

文章编号: 1000-8349(2007)03-0193-13

黑洞旋转能量的电磁提取及其在天体物理中的应用

汪定雄

(华中科技大学 物理系, 武汉 430074)

摘要: 该文着重介绍了两种大尺度磁场提取黑洞旋转能量的机制, 即 BZ 机制和 MC 机制, 以及 BZMC 共存模型在天体物理中的应用。BZ 机制对应于连接黑洞与遥远天体物理负载的“开放”磁力线, 而 MC 机制对应于连接黑洞与吸积盘的“闭合”磁力线。在 BZ 过程中大尺度磁场把黑洞的旋转能量以 Poynting 能流的形式输送到天体物理负载, 成为驱动黑洞系统的喷流和伽马射线暴的中心发动机。在 MC 过程中能量和角动量通过大尺度磁场在黑洞与吸积盘之间转移。BZMC 共存模型在高空天体物理中的应用包括以下几个方面: 1) 对活动星系核与黑洞双星的陡发射指数的拟合; 2) 对黑洞 X 射线双星的高频 QPO 与喷流的相关性的解释; 3) 对伽马射线暴的能量、时标的拟合以及对伽马射线暴与超新星成协的解释。最后对另外两种大尺度磁场提能机制, 即 BP 机制和 PC 机制也作了简略介绍。

关键词: 天体物理学; 黑洞; 综述; 吸积盘; 磁场; 能量提取; 喷流产生; 高能辐射

中图分类号: P157.9

文献标识码: A

1 引 言

自 20 世纪 90 年代以来, X 射线、 γ 射线天文学进入快速发展的时期, 一批高性能空间望远镜的投入使用对包括活动星系核(含类星体)和微类星体在内的不同尺度的黑洞系统的喷流及相关天体物理现象的研究产生了极大的推动。普遍认为相对论喷流与致密天体系统成协, 由磁化吸积盘及其中心的旋转黑洞驱动喷流, 并由周围的磁场或介质对喷流进行准直。但是迄今为止天文学家对不同尺度的黑洞系统的喷流产生及相关的天体物理现象还缺乏清晰的理解^[1,2]。

致密天体(白矮星、中子星、黑洞)对物质的吸积是一种释放引力能的有效机制, 它成功地解释了许多高能天体系统, 例如激变变星、X 射线双星、活动星系核的辐射特征。50 年来,

收稿日期: 2007-03-07; **修回日期:** 2007-04-03

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10573006)

虽然致密天体的吸积理论取得了长足的进步,但是吸积与外流的联系仍然不清楚^[3,4]。

Kerr 黑洞是最具有天体物理意义的一类黑洞,它包含黑洞质量和自转 2 个参数。Kerr 黑洞最重要的特征是在事件视界和无限红移面(静限)之间有一个能层,理论上从一个极端 Kerr 黑洞的能层中可提取的能量占黑洞总质能的 29%,因此 Kerr 黑洞是一个巨大的能库^[5]。Kerr 黑洞对其周围时空和物质的影响,例如拖曳(frame dragging)效应,是通过广义相对论的度规体现的。通过大尺度磁场提取 Kerr 黑洞及其周围吸积物质的旋转能量是致密天体系统产生高能辐射和喷流的一种有效的能源机制。大尺度磁场对黑洞系统的相对论喷流的产生与准直起到特别重要的作用。自 20 世纪 70 年代以来,天体物理学家已提出多种大尺度磁场对黑洞系统的提能机制,其中最具有代表性的是: 1) Blandford-Znajek 机制(简称 BZ 机制),它通过大尺度“开放”磁场提取黑洞的旋转能量,并向天体物理负载转移^[6]; 2) Blandford-Payne 机制(简称 BP 机制),它通过大尺度“开放”磁场提取吸积盘物质的旋转能量,并向天体物理负载转移^[7]; 3) Punsly-Coroniti 机制(简称 PC 机制),它通过大尺度“开放”磁场从黑洞能层驱动等离子体风^[8]; 4) Magnetic Coupling 机制(简称 MC 机制),它通过大尺度闭合磁场在黑洞与吸积盘(环)之间转移能量^[9-12]。

除了大尺度磁场之外,小尺度磁场在黑洞吸积盘中也起到十分重要的作用,其中最突出的作用是小尺度磁场导致的磁旋转不稳定性(MRI)解决了吸积盘理论中由于分子粘滞太小而不足以转移角动量的难题^[13-15]。

巨型黑洞系统,例如活动星系核和类星体的中心黑洞质量为 $10^6 \sim 10^9 M_{\odot}$,而恒星级黑洞系统,例如黑洞双星的黑洞质量为 $10 M_{\odot}$ 左右。研究表明,两种不同尺度的黑洞系统的喷流产生有着相似的物理环境和物理过程:中心发动机都是黑洞吸积盘,都要借助大尺度磁场对喷流进行准直。由于黑洞质量不同而导致两种黑洞系统的喷流尺度和时标有巨大的差别^[16]。

本文较详细地介绍了两种大尺度磁场提取黑洞旋转能量的机制,即 BZ 机制和 MC 机制;还介绍了 BZ 机制和 MC 机制共存模型(以下简称 BZMC 模型)在天体物理中的应用。

2 BZ 模型简介

1969 年 Penrose^[17] 首先提出从黑洞能层提取旋转能量的想法,设想一个能量为 E_{in} 的粒子由无穷远进入黑洞。仔细地选择粒子的轨道,使其穿过静限,然后让粒子分裂成两部分:一部分进入负能轨道并落入黑洞,其能量为 $E_{down} < 0$; 另一部分返回到无穷远,其能量为 E_{out} 。能量守恒要求 $E_{in} = E_{out} + E_{down}$,即导致 $E_{out} > E_{in}$ 。结果由于黑洞失去了一些静止质量而导致无穷远处有能量的净增。当逆行负能粒子被黑洞俘获时,就有能量从旋转黑洞中被提取出来,这就是 Penrose 过程。Penrose 过程揭示了从旋转黑洞中提取能量的可能性,具有重大的理论意义。但是此过程并不具有重要的天体物理意义。Bardeen 等人^[18] 证明能层中粒子破裂成两部分的条件是两个粒子的相对速度至少要达到光速的一半。很难想象天体物理过程能使粒子产生如此巨大的相对速度。

1977 年 Blandford 和 Znajek^[6] 提出, Penrose 过程可以通过黑洞吸积盘系统中的大尺度磁场来实现,这一能量机制简称 BZ 过程。BZ 过程最初是采用严格的广义相对论来表述的,后来 Macdonald 和 Thorne^[19] 利用天体物理学家比较熟悉的等效“3 维空间 +1 维时间”的

框架来描述 BZ 过程。在 BZ 过程中, 大尺度磁场由吸积盘上的电流产生, 并冻结在理想导电的吸积等离子体中。在吸积过程中磁场被等离子体带入黑洞视界面, 并由吸积盘的磁场通过磁压平衡维持, 如图 1 所示。

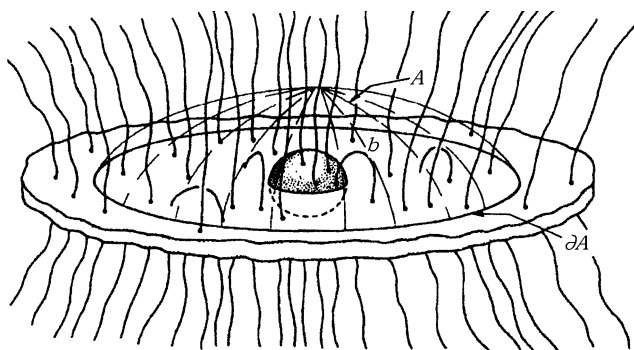


图 1 围绕黑洞的磁化吸积盘^[19]

Thorne 等人^[5]把这个颇具创新的黑洞磁层理论称为黑洞的膜范例 (Membrane Paradigm), 其要点是把通常意义下的 4 维弯曲时空背景中的黑洞看作是 3 维弯曲空间中导电的球形膜。这种“膜范例”在数学上与原来的标准黑洞理论完全等效, 而且其物理图像直观, 特别适用于讨论黑洞天体物理中的问题。在黑洞的“膜范例”中, 引入一族零角动量观察者 (ZAMOs) 作为基准观测者。ZAMOs 随着 Kerr 黑洞拖动其周围的时空而作环向运动。ZAMOs 的角速度是球坐标 r 和 θ 的函数^[5,19]:

$$(d\phi/dt) = \omega(r, \theta). \quad (1)$$

由于黑洞的引力红移效应, 固有时间 $d\tau$ 与整体时间 dt 的关系为

$$(d\tau/dt) = \alpha. \quad (2)$$

在“膜范例”中 $\alpha = \sqrt{-g_{00}}$ 为红移因子, 它作为固有时间 $d\tau$ 与整体时间 dt 的转换因子出现。把弯曲空间的法拉第定律用于图 1 所示的 2 维曲面 A , A 的边界线 ∂A 在吸积盘的赤道平面上, 并且远离黑洞。曲面 A 向上延伸, 如同一顶帐篷罩在黑洞之上。 A 和 ∂A 相对于 ZAMOs 静止, 即随黑洞旋转。由法拉第定律得到

$$d\Phi_A/dt = - \int_{\partial A} \alpha \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l}. \quad (3)$$

式 (3) 中 Φ_A 是穿过曲面 A 的磁通。由磁场“冻结”条件, $\mathbf{E} + \boldsymbol{\nu} \times \mathbf{B} = 0$ 。式 (3) 可改写为

$$d\Phi_A/dt = - \int_{\partial A} \alpha \boldsymbol{\nu} \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l}. \quad (4)$$

式 (4) 中 $\boldsymbol{\nu}$ 是盘等离子体相对于 ZAMOs 的速度。式 (4) 有明确的物理意义: 穿过曲面 A 的磁通量 Φ_A 的变化率取决于等离子体携带磁力线向内或向外跨越边界 ∂A 的速率。式 (4) 还

表明磁通量是守恒的。当等离子体到达吸积盘的内边缘并落入黑洞时，等离子体与它所携带的磁力线脱离因果关系，但这并不意味着磁力线会被自由释放。磁通量守恒保证磁力线不能逃逸，吸积盘内区的磁压使得这些与等离子体脱离因果关系的磁力线受到向内的挤压，并被迫穿过黑洞。在稳定和轴对称条件下，黑洞磁层中的电磁场具有下列性质：

1) 正交性。在黑洞视界之外， $|\mathbf{E} \cdot \mathbf{B}| \ll |\mathbf{B}^2 - \mathbf{E}^2|$ ，因此可认为 $\mathbf{E} \cdot \mathbf{B} = 0$ 成立，即电磁场是正交的。

2) 环向电场为零。由于磁通量达到稳定时， ∂A 上环向电场 \mathbf{E}_T 的回路积分为零，因而环向电场为零，电场只有极向分量 $\mathbf{E} = \mathbf{E}_P$ (这里下标 T, P 分别代表环向和极向)。

3) 环向磁场与极向磁场的独立性。由于磁场的轴对称性 $\nabla \cdot \mathbf{B}_T = 0$ 。由磁场的高斯定理， $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ ，得到

$$\nabla \cdot \mathbf{B}_T = \nabla \cdot \mathbf{B}_P = 0. \quad (5)$$

式 (5) 表明，环向磁场 \mathbf{B}_T 和极向磁场 \mathbf{B}_P 可以分别用无头无尾的磁力线表示。

4) 磁力线的共转性。由稳定性和轴对称性不难证明，极向磁力线满足共转定律：

$$\mathbf{B}_P \cdot \nabla \Omega_F = 0. \quad (6)$$

式 (6) 表明角速度 Ω_F 沿磁力线不变，否则磁力线的卷曲会违反稳定性要求。如上分析，可求出磁力线上一点相对于 ZAMOs 的共转速度为

$$\boldsymbol{\nu}_F = \alpha^{-1}(\Omega_F - \omega)\mathbf{m}, \quad (7)$$

其中 \mathbf{m} 为沿环向的 Killing 矢量，其方向与磁力线上某点围绕黑洞旋转的圆轨道相切，其大小等于该圆轨道半径 $R = |\mathbf{m}|$ 。另一方面，极向电场表示为

$$\mathbf{E}_P = -\boldsymbol{\nu} \times \mathbf{B} = -\frac{(\Omega_F - \omega)}{2\pi\alpha} \nabla \Phi_A, \quad (8)$$

其中 Φ_A 为通过曲面 A 的磁通量：

$$\Phi_A = \int_A \mathbf{B} \cdot d\Sigma. \quad (9)$$

由磁场的高斯定理， Φ_A 与曲面 A 的选择无关，但与周界曲线 ∂A 的半径有关。在满足稳定性、轴对称性及简并性的条件下，电场的极向分量由式 (8) 表示。磁场的环向和极向分量分别表示为

$$\mathbf{B}_T = -\frac{2I}{\alpha R^2 c} \mathbf{m}, \quad (10)$$

$$\mathbf{B}_P = -\frac{\mathbf{m} \times \nabla \Phi_A}{2\pi R^2}. \quad (11)$$

式 (10) 中 I 为通过曲面 A 的电流强度，沿着黑洞旋转对称轴取向下通过曲面 A 为正。

$$I = - \int_A \alpha \mathbf{j} \cdot d\Sigma. \quad (12)$$

现在考虑一个与黑洞相交的环形磁通管, 如图 2 所示。一般情况下磁通管的角速度 Ω_F 与黑洞的视界面的角速度 Ω_H 不相等, $\Omega_F < \Omega_H$ 。正是由于磁力线与黑洞视界存在角速度差导致黑洞对磁通管施加一个净力矩, 其大小为

$$-(d\Delta L_H/dt) = -(\mathbf{j}_H \times \mathbf{n}\Delta\Psi) \cdot \mathbf{m} = \frac{\Omega_H - \Omega_F}{4\pi} R^2 B_H \Delta\Psi. \quad (13)$$

由于这一净力矩的作用, 黑洞将把其旋转能量通过共转的磁通管向外传递给远离黑洞的粒子, 则有:

$$\Delta P = -\Omega_F (d\Delta L_H/dt) = \frac{\Omega_F (\Omega_H - \Omega_F)}{4\pi} R^2 B_H \Delta\Psi, \quad (14)$$

ΔP 为通过与黑洞视界面相交的环形磁通管传递的功率。上述磁通管一端与黑洞视界相连, 另一端连接粒子的加速区, 黑洞把角动量传递给带电粒子。设加速区粒子的角动量的增量为 ΔL_A , 则有:

$$d\Delta L_A/dt = \int \alpha \mathbf{j} \times \mathbf{B} \cdot \mathbf{m} dV = -d\Delta L_H/dt. \quad (15)$$

由式 (14) 表示的功率输出与磁通管的共转角速度 Ω_F 有密切关系, 而 Ω_F 又取决于远离黑洞的粒子的惯性。如果加速区粒子的惯性很大, 则粒子的惯性使得 $\Omega_F \ll \Omega_H$, 因而传递的功率很小; 如果加速区粒子的惯性很小, 由于 Kerr 黑洞的拖曳效应, 使得 $\Omega_F \approx \Omega_H$ 。由式 (14) 可知, ΔP 仍然很小。因此带电粒子可能与中心黑洞达成某种默契, 使得 $\Omega_F \approx \Omega_H/2$ 成立, 则功率传递将达到最大值^[19]:

$$(\Delta P)_{\max} = \frac{1}{16\pi} (\Omega_H)^2 R^2 B_H \Delta\Psi. \quad (16)$$

将下列关系式, $\Psi_{\text{total}} \approx B_H \pi r_H^2$, $\langle R^2 \rangle \approx r_H^2/2$, $\Omega_H = \frac{a}{2Mr_H}$ 代入式 (16), 并对所有的磁通管的输出功率 ΔP 求和, 可得 BZ 过程的输出总功率为

$$P \approx \frac{1}{128} a_*^2 B_H^2 r_H^2 \approx (10^{45} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}) a_*^2 M_9^2 B_4^2. \quad (17)$$

式 (17) 中 M_9 和 B_4 分别是以 $10^9 M_\odot$ 和 10^4G 为单位的黑洞质量和视界面的磁感应强度, $a_* \equiv J/M^2$ 为无量纲的黑洞自转参数。

对于类星体, 可认为其中心黑洞的质量 $M \approx 10^9 M_\odot$, $B_H \approx 10^4 \text{G}$, $a_* \equiv a/M$, 则由式 (17) 可得

$$P \approx 10^{45} a_*^2 \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}. \quad (18)$$

由式 (18) 可知, BZ 过程所提取的总功率与中心黑洞的自转是密切相关的。

BZ 过程驱动的能量是通过 Poynting 能流传递出去的, 因此具有以下几方面的优势: 1) 大尺度磁场可以对喷流进行准直; 2) 电磁喷流十分“清洁”, 不存在所谓的“重子污染”问题, 因此可以解释洛仑兹因子高达 $\Gamma \approx 300$ 的相对论外流; 3) 电磁喷流是“高效”的, 并有效地通过电流不稳定性耗散, 而且电磁能量的耗散过程本身就是间歇性的, 很容易解释伽马暴的快速光变。正是有这些优点, BZ 过程被广泛用来解释活动星系核、类星体和微类星体的喷流, 并认为是驱动伽马暴的中心发动机^[16,20-22]。

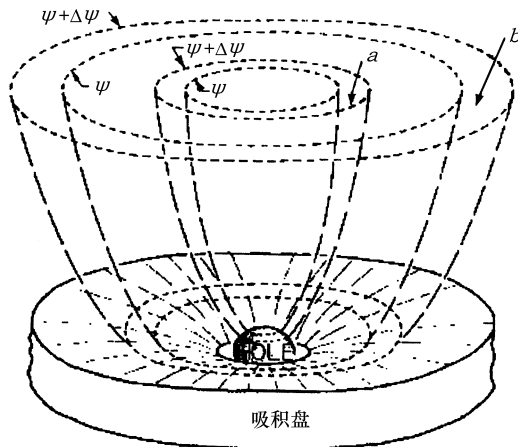


图 2 由磁力线形成的旋转磁面

两个相邻磁面形成环形磁通管，磁通管内外面的磁通量分别为 ψ 和 $\psi + \Delta\psi$ (来自文献 [19])

3 BZMC 模型简介

近年来一些学者注意到黑洞与吸积盘之间的磁耦合过程 (以下简称 MC 过程) 的重要性 [9-12]。MC 过程可以看作是另一种形式的 BZ 过程。MC 过程通过闭合磁力线连接旋转黑洞与吸积盘，对于快转黑洞，磁场把能量和角动量由黑洞转移到吸积盘；而对于慢转黑洞，磁场把能量和角动量由吸积盘转移到黑洞。

Wang 等人 [12,23] 提出一种 BZ 和 MC 机制共存模型 (以下简称 BZMC 模型)，其磁场位形如图 3 所示：

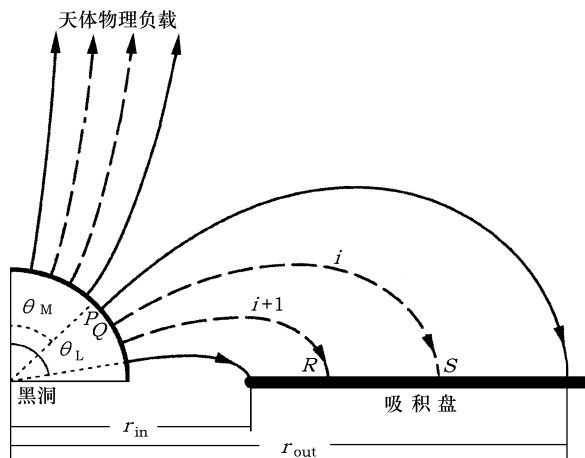


图 3 BZMC 共存模型的极向磁场位形

在图 3 中视界面上的分界角 θ_M 将磁通分为两部分，其中 $0 < \theta < \theta_M$ 为 BZ 过程所对应的开磁通区域； $\theta_M < \theta < \pi/2$ 为 MC 过程所对应的闭合磁通区域。 r_{in} 和 r_{out} 分别是盘上磁

耦合区的内外边界。BZMC 模型的磁场位形建立在以下假设的基础上:

1) 黑洞吸积盘系统处于一个稳定的轴对称的磁球之中, BZ 和 MC 过程均适用于黑洞磁层理论。在黑洞和吸积盘以外都是无力区。

2) 吸积盘是稳态的和具有良导电性, 且磁力线是冻结在盘上的。吸积盘是开普勒薄盘, 且位于黑洞赤道面上。

3) 黑洞视界面的磁场是恒定的, 盘上的磁场随盘的径向坐标作幂率变化: $B_D \propto r^{-n}$ 。

4) 连接黑洞的磁通量总是优先满足吸积盘, 即连接黑洞和盘的磁力线优先于连接黑洞与遥远天体物理负载的磁力线。

其中第 4 条假设是建立在以下事实基础上的:

(1) 黑洞视界面的磁场由吸积盘的环向电流产生, 并由吸积盘的磁压维持;

(2) 吸积盘比天体物理负载离黑洞更近。

Wang 等人^[12]通过一个统一的等效电路模型推导 BZ 和 MC 过程的功率和力矩的表达式。假定 BZ 过程中的遥远天体物理负载和 MC 过程中的盘负载统一用阻抗 Z_L 和角速度 Ω_L 来描写。由于两条相邻的磁面构成一个磁通管, 每个磁通管都可以看作一个等效的子回路。所以图 3 中的极向磁场位形可以用图 4 所示的等效电路来描述。

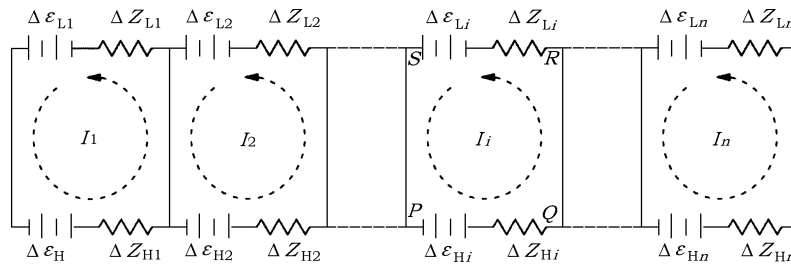


图 4 统一描写 BZ 和 MC 过程的等效电路

如图 4 所示, 在第 i 个回路中 (以下略去各量的下标 “ i ”), 线段 PS (对应于磁通量 Ψ) 和线段 QR (对应于磁通量 $\Psi + \Delta\Psi$) 代表两个相邻的磁面, 线段 PQ 和 RS 分别代表上述两个相邻磁面之间的黑洞视界面和负载。由黑洞旋转所导致的电动势为 $\Delta\varepsilon_H = (\Delta\Psi/2\pi)\Omega_H$, 由负载旋转所导致的电动势为 $\Delta\varepsilon_L = -(\Delta\Psi/2\pi)\Omega_L$ 。由于磁通量的方向对于黑洞视界面和负载是相反的, 因此在 $\Delta\varepsilon_L$ 表达式中出现的负号。图 4 中 ΔZ_H 和 ΔZ_L 对应于黑洞视界面与负载的电阻。根据上述等效电路得到以下关系式:

$$I = \frac{\Delta\varepsilon_H + \Delta\varepsilon_L}{\Delta Z_H + \Delta Z_L} = (\Delta\Psi/2\pi) \frac{\Omega_H - \Omega_F}{\Delta Z_H}, \quad (19)$$

其中 $\Delta\varepsilon_H + \Delta\varepsilon_L = \int_P^Q \alpha \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} + \int_R^S \alpha (\mathbf{E} + \boldsymbol{\nu}_L \times \mathbf{B}) \cdot d\mathbf{l} = I(\Delta Z_H + \Delta Z_L)$ 。

式 (19) 表示的子回路电流沿 $P \rightarrow Q$ 方向流动, 相当于在黑洞视界面沿经线方向由高纬度向低纬度方向流动, 这样导致黑洞视界面受到与黑洞转动方向相反的安培力矩的作用,

$$\Delta T = \varpi B_H I \Delta l = (\Delta\Psi/2\pi)^2 (\Omega_H - \Omega_F) / \Delta Z_H. \quad (20)$$

对应的功率输出为

$$\Delta P = \Omega_F \Delta T = (\Delta \Psi / 2\pi)^2 \Omega_F (\Omega_H - \Omega_F) / \Delta Z_H. \quad (21)$$

对式 (20) 和 (21) 积分则可以得到 BZ 过程和 MC 过程的力矩和功率的表达式:

$$P_{\text{BZ}}/P_0 = 2a_*^2 \int_0^{\theta_M} \frac{k(1-k) \sin^3 \theta d\theta}{2 - (1-q) \sin^2 \theta}, \quad (22)$$

$$T_{\text{BZ}}/T_0 = 4a_* (1+q) \int_0^{\theta_M} \frac{(1-k) \sin^3 \theta d\theta}{2 - (1-q) \sin^2 \theta}, \quad (23)$$

$$P_{\text{MC}}/P_0 = 2a_*^2 \int_{\theta_M}^{\pi/2} \frac{\beta(1-\beta) \sin^3 \theta d\theta}{2 - (1-q) \sin^2 \theta}, \quad (24)$$

$$T_{\text{MC}}/T_0 = 4a_* (1+q) \int_{\theta_M}^{\pi/2} \frac{(1-\beta) \sin^3 \theta d\theta}{2 - (1-q) \sin^2 \theta}. \quad (25)$$

其中, 参数 k 和 β 分别是开、闭磁力线角速度与黑洞视界面角速度之比; P_0 和 T_0 分别定义为

$$\begin{cases} P_0 = \langle B_H^2 \rangle M^2 \approx B_4^2 M_8^2 \times 6.59 \times 10^{44} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} \\ T_0 = \langle B_H^2 \rangle M^3 \approx B_4^2 M_8^3 \times 3.26 \times 10^{47} \text{ g} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-2} \end{cases}. \quad (26)$$

在 BZMC 模型中, 黑洞对周围时空及物质的拖曳效应对产生 Poynting 能流和角动量流起到非常关键的作用。根据文献 [19], 相对于 ZAMOs 的电磁角动量通量 \mathbf{S}_L^P 和能量通量 \mathbf{S}_E^P 分别表示为

$$\mathbf{S}_L^P = (I/2\pi\alpha) \mathbf{B}^P, \quad (27)$$

$$\mathbf{S}_E^P = \Omega^F \mathbf{S}_L^P. \quad (28)$$

结合式 (19) 可知, 当 $\Omega_H - \Omega_F > 0$, 即黑洞视界面角速度大于磁力线角速度时, $I > 0$, \mathbf{S}_L^P 和 \mathbf{S}_E^P 的方向与极向磁场 \mathbf{B}^P 的方向相同, 在图 3 所示的磁场位形中 \mathbf{S}_L^P 和 \mathbf{S}_E^P 的方向离开黑洞, 指向负载 (含吸积盘)。对于慢转黑洞, 在 MC 过程中可能出现 $\Omega_H - \Omega_F < 0$, 则导致 \mathbf{S}_L^P 和 \mathbf{S}_E^P 由吸积盘指向黑洞。结合式 (19) 容易看出, \mathbf{S}_L^P 和 \mathbf{S}_E^P 的方向仅与 $\Omega_H - \Omega_F$ 的符号有关。而与 \mathbf{B}^P 方向无关 [23]。

Wang 等人 [23] 进一步证明, 图 3 中黑洞视界面开、闭磁力线的分界角 θ_M 取决于黑洞自转 a_* 和磁场随吸积盘半径变化的幂律指数 n 。只有当 a_* 和 n 大于某个临界值才会出现 $\theta_M > 0$, 即出现 BZ 机制 MC 机制共存的情况。

4 BZMC 模型在 高能天体物理中的应用

4.1 活动星系核与黑洞双星的高发射率指数

Wilms 等人 [24] 对 *XMM-Newton* 天文卫星对 Seyfert 1 星系 MCG-6-30-15 的观测数据进行了处理, 他们集中讨论了 6 keV 附近的 Fe K α 线及关联的反射连续谱。在考虑星际吸收和

MCG-6-30-15 自身的吸收对幂律谱的修正后, 发现在 $3\sim 7$ keV 出现鼓包。这个鼓包有可能是以极宽的铁线为主, 但这么大的宽度不可能不包括盘的反射, 所以在拟合这个鼓包时把铁线以及反射连续谱的相对论展宽都考虑在内。其中有一个描述反射通量径向分布的参量 β , 即发射率指数。Wilms 等人假定反射通量的径向分布为 $r^{-\beta}$, 然后进行数据拟合。结果发现要得到好的拟合, β 的取值要求很高, 在 $4.3\sim 5$ 之间。按照标准盘模型, 盘的局部辐射通量在约 $1.6r_g$ 处达到峰值, 然后随半径逐渐衰减, 最后趋于 r^{-3} 。如果假定反射强度的大小正比于盘的辐射通量, 那么标准盘模型产生的 β 远低于拟合的要求。可见高发射率指数说明辐射通量非常集中于盘内区, 表现为很高的发射率指数。此外, 在黑洞双星 XTE J1650-500 和 GX 339-4 中也观测到非常陡的发射率指数 [25,26]。由于 MC 过程通过大尺度磁场将黑洞的能量和角动量转移到吸积盘内区, 通过调节黑洞自转和磁场随盘半径变化的幂律指数可以拟合这些天体的高发射率指数, 而标准吸积盘的发射率指数大大低于观测要求 [27-29]。拟合结果如图 5 所示。

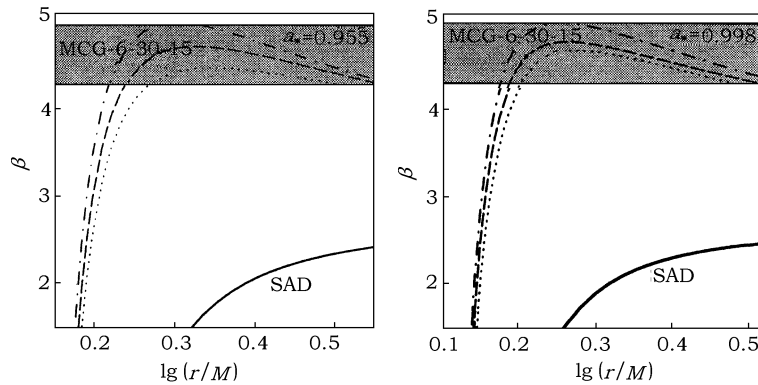


图 5 发射率指数随 $\lg(r/M)$ 的变化曲线

阴影区代表由 XMM-Newton 天文卫星得出的 Seyfert 1 星系 MCG-6-30-15 的发射率指数的取值范围, 参数设置:

$\xi_{\text{out}} = 2.5$; $n = 6, 7, 8$ 分别对应于点线、虚线和点虚线。标注为 SAD 的曲线对应于标准盘的发射率指数

4.2 黑洞 X 射线双星的高频 QPO 与喷流的相关性

Rossi X-Ray Timing Explorer 获得的银河系 X 射线源的大量观测数据极大地推动了对黑洞双星的观测和研究 [30,31]。天文学家发现有几个黑洞双星的高频准周期振荡 (QPO) 的频率呈现出令人困惑的整数比 3:2, 其中包括 GRO J1655-40 (450 Hz, 300 Hz), GRS 1915+105 (168 Hz, 113 Hz), XTE J1550-564 (276 Hz, 184 Hz) 和 H1743-322 (240 Hz, 160 Hz)。有趣的是, 在银河系中心的巨型黑洞 SgrA* 中也观测到 QPO 的整数比 3:2 (1.445 mHz, 0.886 mHz), 不过频率是毫赫兹量级的 [32,33]。天文学家提出各种模型来解释这一现象, 其中最具有代表性的是共振模型 [34]。共振模型建立在广义相对论的框架中, 利用吸积物质的开普勒轨道频率与周转频率之间的共振解释黑洞双星高频 QPO 的整数比 3:2。

黑洞双星表现出极其复杂的谱态。Belloni [35] 指出, 这些种类繁多的谱态大体可以分为两类, 即“硬态”和“软态”。观测表明, 黑洞双星的喷流总是出现在“硬态”中。最近, Fender 等人 [36] 在 X 射线的硬度—强度图 (HID) 描写黑洞双星的谱态, 得到一个十分有趣的发现: 黑洞双星的“硬态”和“软态”总是被 HID 中的喷流线分开。

van der Klis^[37]指出, 黑洞双星的 kHz QPO 很可能起源于吸积盘内区物质的开普勒运动。借助于非轴对称磁场位形的 BZMC 模型可以拟合黑洞双星的 kHz QPO^[38]。进一步考虑非轴对称磁场的螺旋不稳定性 (kink instability)^[39] 可以解释黑洞双星 QPO 的 3:2 频率比与相对论喷流的成协^[40,41]。这是 BZMC 模型比共振模型优越的地方。

熟知, 天文学家利用质量函数可以确定双星中的黑洞质量的取值范围。由于黑洞双星的高频 QPO 频率是通过盘物质的开普勒频率拟合得到的, 在已知黑洞质量取值范围的条件下, 通过 BZMC 模型拟合黑洞双星的高频 QPO 的整数比 3:2 可以确定这些 X 射线双星中的黑洞的自转范围^[41]。

4.3 伽马暴的能量、时标以及与超新星成协

BZMC 模型另一方面的应用是解释伽马暴的能量、时标以及长暴与 Ib/c 型超新星的成协。大尺度磁场提取黑洞系统的旋转能量以 Poynting 能流的形式传递出去的非热能量, 并且具有很高的洛仑兹因子, 因此特别适合解释伽马暴。BZMC 模型在解释伽马暴方面具有以下几个方面的特点:

1) BZ 机制与 MC 机制的共存取决于黑洞自转 a_* 与磁场随吸积盘半径变化的幂律指数 n 。随着黑洞旋转能量的提取, a_* 减小到临界值以下, 图 3 中的 θ_M 将减小到 0, 即黑洞视界面对应于开磁力线的半开角将关闭, 这意味着驱动伽马暴的 BZ 过程终止。对于给定的黑洞自转初值, $a_*(0) = 0.9$, 伽马暴的能量和时标取决于黑洞视界面的磁场强度 B_H 和参数 n ^[42]。

2) 通过 MC 过程转移到吸积盘内区的一部分能量可以驱动超新星, 从而自然解释了长暴与 Ib/c 型超新星的成协^[42-44]。

3) 利用 BZMC 模型中大尺度磁场的螺旋不稳定性可以解释伽马暴光变曲线中毫秒量级的脉动特征^[44]。

5 讨 论

研究大尺度磁场提取黑洞系统的能量机制对于理解不同尺度黑洞系统的喷流产生与辐射特征具有重要意义, 下面简单介绍另外两种大尺度磁场的提能机制, 即 BP 机制和 PC 机制。

BP 机制假设大尺度磁场冻结在理想导电的吸积盘上, 并随盘作开普勒旋转, 束缚在旋转磁力线上的盘冕中的带电粒子将受到离心力和中心黑洞的引力作用。如果磁力线与吸积盘的夹角小于 60° , 沿磁力线切线方向的离心力就会大于引力的切向分量而导致带电粒子离心抛出, 形成离心驱动的等离子体风。在远离盘面处, 由于大尺度磁场的环向分量越来越大, 最后形成垂直于盘面的一对方向相反的准直喷流^[7]。与 BZ 机制不同, BP 机制以等离子体风的形式提取吸积物质的能量和角动量, 由于吸积盘面积比黑洞视界面大得多, 通常认为在解释类星体和活动星系核方面 BP 机制比 BZ 机制更为重要^[45,46]。

由 Punsly 和 Coroniti 提出的 PC 机制相当于把 BP 机制扩展到介于吸积盘和黑洞视界面之间的吸入区 (有一部分吸入区与黑洞的能层重合)^[8]。受到 Kerr 黑洞强烈拖曳而旋转的吸入区的大尺度磁场将大大增加等离子体风的功率。与 BZ 机制不同, PC 机制虽然导致吸积物质进入能层中的负能轨道, 但是它们与旋转黑洞的耦合是间接的。

有理由相信, 解释高能天体的喷流产生与辐射特征需要多种能量机制。最近 Meier^[47]提

出下列区分不同能量机制的标准: BP 机制适用于黑洞系统的低速 (约 $0.1c$) 外流, 黑洞能层中的 PC 机制可以解释类星体和微类星体中对应于洛仑兹因子为 $3 \sim 10$ 的喷流; 由于 BZ 机制提取黑洞的旋转能量以 Poynting 通量的形式传输, 避免了“重子污染”的问题, 在利用高洛仑兹因子 ($\Gamma > 50$) 的喷流模型解释伽马暴方面 BZ 机制具有其他大尺度磁场提能机制不可比拟的优势。

在大尺度磁场提能机制中, 磁场强度的大小无疑是非常重要的。但是目前尚未见到关于测量黑洞吸积盘磁场的报道。由于黑洞视界界面磁场强度不确定, 在 BZMC 模型中磁场是作为一个参量引入的。在拟合不同的高能天体时, 对磁场强度的大小有一个大致的估计。例如在类星体情况一般要求磁场达到约 10^4G , 而在黑洞双星或微类星体情况对磁场强度的上限估计约为 10^9G [40]。在拟合伽马暴的能量和时标时, 则要求黑洞视界界面的磁场达到 10^{15}G [21,42,44]。令人鼓舞的是, 最近 Donati 等人 [48] 报道了有关原恒星吸积盘最内区磁场的直接测定。由于黑洞视界界面的磁场不可能明显地大于吸积盘内区的磁场 [19,46], 如果能够直接测量黑洞吸积盘内区的磁场, 就可以估计黑洞视界界面的磁场强度的量级。这对于改进黑洞磁层理论对天文观测的拟合是非常重要的。

虽然黑洞磁层理论在拟合天文观测方面取得了长足的进展, 但是对这一理论本身的理解还没有在天文学家中取得共识, 30 多年来伴随的争议不断, 出现了不同的理论流派。例如, Punsly [49] 在黑洞吸积盘周围存在大规模有序磁场条件下, 将等离子体的吸积过程与旋转黑洞的拖曳效应结合起来, 提出一种黑洞磁层理论分支——黑洞引力流体磁学 (Black Hole Gravito-hydro-magnetics 简称 GHM)。Punsly 提出的理论克服了 BZ 理论的一些不足 (例如因果性困难), 特别注重分析等离子体进入黑洞能层的负能量状态以及旋转黑洞对周围时空的拖曳效应, 为黑洞磁层理论的发展作出了贡献。

随着天文观测技术的迅猛发展, 层出不穷的新现象和新观测结果将不断地对理论模型提出新的挑战。把不同类型的磁场提能机制与各种吸积模式自洽而合理地结合起来的方法, 可能是解释天文观测现象的有效途径。

致谢 本文得到国家自然科学基金项目资助 (10573006)。

参考文献:

- [1] Fender R. *Compact stellar X-ray sources*. Cambridge Astrophysics Series, No. 39, Lewin W, van der Klis M, eds. Cambridge: Cambridge University Press, 2006: 381
- [2] Mirabel I F. Proceedings of the 5th INTEGRAL Workshop on the INTEGRAL Universe (ESA SP-552), Schönfelder V, Lichti G, Winkler C, eds. Munich, Germany, 2004: 175
- [3] 卢炬甫. 天文学进展, 2001, 19: 365
- [4] Chakrabarti S K. *Frontiers in Astrophysics*, Chakrabarti S K ed. US: Harvard University, 2002: 145
- [5] Thorne K S, Price R H, Macdonald D A. *Black Holes: The Membrane Paradigm*, New Haven: Yale University Press, 1986
- [6] Blandford R D, Znajek R L. MNRAS, 1977, 179: 433
- [7] Blandford R D, Payne D G. MNRAS, 1982, 199: 883
- [8] Punsly B, Coroniti F V. ApJ, 1990, 354: 583
- [9] Blandford R D. An EC Summer School, Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Sellwood J A, Goodman J, eds. Astrophysical Discs, 1999, 160: 265
- [10] van Putten M H P M. Science, 1999, 284: 115

- [11] Li L X. ApJ, 2000, 533: L115
- [12] Wang D X, Xiao K, Lei W H. MNRAS, 2002, 335: 655
- [13] Balbus S A, Hawley J F. ApJ, 1991, 376: 214
- [14] Balbus S A, Hawley J F. Rev. Mod. Phys., 1998, 70: 1
- [15] Blandford R D. Lighthouses of the Universe: The Most Luminous Celestial Objects and Their Use for Cosmology Proceedings of the MPA/ESO/,2002: 381
- [16] Mirabel I F, Rodriguez L F. Nature, 1998, 392: 673
- [17] Penrose R. Riv. Nuovo Cim. 1969, 1: 252
- [18] Bardeen J M, Press W H, Teukolsky S A. ApJ, 1972, 178: 347
- [19] Macdonald D, Thorne K S. MNRAS, 1982, 198: 345
- [20] Begelman M C, Blandford R D, Ree M J. Rev. Mod. Phys., 1984, 56: 256
- [21] Lee H K, Wijers R A M J, Brown G E. Phys. Rep., 2000, 325: 83
- [22] Wang D X, Lei W H, Xiao K. ApJ, 2002, 580: 358
- [23] Wang D X, Ma R Y, Lei W H, et al. ApJ, 2003, 595: 109
- [24] Wilms J, Reynolds C S, Begelman M C, et al. MNRAS, 2001, 328: L27
- [25] Miller J M, Fabian A C, Wijnands R, et al. ApJ, 2002, 570: L69
- [26] Miller J M, Fabian A C, Reynolds C S, et al. ApJ, 2004, 606: L131
- [27] Li L X. A&A, 2002, 392: 469
- [28] Wang D X, Lei W H, Xiao K. MNRAS, 2003, 342: 851
- [29] Ye Y C, Wang D X, Ma R Y. New Astron., astro-ph/0701802, 2007
- [30] McClintock J E, Remillard R A. In *Compact Stellar X-ray Sources*, WHG Lewin, M van der Klis, eds. Cambridge: Cambridge University Press, 2006, 157
- [31] Remillard R A, McClintock J E. ARA&A, 2006, 44: 49
- [32] Aschenbach B. A&A, 2004, 425: 1075
- [33] Török G. Astron. Nachr., 2005, 326: 856
- [34] Abramowicz M A, Kluzniak W. A&A, 2001, 374: L19
- [35] Belloni T. Proceedings of COSPAR Colloquium "Spectra & Timing of Compact X-ray Binaries", January 17–20. India: Mumbai, 2005
- [36] Fender R P, Belloni T, Gallo E. MNRAS, 2004, 355: 1105
- [37] van der K M. ARA&A, 2000, 38: 717
- [38] Wang D X, Ma R Y, Lei W H, et al. MNRAS, 2003, 344: 473
- [39] Kadomtsev B B. Rev. Plasma Phys., 1966, 2: 153
- [40] Wang D X, Ye Y C, Yao G Z, et al. MNRAS, 2005, 359: 36
- [41] Wang D X, Ye Y C, Huang C Y. ApJ, 2007, 657: 428
- [42] Lei W H, Wang D X, Ma R Y. ApJ, 2005, 619: 420
- [43] van Putten M H P M. Phys. Rev. D., 2004, 69: 044007
- [44] Wang D X, Lei W H, Ye Y C. ApJ, 2006, 643: 1047
- [45] Livio M, Ogilvie G I, Pringle J E. ApJ, 1999, 512: 100
- [46] Ghosh P, Abramowicz M A. MNRAS, 1997, 292: 887
- [47] Meier D L. New Astron. Rev. 2003, 47: 667
- [48] Donati J F, Paletou F, Bouvier J, et al. Nature, 2005, 438: 466
- [49] Punsly B. Black Hole GravitoHydromagnetics. New York: Springer-Verlag, 2001

Electromagnetic Extraction of Rotational Energy from a Black Hole and its Application to Astrophysics

WANG Ding-xiong

(Department of Physics, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China)

Abstract: The mechanisms of extracting rotational energy from black hole (BH) systems by virtue of the large-scale magnetic fields are reviewed, focusing on the model of the coexistence of the Blandford-Znajek (BZ) mechanism and the magnetic coupling (MC) mechanism (henceforth the BZMC Model). The BZ mechanism corresponds to the ‘open’ field lines connecting the BH horizon with remote astrophysical loads, and the energy and angular momentum are extracted magnetically from the BH and transported to the astrophysical loads via Poynting flux. The MC process corresponds to the ‘closed’ field lines connecting the BH with its surrounding accretion disk, which can be regarded as a variant of the BZ process. In the MC process the energy and angular momentum are transferred magnetically between the BH and its surrounding accretion disk. The expressions for the power and torque of these two energy mechanisms can be derived in a unified way by using an improved equivalent circuit based on the original work given by MacDonald and Thorne in 1982. It turns out that the coexistence of the BZ and MC mechanisms can be realized based on some reasonable assumptions, and this coexistence always accompanies the screw instability (kink instability) of the large-scale magnetic fields, provided that the BH spin and the power-law index for the variation of the magnetic field on the disk are greater than some critical values. The application of the BZMC model to high-energy astrophysics is reviewed in the following aspects: 1) the fitting for the very steep emissivity of XMM-Newton observation of the nearby bright Seyfert 1 galaxy MCG-6-30-15 and for those obtained in the BH X-ray binaries, XTE J1655-500 and GX 339-4; 2) the interpretation for the correlation of the kHz quasi-periodic oscillations (kHz QPO) in some BH binaries with the jets from these X-ray sources; 3) the energy and time scale of the long-duration gamma-ray bursts and their association with Type Ib/c supernovae. Finally, the other two energy mechanisms of the large-scale magnetic fields, the BP mechanism and the PC mechanism are outlined briefly.

Key words: astrophysics; black holes; review; accretion disks; magnetic fields; energy extraction; jet Production; high-energy radiation