arXiv:2602.01097v1 [astro-ph.HE] 1 Feb 2026

辐射驱动的起　　吸积盘和外流中的超均分磁场

Mukesh Kumar Vyas[1] 和 Asaf Pe'er[1]

[1]以色列拉马特甘巴伊兰
大学，邮编 *5290002*

投稿至《天体物理学杂志快报》

摘要

磁场在黑洞周围的吸积物理学中发挥着核心作用，但其在吸积流中的物理起源仍是一个未解之谜。在本研究中，我们考察了黑洞吸积盘中由各向异性辐射场触发的磁场生成及其后续演化，这些吸积盘具有紧致的旋转内日冕。我们利用广义磁场演化磁流体力学方程，自洽地演化磁场，其中包含平流、剪切驱动感应和霍尔效应。辐射场是磁场的主要生成源，而磁化等离子体中的方位旋转则使磁场迅速放大。我们发现，辐射产生的磁场通过开普勒旋转迅速形成占主导地位的环向分量；在质量为 10 个太阳质量的黑洞附近，以及光度相当于一个爱丁顿单位的吸积盘-日冕中，磁场强度可达 $\sim 10^8$G。这些磁场在黏滞时间尺度内形成，其强度达到或超过基于气体压力估算的局部均分值。纳入垂直外流后，放大的磁场会被平流至日冕，使盘驱动风和喷流前兆磁化，其磁场强度也达到类似量级。我们的结果表明，辐射并非吸积流中的被动成分，而是生成具有重要动力学影响的磁场的可靠且不可避免的触发因素。我们的研究为吸积盘内及其周围大尺度、有序磁场的起源提供了具有物理依据的解释。这一机制无需假设外部供给磁通量，便可为吸积盘及其外流提供磁化途径，对X射线双星、活动星系核以及伽马射线暴（GRBs）等其他暂现源具有广泛意义。

关键词： 高能天体物理学；理论模型，等离子体天体物理学，吸积盘　　cs

1. 引言

磁场是致密天体周围吸积物理学的核心要素，决定着角动量输运、盘湍流、喷流发射，以及辐射与等离子体之间的耦合（Ruzmaikin 等（1988）；Widrow（2002）；Kronberg（2002）；Schlickeiser（2005））。对黑洞吸积系统的观测和数值模拟一致表明，盘最内侧区域存在强大的大尺度磁场，相对论喷流和强劲外流正是在此处发射（例如，Balbus 与 Hawley（1991）；Hawley 等（1995）；Davis 与 Tchekhovskoy（2020）；Komissarov 与 Porth 2021年；Narayan 等人 2022；Bégué等人 2023）。尽管这些磁场十分重要，但其在吸积盘中的物理起源仍是一个悬而未决且长期存在的问题。迄今为止，大多数当代理论模型都认为，弱种子磁场经由磁旋不稳定性（MRI）湍流或大尺度发电机作用而得到增强（Moffatt 1978年；Balbus 与 Hawley（1991）；Hawley 等（1995））。

这类机制中，另一种具有充分物理依据的机制源于天体物理等离子体中辐射力的非保守性，即辐射力的旋度不为零的情形（$\nabla \times \mathbf{F}_{\rm rad} \neq 0$ 例如，Ando et al. 2010；Shiromoto et al.2014）。在这种情况下，辐射会引起电荷分离，驱动电流并产生磁场。这一思想较早的体现之一是彭廷—

通讯作者：Mukesh Kumar Vyasmukeshkvys@gmail.com

罗伯逊效应：吸积盘中轨道电子受到的辐射拖曳会产生环向电流（Bisnovatyi-Kogan 和 Blinnikov（1977））。随后，纳入有限电导率和扩展照明几何结构的推广，推动了宇宙电池框架的发展（Contopoulos &Kazanas 1998；Bisnovatyi-Koganet al. 2002；Contopou-loset al. 2006；Christodoulou et al. 2008；Contopoulosetal. 2015）。

这些研究表明，辐射驱动的电池效应能够在较长时间尺度内稳定运行，并适用于多种天体物理环境，包括吸积盘以及早期宇宙中恒星周围的种子磁场生成（Langer等人，2003；Ando等人，2010）。然而，对于吸积黑洞，研究发现生成的磁场仍然很弱，在黏性时间尺度内通常仅为$\lesssim 10^2$ G；若要达到与气体或辐射能量密度的均分，需要不切实际的漫长增长时间（Bisnovatyi-Kogan 和 Blinnikov（1977）；Bisnovatyi-Kogan等人，2002）。即使采用改进的模型，针对X射线盘的这种宇宙电池机制所产生的磁场强度，在现实的吸积寿命内仍比均分低几个数量级（Koutsantoniou 和 Contopoulos，2014；Contopoulos等人，2015）。

大多数现有的辐射电池计算都假设存在一个延伸至最内稳定圆轨道（ISCO）之外的明亮开普勒吸积盘，同时忽略了紧致内日冕可能存在这一情况。要解释来自X射线双星的X射线观测，必须假设存在这样的日冕（Bisnovatyi- Kogan & Blinnikov 1976年；Haardt & Maraschi 1991年）。此外，观测表明，当系统在X射线光度达到$L_{X,\,\mathrm{VHS}} \sim 0.1\text{–}1\,L_{\mathrm{Edd}}$ 时进入极高态／中间态（VHS/IS），会触发暂现喷流的喷发。GX 339−4、XTE J1550−564、XTE J1859+226和GRO J 1655−40等源集中在这一光度范围内，而GRS 1915+105的光度则接近 L_{Edd}。这支持这样一种图景：喷流发射与明亮、几何尺度紧致（延伸数个引力半径）的内日冕有关（Fender et al. 2004；Miniutti& Fabian2004；Mineo et al. 2012）。

在我们近期的研究（Vyas & Pe'er 2025）中，我们重新考察了辐射驱动的磁场生成，并明确计算了由开普勒吸积盘和紧致内日冕产生的完整三维辐射场。我们证明，明亮且旋转的日冕会大幅增强 $\nabla \times \mathbf{F}_{\mathrm{rad}}$，使磁场生成达到 $\sim 10^5$ G，且这一过程可在恒星质量黑洞系统的吸积时间尺度内完成；其强度比经典的彭廷–罗伯逊估算值高出一个数量级。这些磁场被发现比均分水平低一个数量级。Vyas & Pe'er (2025年）仅关注感应方程中的辐射源项，并未追踪所生成磁场后续的动力学演化。该研究仅适用于吸积盘平面上方的静态高密度等离子体，因此可以忽略感应和霍尔效应。

在本工作中，我们迈出了下一个关键步骤：从辐射产生的磁场出发，利用完整的感应方程自洽地演化磁场，其中包括平流、剪切驱动的感应以及霍尔效应。通过构建由辐射驱动产生及随后磁流体力学演化所形成的完整三维磁场结构，我们给出了吸积盘与日冕磁化的连贯图景。

我们的结果表明，辐射产生的磁场在与差分旋转耦合后，对于恒星级黑洞中的爱丁顿极限吸积，会在黏滞时间尺度内被迅速放大至 $\sim 10^8$G的强度，超过仅基于气体压力的均分估算。从这个意义上说，辐射是吸积盘中动力学主导磁场产生的稳健且不可避免的触发因素，而剪切则提供了主要的放大通道。

此外，我们发现辐射产生的磁场被有效地平流进入垂直流出的等离子体，从而导致吸积盘驱动的风和喷流前兆出现显著磁化。在这一情形下，量级为 $\sim 10^7$G的磁场强度在吸积盘平面上方数十个引力半径的尺度上得以维持，表明吸积盘辐射不仅能使吸积盘本身磁化，也能使正在形成的外流磁化。

剪切驱动的感应产生强环向磁场，同时大尺度极向分量穿透吸积盘，这为喷流和风的启动提供了一条自然途径，而无需外部供给磁通量。因此，我们的结果为一个长期悬而未决的问题提供了基于物理的答案：吸积盘内外的大尺度结构化磁场从何而来？其影响广泛，涵盖X射线双星、活动星系核和辐射主导吸积流。

本文结构安排如下。在第2 节中，我们介绍磁场演化的控制方程，包括辐射、感应和霍尔效应，以及数值设置和辐射场的描述。第3 节展示了完全耦合演化的结果，并讨论强

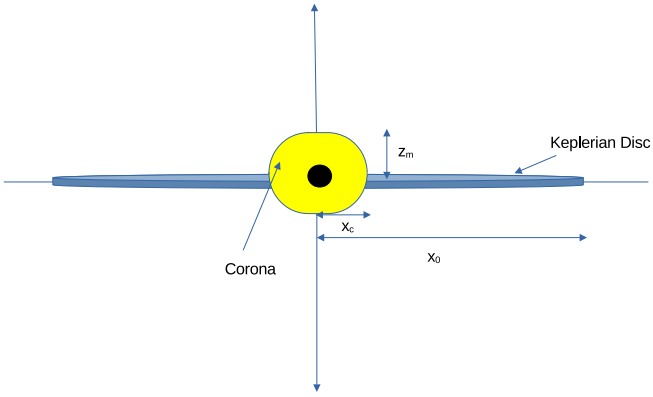


图1. 所采用盘-冕几何的示意图。几何薄的开普勒吸积盘沿径向从 x_c 延伸至位于 $z=0$的 x_0，而致密、不透明的日冕占据黑洞上方半径为 x_c 、垂直范围为 z_m 的倾斜区域。日冕各向同性发射，并被视为光学厚，因此进入其内部的辐射被吸收。该几何用于计算各向异性辐射场及由此产生的辐射驱动磁源项，如附录所示。

穿盘磁场。我们在第4 节总结其影响并展望未来研究方向。

2. 数学框架与计算方案

我们研究吸积致密天体周围等离子体中磁场的辐射驱动演化，采用柱坐标下的非相对论磁流体力学框架$(r,\ \phi,\ z)$。狭义相对论效应仅通过旋转表面所发射辐射的多普勒增亮加以计入，而等离子体方程的相对论修正则被忽略。辐射场独立于磁场演化进行计算，并被视为外部施加的驱动；所产生磁场对辐射场的反馈被忽略。假定发射仅来自几何薄表面：吸积盘光球以及一个倾斜的冕发射面，该面将吸积盘—日冕界面连接至上部日冕区域（图1）。吸积盘本体与日冕内部被视为有效不透明，因此光子在进入这些区域时被吸收，且不包含体发射率或穿过日冕内部的辐射转移。

在这些假设下，磁场的演化由包含辐射源项的 Hall–MHD 感应方程所支配（Andoet al. 2010; Shiromoto et al. 2014; Vyas& Pe'er 2025），

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla\times(\mathbf{v}\times\mathbf{B}) - \nabla\times\left[\frac{c}{4\pi e n_e}\left[(\nabla\times\mathbf{B})\times\mathbf{B}\right]\right] + \mathbf{F}_0(r,z), \tag{1}$$

其中 $\mathbf{B}$ 为磁场，$\mathbf{v}$ 为给定的背景速度场，n_e 为电子数密度，e 为电子的基本电荷，c 为光速。电子处于整体无力场中。辐射驱动源项 $\mathbf{F}_0(r,z)$源自作用于电子的辐射力的旋度，其表达式为

$$\mathbf{F}_0(r,z) \equiv -\frac{c}{e}\,\nabla\times\mathbf{f}_{\rm rad}(r,z), \tag{2}$$

其中 $\mathbf{f}_{\rm rad}$ 为单个电子所受的辐射力。在此处相关的汤姆孙散射机制下，辐射力与局部辐射通量成正比，

$$\mathbf{f}_{\rm rad} = \frac{\sigma_{\rm T}}{c}\,\mathbf{F}_{\rm rad}, \tag{3}$$

$\sigma_{\rm T}$ 为汤姆孙散射截面。源项可用辐射通量的空间导数明确表示为，

$$\mathbf{F}_0(r,z) = -\frac{\sigma_{\rm T}}{e}\,\nabla\times\mathbf{F}_{\rm rad}(r,z). \tag{4}$$

因此，只要辐射通量具有非零旋度，就会产生磁场；这反映了盘-冕几何所产生的辐射场固有的各向异性。辐射通量分量及其空间导数的详细构建过程（由此可估算 $\nabla\times\mathbf{F}_{\rm rad}(r,z)$ ）见附录A。在本研究中，我们始终假设黑洞不旋转（史瓦西黑洞），因此开普勒吸积盘截断于 $x_{\rm in}\simeq x_c\geq 3r_g$。本研究忽略电阻扩散，对应于理想极限（电阻率为零 - $\eta=0$）。

式（1）右侧的三项分别表示：**(i)** 流动引起的磁感应与平流，**(ii)** 霍尔电流贡献，它引入色散性与非线性磁耦合，以及 **(iii)** 由辐射力的非保守性质引起的辐射驱动磁场生成。无散约束，

$$\nabla\cdot\mathbf{B} = 0, \tag{5}$$

在整个演化过程中以数值方式得以保持，并作为诊断量加以监测。

2.1. 所考虑的吸积盘-日冕几何

辐射场通过对吸积盘和日冕的比强度进行数值积分来计算，如图所示

附录 A），针对吸积盘平面上方给定的场点，对吸积盘和日冕表面进行积分（图 1）。这些通量会存储在表格中，随后在数值域内进行插值，以求解方程 1。该方程的解给出了附近等离子体中磁场的生成和演化，其性质将在下文第 2.2 节讨论。

假设开普勒吸积盘以爱丁顿吸积率的 0.1 倍进行吸积（对应于低于爱丁顿光度），而日冕的总辐射光度为一个爱丁顿光度。因此，日冕的辐射强于开普勒吸积盘。辐射场被映射到二维柱坐标域 $(r, z) \in [1.1, 10.1]\, r_g \times [0.1, 10.1]\, r_g$。在转换为物理单位时，假设存在一个$10\, M_\odot$ 黑洞。日冕占据一个紧凑区域，其特征径向尺寸为 x_c，垂直延伸范围为 z_m；而开普勒吸积盘则延伸至更大的半径 $x_0 = 40 r_g$。吸积盘以开普勒角速度旋转，而日冕则假设作刚体旋转，其在吸积盘—日冕界面处的转速与 $r = x_c$ 处的开普勒速度相匹配。

2.2. 所考虑的等离子体模型

该表述使我们能够追踪吸积环境中由辐射磁化引起的三维磁场演化，同时明确刻画：**(i)** 由旋转剪切引起的放大，**(ii)** 磁场向最初无场区域（如吸积盘外表面）的再分布，以及 **(iii)** 非线性霍尔效应诱导的结构形成与色散动力学。

上文所示的吸积盘日冕各组分辐射，会在其附近的稀薄等离子体中产生时变磁场。该等离子体被建模为稀薄准中性介质，其电子数密度预先指定且空间均匀，n_e，并在整个模拟过程中保持不变。对于包围致密日冕的光学薄区域，我们采用汤姆孙光学深度 $\tau \simeq 10^{-4}$。取 $\tau = n_e \sigma_T H$，其中 $H \sim\simeq 10^6$ 厘米 对于一个 $10\, M_\odot$ 黑洞，得到 $n_e \simeq \tau/(\sigma_T H) \approx 10^{14}$ 厘米$^{-3}$，并将其作为日冕外稀薄等离子体的代表性密度。速度场包含速度为 $v_z = 0$ 的弱垂直外流，用于磁化吸积盘-日冕的紧邻环境；以及 $v_z = f(z)$(方程10)，用于磁化外流。方位分量继承自开普勒旋转，

$$\mathbf{v}(r, \phi, z, t) = (0,\ v_\phi(r),\ v_z(z, t))\,, \tag{6}$$

等离子体速度场是预先指定的，不进行自洽演化，从而能够有控制地探索磁输运和放大过程。作为一种近似，我们忽略径向内流分量，因为它与其他分量相比小得多

我们在这一统一框架内考虑两种不同情形：

1. 无垂直外流的盘磁化。
   在该构型中，吸积盘上方各处的垂直速度分量均设为零，$v_z = 0$。因此，等离子体运动仅限于方位旋转和缓慢的径向流入，后者由吸积盘内的黏性角动量输运所支配。物质在柱坐标半径 x 处的特征停留时间由黏性时间尺度决定，

$$t_{\rm visc} \equiv \frac{x}{v_r}, \tag{7}$$

   其中 v_r 为径向流入速度。按照标准黏性吸积盘处方（Bisnovatyi-Kogan 与 Blinnikov 1977年），径向速度可写为，

$$v_r \simeq 7.7 \times 10^9\, \alpha\, \dot{m}^{-1}\, \frac{1 - x'^{-1/2}}{x'^{5/2}}\ {\rm cm\ s^{-1}}, \tag{8}$$

   其中，α 是黏度参数，$\dot{m}$ 是以爱丁顿单位表示的吸积率，$x' = x/r_g$ 是以史瓦西单位表示的吸积盘柱坐标半径。

   对于本文考虑的数值，$\alpha \sim 0.1$、$\dot{m}$ =0.1，以及距黑洞$x \sim$ 3–5 r_g的典型距离，这给出的黏滞时间尺度为

$$t_{\rm visc} \sim \mathcal{O}(1)\ {\rm s}, \tag{9}$$

2. 外流等离子体磁化。 在这种情况下，考虑了垂直加速外流。垂直速度被设定为随高度平滑变化的函数，

$$v_z(z) = v_{\rm i} + v_{z,\max}\, \tanh\!\left(\frac{z - z_l}{H}\right), \tag{10}$$

   其中，z_l 表示吸积盘光球的高度，H是特征加速尺度，$v_{\rm i} \ll c$则确保盘表面处的速度有限。该剖面使等离子体在靠近吸积盘处缓慢加速，随后逐渐趋于亚相对论速度的饱和值，从而使等离子体在磁化区域停留有限时间，然后再被垂直向上输运。

所采用的垂直速度剖面并非旨在构造自洽的风解，而是以现象学方式描述热驱动（Parker1958）和辐射驱动的盘外流（Vyas&Chattopadhyay 2019；Raychaudhuri 等，2021）中常见的缓慢起流和延展加速行为。这一设定使我们能够有控制地研究辐射产生的磁场如何在吸积盘平面上方被输运、重新分布并维持在更大尺度上。

在这种状态下，磁化的相关时间尺度由垂直平流时间尺度决定，

$$t_{\rm adv} \simeq \int_0^H \frac{dz}{v_z(z)}, \tag{11}$$

它直接决定辐射产生的磁场在被输运至更高处之前能够增长的时长。与黏滞情形相比，这一有限的平流时间限制了盘表面附近可达到的最大磁场强度，同时使强磁场能够输运至日冕和外流区域。对于本文考虑的典型参数，$v_{\rm i} = 10^{-10}c$，$H = 25r_g$ 和$v_{z,\ \rm max} = 0.05c$，我们得到 $t_{\rm adv} \sim \mathcal{O}(1)$ s。所选参数意味着吸积盘平面上方的典型长度尺度，以及速度适中的盘风。

这些得到的 $t_{\rm visc}$ 和 $t_{\rm adv}$ 定义了方程 1的时间积分上限。除是否存在垂直平流之外，两种情形中的其他所有物理假设、边界条件和数值处理均完全相同。这种受控设置使我们能够直接比较吸积盘主导和外流主导的磁化状态，并分离出磁化时间尺度在决定辐射产生的磁场强度、空间范围及其动力学影响方面的作用。

2.3. 数值方法

方程（1）使用 Mathematica 的柱坐标进行求解，采用 `NDSolve` 直线法（Schiesser 2012）框架。磁场被分解为柱坐标分量 $(B_r,\ B_\phi,\ B_z)$，由此得到三个相互耦合的非线性偏微分方程，并对其进行自洽演化。

空间离散在 (r, ϕ, z) 中的张量积网格上进行，径向和垂直方向采用均匀分辨率，方位方向采用周期性边界条件。时间积分-是完全自适应的，并在整个演化过程中记录瞬时时间步长，以监测主要由霍尔项引入的数值稳定性和刚性。

系统以磁场为零的状态初始化，

$$\mathbf{B}(t=0) = 0, \tag{12}$$

因此，后续所有磁场结构均由辐射驱动、感应和霍尔动力学自洽地产生。

在径向和垂直方向的区域边界上，对磁场施加零狄利克雷边界条件，同时在 ϕ 方向施加周期性边界条件。我们进行诊断，以验证数值散度误差在任何时刻都远小于 $|\mathbf{B}|/L$，其中 L 为局部网格尺度。

3. 结果与阐释

图2和图3展示了本文所考虑的两种物理状态下，(r, z)平面内磁场分量随时间的演化：垂直流出的等离子体的磁化（图2），以及无垂直运动时吸积盘上表面的磁化（图3）。对于日冕延伸部分，我们考虑 $x_c = z_m = 3r_g$，开普勒吸积盘位于平面 $z_l = 0$（理想薄盘）。在两幅图中，三列分别对应具有代表性的时刻 $t = 0.2$、0.8 和 1.0 秒。对于本文所考虑的十太阳质量黑洞，这一时间尺度约为 2×10^4 个引力时间尺度（$2GM_{BH}/c^3$），这表明吸积物质的黏性时间尺度以及缓慢演化外流的平流时间尺度都长得多。上面三行分别显示磁场的径向（B_r）、方位角（B_ϕ）和垂直（B_z）分量，底行则显示磁场的大小，即 $|\mathbf{B}| = \sqrt{B_r^2 + B_\phi^2 + B_z^2}$。

图 2 展示了存在垂直外流的情形，此时吸积盘上方的等离子体以随高度变化的速度剖面向上流动。磁场生成最初局限于紧邻光学厚吸积盘和日冕外侧的区域，此处辐射驱动源项 $\mathbf{F}_0(r,\ z)$ 不为零。吸积盘与日冕的交界面附近以及倾斜日冕表面沿线会产生较弱的极向磁场，这反映了各向异性辐射几何。一旦出现方位剪切，这些初始磁场便迅速演化出占主导地位的环向分量。随着时间推移，磁场随外流垂直输运，使吸积盘平面上方数个引力半径范围内的等离子体持续磁化。由此形成的磁场构型在空间上并不对称，并集中分布于日冕

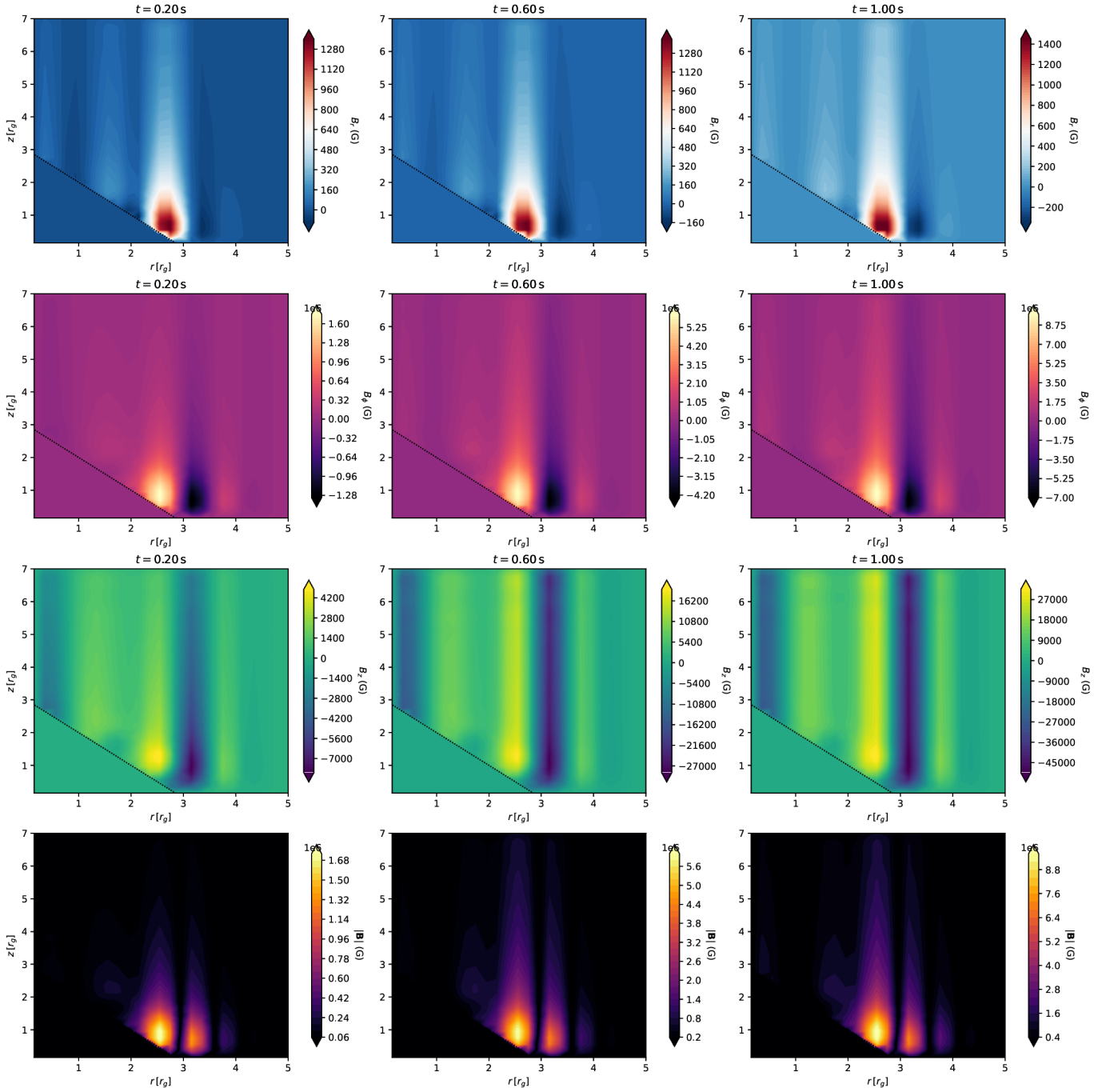


图2. 垂直流出的等离子体遵循方程 10所给速度剖面时，磁场分量随时间的演化。三列分别对应时间 $t = 0.2$、0.6 和 1.0 秒 （平流时间尺度）。上面三行分别显示径向（B_r）、方位角（B_ϕ）和垂直（B_z）分量，底行显示磁场强度 $|\mathbf{B}|$。辐射源项 $\mathbf{F}_0(r, z)$ 取自预先计算的辐射传输表，这些表描述了黑洞周围明亮的盘-日冕系统。磁场初始设为零，并在辐射驱动、剪切驱动感应和霍尔项的共同作用下演化。磁场在 $r = 3r_g$上方发生极性反转，尤其是方位角分量中的反转，这是辐射项与感应项相互作用的结果。黑色虚线标示日冕的几何延伸范围。

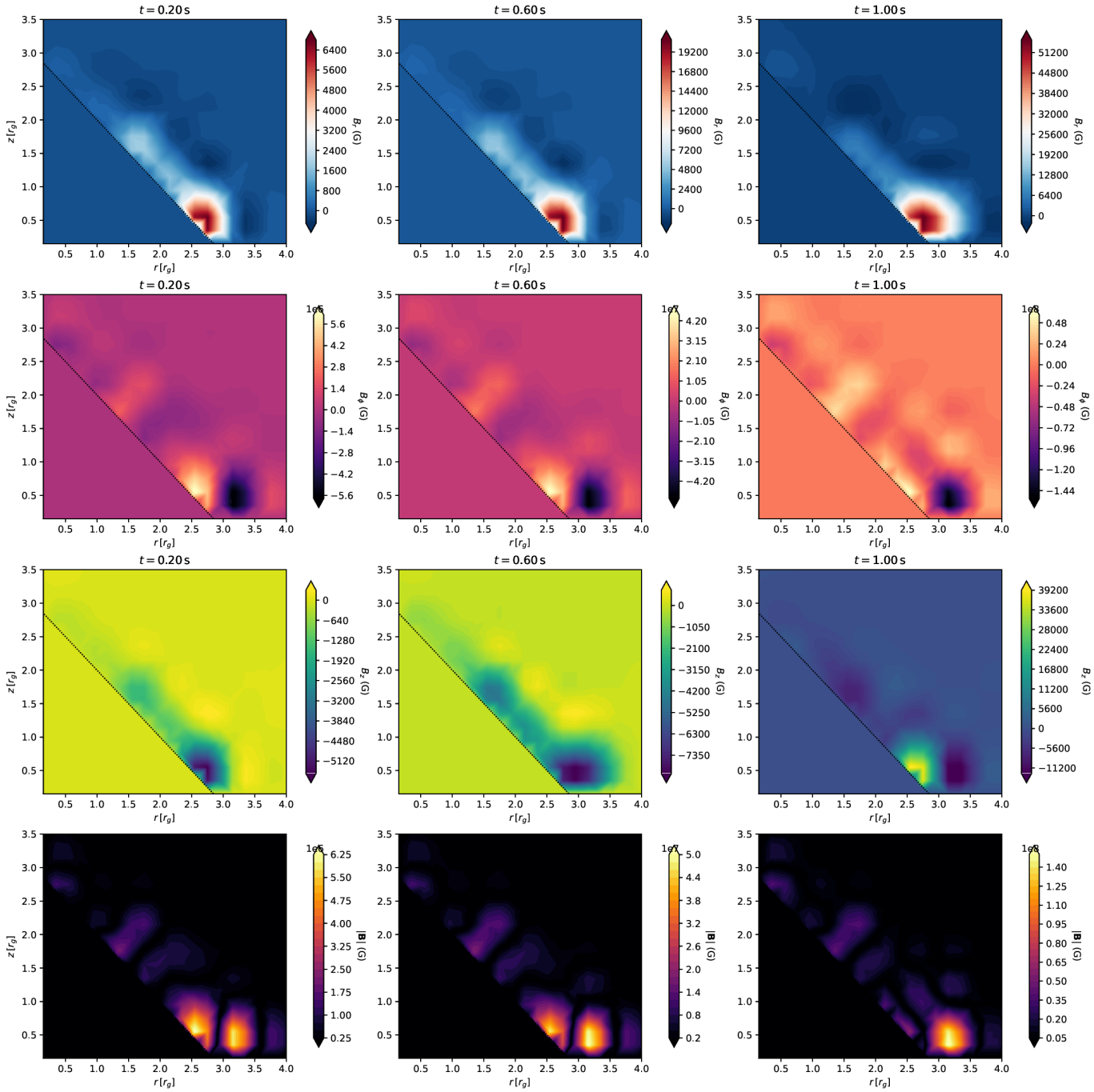


图3。 与图 2 相同， $v_z = 0$，这表示盘冕辐射场导致吸积盘上表面发生磁化。在没有垂直速度分量的情况下，等离子体中的磁化仍局限于吸积盘平面附近区域。最长运行时间 1 秒对应于典型的黏性时间尺度。

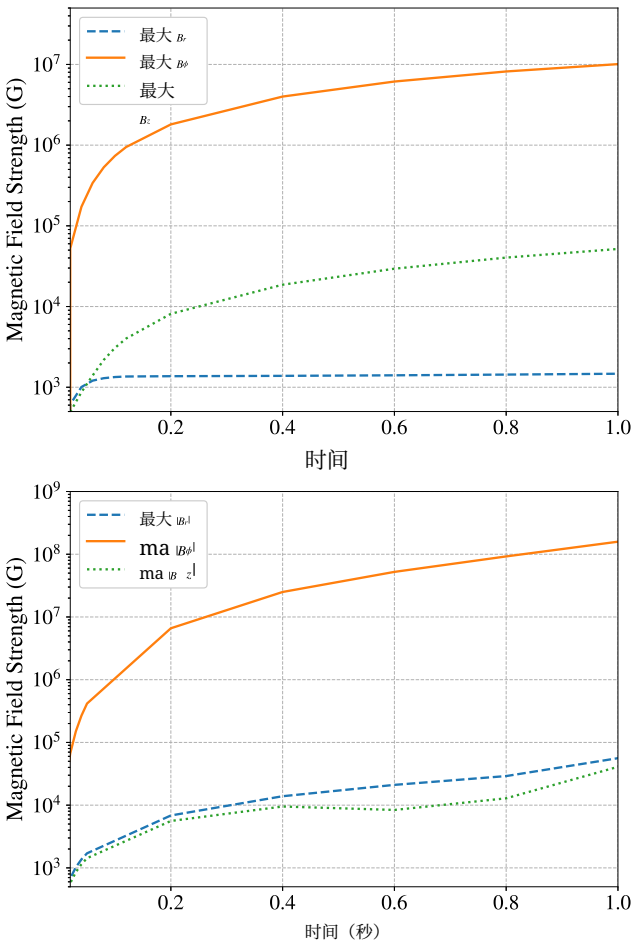


图4. 图中磁化外流最大磁场分量的演化 2 (上图)以及图中磁化盘面最大磁场分量的演化 3(下图)

边界，凸显了日冕几何结构在塑造磁场结构方面的作用。

图 3 展示了互补情形：垂直速度设为零， $v_z = 0$, 对应于等离子体发生磁化但不存在质量外流的情况。在此状态下，辐射产生的磁场仍局限于吸积盘–日冕表面附近。与高光度日冕相比，开普勒吸积盘对磁场产生的贡献可以忽略。因此，日冕的贡献占主导，磁场仍局限于日冕区域附近。没有垂直平流，磁通量无法向上输运，使磁场得以在局部积聚并增强。与流出情形一样，方位角剪切能有效地将辐射产生的极向磁场放大为强环向分量。值得注意的是，图 2 和 3 均显示环向磁场分量发生了明显的极性反转，

B_ϕ。强 B_ϕ 放大的物理起源以及极性反转的出现，将在下文第 3.1 节详细探讨。

两种情形下最大磁场分量的时间演化总结于图 4。上图展示了流出情形下的演化，下图则对应吸积盘磁化情形。在这两种情况下，总磁场的增长均由环向分量主导 B_ϕ，该分量在 ~ 1秒内增长了数个数量级。在流出情形下，峰值磁场达到 $\sim 10^7$高斯，表明盘驱动外流发生了高效磁化。相比之下，当垂直平流受到抑制时，盘表面的磁场增长得更快，强度达到约 $\sim 10^8$高斯，这反映了受限区域内持续较久的剪切放大。所得磁场强烈依赖于日冕尺寸及其总光度。在前一种情形中，选取了最优值。日冕尺寸 B_{max} 下产生的磁场 x_c 与光度 (L_c) 的关系如图5 所示， $t = 1$秒时的结果如图所示。正如预期，磁场随日冕尺寸的平方成反比下降，并随光度线性增加（解释见附录 A ）。

3.1. B_ϕ高幅值与交替极性的解释。

即使不存在霍尔项，加入方位流分量也会从定性上改变磁场演化。为单独考察这一效应，我们考虑同时包含辐射源项和理想感应项的感应方程，

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \mathbf{F}_0, \tag{13}$$

并考虑速度纯粹沿方位角方向的轴对称流，$\mathbf{v} = (0, v_\phi(r), 0)$。这一简化适用于本文考察的两种物理状态，即不存在垂直运动时吸积盘表面的磁化，以及等离子体垂直流出时的磁化，因为两种情况下都存在方位角剪切。

在柱坐标系中明确计算旋度，并注意到 $\partial/\partial\phi = 0$, 可得径向和垂直分量满足

$$\frac{\partial B_r}{\partial t} = F_{0,r}, \qquad \frac{\partial B_z}{\partial t} = F_{0,z}, \tag{14}$$

而方位角分量则按照以下规律演化

$$\frac{\partial B_\phi}{\partial t} = (\nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}))_\phi + F_{0,\phi}. \tag{15}$$

对于纯方位流以及感应方程的轴对称极限（$\partial/\partial\phi = 0$），感应项可简化为

$$(\nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}))_\phi = v_\phi \left(\frac{\partial B_r}{\partial r} + \frac{\partial B_z}{\partial z} \right) + B_r \frac{dv_\phi}{dr}. \quad (16)$$

利用轴对称条件下的无散约束 $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$，

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(rB_r) + \frac{\partial B_z}{\partial z} = 0, \quad (17)$$

导数项完全抵消，演化方程可简化为

$$\frac{\partial B_\phi}{\partial t} = -\frac{v_\phi}{r} B_r + B_r \frac{dv_\phi}{dr} + F_{0,\phi}. \quad (18)$$

对于开普勒方位速度 $v_\phi \propto r^{-1/2}$，这进一步化简为

$$\frac{\partial B_\phi}{\partial t} = -\frac{3}{2}\frac{v_\phi}{r} B_r + F_{0,\phi}. \quad (19)$$

方程（19）揭示了辐射场和方位速度分量所发挥的两种截然不同的物理作用。辐射源项 $F_{0,\ \phi}$ 决定了环向磁场的产生及其局部极性。

开普勒剪切作用于辐射产生的径向磁场 B_r，从而快速增强环向磁场。这一剪切项主导了长时间演化，并导致 $|B_\phi|$ 在吸积盘磁化和外流磁化两种情况下均增加了多个数量级。重要的是，由于剪切项与 B_r成正比，辐射产生的径向磁场在空间上的任何符号变化都会直接映射为 B_ϕ的交替极性。因此，图2 和3中均可见的极性反转并非单由辐射产生，而是源于辐射播种的极向磁场与方位旋转之间的耦合。垂直平流的存在与否不会改变这一机制，而只会控制增强后的环向磁场随后如何在空间上再分布。

环向磁场的快速放大可以通过基于差分旋转的简单数量级估算来理解。利用无散约束并忽略辐射项，感应方程可化简为 $\partial B_\phi/\partial t \simeq -(3/2)(v_\phi/r)B_r$，这对应于标准的 Ω效应。对于位于 $r \simeq 3r_g$ 的 $10\,M_\odot$ 黑洞，其开普勒剪切率为 $v_\phi/r \sim 10^3 \mathrm{s}^{-1}$。因此，那里由辐射驱动、强度为 $B_r \sim 10^3$–10^4G 的磁场意味着环向磁场增长率为 $\partial B_\phi/\partial t \sim 10^6$–$10^7$ G s^{-1}，从而在约一秒的时间尺度上达到 $B_\phi \sim 10^6$–10^7 G。这一估算与

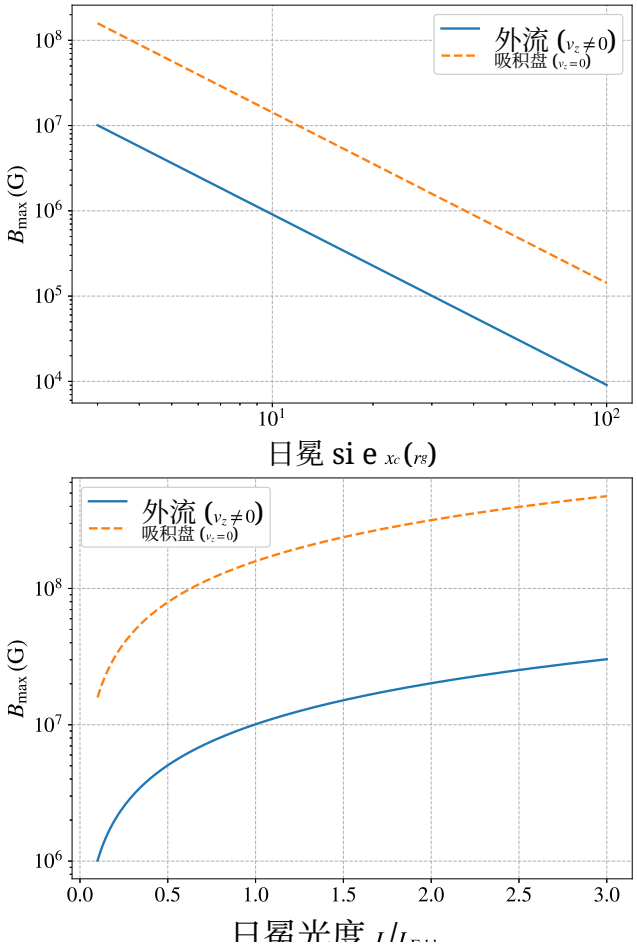


图5。 磁场最大强度的变化，如图 4 所示， $t = 0$ 盘外流（蓝色实线）和盘表面（洋红色虚线）随日冕尺寸（上图）和日冕光度（下图）的变化。得到的关系为 $B_{max} \propto 1/x_c^2$ 和 $B_{max} \propto L_c$

图中观测到的环向磁场峰值强度2 和3。

相比之下，径向和垂直分量仍主要由辐射主导，没有出现类似的增强。它们的演化反映的是辐射源项的空间结构，而非旋转剪切。

纳入霍尔项后，它会重新分布磁通量并耦合磁场分量，但其本身并不能决定主导磁场强度。相反，辐射主要起触发作用，而方位速度则提供了主要的放大途径。这种对 B_ϕ 的选择性增强，自然导致了所观测到的强烈环向主导，并表明即使是亚开普勒方位运动，也能从定性上改变辐射驱动日冕中的磁场形态和强度。

4. 结论

在本研究中，我们考察了辐射力驱动的吸积黑洞内盘-日冕环境中磁场的生成与放大，以及随后的磁流体动力学演化。通过针对真实的盘-冕几何显式计算辐射场，并将其旋度与方程1耦合，我们证明，单靠辐射就能产生具有动力学意义的磁场，而旋转剪切随后会使其高效放大。

我们的关键结果是：辐射诱导的极向磁场尽管最初较为微弱，却能提供一个强场，并在差分旋转作用下迅速转化为稳健的环向分量。对于爱丁顿级日冕光度，由此产生的环向磁场在约一秒的时间尺度上达到 $B_\phi \sim 10^7$ G的强度（针对一个 $10\,M_\odot$ 黑洞）。这些数值超过了基于能量密度的简单均分估算。对于半径为几个 r_g处的爱丁顿级吸积流，致密吸积盘大气中的特征热能量密度对应于量级约为$B_{\rm eq,th} \sim 10^5$–10^6G的磁均分场，这是我们在先前工作中估算的。所产生的环向磁场达到 $B_\phi \sim 10^7$G，因此超过了与局部气体压力的热均分，反映了内盘-日冕环境的辐射主导和磁驱动本质。与需要许多黏性时间的经典彭宁-罗伯逊发电机不同，本机制在局部相关的黏性时间尺度和平流时间尺度上运作。

以环向为主的磁场能够提供相当大的磁压，从而约束并准直外流，同时提供发射和稳定喷流所需的磁张力。即使不存在大尺度的既有磁场，此处所识别的机制也会自然地产生与内日冕局部辐射压和热压相当或更强的磁应力。这为高光度吸积系统中的磁驱动风和喷流形成开辟了一条新途径。

4.1. 观测意义

辐射力触发并随后由差分旋转放大的强磁场，其产生过程具有直接且可检验的观测意义。在恒星级黑洞系统中，放大的环向磁场可在动力学时间尺度内达到 $\sim 10^7$–10^8 G量级。这类磁场会影响X射线发射区域的几何形态、盘驱动外流的磁化程度，以及观测到的辐射的偏振特性（Davis 与 Tchekhovskoy（2020））。

*X*射线偏振与法拉第效应

诊断内吸积流和日冕中磁场的一项主要手段，是在 ∼2–8 keV波段进行X射线偏振测量，这得益于成像X射线偏振探测器（IXPE；Weisskopf等，2022年）。偏振辐射在磁化等离子体中传播时会发生法拉第旋转，其偏振角与视线方向磁场分量、电子密度以及波长的平方成正比。

针对磁化、光学厚吸积盘大气的经典辐射转移计算表明，当穿过约一个电子散射光学深度所累积的法拉第旋转角达到 $\gtrsim 1$时，出射偏振会受到强烈抑制，且仅来自薄薄的表层。对于软X射线波长，这一条件对应于散射光球内强度约为 10^6–10^7G 的相干磁场（Silant'ev 2002年）。

重要的是，这些约束专门适用于与X射线发射等离子体处于同一空间的磁场，并不限制紧邻光球之外区域、或垂直延展的日冕及外流结构中存在更强磁场。

此外，本研究产生的磁场可凭借其大尺度相干结构，与磁旋不稳定性驱动的磁场区分开来，这与磁旋不稳定性饱和所特有的随机小尺度磁湍流形成对照（Fromang& Papaloizou 2007）。在偏振测量上，这种相干性将表现为稳定的偏振角以及系统性的、能量依赖的法拉第旋转，而非完全湍流的磁旋不稳定性驱动磁场所预期的强烈去偏振和快速变化的偏振特征。

喷流发射与吸积状态

强环向磁场的出现自然提供了吸积盘驱动的风与相对论喷流的发射和准直所需的磁压与箍缩应力。尽管本研究并未自洽地模拟喷流形成，但此处得到的磁场强度与磁阻塞或磁主导的内吸积流中通常所采用的强度相当（Blandford & Znajek 1977年; Narayan 等人 2003）。

对黑洞吸积流进行光谱建模进一步表明，在高温、辐射低效状态下，磁压可能接近或超过气体压力，尤其是在吸积流的内部区域（Yuan 等人 2012）。在此背景下，辐射驱动的磁场生成提供了一种具有物理依据的机制

可在局部提供所需的磁通量，而无需依赖大尺度的外部平流磁场。

总的来说，X射线偏振观测为任何磁场生成机制必须满足的条件提供了关键的经验约束。如果最强的辐射放大的磁场主要位于初级X射线发射光球面之外，同时仍在周围的日冕和外流区域中发挥主导性的动力学作用，那么本文给出的结果便与这些约束相符。

本文探讨的物理机制并不局限于稳态吸积流，也可自然推广至高能瞬变源，例如伽马射线暴；在这类天体中，强烈且高度各向异性的辐射场会与快速演化的等离子体外流相互作用。未来的研究将探讨这一机制的完整相对论推广形式，纳入狭义相对论等离子体流及弯曲时空的影响，从而评估强相对论环境中的辐射触发的磁场生成。

附录

A. 吸积盘—日冕几何与发射表面

发射构型由两个物理上不同的组成部分构成：一个开普勒吸积盘和一个延展的日冕表面。吸积盘光球被建模为位于 $z = z_l = 0$ 的水平表面，从 $x = x_c$ 处的吸积盘—日冕界面沿径向延伸至外半径 $x_0 = 40\, r_g$。日冕由一个倾斜的单一发射表面表示，而不是分别采用顶部和侧部表面。在子午面（$r,\ z$）中，该表面是一条连接点（$r = 0,\ z = z_m$）和（$r = x_c,\ z = z_l$）的直线，其中 z_m 表示日冕的最大高度。我们保留 $z_l = 0$。将该直线绕对称轴旋转即可生成一个轴对称锥面。这种几何结构在日冕的垂直和水平延展范围之间提供了平滑过渡，并避免了圆柱模型固有的尖锐边缘。

日冕表面可用无量纲坐标 $s \in [0, 1]$ 参数化为

$$r_s(s) = x_c\, s, \qquad z_s(s) = z_m - (z_m - z_l)\, s. \tag{A1}$$

假设日冕内部完全不透明。进入吸积盘光球与日冕表面所围区域的光子会被吸收，因此不会对辐射场产生贡献。此假设无需额外设定可见性条件，便能自然地实现遮蔽。

A.1. 光子传播几何

在柱坐标中，于任意场点 $(r,\ z)$ 处计算辐射场。日冕表面上的任意发射表面元位于 $(r_s,\ \phi,\ z_s)$。面元与场点之间的距离大小为

$$R = \sqrt{r^2 + r_s^2 + (z - z_s)^2 - 2 r r_s \cos\phi}. \tag{A2}$$

$\hat{}$ 光子传播方向 $\boldsymbol{l}$ 的柱坐标分量为

$$l_r = \frac{r - r_s\cos\phi}{R}, \qquad l_\phi = -\frac{r_s \sin\phi}{R}, \qquad l_z = \frac{z - z_s}{R}. \tag{A3}$$

这些表达式既适用于吸积盘辐射（其中 $z_s = z_l$ 和 $r_s = x$），也适用于日冕辐射（其中 $r_s = r_s(s)$ 和 $z_s = z_s(s)$）。

A.2. 表面投影与可见性

假设所有表面的发射在共动参考系中局部呈朗伯分布，即从表面各向同性地发射。然而，每个面元都会产生一个投影因子（$\hat{\boldsymbol{n}} \cdot \boldsymbol{l}$），其中 $\hat{\boldsymbol{n}}$ 为向外表面法线。因此，向内发射的光子会被排除。

对于水平的吸积盘光球，法向量为 $\hat{z}$，投影因子可化简为 l_z。对于日冕表面，向外单位法线位于（$r,\ z$）平面内，并且沿该表面保持不变，

$$\hat{\boldsymbol{n}}_{\rm c} = \frac{1}{\sqrt{x_c^2 + (z_m - z_l)^2}} \left[(z_m - z_l)\, \hat{r} - x_c\, \hat{z} \right]. \tag{A4}$$

相应的投影因子为

$$\hat{\boldsymbol{n}}_{\rm c}\cdot\hat{\boldsymbol{l}} = n_r\, l_r + n_z\, l_z. \tag{A5}$$

仅当该量为正时，才计入来自日冕表面的发射，从而确保光子向外发射。结合日冕内部的不透明度，这一条件保证辐射仅沿几何上允许的路径到达周围等离子体。

A.3. 相对论多普勒效应

假设所有发射表面均沿方位方向旋转。吸积盘光球以局部开普勒角速度旋转，

$$\Omega_{\rm K}(x) = \left[\frac{x}{2(x-1)^2}\right]^{1/2}. \tag{A6}$$

假设日冕沿其表面作差异旋转，其局部方位速度由柱坐标半径 r_s 决定，

$$v_\phi(r_s) = \begin{cases} \Omega_{\rm K}(x_c)\, r_s/x_c, & r_s < x_c, \\ \Omega_{\rm K}(r_s)\, r_s, & r_s \geq x_c. \end{cases} \tag{A7}$$

T该设定确保吸积盘–日冕交界处的方位速度连续 e.

通过多普勒增亮计入狭义相对论效应。多普勒因子对辐射场的影响为

$$\mathcal{D}^{-4} = \gamma^2\left(1-\boldsymbol{v}\cdot\hat{\boldsymbol{l}}\right)^4, \qquad \gamma = (1-v_\phi^2)^{-1/2}, \tag{A8}$$

ˆ其中 $\boldsymbol{v} = v_\phi\,\boldsymbol{\phi}$。

A.4. *Radiation flux integrals*

场点 $(r,\ z)$ 处的辐射通量分量 $(F_r,\ F_\phi,\ F_z)$ 可通过对所有发射表面积分得到，

$$F_i(r,z) = \int \frac{I(s)\,(\hat{\boldsymbol{n}}\cdot\hat{\boldsymbol{l}})\,l_i}{R^3\,\mathcal{D}^4}\,{\rm d}A, \tag{A9}$$

其中 I 为表面发射率。

辐射场由来自开普勒盘光球和上述倾斜日冕表面的发射叠加构成。假设开普勒吸积盘的比强度遵循标准的 Shakura–Sunyaev 处方，

$$I_{\rm d}(x) = \frac{3GM\dot{M}}{8\pi x^3}\left(1-\sqrt{\frac{x_{\rm in}}{x}}\right), \tag{A10}$$

其中 x 为以物理单位表示的柱坐标半径，$x_{\rm in}$ 为开普勒吸积盘的内截断半径，˙而 M 为质量吸积率。我们将吸积率参数化为

$$\dot{M} = \dot{m}\,\dot{M}_{\rm Edd}, \tag{A11}$$

˙其中 $M_{\rm Edd}$ 为爱丁顿吸积率，$\dot{m}$ 为无量纲吸积率。在本文中，吸积盘截断于 $x_{\rm in}\simeq 3\,r_g$，这与非旋转黑洞的最内稳定圆轨道相符。

与开普勒吸积盘不同，我们假设日冕辐射在其辐射表面上均匀分布。这一假设的依据是全局辐射磁流体力学模拟的结果：紧致内日冕具有相对均匀的辐射能量密度和通量分布。因此，我们设定整个日冕表面上的比强度为常数，

$$I_{\rm c} = \frac{L_{\rm c}}{A_{\rm c}\,c}, \tag{A12}$$

其中 $L_{\rm c}$ 是总日冕光度，$A_{\rm c}$ 是日冕表面的总辐射面积 e.

对于吸积盘，其面元为

$$\mathrm{d}A = x\,\mathrm{d}x\,\mathrm{d}\phi. \tag{A13}$$

冕发射面由无量纲坐标 $s \in [0,1]$ 参数化，该坐标标记倾斜日冕表面上的各点。该表面在子午面（r， z）中由参数函数 $r_s(s)$ 和$z_s(s)$ 定义，其中 $s = 0$ 对应于位于（$r = 0$， $z = z_m$）处的日冕顶点，而 $s = 1$ 对应于位于（$r = x_c$， $z = z_l$）处的吸积盘—日冕界面。将该曲线绕对称轴旋转，即可生成轴对称日冕发射表面。对于日冕表面，面元为

$$\mathrm{d}A = r_s(s)\sqrt{\left(\frac{\mathrm{d}r_s}{\mathrm{d}s}\right)^2 + \left(\frac{\mathrm{d}z_s}{\mathrm{d}s}\right)^2}\,\mathrm{d}s\,\mathrm{d}\phi. \tag{A14}$$

总辐射通量通过对吸积盘和日冕的贡献求和得到。在光学厚吸积盘和日冕区域内部，所有通量分量均被统一设为零。如果将日冕视为光学薄，则辐射输出需要体发射率和内部输运；与本文所考虑的基于表面的发射率相比，这还需要进行详细的辐射输运。

A.5. 辐射驱动源项的构建

感应方程中的辐射驱动磁源项定义为

$$\mathbf{F}_0(r,z) = -\frac{\sigma_T}{e}\,\nabla \times \mathbf{F}_{\mathrm{rad}}(r,z), \tag{A15}$$

其中，$\mathbf{F}_{\mathrm{rad}}$ 是按照上述方法计算得到的总辐射通量。

通量分量的空间导数在高分辨率（r， z）网格上进行数值计算。所得源项 $\mathbf{F}_0$(r， z)被存储为二维表，并在磁场演化过程中插值到计算域上。

通过这种构建方式，$\mathbf{F}_0$ 在光学厚吸积盘和日冕内部恒等于零，仅在周围等离子体中非零。因此，可以在不受辐射传输效应影响的情况下，单独研究后续的磁感应和霍尔演化。这种构建方式再现了 Vyas & Pe'er (2025年) 中采用的具有垂向延展日冕的辐射场。关于黑洞周围辐射场评估的详细说明，请参见（Kato 等人 2008年; Chattopadhyay 2005年）。

致谢

我们感谢欧盟通过欧洲研究委员会整合者资助773062（O.M.J.）提供的支持，以及以色列航天局通过资助#6766提供的支持。

参考文献

Ando, M., Doi, K., & Susa, H. 2010年, 《天体物理学杂志》, 716, 1566, doi: 10.1088/0004-637X/716/2/1566Balbus, S. A., & Hawley,J. F. 1991年, 《天体物理学杂志》, 376, 214, doi: 10.1086/170270Bégué, D., Pe'er, A., Zhang, G. Q., Zhang, B. B., & Pevzner, B. 2023年, 《天体物理学杂志增刊》, 264, 32, doi: 10.3847/1538-4365/aca276Bisnovatyi-Kogan, G. S., & Blinnikov, S. I. 1976年, 《苏联天文学快报》, 2, 191, doi: 10.48550/arXiv.astro-ph/0003275—. 1977年, 《天文学与天体物理学》, 59, 111 Bisnovatyi-Kogan, G. S., Lovelace,R. V. E., & Belinski, V. A. 2002年, 《天体物理学杂志》, 580, 380, doi: 10.1086/342876

Blandford, R. D., & Znajek, R. L. 1977年, 皇家天文学会月刊, 179, 433, doi: 10.1093/mnras/179.3.433Chattopadhyay, I. 2005年, 皇家天文学会月刊, 356, 145, doi: 10.1111/j.1365-2966.2004.08429.xChristodoulou, D. M., Contopoulos, I., & Kazanas, D. 2008年,《天体物理学杂志》, 674, 388, doi: 10.1086/524699Contopoulos, I., & Kazanas, D. 1998年, 《天体物理学杂志》, 508, 859, doi: 10.1086/306426Contopoulos, I., Kazanas, D., & Christodoulou, D. M. 2006年,《天体物理学杂志》, 652, 1451, doi: 10.1086/507600Contopoulos, I., Nathanail, A., & Katsanikas, M. 2015年, 《天体物理学杂志》,805, 105, doi: 10.1088/0004-637X/805/2/105Davis,S. W., & Tchekhovskoy,A. 2020年, 《天文学与天体物理学年评》, 58, 407, doi: 10.1146/annurev-astro-081817-051905

Fender, R. P., Belloni, T. M., & Gallo, E. 2004, 皇家天文学会月刊, 355, 1105, doi: 10.1111/j.1365-2966.2004.08384.xFromang, S., & Papaloizou,J. 2007, 《天文学与天体物理学》, 476, 1113, doi: 10.1051/0004-6361:20077942Haardt, F., & Maraschi,L. 1991, 《天体物理学杂志快报》, 380, L51, doi: 10.1086/186171Hawley, J. F., Gammie, C. F., & Balbus, S. A. 1995, 《天体物理学杂志》, 440, 742, doi: 10.1086/175311Kato, S., Fukue, J., & Mineshige, S. 2008, 黑洞吸积盘 — 迈向新范式 — Komissarov, S., & Porth,O. 2021, 新天文学评论, 92, 101610, doi: 10.1016/j.newar.2021.101610Koutsantoniou, L. E., & Contopoulos, I. 2014, 《天体物理学杂志》, 794, 27, doi: 10.1088/0004-637X/794/1/27Kronberg, P. P. 2002, 今日物理,55, 12.40, doi: 10.1063/1.1537911Langer, M., Puget, J.-L., & Aghanim, N. 2003, 物理评论D, 67, 043505, doi: 10.1103/PhysRevD.67.043505Mineo, T., Massaro, E., D’ Ai, A., et al. 2012, 《天文学与天体物理学》, 537, A18, doi: 10.1051/0004-6361/201117369Miniutti, G., & Fabian,A. C. 2004, 皇家天文学会月报,349, 1435, doi: 10.1111/j.1365-2966.2004.07611.xMoffatt, H. K. 1978年, 磁场在导电流体中的生成

Narayan, R., Chael, A., Chatterjee, K., & Curd, B. 2022年, 皇家天文学会月刊, 511, 3795, doi: 10.1093/mnras/stac285Narayan, R., Igumenshchev, I. V., & Abramowicz, M. A. 2003, 日本天文学会刊, 55, L69, doi: 10.1093/pasj/55.6.L69Parker, E. N. 1958, 《天体物理学杂志》, 128, 664, doi: 10.1086/146579Raychaudhuri, S., Vyas, M. K., & Chattopadhyay, I. 2021年, 皇家天文学会月刊, 501, 4850, doi: 10.1093/mnras/staa3920Ruz maikin,A. A., Sokolov, D. D., & Shukurov, A. M. 1988, 星系磁场, Vol. 133, doi: 10.1007/978-94-009-2835-0Schiesser, W. E. 2012, 线法数值方法：偏微分方程的积分（爱思唯尔） Schlickeiser, R. 2005年, 等离子体物理与受控聚变, 47, A205, doi: 10.1088/0741-3335/47/5A/015Shiromoto, Y., Susa, H., & Hosokawa, T. 2014年, 《天体物理学杂志》, 782, 108, doi: 10.1088/0004-637X/782/2/108Silant’ev, N. A. 2002年, 《天文学与天体物理学》, 383, 326, doi: 10.1051/0004-6361:20011740Vyas, M. K., & Chattopadhyay, I. 2019, 皇家天文学会月刊, 482, 4203, doi: 10.1093/mnras/sty2917Vyas, M. K., & Pe’er, A. 2025年, 《天体物理学杂志快报》 , 988, L59, doi: 10.3847/2041-8213/aded11Weisskopf, M. C., Soffitta, P., Baldini, L., et al. 2022年, 天文望远镜、仪器与系统期刊, 8, 026002, doi: 10.1117/1.JATIS.8.2.026002Widrow, L. M. 2002年, 现代物理评论, 74, 775, doi: 10.1103/RevModPhys.74.775Yuan, F., Bu, D., & Wu, M. 2012, 《天体物理学杂志》, 761, 130, doi: 10.1088/0004-637X/761/2/130