frontiers

湍流磁场中的宇宙射线传播

Alex Lazarian[1,2,*], **Siyao Xu**[3], **Yue Hu**[1]

[1]天文学系，*University of Wisconsin，475North Charter Street，Madison，WI 53706*，美国[2]天文学研究中心，*Universidad BernardoO'Higgins，Santiago，General Gana 1760，8370993*，智利[3]*Institute forAdvanced Study，1 Einstein Drive，Princeton，NJ 08540*，美国；*NASA*哈勃学者

通讯作者*：Alex Lazarian
alazarian@facstaff.wisc.edu

arXiv:2304.02684v1 [astro-ph.GA] 5 Apr 2023

摘要

宇宙射线（CRs）在湍流且具有磁性的天体物理介质中的传播是一个长期存在的问题，需要同时了解湍流磁场的性质及其与高能粒子的相互作用。本综述聚焦于基于磁流体力学（MHD）湍流理论研究与模拟进展取得的若干近期理论成果。具体而言，我们探讨宇宙射线的垂直传播和平行传播问题，并确定垂直传播呈超扩散或扩散的条件。对于平行扩散，我们讨论了传统上采用的、由俯仰角散射引起的扩散机制所存在的问题，以及近期发现的在湍流磁镜存在时可能发生的"镜像扩散"所提供的解决方案。

关键词：宇宙射线，星际介质，磁流体力学湍流

1 引言

自然界展现出加速高能粒子的独特能力。在天体物理文献中，这类能量范围从 10^7 eV 到 10^{20} eV 通常称为宇宙射线（宇宙射线）。加速过程包括系统性的一阶费米和随机性的二阶费米加速机制（Melrose，1969年），并且激波、磁重联和湍流参与了加速过程（Longair，2011年）。银河系中的宇宙射线具有与星际湍流和磁场相当的能量密度和压力（Parker，1966）。因此，它们在动力学上很重要。

观测到的宇宙射线通量及其到达方向的（各向）异性取决于它们从源到地球的加速和传播（Ginzburg 和 Syrovatskii，1964；Schlickeiser，2002）。 本综述 聚焦于宇宙射线在湍流磁场中传播的若干近期理论发现，湍流磁场在空间和天体物理环境中无处不在。宇宙射线传播对 太阳风、日球层、星际介质和星系团内介质中的各种过程具有众多影响（见 Longair（2011年）的专著及其参考文献）。 它是宇宙射线加速过程的关键部分（例如，Jokipii 1982年；Perri 和 Zimbardo 2009年；Lazarian 和 Yan 2014年；Demidem 等人 2020年；Marcowith 等人 2020年；Xu 和

Lazarian 2022）。宇宙射线加速场所附近的扩散，例如超新星遗迹和脉冲星风星云，对于理解伽马射线观测至关重要（Di Mauro 等人，2020；Xu，2021）。其他影响包括银河宇宙射线的太阳调制、空间天气预报（Parker，1965；Jokipii，1971；Singer 等人，2001）、宇宙射线的起源和化学组成、分子气体和星周盘中的电离（例如，Schlickeiser 等人 2016；Padovani 等人 2018）、费米气泡发射（Anjos 和 Catalani，2020）、星系风（例如，Ipavich 1975；Holguin 等人 2019；Hopkins 等人 2020；Quataert 等人 2022）、星系团中的反馈加热（例如，Guo 和 Oh 2008年；Brunetti 和 Jones 2014年）、宇宙微波背景（CMB）辐射和红移21 厘米辐射的同步辐射前景发射建模（例如，Cho 和 Lazarian 2002b；Cho 等人 2012）。

在传播过程中，宇宙射线会与原有的磁流体力学（MHD）涨落以及自身产生的磁涨落相互作用。后者最显著的例子是流不稳定性产生的扰动（见 Kulsrud and Pearce 1969）。多相星际介质中的各种阻尼效应（Plotnikov et al., 2021; Xu and Lazarian, 2022; Sampson et al., 2023）以及磁流体力学湍流（Yan and Lazarian, 2002; Farmer and Goldreich, 2004; Lazarian, 2016）对流不稳定性的抑制，是一种会改变宇宙射线传播的重要效应（见 Krumholz et al. 2020 及 Lazarian and Xu 2022 的综述）。下文将讨论原有磁流体力学湍流中的宇宙射线传播。

宇宙射线与磁湍流的相互作用已经被研究了数十年（Jokipii，1966年；Kulsrud 和 Pearce，1969年；Schlickeiser 和 Miller，1998；Giacalone 和 Jokipii，1999），所采用的主要是磁流体力学湍流的特设模型，包括磁流体力学波的叠加（Giacalone 和 Jokipii，1999）、各向同性磁流体力学湍流（见 Schlickeiser 2002 及其中的参考文献），以及 2D + 太阳风湍流的板状叠加模型（Matthaeus 等，1990；Zank 等，2017）。近年来，具有驱动湍流的磁流体力学模拟（Cho 和 Vishniac，2000；Maron 和 Goldreich，2001；Cho 等人，2002；Cho 和 Lazarian，2003；Beresnyak，2014；Kowal 和 Lazarian，2010）以及太阳风观测（例如，Horbury 等，2008；Luo 和 Wu，2010；Forman 等，2011）均显示出证据，表明磁流体力学湍流的统计性质与理论预期相符（Goldreich 和 Sridhar，1995；Lazarian 和 Vishniac，1999；另见 Beresnyak and Lazarian 2019 及其中的参考文献）。正如我们在这篇综述中所讨论的，对磁流体力学湍流的理解取得的进展，给宇宙射线传播的认识带来了重大变化。[1]

下文中，我们将在§2简要讨论湍流磁场的基本性质和标度关系。§3讨论由湍流磁场的垂直超扩散和扩散所产生的、垂直于平均磁场方向的宇宙射线超扩散和扩散。在§4中，我们讨论导致宇宙射线平行扩散的不同机制，其中包括最近发现的一种新机制——镜像扩散；这种机制可以显著抑制宇宙射线源附近的宇宙射线扩散。§5给出总结。

2 影响宇宙射线传播的MHD湍流性质2.1 可压缩磁流体力学湍流和快模

我们将湍流视为非线性相互作用的结果，这些相互作用会引发能量级联 从大尺度到小尺度。因此，其他类型的激发，包括流不稳定性（参见 Kulsrud and Pearce1969；FarmerandGoldreich 2004；Lazarian 2016）、回旋共振不稳定性（参见Lazarian and Beresnyak 2006），不归类为湍流。 等离子体条件的变化会影响 MHD

[1] 为简便起见，我们仅讨论所谓的“平衡”MHD湍流，即相反方向上的Alfv´én能量通量相等的MHD湍流。在小于1 AU的距离范围内，太阳风并非如此。然而，在更大的尺度上，湍流会达到平衡。非平衡MHD湍流的理论详见Beresnyak and Lazarian 2019所著的书。

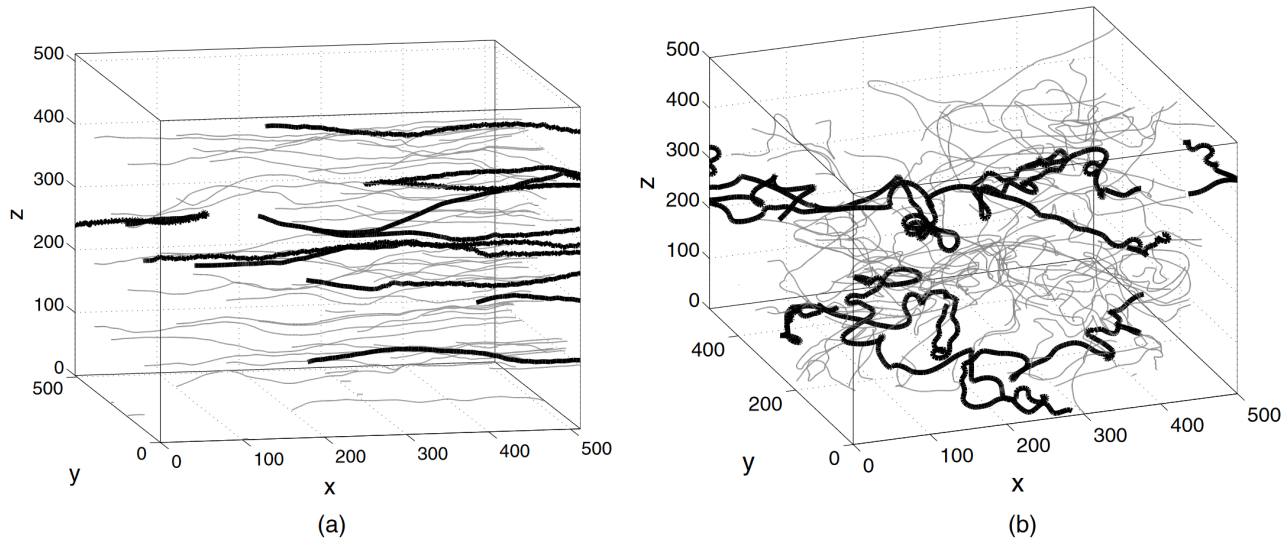

图1。（a）带有 $M_A = 0.3$ 的亚阿尔芬型湍流中的磁力线（细线）和宇宙射线轨迹（粗线），以及（b）带有 $M_A = 1.5$的超阿尔芬型湍流中的磁力线（细线）和宇宙射线轨迹（粗线）。引自 Xu 和 Yan（2013年）。

湍流，并由此影响宇宙射线传播。例如，天体物理介质的部分电离会显著影响宇宙射线的动力学（Xu 等，2016）。

典型天体物理环境中磁化介质中的湍流在大尺度 L 注入，即注入尺度，注入的湍流速度在 L 等于 V_L。 L 和 V_L 的值取决于湍流的驱动机制。例如，对于由超新星爆炸驱动的星际湍流，L 和 V_L 的典型值是 ~ 100 pc 和 ~ 10 km s^{-1}（Chamandy 和 Shukurov，2020年）。我们注意到，与流体整体速度不同，湍流速度是空间中由给定长度尺度分隔的两点之间的平均速度差。对于磁流体力学湍流，如果湍流注入发生在 $V_L > V_A$，其中 V_A 是 Alfv´en 速度，这是超-Alfv´enic 湍流 [2] 的情况。如果$V_L < V_A$，湍流是亚-Alfv´enic。比率 $M_A = V_L/V_A$ 是 Alfv´en 马赫数，这是表征磁流体力学湍流性质的重要参数。 $M_A = 1$ 的特殊情况对应于跨-Alfv´enic 湍流，在 L 处湍流和磁场之间能量均分。跨-Alfv´enic 湍流最初在 Goldreich 和 Sridhar (1995) 中研究。其他湍流状态在 Lazarian 和 Vishniac (1999) 中涵盖。图 1 说明了亚- 和超-Alfv´enic 湍流中不同的磁场结构。然后湍流能量级联到小尺度 l_d，在大多数情况下由微观物理过程决定。 L 和 l_d 之间的尺度范围是惯性区间，在典型天体物理环境中通常是一个非常扩展的范围。例如，图 2 说明了暖电离介质中星际湍流诱导的银河系电子密度谱（Chepurnov 和 Lazarian，2010），以及朝向金牛座分子云的速度谱（Yuen 等人，2022）。惯性区间上的湍流性质与我们在本综述中处理的宇宙线物理最为相关。我们将讨论的所有标度关系都在湍流的惯性区间内。

当前对磁流体力学湍流的理解，与文献中早期用于宇宙射线研究的模型存在显著差异（例如，Matthaeus等 1990；K´ota 和 Jokipii 2000；Qin 等 2002）。

[2] 超阿尔芬´enic湍流应与超阿尔芬´enic（例如，太阳风）流区分开来。在超阿尔芬´enic湍流中，是 L处的平均相对速度，而不是体流速度，超过了 V_A。

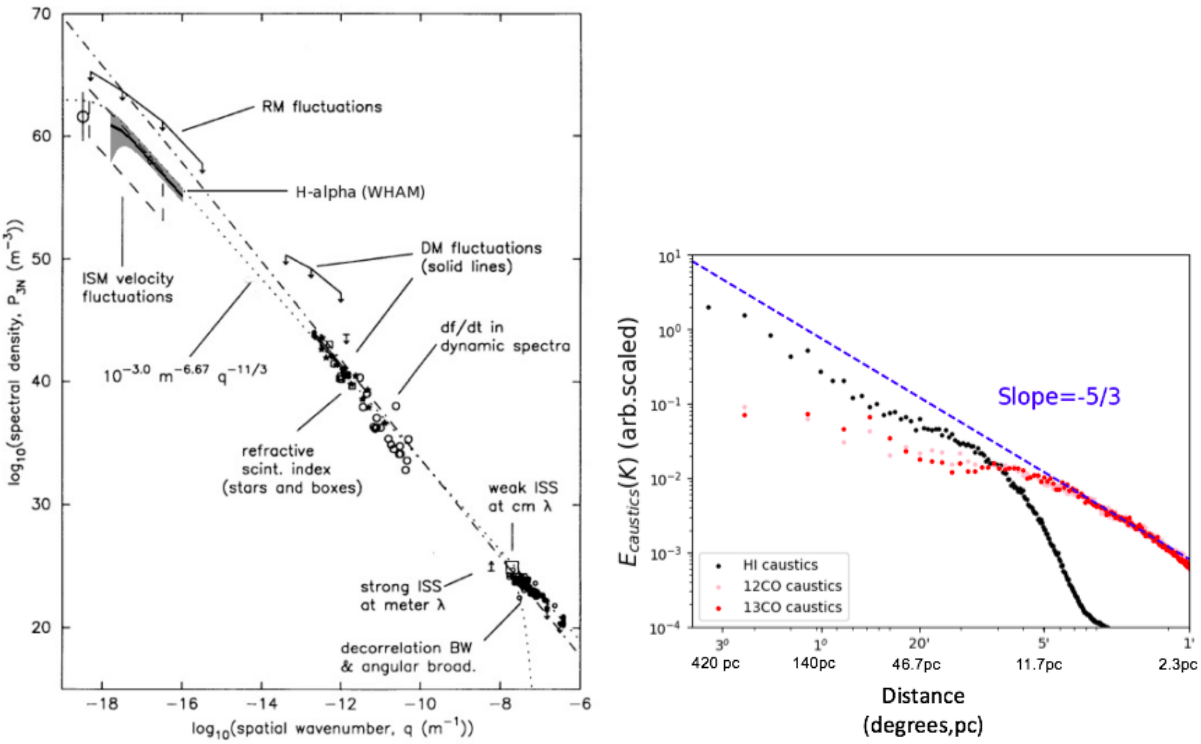

图 2. 左图： ”天空中的扩展大幂律”银河电子密度涨落，通过结合Armstrong et al. (1995)中附近脉冲星的散射测量和Hα Chepurnov和Lazarian (2010)中WHAM数据的测量获得。 右图： 朝向金牛座分子云测量的速度涨落幂律。 横轴对应于log10（空间波数），右图的斜率与左图一致。来自 Yuen et al. (2022)。

可压缩介质中的 MHD 湍流（参见 Beresnyak and Lazarian 2019）可近似为三种基本模式级联的叠加，即阿尔芬模、慢模和快模。阿尔芬模在调控 MHD 湍流的动力学和塑造湍流各向异性方面起主导作用。与空间固定平衡点附近持久的波振荡不同，湍流磁场的重联扩散使其能够沿垂直于局部磁场的方向发生湍流运动（Lazarian 和 Vishniac，1999）；在强 MHD 湍流状态下，其寿命有限，由湍流涡旋的周转时间决定。因此，在描述 MHD 湍流时，我们使用“模”一词，而非“波”。MHD 湍流的另一项重要特性是其随尺度变化的各向异性。Matthaeus 等（1996）报告称，波数越小，各向异性越强。与此相反，在以局部磁场为参照系的 MHD 湍流模拟中，可见随着长度尺度减小（波数增大），各向异性增强（Cho and Vishniac，2000；Cho 和 Lazarian，2002a，2003）。根据基于阿尔芬模临界平衡关系的 MHD 湍流理论（Goldreich and Sridhar 1995；下文简称 GS95），后一现象完全在预料之中。[3]

将MHD 湍流数值分解为不同模态的研究表明，对于亚阿尔芬非相对论性MHD湍流，快模与其他模态（即阿尔芬模和慢模）之间的相互作用相对较弱（Cho和Lazarian，2002a）。因此，可以假设快模的级联独立于阿尔芬模和慢模的级联。快模的级联

[3] 然而，在Goldreich和 Sridhar (1995)所采用的、相对于平均磁场的全局参考系中，预计不会出现尺度依赖的各向异性。局部参考系，即观察尺度依赖的各向异性的唯一参考系，是由 Lazarian 和 Vishniac (1999) 引入的。

类似于高 β 介质中的声学情况，其中 β 是等离子体压力与磁压力之比。在此状态下，快模主要是以声速传播的等离子体压缩 c_s。Cho 和 Lazarian（2002a）还表明，在相反的低 β 介质极限下，尽管涨落是以 $\sim V_A$传播的磁场压缩，快模仍预计会形成类似于声学级联的级联。Cho 和 Lazarian（2002a、2003）的数值模拟支持这样一种观点：对于 快模的各种取值，其级联都非常类似于声学级联 β。

非磁化气体中的声学湍流在低振幅扰动下具有能谱 $E_s(k) \sim k^{-3/2}$。随着扰动振幅增大，能谱趋于变陡，并伴随 $E_s(k) \sim k^{-2}$。对于高 β 介质中的快模，扰动振幅随声马赫数 $M_s = V_L/c_s$ 的增加而增大。对于低-β 介质中的快模，扰动振幅随 M_A的增加而增大。Cho 和 Lazarian (2003) 的数值结果与 $E_f \sim k^{-3/2}$一致，而Kowal 和 Lazarian (2010)以及 Hu等（2022b）的结果则更符合 $E_f \sim k^{-2}$ （见图 3）。这种差异或许可以通过借鉴上文提到的声学湍流级联的类比来解释。然而，这一问题尚未得到解决。无论如何，与声学级联类似，快模具有各向同性能量分布。

2.2 阿尔芬 ́和慢模的性质

慢模由阿尔芬 ́模级联，其各向异性由阿尔芬 ́模的各向异性所决定（Goldreich 和Sridhar，1995；Lithwick和 Goldreich，2001；Cho和 Lazarian，2002a，2003）。图3显示了数值测量得到的分解MHD模的湍动能谱。正如预期，在可压缩和不可压缩介质中，阿尔芬 ́模与慢模的谱标度相似（Cho 和Lazarian，2003）。这使得人们可以借助不可压缩MHD湍流的高分辨率模拟（Beresnyak，2014）来检验它们的谱标度。

磁场的湍流运动，而非波动振荡，́阿尔夫 ́恩模是由磁场的湍流磁重联促成的（Lazarian 和 Vishniac，1999）（以下简称 LV99），这是 MHD 湍流的内在组成部分。LV99 理论将阿尔夫 ́恩模视为一组湍流涡旋，其旋转轴与环绕它们的局部磁场方向一致。由于湍流磁重联，垂直于局部磁场的流体湍流运动不受约束。因此，尺度为 $l_\perp$ 且垂直于局部磁场的涡旋会激发尺度为 ́的阿尔芬扰动，该扰动以速度 V_A沿磁场传播。该扰动的时间尺度 $l_\parallel/V_A$应等于涡旋周转时间 $l_\perp/v_l$。涡旋平行与垂直方向尺寸之间的相应关系：

$$\frac{l_\parallel}{V_A} \approx \frac{l_\perp}{v_l}, \tag{1}$$

构成了对阿尔芬湍流临界平衡的现代理解（GS95）。由此可知，GS95 理论仅适用于所谓的局部参考系，该参考系由涡旋的局部平均磁场定义。数值模拟证实了这一点（Cho 和 Vishniac，2000；Maron 和 Goldreich，2001；Cho 等人，2002）。给定尺度上的局部磁场方向，可能与大尺度平均所得到的全局平均磁场方向显著不同。对于宇宙射线传播而言，重要的是，宇宙射线所采样的是局部小尺度磁场。即使磁场的大尺度变化可能十分显著，这也证明了采用微扰方法描述低能宇宙射线传播是合理的。

由于湍流磁重联允许湍流级联沿垂直于局部磁场的方向进行，这种级联不受磁场反作用的影响，并且保持

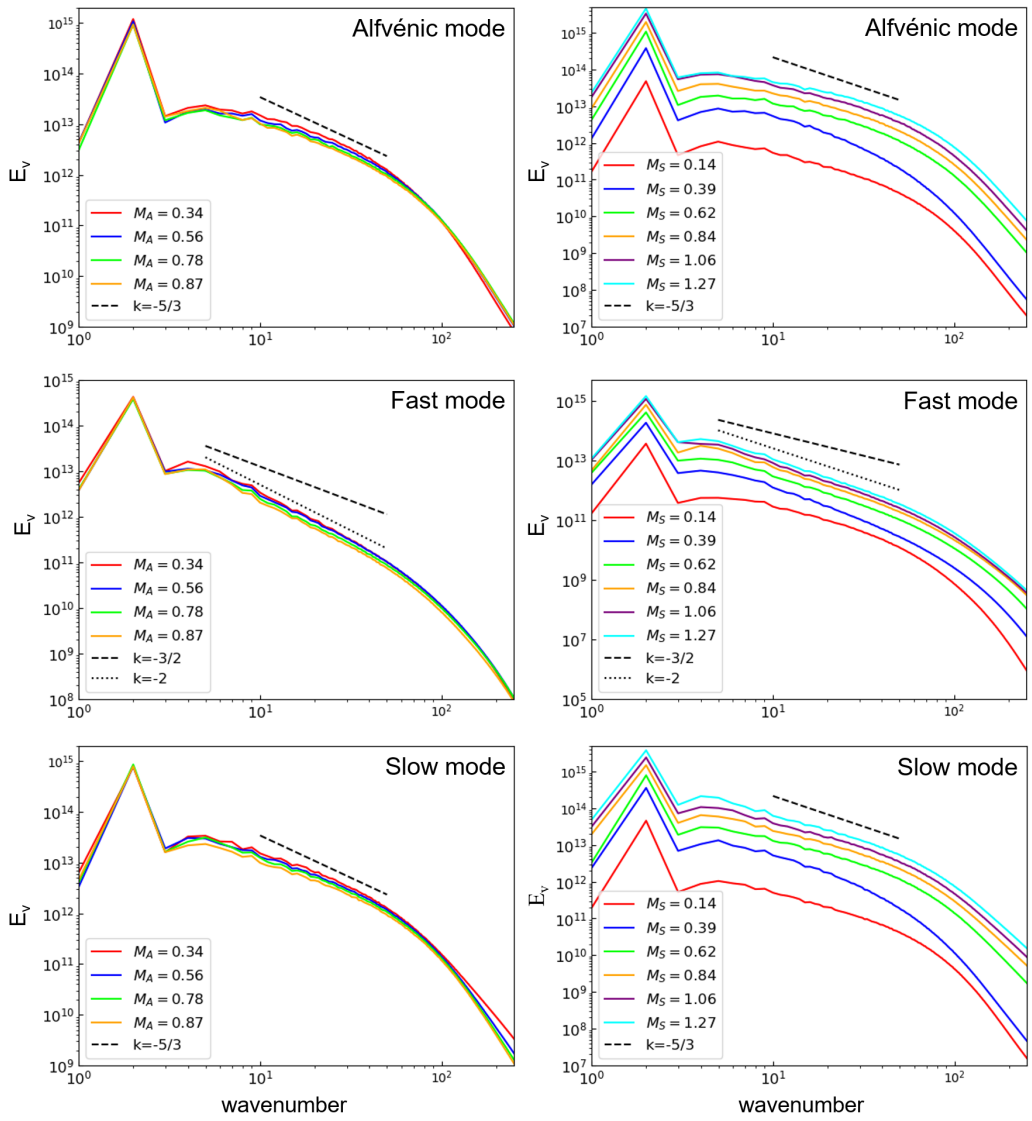

图3。左：不同 M_A 值和 $M_s \approx 0.6$条件下阿尔芬、快（中）和慢（下）模的湍动能谱。**右：**与左侧面板相同，但对应不同的 M_s 值和$M_A \approx 0.5$。引自Hu等（2022b）。

类科尔莫戈洛夫型。对于具有 $V_L = V_A$的跨阿尔芬湍流，这意味着：

$$v_l \approx V_A \left(\frac{l_\perp}{L}\right)^{1/3}, \tag{2}$$

其中， v_l 是 $l_\perp$ 处的湍流速度， $l_\perp$ 是湍流涡旋的垂直尺度。结合式（2）和式（1），很容易得到局部参考系中超阿尔芬湍流的尺度依赖各向异性：

$$l_\parallel \approx L \left(\frac{l_\perp}{L}\right)^{2/3}. \tag{3}$$

由公式 (3)可明显看出，较小的涡旋沿局部磁场方向更加细长。不过需要指出的是，公式 (2) 和 (3) 应从统计意义上理解。它们表示标度关系

涉及量的最可能值之间的关系，而不是单个涡旋的性质。涡旋具有尺度分布。利用磁流体力学湍流模拟，Cho 等人（2002）为给定 $l_{\|}$时 $l_{\perp}$ 的概率分布函数提供了一个解析拟合。Yan和 Lazarian（2002、2004）以及之后关于宇宙射线散射的研究后来采用了这一分布。

在超阿尔芬湍流中，磁场在接近 L 的尺度上仅具有边缘重要性。因此，超阿尔芬湍流在大尺度上具有各向同性的科尔莫哥洛夫能谱。然而，随着湍流速度沿能量级联逐渐减小，即 $v_l \sim V_L(l/L)^{1/3}$，磁场的影响变得越来越显著。在阿尔芬尺度（Lazarian，2006）

$$l_A = LM_A^{-3}, \tag{4}$$

v_l 变得等于 V_A，湍流也变为完全的磁流体力学湍流。只要将方程（2）和（3）中的 L 替换为 l_A，就可以用跨阿尔芬标度关系描述小于 l_A 的尺度上的特性。

在亚阿尔芬˙湍流中，LV99 表明，在 L 以下存在一个尺度范围，在此范围内，级联处于弱湍流状态。在这种状态下，波包的平行尺度保持不变，即 $l_{\|} = L$，且 方向相反的波包 必须多次相互作用才能发生级联。在假设湍流驱动在 [4] 处各向同性的条件下，LV99 得到的弱湍流标度关系为 L 是

$$v_l \approx V_L \left(\frac{l_{\perp}}{L}\right)^{1/2}, \tag{5}$$

并且这一结果得到了随后 Galtier 等人（2000）分析研究的支持。随着 $l_{\perp}$ 的减小，尽管湍流幅度减小，Alfv˙enic扰动的相互作用强度增加。LV99 中表明，在过渡尺度

$$l_{\text{tran}} \approx LM_A^2, \tag{6}$$

其中 $M_A < 1$，湍流进入强湍流状态。对于在$l < l_{\text{tran}}$处的亚阿尔芬˙湍流，存在

$$v_l \approx V_L \left(\frac{l_{\perp}}{L}\right)^{1/3} M_A^{1/3}, \tag{7}$$

and:

$$l_{\|} \approx L \left(\frac{l_{\perp}}{L}\right)^{2/3} M_A^{-4/3}. \tag{8}$$

上述在 LV99 中推导的关系不同于跨阿尔芬˙湍流的公式 (2) 和 (3)，其差异在于对 M_A的额外依赖。

为了统一超阿尔芬和亚阿尔芬˙enic湍流的标度形式， Lazarian 和 Xu（2021）（以下简称 LX21）提出引入一个有效注入尺度：

$$L_{\text{eff}} = LM_A^{-4}. \tag{9}$$

[4] 弱湍流是指相向传播的波包之间的非线性相互作用较弱。

利用 $L_{\rm eff}$，方程 (7) 和 (8) 可改写为：

$$v_l \approx V_A \left(\frac{l_\perp}{L_{\rm eff}}\right)^{1/3}, \tag{10}$$

and:

$$l_\parallel \approx L_{\rm eff} \left(\frac{l_\perp}{L_{\rm eff}}\right)^{2/3}, \tag{11}$$

其形式与公式 (2) 和 (3) 相同，只需将 L 替换为 $L_{\rm eff}$。值得注意的是，不同于超阿尔芬湍流中的 l_A， $L_{\rm eff}$ 并无特定的物理意义。LX21 引入了 $L_{\rm eff}$ 来表示湍流标度。

g 在小于 l的尺度上 tran 以更便捷的方式处理亚 Alfv´én 湍流。

2.3 宇宙射线与MHD湍流的相互作用

如果没有磁场，宇宙射线将进行弹道式传播，并很容易从宇宙加速器中逃逸，并在天体物理介质中扩散。正是磁流体力学湍流诱导了俯仰角散射、随机加速以及宇宙射线沿磁场方向的空间扩散（例如，Chandran 2000b；Yan and Lazarian 2002、2004；Strong et al. 2007；Brunetti and Lazarian 2007；Yan and Lazarian 2008年；Lynn et al. 2012；Blasi and Amato 2012；Xu and Yan 2013年；Xu and Lazarian 2018；Sioulas et al. 2020年；Lemoine and Malkov 2020年；Kempski and Quataert 2022），以及垂直于平均磁场方向的超扩散和扩散（Yan and Lazarian，2008年；Lazarian and Yan，2014年；Xu and Yan，2013年；Maiti et al.，2022；Hu et al.，2022b）。

传统上，宇宙射线的输运分为两类：沿磁场方向的输运和垂直于磁场方向的输运。一般而言，平行和垂直输运会同时发生。人们假设磁场涨落较小，因此磁场方向近似与平均磁场方向一致。这是对真实天体物理环境中宇宙射线传播过程的一种高度理想化描述。实际上，在超阿尔芬´湍流中，磁场涨落与平均磁场相当；而在超阿尔芬´湍流中，磁场涨落则大于平均磁场。此外，LX21证明，平行扩散和垂直扩散过程可能相互依赖。

磁力线的游走会导致宇宙射线垂直于平均磁场扩散。这一效应在文献中已有广泛讨论（Jokipii，1966）。然而，垂直扩散只适用于大于 L 的尺度。在小于 L 的尺度上，LV99指出，磁力线呈超扩散状态并快速弥散，这一点也得到了Lazarian等人（2004a）和Beresnyak（2013）的数值验证。磁力线的这种快速分离会引发宇宙射线的超扩散输运，其方向垂直于平均磁场方向（Lazarian和Yan，2014）。正如我们将在下文进一步讨论的，宇宙射线的超扩散是宇宙射线传播中一个至关重要却常被忽视的方面。

当宇宙射线沿磁力线运动时，它们会与磁涨落相互作用，包括共振相互作用（例如散射、渡越时间阻尼）和非共振相互作用（例如镜像）。这些相互作用会影响宇宙射线的平行输运。宇宙射线与磁涨落之间众所周知的相互作用是回旋共振散射（即俯仰角散射）。当磁涨落在宇宙射线参考系中诱导出频率等于宇宙射线拉莫尔频率的电场涨落时，就会发生这种散射。所有MHD模都会诱导俯仰角散射。此外，一种特殊类型的相互作用与可压缩涨落，即慢模和快模有关，被称为渡越时间阻尼（TTD）相互作用（Schlickeiser，2002；Xuand Lazarian，2018）。这种相互作用与宇宙射线的冲浪有关

在斜向压缩波的前沿。它会改变 CR 平行于局部磁场的动量。

在超Alfv´enic湍流中，当宇宙射线的平行平均自由程大于 l_A时，磁力线的缠结起到约束宇宙射线的作用，有效平均自由程等于 l_A （Brunetti and Lazarian, 2007），宇宙射线扩散变为各向同性。分子云和星暴星系中的超Alfv´enic湍流在确定宇宙射线的扩散中起着重要作用（Krumholz et al., 2020年；Xu, 2021）。

对湍流磁场的统计和动力学的新认识，可以为一些长期存在的问题和观测难题提供新的线索（例如，Palmer 1982年；Evoli和Yan 2014年；L´opez-Barquero等人，2016年；Krumholz等人，2020年；Xu，2021年）。研究发现，相较于各向同性的Kolmogorov湍流，经数值检验的MHD湍流模型能够令人满意地解释宇宙射线的高精度AMS-02测量结果（Fornieri等人，2021年）。更新后的多频观测和直接宇宙射线测量（例如，Nava和Gabici，2013年；Orlando，2018；Gabici等人，2019年；Amato和Casanova，2021年）要求进一步理解宇宙射线与MHD湍流之间的相互作用，同时也需要测量天体物理学湍流磁场的性质（Lazarian等人，2018；Xu和Hu，2021年；Hu等人，2021年、2022a）。

3 垂直于平均磁场的宇宙射线传播

宇宙射线的垂直（超）扩散源于湍流磁场的扩散。在垂直于平均磁场的方向上，均方位移 $\langle y^2\rangle$ 与宇宙射线沿磁场传播的距离 s^α成正比，其中 s 是宇宙射线沿磁场传播的距离。 $\alpha = 1$ 对应于正常扩散，$\alpha > 1$ 对应于超扩散，而 $\alpha < 1$ 对应于亚扩散。亚扩散，即复合扩散，在例如 K´ota和Jokipii（2000年）的研究中被提出，其前提是假设宇宙射线能够沿同一条磁力线反向追踪。由于湍流磁场的随机性，这是不可能的（Yan和 Lazarian，2008年；Lazarian 和Yan，2014年；Lazarian和Xu，2021年）。在 MHD 湍流模拟中未观察到宇宙射线的亚扩散。
（Xu和Yan, 2013年; Hu等, 2022b).

3.1 宇宙射线的垂直超扩散

根据动力学理论，在一个散射平均自由程内，宇宙射线粒子大致会沿垂直于磁场的方向移动一个拉莫尔半径 $\lambda_\parallel$ （Jokipii，1987年）。由此产生的垂直扩散通常可以忽略，且 $r_L \ll \lambda_\parallel$，其中 r_L 是拉莫尔半径。即使在强散射这一有限情况下，也就是所谓的玻姆扩散情况下，垂直扩散系数也不超过 $r_L c$，其中 c 是光速。当散射效率较低时，宇宙射线在散射事件之间的时间内会沿磁力线运动。因此，宇宙射线动力学会受到湍流磁场的随机性和（超）扩散的显著影响。在小于 L的尺度上，LV99 发现了磁场的超扩散，这是湍流能量级联和磁场重联扩散的自然结果（Lazarian，2014年）。

磁场的 LV99 标度超扩散可通过考虑Alfv´én 模式的能量级联来推导。自然可以假设，沿磁力线追踪的距离达到 $l_\parallel$湍流涡旋的平行尺度时，磁力线会发生垂直位移，其大小等于该涡旋的横向尺度 $l_\perp$。位移 $l_\perp$ 可以为正，也可以为负，因此磁力线的弥散$\langle y^2\rangle$会以随机游走的方式增大，随着

$$d\langle y^2\rangle \approx l_\perp^2 \frac{ds}{l_\parallel}, \tag{12}$$

其中， ds是沿磁力线测量的距离，而 $\langle ...\rangle$ 表示系综平均。利用上述关系以及式（8）给出的亚Alfv´én 湍流中 $l_{\parallel}$ 与 $l_{\perp}$ 之间的标度关系，并令 $l_{\perp}^2$ 与 $\langle y^2\rangle$相关联，可得（LV99）：

$$d\langle y^2\rangle \approx \langle y^2\rangle^{2/3} M_A^{4/3} L^{-1/3} ds, \tag{13}$$

这表明磁力线加速分离。磁流体力学湍流中的磁场超扩散类似于流体动力学湍流中的理查森色散（Richardson，1926年）。数值研究中，Lazarian等人（2004b）和 Beresnyak（2013年）证实了湍流磁场的超扩散。磁力线的加速分离表明，在湍流介质中，“冻结”条件遭到了严重破坏。关于超扩散与磁通冻结破坏之间关系的更多讨论，见 Eyink等人（2011年）。后者已由 Eyink等人（2013年）通过数值研究证实。

超扩散的本质很容易理解。沿着相邻磁力线追踪距离 s 时，随着越来越大的湍流涡旋参与磁力线间距的色散，磁力线的发散速率也随之增大。从宇宙射线动力学的角度看，方程（13）也适用于沿磁力线作弹道运动的宇宙射线间距的色散。Yan 和 Lazarian（2008年）以及 Lazarian 和 Yan（2014年）研究了由此产生的宇宙射线路径的垂直发散，Xu 和 Yan（2013年）通过数值研究证实了分析预测。在次阿尔芬湍流中，宇宙射线间距沿垂直于平均磁场的方向 在次阿尔芬´湍流中的色散为：

$$\langle y_{cr}^2\rangle \approx \frac{s^3}{L} M_A^4, \quad M_A < 1,\ s < \lambda_{\parallel},\ s < L, \tag{14}$$

其中， s 是宇宙射线沿磁力线传播的距离， $\lambda_{\parallel}$ 是宇宙射线平行平均自由程。在超阿尔fv´énic 湍流中，存在

$$\langle y_{cr}^2\rangle \approx \frac{s^3}{L} M_A^3, \quad M_A > 1,\ s < \lambda_{\parallel},\ s < l_A. \tag{15}$$

在散射有效的情况下，上述论证可以推广，用来描述宇宙射线的垂直超扩散，同时宇宙射线沿磁力线扩散传播。我们有

$$s^2 \approx D_{\parallel} t \approx \lambda_{\parallel} v_{cr} t, \tag{16}$$

其中， v_{cr} 是宇宙射线速度， $D_{\parallel}$ 是平行扩散系数。给定磁力线相对于平均磁场的平均角度近似为

$$\alpha(s) \approx \frac{\langle y^2(s)\rangle^{1/2}}{s} \approx \frac{s^{1/2}}{L^{1/2}} M_A^2, \tag{17}$$

其中使用了公式(14)。很容易看出，在相对于平均磁场的参考系中，宇宙射线的垂直位移为 $\lambda_{cr,\perp} \approx \alpha(s)\lambda_{\parallel}$ ，当它们沿着 $\lambda_{\parallel}$ 平均磁场移动时。宇宙射线速度在垂直于平均磁场方向上的分量为 $v_{cr,\perp} \approx \alpha(s) v_{cr,\parallel}$，其中 $v_{cr,\parallel}$ 是沿平均磁场方向的宇宙射线速度。垂直传播是步长为 $\lambda_{cr,\perp}$ 且速度为 $v_{cr,\perp}$ 的随机游走，并且二者都随 s增加。因此，对于给定的 s ，垂直扩散系数为 $\sim v_{cr,\perp}\lambda_{cr,\perp} \sim \alpha^2(s) D_{\parallel}$。宇宙射线垂直于

平均磁场可以描述为

$$\langle y_{cr}^2\rangle \approx \alpha^2 D_{\|} t \approx \frac{s^3}{L} M_A^4, \quad M_A < 1,\ \lambda_{\|} \ll s, \tag{18}$$

它表现出与散射效率低下的情况类似的超扩散（式（14））。

我们注意到，宇宙射线的垂直超扩散这一概念与现有的一些小尺度宇宙射线输运理论相矛盾，例如非线性导引中心理论（NLGC）（Matthaeus等，2003年）。该理论假设，相对于平均磁场，在平行和垂直方向上，宇宙射线的传播都是扩散的。然而，MHD湍流中的测试粒子模拟支持宇宙射线在尺度小于 L 的垂直超扩散；这两种情况下，宇宙射线沿磁力线的运动分别为弹道运动和扩散运动。（Xu和 Yan，2013年；Hu 等，2022b）。

3.2 宇宙射线的垂直扩散

MHD 湍流中的磁力线垂直扩散发生在尺度大于l_A 的范围内（对于超阿尔芬湍流），以及大于 $l_{\rm tran}$ 的范围内（对于亚阿尔芬湍流）（参见 Lazarian 和 Yan 2019 年的表 1）。对于前者，磁力线在尺度 l_A 上相互缠绕，从而引发步长为 l_A的随机游走，即:

$$\langle y^2\rangle \approx l_A^2 \frac{s}{l_A} = s l_A = s L M_A^{-3}, \ \ M_A > 1, \ \ s \gg l_A. \tag{19}$$

对于亚 Alfv´én 湍流，当垂直尺度大于 $l_{\rm tran}$ 时，湍流处于弱湍流状态，磁力线分离的增长呈扩散特征，沿垂直方向的步长为 LM_A^2，而沿磁场每经过 L 的距离即发生一次转向。因此，对于 $s \gg L$，有

$$\langle y^2\rangle \approx (LM_A^2)^2 \frac{s}{L} = s L M_A^4, \ \ M_A < 1, \ \ s \gg L. \tag{20}$$

对于沿磁力线作弹道运动的宇宙射线，其 $s < \lambda_{\|}$，宇宙射线的垂直扩散也由公式 (19) 和 (20) 给出。如果宇宙射线沿磁场的传播呈扩散特征，且 $s \gg \lambda_{\|}$，则垂直扩散取决于平行扩散。

在尺度为 $s \gg l_A$ 的超 ***Alfv´én*** 湍流中，宇宙射线扩散是各向同性的。其特征扩散系数为

$$D \approx v_{cr} X, \ \ X = min[\lambda_{\|}, l_A]. \tag{21}$$

在亚 ***Alfv´én*** 湍流中，如果 $L \ll s < \lambda_{\|}$，公式 (20) 得到宇宙射线的垂直扩散系数（Yan 和 Lazarian，2008年）

$$D_{\perp} \approx v_{cr} L M_A^4. \tag{22}$$

如果 $\lambda_{\|} \ll L \ll s$, 宇宙射线扩散地传播超过 L 沿磁力线。下面，我们重现 Lazarian（2006）中扩散系数的推导。[5] 根据方程 (20)，引导垂直扩散的磁力线经历随机游走。当磁力线被追踪超过 L，其垂直位移为 LM_A^2。要覆盖距离 $\langle y_{cr}^2\rangle^{1/2}$ 以步长 LM_A^2，需要 $N = (\langle y_{cr}^2\rangle^{1/2}/LM_A^2)^2$ 步。每一步所需的时间为 $\delta t_{step} \approx L^2/D_{\|}$，总

[5] 初始推导针对的是星系团中的热电子扩散问题。然而，非相对论性粒子和相对论性粒子的扩散物理过程是相同的。

时间是 $\delta t \approx N\delta t_{step}$。将其代入扩散系数的表达式，可得一个 ge ts

$$D_{\perp} \approx \frac{\langle y_{cr}^2 \rangle}{\delta t} \approx D_{\parallel} M_A^4. \tag{23}$$

这与CR垂直扩散系数（Yan 和 Lazarian，2008年）一致。该扩散系数与文献中的扩散系数不同（见 Jokipii 1966），其对 M_A^4 而不是 M_A^2。其 M_A^4 依赖关系已在 Xu 和 Yan （2013 年）中得到数值确认。

4 宇宙射线沿磁场传播

4.1 回旋共振散射

回旋共振散射，即俯仰角散射，要求多普勒频移后的波频率等于粒子的回旋频率或其谐波。通过与磁涨落的回旋共振相互作用，宇宙射线在沿局部磁场运动时经历俯仰角（粒子速度与磁场方向之间的角度）的扩散。宇宙射线沿磁场行进的、对应于俯仰角变化 90° 的距离是 $\lambda_{\parallel}$。

在理论研究中，文献中经常采用准线性理论（QLT）（Jokipii，1966）。在QLT中，假设粒子沿具有无穷小涨落的磁场传播。给定$r_L \ll L$ 和湍流能量级联，满足回旋共振条件的磁涨落可以足够小，从而使上述假设成立。然而，QLT面临所谓的 90°问题，在接近 90° 时散射消失，从而导致无穷大的 $\lambda_{\parallel}$。由例如磁涨落引起的共振展宽有助于缓解但无法完全解决该问题（Xu and Lazarian，2018）。

现代磁流体力学湍流理论的一个显著推论是，宇宙射线与 $r_L \ll L$ 受到阿尔夫´én模和慢模作用时，回旋共振散射效率很低。Chandran（2000b）；Yan 和 Lazarian（2002、2003）研究了这一效应。Yan和Lazarian（2002、2003）确定，在磁流体力学湍流中，快速模是与 $r_L \ll L$ 相互作用的宇宙射线的主要散射媒介。Yan 和 Lazarian（2002、2003）；XuandLazarian（2020）采用了从磁流体力学湍流模拟中测得的磁涨落各向异性分布（Cho 等人，2002）。这显著改变了宇宙射线传播和湍流加速的范式，因为在早期研究中，阿尔夫´én 模通常被认为是回旋共振散射的来源。

Alfvén模和慢模对能量为´的宇宙射线进行回旋共振散射的效率低，$r_L \ll L$ 这是因为各向异性依赖于尺度。回旋共振条件要求 r_L 与 $l_{\parallel}$相当。然而，由于各向异性依赖于尺度，$l_{\perp} \ll l_{\parallel}$ 小尺度磁场涨落具有 $r_L \sim l_{\parallel}$，因此，能量为 $r_L \sim l_{\parallel}$ 的宇宙射线在一个回旋轨道内会穿过许多彼此不相关的湍流涡旋。此外，Alfvén模和慢模的能量级联主要沿垂直于局部磁场的方向进行。当平行能谱很陡时（$E(k_{\parallel}) \sim k_{\parallel}^{-2}$（Beresnyak，2015），引发回旋共振散射的功率会随着 r_L的减小而相对迅速地下降。这两种效应都会导致Alfvén模和慢模的回旋共振散射效率低下（Chandran，2000b；Yan和Lazarian，2002、2003；Xu和Lazarian，2020）。´

如数值模拟（Cho 和 Lazarian，2003）所表明的，快模具有各向同性能量分布。因此，它们与宇宙射线的相互作用不会因几何因素而减弱。然而，与Alfv´en和慢模相比，快模由于其较慢的级联速率而更容易受到阻尼效应的影响。无碰撞阻尼的各向异性性质导致波矢垂直于磁场的模式被优先抑制，从而主要形成板状结构

散射涨落（Yan 和 Lazarian，2003；Beresnyak和Lazarian，2007）。这减轻了在显著阻尼存在时快模对散射的抑制（Yan 和 Lazarian，2003）。在弱电离介质中，由于离子-中性粒子碰撞阻尼，快模会受到严重阻尼（Xu 等，2016）。只有大于 r_L 阻尼尺度的宇宙射线才能被有效散射。

4.2 渡越时间阻尼（TTD）相互作用

等离子体物理中的TTD相互作用通常与无碰撞等离子体中的波阻尼相关。对于宇宙射线研究，TTD是可压缩MHD波随机加速宇宙射线的过程（Schlickeiser，2002）。如果考虑斜向磁场方向的可压缩波，该过程就很容易理解。如果波的相速度为$v_{\rm ph}$，波前与磁场之间的夹角为 α，则波前与磁场的交点以速度 $v_{\rm inter} = v_{\rm ph}/\sin\alpha \gg v_{\rm ph}$ 运动，若 α 较小。如果宇宙射线沿磁场以接近 $v_{\rm inter}$的速度同向运动，它就可以冲浪该波，从而获得或损失能量。采用线性共振函数时，该过程的局限在于，只有有限斜角范围内的波才能与快速运动的宇宙射线相互作用。由于磁涨落和湍流的非线性去相关，磁流体力学湍流中的共振展宽效应在确定线性共振阈值之外慢模和快模的TTD效率方面起着重要作用（Xu and Lazarian，2018）。

TTD引起的俯仰角变化是由于粒子加速。TTD相互作用以随机方式增加宇宙线动量的平行分量。与回旋共振散射相比，TTD的优势在于它受阻尼效应的影响要小得多，这些阻尼效应切断湍流能量级联。因此，该过程可以在回旋共振散射效率低下的环境中起作用（Yan and Lazarian, 2003; Beresnyak and Lazarian, 2007; Xu et al., 2016）。

4.3 宇宙射线的镜像扩散

除了俯仰角散射之外，宇宙射线传播还会受到磁镜反射的影响，这一点早已为人所知（Fermi，1949；Noerdlinger，1968；Cesarsky 和 Kulsrud，1973；Klepach 和Ptuskin，1995；Chandran，2000a）。特别是，人们研究了磁镜像效应，以解决90° QLT描述俯仰角散射时所产生的问题（见第4.1节）。在这些研究中，镜像效应被用于俘获在两个镜点之间来回反弹的宇宙射线。在对 MHD 湍流理论有了更深入理解的基础上，Lazarian 和 Xu（2021）发现了与宇宙射线随机地与不同磁镜相互作用相关的一种新效应，这种效应被称为镜像扩散。它是一种新的扩散机制，能够有效地约束宇宙射线。在 MHD 湍流中，可压缩介质中的慢模和快模以及不可压缩介质中的伪阿尔芬´模会自然地在一系列长度尺度上诱发镜像效应。磁镜的性质由慢模（伪阿尔芬´模）和快模的标度性质决定。再结合由阿尔芬´模产生的湍流磁场所固有的垂直超扩散（Lazarian 和 Vishniac，1999；Eyink等人，2013；Lazarian 和 Yan，2014），这就导致了宇宙射线沿磁力线的镜像扩散。换句话说，宇宙射线并不是被困在磁镜之间，而是表现出一种新型的扩散传播。

慢模和快模产生的磁压缩会形成磁镜，从而导致宇宙射线反射。静态磁瓶造成的镜像效应在等离子体物理学中已得到充分研究（例如，Post 1958；Budker 1959；Noerdlinger1968；KulsrudandPearce1969年）。当 r_L 小于磁场变化尺度时，宇宙射线保留其第一绝热不变量，即 $p_\perp^2/B$ =const。因此，当粒子沿磁场运动且场强从 B_0 增加到

$B_0+\delta b$, 其垂直动量 $p_\perp$ 增加。这意味着，当俯仰角余弦 μ

$$\mu < \mu_{lc} = \sqrt{\frac{\delta b}{B_0+\delta b}}, \tag{24}$$

粒子可在磁镜点被反射，而具有较大 μ的粒子，即较小俯仰角的粒子，可从磁镜中逃逸。早期研究认为磁镜会捕获宇宙射线，直至回旋共振散射使粒子得以逃离磁镜（Cesarsky 和 Kulsrud, 1973）。具有$\mu < \mu_{lc}$ 的宇宙射线被认为被“困”在磁瓶中，因而无法扩散。然而，Lazarian 和 Xu（2021）表明，在现实的磁流体力学湍流中情况并非如此。在垂直超扩散过程中，宇宙射线无法回溯同一条磁力线。相反，每次镜像相互作用后，它们总会遇到不同的磁镜，从而导致其沿磁力线扩散（见图4）。

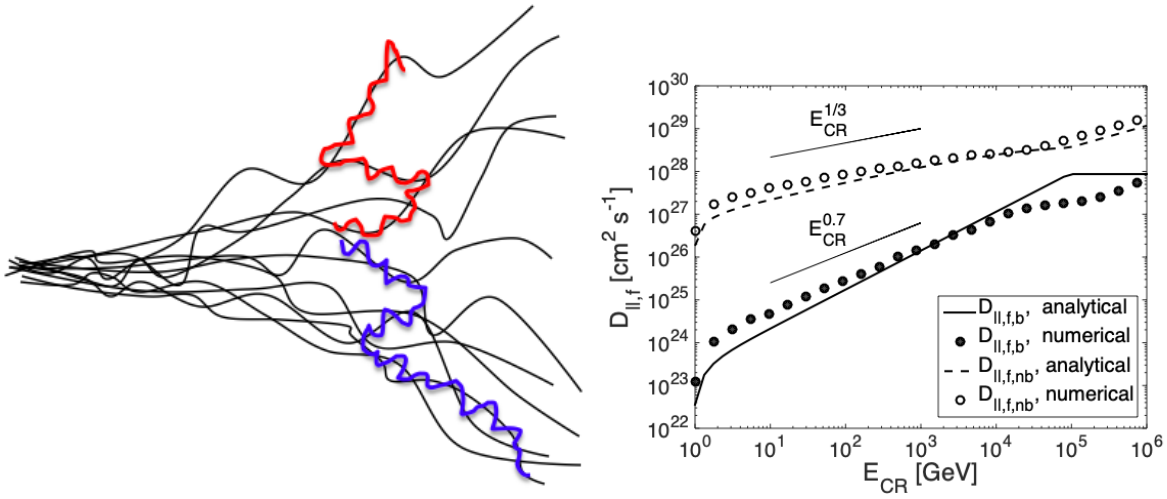

图4. 左：镜像扩散示意图。细线表示湍流磁力线。粗线表示两个初始间距很小的宇宙射线粒子的轨迹。**右：**镜像扩散的平行扩散系数$D_{\|,\,f,\,b}$ 以及由快模引起的散射扩散的$D_{\|,\,f,\,nb}$。来自 LX21。

对于镜像 i　与快模的相互作用，相应的平行扩散系数为（LX21　）

$$D_{\|,b}(\mu) = \begin{cases} v\mu k^{-1} = vL\left(\dfrac{\delta B_f}{B_0}\right)^{-4}\mu^9, & \mu_{\rm min,f} < \mu < \mu_c, \\ v\mu r_L, & \mu < \mu_{\rm min,f}, \end{cases} \tag{25a}$$

其中

$$\mu_c \approx \left[\frac{14}{\pi}\frac{\delta B_f^2}{B_0^2}\left(\frac{v}{L\Omega}\right)^{\frac{1}{2}}\right]^{\frac{2}{11}} \tag{26}$$

是俯仰角散射与镜像之间平衡处的临界 μ ,

$$\mu_{\rm min,f} = \sqrt{\frac{\delta B_f}{B_0}}\left(\frac{r_L}{L}\right)^{\frac{1}{8}}, \tag{27}$$

v 是粒子速度，Ω 是回旋频率， B_0 是平均磁场强度，且 δB_f 是快模在 L处的磁场涨落。对于 $\mu > \mu_c$ 扩散由散射决定，散射扩散系数通常远大于镜像扩散的扩散系数（见图4）。在宇宙射线源附近，例如超新星遗迹处，具有 $\mu < \mu_c$ 的宇宙射线的镜像扩散可以防止宇宙射线快速逃逸（Xu，2021）。随着俯仰角因俯仰角散射而改变，宇宙射线经历一段段缓慢的镜像扩散，其间穿插着快速的散射扩散，呈现出类似L´evy 飞行的特征。

5 总结

由于对磁流体力学湍流的理解不足，宇宙射线传播的研究进展几十年来一直受阻。 磁流体力学湍流理论、磁流体力学湍流模拟的最新发展，以及测量湍流和磁场的新观测技术，为我们带来了关于宇宙射线与磁流体力学湍流相互作用以及宇宙射线扩散的新物理见解。宇宙射线的垂直（超）扩散源于由Alfv´en模调节的湍流磁场。超Alfv´enic湍流中高度缠结的磁力线为宇宙射线提供了额外的约束，其有效平均自由程由Alfv´enic尺度 l_A决定。对于平行扩散，广泛使用的回旋共振散射（即俯仰角散射）在快模严重阻尼的情况下（例如在弱电离介质中），对大俯仰角宇宙射线和低能宇宙射线的散射效率低下。考虑到磁流体力学湍流中的共振展宽效应，渡越时间阻尼相互作用可通过随机粒子加速有效引起俯仰角变化。在磁流体力学湍流中，宇宙射线与湍流磁镜相互作用，同时存在磁压缩和磁力线超扩散，会发生镜像扩散。这导致宇宙射线在其源附近缓慢扩散，以及L´evy飞行式的宇宙射线传播。

宇宙射线的垂直（超）扩散和平行扩散强烈依赖于磁流体力学湍流的状态及其性质。将对宇宙射线传播的最新理论认识与用于测绘不同天体物理条件下特征参数（例如 M_A）的观测技术相结合（例如 Lazarian 等，2018；Zhang 等，2019；Hu 等，2019、2020；Xu和 Hu，2021；Hu等，2022a），有望为宇宙射线传播的现实建模以及解决与宇宙射线相关的长期观测难题带来重大突破。

利益冲突声明

作者声明，本研究是在不存在任何可能被视为潜在利益冲突的商业或财务关系的情况下开展的。

作者贡献

本文由文章作者构思并撰写。

资助

AL和YH的研究得到NASA ATP AAH7546的支持。SX感谢NASA通过NASA哈勃奖学金资助# HST-HF2-51473.001-A为本工作提供的支持，该奖学金由太空望远镜科学研究所授予，该研究所由大学天文研究协会运营，根据NASA合同NAS5-26555。

参考文献

Amato, E. 和 Casanova, S.（2021）。银河系等离子体中的粒子加速与输运：理论与观测。等离子体物理学杂志87, 845870101. doi:10.1017/S0022377821000064

Anjos, R. C. 和 Catalani, F.（2020）。银河系中心是宇宙射线的高效源。*PRD* 101, 123015. doi:10.1103/PhysRevD.101.123015 Armstrong, J. W., Rickett, B. J., 和 Spangler, S. R.（1995）。局部星际介质中的电子密度功率谱。《天体物理学杂志》 443, 209–221. doi:10.1086/175515 Beresnyak, A.（2013）。磁力线的非对称扩散。《天体物理学杂志快报》 767, L39. doi:10.1088/ 2041-8205/767/2/L39 Beresnyak, A. （ 2014 ）。高分辨率模拟中的强磁流体动力学湍流谱。《天体物理学杂志快报》 784, L20. doi:10.1088/2041-8205/784/2/L20 Beresnyak, A.（2015）。磁流体动力学湍流中的平行谱。《天体物理学杂志快报》 801, L9. doi:10.1088/2041-8205/801/1/L9 Beresnyak, A. 和 Lazarian, A.（2007）。强非平衡湍流。*AGU* 秋季会议摘要， B3 Beresnyak, A. 和 Lazarian, A.（2019）。磁流体动力学中的湍流 Blasi, P. 和 Amato, E.（2012）。银河系超新星遗迹宇宙射线的扩散传播。I：谱与化学组成。*JCAP* 2012, 010. doi:10.1088/1475-7516/2012/01/010 Brunetti, G. 和 Jones, T. W.（2014）。星系团中的宇宙射线及其非热辐射。现代物理学国际杂志 *D*23, 1430007-98. doi:10.1142/S0218271814300079 Brunetti, G. 和 Lazarian, A.（2007）。星系团中的可压缩湍流：物理机制与粒子的随机再加速。皇家天文学会月刊 378, 245–275. doi:10.1111/j.1365-2966.2007.11771.x Budker, G. I.（1959）。载于《等离子体物理学与受控热核反应问题》，*M. A. Leontovich* 编（*Pergamon*，纽约），第 *1* 卷Cesarsky, C. J. 和 Kulsrud, R. M.（1973）。磁流体波在银河宇宙射线盘面约束中的作用：一般波谱下的行为理论。《天体物理学杂志》 185, 153 Chamandy, L. 和 Shukurov, A.（2020）。超新星驱动的星际湍流参数。星系8, 56. doi:10.3390/galaxies8030056 Chandran, B. D. G.（2000a）。湍流散射较弱时，分子云磁镜对银河宇宙射线的约束与各向同性化。《天体物理学杂志》 529, 513–535. doi:10.1086/308232 Chandran, B. D. G.（2000b）。具有 Goldreich-Sridhar 功率谱的各向异性磁流体动力学湍流对高能粒子的散射。物理评论快报 85, 4656–4659. doi:10.1103/PhysRevLett.85.4656 Chepurnov, A. 和 Lazarian, A.（2010）。利用 Wisconsin Hα Mapper 数据中的湍流谱扩展天空中的大功率定律。《天体物理学杂志》 710, 853–858. doi:10.1088/0004-637X/710/1/853 Cho, J. 和 Lazarian, A.（2002a）。低- β 等离子体中的可压缩亚阿尔芬 MHD 湍流。物理评论快报88, 245001–+。doi:10.1103/PhysRevLett.88.245001 Cho, J. 和 Lazarian, A.（2002b）。磁流体动力学湍流作为宇宙微波背景研究的前景。《天体物理学杂志快报》 575, L63–L66. doi:10.1086/342722 Cho, J. 和 Lazarian, A.（2003）。可压缩磁流体动力学湍流：模态耦合、标度关系、各向异性、黏性阻尼区及天体物理学意义。皇家天文学会月刊 345, 325–339. doi:10.1046/j.1365-8711.2003.06941.x Cho, J., Lazarian, A. 和 Vishniac, E. T.（2012）。一种用于红移 21 厘米观测前景扣除的技术。《天体物理学杂志》 749, 164. doi:10.1088/0004-637X/749/2/164 Cho, J., Lazarian, A. 和 Vishniac, E. T.（2002）。强磁化介质中的磁流体动力学湍流模拟。《天体物理学杂志》 564, 291–301. doi:10.1086/324186 Cho, J. 和 Vishniac, E. T.（2000）。磁流体阿尔芬湍流的各向异性。《天体物理学杂志》539, 273–282. doi:10.1086/309213 Demidem, C., Lemoine, M. 和 Casse, F.（2020）。相对论湍流中的粒子加速：一

理论评估。*PRD* 102, 023003。doi:10.1103/PhysRevD.102.023003 Di Mauro, M.、Manconi, S. 和 Donato, F.（2020年）。银河系脉冲星周围低扩散气泡的证据。*PRD* 101, 103035。doi:10.1103/PhysRevD.101.103035 Evoli, C. 和 Yan, H.（2014年）。银河系湍流中的宇宙射线传播。*ApJ* 782, 36。doi:10.1088/ 0004-637X/782/1/36 Eyink, G.、Vishniac, E.、Lalescu, C.、Aluie, H.、Kanov, K.、B¨urger, K. 等（2013年）。高电导磁流体力学湍流中的磁通冻结破坏。*Nature*497, 466–469。doi:10.1038/ nature12128 Eyink, G. L.、Lazarian, A. 和 Vishniac, E. T.（2011年）。快速磁重联与自发随机性。*ApJ* 743, 51。doi:10.1088/0004-637X/743/1/51 Farmer, A. J. 和 Goldreich, P.（2004年）。磁流体力学湍流导致的波阻尼及其对星际介质中宇宙射线传播的影响。*ApJ* 604, 671–674。doi:10.1086/382040 Fermi, E.（1949年）。宇宙辐射的起源。*PhysicalReview* 75, 1169–1174。doi:10.1103/ PhysRev.75.1169 Forman, M. A.、Wicks, R. T. 和 Horbury, T. S.（2011年）。“临界平衡”理论与太阳风湍流测量的详细拟合。*ApJ* 733, 76。doi:10.1088/0004-637X/733/2/76 Fornieri, O.、Gaggero, D.、Cerri, S. S.、De La Torre Luque, P. 和 Gabici, S.（2021年）。预存MHD模上的宇宙射线散射理论与数据相遇。*MNRAS* 502, 5821–5838。doi:10.1093/mnras/ stab355 Gabici, S.、Evoli, C.、Gaggero, D.、Lipari, P.、Mertsch, P.、Orlando, E. 等（2019年）。银河系宇宙射线的起源：对标准范式的挑战。*arXiv e-prints*，arXiv:1903.11584 Galtier, S.、Nazarenko, S. V.、Newell, A. C. 和 Pouquet, A.（2000年）。不可压缩磁流体力学的弱湍流理论。*Journal of Plasma Physics*63, 447–488。doi:10.1017/ S0022377899008284 Giacalone, J. 和 Jokipii, J. R.（1999年）。宇宙射线穿越湍磁场的输运。*ApJ* 520, 204–214。doi:10.1086/307452 Ginzburg, V. L. 和 Syrovatskii, S. I.（1964年）。宇宙射线的起源Goldreich, P. 和 Sridhar, S.（1995年）。迈向星际湍流理论。2：强阿尔芬湍流。*ApJ* 438, 763–775。doi:10.1086/175121 Guo, F. 和 Oh, S. P.（2008年）。星系团中宇宙射线的反馈加热。*MNRAS* 384, 251–266。doi:10.1111/j.1365-2966.2007.12692.x Holguin, F.、Ruszkowski, M.、Lazarian, A.、Farber, R. 和 Yang, H. Y. K.（2019年）。宇宙射线流与湍流阻尼在驱动星系风中的作用。*MNRAS* 490, 1271–1282。doi:10.1093/ mnras/stz2568 Hopkins, P. F.、Chan, T. K.、Garrison-Kimmel, S.、Ji, S.、Su, K.-Y.、Hummels, C. B. 等（2020年）。但是……：星系形成中的宇宙射线、磁场、传导和黏性。*MNRAS* 492, 3465–3498。doi:10.1093/mnras/stz3321 Horbury, T. S.、Forman, M. 和 Oughton, S.（2008年）。磁流体力学湍流的各向异性标度。*PRL* 101, 175005。doi:10.1103/PhysRevLett.101.175005 Hu, Y.、Lazarian, A.、Beck, R. 和 Xu, S.（2022a）。磁场在为塞弗特星系核提供燃料中的作用。*ApJ*941, 92。doi:10.3847/1538-4357/ac9df0 Hu, Y.、Lazarian, A.、Li, Y.、Zhuravleva, I. 和 Gendron-Marsolais, M.-L.（2020年）。利用梯度技术探测星系团中的磁场形态。*ApJ* 901, 162。doi:10.3847/1538-4357/ abb1c3 Hu, Y.、Lazarian, A. 和 Xu, S.（2022b）。可压缩磁化介质中的宇宙射线超扩散

湍流。皇家天文学会月刊 512, 2111–2124. doi:10.1093/mnras/stac319Hu, Y., Xu,S.,and Lazarian,A.(2021). 可压缩磁流体力学湍流中的各向异性：探测磁场并测量磁化度。《天体物理学杂志》911, 37.doi:10.3847/1538-4357/abea18 Hu, Y., Yuen, K. H., Lazarian, V., Ho,K. W., Benjamin,R. A., Hill, A.S.,etal. (2019).利用速度梯度技术研究星际云中的磁场形态。《自然·天文学》3,776–782. doi:10.1038/s41550-019-0769-0Ipavich, F. M. (1975).宇宙射线驱动的星系风。《天体物理学杂志》196, 107–120. doi:10.1086/153397Jokipii,J.R. (1966). 宇宙射线传播。I.随机磁场中的带电粒子。《天体物理学杂志》146,480. doi:10.1086/148912 Jokipii, J. R. (1971).宇宙射线在太阳风中的传播。《地球物理与空间物理评论》9, 27–87. doi:10.1029/RG009i001p00027Jokipii, J. R. (1982).激波处的粒子漂移、扩散和加速。《天体物理学杂志》255, 716–720. doi:10.1086/159870Jokipii,J. R. (1987). 扩散激波加速中的能量增益率和最大能量。《天体物理学杂志》313,842. doi:10.1086/165022 Kempski,P.and Quataert,E.(2022). 使宇宙射线输运理论与银河系数据所启发的唯象模型相协调。皇家天文学会月刊 514, 657–674. doi:10.1093/mnras/stac1240 Klepach, E.G.andPtuskin,V. S. (1995). 宇宙射线在具有磁阱的介质中的传播。《天文学快报》21, 411–417K´ota,J.and Jokipii,J.R.(2000). 宇宙射线的速度相关性与空间扩散系数：复合扩散。《天体物理学杂志》531, 1067–1070. doi:10.1086/308492Kowal,G. andLazarian,A.(2010). 可压缩磁流体动力学湍流的速度场：小波分解与模态标度关系。《天体物理学杂志》720, 742–756. doi:10.1088/0004-637X/720/1/742 Krumholz, M. R., Crocker, R. M., Xu, S., Lazarian, A., Rosevear, M.T., and Bedwell-Wilson, J. (2020). 星暴星系中的宇宙射线输运。皇家天文学会月刊 493, 2817–2833. doi:10.1093/mnras/staa493 Kulsrud,R. andPearce,W. P. (1969). 波粒相互作用对宇宙射线传播的影响。《天体物理学杂志》156, 445. doi:10.1086/149981Lazarian, A. (2006). 磁流体力学湍流对热传递的增强与抑制。《天体物理学杂志快报》645, L25–L28. doi:10.1086/505796Lazarian,A. (2014). 湍流流体中的重联扩散及其对恒星形成的影响。《空间科学评论》181, 1–59. doi:10.1007/s11214-013-0031-5Lazarian,A.(2016). 湍流对阿尔芬波的阻尼及其后果：从宇宙射线流到驱动星系风。《天体物理学杂志》833,131. doi:10.3847/1538-4357/833/2/131 Lazarian,A. andBeresnyak, A. (2006).可压缩湍流中的宇宙射线散射。皇家天文学会月刊 373, 1195–1202. doi:10.1111/j.1365-2966.2006.11093.xLazarian, A.andVishniac, E. T. (1999).弱随机场中的磁重联。《天体物理学杂志》517, 700–718. doi:10.1086/307233 Lazarian,A., Vishniac,E. T., and Cho,J. (2004a). 部分电离气体中的磁场结构与随机磁重联。《天体物理学杂志》603, 180–197. doi:10.1086/381383 Lazarian,A., Vishniac,E. T., and Cho,J. (2004b). 部分电离气体中的磁场结构与随机磁重联。《天体物理学杂志》603, 180–197. doi:10.1086/381383 Lazarian,A.andXu,S. (2021). 磁流体力学湍流中磁镜对宇宙射线的扩散作用。《天体物理学杂志》923,53. doi:10.3847/1538-4357/ac2de9 Lazarian,A.andXu,S.(2022).磁流体力学湍流中阿尔芬波的阻尼及其对宇宙射线流不稳定性和星系风的影响。《物理学前沿》10, 702799. doi:10.3389/

fphy.2022.702799 Lazarian, A. 和 Yan, H.（2014）。宇宙射线的超扩散：对宇宙射线加速的启示。《天体物理学杂志》 784, 38. doi:10.1088/0004-637X/784/1/38 Lazarian, A. 和 Yan, H.（2019）。勘误：“宇宙射线的超扩散：对宇宙射线加速的启示”（¡A href=“ https://doi.org/10.1088/0004-637X/784/1/38”¿2014, 《天体物理学杂志》, 784, 38¡/A¿）。《天体物理学杂志》885, 170. doi:10.3847/1538-4357/ab50ba Lazarian, A., Yuen, K. H., Ho, K. W., Chen, J., Lazarian, V., Lu, Z., 等（2018）。速度梯度方向的分布：利用速度梯度技术描绘磁化度。《天体物理学杂志》 865, 46. doi:10.3847/1538-4357/aad7ff Lemoine, M. 和 Malkov, M. A.（2020）。随机加速产生的幂律谱。皇家天文学会月刊 499, 4972–4983. doi:10.1093/mnras/staa3131 Lithwick, Y. 和 Goldreich, P.（2001）。星际等离子体中的可压缩磁流体动力学湍流。《天体物理学杂志》 562, 279–296. doi:10.1086/323470 Longair, M. S.（2011）。高能天体物理学L´opez-Barquero, V., Farber, R., Xu, S., Desiati, P. 和 Lazarian, A.（2016）。宇宙射线小尺度各向异性与局部湍流磁场。《天体物理学杂志》 830, 19. doi:10.3847/0004-637X/830/1/19 Luo, Q. Y. 和 Wu, D. J.（2010）。太阳风湍流各向异性标度的观测。《天体物理学杂志快报》714, L138–L141. doi:10.1088/2041-8205/714/1/L138 Lynn, J. W., Parrish, I. J., Quataert, E. 和 Chandran, B. D. G.（2012）。磁流体力学湍流中带电粒子的共振展宽与加热。《天体物理学杂志》 758, 78. doi:10.1088/0004-637X/758/ 2/78 Maiti, S., Makwana, K., Zhang, H. 和 Yan, H.（2022）。磁流体力学湍流中的宇宙射线输运。《天体物理学杂志》 926, 94. doi:10.3847/1538-4357/ac46c8 Marcowith, A., Ferrand, G., Grech, M., Meliani, Z., Plotnikov, I. 和 Walder, R.（2020）。天体物理系统中粒子加速的多尺度模拟。《计算天体物理学评论》6, 1. doi:10.1007/s41115-020-0007-6 Maron, J. 和 Goldreich, P.（2001）。不可压缩磁流体动力学湍流的模拟。《天体物理学杂志》 554, 1175–1196. doi:10.1086/321413 Matthaeus, W. H., Ghosh, S., Oughton, S. 和 Roberts, D. A.（1996）。各向异性的三维MHD湍流。*JGR*101, 7619–7630. doi:10.1029/95JA03830 Matthaeus, W. H., Goldstein, M. L. 和 Roberts, D. A.（1990）。太阳风中存在准二维近不可压缩涨落的证据。*JGR* 95, 20673–20683. doi:10.1029/ JA095iA12p20673 Matthaeus, W. H., Qin, G., Bieber, J. W. 和 Zank, G. P.（2003）。带电粒子的非线性无碰撞垂直扩散。《天体物理学杂志快报》 590, L53–L56. doi:10.1086/376613 Melrose, D. B.（1969）。同步辐射源中能谱的形成。《天体物理与空间科学》5, 131–149. doi:10.1007/BF00650288 Nava, L. 和 Gabici, S.（2013）。各向异性的宇宙射线扩散及超新星遗迹附近的伽马射线产生，并以W28为例。皇家天文学会月刊 429, 1643–1651. doi:10.1093/mnras/sts450 Noerdlinger, P. D.（1968）。一种改进的宇宙射线传播模型。《物理评论快报》20, 1513–1516. doi:10.1103/PhysRevLett.20.1513 Orlando, E.（2018）。宇宙射线在星际辐射多频观测中的印记。皇家天文学会月刊 475, 2724–2742. doi:10.1093/mnras/stx3280 Padovani, M., Ivlev, A. V., Galli, D. 和 Caselli, P.（2018）。星周盘中的宇宙射线电离。《天文学与天体物理学》 614, A111. doi:10.1051/0004-6361/201732202

Palmer, I. D.（1982）。行星际空间中低能宇宙射线的输运系数。《地球物理与空间物理评论》20, 335–351. doi:10.1029/RG020i002p00335 Parker, E. N.（1965）。高能带电粒子穿过行星际空间。*PLANSS* 13, 9–49. doi:10.1016/0032-0633(65)90131-5 Parker, E. N.（1966）。银河系宇宙射线气体的动力学性质。《天体物理学杂志》 144, 916. doi:10.1086/ 148689 Perri, S. 和 Zimbardo, G.（2009）。太阳风终止激波处离子的超扩散。《天体物理学杂志快报》 693, L118–L121. doi:10.1088/0004-637X/693/2/L118 Plotnikov, I., Ostriker, E. C. 和 Bai, X.-N.（2021）。离子—中性粒子阻尼对宇宙射线流不稳定性的影响：磁流体动力学粒子模拟。《天体物理学杂志》 914, 3. doi:10.3847/ 1538-4357/abf7b3 Post, R. F.（1958）。第二届联合国和平利用原子能国际会议论文集，第*32*卷，论文*A/Conf. 15/P/377*，日内瓦，第*245-265*页Qin, G., Matthaeus, W. H. 和 Bieber, J. W.（2002）。复合模型湍流中带电粒子的垂直输运：扩散的恢复。《天体物理学杂志快报》 578, L117–L120. doi:10.1086/344687 Quataert, E., Thompson, T. A. 和 Jiang, Y.-F.（2022）。宇宙射线驱动星系风的物理学 I：扩散。皇家天文学会月刊 510, 1184–1203. doi:10.1093/mnras/stab3273 Richardson, L. F.（1926年）。距离—邻近图所示的大气扩散。《伦敦皇家学会会刊*A*辑》110, 709–737. doi:10.1098/rspa.1926.0043 Sampson, M. L., Beattie, J. R., Krumholz, M. R., Crocker, R. M., Federrath, C. 和 Seta, A.（2023）。可压缩部分电离等离子体中流动宇宙射线的湍流扩散。皇家天文学会月刊 519, 1503–1525. doi:10.1093/mnras/stac3207 Schlickeiser, R.（2002）。宇宙射线天体物理学Schlickeiser, R., Caglar, M. 和 Lazarian, A.（2016）。巨型星际分子云中的宇宙射线与MHD湍流产生。《天体物理学杂志》 824, 89. doi:10.3847/0004-637X/824/2/89 Schlickeiser, R. 和 Miller, J. A.（1998）。宇宙射线输运与加速的准线性理论：斜向磁流体动力学波和渡越时间阻尼的作用。《天体物理学杂志》 492, 352–+. doi:10.1086/305023 Singer, H. J., Heckman, G. R. 和 Hirman, J. W.（2001）。空间天气预报：一项重大挑战。华盛顿特区，美国地球物理联合会《地球物理专著系列》 125, 23–29. doi:10.1029/ GM125p0023 Sioulas, N., Isliker, H., Vlahos, L., Koumtzis, A. 和 Pisokas, T.（2020）。空间与能量中的超扩散随机费米加速。皇家天文学会月刊 491, 3860–3869. doi:10.1093/mnras/stz3259 Strong, A. W., Moskalenko, I. V. 和 Ptuskin, V. S.（2007）。银河系中的宇宙射线传播与相互作用。《核与粒子科学年度评论》 57, 285–327. doi:10.1146/annurev.nucl.57. 090506.123011 Xu, S.（2021）。超新星遗迹附近高度可压缩湍流中的宇宙射线镜像扩散。已投稿Xu, S. 和 Hu, Y.（2021）。利用旋转测度和速度质心测量超音速MHD湍流中的磁化度。《天体物理学杂志》 910, 88. doi:10.3847/1538-4357/abe403 Xu, S. 和 Lazarian, A.（2018）。MHD湍流中粒子的共振展宽渡越时间阻尼。《天体物理学杂志》 868, 36. doi:10.3847/1538-4357/aae840 Xu, S. 和 Lazarian, A.（2020）。MHD湍流中的宇宙射线俘获。《天体物理学杂志》 894, 63. doi:10.3847/ 1538-4357/ab8465 Xu, S. 和 Lazarian, A.（2022）。斜向湍流磁场中的激波加速。《天体物理学杂志》

925, 48. doi:10.3847/1538-4357/ac3824 Xu, S. and Yan, H. (2013年). 湍流磁场中的宇宙射线平行与垂直传输。《天体物理学杂志》 779, 140. doi:10.1088/0004-637X/779/2/140 Xu, S., Yan, H., and Lazarian, A. (2016). 部分电离等离子体中磁流体动力学湍流阻尼：对宇宙射线传播的影响。 《天体物理学杂志》 826, 166. doi:10.3847/0004-637X/826/ 2/166 Yan, H. and Lazarian, A. (2002). 磁流体动力学星际湍流对宇宙射线的散射。 《物理评论快报》89, B1102+. doi:10.1103/PhysRevLett.89.281102 Yan, H. and Lazarian, A. (2003). 磁流体力学湍流对颗粒加速：回旋共振机制。 《天体物理学杂志快报》 592, L33–L36. doi:10.1086/377487 Yan, H. and Lazarian, A. (2004). 可压缩磁流体动力学湍流中的宇宙射线散射与流。 《天体物理学杂志》 614, 757–769. doi:10.1086/423733 Yan, H. and Lazarian, A. (2008 年). 宇宙射线传播：平行和垂直于平均磁场的非线性扩散。 《天体物理学杂志》 673, 942–953. doi:10.1086/524771 Yuen, K. H., Ho, K. W., Law, C. Y., Chen, A., and Lazarian, A. (2022). 跨越6个数量级的湍流普遍银河Kolmogorov速度级联。 *arXiv*电子预印本 , arXiv:2204.13760doi:10.48550/arXiv.2204.13760 Zank, G. P., Adhikari, L., Hunana, P., Shiota, D., Bruno, R., and Telloni, D. (2017). 近不可压缩磁流体动力学湍流的理论与传输。 《天体物理学杂志》 835, 147. doi:10.3847/1538-4357/ 835/2/147 Zhang, J.-F., Liu, Q., and Lazarian, A. (2019). 通过同步辐射发射梯度的协同作用示踪磁场。 《天体物理学杂志》 886, 63. doi:10.3847/1538-4357/ab4b4a