

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2019.04.03

吸积盘驱动喷流模型研究进展

王荐钊, 钱宇梁, 仲佳勇

(北京师范大学 天文系, 北京 100875)

摘要: 高度准直的相对论性喷流和低速的喷流存在于很多天体系统中。尽管不同天体系统的尺度不同, 但这些喷流具有相似的形成机制, 被普遍认为是中心天体周围吸积盘转移角动量而不损失过多质量的有效方式。简要介绍了目前主流的几种吸积盘驱动喷流模型, 列举了原初恒星体、X射线双星、活动星系核等典型的吸积供能天体, 并介绍了相关理论模拟及实验模拟的最新研究进展。

关键词: 喷流; 吸积盘; BZ-BP过程

中图分类号: P157.6 **文献标识码:** A

1 引 言

高速准直的喷流是非常普遍和重要的天文观测现象之一, 它们是来自活动星系核(active galactic nucleus, AGN)、X射线双星、原初恒星体(young stellar object, YSO)等天体中心的高强度等离子体流。这些高速旋转并吸收周围环境中物质的致密中心天体包括原初恒星、中子星、恒星质量黑洞和星系中央的超大质量黑洞等。自 M87 星系中心光学喷流被发现以来, 喷流的产生、加速和准直机制一直是天体物理研究的前沿热点之一^[1]。人们普遍认为, 这种大尺度喷流与致密天体周围的吸积盘有关。吸积盘是存在于中心天体周围含有吸积流的转动气体盘, 它们会导致或激发各种天文现象, 如恒星形成、高能辐射和天体喷流等^[2]。半个世纪以来, 人们建立了四种重要的吸积盘模型。1973 年 Shakura 和 Sunyaev^[3]建立了几何薄、光学厚的标准薄盘模型, 即 SSD (Shakura Sunyaev disk) 模型。然而通过这个模型计算出的盘温度偏低, 无法解释 X 射线波段到极紫外波段辐射的观测事实。为解决 SSD 模型的不稳定性问题以及高能辐射问题, 1976 年 Shapiro 等人^[4]提出了几何薄、光学薄的 SLE (Shapiro-Lightman-Eardley) 盘模型。然而这种盘因为热不稳定性而不能真实存在。1988 年 Abramowicz 等人^[5]建立了几何厚、光学厚的辐射压主导的细盘(slim)模型。为了解释致密天体系统的硬 X 射线来源, Narayan 和 Abramowicz 等人^[6]又建立了径移主导的吸积

收稿日期: 2019-01-05; 修回日期: 2019-03-06

通讯作者: 仲佳勇, jyzhong@bnu.edu.cn

流 (advection-dominated accretion flow, ADAF) 模型。然而对于真实的复杂天体环境, 人们通常会利用双模式解来描述黑洞 X 射线双星和 AGN 等天体系统的吸积盘。了解中心天体及其周围的吸积盘, 有助于人们理解天体喷流和出流的形成机制及其传输演化过程。

虽然在过去几十年里科学家们提出了很多模型, 但从致密天体系统产生强相对论性喷流的具体机制目前还不清楚^[7]。最近的研究表明, 高速喷流与连接吸积盘的扭曲磁场结构有关, 主要有两种机制: 磁流体机制和坡印亭通量机制 (Poynting flux regime)。在磁流体机制中, 能量和角动量被电磁场和物质动能通量所携带, 也就是说, 这种机制中物质起主导作用, 电磁场起约束作用。这种机制主要与原初恒星体产生喷流过程有关。坡印亭通量机制中, 能量和角动量主要被电磁场所携带, 坡印亭能流起主导作用, 物质成分很少。这种机制主要与微类星体喷流和 γ 射线暴过程有关^[8]。这两种机制分别对应 BP (Blandford-Payne) 和 BZ (Blandford-Znajek) 过程^[9]。虽然在喷流形成中处于主导地位的机制有待进一步研究, 但连接黑洞和吸积盘系统的大尺度磁场驱动了喷流这一观点已被大多数学者所认同。这样的喷流速度可以在每秒几十千米到接近光速之间变化。喷流的总能量很大部分是在宿主形成过程中释放的引力能, 且该引力能大到足以使喷流脱离宿主致密天体。本文列举了一些典型的吸积供能天体, 简述了当前主流的几种吸积盘喷流模型, 并介绍了近年来计算机模拟吸积盘驱动喷流以及实验室相关模拟喷流的最新研究进展。

2 吸积盘喷流模型

2.1 BZ 过程与 BP 过程

1977 年 Blandford 和 Znajek^[10] 首先提出, 活动星系核喷流受带有大尺度磁场的旋转黑洞驱动 (BZ 过程), 吸积系统通过大尺度磁场提取黑洞转动能。BZ 过程中, 黑洞视界附近的大尺度磁场被中心克尔黑洞拖曳而随黑洞一起绕转。大尺度磁场的另一端与遥远的天体物理负载相连, 天体物理负载可以是外部载入的 (被磁力线束缚的) 沿磁力线螺旋运动的等离子体, 也可以是与磁力线另一端“冻结”在一起运动的等离子体物质。当外部载入物质与磁力线存在角速度差时, 磁力线与载入物质间会产生力矩作用, 进而传递角动量和能量。这里的磁力线实质上是旋转黑洞与载入物质间传递角动量和能量的媒介。一般认为, 磁力线角速度必须保持恒定, 在离黑洞旋转轴足够远的地方, 磁力线上某一点的转速将超过光速, 而沿磁力线运动的等离子体运动速度不能超过光速, 因而等离子体不可能沿磁力线一直运动, 当等离子体的速度被加速到接近光速时, 它就会脱离磁力线的束缚。实际上, 当等离子体的动能密度大于当地大尺度磁场的磁能密度时, 磁场就不能再束缚住等离子体。等离子体的这一加速过程, 就像串在绕轴旋转的木棍上的珠子被甩出去一样^[11]。最初人们用 BZ 过程成功地解释了类星体和活动星系核中磁场提取黑洞旋转能的过程, 它们最多可提取 31% 的旋转能, 这可谓是一种有效的提能机制。同时, 用 BZ 过程可以很好地解释观测上的相对论性喷流、磁场对喷流的准直效应以及 γ 射线暴的快速光变等问题^[12]。

除 BZ 过程中的磁场位形外, 还存在着连接吸积盘和外部天体负载的大尺度有序磁场。1982 年 Blandford 和 Payne^[13] 假设大尺度磁场“冻结”在吸积盘上。他们提出, 随着吸积盘

以开普勒角速度转动, 物质的外流会受磁场离心作用驱动, 吸积系统通过大尺度磁场提取吸积物质的引力能。若盘平面法向与极向磁场的夹角大于临界值, 就会有物质受离心作用而流出 (BP 过程)。类似于 BZ 过程, 吸积盘作为等效电路的“电源”, 向外部负载输出能量。同时, 吸积盘也是喷流物质载入的重要来源, 吸积盘上的物质载入到大尺度磁场并通过磁场加速, 因而大尺度磁场除了向外输出坡印亭能流外, 还向从吸积盘载入并沿磁力线加速的等离子体转移能量和角动量。不同于 BZ 过程, BP 过程产生的喷流携带有大量重子物质, 这一现象可以较好地解释低速外流的产生机制^[14]。同时, BP 过程带来的物质外流会导致盘光度明显下降, 此外, 喷流出现时盘的 X 射线辐射通量也会随之减小^[15]。

2.2 BZ-MC-BP 过程中的磁场结构

除了 BZ 过程和 BP 过程, 旋转黑洞与它周围吸积盘的耦合过程, 即磁耦合 (magnetic coupling, MC) 过程也引起了天文学家的注意。通过 MC 过程, 能量和角动量可以从旋转黑洞被传送到周围的盘中, 并在盘吸积过程中起重要作用。这里将 BZ 过程、MC 过程和 BP 过程结合起来, 以解释活动星系核和黑洞双星中喷流的产生机制 (以下称作 BZ-MC-BP 模型, 见图 1)。该模型与观测到的恒星级黑洞和超大质量黑洞喷流的结构相一致。

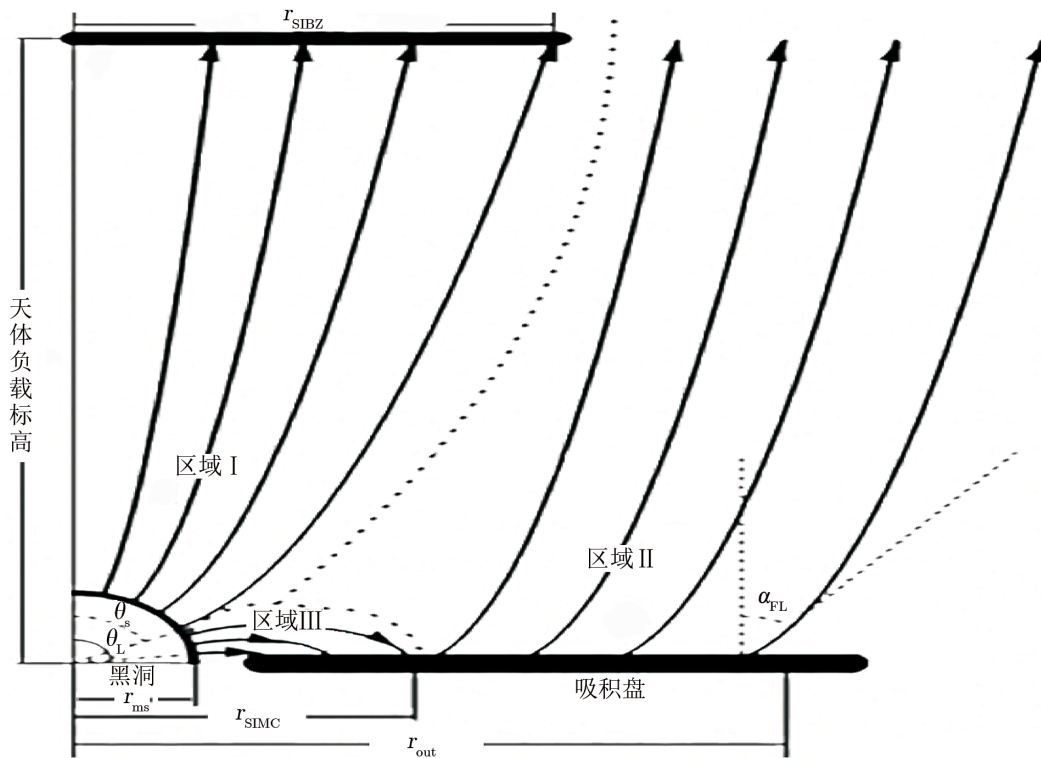


图 1 BZ-MC-BP 模型磁场结构示意图^[9]

当磁场既包含极向成分, 又包含环向成分, 并且环向分量很强, 以至于磁力线环绕着其自身时, 磁场结构会产生螺旋不稳定性^[16]。在某种条件下, BZ 过程的螺旋不稳定性 (screw

instability in the BZ process, SIBZ) 可以与 MC 过程的螺旋不稳定性 (screw instability in the MC process, SIMC) 共存, 因此借助磁场螺旋不稳定性把三种过程考虑到一个模型, 即 BZ-MC-BP 模型中, 其磁场结构如图 1 所示。图 1 中, θ_s 表示黑洞视界上开放磁力线与闭合磁力线的临界角度; θ_L 是闭合磁力线的最小边界角度, 这里取 $\theta_L = 0.45\pi$; r_{SIMC} 是通过 SIMC 过程限制的磁场临界半径; r_{out} 表示盘的外边界半径; r_{ms} 是吸积盘内边界到黑洞中心的距离; r_{SIBZ} 表示由 SIBZ 过程限制的临界半径; α_{FL} 表示磁力线极向分量与盘法向的夹角, 只有当该夹角大于某临界值时, 物质才可能被抛出。区域 I 和区域 II 分别为视界和吸积盘上的开放磁力线区域, 它们分别与 BZ 和 BP 过程相关。区域 III 是连接黑洞和盘的闭合磁力线区域, 它对应 MC 过程。区域 I 被限制在 θ_s 的范围内, 区域 II 被限制在 $r_{\text{SIMC}} \sim r_{\text{out}}$ 之间, 区域 III 被限制在视界线处的 $\theta_s \sim \theta_L$ 之间和盘上的 $r_{\text{ms}} \sim r_{\text{SIMC}}$ 之间。

2.3 吸积喷流模型

经过多年的完善, BZ 过程和 BP 过程已经可以作为通用模型解释许多天体物理现象。然而随着观测手段和观测精度的提升, 单一的模型并不能解释观测的结果, 并且计算机模拟结果表明, 两个过程都在驱动喷流过程中扮演了重要角色, 因此 Meier 等人^[17]提出了改进的 BZ 模型, 即大尺度磁场穿过能层外的吸积盘和能层内的旋转等离子体驱动喷流的模型。为了进一步解决黑洞 X 射线双星多波段辐射等问题, Yuan 等人^[18]基于 BP 过程提出了吸积喷流模型。这种喷流与 BP 过程产生的喷流类似, 也是准相对论性的物质主导的喷流。由于它是从盘中汲取能量, 因此产生这种喷流甚至不需要一个旋转的黑洞^[19]。吸积喷流模型主要由三部分组成: 外部的 SSD 盘、内部的热吸积流和喷流。一部分吸积流在临近黑洞的地方转变成了垂直于盘的喷流, 并产生红外和射电波段的辐射; 外部 SSD 盘产生紫外辐射; 内部的热吸积流则产生强的 X 射线辐射。这种热吸积流有两种存在形式, 即低于临界吸积率的径移主导的吸积流 (advection-dominated accretion flow, ADAF)^[20]和高于临界吸积率的发光热吸积流 (luminous hot accretion flow, LHAF)^[21]。LHAF 按照吸积率的高低可分为 I 型和 II 型。人们通过计算发现, 热吸积流具体以哪种形式存在取决于星风指数 s 、粘滞系数 α 、等离子体参数 β 、湍流耗散系数 δ 以及描述喷流与吸积流耦合的参数 η 。天鹅座 X-1 是一个很好的例子, 该系统有着很高的吸积率和相对低的粘滞系数。按照吸积喷流模型, 其热流是 II 型 LHAF 形式的, 这也与观测结果相吻合。相对于普通的吸积盘-喷流系统, M87 在某些波段 (例如射电波段) 有着明显的结构, 能够清晰地观测到其射电核心及其两侧的喷流, 这对于研究各个理论模型的正确性有着重要意义^[22]。于照茏^[23]利用耦合的 ADAF 喷流模型拟合了 M87 的射电和 X 射线谱, 发现 M87 的 X 射线辐射主要来自喷流的同步辐射, 而不是 ADAF。当然, 在喷流的产生和准直性传播过程中, 磁场的作用仍然是不可忽视的。磁场控制着吸积盘的角动量, 并为喷流的产生及传播提供动力^[24]。贯穿盘的磁场与盘中的等离子体相作用, 产生沿着盘面的磁流体动力学 (magnetohydrodynamics, MHD) 坡印亭通量, 这种能量通量可以进一步转化为动能, 产生喷流。由于喷流密度比盘密度低很多, 故在此模型中喷流可以达到很高的速度。

3 吸积盘喷流天体分类

3.1 原初恒星体

原恒星是在星际巨分子云缓慢收缩时诞生的早期恒星。原恒星外围有一个包围着它的气体盘，即原行星盘。按多波段光谱能量分布来分类，原初恒星体主要有红外类型 I, II, III, IV 四种类型。这些类型与年轻恒星的演化阶段密切相关。红外类型 I 包含一颗原恒星，红外类型 II 与经典金牛座 T 型星相关，红外类型 III 与弱线金牛座 T 型星相关，红外类型 IV 对应零龄主序星。原行星盘存在于前三类天体系统中，盘上不同区域对应着不同的光谱区域。与微类星体和活动星系核的盘内区域主要受辐射压力不同，原行星盘内区域主要受气体压力，能量可能从类似于红外 II 型的经典金牛座 T 型星系统中通过磁重联被提取出来^[25]。

Ellerbroek 等人^[26]通过甚大阵 (Very Large Array, VLA) 发现了一个拥有复杂吸积盘喷流系统的高吸积率中等质量原初恒星体 08576nr292。它的星周盘结构很可能是双峰发射线产生的原因，Mg I 和 Fe I 通常有着小的谱峰分裂，这与开普勒盘外围结构相一致。而 He I 和 Fe II 通常有着明显的谱峰分裂，它们可能产生于盘内旋转速度更快的区域。而一些单峰发射线则与盘上方旋转的盘风以及准直的喷流有关 (见图 2)。

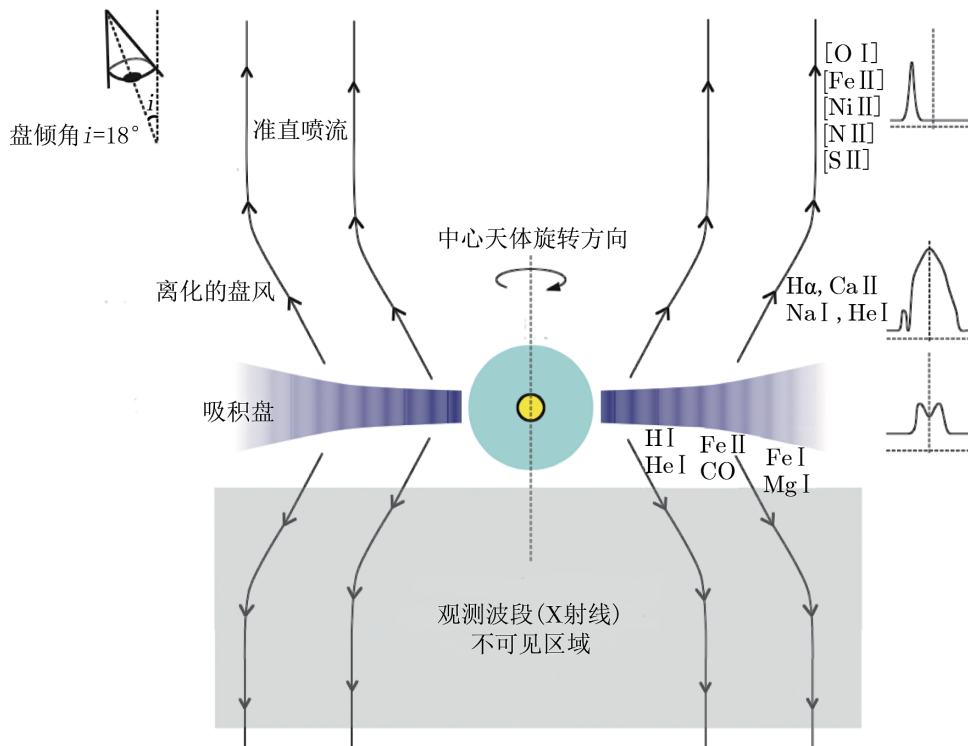
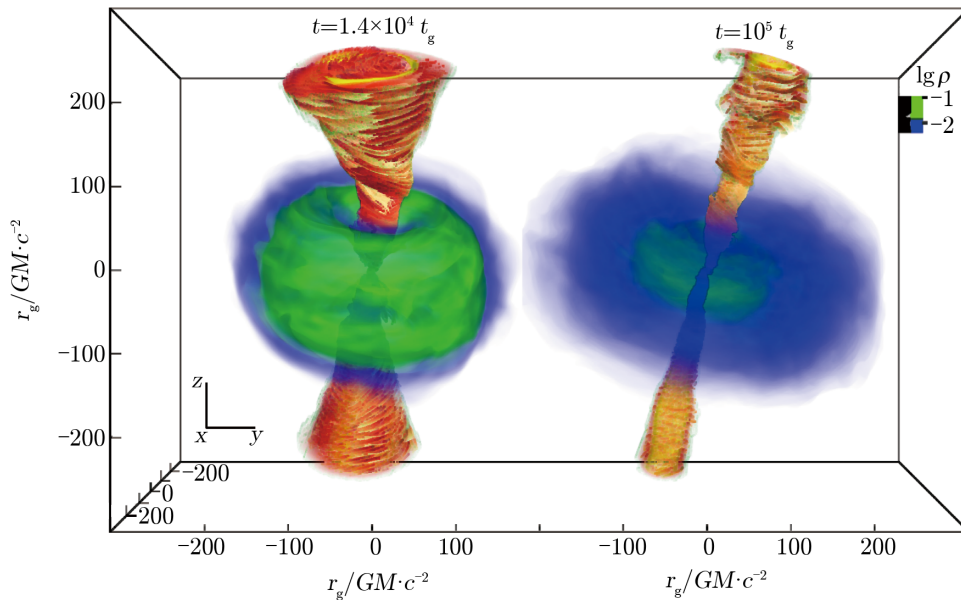


图 2 原初恒星体吸积盘-喷流系统示意图^[26]

3.2 X射线双星

X 射线双星通常由一颗普通恒星和一颗致密天体 (如中子星或黑洞) 组成。低质量 X 射线双星中, 伴星通过洛希瓣溢流向致密星传递物质。一些大质量 X 射线双星主要通过致密星周围的吸积盘传递物质和角动量。在一些 X 射线双星系统中, 如果致密星为黑洞, 则该系统被称为黑洞 X 射线双星。在观测上, 同一个黑洞双星系统常常表现出不同的态, 如硬态、软态和甚高态。硬态时系统常常伴随着准相对论性的连续性喷流, 而在黑洞从硬态转变到软态的过程中, 系统则会产生相对论性的间歇性喷流^[27]。黑洞 X 射线双星的喷流产生于黑洞附近。在靠近黑洞转轴的区域, 磁场呈现出大尺度上规则的极向结构, 并被限制在一个漏斗状的结构中。这一结论被 MHD 模拟结果所证实。图 3 为吸积盘-喷流系统的三维密度图^[28]。在这个模型中, 反向喷流通过磁场线与视界相连, 也就是说, 喷流通过 BZ 机制来提取黑洞旋转能。这种喷流被称为相对论性喷流 (相对论因子 $\gamma > 10$)。这样的结构也对喷流的准直起到了重要作用。同时, 随着时间的演化, 盘的倾斜程度不断变化, 而且喷流的角度也随着盘一起变化。这也与黑洞 X 射线双星的观测事实相符合。



注: 蓝色和绿色代表吸积盘的密度信息 ($\lg \rho$); 红色和黄色代表一对反向喷流, 其中黄线表示缠卷喷流的磁场。t 为时间, t_g 为引力半径与光速之比, G 为万有引力常数, M 为中心天体质量, c 为光速。

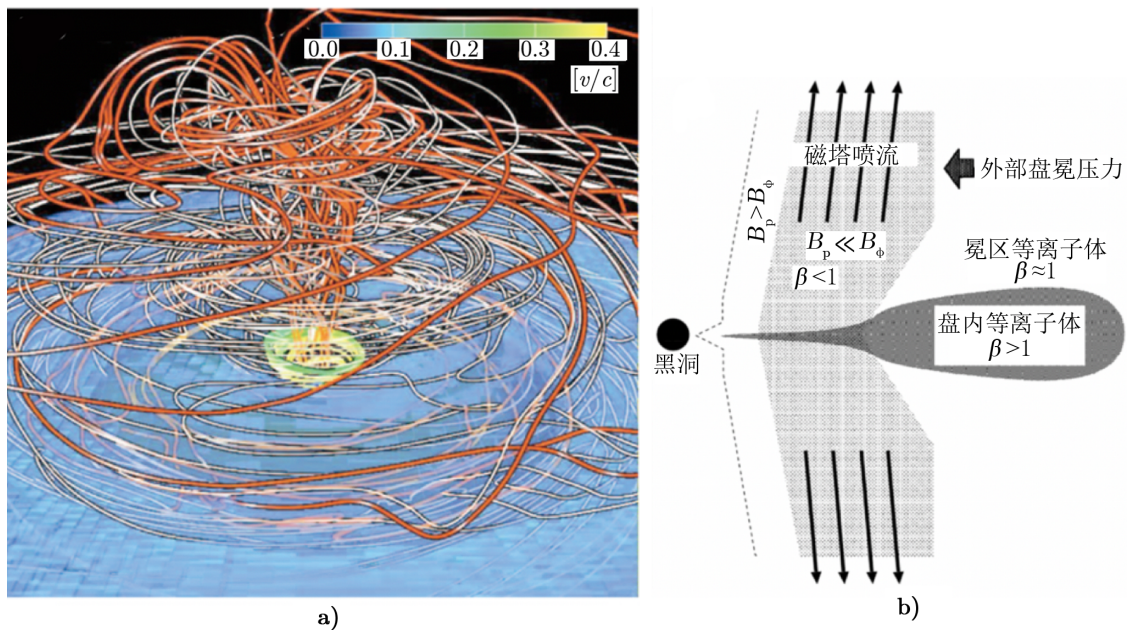
图 3 黑洞吸积盘-喷流系统三维 MHD 模拟密度图^[28]

3.3 活动星系核

活动星系核是活动星系的核心, 其光度比普通星系强得多, 可以在很多波段发射出很强的电磁波。黑洞周围气体的吸积是活动星系核高速喷流的驱动来源。黑洞-吸积盘模型是被广泛承认的活动星系核标准模型。根据该模型, 活动星系核的中心是一个超大质量黑洞,

黑洞周围的气体在引力的作用下朝黑洞下落。由于吸积气体具有角动量，因此，它们便形成了一个围绕黑洞的吸积盘。吸积盘中的气体会被加热到很高的温度，并不断损失角动量，因此，它们逐渐下落到黑洞中央，同时释放出巨大的引力能，并以电磁波的形式辐射出来，从而在吸积盘两侧沿法线方向形成高速喷流。在此过程中，磁场扮演了很重要的角色。当喷流的方向与观测者视线方向夹角很小时，观测者还能观测到视超光速现象。

Kato 和 Mineshige^[29] 通过 MHD 模拟发现，黑洞吸积盘系统中的喷流并不是单一成分，磁场结构也不是单一成分。如图 4 所示，在黑洞视界附近，缠绕着很强的极向磁场，在极向磁场之外的内盘区域又包裹着环形磁场。除了吸积盘轴附近坡印亭能流主导的相对论性喷流外，他们还发现了起源于吸积盘的物质主导的准相对论性喷流，这种模型被称为磁塔模型。观测结果表明，这种模型或许能更好地解释喷流多波段观测结果。

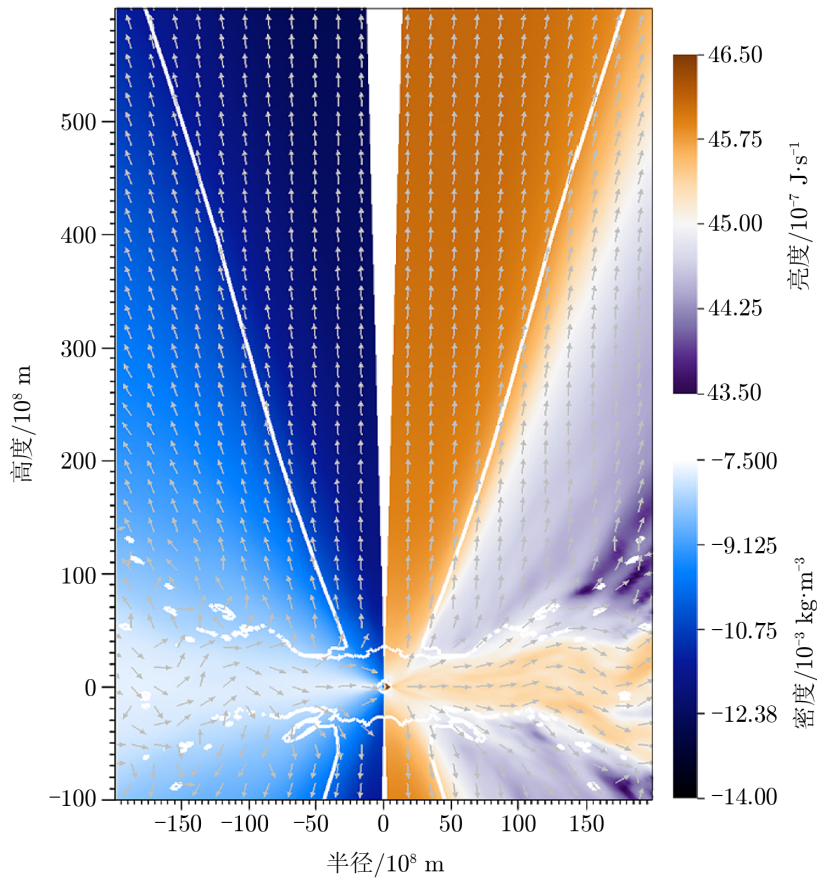


注：a) 黑洞视界及内盘附近磁场结构图，红色实线为磁场线，蓝色和绿色为速度场，其中绿色为黑洞视界附近的速度场，具体数值为速度 v 与光速 c 的比值；b) 磁塔喷流示意图，其中， B_p 和 B_ϕ 分别代表磁场的极向分量和环向分量。

图 4 磁塔模型示意图^[29]

Sadowski 和 Narayan^[30] 利用辐射磁流体力学程序 KORAL 模拟了无旋转超大质量黑洞的吸积过程。由于黑洞没有旋转，因此该模拟产生的喷流与 BZ 过程无直接关系。图 5 为高吸积率和几何厚盘情况下吸积盘系统的密度和亮度分布图。吸积流以几何厚盘的形式存在，围绕着系统旋转轴有两个对称的漏斗状结构，其中的大量气体使之达到光学厚水平。盘中磁旋转不稳定性带来的能量耗散使气体加热，并使其在气体冷却过程中产生辐射。来自盘上的辐射首先流入漏斗状结构中，所产生的辐射压沿轴线加速其中的物质至准相对论性，形成喷流，同时漏斗状结构也逐渐变得透明。从能量上来看，模拟结果与观测一致。因为从特

定方向可以观测到很强的超爱丁顿光度现象, 所以这个模拟可以很好地解释观测到的超亮X射线源等问题。



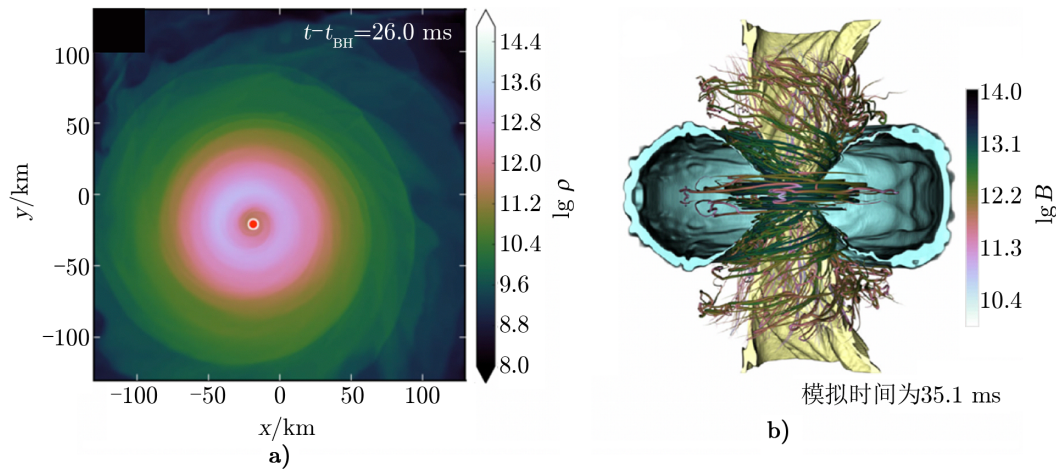
注: 左半部分表示密度, 箭头标示气体速度矢量; 右半部分表示系统的等效亮度, 箭头方向为能量通量的方向; 白色轮廓表示喷流区域的边界。

图 5 无旋黑洞吸积盘系统密度和亮度分布图^[30]

3.4 双中子星

双中子星系统或中子星-恒星质量黑洞系统中, 天体的并合可导致形成环绕中心黑洞旋转的吸积盘^[31]。Kawamura 等人^[32]通过相对论性模拟程序 LORENE 模拟了质量比为 0.8 的两颗中子星的并合过程。图 6a) 为中子双星并合产生大质量黑洞后 26 ms 时形成的吸积盘结构图; 图 6b) 为两颗等质量中子星并合后 35.1 ms 时的磁场结构图, 其中, 黄色和蓝色分别代表密度为 $10^8 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ 和 $10^{10} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ 的等密度面, 缠卷的彩色线代表磁场线。由图 6b) 可以看出盘中的环形磁场以及极向的漏斗状结构, 这与 BZ 模型相符。但是, 虽然其中有准直性结构, 但并没有相对论性的出流, 这可能是由于在模拟中未考虑双星并合时开尔文-亥姆霍兹不稳定性 (Kelvin-Helmholtz instability, KHI) 和并合后磁旋转不稳定性

(magneto-rotational instability, MRI) 对磁场的放大作用, 导致磁场强度不足以触发 BZ 过程驱动喷流; 也可能是由于模拟时间在毫秒量级, 喷流还没有形成。



注: a) 横纵坐标表示模拟尺度, t 为模拟总时间, t_{BH} 为黑洞形成的时间。中心红色圆圈为并合后形成的黑洞, 其周围可看到密度较高的盘状结构。b) B 为磁场强度, 黄色和蓝色分别代表密度为 $10^8 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ 和 $10^{10} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ 的等密度面, 缠卷的实线为磁场线。

图 6 双中子星并合密度和磁场模拟结果^[32]

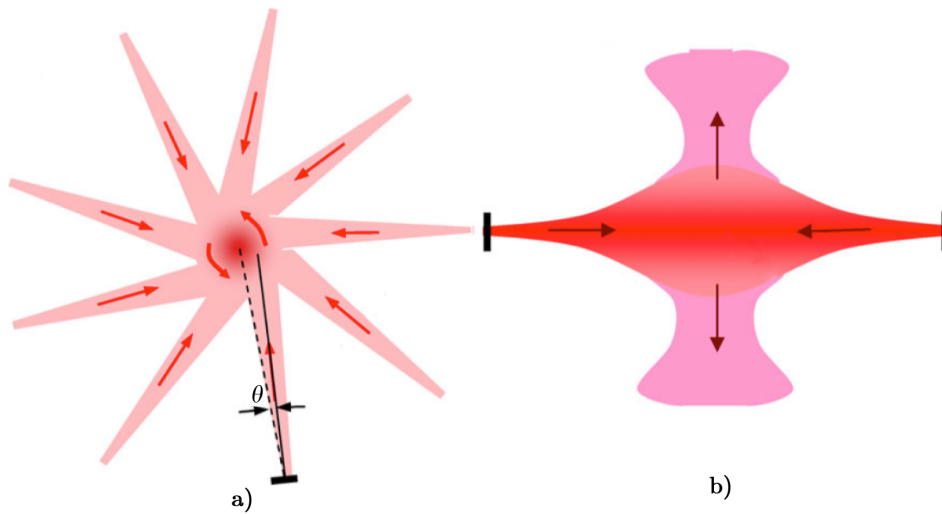
4 吸积盘喷流的实验室模拟

实验室天体物理作为一门新兴的交叉学科, 比传统天体物理有着独特的优势。随着实验室天体物理的发展和能量密度设备的不断进步, 我们已经可以在实验室中利用等离子体的一系列无量纲参数更加真实地模拟天体物理现象。目前, 主要模拟手段有激光驱动等离子体、Z 箍缩 (Z-Pinch) 和流体动力学等, 在这里我们将主要介绍前两种方式。

4.1 激光驱动等离子体

由于距离和分辨率的限制, 我们对天体的吸积盘了解甚少。但是通过在实验室恰当排列一组激光器, 我们可以在某些方面模拟天体的吸积盘。盘的较差自转、湍动、不规则的粘滞力等特性共同影响着盘的物理特征。Ryutov^[33] 利用强激光, 制造了接近真实天体情况的高雷诺数和磁雷诺数的旋转准平面盘以及漏斗状极向出流, 如图 7a) 所示。实验采用碳氢靶, 9 路参数完全相同的激光同时照射靶, 单束能量约为 30 J。为了得到带有角动量的旋转吸积盘, 靶的法线方向与半径方向有一个角度 θ 。等离子体流在中心区域重叠, 形成旋转的盘, 对于更大的 θ 角, 可能会形成环形的结构。在盘旋转的同时, 等离子体团受到压力的作用开始沿垂直盘面的方向运动, 形成如图 7b) 所示的一对反向出流。

值得注意的是, 粘滞性对于吸积盘系统有重要影响, 低粘度会导致向中心运动的气体角



注: a) 俯视图, 红色箭头表示等离子体流的运动方向; b) 侧视图, 等离子体出流沿上下箭头方向的极向流动, 形成图示的漏斗状区域。

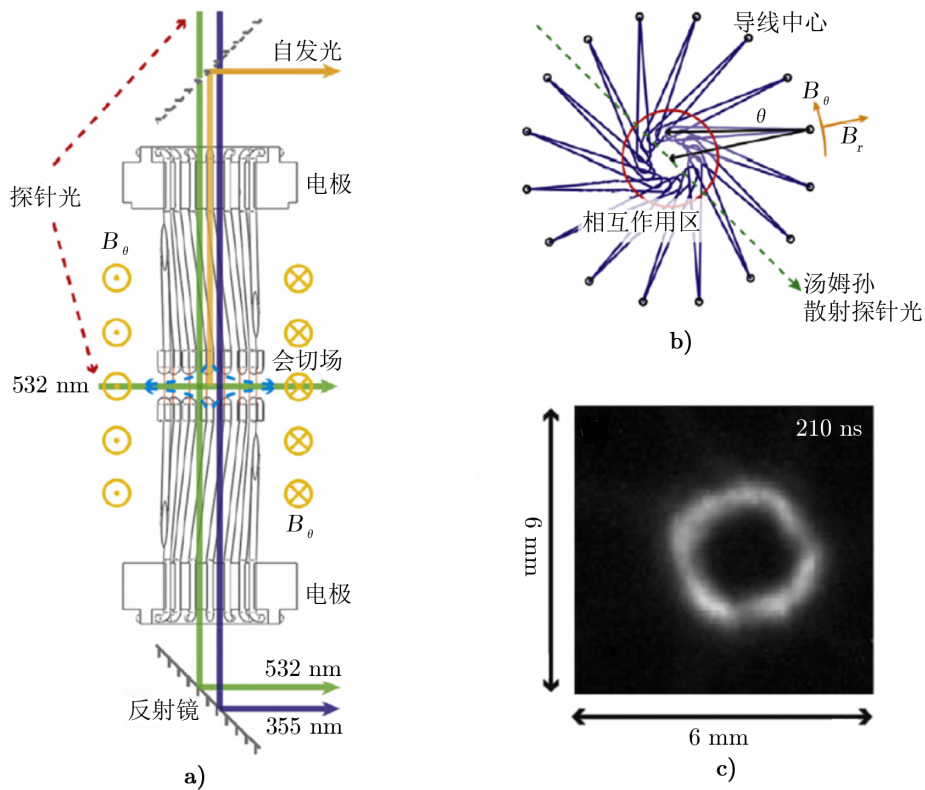
图 7 实验阵列的几何结构^[33]

频率增加, 而高粘度则会导致系统向刚体运动转变, 即中心处离心力变小, 气体被推向中心而形成盘状结构。实验得到了大于 10^4 的雷诺数, 这意味着剪切湍流将影响角动量的径向输运。通过引入一个极向磁场以及盘中剪切流的放大可以获得 $10 \sim 100$ 的磁雷诺数, 这对于盘的动力学有着极大影响。通过此实验发现, 雷诺数和磁雷诺数可以在很大范围内变化, 通过在盘中增加较重的“杂质”可以有效降低盘的温度, 从而减小盘的粘性, 得到更大的雷诺数和磁雷诺数。

4.2 Z 箍缩驱动喷流

与激光驱动等离子体类似, 用 Z 箍缩方法也可以驱动多团等离子体流, 并且可以很好地控制多团等离子体的旋转。类似于 Ryutov 的激光排列, Bennett 等人^[34]利用 Z 箍缩方法在 MAGPIE 装置上 (电流强度为 1.4 MA, 持续时间为 250 ns) 模拟了旋转的吸积盘结构。实验设置如图 8 所示, 上下两个电极之间连接了 8 根或 16 根导线, 组成半径为 2 mm 的圆柱形阵列。该阵列在通电时可以产生全局尺度上的环向磁场, 并在洛伦兹力作用下向内箍缩。同时, 他们还添加了一个径向磁场, 离化的等离子体在该磁场作用下偏离轴心 θ 角度向中心运动, 最终形成旋转的吸积盘结构。实验使用的导线为长度 4 mm, 直径 $40 \mu\text{m}$ 的铝导线。除自发光成像和分幅相机外, 实验还通过汤姆孙散射探针光诊断等离子体团旋转速度。通过该实验, 他们成功地观测到了 210 ns 时的一个直径约 3 mm 的环状结构 (如图 8c) 所示, 并测得等离子体密度大于 10^{19} cm^{-3} , 盘的旋转可持续约 150 ns。通过测量汤姆孙散射谱线轮廓展宽和中心波长的移动, 他们测得等离子体团径向运动速度约为 $100 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, 盘旋转速度约为 $60 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ (马赫数约为 2), 并通过计算得到离子温度约为 60 eV。这个实验为我们研究可压缩理想磁流体奠定了基础。同时, 由于盘可存在较长时间, 因此, 我们可以更直接

地研究盘中的不稳定性 and 湍流等的产生和传播过程。此实验雷诺数可达 10^5 ，磁雷诺数可达 $10 \sim 100$ ，这将为我们研究 MRI 引起的角动量输运以及诸多磁场主导的作用提供帮助。



注：a) 装置侧视图，其中，绿色、黄色和蓝色实线为探针光， B_θ 为全局尺度的环向磁场。b) 装置俯视图，其中，红色圈出的位置为多团等离子体相互作用区域，也就是盘形成的区域；汤姆孙散射探针光穿过作用区，以诊断盘旋转速度和温度等参数； B_r 代表磁场的径向分量。c) 210 ns 时盘的自发光图像，其直径约为 3 mm。

图 8 用 Z 箍缩方式模拟盘结构实验排布及结果示意图^[34]

5 展 望

天体吸积盘-喷流系统是宇宙中广泛存在的天体系统，不同的系统有着不同的形态结构、磁场结构和形成机制等。用 BZ-MC-BP 模型可以基本解释多数吸积天体系统的出流问题，但有的问题该模型无法解释，其他模型也各有利弊。对于盘状结构的形成原因，磁场对于盘的旋转和形态的影响，以及喷流的产生原因等还需要进一步讨论。利用实验室天体物理方法，人们可以在短时标小尺度上模拟出盘状结构，从而可以近距离可控地研究盘的形成、盘内不稳定性、喷流的产生、准直性传播等问题。近年来，中国实验室天体物理的研究也在蓬勃发展。随着神光三号等大型激光器的建成，在 Ryutov 的激光阵列和 Bennett 等人的 Z 箍

缩导线阵列排布的基础上, 人们可以利用中国高能量密度设备来模拟多团等离子体“首尾”碰撞形成盘状结构的过程, 从而使这类吸积盘喷流实验有望实现。通过多束激光与 V 形靶作用产生多团准直性较好的等离子体, 并使等离子体团向中心运动, 最终可使其因碰撞挤压形成类吸积盘结构。希望这种盘状结构可以通过尺度变换与特定天体的吸积盘相对应, 以进一步解决吸积盘的吸积过程、形成机制、盘内磁场结构、磁场在吸积过程中扮演的角色以及磁场对于出流的影响等问题。

参考文献:

- [1] 龚小龙. 长江大学学报(自然科学版) 理工卷, 2008, 5(03): 14
- [2] Kato S, Jun F, Shin M. 黑洞吸积盘. 钱磊, 译. 北京: 科学出版社, 2016: 7
- [3] Shakura N I, Sunyaev R A. *A&A*, 1973, 24: 337
- [4] Shakura N I, Lightman A P, Eardley D M. *ApJ*, 1976, 204: 187
- [5] Abramowicz M A, Czerny B, Lasota J P, et al. *ApJ*, 1988, 332: 646
- [6] 顾为民. 博士论文. 合肥: 中国科学技术大学, 2001: 10
- [7] Komissarov S S. *MNRAS*, 2005, 359: 801
- [8] Lovelace R V E, Li H, Koldoba A V, et al. *ApJ*, 2002, 572(5): 445
- [9] Wang D X, Ye Y C, Li Y, et al. *MNRAS*, 2008, 385: 841
- [10] Blandford R D, Znajek R L. *MNRAS*, 1977, 179: 433
- [11] 雷卫华. 博士论文. 武汉: 华中科技大学, 2006: 15
- [12] 赵呈选. 硕士论文. 武汉: 华中科技大学, 2009: 16
- [13] Blandford R D, Payne D G. *MNRAS*, 1982, 199: 883
- [14] 汪九洲. 博士论文. 武汉: 华中科技大学, 2014: 33
- [15] Mirable I F, Rodriguez L F. *ARA&A*, 1999, 37(1): 409
- [16] Wang D X, Lei W H, Ye Y C. *ApJ*, 2006, 643: 1047
- [17] Meier D L. *ApJ*, 1999, 522: 753
- [18] Yuan F, Cui W, Narayan R. *ApJ*, 2005, 620: 905
- [19] Xie F G, Yuan F. *MNRAS*, 2016, 456(4): 4377
- [20] Narayan R, Yi I. *ApJ*, 1994, 428: L13
- [21] Yuan F. *MNRAS*, 2001, 324: 119
- [22] Feng J C, Wu Q W. *MNRAS*, 2017, 470(1): 612
- [23] 于照龙. 天文学进展, 2011, 29(01): 81
- [24] Casse F, Keppens R. *ApJ*, 2002, 581: 988
- [25] Piovezan P, Pino E. *RevMexAA*, 2009, 36: CD345
- [26] Ellerbroek L, Kaper L, Doter A, et al. *ApJ*, 2011, 732: L9
- [27] 袁峰. 物理, 2015, 44(02): 69
- [28] Liska M, Hesp C, Tchekhovskoy A, et al. *MNRAS*, 2017, 474: L81
- [29] Kato Y, Mineshige S. *ApJ*, 2004, 605: 307
- [30] Sadowski A, Narayan R. *MNRAS*, 2015, 453: 3213
- [31] Siegel D M, Metzger B D. *PRL*, 2017, 119: 231102
- [32] Kawamura T, Giacomazzo B, Kastaun W, et al. *PRD*, 2016, 94: 064012
- [33] Ryutov D D. *Ap&SS*, 2011, 336: 21
- [34] Bennett M J, Lebedev S V, Hall G N, et al. *High Energy Density Physics*, 2015, 17: 63

Recent Advances in the Model for Jets Production from Accretion Disks

WANG Jian-zhao, QIAN Yu-liang, ZHONG Jia-yong

(Department of Astronomy, Beijing Normal University, Beijing 100875, China)

Abstract: Highly collimated relativistic and lower velocity jets exist in many astrophysical systems. Although the scale of varies astrophysical systems is different, the formation mechanisms of these jets are similar. These jets provide an effective way to transfer angular momentum of the accretion disk around the center of the celestial body without losing too much mass. This article will present an overview of several main current models for jets production from accretion disks briefly: BZ process for extracting rotational energy of black holes, BP process related to accretion disk's rotation, and other improved models. Enumerate some typical accretion and energy-providing celestial like YSOs, X-ray binaries, AGNs, and also introduces the latest research progress of related theoretical and experimental simulations.

Key words: jet; accretion disk; BZ-BP process