

活动星系核中的喷流形成

曹 新 伍

(中国科学院上海天文台 上海 200030)

摘 要

对活动星系核中的喷流加速机制、观测特征及目前研究近况进行了评述。磁场在喷流加速过程中起重要作用,对磁场加速喷流模型中喷流加速区域的大小进行了估计。比较了不同的磁场加速喷流模型,并讨论了有序吸积盘磁场的形成与维持过程。简要地评述了活动星系核中吸积盘与喷流存在内在联系的观测证据,及中央黑洞与活动星系核的射电辐射特征的关系。

关键词 活动星系核 — 喷流 — 吸积

分类号 P157.6

1 引 言

大约有 1/10 的活动星系核是射电噪的 (radio-loud)^[1,2]。射电噪活动星系核的定义是射电噪度 $R > 10$ (射电噪度 R 定义为 5GHz 的射电流量与 4400Å 光学流量之比)^[2]。许多射电噪活动星系核核心区域存在射电喷流。射电甚长基线干涉仪 (VLBI) 有很高的角分辨率而成为观测活动星系核核心区域喷流结构与变化的最佳手段。多历元的 VLBI 观测发现许多活动星系核喷流结构中的子源是运动的,部分子源的运动速度甚至是超光速的^[3~6]。如果喷流中的等离子团块以接近光速面对观测者运动,由于光行差效应,观测者就会观测到等离子团块的运动是超光速的^[7]。这种模型很好地解释了视超光速现象。活动星系核中的相对论性高速运动喷流的形成与加速机制已成为人们所关注的重要问题^[8~11]。活动星系核的多波段观测表明,射电噪与射电宁静 (radio-quiet) 活动星系核的红外、光学 / 紫外连续谱并没有明显差异^[12~15]。是什么原因造成两类活动星系核在射电波段辐射及其它观测特征上的差异? 为什么发现的大部分活动星系核是射电宁静的? 这些都是活动星系核研究中的重要问题。而对活动星系核喷流形成的研究对这些问题的解决无疑是非常有用的。

2 喷流加速模型

2.1 辐射压加速喷流模型

活动星系核中央黑洞吸积盘内区辐射压很大, 吸积盘表面部分物质会在吸积盘的辐射压的作用下离开盘表面, 加速而形成喷流^[16~19]。观测到的许多活动星系核喷流在很大尺度上都保持了很好的准直性^[3,8], 如何使喷流准直是这种模型存在的一个问题。当吸积率很大时, 吸积盘内区的辐射压会使盘变厚而形成几何厚吸积盘。这种厚盘在黑洞附近轴向形成一漏斗状的通道, 被辐射压加速的物质经过这一通道会被准直^[20~22]。吸积盘的辐射场能加速喷流, 但同时辐射场也会与高速运动喷流物质相互作用。由于逆 Compton 散射, 喷流会损失部分动能, 因而喷流无法加速到较高的速度 (Lorentz 因子 $\gamma \leq 2$)^[16]。同时对几何厚吸积盘的研究表明其是动力学不稳定的^[23,24]。从观测的角度看, 没有证据表明射电噪活动星系核都具有高吸积率。

当温度很高时, 喷流物质处于完全电离状态, 电子的 Thompson 散射截面起主导作用; 当温度较低时, 喷流物质处于部分电离状态, 则线吸收系数会很大, 使辐射压加速过程变得非常有效^[25]。这种模型得到了发展并在 X 射线双星、部分活动星系核系统中得到应用^[26~28]。

2.2 吸积盘磁场加速喷流模型

David 和 Weber (1968) 提出了一个转动恒星磁场加速恒星风的模型^[29]。在这一模型中, 磁场冻结在恒星中, 磁场随恒星自转而转动。由于磁冻结效应, 恒星表面热的稀薄气体会沿磁力线运动。磁力线保持恒定的转动角速度, 气体会沿磁力线向外运动, 其线速度随之增大而被加速, 即离心力加速。与此类似, Blandford 和 Payne (1982) 提出了吸积盘磁场加速喷流模型^[30], 吸积盘中的物质绕黑洞作圆周运动, 其运动速度接近 Kepler 速度, 冻结在吸积盘上的有序磁场会像恒星磁场一样随吸积物质绕黑洞转动。吸积盘表面气体离开盘沿磁力线加速运动 (Blandford-Payne mechanism, BP 机制)^[30]。在这个模型中, 吸积盘必须有一开放有序的磁场。对这一加速过程进行简单的动力学性质分析可知, 如果冷吸积气体作 Kepler 运动, 则磁场与吸积盘面夹角小于 60° 时, 喷流才能被加速。但在转动黑洞附近, 磁场与吸积盘面夹角大于 60° 时, 喷流仍能被加速^[31]。这表明在转动黑洞附近喷流较易被加速。吸积盘的磁场能够使这种加速形成的喷流有很好的准直性, 有利于解释观测到的准直喷流。

Camenzind 将这个模型在广义相对论框架下进行了推广^[32,33], 以研究在黑洞附近吸积盘磁场加速喷流的行为。这对研究活动星系核中相对论性运动喷流的加速过程是很有用的。近十几年来, 人们对吸积盘磁场加速喷流过程进行了深入细致的研究^[8,11]。近年来, 借助数值模拟手段可以对喷流加速过程的非线性不稳定性 and 随时间演化行为进行研究^[34~36]。

2.3 转动黑洞磁场加速喷流模型

在吸积盘磁场加速喷流模型中, 喷流的动能来自于吸积物质绕黑洞运动的动能。与此类似, 快速自转的黑洞的动能也能通过磁场提取出来加速喷流 (Blandford-Znajek mechanism, BZ 机制)^[37], 喷流的动能来源于黑洞的转动动能。对于任一黑洞, 我们可以用三个参量: 质量、角动量及带电量来描述。一带电的转动黑洞可以产生磁场。但活动星系核中的黑洞应是电中性的, 如果不是, 黑洞周围带异性电荷的粒子会比带同性电荷的粒子更快地进入黑洞, 带电黑洞会迅速被中和成电中性的黑洞。不带电的转动黑洞本身是不能产生磁场的。因而转动黑洞的磁场只能由黑洞附近的吸积盘中的电流来维持。喷流从转动黑洞中能提取的能量的多少与黑洞及其周围吸积盘的性质有关^[38,39], 我们在下一节中将对这一问题作进一步的讨论。

与吸积盘磁场加速喷流模型相比, 由于涉及到的物理过程的复杂性, 对转动黑洞磁场加速喷流模型的研究还很不成熟。通过这种机制加速形成的喷流也存在准直问题。应该指出, 这种黑洞磁场加速喷流机制与吸积盘磁场加速机制并不对立, 它们可同时起作用。如: 在快速自转的黑洞吸积盘系统中, 转动黑洞与吸积盘磁场都可加速喷流。喷流的动能可能部分来源于黑洞转动能和盘中吸积物质的动能。而吸积盘的有序磁场可以准直黑洞磁场加速的喷流。

3 喷流的加速区域

我们可以对转动磁场加速喷流的加速区域的大小进行简单的估计。假设磁力线随吸积物质(或黑洞)转动的角速度是 Ω , 由于磁冻结效应, 一些稀薄的气体沿磁力线运动而被加速。被加速气体的速度为

$$V_{\text{jet}}(R) \approx R\Omega, \quad (1)$$

式中 R 是运动物质到转动轴的距离。对一特定的磁力线而言, 其转动角速度 Ω 是恒定的。可以期望在某一半径 R_L 处: $V_{\text{jet}} \approx R_L\Omega = c$, 式中 c 是光速。 R_L 为光柱面(light cylinder)的半径:

$$R_L = \frac{c}{\Omega}. \quad (2)$$

显然, 在磁场加速喷流模型中, 相对论性运动喷流的加速过程应在光柱面 R_L 内完成。对于转动黑洞, 只须将黑洞自转角速度代入(2)式中, 也可进行类似讨论。我们进一步假设冻结在吸积盘表面磁力线的位置是 R_i , 吸积物质以 Kepler 速度绕黑洞转动。为方便起见, 我们将上述表达式改写成无量纲形式:

$$r_L \approx \sqrt{2r_i^{3/2}}, \quad (3)$$

式中 $r_L = R_L/R_g$, $r_i = R_i/R_g$, R_g 是 Schwarzschild 引力半径: $R_g = 2GM/c^2$ 。由于超过 70% 的吸积物质的引力能在 $r_i < 10$ 的区域内释放, 相信相对论性运动喷流应该是在这一区域内开始被加速的。取 $r_i = 10$, 则光柱面的半径 $R_L \approx 50R_g$ 。因而喷流加速过程应在 $R_L < 50R_g$ 的区域内完成。对于绝大多数活动星系核而言, 喷流加速区域实在太小, 即使具有最高分辨率的设备也无法观测到喷流的加速过程。

最近, 在 43GHz 频率上 VLBI 的观测揭示了近邻星系 M87 核心喷流的亚毫角秒结构^[40]。M87 中心黑洞质量是 $3 \times 10^9 M_\odot$, 距离地球只有 14.7Mpc, 所以我们可以分辨这个离星系核心几十 Schwarzschild 半径的喷流结构。观测发现 M87 中喷流在 30 ~ 100 Schwarzschild 半径的区域已被很好地准直了。观测结果与吸积盘磁场加速喷流模型是一致的。

4 喷流的功率

转动黑洞加速的喷流的功率主要是由黑洞自转速度和磁场强度决定的^[41]。转动黑洞磁

场加速形成的喷流所能达到的最大功率为:

$$L_{\text{BZ,max}} \approx \left(\frac{B_{\text{ph}}^2}{4\pi} \right) \pi R_{\text{h}}^2 \left(\frac{R_{\text{h}} \Omega_{\text{h}}}{c} \right)^2 c, \quad (4)$$

式中 B_{ph} 是转动黑洞表面磁场强度, R_{h} 是黑洞的半径, Ω_{h} 是黑洞自转角速度。

对于吸积盘磁场加速喷流而言, 喷流所能达到的最大功率为:

$$L_{\text{d,max}} \approx \left(\frac{B_{\text{pd}}^2}{4\pi} \right) \pi R_{\text{d}}^2 \left(\frac{R_{\text{pd}} \Omega_{\text{d}}}{c} \right)^2 c, \quad (5)$$

式中 B_{pd} 是吸积盘表面磁场强度, R_{d} 是吸积盘的半径, Ω_{d} 是吸积物质绕黑洞转动的角速度。正如上节中所讨论的, 绝大部分吸积物质的引力能是在靠近黑洞的吸积盘内区释放的, R_{d} 应该是黑洞半径的若干倍。假设盘中的吸积物质作 Kepler 运动, 我们可以对两种不同机制形成的喷流功率进行比较:

$$\frac{L_{\text{BZ,max}}}{L_{\text{d,max}}} \approx \left(\frac{B_{\text{ph}}}{B_{\text{pd}}} \right)^2 \left(\frac{R_{\text{h}}}{R_{\text{d}}} \right)^{3/2} a^2 \quad (6)$$

式中 a 是转动黑洞的比角动量: $0 < a < 1$ 。当 a 较小时, 黑洞磁场加速喷流机制显然不重要。当 $a \rightarrow 1$ 时, R_{d} 是 R_{h} 的数倍, 如果黑洞磁场 B_{ph} 不比吸积盘磁场 B_{pd} 大很多, L_{BZ} 会比 L_{d} 小, 或者与 L_{d} 差不多。在对这两种喷流加速机制的比较中, 黑洞的磁场强度是一关键量, 而这是目前研究不能很好地给出的。但可以对黑洞磁场强度进行粗略估计, 由于维持黑洞磁场的电流只能存在于吸积盘的内区, 盘内区的磁场也是由同一电流维持的, 因而从吸积盘内区到黑洞, 其磁场强度的变化应是连续的, 所以黑洞磁场 B_{ph} 不会比吸积盘磁场 B_{pd} 高出很多^[38,39]。应该指出的是, 在作上述分析时, 比较了这两种机制形成的喷流功率的最大值, 即 $L_{\text{d,max}}$ 应比 $L_{\text{BZ,max}}$ 大。而实际上有多种因素会影响形成的喷流的功率, 如黑洞磁场会延伸到吸积盘外区, 该区域吸积物质运动角速度的大小也会影响 L_{BZ} 。对于吸积盘磁场加速喷流机制而言, 喷流功率非常敏感地依赖于磁场位形(磁场与盘面的夹角)和吸积物质的运动速度^[42~44]。当吸积盘磁场与盘面夹角很大或吸积物质运动速度小于 Kepler 速度时, 喷流的功率会迅速减小。所以, 对某一具体的源, 由于其所处物理状态不同, L_{BZ} 既可以大于 L_{d} , 也可以小于 L_{d} 。

5 吸积盘磁场的形成与维持

合适的吸积盘磁场位形是喷流形成和加速的必要条件。迄今为止, 绝大部分研究工作都是在假定存在一合适的吸积盘磁场位形的基础上进行的^[30,45~47]。极少的工作讨论这种有序吸积盘磁场的成因。一种可能是有序的外场由于磁冻结效应被吸积物质带入^[48], 与此过程相对的是扩散, 它使磁场减弱。当吸积物质带入磁场过程与扩散过程达到平衡时, 形成一稳定的磁场位形。Lubow 等人的研究表明形成稳定的吸积盘磁场是可能的, 当扩散系数很小时, 形成的吸积盘磁场位形对加速喷流是非常有利的, 当扩散系数较大时, 形成的吸积盘磁场与盘

面夹角接近 90° , 这种磁场位形是很难加速喷流的^[49,50]。对这一问题的进一步研究发现, 当扩散系数很小时, 喷流带走吸积物质的角动量从而使吸积物质更快地向里运动, 吸积物质带动磁场使磁场与盘面夹角变小, 从而更有助于喷流的加速, 带走更多的角动量。这形成了一种不稳定性, 会使系统在很短的时标内瓦解^[51,54]。但 Konigl 和 Wardle 提出了不同的观点, 认为他们构造的原恒星吸积盘 - 风模型是稳定的^[52]。数值模拟可以对这一过程 (特别是其非线性演化行为) 作进一步的研究。

另一吸积盘磁场形成机制是发电机 (dynamo) 模型^[53~55]。盘中的吸积物质的动能通过发电机机制转化为磁能, 形成有序吸积盘磁场。问题是目前仍然不太清楚发电机机制能否形成较大尺度的盘磁场。Tout 和 Pringle 等人的研究表明发电机机制能先形成尺度与盘标高相近的磁场, 再通过吸积物质的较差转动及磁重联等磁流体力学过程形成较大尺度的磁场^[53,54]。由于其中物理机制的复杂性及发电机模型本身的物理基础等原因, 这种磁场形成模型仍有待于深入研究。

6 吸积盘 — 喷流联系的观测证据

无论从那种理论模型看, 吸积盘与喷流都应该存在内在联系。人们期望从观测中找到证据, 更希望能通过观测来检验不同的理论模型, 以促进理论模型的研究。然而, 由于分辨率的限制, 目前的观测设备不可能直接观测到吸积盘及喷流的加速过程。喷流的辐射主要在射电波段, 而吸积盘的辐射则主要在光学 / 紫外波段。人们往往通过对活动星系核的样本分析, 通过对其辐射特征的分析来研究吸积盘 - 喷流的关系。

Rawlings 和 Saunders 对一射电星系和类星体样本进行了研究^[56], 通过对射电喷流的年龄估计喷流的功率, 发现其喷流功率与窄发射线光度之间有很好的相关性。活动星系核中窄发射线辐射是由中央电离源激发的, 它反映了中央电离源的辐射。窄发射线区的尺度较大, 大约在 kpc 量级, 因而窄发射线辐射基本上是各向同性的, 通过窄发射线辐射来表征中央电离源的性质可以消除活动星系核的指向效应。他们的研究结果说明喷流形成与中央黑洞吸积过程存在内在的联系。如何估计喷流的功率仍是有待解决的问题, Celotti 和 Fabian 采用球模型, 结合射电 VLBI 和 X 射线观测数据, 得到了一个样本的活动星系核射电喷流的运动光度, 运动光度值与文献^[56]导出的喷流功率是一致的^[57]。对于那些高速喷流运动方向与视线夹角很小的源, 观测到的光学连续谱辐射中可能会包含部分来自喷流的同步辐射, 这部分辐射是 Doppler 增亮的。因而对于这些源光学连续谱辐射能否很好地表征中央电离源的性质是有疑问的。相对于窄发射线, 有较多的源可观测到宽发射线。宽发射线也是受中央电离源激发的, 因而它也能很好地表征中央电离源的辐射。由于宽发射线更靠近核心, 其各向同性可能不如窄发射线辐射。Celotti 等人发现活动星系核的运动光度与宽发射线光度存在相关性^[58]。证实了文献^[56]的结果。

最近, Serjeant 等人对一射电陡谱类星体样本的光学与射电辐射的关系进行了研究^[59]。射电陡谱类星体中喷流与视线夹角较大, 因而光学连续谱没有被喷流的辐射所污染, 可以作为吸积功率的指示。他们的结果也表明吸积与喷流存在联系。Cao 和 Jiang 对一大样本射电类星体的射电与宽发射线辐射的研究, 得到了类似的结论^[60]。他们利用 VLA 的观测数据将射

电延伸辐射与核辐射分开,发现射电延伸辐射是喷流功率的很好指示,而对于核主导源,则射电核辐射也是喷流功率的指示^[61]。Xu和Livio将样本扩大到包括射电噪与射电宁静活动星系核,发现射电与光学发射线的辐射是相关的,但射电噪与射电宁静活动星系核的分布是完全不同的^[62]。这些研究都只能说明喷流形成与吸积有关,无法判断是哪种喷流形成机制在起作用(如:是BP还是BZ机制?)。值得注意的是,Ho和Peng用HST和VLA对一Seyfert星系样本的核心区域的辐射进行了观测,重新定义射电噪度为Seyfert星系核心的射电与光学流量比。他们发现在该定义下许多以前认为是射电宁静的Seyfert星系是射电噪的^[63]。

喷流与吸积盘的相互作用会影响吸积盘的结构与辐射^[64,65]。Gu等人的研究发现喷流会带走部分吸积释放的引力能,降低了吸积盘的温度,因而它们的光学辐射谱会变软^[66]。可见应将吸积盘与喷流作为一个整体进行研究。

7 喷流的形成与中央黑洞的关系

活动星系核中央黑洞质量是一个重要的物理量,通过对在核附近气体的运动状态的测量可以精确地测出中央黑洞的质量^[67]。对于绝大多数活动星系核而言,由于其核心非常明亮,离地球又很远,要测量核心附近的气体或恒星的运动状态是很困难的。所以到目前为止,只有很少几个活动星系核中央黑洞的质量能较好地确定。

近年来,对一些活动星系核光学波段进行了监测,发现其光学宽发射线的变化滞后于光学连续谱的变化。宽发射线区是被其中央电离源激发的,所以通过对变化滞后时间的分析,可以准确地定出宽发射线区离中心的距离^[68,69],这就是所谓的“reverberation mapping method”。宽发射线区的运动速度可以从其相应的光学发射线的宽度定出。如果这些区的运动是维里化的,我们可以得到中央黑洞的质量^[70]。这样测得的黑洞质量也比较准确,但需要长期的光学监测,所以到现在为止只得到数十个源的中央黑洞质量^[71]。最近,Kaspi等人找到了宽发射线区尺度与光学连续谱光度之间存在一个很好的经验公式: $R_{\text{BLR}} \propto L^{0.7}$ ^[71]。利用这一经验关系得到宽发射线区半径,结合H β 的线宽可以估计活动星系核中央黑洞的质量^[71~73]。Laor对PG样本类星体的研究指出射电噪类星体中央黑洞比射电宁静类星体要重,所有射电噪类星体中央黑洞质量大于 $6 \times 10^8 M_{\odot}$ ^[74]。他的结果与McLure等人的结果是类似的^[75,76]。然而Gu等人对一射电噪类星体样本的研究发现少数射电噪类星体中央黑洞可以很小(小于 $10^8 M_{\odot}$),同时他们发现中央黑洞质量与射电噪度是反相关的^[77]。这些研究都表明中央黑洞质量与射电性质是有关的。Cao和Jiang发现大的黑洞射电核(VLBI观测)的物理线度也较大,而其以引力半径为单位的射电核线度则随黑洞质量增大而减小。这可以在非均匀喷流模型的框架下得到解释^[78]。无论从理论还是观测的角度看,中央黑洞对喷流形成的影响都是一个很值得研究的问题。

8 结 语

喷流的形成是理解产生两类不同的活动星系核(射电噪与射电宁静)原因的关键,两类活

动星系核形成与演化行为的差异是活动星系核形成与演化研究中不可回避的问题。因而喷流的形成与加速成为活动星系核研究中的重要问题, 尽管已建立了较为成熟的理论模型框架, 但仍存在许多重要的问题值得深入研究。射电噪活动星系核在从射电、光学到 X 射线甚至高能 γ 射线的全波段辐射都与喷流有关。大量的观测结果可以用来检验不同理论模型。更高分辨率 (如空间 VLBI) 的观测设备可以使我们能够得到更靠近核区的喷流结构的信息。靠近核心的辐射区域会是光学厚的, 因而要求在更高频率上进行观测。这样, 才有可能通过直接观测研究喷流的形成与加速过程。另一方面, 对喷流的多波段辐射特征的研究可以得到描述喷流的重要物理量, 这对喷流形成与加速理论研究无疑是有非常重要推动作用的。同时, 随着我们对中央黑洞有更多的了解, 中央黑洞如何影响喷流形成和加速等问题必将成为今后相当一段时间人们关注的问题。

参 考 文 献

- 1 Hooper E L, Impey C D, Foltz C B et al. *Ap. J.*, 1995, 445: 62
- 2 Padovani P. *M.N.R.A.S.*, 1993, 263: 461
- 3 Zensus J A. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 1997, 35: 607
- 4 Vermeulen R C. In: Ekers R, Fanti C, Padvielli eds. *Extragalactic Radio Sources*, IAU Sym. 175, Dordrecht: Kluwer, 1996: 57
- 5 Biretta J A, Sparks W B, Macchetto F. *Ap. J.*, 1999, 520: 621
- 6 Dhawan V, Mirabel I F, Rodríguez L F. *Ap. J.*, 2000, 543: 373
- 7 Rees M J. *Nature*, 1966, 211: 468
- 8 Ferrari A. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 1998, 36: 539
- 9 Celotti A, Blandford R D. In: Edward L K, van den Heuvel P J, Woudt P A eds. *Black Holes in Binaries and Galactic Nuclei. Proceedings of the ESO Workshop, Garching, 1999*, Berlin: Springer, 2001: 206
- 10 Spruit H C. In: Martens P C H, Tsuruta S, Weber M A eds. *Highly Energetic Physical Processes and Mechanisms for Emission from Astrophysical Plasmas*, IAU Symp. 195, 2000, 113
- 11 Pudritz R E. *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A*, 2000, 358: 741
- 12 Steidel C C, Sargent W L W. *Ap. J.*, 1991, 382: 433
- 13 Sanders D B, Phinney E S, Neugebauer G et al. *Ap. J.*, 1989, 347: 29
- 14 Francis P J, Hooper E L, Impey C D. *A. J.*, 1993, 106: 417
- 15 Zheng W, Kriss G A, Telfer R C et al. *Ap. J.*, 1997, 475: 496
- 16 O'Dell S L. *Ap. J.*, 1981, 243: L147
- 17 Pereyra N A, Kallman T R, Blondin J M. *Ap. J.*, 1997, 477: 368
- 18 Proga D, Stone J M, Drew J E. *M.N.R.A.S.*, 1998, 295: 595
- 19 Proga D, Stone J M, Drew J E. *M.N.R.A.S.*, 1998, 310: 476
- 20 Abramowicz W A, Jaroszynski M, Sikora M. *Astron. Astrophys.*, 1978, 63: 22
- 21 Kozłowski M, Jaroszynski M, Abramowicz M A. *Astron. Astrophys.*, 1978, 63: 209
- 22 Paczynski B, Wiita P J. *Astron. Astrophys.*, 1980, 88: 23
- 23 Papaloizou J C B, Pringle J E. *M.N.R.A.S.*, 1984, 208: 721
- 24 Papaloizou J C B, Pringle J E. *M.N.R.A.S.*, 1984, 213: 799
- 25 Vitello P A J, Shlosman I. *Ap. J.*, 1988, 327: 680
- 26 Begelman M C, McKee C F, Shields G A. *Ap. J.*, 1983, 271: 70
- 27 Woods D T, Klein R I, Castor J I et al. *Ap. J.*, 1996, 461: 767
- 28 Murray N, Chiang J, Grossman S A et al. *Ap. J.*, 1995, 451: 498
- 29 Weber E J, Davis L J. *Ap. J.*, 1967, 148: 217
- 30 Blandford R D, Payne D G. *M.N.R.A.S.*, 1982, 199: 883

- 31 Cao X. *M.N.R.A.S.*, 1997, 291: 145
- 32 Camenzind M. *Astron. Astrophys.*, 1986, 162: 32
- 33 Camenzind M. *Astron. Astrophys.*, 1986, 164: 341
- 34 Kudoh T, Shibata K. *Ap. J.*, 1995, 452: L41
- 35 Ouyed R, Pudritz R E. *Nature*, 1997, 385: 409
- 36 Koide S, Shibata K, Kudoh T. *Ap. J.*, 1999, 522: 727
- 37 Blandford R D, Znajek R L. *M.N.R.A.S.*, 1977, 179: 433
- 38 Ghosh P, Abramowicz M A. *M.N.R.A.S.*, 1997, 292: 887
- 39 Livio M, Ogilvie G I, Pringle J E. *Ap. J.*, 1999, 512: 100
- 40 Junor W, Biretta J A, Livio M. *Nature*, 1999, 401: 891
- 41 Thorne K S, Price R H, MacDonald D. *Black Holes: The Membrane Paradigm*, 1st ed. New York: Yale Univ. Press, 1986
- 42 Ogilvie G I, Livio M. *Ap. J.*, 1998, 499: 329
- 43 Ogilvie G I, Livio M. *Ap. J.*, 2001, 553: 158
- 44 Cao X, Spruit H C. *Astron. Astrophys.*, 2001, in press
- 45 Konigl A. *Ap. J.*, 1989, 342: 208
- 46 Pelletier G, Pudritz R E. *Ap. J.*, 1992, 394: 117
- 47 Cao X, Spruit H C. *Astron. Astrophys.*, 1994, 287: 80
- 48 Van Ballegooijen A A. In: Belvedere G ed., *Accretion Disks and Magnetic Fields in Astrophysics*, Dordrecht: Kluwer, 1989: 99
- 49 Lubow S H, Papaloizou J C B, Pringle J E. *M.N.R.A.S.*, 1994, 267: 235
- 50 Reyes-Ruiz M, Stepinski T F. *Ap. J.*, 1996, 459: 653
- 51 Lubow S H, Papaloizou J C B, Pringle J E. *M.N.R.A.S.*, 1994, 268: 1010
- 52 Konigl A, Wardle M. *M.N.R.A.S.*, 1996, 279: L61
- 53 Tout C A, Pringle J E. *M.N.R.A.S.*, 1996, 281: 219
- 54 Romanova M M, Ustyugova G V, Koldoba A V et al. *Ap. J.*, 1998, 500: 703
- 55 Armitage P J. *Ap. J.*, 1998, 201: L189
- 56 Rawlings S G, Saunders R D E. *Nature*, 1991, 349: 138
- 57 Celotti A, Fabian A C. *M.N.R.A.S.*, 1993, 264: 228
- 58 Celotti A, Padovani P, Ghisellini G. *M.N.R.A.S.*, 1997, 286: 415
- 59 Serjeant S, Rawlings S, Maddox S J et al. *M.N.R.A.S.*, 1998, 294: 494
- 60 Cao X, Jiang D R. *M.N.R.A.S.*, 1999, 307: 802
- 61 Cao X, Jiang D R. *M.N.R.A.S.*, 2001, 320: 347
- 62 Xu C, Livio M, Baum S. A. J., 1999, 118: 1169
- 63 Ho L C, Peng C Y. *Ap. J.*, 2001, 555: 650
- 64 Donea A -C, Biermann P L. *Astron. Astrophys.*, 1996, 316: 43
- 65 Knigge C. *M.N.R.A.S.*, 1999, 309: 409
- 66 Gu M, Cao X, Jiang D R et al. *M.N.R.A.S.*, 2001, 321: 369
- 67 Greenhill L J, Jiang D R, Moran J M et al. *Ap. J.*, 1995, 440: 619
- 68 Peterson B M. *Publ. Astron. Soc. Pac.*, 1993, 105: 207
- 69 Netzer H, Peterson B M. In: Maoz D, Sternberg A, Leibowitz E M eds. *Astronomical Time Series*, Dordrecht: Kluwer, 1997: 85
- 70 Dibai E A. *Soviet Astron.*, 1981, 24: 389
- 71 Kaspi S, Smith P S, Netzer H et al. *Ap. J.*, 2000, 533: 631
- 72 Kaspi S, Smith P S, Maoz D et al. *Ap. J.*, 1996, 471: L75
- 73 Wandel A, Peterson B M, Malkan M A. *Ap. J.*, 1999, 526: 579
- 74 Laor A. *Ap. J.*, 2000, 543: L111
- 75 McLure R J, Kukula M J, Dunlop J S et al. *M.N.R.A.S.*, 1999, 308: 377

- 76 McLure R J, Dunlop J S. M.N.R.A.S., 2001, 321: 515
77 Gu M, Cao X, Jiang D R. M.N.R.A.S., 2001, 327: 1111
78 Cao X, Jiang D R. M.N.R.A.S., 2002, in press

Jet Formation in Active Galactic Nuclei

Cao Xinwu

(*Shanghai Astronomical Observatory, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200030*)

Abstract

The acceleration mechanisms and observational features of jets in active galactic nuclei, and the recent research progresses on these topics are reviewed in this paper. The size of the region in which the jet is magnetically accelerated is estimated. The different magnetically driven jet models are presented, and the formation and maintenance of the ordered magnetic field configuration of the disks are discussed. The observational evidence on the disk-jet connection in active galactic nuclei and the correlation between the central black holes and their radio properties are summarized.

Key words active galactic nuclei—jets—accretion