

黑洞吸积盘系统的喷流加速机制研究

徐佳迪 姜志雄 龚小龙

A jet acceleration mechanism for the black hole disk system

Xu Jia-Di Jiang Zhi-Xiong Gong Xiao-Long

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 66, 039701 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.039701

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.039701>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I3>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

带喷流超声速后台阶流场精细结构及其运动特性研究

Fine structures and characteristics on supersonic flow over backward facing step with tangential injection

物理学报.2015, 64(6): 064701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.064701>

高背压超声气体团簇喷流中团簇平均尺寸沿喷流方向演化研究

Evolution of average cluster size in supersonic cluster jet under high gas backing pressure

物理学报.2015, 64(1): 013601 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.013601>

静态真空对超声喷流气体团簇制备的实验研究

Influence of static vacuum on the preparation of cluster of supersonic gas jet

物理学报.2014, 63(20): 203601 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.203601>

实验室天体物理的验证特例:W43A 磁喷流

W43A Jet: strongly related to the magnetic field testified in laboratory

物理学报.2014, 63(14): 145201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.145201>

快前沿电流产生气化铝单丝Z箍缩负载的研究

Gasified singlewire aluminum Z-pinch load formed by fast rising current

物理学报.2014, 63(12): 125206 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.125206>

黑洞吸积盘系统的喷流加速机制研究*

徐佳迪¹⁾ 姜志雄¹⁾ 龚小龙^{1)2)†}

1) (长江大学物理与光电工程学院, 荆州 434023)

2) (北京师范大学天文系, 北京 100875)

(2016年8月22日收到; 2016年9月25日收到修改稿)

提出了一种从旋转黑洞吸积盘热冕系统中提取能量的喷流加速机制. 在吸积盘热冕中, 通过求解广义相对论框架下的盘冕系统的动力学方程, 得出了吸积盘热冕内区的磁场强度; 进一步根据黑洞磁层的电路理论推导出喷流功率的解析表达式. 结果表明: 模型中喷流功率随着黑洞自转参数 a_* 和磁力矩参数 $\Delta\epsilon$ 的增加而明显增大, 并且大部分功率应来自于在吸积盘热冕系统的内区. 此外, 用一组高功率喷流的活动星系核样本探讨了该喷流加速机制, 分析表明所有高功率喷流源能被模型喷流功率所拟合.

关键词: 吸积, 吸积盘, 喷流, 冕

PACS: 97.10.Gz, 98.38.Fs, 96.60.P-

DOI: 10.7498/aps.66.039701

1 引言

众所周知, 大尺度的射电喷流普遍存在于活动星系核、X射线双星等各类天体中. 尽管喷流的形态千差万别, 但它们共同的特征是气体从致密天体的核心部分被高速抛射出去, 形成充满热等离子体的柱状结构. 关于喷流加速和准直的详细机制目前还尚未有公论, 但是喷流与磁化吸积盘或中心大质量黑洞存在着紧密联系, 这已经被哈勃太空望远镜、X射线望远镜和甚长基线干涉仪的观测所证实. 很多学者一致认为射电喷流的形成与天体中心的旋转黑洞和吸积盘的大尺度磁场有关^[1-3].

为了解释喷流的加速机制, 学者们已经提出了一些喷流的理论模型, 常见的有Blandford-Znajek (BZ) 机制^[4], Blandford-Payne (BP) 机制^[5]、辐射压加速喷流机制^[6], Meier^[7]提出的杂化喷流模型等. 在BZ机制中, Kerr黑洞的旋转能量可以被连接黑洞视界的大尺度极向磁场提取出来, 用以解释喷流的功率. BP机制对于解释喷流的产生也是一种重要的机制. 在该机制中, 吸积物质的能量和角

动量被盘表面的磁场从吸积盘中提取出来. 在上述工作的基础上, Macdonald和Thorne^[8]在广义相对论框架下的Kerr 3+1时空中重新定义和拓展了BZ理论并利用等效电路得出了黑洞功率和盘功率的解析表达式.

大尺度磁场在喷流的加速机制中有着极其重要的地位, 观测已发现致密天体附近明显地存在着大尺度磁场. 理论研究已表明大尺度磁场的强度与吸积盘系统的相对高度成正比^[9,10], 通常薄盘的大尺度磁场强度较弱, 而径移主导吸积流^[11,12]或者是热冕极向磁场往往较强. 正是由于热冕的厚度比薄盘大, 因此冕区的磁场及其发射的喷流功率应该明显比薄盘大^[13]. 最近Cao等^[14,15]指出, 对于径移主导吸积流, 仅BZ机制是不能解释BL Lac天体和射电星系的喷流的加速. 在高吸积率标准薄盘情况下, 研究也表明部分射电类星体的喷流功率会远高于BZ机制所能达到的上限, 因而喷流应该是在被盘冕中的磁场加速的^[16].

天文上估计喷流功率的方法对于量化活动星系核中央引擎的输出功率相当重要. 到目前为止,

* 国家自然科学基金 (批准号: U1431101, 11403003) 和国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2012CB821804) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: xlqong@yangtzeu.edu.cn

观测估算喷流功率通常有三种方法: 第一种方法是利用射电望远镜数据, 例如 1999 年 Willot 等^[17] 最早在 151 频段用来自射电瓣的通量估计了喷流的功率值, 并给出了喷流功率与射电光度之间的经验公式; 第二种方法是利用 X 射线天文卫星观测喷流与周围星际物质产生的孔洞 (cavity) 数据, 该方法主要利用喷流形成的孔洞向外膨胀的动能去估算喷流功率, 例如 Allen 等^[18] (2006 年), McNamara 等^[19] (2011 年), Zhang 等^[20] (2014 年) 的工作; 第三种方法主要是 Ghisellini 等^[21,22] (2009, 2010 年) 的工作, 他们在 Fermi 天文卫星的观测数据基础上利用多波段能谱拟合的方法估算出了相应天体的喷流功率、吸积率等数据.

最近, 我们提出了一种广义相对论框架下的吸积盘热冕模型^[23], 并利用 Monet-Carlo 方法模拟出了不同参数下盘冕系统的能谱; 进一步用盘冕情况下磁场加速喷流模型拟合了一组射电噪声类星体样本的喷流功率观测值, 但结果表明理论值无法解释少数具有高喷流功率值的样本^[24].

作为以上工作的延续, 本文进一步改进本课题组所提出的模型, 并重新选取一组具有更高喷流功率值的样本进行观测拟合. 本文的第二部分和第三部分是对理论模型描述; 第四部分用所提模型去拟合一组具有极高喷流功率值的耀变体 (Blazar) 样本 (一类活动星系核), 其喷流功率的天文观测估计值选自 Ghisellini 等^[21] 的工作; 第五部分是对结果的总结和展望.

2 吸积盘和热冕

本文在牛顿力学的吸积盘-冕模型的基础上^[25], 研究广义相对论框架下的吸积盘热冕系统. 在该盘冕系统中几何厚光学薄吸积盘环绕旋转 Kerr 黑洞, 同时吸积盘上下被两层磁化的平板冕包夹, 部分吸积物质引力势能耗散在热冕中. 研究中采用了由 Novikov 和 Thorne^[26] 以及 Page 和 Thorne^[27] 提出的广义相对论下稳态的、几何对称的标准薄盘解. 在他们的模型中, 假设盘的内边缘不存在由磁场产生的应力, 即“无力矩内边界条件”. 在这种情形下, 吸积气体如果到达稳定轨道的最小半径 $r = r_{\text{ms}}$ 处就会离开吸积盘以螺旋运动的方式掉进黑洞. 所以, 与位于 $r \geq r_{\text{ms}}$ 处的吸积气体相比, 位于 $r < r_{\text{ms}}$ 处的吸积气体密度实际上趋于 0,

这就意味着没有黏滞应力作用在吸积盘 $r = r_{\text{ms}}$ 处的切面上. 此时耗散在吸积盘热冕系统单位表面积上的总引力势能由以下公式得出^[27]:

$$Q = (\dot{M}/2\pi) e^{-(\nu+\psi+\mu)} f, \quad (1)$$

式中, $\dot{M}$ 为盘的吸积率; ν, ψ, μ 为 Kerr 度规因子^[26]; 径向函数 f 定义为

$$f = -\frac{d\Omega}{dr}(E^+ - \Omega L^+)^{-2} \times \int_{r_{\text{ms}}}^r (E^+ - \Omega L^+) \frac{dL^+}{dr} dr, \quad (2)$$

其中, 盘中物质的比能量 E^+ 和比角动量 L^+ 可表示为

$$E^+ = \frac{1 - 2\chi^{-2} + a_*\chi^{-3}}{\sqrt{1 - 3\chi^{-2} + 2a_*\chi^{-3}}}, \quad (3)$$

$$L^+ = \frac{M\chi(1 - 2a_*\chi^{-3} + a_*^2\chi^{-4})}{\sqrt{1 - 3\chi^{-2} + 2a_*\chi^{-3}}}, \quad (4)$$

这里 $\chi = \sqrt{r/M}$ (M 为中心黑洞质量) 是无量纲径向坐标, $a_* = a/M$ 是无量纲黑洞旋转参数. Agol 和 Krolik^[28] 提出如果考虑黑洞吸入区与吸积盘内区之间的磁联系, 磁场就会在吸积盘内边缘处产生一个磁应力力矩, 磁力矩会大大增加盘冕系统释放的能量 Q . 在这种情况下 Q 应修正为

$$Q = \frac{3}{8\pi} \frac{M\dot{M}}{r^3} \left(\frac{\chi_{\text{ms}}^{3/2} \Delta\epsilon}{C\chi^{1/2}} + R_{\text{r}}^{\text{NT}} \right), \quad (5)$$

式中 $\Delta\epsilon$ 为文献^[28] 中表征能量大小的磁力矩参数, R_{r}^{NT} 的表达式见文献^[28].

同时耗散在冕中的功率为

$$Q_{\text{cor}} = P_{\text{m}} v_{\text{P}}, \quad (6)$$

式中, P_{m} 为磁压, v_{P} 为盘中磁通量垂向传输速度. 我们假设该速度与其内部的 Alfvén 速度 v_{A} 成正比, 即 $v_{\text{P}} = b v_{\text{A}}$. 吸积盘的垂向压力平衡方程为

$$H = (P/\rho)^{1/2} (r^3/M)^{1/2} A B^{-1} C^{1/2} \times D^{-1/2} E^{-1/2}, \quad (7)$$

这里 H 是吸积盘的高度; P 和 ρ 分别为压强和盘的密度; A, B, C, D, E 是广义相对论修正因子^[26].

吸积盘能量守恒方程为^[26]

$$W = \frac{4}{3} (M/r^3)^{-1/2} C D^{-1} Q. \quad (8)$$

(8) 式中 W 是积分剪切应力, 定义为 $W = 2 \int_0^h t_{r\varphi} dz \sim 2 t_{r\varphi} H$, 盘内黏滞应力 $t_{r\varphi}$ 和压强

P 存在以下关系:

$$t_{r\varphi} = \alpha P, \quad (9)$$

这里 α 是黏滞系数, 计算中取 $\alpha = 0.3$.

吸积气体的状态方程为

$$P = P_{\text{mag}} + P_{\text{tot}} = P_{\text{mag}} + \frac{1}{3}aT^4 + \frac{\rho_0 T}{m_p}, \quad (10)$$

这里 P_{tot} 是盘的总压强 (气压与辐射压之和), a 是辐射常数, m_p 是质子静止质量, T 和 ρ_0 分别为盘内温度和物质密度. 通常磁压可取

$$P_{\text{mag}} = \alpha_0 \sqrt{P_{\text{gas}} P_{\text{tot}}}. \quad (11)$$

而盘冕系统中能量传输方程为

$$aT^4 = 2\kappa H \rho_0 \left(Q - Q_{\text{cor}} + \frac{1-a_0}{2} Q_{\text{cor}} \right), \quad (12)$$

这里 κ 为 Rosseland 常数, a_0 是盘冕反射反照率, 通常反照率非常低. 并且大部分来自盘冕的事件光子碰到吸积盘后会以黑体辐射形式被辐射出去, 本文计算中取 $a_0 = 0.1$ [29].

用数值方法解方程 (5)–(12), 可得出冕中耗散的功率 Q_{cor} , 它是关于半径 r 的函数. 求解方法与我们前期工作相同 [23].

3 盘冕喷流

下面我们讨论由热冕中磁场驱动喷流的喷流加速机制. 考虑到部分盘冕功率 Q_{cor} 被用来加热冕, 因此热冕中的磁能密度为

$$\frac{B_{\text{cor}}^2}{8\pi} = \frac{\eta Q_{\text{cor}} 2\pi r dr}{2\pi r H_{\text{cor}} dr} t_0, \quad (13)$$

式中 $t_0 = H_{\text{cor}}/v_{\text{diss}}$ 为耗散时间, 其中 H_{cor} 是盘冕的高度. 而耗散速度 v_{diss} 由吸积盘对冕的加热过程决定, 计算中取 $v_{\text{diss}} = 0.01c$, $\eta = 0.5$.

对于大尺度磁场, 一些学者认为由发电机机制产生的小尺度磁场可以生成大尺度磁场 [9,10], 并且盘冕系统中的极向磁场强度取决于冕中磁流管的高度和磁重联的能力. 为方便计算, 我们假设大尺度磁场极向分量的强度可近似表示为

$$B_P \simeq (H_a/r) B_{\text{cor}}, \quad (14)$$

式中 H_a 为冕中磁流管的典型高度. 通常磁流管的高度会明显大于盘的厚度, 在本文计算中取 $H_a = 2r_{\text{ms}}$, r_{ms} 为吸积盘最内稳定轨道半径.

图 1 给出了黑洞旋转参数 a_* 取不同值时 B_P 随径向参数 $\xi = r/r_{\text{ms}}$ 的变化. 注意磁场 B_P 以 $B_0 = \sqrt{\dot{M}/8\pi M^2}$ 为单位, $\dot{M}$ 是吸积率, M 是黑洞质量. 观察图 1, 我们发现大尺度极向磁场强度 B_P 的值随着盘半径 r 的增大而减小, 近似地表现为负幂率关系. 该结果与 Blandford 等 [5] 的工作和预期是相符的, 在其提出的 BP 过程中就直接阐明吸积盘上的大磁度磁场应满足 $B = r^{-3}$ 的关系 [5]. 通过图 1(a) 可见, 磁场强度随着黑洞旋转参数 a_* 的增加而增强. 事实上由 Kerr 黑洞的 Frame-dragging 效应可知, 黑洞自转加速时盘冕系统内区磁场的明显增强应是一个可以预期的结果. 从图 1(b) 可见随着磁力矩参数 $\Delta\varepsilon$ 的增大, 磁场强度会明显增强. 显然参数 $\Delta\varepsilon$ 越大意味着从吸入区转入盘内区的能量越多, 这将直接导致内区磁能密度的增大.

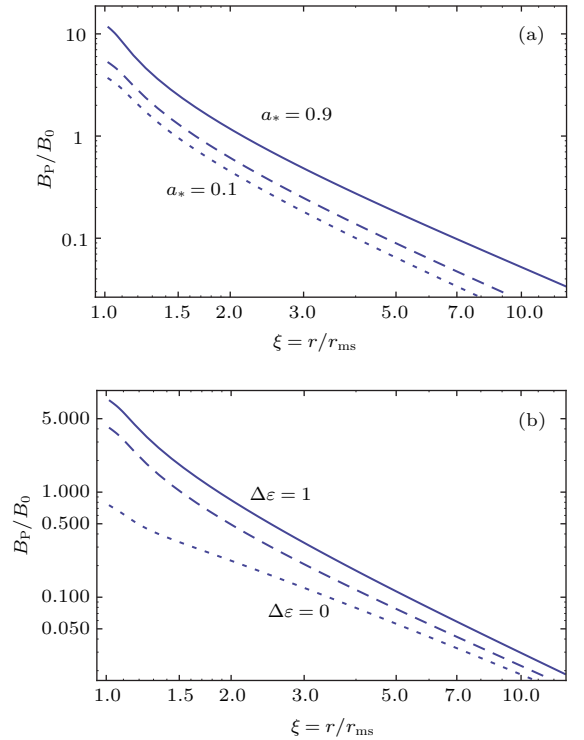


图 1 极向磁场 B_{cor}^P 随径向参数 $\xi = r/r_{\text{ms}}$ 的变化 (a) 实线、划线、点线分别对应着黑洞自转参数 $a_* = 0.9, 0.5, 0.1$, 计算中取 $\Delta\varepsilon = 0.5$; (b) 实线、划线、点线分别对应着参数 $\Delta\varepsilon = 1, 0.5, 0$, 计算中 $a_* = 0.5$

Fig. 1. The poloidal magnetic field B_{cor}^P varies with the radius parameter $\xi = r/r_{\text{ms}}$: (a) For the different black hole spin $a_* = 0.9, 0.5, 0.1$ (solid, dashed, dotted lines), $\Delta\varepsilon = 0.5$ is adopted in the calculations; (b) for the different parameter $\Delta\varepsilon = 1, 0.5, 0$ (solid, dashed, dotted lines), $a_* = 0.5$ is adopted in the calculations.

Macdonald 和 Thorne^[8] 在研究黑洞能层的基础上创新性地提出了等效电路理论, 在该理论中大尺度磁场将黑洞与吸积盘转动动能以电磁能流的形式转移出来, 从而给喷流提供能量来源, 其电磁功率解析式可表示如下^[8]:

$$\Delta P = I^2 \Delta Z_A = \Omega_F (I/2\pi) \Delta \psi. \quad (15)$$

其中 I 和 $\Delta \psi$ 分别为等效电流和相邻磁层间的磁通量, Ω_F 是磁力线角速度.

在 Macdonald 和 Thorne^[8] 的研究基础上, 我们也提出一种改进型等效电路来计算来自盘冕系统的喷流功率^[30-32]. 在推导喷流功率的过程中用到了如下公式:

$$\begin{aligned} \Delta Q_{\text{jet}} &= (I^P)^2 \Delta Z_A, I^P = \Delta \varepsilon / \Delta Z_A, \\ \Delta E &= (\Delta \psi / 2\pi) \Omega_F, \end{aligned} \quad (16)$$

式中 ΔE 是盘冕系统旋转产生的电动势, I^P 是热冕中每个回路的极化电流, $\Delta \psi$ 和 ΔZ_A 分别为相邻磁层间的磁流和相应加速区的阻抗. 磁通量 $\Delta \psi$ 可表示为

$$\Delta \psi = B_{\text{cor}}^P 2\pi (\varpi \rho / \sqrt{\Delta})_{\theta=\pi/2} dr. \quad (17)$$

通常加速区阻抗与吸积盘阻抗比值可决定磁力线角速度. 当吸积盘阻抗很低时可取 $\Omega_F \simeq \Omega_D$ ^[8]. 在我们提出的盘冕模型中, 考虑到吸积盘阻抗相对于加速区阻抗较低, 可假设盘冕中的磁力线角速度为

$$\Omega_F \simeq \Omega_D = 1/[M(\xi^{3/2} \chi_{\text{ms}}^3 + a_*)], \quad (18)$$

其中径向参数 χ_{ms} 定义为 $\chi_{\text{ms}} = \sqrt{r_{\text{ms}}/M}$. 相邻磁层间的负载阻值 ΔZ_A 可表示为^[8]

$$\Delta Z_A \sim (5/6)(\Delta r/\varpi) \sim (25 \Omega)(\Delta r/\varpi). \quad (19)$$

以上各式中涉及的各项度规因子为^[33]

$$\begin{cases} \varpi = (\Sigma/\rho) \sin \theta, \\ \Sigma^2 \equiv (r^2 + a^2)^2 - a^2 \Delta \sin^2 \theta, \\ \rho^2 \equiv r^2 + a^2 \cos^2 \theta, \\ \Delta \equiv r^2 + a^2 - 2Mr. \end{cases} \quad (20)$$

联合 (14)–(20) 式并将 (16) 式沿径向积分, 可得喷流功率的解析表达式为

$$Q_{\text{jet}} = \int_1^\xi \frac{6(B_P M)^2 (\xi^3 \chi_{\text{ms}}^8 + \xi a_*^2 \chi_{\text{ms}}^4 + 2\chi_{\text{ms}}^2 a_*^2)^{3/2}}{5\xi^{1/2} (\xi^2 \chi_{\text{ms}}^4 - a_*^2 - 2\xi \chi_{\text{ms}}^2) (\xi^{3/2} \chi_{\text{ms}}^2 + a_*)} d\xi. \quad (21)$$

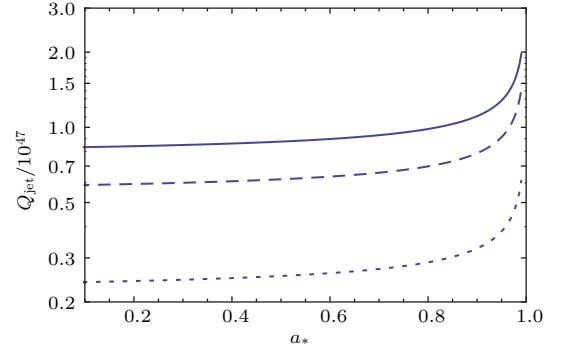


图2 模型喷流功率 Q_{jet} 随黑洞自转参数 a_* 的变化 图中实线、划线、点线分别对应着吸积率 $\dot{m} = 0.5, 0.3, 0.1$, 计算中取 $\Delta \varepsilon = 0$, $M = 10^9 M_\odot$
Fig. 2. The curves of model jet power Q_{jet} versus black hole spin parameter a_* for different accretion rate $\dot{m} = 0.5, 0.3, 0.1$ (solid, dashed, dotted lines). $\Delta \varepsilon = 0$, $M = 10^9 M_\odot$ are adopted in the calculations.

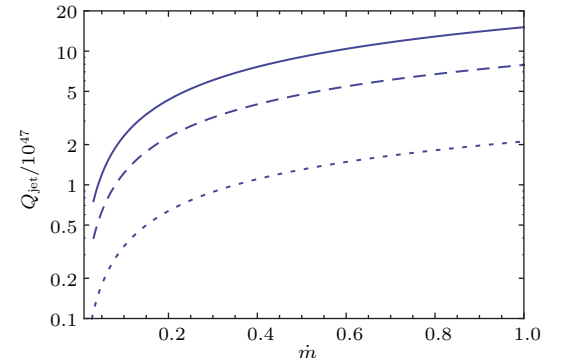


图3 模型喷流功率 Q_{jet} 随吸积率 $\dot{m}$ 的变化 图中实线、划线、点线分别对应着参数 $\Delta \varepsilon = 1, 0.5, 0.1$, 计算中取 $a_* = 0.5$, $M = 10^9 M_\odot$
Fig. 3. The curves of model jet power Q_{jet} versus accretion rate $\dot{m}$ for different parameter $\Delta \varepsilon = 1, 0.5, 0.1$ (solid, dashed, dotted lines). $a_* = 0.5$, $M = 10^9 M_\odot$ are adopted in the calculations.

由 (21) 式可做喷流功率 Q_{jet} 随黑洞自转参数 a_* 变化的曲线, 如图 2 所示. 观察图 2 我们发现模型喷流功率 Q_{jet} 随着黑洞旋转参数 a_* 的增加而增大. 此外, 我们也给出了在不同参数下喷流功率 Q_{jet} 随吸积率 $\dot{m} = \dot{M}/\dot{M}_{\text{Edd}}$ 变化的规律, 如图 3 所示, 很明显喷流功率随吸积率的增大而单调递增. 应该注意的是, 在计算中, (21) 式中的积分上限取 $\xi = 30$, 即只计算了来自吸积盘 30 个最内稳定半径 r_{ms} 范围内的喷流功率. 选择以上积分范围基于两个方面的考虑: 一方面是基于观测, Biretta 等^[34] 利用甚长基线干涉测量技术观测了邻近星系 M87 中心喷流的亚毫角秒结构, 发现其射电喷流的加速

区应处于中心天体附近几十个 Schwarzschild 半径区域以内; 二是通过计算我们发现当积分上限取 $\xi > 30$ 时, 喷流功率 Q_{jet} 值的增大变化已很小, 这也直接表明绝大部分喷流功率应来自于在吸积盘热冕系统的内区, 可见理论模型与观测能较好地符合.

为了将我们模型的喷流功率与 BZ 机制的喷流功率相比较, 给出当旋转黑洞视界面的磁场 $B_{\perp}$ 已知时 BZ 功率的表达式为^[4]

$$P_{\text{BZ}} = \frac{1}{32} B_{\perp}^2 \omega_{\text{F}}^2 r_{\text{H}}^2 a_*^2, \quad (22)$$

其中 r_{H} 是视界半径, $\omega_{\text{F}}^2 \equiv \Omega_{\text{F}}(\Omega_{\text{H}} - \Omega_{\text{F}})/\Omega_{\text{H}}^2$ 是用来描述磁力线角速度 Ω_{F} 影响相对于黑洞角速度 Ω_{H} 影响比例的因子. 如果 $\Omega_{\text{F}} = 1/2\Omega_{\text{H}}$, BZ 机制的输出功率达到最大, 计算中我们取 $\omega_{\text{F}} = 1/2$. 同时 Moderski 等^[35] 在考虑到黑洞视界面磁压与吸积流最内层的冲击压相平衡基础上得出磁场 $B_{\perp}$ 与吸积率 $\dot{M}$ 之间的关系式为

$$(B_{\perp})^2/8\pi = P_{\text{ram}} \sim \rho c^2 \sim \dot{M}/(4\pi r_{\text{H}}^2). \quad (23)$$

由 (23) 式我们可以得出黑洞视界面的磁场强度为

$$B_{\perp} = \sqrt{2\dot{M}/(M^2(1+q)^2)}, \quad q = \sqrt{1-a_*^2}. \quad (24)$$

4 观测拟合

为了将理论模型与观测数据进行比较分析, 我们选取了一组包含 23 个高喷流功率耀变体 (Blazar) 的天样本. 样本中的中心黑洞质量、吸积盘光度、喷流功率观测值取自 Ghisellini 等^[21] 的工作. 我们选取的样本如表 1 所列, 表中第一和第二列为国际天文联合会天体名称及其红移, 第三列是以太阳质量为中心的黑洞质量, 第四列为以 $\text{erg}\cdot\text{s}^{-1}$ 为单位的吸积盘热光度, 第六列为以 $\text{erg}\cdot\text{s}^{-1}$ 为单位的喷流功率观测值. 表 1 中第五列是依据 (25) 式计算出的相应的无量纲吸积率, 当活动星系核的中央黑洞质量给定时, 通过热光度 L_{bol} 可以估测这些射电源的吸积率. 无量纲吸积率可表示为

$$\dot{m} = \dot{M}/\dot{M}_{\text{Edd}} \simeq L_{\text{bol}}/L_{\text{Edd}}. \quad (25)$$

表 1 具有 23 个高喷流功率天体的观测样本

Table 1. An observational sample consisting of 23 objects with high jet power.

天体	红移	黑洞质量 $\log M_{\text{BH}}$	热光度 $\log L_{\text{bol}}$	吸积率 $\dot{m}$	喷流功率 $\log Q_{\text{jet}}$
0048-071	1.975	9.000	46.352	0.225	47.109
0202-017	1.740	9.000	46.653	0.550	47.321
0215+015	1.715	9.301	46.477	0.150	46.280
0227-369	2.115	9.301	46.477	0.150	47.348
0235+164	0.940	9.000	45.653	0.045	46.614
0347-211	2.944	9.699	46.875	0.150	46.962
0426-380	1.112	8.602	46.556	0.900	46.373
0454-234	1.003	9.398	46.274	0.075	46.499
0528+134	2.040	9.000	46.875	0.750	47.620
0820+560	1.417	9.176	46.532	0.227	46.885
0917-449	2.190	9.778	47.255	0.300	47.593
1013+594	1.713	9.301	45.954	0.045	46.997
1329-049	2.150	9.176	46.829	0.450	47.654
1454-354	1.424	9.301	46.653	0.225	46.832
1502+106	1.839	9.477	46.767	0.195	46.977
1520+319	1.487	9.398	45.748	0.022	46.523
1551+130	1.308	9.000	46.756	0.570	46.521
1633+382	1.814	9.699	46.875	0.150	47.082
2023-077	1.388	9.477	46.352	0.075	46.887
2052-047	1.491	9.000	46.574	0.375	47.247
2227-088	1.560	9.176	46.395	0.165	47.298
2251+158	0.859	9.000	46.477	0.300	47.189
2325+093	1.843	9.000	46.653	0.450	47.518

在图4和图5中, 我们给出了吸积率 $\dot{m}$ 和喷流功率 Q_{jet} 之间的关系. 利用(21)式可以计算出不同参数下模型的喷流功率, 即图5中的各条曲线. 而从旋转黑洞中提取的功率(即BZ功率)可通过(22)式来计算, 结果见图4. 在图4和图5中的小方块中心对应23个天体的吸积率和喷流功率值. 图4中的实线代表BZ机制所能达到的最大喷流功率值. 图5中各条曲线的含义如下: 划线代表当参数 $\Delta\epsilon = 0.3$ 时盘冕喷流的功率值, 相应的其曲线右下区域为 $\Delta\epsilon < 0.3$ 时盘冕模型能拟合的功率值范围.

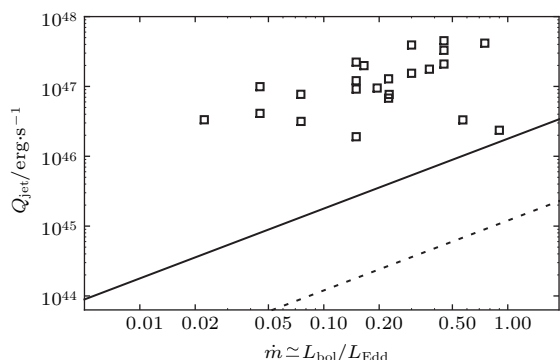


图4 BZ功率与吸积率 $\dot{m}$ 的关系 图中实线、点线分别对应着黑洞自转 $a_* = 0.99, 0.5$ 时的BZ功率, 计算中取 $M = 10^{10} M_{\odot}$

Fig. 4. The BZ power versus the accretion rate $\dot{m}$ for the different black hole spin values: $a_* = 0.99$ (solid lines), $a_* = 0.5$ (dotted lines), $M = 10^{10} M_{\odot}$ is adopted in the calculations.

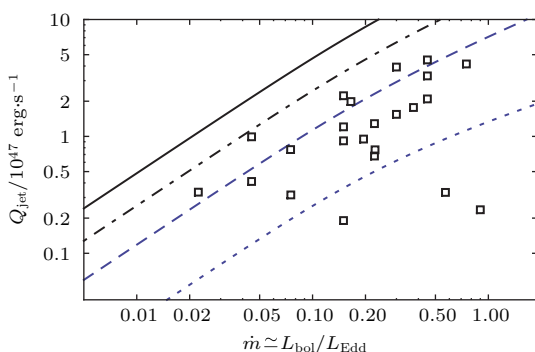


图5 喷流功率 Q_{jet} 与吸积率 $\dot{m}$ 的关系 图中实线、点划线、划线、点线分别对应着参数 $\Delta\epsilon = 1, 0.5, 0.3, 0$, 计算中取 $a_* = 0.5, M = 10^9 M_{\odot}$

Fig. 5. The jet power versus the accretion rate $\dot{m}$ for the different parameter values: $\Delta\epsilon = 1, 0.5, 0.3, 0$ (solid, dot-dashed, dashed, dotted lines). $a_* = 0.5, M = 10^9 M_{\odot}$ are adopted in the calculations.

本文模型喷流功率值主要取决于中心黑洞质量、无量纲吸积率 $\dot{m}$ 、黑洞自转参数 a_* 和参数 $\Delta\epsilon$.

在观测和理论比较中, 应注意到观测数据中各天体的中心黑洞质量均处于 10^9 和 10^{10} 个太阳质量之间(天体0426–380除外). 很明显, 当其他参数取定时, 模型喷流功率会随着中心黑洞质量的增大而增大, 所以在图4中, 为计算BZ功率所能达到的最大值的上限, 取中心黑洞质量 $M = 10^{10} M_{\odot}$. 在图5中, 为方便和不同黑洞质量的各观测数据点相比较, 我们计算了盘冕喷流功率的保守值, 即计算时取了低质量值 $M = 10^9 M_{\odot}$. 另外, 对于天体0426–380, 直接将其中心黑洞质量和吸积率的观测值代入(21)式, 计算发现盘冕模型喷流功率也能很好地拟合它的喷流功率.

观察图4和图5, 我们得出以下结论: 1) BZ机制所产生的功率无法拟合表中样本的高喷流功率值, 即使当中心黑洞为极端Kerr黑洞时(旋转参数 $a_* = 0.99$); 2) 如果取恰当的参数值, 本文的吸积盘热冕喷流加速模型能拟合所有射电源的喷流功率值. 计算结果表明, 当取无力矩边界条件($\Delta\epsilon = 0$)时(见图5中点线), 模型喷流功率只能拟合并样本中较低功率中的三个, 而当参数 $\Delta\epsilon$ 取值大于0.5时(见图5中点划线), 模型的喷流功率值肯定能高于观测样本的功率值.

5 结论与展望

本文主要讨论了一种从旋转黑洞的吸积盘热冕系统中提取能量的喷流模型. 首先求出了热冕中的磁场强度, 再利用黑洞磁层理论中的等效电路方法推导出了喷流功率 Q_{jet} 的表达式. 在以往的研究中常忽略黑洞视界面和吸积盘内边缘间的吸入区, 本文为了提高模型喷流的功率, 考虑了吸入区与吸积盘的磁联系, 该磁场在黑洞吸积盘内边缘施加一个磁力矩, 磁力矩会大大增加盘冕系统释放的能量. 这样本文的模型中的磁能密度和大尺度磁场的强度都将被明显增强, 进而提升了盘冕的喷流功率. 结果表明, 模型喷流功率值主要由吸积率 $\dot{m} \simeq L_{\text{bol}}/L_{\text{Edd}}$ 、内边缘力矩参数 $\Delta\epsilon$ 及黑洞旋转参数 a_* 决定, 并且随着磁力矩参数 $\Delta\epsilon$ 和黑洞自转参数 a_* 的增加而明显增大.

在观测拟合部分, 选用了一组具有高喷流功率的天文样本来探讨它们的喷流产生机制, 结果表明喷流加速机制在取恰当的参数时可以很好地拟合所有高功率喷流, 而这些高功率样本是当吸积盘热

冕系统取无力矩边界条件 ($\Delta\epsilon = 0$) 或 BZ 机制所无法解释的.

当然, 本文模型在理论上还存在很多不确定因素和不足之处. 比如一个主要不确定因素是系统中热冕的几何结构, 在前人的工作中提出了有代表性的冕模型, 比如球形冕、平板冕、补丁冕等^[36]. 在本文中为方便计算和研究采用的是一种较简单的平板冕结构, 这也是我们以后工作中需要改进的地方. 我们也应该注意到由于活动星系核的种类众多, 本文提出的喷流模型仅是对部分具有较高功率喷流天体的加速机制的有益探索.

另外, 在本文中我们主要讨论了射电喷流的加速机制, 并没有讨论吸积盘和喷流两者之间相互影响, 这也是一个无可回避的问题. 在接下来的工作中, 我们将进一步讨论致密天体中射电喷流与吸积之间的耦合关系.

参考文献

- [1] Livio M, Ogilvie G I, Pringle J E 1999 *Astrophys. J.* **512** 100
- [2] Meier D L 1999 *Astrophys. J.* **522** 753
- [3] Lovelace R V E 1976 *Nature* **262** 649
- [4] Blandford R D, Znajek R L 1977 *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **179** 433
- [5] Blandford R D, Payne D G 1982 *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **199** 883
- [6] Proga D, Stone J M, Drew J E 1998 *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **295** 595
- [7] Meier D L 2001 *Astrophys. J.* **548** L9
- [8] Macdonald D, Thorne K S 1982 *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **198** 345
- [9] Romanova M M, Ustyugova G V, Koldoba A V 1998 *Astrophys. J.* **500** 703
- [10] Tout C A, Pringle J E 1996 *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **281** 219
- [11] Narayan R, Yi I 1995 *Astrophys. J.* **444** 231
- [12] Narayan R, Yi I 1995 *Astrophys. J.* **452** 710
- [13] Merloni A, Fabian A C 2002 *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **332** 165
- [14] Cao X W 2003 *Astrophys. J.* **599** 147
- [15] Cao X W, Rawlings S 2004 *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **349** 1419
- [16] Cao X W 2004 *Astrophys. J.* **613** 716
- [17] Willott C J, Rawlings S, Blundell K M, Lacy M 1999 *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **309** 1017
- [18] Allen S W, Dunn R J H, Fabian A C, Taylor, G B, Reynolds C S 2006 *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **372** 21
- [19] McNamara B, Rohanizadegan M, Nulsen P 2011 *Astrophys. J.* **727** 39
- [20] Zhang J, Sun X N, Liang E W, Lu R J, Lu Y, Zhang S N 2014 *Astrophys. J.* **788** 104
- [21] Ghisellini G, Tavecchio F, Chirlanda G 2009 *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **399** 2041
- [22] Ghisellini G, Tavecchio F, Foschini L, Chirlanda G, Maraschi L, Celotti A 2010 *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **402** 497
- [23] Gong X L, Li L X, Ma R Y 2012 *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **420** 1415
- [24] Gong X L, Li L X 2012 *Sci. Chin. Phys. Mech. Astron.* **55** 880
- [25] Cao X W 2009 *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **394** 207
- [26] Novikov I D, Thorne K S 1973 *Astrophysics of Black Holes* (New York: Gordon and Breach)
- [27] Page D N, Thorne K S 1974 *Astrophys. J.* **191** 499
- [28] Agol E, Krolik J H 2000 *Astrophys. J.* **528** 161
- [29] Zdziarski A A, Lubinski P, Smith D A 1999 *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **303** L11
- [30] Gong X L, Wang D X, Ye Y C 2004 *Chin. Phys. Lett.* **21** 1861
- [31] Gong X L, Wang D X 2005 *Chin. Phys. Lett.* **22** 1293
- [32] Gong X L, Jiang Z X 2014 *Chin. Phys. Lett.* **31** 089801
- [33] Thorne K S, Price R H, Macdonald D A 1986 *Black Holes: the Membrane Paradigm* (New Haven: Yale University Press)
- [34] Biretta J A, Junor W, Livio M 2002 *New Astron. Rev.* **46** 239
- [35] Moderski R, Sikora M, Lasota J P 1997 *On Black Hole Spins and Dichotomy of Quasars* (Krakow: Jagiellonian University Press)
- [36] Merloni A, Fabian A C 2001 *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **328** 958

A jet acceleration mechanism for the black hole disk system^{*}

Xu Jia-Di¹⁾ Jiang Zhi-Xiong¹⁾ Gong Xiao-Long^{1)2)†}

1) (School of Physical and Optoelectronic, Yangtze University, Jingzhou 434023, China)

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

(Received 22 August 2016; revised manuscript received 25 September 2016)

Abstract

A jet acceleration mechanism of extracting energy from the disk-corona surrounding a rotating black hole is proposed. In this disk-corona scenario, the central object is a rotating Kerr black hole, and a geometrically thin and optically thick disk is sandwiched by a slab corona. The large-scaled magnetic field plays an important role in jet acceleration mechanism. So we obtain the value of the magnetic field in such a disk-corona system by solving the disk dynamic equations in the context of general relativity. The results show that the value of magnetic field decreases with the increase of disk radius, while increases with the increase of black hole spin parameter a_* . Then the analytical expression of the jet power is derived based on the electronic circuit theory of the magnetosphere. It is found that the jet power increases obviously with increasing black hole spin parameter a_* and magnetic stress parameter $\Delta\epsilon$. Furthermore, the calculation results also show that the jet power is mainly from the inner region of the disk-corona system, which is consistent with the observations of the jet. Finally, a sample composed of the 23 Fermi blazars with high jet power is used to explore our jet production mechanism. The conclusion suggests that our jet acceleration mechanism can simulate all sources with high power jet. By comparing with the observational data, we find that these high jet power sources cannot be explained by the Blandford-Znajek mechanism, even if the central object is extreme Kerr black hole.

Keywords: accretion, accretion disks, jets, corona

PACS: 97.10.Gz, 98.38.Fs, 96.60.P–

DOI: 10.7498/aps.66.039701

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. U1431101, 11403003) and the National Basic Research Program of China (Grant No. 2012CB821804).

[†] Corresponding author. E-mail: xlqong@yangtzeu.edu.cn