815, doi: 10.1093/mnras/stab319Ryu, D., Jones, T. W., & Frank, A. 2000年, 《天体物理学杂志》, 545, 475, doi: 10.1086/317789Snyder, P. B., Hammett, G. W., & Dorland, W. 1997年, 《等离子体物理学》, 4, 3974, doi: 10.1063/1.872517Viallet, M., & Baty, H. 2007年, 《天文学与天体物理学》, 473, 1, doi: 10.1051/0004-6361:20066947Zhao, T.-L., Ni, L., Lin, J., & Ziegler, U. 2018年, 《天文学与天体物理学研究》, 18, 045, doi: 10.1088/1674-4527/18/4/45Zwan, B. J., & Wolf, R. A. 1976年, 《地球物理研究杂志》（1896–1977）, 81, 1636, doi: https://doi.org/10.1029/JA081i010p01636