

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2013.04.06

活动星系核外流的产生机制

刘 超^{1,2}, 袁 峰¹

(1. 中国科学院 上海天文台 星系与宇宙学重点实验室, 上海 200030; 2. 中国科学院大学, 北京 100049)

摘要: 越来越多不同波段的观测结果证实活动星系核外流的广泛存在, 并揭示了它们的物理性质。研究活动星系核外流有两个目的: 一方面有助于理解黑洞吸积的物理过程、活动星系核的结构; 另一方面, 这些外流对于活动星系核寄主星系的演化很可能起着关键性的作用。简要介绍了活动星系核外流的多波段观测结果, 着重综述了目前主流的几个解释外流形成的理论模型, 包括辐射驱动、磁场驱动以及热驱动。

关 键 词: 活动星系核; 外流; 黑洞; 吸积; 喷流

中图分类号: P157.6 **文献标识码:** A

1 引 言

最近十几年来, 人们对活动星系核外流的兴趣越来越浓厚, 一个非常重要的原因是人们意识到活动星系核的反馈在星系的形成和演化中扮演着非常重要的角色^[1-3], 而质量外流就是一种非常重要的活动星系核反馈形式^[4,5]。Ostriker 和他的合作者^[4]指出, 星系中心超大质量黑洞的增长速率主要由外流的质量和动量反馈决定。冷暗物质宇宙等级成团模型的理论预言和观测到的星系光度函数不匹配, 为此需要在宇宙学数值模拟中加入某种加热或反馈机制^[6], 在 Hopkins 等人^[7]的工作中, 他们使用了简化的模型来刻画活动星系核外流的反馈。活动星系核的外流被认为是气体被吸积到黑洞的相反过程, 而且已经有众多的多波段观测证据证实。

活动星系核外流存在的最有利的证据是类星体中经常探测到宽吸收线^[3,8,9]。宽吸收线类星体在 UV 波段的吸收线几乎都表现出蓝移, 这暗示吸收体是正在远离活动星系核的外流, 外流的典型速度是几千 $\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$, 最高能达到 $0.2 c$ ^[10](c 为光速); 在某些类星体的光学波段谱线中也发现了宽吸收线^[11-13]。探测到宽吸收线的类星体占到明亮的、射电噪类星体的比例大约为 15% ~ 20%^[14]。除了宽吸收线, 一些类星体在 UV 波段还探测到了窄吸收线, 蓝移的窄吸收线展示外流的速度达到约 $5000 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ ^[15]。不过, UV 窄吸收线在 Seyfert 星系中更多地

收稿日期: 2013-03-21; 修回日期: 2013-05-13

资助项目: 国家自然科学基金 (11121062, 11133005); 973 项目 (2009CB824800)

被探测到,在约 50% 的 Seyfert 1 型星系中都探测到了 UV 窄吸收线,只是这些线的特征蓝移显示的速度只有约 $1000 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ ^[16]。外流也可以从发射线的观测中被探测到。通过 HST/STIS 对邻近 3 个 Seyfert 星系的 [O III] 发射线观测,发现有物质以缓慢增长的速度向外移动,直到约 100 pc,随后这些外流物质在更大的尺度开始减速^[17-19]。这可能暗示着活动星系核的外流与寄主星系的星际介质发生了相互作用。

除了紫外和光学波段,在 X 射线波段也有活动星系核外流存在的大量证据。例如,Chartas 等人^[20]在 PG 1115+18 的 X 射线光谱中发现了线宽非常宽的吸收线。又比如,利用 Chandra 望远镜对 Seyfert 星系 NGC 5548 的高分辨率 X 射线观测,Kaastra 等人^[21]发现了高电离度元素的窄吸收线。Wang 等人^[22]研究了 X 射线吸收体的电离状态和几何结构。软 X 射线波段观测到的部分电离的外流被称之为“温热吸收体”(warm absorber)^[23,24],已在将近 50% 的 Seyfert 1 型星系中被探测到。温热吸收体的外流速度在 $100 \sim 1000 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 之间,其质量外流率足够高,可能对寄主星系有重要的反馈作用^[25]。最近 10 年,从 X 射线波段的吸收线中发现了高速外流,参看文献 [26-29]。在更近的几年,以 Tombesi 研究组为代表的研究人员通过对 Seyfert 星系 Fe K 壳层的硬 X 吸收线进行观测,取得很大进展^[30-34]。他们探测到的外流速度在 $0.03c \sim 0.4c$ 之间,因此被称为超高速外流(Ultra-fast outflows);这些外流具有高度电离($\xi \approx 10^3 \sim 10^6$, ξ 为电离参数)、高柱密度($N_{\text{H}} \approx 10^{22} \sim 10^{24} \text{ cm}^{-2}$)的特征。Tombesi 等人还指出超高速外流起源于距离中心黑洞 $0.0003 \sim 0.03 \text{ pc}$ 之间,质量外流率约为 $0.01 \sim 0.1 M_{\odot} \cdot \text{a}^{-1}$,外流的机械功率在 $10^{35.6} \sim 10^{37.6} \text{ J} \cdot \text{s}^{-1}$ 之间。这些超高速外流的电离参数和柱密度都比“温热吸收体”高 2~4 个量级,更详细的比较可参见文献 [35]。基于 Seyfert 星系的 X 射线观测数据,Tombesi 等人^[36]最近提出了统一图像的 X 射线分层外流模型,基本图像如图 1 所示:从吸积盘内区向外,依次是超高速外流和温热吸收体,前者主要由磁过程驱动,后者主要是由线力(line force)主导的辐射驱动。当观测者视线方向平行于吸积盘时,将只看到温热吸收体;当视线方向接近垂直于吸积盘时,看到的是超高速外流。

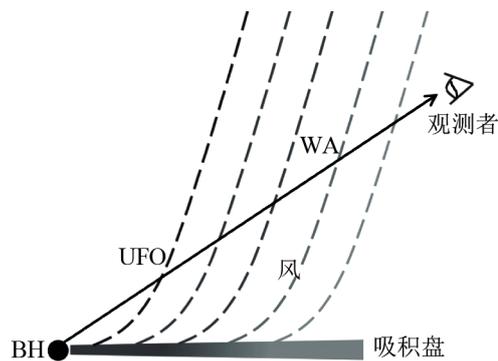


图 1 Seyfert 星系中 X 射线外流的统一模型^[36]

所有的外流都起源于吸积盘。具有高电离度、高柱密度的超高速外流起源于吸积盘的内区,而相对低电离度、低柱密度的温热吸收体起源于吸积盘的外区。前者主要以磁过程驱动,后者则以辐射驱动为主。

既然活动星系核外流是存在的,那么我们自然就想知道这些外流的起源和加速机制。此

外, 我们还希望知道外流的几何性质、能量大小、物质成分和电离状态, 以及控制外流的因素。观测数据能够给出上述的诸多性质, 但是我们还需要基于物理的模型将尽可能多的观测性质整合在一起加以理解。下文将综述目前流行的活动星系核外流的起源和加速机制。本文在少数地方会使用“风”(wind)来指代外流(outflow), 我们默认这两个词代表同一现象。

2 外流的起源和驱动机制

活动星系核的很多观测性质可以由黑洞吸积周围气体将其引力能转化为辐射能和热能引发的一系列结果来解释; 所以, 我们有理由相信活动星系核外流也是黑洞吸积的结果之一。吸积盘很可能就是外流的起源地和能量提供者, 尤其是高速外流。活动星系核外流的更早、更一般性的综述可以参看文献 [8, 37–39]。另外, Yuan 等人^[40] 2012 年文章的相关章节也有简单的综述。

外流的结构、动力学和演化可以由辐射磁流体力学方程组来描述, 外流的可能驱动机制可以从运动方程的右边各项看出:

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} + \rho \nabla \Phi = -\nabla P + \frac{1}{4\pi} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} + \rho \mathbf{F}_{\text{rad}}, \quad (1)$$

上式中的 ρ 、 \mathbf{v} 、 P 和 \mathbf{B} 分别表示气体的质量密度、速度、气体压和磁场强度, \mathbf{F}_{rad} 是每单位质量的总辐射压力, Φ 代表引力势。方程右边三项从左到右依次是气体压强梯度力、洛伦兹力和辐射压力。只要这三者之一或者合力超过引力, 外流就可以形成。下面我们依次讨论这三种驱动外流的可能性。

2.1 热驱动外流

Begelman 等人^[41] 最早在 1983 年提出, 若吸积盘的厚度随着半径增大而增大, 那么当来自吸积盘内区的 X 射线辐射照射到吸积盘外区的表面并将其加热时, 会形成所谓热驱动的风。X 射线可以通过康普顿散射和光致电离两种机制加热气体, 但是同时气体本身还有辐射冷却。当气体温度较低时 ($T \leq 10^5$ K), 辐射冷却以线冷却和复合冷却为主; 温度较高时, 电离度也高, 气体的冷却以逆康普顿散射冷却为主。在仅有康普顿散射的情况下, 辐射加热和辐射冷却平衡时的温度称为康普顿温度, 其定义为 $kT_c = 1/4\langle\epsilon\rangle$, 其中 k 为玻尔兹曼常数, $\langle\epsilon\rangle = L^{-1} \int_0^\infty h\nu L_\nu d\nu$ 是平均光子能量, L 是活动星系核的光度。相应地, 还可以定义康普顿半径 $R_c = GM_{\text{BH}}\mu/kT_c$, 其中的 μ 、 G 和 M_{BH} 分别为氢原子质量、引力常数和黑洞质量。此外, 当某个半径 R_0 处的气体内能与当地的引力势能平衡时, 我们还可以定义所谓的逃逸温度, $T_g = GM_{\text{BH}}\mu/R_0k$ 。当某地的声速超过逃逸速度时, 也即 $T_c > T_g$ 时, 热驱动风可以形成。从康普顿温度的定义式可以看出, 康普顿温度或者称气体声速 (因为康普顿温度的大小与辐射加热的程度有关) 只是活动星系核辐射的谱形而非强度 (强度是随半径变大而减小的) 的函数, 同时逃逸速度随着半径增大而减小, 所以在半径大于康普顿半径的地方可以形成热驱动外流。还有一点要注意的是, 康普顿加热是需要时间的, 若加热时标太长则外流不能形成。为此可以定义一个对应辐射加热时标的特征温度, $kT_{\text{rad}} = \Lambda_0(R_0/c_{\text{rad}})$, Λ_0

是 R_0 处的光学薄加热率, c_{rad} 是对应于 T_{rad} 的声速。令 $T_c = T_g = T_{\text{rad}}$ 可以得到一个临界光度 $L_{\text{cr}} = 0.03(T_c/10^8)^{-1/2}L_{\text{Edd}}$ ^[8], 其中 $L_{\text{Edd}} = 4\pi GM\mu c/\sigma_T$ 为爱丁顿光度, σ_T 为汤姆森散射截面。 L/L_{cr} 的比值表征了外流克服引力的有效性。需要注意的是, 这里只和康普顿加热有关, 没有考虑辐射压力。

一般来说, 热驱动外流在离黑洞较远(逃逸速度较小)的地方发生, 并且外流的速度较小, 可能对应于 X 射线温热吸收体^[42, 43]。热驱动外流的最大困难在于当外流跑到更大尺度后, 膨胀会使得外流变冷从而与观测不符。所以需要其他机制来保持外流的温度, 例如 Chelouche 和 Netzer 提出湍流加热外流^[42]。热驱动外流机制在温度低于 10^7 K 的时候很难发生, 因为式 (1) 右边其他两项更重要。

2.2 辐射驱动外流

辐射压加速活动星系核周边气体的机制很早就被应用到宽吸收线类星体外流的研究中。非常明显的理由就是: 类星体具有非常高的光度, 辐射场的动量足以匹配外流的动量 ($\dot{M}_{\text{out}}v_{\infty} \approx L/c$, \dot{M}_{out} 为质量外流率)。此外, 类星体中显著的吸收线也暗示辐射场的动量必然有一部分转移到了吸收体。还有一个重要的证据是宽吸收线类星体光谱中“锁线”(line-locking) 现象^[44], 即当吸收物质的速度接近 $\text{Ly}\alpha$ 和 N V 波长差对应的速度时, N^{4+} 离子吸收 $\text{Ly}\alpha$ 光子, 由此增加辐射力, 即具有该速度的物质获得大的加速度, 使得单位速度上柱密度降低, 更加透明。这在 C IV 吸收线的轮廓上表现为对应速度吸收坑变浅。要准确地描述辐射驱动外流的动力学和电离状态是一项很有挑战性的工作, 这方面有很多做了各种简化的研究工作, 参见文献 [45–50]。如果气体是完全电离的, 那么只有电子散射对辐射压有贡献; 这种情形下, 需要活动星系核的光度超过爱丁顿光度 (L_{Edd}), 辐射才有可能驱动外流。如果气体是部分电离或者含有尘埃, 则气体的不透明度会大于电子散射的不透明度, 在亚爱丁顿光度的情况下辐射压也是有可能驱动外流的。比如气体中有尘埃存在的情况下, 尘埃的散射截面远大于汤姆森散射截面, 辐射压力会呈数量级增大; 再比如气体温度较低 ($T < 10^5$ K) 且光致电离很弱的时候, 束缚–束缚跃迁和束缚–自由跃迁可以使气体不透明度大大增加。

依赖于活动星系核的连续谱能量分布、尘埃与气体质量比、尘埃颗粒的大小等, 尘埃的不透明度与汤姆森散射不透明度的比值大约是 $5 \times 10^2 \sim 1 \times 10^3$ ^[51]。当尘埃和气体之间耦合得很好时, 辐射压就有可能驱动尘埃气体形成外流。尘埃气体 (dusty gas) 来自于冷吸积盘外区或者更外围的尘埃环 (torus); 尘埃气体的另外一个可能来源是星系核周围恒星在演化过程中抛出的星风, 当来自中心的紫外连续谱照射到这些含有尘埃的星风气体时, 便有可能形成宽吸收线类星体外流^[52]。除了与尘埃颗粒发生散射, 来自中心的辐射还可以把紫外、光学波段吸收的光子在红外波段再辐射出来, 再辐射过程也可以将中心辐射的动量传递到尘埃气体中。需要注意的是尘埃只能存在于离中央引擎较远的地方, 否则会由于辐射加热而升华掉, 其能够存在的最小半径称为尘埃的升华半径, $r_{\text{min}}^{\text{dust}} \approx 1.3(L/10^{39} \text{ J} \cdot \text{s}^{-1})^{1/2}(T/1500 \text{ K})^{-2.8} \text{ pc}$ ^[53]。当辐射场很强时, 尘埃颗粒很可能会带上电荷, 此时, 尘埃与磁场会耦合在一起, 这时的外流驱动机制和磁场有关, 具体参看下节内容。

在半径较小且没有尘埃的环境下, 对于未完全电离气体, 只要来自活动星系核的紫外连续谱辐射能够促成足够多的束缚–束缚跃迁, 则线力仍然能够驱动外流。Castor 等人^[54] 最早

在 1975 年研究热恒星的星风时提出线力驱动模型, 他们指出在诸多从辐射场提取动量来驱动强外流的机制中最有效的就是线力。Castor 等人总结出一个线力乘子 (line force multiplier) M_L 来描述线力相对于电子散射压力的放大倍数。在光学薄的情况下, 被紫外辐射电离气体的线力乘子可以高达 2000~4000。对于高电离气体, 线不透明度会大大减小, 线力变得没有有效。Murray 和他的合作者们^[46] 在 1995 年提出盘风模型来解释宽吸收线, 如图 2 所示, 对于质量为 $10^8 M_\odot$ 的黑洞, 在半径约为 10^{16} cm 的地方, 会有部分气体物质在吸积盘当地的辐射压和气体压的联合作用下被吹出吸积盘, 紧接着来自吸积盘内区的紫外辐射通过线力迅速地将这些气体物质加速, 最高可达 $0.1c$ 。盘风模型需要有一个额外成分——遮挡气体 (shielding gas), 其很可能是由未能跑到无穷远的气体回落或者从盘吹出而未能被中心辐射加速的气体形成。遮挡气体主要用来遮挡来自中心的 X 射线照射, 避免对外流物质的过度电离, 同时这些遮挡气体还要保证对于紫外辐射是光学薄的, 自身不被紫外辐射加速。需要强调的是, 即使对于由高密度云团组成的外流 (云团组成的外流需要有比如磁力线来束缚, 以保证其不会膨胀扩散掉, 更多内容请参考文献 [45]), 若云团的填充因子随着半径增大而减小, 意味着大部分云团暴露在 X 射线照射下而被过度电离, 因此对 X 射线的遮挡也是必须的^[55]。Murray 假定的遮挡气体柱密度约为 10^{23} cm^{-2} , 沿着穿过外流的视线方向会有强烈的 X 射线吸收。盘风模型出来的外流分布在相对吸积盘大约 5° 的张角以内, 并且是连续的, 其质量外流率可以通过计算得到。外流覆盖了大约 10% 的天区, 与观测结果大致相符^[14]。如果视线方向刚好穿过这些外流, 那么观测者就能看到蓝移的宽吸收线, 同时还能看到很强的软 X 吸收线。由于会存在大量共振跃迁线, 从大部分角度都能看到外流的发射线。盘风模型的这些特征可以用来解释活动星系核的宽线区, 但是 Murray 等人没有解释遮挡气体的起源。Proga 等人^[47] 在 2000 年放宽了 Murray 等人的很多假定, 进行了轴对称的、含时的线力驱动外流的二维流体力学数值模拟研究, 要注意的是他们没有模拟吸积盘, 而是将其作为边界条件。在他们的数值模拟中可以自洽地处理线驱动、电离平衡和辐射转移, 他们发现在二维情形下, 起到遮挡效应的气体能够自动地存在。图 3 (a) 展示了他们其中一个模型在某个时刻的速度场分布, 可以看到在吸积盘上方有高速外流存在。

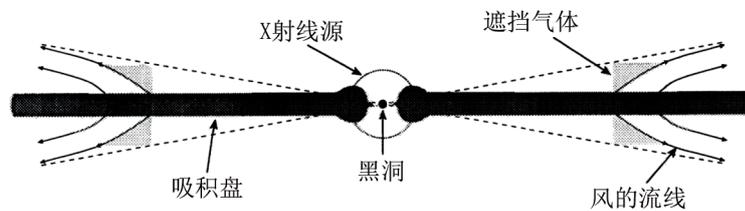


图 2 辐射驱动盘风模型的示意图^[46]

中心黑点是黑洞, 其外圆圈代表 X 射线辐射区, 两边对称的黑色条状区域是吸积盘。有箭头的曲线代表风的流线, 流线靠近黑洞一侧的浅灰色阴影区是遮挡气体, 它主要用来保护外流气体不被来自中心的 X 射线过度电离, 从而有足够多的线跃迁可以驱动外流。

Murray 等人 1995 年和 Proga 等人 2000 年的工作研究的都是吸积盘尺度的辐射驱动外流。为了考察更大尺度上的辐射驱动外流现象, Liu 等人^[50] 把数值模拟的区域放到了 pc

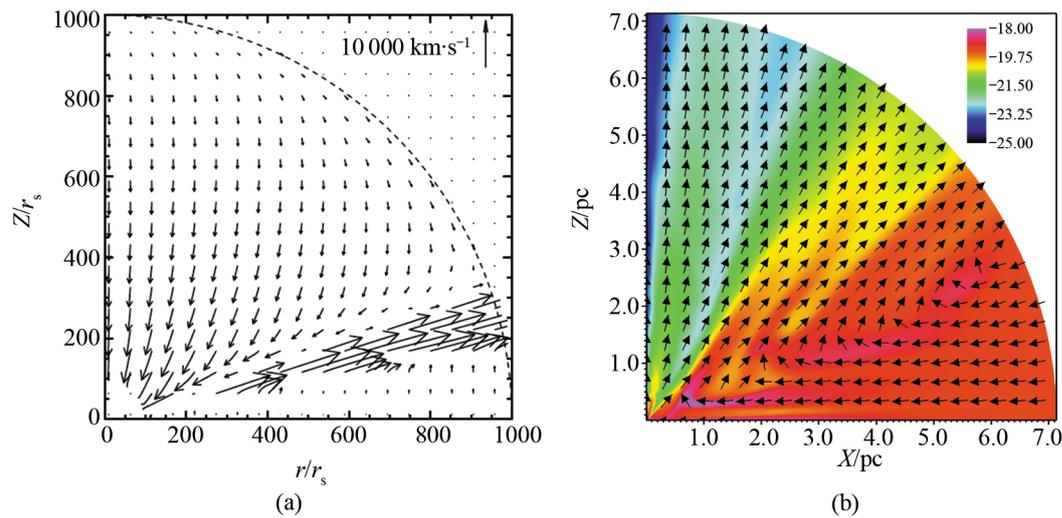


图 3 (a) 吸积盘尺度线力驱动外流的速度场分布^[47]; (b) pc 尺度线力驱动外流的取过对数的质量密度分布^[50]
 (a) 中坐标单位为黑洞的史瓦西半径 $r_s = 2GM_{\text{BH}}/c^2$ 。箭头表示外流的方向, 长短表示大小, 右上角标出 $10\,000\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 的长度以作参考, 可以看出外流主要在紧靠吸积盘的上方。(b) 中颜色表示密度大小。覆盖在上面的箭头表示速度方向, 可看到外流分布在高纬度的地方, 靠近赤道面的地方全是内流。

尺度 (也可参见文献 [56, 57])。另外, 他们在考虑了中心辐射线力的基础上, 进一步研究了内外流自身辐射即再辐射对外流的影响, 再辐射最终表现为增加了一个垂直赤道面向上的辐射压力。图 3 (b) 给出了他们其中一个模型的质量密度分布图, 覆盖其上的箭头代表气体的流动方向, 可以看到外流广泛的存在。他们的结果显示线力驱动外流的速度大概在 $600 \sim 1000\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$, 质量外流率、外流机械能等增加了大约两倍 (可对比参看文献 [57])。图 3 (a) 和 (b) 两图的速度场看起来差别很大原因是两者采用了不同的边界条件。Liu 等人由于模拟的是 pc 尺度外流, 他们把吸积盘看作点源, 气体物质都是从外边界注入; 而 Proga 等人的模拟在吸积盘尺度, 他们将吸积盘固定在赤道面作为边界条件, 气体物质都从赤道面来, 并且在赤道面多了垂直向上的吸积盘辐射。

基于物理推论和数值模拟, 可以预见当 $L_{\text{UV}} > L_{\text{Edd}}/M_L$ 时, 线力驱动外流容易产生^[58], L_{UV} 是系统的紫外波段光度。这个结论对于所有吸积盘系统都是适用的。对于活动星系核, 若取线力乘子 $M_L = 1000$, 当 $L_{\text{UV}} > 10^{-3}L_{\text{Edd}}$ 时即可驱动外流, 可见线力驱动外流适用于明亮的源。而对于银河系中心的黑洞, 由于其 L_{UV} 非常弱, 线力就无法驱动外流。

总的来说, 辐射驱动外流在一定程度上可以解释宽线区的形成, 但是只适用于大多数明亮的活动星系核。辐射驱动外流的局限性, 也受到观测的限制。Tombesi 等人^[36] 在其 2013 年的文章中指出, 若靠康普顿散射来驱动超高速外流, 需要爱丁顿比值 (热光度与爱丁顿光度比值) $\lambda \geq 0.2$; 但是他们样本的平均爱丁顿比值 $\lambda \approx 0.15$, 这暗示辐射压驱动可能不是主要的外流驱动机制。Chelouche 和 Netzer^[42] 在仔细计算了 NGC 3783 中高度电离外流的参数并与 Chandra 数据对比后指出, 这些外流不是由辐射压驱动的; 他们提出可能由热驱动, 上节的末尾提到他们提出湍流加热抗衡热驱动外流的膨胀冷却, 但是这方面仍存在争议。Kraemer

等人^[59]在深入分析 NGC 4151 的 X 内禀吸收线后也发现有高度电离的外流, 由于外流的电离度如此高而星系的光度只有 $4\%L_{\text{Edd}}$, 所以这些高电离的外流不太可能是辐射驱动的。另外一个例子是 3C111, Tombesi 等人^[33]利用 Suzaku 观测到的蓝移吸收线也证实了高电离外流的存在; 他们还限定: 这些外流所处位置小于 0.006 pc (约为 $(20 \sim 30)r_s$), 及外流的汤姆森散射光深非常小 ($\tau \approx 0.05$), 因此辐射驱动机制在这里也不重要。前文中也指出, 辐射驱动外流机制在明亮的类星体中比较适用, 对于低光度活动星系核就不太可能。比如 Crenshaw 和 Kraemer^[5]最近对邻近活动星系核的研究发现, 有相当部分源的光度小于 $5\%L_{\text{Edd}}$, NGC 4395 的热光度甚至低到 $10^{-3}L_{\text{Edd}}$ 。并且低光度星系核由径移主导吸积流 (ADAF) 而非标准薄盘来描述, 所以低光度活动星系核的外流驱动机制也不太可能由辐射驱动。

2.3 磁驱动外流

磁场在活动星系核中存在并发挥重要作用。磁场对于吸积盘理论是至关重要的, 磁转动不稳定性 (MRI, 见文献 [60]) 是吸积盘中湍流的产生和角动量转移的普遍性机制^[61]。那么, 磁场也很可能从吸积盘中产生物质外流。式 (1) 右边第 2 项磁应力可以拆成两项: 磁张力和磁压力。传统上有两种磁驱动外流的机制: 一种是磁张力主导洛仑兹力的“磁离心力风”机制, 另外一种则是磁压力主导洛仑兹力的磁压驱动风机制。

磁离心力风机制最早由 Blandford 和 Payne^[62]于 1982 年明确提出 (以后简称 BP 机制)。其主要思想是: 盘冕中电离气体被磁冻结在开放的转动磁力线上, 这些磁力线扎根于吸积盘表面, 且是有序和大尺度分布的。随着磁力线的转动, 磁冻结在磁力线上的物质被离心力向上加速而远离吸积盘, 这些被抛射出去的物质会带走吸积盘的角动量, 进而使得物质可以顺利地供给中央引擎。吸积盘里面的物质可通过磁浮力或者热膨胀而被抛出盘面, 接着由于磁冻结而被束缚到磁力线上。图 4 展示了被磁冻结在扎根于吸积盘冕中的磁力线上的物质的受力平衡, 当离心力大于黑洞引力时物质被抛出形成外流。Blandford 和 Payne 还指出磁场的极向 (poloidal) 分量 B_p 与吸积盘法向方向的夹角必须大于 30° , 且 B_p 需要大于磁场的环向 (toroidal) 分量 B_ϕ ^[64]。Blandford 和 Payne 认为磁离心力也可能是相对论性喷流的产生机制, 因为这种机制产生的外流在远离吸积盘的地方是超阿尔芬速度的, 且具有很好的准直性。BP 机制也被建议用到解释宽发射线区云团的形成和动力学^[65, 67]。Emmering 等人^[65]提出吸积盘中的尘埃气体首先被局域的吸积盘辐射吹出盘表面 (参看图 5), 跑出盘面后由于受到中心来的紫外辐射照射而被电离, 尘埃颗粒由于升华或者内部激波冲撞而不复存在; 接着, 这些电离过的气体团沿着镶嵌在盘冕区域的磁力线运动, 气体云团以声速不断膨胀直到其气体压与磁场压达到平衡。由于云团的运动以及吸积盘和冕中的电子与发射线光子发生散射, 发射线会被展宽, 也会出现偏振^[66]。基于此, Bottorff 等人^[68]利用磁流体动力学研究了 Seyfert 1 星系中本征的紫外及 X 吸收线的动力学, 他们提出具有更高电离度的气体, 即 X 吸收线发生处位于半径更小的地方, 而紫外吸收线则发生在半径较大的地方。Pudritz 等人^[69] (也可参见文献 [36]) 在 2007 年指出磁离心力驱动外流的最终速度 (terminal velocity) 正比于外流发射半径处 (launching radius) 的开普勒速度, $v_{\text{out}} = \omega v_K$, ω 是阿尔芬半径与外流发射半径的比值 (约 $2 \sim 3$), v_K 是发射半径处的开普勒速度。BP 机制可以预言外流的几何性质和运动学特征, 但是没法给出质量外流率。因此, 这种模型给出的结果无法和观测结果进行完整的对比。

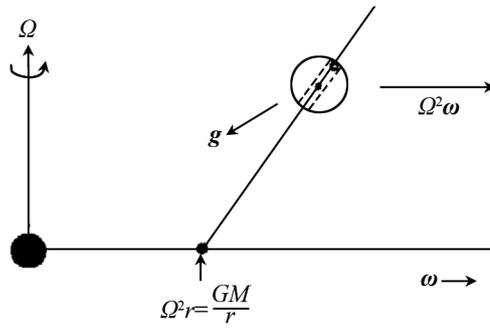


图4 BP机制驱动外流的示意图^[63]

实心圆圈表示黑洞，水平线代表几何薄的吸积盘，扎根于吸积盘的斜线表示磁力线，磁力线随着吸积盘以接近开普勒角速度 Ω 绕黑洞转动。在磁力线上的空心圆圈表示从吸积盘上浮到磁力线上后的气体物质。因为假定开普勒转动，在磁力线根部处的离心力与引力刚好是平衡的，离心力随着离黑洞距离增大而增大，因此磁力线上的气体物质会被离心力驱动沿着磁力线往外跑形成外流。

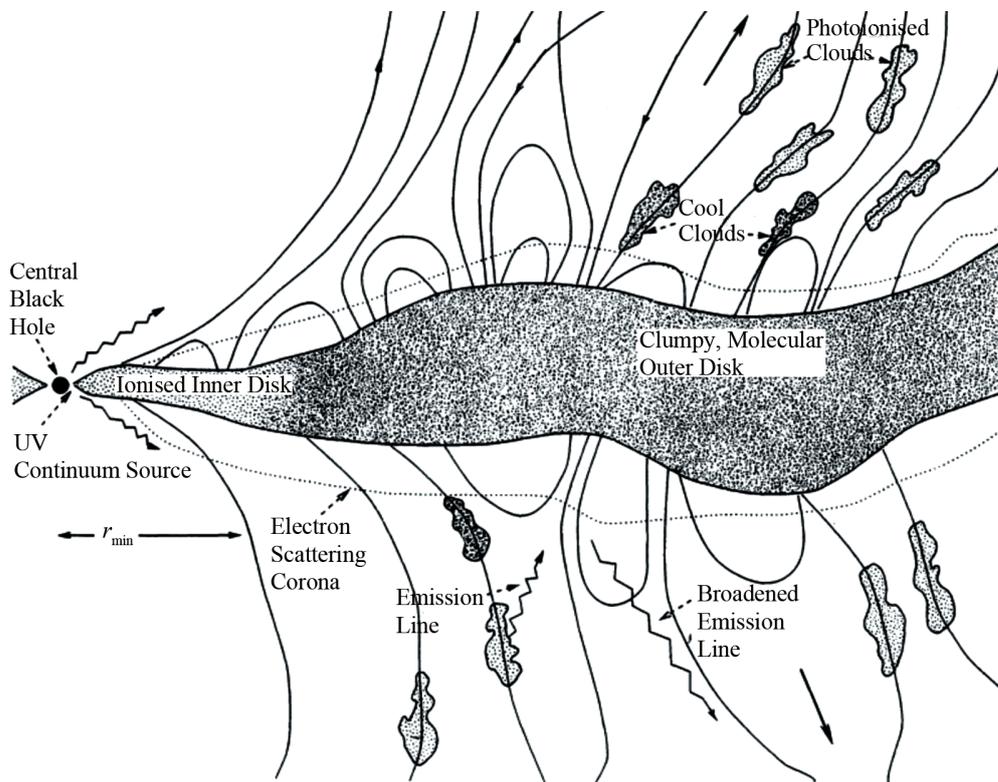


图5 磁化吸积盘的宽线区形成示意图^[65]

吸积盘内区是电离的，而外区则可能是中性甚至是分子/尘埃状态的。一些小的低密度分子云团被当地的辐射驱动吹出盘表面后被磁冻结在磁力线上，然后沿着磁力线被离心力加速达到几倍发射半径处的开普勒速度。当这些云团离开盘面一定距离后，受到来自中心的紫外辐射的电离，被加热到 10^4 K 而产生发射线，这些发射线光子可能会被冕或盘中的 10^6 K 电子进一步散射而被线展宽。

磁离心力驱动外流与辐射驱动外流的一个区别是, 前者至少在靠近吸积盘的地方是随吸积盘转动的, 而后者不是^[39]。外流的转动速度和径向速度都可以改变谱形的轮廓, 因此我们可以从谱形轮廓来区别这两种不同机制驱动的外流^[90]。例如, 若我们从平行于盘面的视线方向进行观测, 高速转动的外流产生的发射线线宽会比缓慢转动的外流宽很多; 类似地, 吸收线的线宽也会随转动而变化。

当 B_p 相对较弱的时候, 外流可能仅在非常靠近吸积盘的地方随着吸积盘转动, 此时外流变成由磁压力驱动。特别是, 由于吸积盘的较差运动, 吸积盘内的环向磁场分量会迅速地增长起来以至于 $|B_\phi/B_p| \gg 1$ 。在这种情况下, 环形磁场的磁压力可以自发地驱动外流, 详细内容参阅文献 [70–75] 及他们文中引用的文献。2003 年, Proga^[76] 在明亮吸积盘线力驱动风的框架下进行了二维含时的磁流体力学数值模拟。初始假定仅有极向磁场, 但是随着时间演化, MRI 促成环向磁场的迅速增长, 环向磁场主导后产生的磁压力在吸积盘附近吹出速度较慢、密度较高的外流。也就是说, 他们的模拟中既有辐射驱动外流也有磁驱动外流。在磁场较弱的时候, 仅有辐射驱动外流, 此时外流靠近吸积盘, 且是低速、高密度的, 在低速外流上方是紧挨着的高速外流, 质量外流率以高速外流的贡献为主。随着磁场增强, 低速外流部分变得越来越密集, 速度稍微变快并慢慢成为外流的主导成分; 当磁场很强时, 外流主要由磁压驱动, 也就是说只剩下高密度、慢速的外流, 线力驱动的快速外流不再存在。

BP 机制驱动外流要求有大尺度的开放磁场, 但是这类磁场如何产生并不清楚。目前主要有两种机制可以产生这类磁场: 一种是磁流体力学发电机 (MHD dynamo, 参见文献 [77]), 不过磁流体力学数值模拟发现发电机机制只能产生小尺度的极向磁场^[78]; 另外一种吸积流直接将距离黑洞很远的大尺度极向磁场向内径移形成, Beckwith, Hawley 和 Krolik^[79] 的研究发现通过这种机制, 大尺度极向磁场只存在于靠近黑洞的地方。国际上有几个小组对 BP 机制进行了数值研究, 他们的模型中都没有包含吸积盘, 而是将其固定在尺度面作为边界条件 (参见文献 [80–83] 以及他们文中引用的文献)。Ohsuga 等人^[84] 在 2011 年做了辐射磁流体的数值模拟研究, 他们发现有外流产生; 但是他们关注的重心是在同一框架下, 通过调整气体注入密度而自洽地给出了三种最常见的吸积模式, 即: 标准薄盘、径移主导吸积盘 (以后简称 ADAF) 和细盘 (slim disk)。他们没有深入研究外流的起源和驱动机制。

最近, Yuan 等人^[40] 在国际上率先利用同时包含有外流和吸积流的磁流体力学数值模拟, 研究了 ADAF 的外流起源和驱动机制。他们在没有大尺度开放磁场的情况下也产生了外流 (Ohsuga 等人的工作也无需大尺度开放磁场) 并仔细分析了外流的性质, 他们将其外流的产生机制称为 “micro-BP” 机制。图 6 (a) 展示的是内外流的径向比角动量分布, 其中点线表示外流的角动量, 实线是内流角动量, 虚线给出的是作为对比的开普勒角动量。从图中可以看出外流的角动量几乎是开普勒的, 远大于内流的角动量 (除了在最外区), 可以推论是内流的角动量通过某种机制转移给了外流, 也就是说这里的外流是离心力驱动的。图 6 (b) 展示了质量密度和速度场的空间分布, 灰度图表示的是质量密度大小, 箭头方向表示速度方向、彩色则表示速度大小, 可以看到外流分布在与极轴夹角 $30^\circ \sim 60^\circ$ 的区域。Yuan 等人给出的外流速度为 $v_{\text{out}} \approx 0.5v_k(r_o)$, 其中 r_o 是热吸积流的外边界, $v_k(r_o)$ 则是外边界处的开普勒速度。他们的计算同时还给出了 r_o 处的质量外流率 $\dot{M}_{\text{out}}(r_o)$, 由此可以估算外流的动量、机械能等; 这是

相对于 BP 机制的另外一个优点。

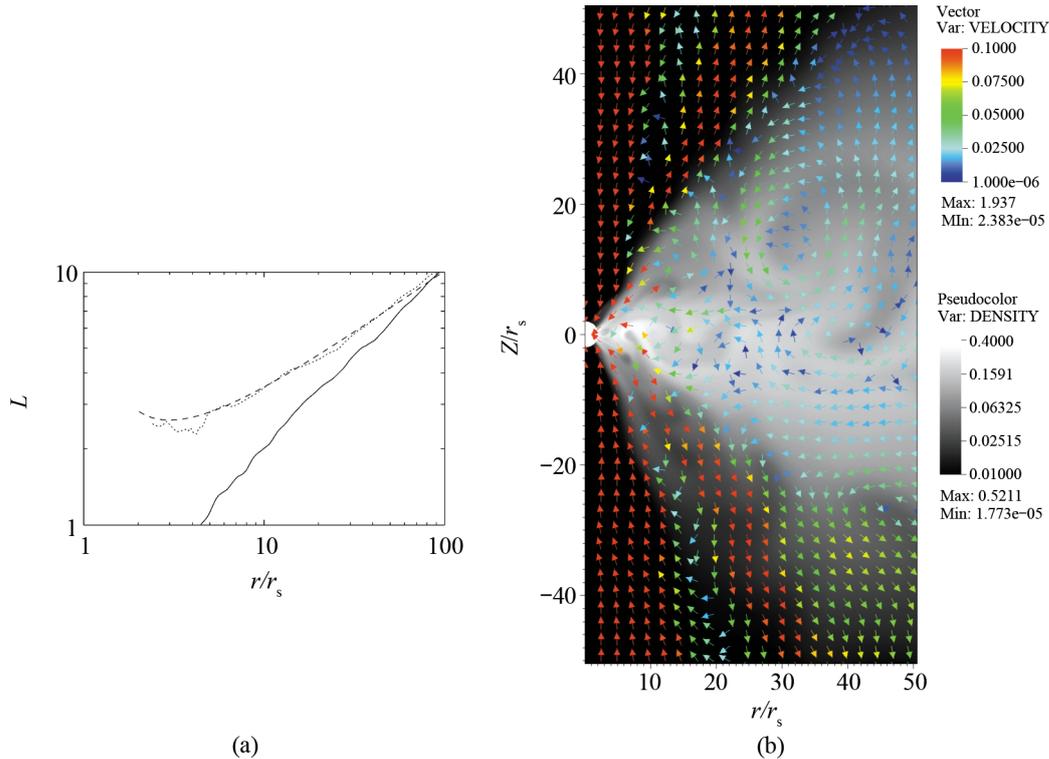


图 6 (a) 外流(点线)、内流(实线)角动量随半径的分布图^[40]; (b) 密度及速度分布图^[40]

图(a)中的虚线是开普勒角动量。可以看出外流角动量几乎是开普勒的,这暗示外流很可能是离心力驱动的。图(b)中箭头表示气体流动方向,颜色表示速度大小。可以看到外流区域分布在盘表面附近的地方。

上节提到,低光度星系核中的外流无法由辐射驱动机制解释。低光度活动星系核的中心引擎是 ADAF, Yuan 等人的模型也可能应用到低光度活动星系核的外流解释。需要指出的是, Yuan 等人产生的外流温度太高(约等于位力温度),无法产生观测中常见的吸收线或发射线。但是当黑洞吸积率大于某个特征值时, Yuan 等人^[85]使用的单相 ADAF 假定不再成立,不稳定性会促使冷团块形成,热吸积流变成两相吸积流,冷团块可以产生吸收线和发射线。Yuan 等人估算了 NGC 3783 和 3C 111 以及一般性低光度活动星系核的外流速度、质量外流率和外流机械能等,发现与观测相符很好。Yuan 等人目前正在进行薄盘磁流体力学数值模拟,发现上述机制同样适用于薄盘。

2.4 混合驱动机制

前述三种驱动外流的机制是可能同时存在的,所谓混合驱动模型就是指外流由热驱动、辐射驱动和磁驱动等其中的一种或多种联合驱动。前面提到的 Proga 在 2003 年的工作就是一个例子,其中既有辐射驱动外流也有磁驱动外流。Königl 和 Kartje^[86]扩展了 Blandford 和 Payne 的模型,他们假定物质先由磁作用抛出吸积盘,而后因为物质中的尘埃颗粒具有很大

的不透明度 (要求有尘埃存在, 说明外流的发射半径至少大于尘埃的升华半径), 物质被辐射驱动形成外流。他们声称这种机制比起分子尘埃环 (molecular torus) 能够更好地解释 Seyfert 2 型星系中央区域的遮挡效应和 Seyfert 星系中经常出现的电离锥现象^[87, 88]。

De Kool 和 Begelman^[55] 为了解释宽吸收线类星体的紫外吸收线, 提出磁力线环绕的分子吸积盘 (类似于 Emmering 等人^[65] 的模型, 见图 5), 磁浮力使得云团在约 10^{18} cm 的地方浮出吸积盘表面, 然后这些云团被中心辐射照射加热到温 ($T \approx 10^4$ K) 热平衡。磁力线约束着云团运动, 阻止它们侧向扩张, 最后在径向上云团被线驱动加速形成外流。外流的张角由 θ 方向的磁力与辐射压力平衡给出。如果磁力线确实能够约束云团, 那么磁压应该是大于等于气体压的。束缚在磁力线上的云团几乎是被径向加速的, 这样磁力线会被挤压向吸积盘, 最终导致磁压力增强到与辐射力相当。因此, 当辐射力很强的时候, 外流被限制在沿着盘面的一个很窄的角度内。另外一个推论是外流的张角与辐射力成反比, 或者与质量外流率成反比。由于外流是离散的云团, 覆盖因子相对很小, 不需要遮挡气体也能避免过度电离。但是, 正如 2.2 节提到的, 若云团覆盖因子随半径增大而减小, 则大量的云团会被电离, 这时仍然需要遮挡气体保护, 以免云团物质被过度电离。

3 总结和展望

本文主要介绍了驱动外流的三类主流机制, 即: 热驱动、辐射驱动和磁驱动。热驱动机制的核心思想是, 当吸积盘外区气体被康普顿散射和光致电离加热到超过当地位力温度时, 热外流形成。热驱动外流一般发生在吸积盘外区, 速度较慢且很快就会膨胀冷却。辐射驱动外流主要发生在明亮的活动星系核中, 当气体处于高度电离状态时, 辐射压力主要由康普顿散射贡献, 当光度接近爱丁顿光度时就能驱动外流; 对于电离度稍低的情形, 辐射力以紫外吸收线产生的线力为主, 由于线跃迁不透明度远大于电子散射不透明度, 所以不需要光度接近爱丁顿光度。最有名的辐射驱动外流模型是 Murray 等人^[46] 提出的盘风模型。目前辐射驱动外流的理论工作很少与观测结果进行比较。对于具有高电离度外流或者光度很低活动星系核中的外流, 不太可能由辐射驱动, 这时的外流很可能以磁驱动为主。磁驱动外流的最著名模型是以 Blandford 和 Payne 冠名的 BP 机制, BP 机制要求有大尺度的开放磁场, 而这种磁场的起源并不清楚; 此外, BP 机制也不能给出质量外流率。不过, Ohsuga 等人^[84] 以及 Yuan 等人^[40] 的研究表明, 产生外流可以不需要大尺度的开放磁场。特别是 Yuan 等人的工作是首次提出利用同时包含有吸积盘和外流的磁流体数值模拟来研究 ADAF 外流的起源和驱动机制, 他们发现的外流驱动机制类似于 BP 机制, 是离心力驱动的, 他们称为 “micro-BP” 机制。这种机制除了不需要大尺度开放磁场, 还可以给出质量外流率。目前关于薄盘的磁流体数值模拟 (除了 Ohsuga 等人的工作, 参见文献 [84]), 特别是关注外流起源的研究工作几乎没有, Yuan 等人正在做这方面的研究。本文主要讨论从吸积盘起源的外流, 这也是目前的主流模型。在文中少数几个地方也提到星系核周围恒星演化抛出的星风也可能直接被中心辐射加速而形成外流^[52]。

活动星系核外流的理论研究表明,很难简单地使用一种驱动机制去解释外流的诸多观测性质。混合驱动机制虽有部分研究工作,但是做得还远远不够,将来的理论工作会慢慢同时考虑式(1)中右边的所有项。由于本质上活动星系核的外流是多维的、随时间演化的,且磁场被认为是广泛存在的,所以含时的多维磁流体力学数值模拟研究工作是必要的。在研究辐射驱动外流时,外流自身的辐射可能也不容忽视,所以还需要进行辐射转移的计算。

活动星系核外流被认为是活动星系核反馈的重要组成部分^[91]。从能量上看,低速外流/紫外吸收线外流的机械能似乎不足以影响寄主星系的演化,但是在活动星系核的整个生命周期中,若低速外流一直存在,则其反馈的累积效应就显得比较重要。超高速外流具有的巨大能量,很可能就是宇宙学数值模拟中需要的机械反馈^[36, 92, 93]。外流除了能量反馈,还在动量和质量上都会对中心黑洞的物质供给以及寄主星系中的恒星形成产生或多或少的影响。2010年在银河系中心上下银道面发现的 Fermi Bubble^[94],很可能就是银河系中心黑洞在几百万年前的活跃时期产生的外流与星系介质长期作用演化而来^[95]。

总之,无论是理论还是观测研究,还需要大量的工作来促使我们更好地理解活动星系核外流的起源和加速机制,以及它们与寄主星系的相互影响。

致谢

感谢审稿人非常有益的评论和建议。

参考文献:

- [1] Silk J, Rees M J. *A&A*, 1998, 331: L1
- [2] Di Matteo T, Springel V, Hernquist L. *Nature*, 2005, 433: 604
- [3] Fabian A C. *ARA&A*, 2012, 50: 455
- [4] Ostriker J P, Choi E, Ciotti L, et al. *ApJ*, 2010, 722: 642
- [5] Crenshaw D M, Kraemer S B. *ApJ*, 2012, 753: 75
- [6] Granato G L, De Zotti G, Silva L, et al. *ApJ*, 2004, 600: 580
- [7] Hopkins P F, et al. *ApJ*, 2005, 630: 705
- [8] Crenshaw D M, Kraemer S B, George I M. *ARA&A*, 2003, 41: 117
- [9] Allen J T, Hewett P C, Maddox N, et al. *MNRAS*, 2011, 410: 860
- [10] Tunnshek D A. *QSO Absorption Lines: Probing the Universe*, Blades J C, Tunnshek D A, Norman C A. ed. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1988: 17
- [11] Hutchings J B, Crenshaw D M, Kraemer S B, et al. *AJ*, 2002, 124: 2543
- [12] Aoki K, Iwata I, Ohta K, et al. *ApJ*, 2006, 651: 84
- [13] Hall P B. *AJ*, 2007, 133: 1271
- [14] Reichard T A, Richards G T, Hall P B, et al. *AJ*, 2003, 126: 2594
- [15] Hamann F, Barlow T A, Cohen R D, et al. *Mass Ejection from Active Galactic Nuclei*, Arav N, Shlosman I, Weymann R. eds. San Francisco: ASP, 1997: 19
- [16] Crenshaw D M, Kraemer S B, Boggess A, et al. *ApJ*, 1999, 516: 750
- [17] Crenshaw D M, Kraemer S B. *ApJ*, 2000, 532: L101
- [18] Das V, Crenshaw D M, Hutchings J B, et al. *AJ*, 2005, 130: 945
- [19] Das V, Crenshaw D M, Kraemer S B. *ApJ*, 2007, 656: 699

- [20] Chartas G, Brandt W N, Gallagher S C. *ApJ*, 2003, 595: 85
- [21] Kaastra J S, Mewe R, Liedahl D A, et al. *A&A*, 2000, 354: L83
- [22] Wang T G, Brinkmann W, Yuan W, et al. *ApJ*, 2000, 545: 77
- [23] Kriss G A. *ASP Conf. Ser.*, 2002, 255: 69
- [24] Steenbrugge K C, Kaastra J S, Crenshaw D M, et al. *A&A*, 2005, 434: 569
- [25] Blustin A J, Page M J, Fuerst S V, et al. *A&A*, 2005, 431: 111
- [26] Chartas G, Brandt W N, Gallagher S C, Garmire G P. *ApJ*, 2002, 579: 169
- [27] Chartas G, Brandt W N, Gallagher S C, Proga D. *AJ*, 2007, 133: 1849
- [28] Pounds K A, Reeves J N, King A R, et al. *MNRAS*, 2003, 345: 705
- [29] O'Brien P T, Reeves J N, Simpson C, Ward M J. *MNRAS*, 2005, 360: L250
- [30] Tombesi F, Cappi M, Reeves J N, et al. *A&A*, 2010, 521: A57
- [31] Tombesi F, Cappi M, Reeves J N, et al. *ApJ*, 2011, 742: 24
- [32] Tombesi F, Cappi M, Reeves J N, Braitto V. *MNRAS*, 2012, 422: L1
- [33] Tombesi F, Sambruna R M, Reeves J N, et al. *MNRAS*, 2011, 418: L89
- [34] Tombesi F, Sambruna R M, Reeves J N, et al. *ApJ*, 2010, 719: 700
- [35] Ramirez J M, Tombesi F. *MNRAS*, 2012, 419: L64
- [36] Tombesi F, Cappi M, Reeves J N, et al. *MNRAS*, 2013, 430: 1102
- [37] Krolik J H. *Active Galactic Nuclei: From the Central Black Hole to the Galactic Environment*, Princeton: Princeton University Press, 1999: 399
- [38] Everett J E. *APSS*, 2007, 311: 269
- [39] Proga D. *ASPC*, 2007, 373: 267
- [40] Yuan F, Bu D, Wu M. *ApJ*, 2012, 761: 130
- [41] Begelman M C, McKee C F, Shields G A. *ApJ*, 1983, 271: 70
- [42] Chelouche D, Netzer H. *ApJ*, 2005, 625: 95
- [43] Everett J E, Murray N. *ApJ*, 2007, 656: 93
- [44] Foltz C B, Weymann R J, Morris S L, Turnshek D A. *ApJ*, 1987, 317: 450
- [45] Arav N, Li Z Y, Begelman M C. *ApJ*, 1994, 432: 62
- [46] Murray N, Chiang J, Grossman S A, Voit G M. *ApJ*, 1995, 451: 498
- [47] Proga D, Stone J M, Kallman T R. *ApJ*, 2000, 543: 696
- [48] Chelouche D, Netzer H. *MNRAS*, 2001, 326: 916
- [49] Proga D, Kallman T R. *ApJ*, 2004, 616: 688
- [50] Liu Chao, Yuan Feng, Ostriker J P, et al. *MNRAS*, 2013, 434: 1721
- [51] Mathis J S, Rumpel W, Nordsieck K H. *ApJ*, 1977, 17: 425
- [52] Scoville N, Norman C. *ApJ*, 1995, 451: 510
- [53] Barvainis R. *ApJ*, 1987, 320: 537
- [54] Castor J I, Abbott D C, Klein R I. *ApJ*, 1975, 195: 157
- [55] de Kool M, Begelman M C. *ApJ*, 1995, 455: 448
- [56] Proga D. *ApJ*, 2007, 661: 693
- [57] Kurosawa R, Proga D. *MNRAS*, 2009, 397: 1791
- [58] Proga D, Stone J M, Drew J E. *MNRAS*, 1998, 295: 595
- [59] Kraemer S B, George I M, Crenshaw D M, et al. *ApJ*, 2005, 633: 693
- [60] Balbus S A, Hawley J F. *ApJ*, 1991, 376: 214
- [61] Balbus S A, Hawley J F. *Rev. Mod. Phys.*, 1998, 70: 1
- [62] Blandford R D, Payne D G. *MNRAS*, 1982, 199: 883
- [63] Spruit H C. *Magnetohydrodynamic winds and jets from accretion disks*, arXiv:astro-ph/9602022, 1996
- [64] Cannizzo J K, Pudritz R E. *ApJ*, 1988, 327: 840
- [65] Emmering R T, Blandford R D, Shlosman I. *ApJ*, 1992, 385: 460
- [66] Wang H Y, Wang T G, Wang J X. *ApJ*, 2005, 634: 149
- [67] Bottorff M C, Korista K T, Shlosman I, Blandford R D. *ApJ*, 1997, 479: 200

- [68] Bottorff M C, Korista K T, Shlosman I. *ApJ*, 2000, 537: 134
- [69] Pudritz R E, Ouyed R, Fendt C, Brandenburg A. *Protostars and Planets V*, Reipurth B, Jewitt D, Keil K, eds. Tucson: University of Arizona Press, 2007: 277
- [70] Uchida Y, Shibata K. *PASJ*, 1985, 37: 515
- [71] Shibata K, Uchida Y. *PASJ*, 1986, 38: 631
- [72] Stone J M, Norman M L. *ApJ*, 1994, 433: 746
- [73] Contopoulos J. *ApJ*, 1995, 450: 616
- [74] Kudoh T, Shibata K. *ApJ*, 1997, 474: 362
- [75] Ouyed R, Pudritz R E. *ApJ*, 1997b, 484: 794
- [76] Proga D. *ApJ*, 2003, 585: 406
- [77] Tout C A, Pringle J E. *MNRAS*, 1996, 281: 219
- [78] De Villiers J P, Hawley J F, Krolik J H, Hirose S. *ApJ*, 2005, 620: 878
- [79] Beckwith K, Hawley J F, Krolik J H. *ApJ*, 2009, 707: 428
- [80] Ustyugova G V, Koldoba A V, Romanova M M, et al. *ApJ*, 1999, 439: L39
- [81] Romanova M M, Ustyugova G V, Koldoba A V, et al. *ApJ*, 1997, 482: 708
- [82] Ouyed R, Pudritz R E. *MNRAS*, 1999, 309: 233
- [83] Kato S X, Kudoh T, Shibata K. *ApJ*, 2002, 565: 1035
- [84] Ohsuga K, Mineshige S. *ApJ*, 2011, 736: 2
- [85] Yuan F. *ApJ*, 2003, 594: L99
- [86] Königl A, Kartje J. *ApJ*, 1994, 424: 446
- [87] Evans I N, Ford H C, Kinney A L, et al. *ApJ*, 1991, 369: L21
- [88] Wilson A S, Braatz J A, Heckman T M, et al. *ApJ*, 1993, 419: L61
- [89] Richards G T, Lacy M, Storrie-Lombardi L J, et al. *ApJS*, 2006, 166: 470
- [90] Proga D, Begelman M C. *ApJ*, 2003, 592: 767
- [91] McNamara B R, Nulsen P E J. *New Journal of Physics*, 2012, 14: 055023
- [92] King A R. *MNRAS*, 2010, 408: L95
- [93] King A R. *MNRAS*, 2010, 402: 1516
- [94] Su M, Slatyer T R, Finkbeiner D P. *ApJ*, 2010, 724: 1044
- [95] Zubovas K, Nayakshin S. *MNRAS*, 2012, 424: 666

The Driven Mechanisms of Active Galactic Nuclei Outflows

LIU Chao^{1,2}, YUAN Feng¹

(1. *Key Laboratory for Research in Galaxies and Cosmology, Shanghai Astronomical Observatory, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200030, China;* 2. *University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

Abstract: In this paper, the main driven mechanisms of outflows in active galactic nuclei (AGN) are reviewed. The most famous evidences of AGN outflows are the broad absorption lines (BALs) observed in the ultraviolet (UV) spectra of quasars. The “warm absorber” observed in the soft X-ray band in Seyfert galaxy is another evidence. The warm absorber and UV BAL outflows have similar outflow properties, they may have the same origin. Recently, Tombesi et al. found the ultra-fast outflows (UFOs) in Fe absorption lines. The velocities of the UFOs are faster than $10\,000\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ and can be as high as $0.4c$. There are three main kinds of driven mechanisms: thermal driven, radi-

ation driven and magnetic driven. In the disk-wind picture, the gas at the outer region of accretion disk could be photo-ionization heated and Compton heated above to the local virial temperature, then thermal outflow occurs. At smaller radii, radiation force or magnetic force would dominate the forces that resist the gravity. If the gas is highly ionized and the luminosity approaches Eddington luminosity, Compton scattering would be important to drive outflow. If the gas is only moderately ionized, line absorption opacity becomes dominated and line-driven outflow appears. However, the radiation-driven mechanism only works for luminous quasars. The most cited magnetic-driven mechanism is the one raised by Blandford & Payne. The gas material is first lifted out from the disk by local radiation force or buoyancy force, then the gas is frozen into the magnetic lines which anchor into the corona and corotate with the disk. The frozen gas would be thrown out along the magnetic lines by centrifugal force. But a large scale open magnetic field is needed in this mechanism, and it can not determine the mass loss rate of the outflow. In the recent work of Yuan et al. (2012), however, the large scale open magnetic field is not needed to produce outflows. Actually, the AGN outflows cannot be explained by just one driving mechanism. Future works will focus on the hybrid driven mechanism in which two or more mechanisms are involved.

Based on a synthesis of multiwavelength research programs, Tombesi et al. (2013) proposed a stratified outflow model for Seyfert galaxies. The main idea is that the faster outflow with higher column density and higher ionization state launches at smaller radii, while the slower outflow with smaller column density and lower ionization state launches at larger radii. When the observer observes along different line-of-sight, they will see different types of outflows. Outflow is an important component of AGN feedback. Especially the UFOs, the high kinetic luminosity contained in the outflow could affect the evolution of the host galaxies. The outflows produced several million years ago may be responsible for the formation of Fermi Bubble recently observed at the Galactic center.

Key words: active galactic nuclei; outflow; black hole; accretion; jet