



星系中心大黑洞的宇宙学演化

徐生年^{①②}, 袁业飞^{①②*}

①中国科学院星系与宇宙学重点实验室, 合肥 230026;

②中国科学技术大学天文学系, 合肥 230026

*联系人, E-mail: yfyuan@ustc.edu.cn

收稿日期: 2012-07-15; 接受日期: 2012-08-31; 网络出版日期: 2012-10-26

国家自然科学基金(批准号: 11073020, 10733010, 11133005)、国家重点基础研究发展计划(编号: 2009CB824800, 2012CB821800)和中央高校基本科研业务费专项资金(编号: WK2030220004)资助项目

摘要 在冷暗物质晕等级成团的宇宙学模型中, 伴随着暗物质晕的并合, 星系中心的黑洞也不断地并合和增长. 基于扩展的 Press-Schechter 公式(EPS)我们编写了一套自适应时间步长的 Monte Carlo 程序, 重构了表征暗物质晕等级成团的并合树. 在成功地建立了黑洞和暗物质晕宇宙学演化模型后, 我们通过引入直接吸积(包括标准薄盘吸积和磁流体力学吸积)和随机吸积两类黑洞吸积模式, 讨论了黑洞的自旋和质量的宇宙学演化. 通过与观测得到的 AGN 光度函数的比较, 我们发现黑洞通过磁流体力学吸积模式增长, 与观测符合得最好. 基于以上的理论框架, 我们还研究了双大质量黑洞的演化, 发现双黑洞通过共转气体吸积盘吸积对双黑洞质量比的分布存在显著的影响.

关键词 宇宙学, 大质量黑洞, 双黑洞

PACS: 04.70.Dy, 04.62.+v, 04.70.-s, 97.60.Lf

doi: 10.1360/132012-633

1 前言

暗物质晕并合树的建立由扩展的 Press-Schechter(PS)公式^[1]给出. 最简单的一种并合树方法是二叉树, 只要时间步长取得足够小, 父晕分裂为子晕的平均数目就远小于 1, 因此父晕经过一个时间步长, 分裂为两个子晕的概率最大, 分裂为多个子晕的概率基本可以忽略^[2,3]. Volonteri 等人^[4]结合二叉树方法和暗物质气体吸积概念建立了二叉树暗物质晕并合模型. 暗物质晕的最小可分辨质量为 M_{res} , 令其为

$M_{\text{res}}=10^{\alpha}M_0(1+z)^{-\beta}$, 其中 α 和 β 是正的可调参数, 调节它们可以使得通过数值方法得到的并合树中的子晕数密度分布更好地符合 PS 的理论公式. Zhang 等人^[5]对各种并合树算法做了总结. 我们用了 $z=0$ 处 220 个质量从 $10^{11} M_{\odot}$ 到 $10^{15} M_{\odot}$ 在对数区间上均匀分布的暗物质晕分别建立了暗物质晕的并合树.

1.1 种子黑洞

暗物质晕并合树的建立为星系中心的黑洞形成和演化提供了背景, 在本文中我们采用一种被大家

引用格式: 徐生年, 袁业飞. 星系中心大黑洞的宇宙学演化. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2012, 42: 1256–1264

Xu S N, Yuan Y F. Cosmological evolution of massive black holes at the center of galaxies (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2012, 42: 1256–1264, doi: 10.1360/132012-633

较为接受的轻种子黑洞模型: 种子黑洞是第一代恒星演化后期的产物. 第一代恒星被认为产生在红移 $z \sim 20-50$ 处质量大于 $M_{\min} \sim 10^6 M_{\odot}$ 的暗物质晕中 ($T_{\text{vir}} > 10^3 \text{ K}$)^[6]. 质量大于 $M_{\min}$ 的晕中, 氢分子的冷却时标足够短, 这样气体才能冷却并聚集在晕的中心, 导致恒星的形成. 原初气体云中形成的质量大于 $260 M_{\odot}$ 的主序星, 在其演化后期, 恒星爆炸由于中心区域的光致电离不稳定性而得到抑制, 光致电离会消耗大部分恒星燃烧的能量而不能导致恒星的爆炸, 而进一步塌缩, 最终形成质量大于 $100 M_{\odot}$ 的种子黑洞.

1.2 星系主合并与气体供给

当两个质量相近(暗物质质量比 $p > 0.3$) 的星系在引力作用下合并时, 气体在引力潮汐力作用下, 落入新形成的星系中心, 供中心黑洞吸积, 从而触发了星系中心大黑洞的活动. 根据观测得到的恒星速度弥散和黑洞质量之间的关系, 邻近星系中心的黑洞质量 M_{BH} 和所在星系中心核球的速度弥散 σ_* 的关系 ($M_{\text{BH}}-\sigma_*$ 关系)^[7] 以及速度弥散和暗物质晕的球速度 (V_c) 关系^[8], 可以假设一次主合并过后, 落入星系中心可供黑洞吸积的气体质量为

$$\Delta m_{\text{acc}} = 7.16 \times 10^5 \kappa V_{c,200}^{4.82}, \quad (1)$$

其中 $V_{c,200}$ 是合并的暗物质晕的球速度, 以 200 km s^{-1} 为单位. κ 是可调参数, 其值在 1 附近, 调节 κ 使得模拟中的 $M_{\text{BH}}-\sigma_*$ 关系和邻近星系中的观测保持一致. 两个晕合并后气体再经过 $t_{\text{dyn}} = 0.1 r_{\text{vir}}/V_c$ 动力学时标, 供黑洞吸积.

1.3 黑洞吸积模型

1.3.1 标准盘吸积

类星体的辐射被普遍认为主要是从黑洞周围的吸积盘上产生的. 随着黑洞的吸积, 黑洞除了本身质量 (M) 增加外, 其自旋 (a) 以及自旋的方向和吸积盘角动量方向之间的夹角也会发生变化. 如果吸积盘就在 Kerr 黑洞的赤道平面内, 吸积物质 (dm_0) 直接由最后稳定轨道 (ISCO) 落入黑洞, 导致黑洞引力质量增加了 $dm = \hat{E} dm_0 = (1 - \varepsilon) dm_0$, 自旋的变化为: $dS_z = \hat{L}_z dm dm_0$, 其中 $\hat{E}$ 是单位质量的静止物质最终被黑洞吸积后转化为黑洞的引力质量的量, ε 是单位质量的物质从无穷远到黑洞的 ISCO 能量的损失, 我们称之为辐射效率, $\hat{L}_z$ 是黑洞从 ISCO 吸积单位质量的物质

增加的角动量. 黑洞 ISCO 对应的半径, 黑洞质量增长和自旋的关系参照 Bardeen^[9] 给出的公式.

在吸积盘的标准薄盘模型-SSD 盘^[10] 中, 黑洞在吸积过程中, 其质量随着时间的变化为

$$M_{\text{BH}}(t) = M(0) \exp \left(f_{\text{Edd}} \frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon} \frac{t}{t_{\text{Edd}}} \right), \quad (2)$$

其中 $t_{\text{Edd}} = 0.45 \text{ Gyr}$ 为 Salpeter 时标. 我们定义 Eddington 吸积率为 $f_{\text{Edd}} \equiv L/L_{\text{E}}$, 其中 L 是黑洞吸积盘辐射总光度, L_{E} 是 Eddington 光度, 由 $L_{\text{E}} = 4\pi M_{\text{BH}} \mu_e m_p c / \sigma_T \approx 1.3 \times 10^{38} \mu_e M_{\text{BH}} / M_{\odot} \text{ erg s}^{-1}$ 给定. μ_e , m_p , σ_T 分别为电子平均分子量, 质子质量以及汤姆逊散射截面. Yu 和 Tremaine^[11] 通过低红移星系中心的黑洞质量密度以及 AGN 的光度函数定出来的辐射效率 $\varepsilon \approx 0.1$. 在我们的模型中, 黑洞的质量增长过程中的辐射效率是和黑洞自旋通过 Bardeen^[9] 的公式联系在一起的, 也就是说随着自旋的变化辐射效率是变化的.

1.3.2 随机吸积

理论上吸积盘的扭曲有很多可能的机制. 大尺度上, 盘的扭曲可能是由盘和周围的不在同一轨道平面的恒星相互作用引起的. 小尺度上 ($\approx 10^2 - 10^3 R_s$, R_s 是黑洞的 Schwarzschild 半径), 造成盘扭曲最可能的原因是由于广义相对论效应. 如果黑洞的自旋方向和它的吸积盘的角动量方向不平行, 那么 Lense-Thirring 进动效应将会导致吸积盘扭曲, 这个过程叫 Bardeen-Petterson 效应^[12]. 因为 Lense-Thirring 进动很强烈地依赖半径 (正比于 R^{-3}), 所以吸积盘的内区部分角动量方向将会趋向于与黑洞的角动量方向平行, 而大于特征扭转半径 ($R_w \approx 10^2 R_s$ ^[13,14]) 的吸积盘外部区域倾向于保持原来的角动量方向. 当黑洞角动量 J_h , 吸积盘的角动量 J_d 以及它们之间的夹角 θ 满足 $J_d/J_h < -2 \cos \theta$ 时, 自旋方向和吸积盘角动量方向反转的情况就可能发生^[14]. Lodato 和 Pringle^[15] 通过数值模拟证实了反转的发生. 当盘的质量在某个半径 R 处超过 $M_{\text{sg}} \sim (H/R) M_{\text{BH}}$ 时, 黑洞外围的吸积盘变成一个自引力体系, 其中 H 是盘的标高, M_{BH} 是中心黑洞的质量. 对于高光度、吸积率较大的活动星系核 (AGN), 在一次主合并后, 气体流阶段性地落入星系中心, 每个周期的气体吸积都是通过一个由自引力半径限定的吸积盘, 质量为 $\Delta m_{\text{episode}} \sim M_{\text{sg}}$. 所以一次主并后这样的周期吸积次数总共有: $\Delta M_{\text{merger}} / M_{\text{sg}}$, 其中 ΔM_{merger} 由公式 (1) 决定. 由于下落的气体的角动量是随机的, 因

此很自然地假设每次下落气体形成的吸积盘的角动量方向和黑洞自转方向的夹角是随机分布的. J_d 和黑洞自转 a 的夹角随机给定. 每个小周期内吸积盘是正转还是反转盘由判断条件 $\cos\theta < -J_d/2J_h$ 决定^[16, 17], 吸积盘角动量 J_d 为通过盘的扭转半径 R_{warp} 处的物质的总角动量. 当扭转半径大于盘的自引力半径时, J_d 为通过自引力半径处的物质的总角动量. 很多次气体吸积盘的角动量方向和黑洞自转方向之间的夹角随机分布的周期吸积, 我们称之为随机吸积.

1.3.3 MHD 盘吸积

相对论性的磁流体动力学(MHD)吸积盘模型的数值模拟结果表明: 由于磁流体动力学会导致黑洞的自转最高只能达到约 0.93; 因此黑洞自转/质量的演化会不同于没有磁场存在情况下的标准吸积盘的情形^[18, 19]. Shapiro^[19]对 MHD 盘吸积模型中黑洞的自转演化的拟合结果如下:

$$\frac{d(a)}{dt} = \frac{f_{\text{Edd}}}{\varepsilon} \frac{s}{t_{\text{Edd}}}, \quad (3)$$

$$s = 3.14 - 3.30a \quad (\text{MHD disk}). \quad (4)$$

在我们的黑洞的宇宙学演化模型中, 我们采用了上述 MHD 数值模拟的结果, 比较了标准吸积盘和 MHD 吸积盘吸积模型中黑洞的自转/质量的差别(见图 1). 对于标准薄盘模型, 在最内稳定轨道处是无扭矩的边界条件, 内边界就是 ISCO. 而对于 MHD 盘, 考虑到组成盘的等离子体中冻结的磁场, 磁不稳定性导致的湍流既能提供足够的扭矩来转移角动量, 磁场又能在最内稳定轨道以内提供磁压. 由于磁场的存在, MHD 吸积盘的内边界比 ISCO 更小, 吸积物质带入黑洞的角动量相对较少. 所以 MHD 吸积盘模型中, 黑洞自转增长比在 SSD 盘模型中要慢, 所以辐射效率相对要小, 黑洞的质量增长要快一些.

1.4 双黑洞动力学演化的三个阶段

下面详细讨论星系中心双黑洞轨道的演化. 考虑一个双黑洞系统, 其质量分别为 m_1 和 m_2 , 半长轴为 $a(t)$, 存在于一个各向同性分布的一维恒星核球背景中. 由星系并合而形成的星系中心的双黑洞系统, 其演化分为三个阶段^[20]: 第一个阶段双黑洞之间的距离由于与它们各自周围的恒星相互作用而减小, 这个阶段在距离为 $a_b = G(m_1 + m_2)/(2\sigma_{\text{DM}}^2)$ 时停止^[11]. 第二阶段是在动力学黏滞和抛射恒星相互作用下, 双

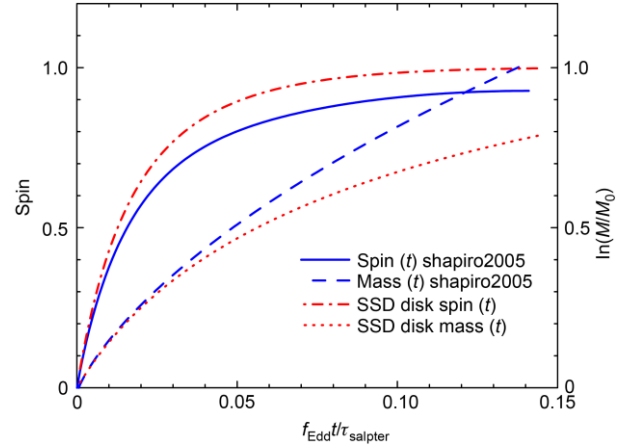


图 1 (网络版彩图) 黑洞自转/质量随时间变化的函数

点线和点虚线分别是 SSD 吸积模型中的黑洞质量和自旋增长曲线. 虚线和实线分别是 MHD 吸积模型中的质量和自旋的增长曲线

Figure 1 (Color online) The evolution of the spin and mass of black holes in the SSD (dotted and dash-dotted lines respectively) and the MHD (dashed and solid lines respectively) disk models.

黑洞距离快速减小, 使得动力学黏滞不再有效, 进而只能通过三体作用抛恒星. 随着周围的恒星被抛射掉, 抛恒星过程不再有效, 该过程的时标会变得很长, 可能会超过宇宙年龄, 这是所谓的 Final Parsec 问题(FPP)^[12, 21]. 解决这个问题有两个途径, 一个是考虑双黑洞所在的并合星系物质并不是球对称分布, 而是非球对称的三轴分布, 在这样分布的星系环境中, 双黑洞的第二个阶段的演化时标会变短很多, FPP 问题将不再存在^[22-24]. 第二途径是考虑双黑洞周围的气体吸积盘, 通过气体吸积盘转移双黑洞的轨道角动量, 使双黑洞轨道半径有效的减小^[25-27]. 双黑洞演化的第三个阶段是通过引力辐射损失角动量而很快的并合^[28].

1.5 三黑洞相互作用

双黑洞系统在演化过程中还没有来得及合并的时候, 有可能会被随着星系并合而引入的第三个黑洞所影响. 在星系的次并合过程中, 入侵黑洞周围的物质(发光的和不发光的)会因为主星系的引力作用而被剥离掉, 从而形成单独的黑洞. 这些黑洞会成为游荡在星系外围的不发光的黑洞. 在星系的主并合过程中, 外来的黑洞很快地到达星系中心双黑洞系统的引力影响范围 a_h 以内, 随后三黑洞会共振散射而导致其中的一个黑洞被抛射出(引力弹弓效应). 我们采用了 Volonteri 等人^[4]文中的公式用于计算三

黑洞相互作用.

1.6 吸积率函数(f_{Edd})

星系的并合会导致星系中心的黑洞变得活跃: 在主并合后, 位于大晕中心的黑洞开始吸积气体, 变成活动星系核(AGN), 直到黑洞质量达到根据其寄主晕的球速度及 $M-\sigma_*$ 得的质量上限. 在 SSD 吸积模型和 MHD 吸积模型中, 黑洞活跃期的吸积率我们都假定为 $f_{\text{Edd}}=1$, 即黑洞以 Eddington 吸积率吸积.

在随机吸积盘模型中, 因为黑洞自转平均保持在很小的值, 其辐射效率相应就很小, 黑洞质量增长会太快, 所以对黑洞的吸积率我们做了如下限制: 吸积率函数随着 AGN 的光度而变, 这个变化的主要参考依据是 Hopkins 等人^[29]的模拟结果, 该结果表示如下:

$$\frac{df_{\text{Edd}}(t)}{dt} = \frac{f_{\text{Edd}}^{1-\alpha}(t)}{|\alpha| t_Q} \left(\frac{\varepsilon \dot{M}_{\text{Edd}} c^2}{10^9 L_{\odot}} \right)^{-\alpha}, \quad (5)$$

其中 $t_Q \approx 10^9 \text{ yr}$, 以及 $\alpha = -0.95 + 0.32 \log(L_{\text{peak}}/10^{12} L_{\odot})$, L_{peak} 是 AGN 在一次星系并合后达到它的最大值时的光度. Hopkins 等人^[30]指出 L_{peak} 大致等于星系中心的黑洞达到星系 $m_{\text{BH}}-\sigma_*$ 关系得出的黑洞质量时所对应的最大光度. 吸积率的最小值限定为 $f_{\text{Edd}}(t)=10^{-3}$.

在本文中, 模型所用的宇宙学参数如下: $\Omega_M=0.3$, $\Omega_A=0.7$, $h=0.7$, $\Omega_b h^2=0.02$, $\sigma_8=0.93$ 和 $n=1$, 其中 h 的定义如下 $H_0=h \times 100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$.

1.7 AGN 光度函数

在我们的模型中, AGN 的热光度(bolometric luminosity)由 $L_{\text{bol}}=f_{\text{Edd}}(t)L_{\text{Edd}}=(1/\varepsilon-1)\dot{M}_{\text{BH}}$ 给定. 为了和 Croom 等人^[31]的观测结果比较, 我们还需要知道 B 波段的光度在 AGN 热光度中的比例 $f_B \cdot f_B$ 的大小依赖于 AGN 的能谱分布. 对于 SSD 模型, 我们取 $f_B=0.08$ ^[4]. 对于随机吸积模型, 黑洞自转平均值较低, ISCO 半径较大, 吸积盘的内区远离黑洞. 在在同样的吸积率下, 对于同样的 B-波段的光度, 拥有低自转的黑洞, 其吸积盘产生的紫外(UV)辐射较少, 也就说 B-波段在热光度里面所占的比例越大. 在随机吸积模型中, 自转平均值比 SSD 吸积模型要小, 所以相对的 f_B 的值就要大一些, 我们取 $f_B=0.2$ ^[32]. 在 MHD 吸积盘模型中, 虽然黑洞自转有极限值 $a<0.93$, 但相对随机吸积盘来说还是高自转黑洞, 所以 f_B 的取值

与在 SSD 模型中的取值一致.

在 SSD 模型中星系中心的黑洞因为辐射效率太大, 来不及通过吸积增长而导致很多黑洞质量偏小, 所以得到的理论光度函数在高光度段, AGN 数目明显的偏少, 而在低光度段, 数目又显著的偏高. 在随机吸积模型中的光度函数能很好地符合观测值. 不太理想的地方是, 低红移处高光度段的 AGN 数目比观测上要高, 而对于高红移处的光度函数其高光度段又稍微比观测值低. 而且在低红移处, 整个光度函数的斜率要比观测到光度函数要小. 限于篇幅, 我们只给出符合最好的 MHD 模型的结果. 图 2 给出了 MHD 模型中六个红移区间内的光度函数(空心圈+误差棒)与观测拟合得到的光度函数比较^[31]. 从图 2 中可以看到, 不管是光度函数的高光度段, 还是低光度段, 在不同的红移区间里面 MHD 模型结果与观测的符合都很好. 这可能说明两点: (1) 与随机吸积模型比, 星系中心的大质量黑洞的自转基本上还都是高自转的(>0.9); (2) 与 SSD 模型相比, 进一步说明图 1 中 MHD 盘的质量/自转演化可能更接近黑洞的实际演化.

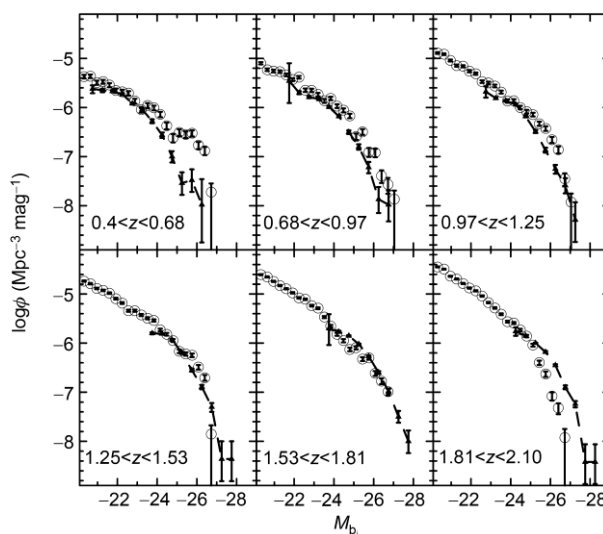


图 2 MHD 模型中六个红移区间(如图中所示)内的类星体在 B 波段的光度函数(空心圆)

误差是泊松统计误差, 长虚线是最佳观测拟合光度函数, 有误差棒的实心三角是实际观测数据^[31]

Figure 2 Luminosity function of quasars (QLF) in the B-band in six redshift intervals. The theoretical QLFs in the Prolonged-MHD model are indicated by the open circles with error bars (the Possionian error). The observed QLFs are shown by the filled triangles with error bars [31]. The Long-dashed lines are the results by fitting the observational data.

2 星系中心双黑洞质量比分布

很多观测证据显示星系中心存在双黑洞. 光学波段长时间光变监测表明, OJ287 可能是包含有一个稍小质量的黑洞绕着一个大质量的黑洞运动的双黑洞系统^[33]. 通过 Chandra X-ray 卫星观测到的超亮红外源 NGC6240 中有两个星系核^[34]. 通过 SDSS 的图像分析找到有并合特征的星系对^[35]以及有并合特性的成对的 AGN^[36]. AGN 的窄发射线和宽发射线中的双峰结构也能说明星系中心可能存在双黑洞系统^[37-39]. 这些都是可能的双黑洞候选者.

2.1 双黑洞共转盘

前面已经提到, 双黑洞系统如果存在共转盘将有助于解决 Final Parsec 问题. 星系的并合必然会带来气体, 随着双黑洞的形成在其周围形成一个共有的吸积盘^[25,27,40-42]. 在双黑洞系统的内区, 两个黑洞周围还分别有一个小吸积盘. 双黑洞通过吸积周围气体和外围的盘相互作用转移角动量, 使得双黑洞的半长轴距离减小, 最终达到引力波辐射为主阶段. 其时标如下^[43]:

$$t_c^{\text{gas}} \sim 3.1 \times 10^8 [\text{yr}] \frac{q}{(1+q)^2} \left(\frac{0.1}{f_{\text{Edd}}} \right) \left(\frac{\epsilon}{0.1} \right), \quad (6)$$

共转吸积盘和双黑洞的相互作用的时标 t_c^{gas} 只与双黑洞的质量比 q , 吸积率 f_{Edd} , 以及辐射效率 ϵ 有关系. 数值模拟表明因为双黑洞轨道有椭圆率, 双黑洞在一个周期内各自的吸积率会有周期性的变化, 一个周期内平均来说伴星(质量小的黑洞)的吸积率要大于主星(质量大的黑洞)的吸积率^[44]. 按照 Hayasaki 等人^[43]的结果, $f_{\text{Edd}}=0.1$, $\epsilon=0.1$ 是共转吸积盘稳定存在的一个特征值. 为了简化, 在模拟中做了这样的假定: 双黑洞阶段一个周期内小黑洞的吸积率为特征吸积率 $f_{\text{Edd}}=0.1$, 辐射效率取特征值 $\epsilon=0.1$. 对于大黑洞的吸积率, 我们假定其太低, 基本上为 0.

我们将上面提到的星系中心黑洞演化过程中的各种主要物理过程总结如下:

(1) 暗物质晕主并合树: 引入了最小可分辨质量晕的二叉并合树, 用 220 个 $z=0$ 处暗物质晕建立一套并合树.

(2) 种子黑洞: 采轻种子黑洞模型, 即 $z=20$ 处, $M_{\text{halo}} > 1.63 \times 10^7 M_{\odot}$ 晕中含有 $M=150 M_{\odot}$ 的种子黑洞.

(3) 暗物质晕主并合的条件为晕质量比 $p > 0.3$ 和 t_{dr} 动力学黏滞时标要小于宇宙年龄 t_{H_0} . 为了比较, 我们还研究了 $p > 0.1$ 的条件下的情形.

(4) 每次主并合提供的可供吸积气体的量由 $M_{\text{BH}}-\sigma_*$ 关系给出其质量上限.

(5) 单个黑洞的吸积, 用 MHD 吸积盘模型.

(6) 双黑洞的演化分两种: 两个黑洞经过动力学黏滞效应在星系中心形成双黑洞. 随后, 在模型一中, 通过引力弹弓效应损失能量进一步并合, 最后经过引力波辐射而最终合并, 期间黑洞没有吸积过程存在, 黑洞质量比在形成黑洞到引力辐射阶段基本上没有变化-SS 模型; 在模型二中, 共转吸积盘和引力弹弓效应共同作用使得双黑洞损失轨道能量, 进入引力波辐射阶段, 并最终并合. 小黑洞的吸积率是为 $f_{\text{BH}}=0.1$, 辐射效率为 $\epsilon=0.1$, 大黑洞不吸积. 吸积时标由公式(6)决定-CIRCUM 模型.

(7) 最后双黑洞并合, 由 Rezzolla^[45]给定公式计算最后黑洞质量、自转以及反冲速度.

2.2 双黑洞质量比分布

为了与观测比较, 我们用到了 Wen 等人^[35]从 SDSS R6 中找出的 249 个并合中的早期星系的样本. 星系中的黑洞质量计算用的是 $M_{\bullet}-L$ 关系($M_{\bullet}$ 是黑洞质量, L 星系核球光度)^[46]. 具体的计算参照文献[35]. 这些并合星系之间分开的物理距离为 $7 < r_p < 50$ kpc, 并且伴随着明显的并合特性. 它们所在红移区间为: $z < 0.12$. 249 个并合星系中的黑洞质量比如图 3 中实线所示. 理论上晕的质量比 $p > 0.3$ 的条件下得到的黑洞质量比分布和并合星系中的黑洞质量比分布趋势基本上一致. 作为比较, 我们还模拟了暗物质晕主并合条件 $p > 0.1$ 的情况, 如图 4 中点虚线所示. 明显可见, 其中低质量比($q=m_2/m_1 < 0.2$)的双黑洞数目增加了, 并偏离观测的分布. 模拟中选用 $p > 0.3$ 这个条件更接近主并合条件, 这个结论的前提假设是: 在星系并合的时候, 各自中心的黑洞质量都符合 $M_{\text{BH}}-\sigma_*$ 关系.

在 CIRCUM 模型中, 在双黑洞并合过程中, 共转吸积盘的作用只对质量大于 $10^7 M_{\odot}$ 的双黑洞系统比较有效^[27]. 对于小质量的双黑洞系统, 引力弹弓效应比共转吸积盘更有效, 时标更短. 所以共转吸积盘的存在对小质量双黑洞系统的质量比分布的影响很小. 高红移处, 黑洞的质量还比较小, 基本上都处于低质量区间内, 两个模型中的双黑洞质量比分布基

本上没法区分. 而在低红移, 随着黑洞质量增加, 高质量区间内双黑洞的数目增多, 共转吸积盘的作用明显, 等质量的双黑洞数目明显增多.

考虑到 Wen 等人^[35]中的并合星系之间的物理距离在 $7 < r_p < 50$ kpc 量级, 此时两个黑洞还没有形成双

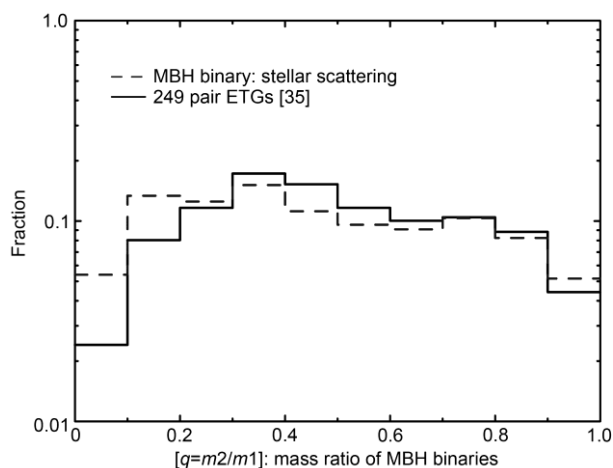


图 3 双黑洞质量比分布

实线显示的是观测到的 249 个并合星系中的黑洞质量比^[35]. 虚线显示的是 SS 模型中的双黑洞质量比 ($z < 1.0$), 暗物质晕主并合条件为晕的质量比 $p > 0.3$.

Figure 3 Distribution of mass ratio of massive black hole (MBH) binaries. Solid line shows 249 binaries of the merging pair galaxy [35]. Dashed line shows mass ratio distributions of MBH binaries ($z < 1.0$) in the standard disk model with a major merger criteria of $p > 0.3$.

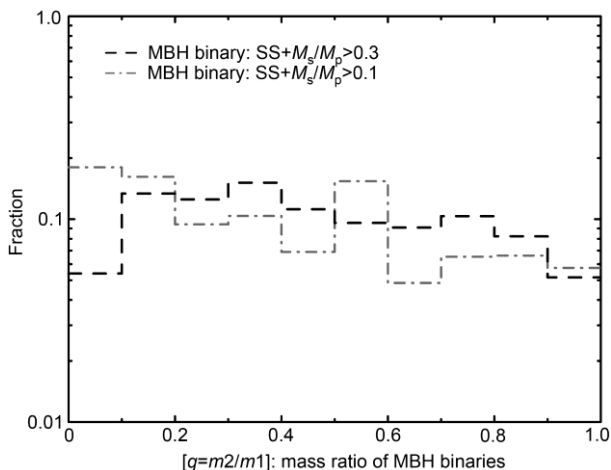


图 4 SS 模型中双黑洞质量比分布 ($z < 1.0$)

虚线显示的是取主并合条件为 $p > 0.3$ 时的结果, 点虚线显示的是主并合条件为 $p > 0.1$ 时的结果

Figure 4 Distribution of mass ratio of MBH binaries ($z < 1.0$) in the SS models. Dashed line shows the result with the major merger criteria of halo mass ratio $p > 0.3$, and dash-dotted line the result for $p > 0.1$.

黑洞系统. 所以在模拟中, 我们统计了两个阶段的双黑洞质量比分布: 第一个阶段是双黑洞系统还没有经过共转吸积盘的作用的时候, 虽然在此之前已经因为周围的恒星的动力学黏滞而进入到了星系的中心, 但是因为黑洞在动力学黏滞阶段不吸积物质, 所以其质量比和观测上物理距离在 $7 < r_p < 50$ kpc 尺度的双黑洞的质量比是可以比较的. 图 5 中点虚线显示存在共转吸积盘时, 在共转吸积盘起作用之前, 双黑洞的质量比分布, 比观测到的并合星系中的双黑洞质量比分布要平. 图 5 中虚线是共转吸积盘其作用后, 在双黑洞合并之前的质量比分布. 我们可以看出在经历了共转吸积盘的作用以后, 双黑洞的质量比分布明显等质量的双黑洞数目增多. 从我们的模拟中可以知道:

(1) 对于星系的并合的条件, 虽然我们已经假设了两个条件—晕的质量比 p 大于一定值, 以及动力学并合时标小于宇宙年龄. 对于暗物质晕主并合条件 $p > 0.1$ 模型的结果显示, 其黑洞质量比分布比暗物质晕主并合条件 $p > 0.3$ 的模拟有更多的质量比较小的双黑洞. 与 249 个并合星系的黑洞质量比分布比较, 观测更偏向于星系主并合的条件为晕质量比 $p > 0.3$.

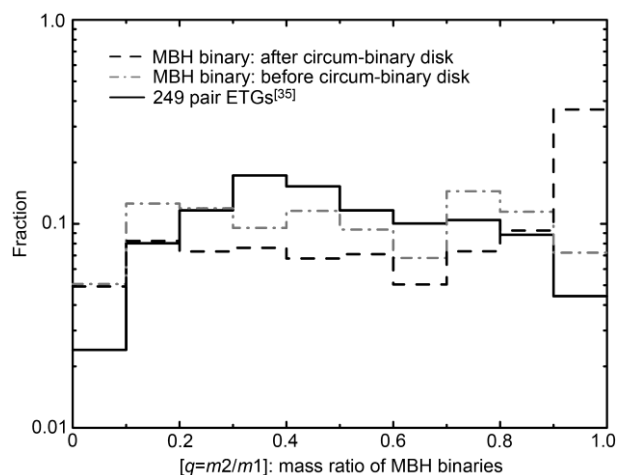


图 5 带有共转盘的双黑洞质量比分布

实线同图 3, 点虚线显示的是双黑洞与共转吸积盘作用之前 ($z < 1.0$) 的结果, 虚线显示的是双黑洞与共转吸积盘作用后 ($z < 1.0$) 的结果, 其中主并合条件为 $p > 0.3$

Figure 5 Distribution of mass ratio of MBH binaries with circum-disks. Solid line are identical to Figure 3. Dash-dotted line shows the distribution of the mass ratio of MBH binaries ($z < 1.0$) before the interaction with circumdisks. Dashed line shows the distribution of the mass ratio of MBH binaries ($z < 1.0$) after the interaction with circumdisks. The criteria of major merger is taken to be $p > 0.3$.

(2) 如果存在共转吸积盘, 每次主并合时, 即使共转吸积盘还没有起作用, 但是因为之前的共转吸积盘存在的影响, 距离大于 1 pc 尺度的双黑洞质量比分布会变平, 分布更均匀.

(3) 有共转吸积盘存在的情况下, 尺度小于 0.1 pc 的双黑洞的质量比在并合(coalesce)之前, 由于小质量黑洞吸积物质, 导致有更多的双黑洞质量比趋向于 1.

3 总结

建立黑洞吸积模型, 其中有很多有趣的物理过程, 例如吸积盘的辐射转移系数跟黑洞的自转演化密切联系^[47,48], 黑洞吸积率的变化等等^[30]. 在成功建立了星系中心大质量黑洞演化模型的基础上, 我们考虑了双黑洞并合的不同机制, 其中 FPP 问题是双黑洞演化过程不可避免的需要解决的问题. 解决的途径基本上集中在两个方面, 一个是考虑更实际的星系形态和引力场分布. 数值模拟表明, 非球对称三轴系统的寄主星系环境下 FPP 问题将不存在, 双黑洞半长轴将在有限时间内有效地减小到引力波辐射阶段, 从而导致双黑洞顺利地合并为一个黑洞. 另一个途径是考虑星系并合过程中, 落入星系中心的气

体对双黑洞演化的影响. 我们在这里考虑了共转吸积盘对双黑洞半长轴演化的影响. 双黑洞通过吸积共转吸积盘周围的物质时, 与共转吸积盘中的气体交换角动量而使得其半长轴减小, 在短时间内有效地减小到引力辐射阶段.

研究表明双黑洞加共转吸积盘系统中, 小质量黑洞的平均吸积率会明显的大于大质量黑洞. 有共转吸积盘存在时, 由于双黑洞质量增长将不一样. 在我们的模型中考虑了共转吸积盘存在时对双黑洞质量比的影响. 我们的结果表明, 相对没有共转吸积盘存在的情况下将存在更多的等质量双黑洞系统.

如果双黑洞并合过程中有共转吸积盘存在, 那么我们通过观测最终会发现多数的双黑洞的质量比将接近 1. 对于非常靠近的双黑洞系统($r < 0.1 \text{ pc}$)的观测还很困难. 不过我们寄希望于未来的空间引力波望远镜通过探测双黑洞并合过程中的引力波辐射, 从而对其质量比做更多的限制. 现在我们能做的是, 利用我们发展的模拟程序, 对这些并合黑洞的性质做进一步的研究, 看它们在不同的演化模型下, 对双黑洞并合过程中的引力波辐射有什么影响, 最终希望通过观测来区分不同的黑洞演化模型.

参考文献

- 1 Press W H, Schechter P. Formation of galaxies and clusters of galaxies by self-similar gravitational condensation. *Astrophys J*, 1974, 187: 425–438
- 2 Lacey C, Cole S. Merger rates in hierarchical models of galaxy formation. *Mon Not R Astron Soc*, 1993, 262: 627–649
- 3 Cole S, Lacey C, Baugh C M, et al. Hierarchical galaxy formation. *Mon Not R Astron Soc*, 2000, 319: 168–204
- 4 Volonteri M, Haardt F, Madau P. The assembly and merging history of supermassive black holes in hierarchical models of galaxy formation. *Astrophys J*, 2003, 582(2): 559–573
- 5 Zhang J, Fakhouri O, Ma C P. How to grow a healthy merger tree. *Mon Not R Astron Soc*, 2008, 389: 1521–1538
- 6 Tegmark M, Silk J, Rees M J, et al. How small were the first cosmological objects? *Astrophys J*, 1997, 474, 1: 1–12
- 7 Gültekin K, Richstone D O, Gebhardt K, et al. The M-sigma and M-L relations in galactic bulges and determinations of their intrinsic scatter. *Astrophys J*, 2009, 698(1): 198–221
- 8 Ferrarese L. Beyond the bulge: A fundamental relation between supermassive black holes and dark matter halos. *Astrophys J*, 2002, 578(1): 90–97
- 9 Bardeen J M. Kerr metric black holes. *Nature*, 1970, 226(5240): 64–65
- 10 Shakura N I, Sunyaev R A. Black holes in binary systems. Observational appearance. *Astron Astrophys*, 1973, 24: 337–355
- 11 Yu Q, Tremaine S. Observational constraints on growth of massive black holes. *Mon Not R Astron Soc*, 2002, 335(4): 965–976
- 12 Bardeen J M, Petterson J A. The lense-thirring effect and accretion disks around kerr black holes. *Astrophys J*, 1975, 195: L65–L67
- 13 Natarajan P, Pringle J E. The alignment of disk and black hole spins in active galactic nuclei. *Astrophys J*, 1998, 506: L97–L100
- 14 King A R, Lubow S H, Ogilvie G I, et al. Aligning spinning black holes and accretion discs. *Mon Not R Astron Soc*, 2005, 363: 49–56
- 15 Lodato G, Pringle J E. The evolution of misaligned accretion discs and spinning black holes. *Mon Not R Astron Soc*, 2006, 368(3): 1196–1208
- 16 King A R, Pringle J E. Growing supermassive black holes by chaotic accretion. *Mon Not R Astron Soc*, 2006, 373(1): L90–L92

- 17 King A R, Pringle J E, Hofmann J A. The evolution of black hole mass and spin in active galactic nuclei. *Mon Not R Astron Soc*, 2008, 385(3): 1621–1627
- 18 Gammie C F, Shapiro S L, McKinney J C. Black hole spin evolution. *Astrophys J*, 2004, 602(1): 312–319
- 19 Shapiro S L. Spin, accretion, and the cosmological growth of supermassive black holes. *Astrophys J*, 2005, 620(1): 59–68
- 20 Begelman M C, Blandford R D, Rees M J. Massive black hole binaries in active galactic nuclei. *Nature*, 1980, 287: 307–309; Quinlan G D. The dynamical evolution of massive black hole binaries I. Hardening in a fixed stellar background. *New Astron*, 1996, 1: 35–56
- 21 Merritt D, Mikkola S, Szell A. Long-term evolution of massive black hole binaries. III. Binary evolution in collisional nuclei. *Astrophys J*, 2007, 671, 1: 53–72
- 22 Preto M, Berentzen I, Berczik P, et al. Fast coalescence of massive black hole binaries from mergers of galactic nuclei: Implications for low-frequency gravitational-wave astrophysics. *Astrophys J*, 2011, 732: L26
- 23 Berczik P, Merritt D, Spurzem R, et al. Efficient merger of binary supermassive black holes in nonaxisymmetric galaxies. *Astrophys J*, 2006, 642: L21
- 24 Khan F M, Just A, Merritt D. Efficient merger of binary supermassive black holes in merging galaxies. *Astrophys J*, 2011, 732: 89
- 25 Milosavljević M, Merritt D. Long term evolution of massive black hole binaries. *Astrophys J*, 2003, 596(2): 860–878
- 26 Armitage P J, Natarajan P. Eccentricity of supermassive black hole binaries coalescing from gas-rich mergers. *Astrophys J*, 2005, 634: 921–927
- 27 Hayasaki K. A new mechanism for massive binary black-hole evolution. *Publ Astron Soc Jpn*, 2009, 61: 65–74
- 28 Peters P. Gravitational radiation and the motion of two point masses. *Phys Rev*, 1964, 136(4B): B1224–B1232
- 29 Hopkins P F, Hernquist L, Cox T J, et al. Luminosity-dependent quasar lifetimes: Reconciling the optical and X-Ray quasar luminosity functions. *Astrophys J*, 2005, 632: 81–91
- 30 Hopkins P F, Hernquist L. Quasars are not light bulbs: Testing models of quasar lifetimes with the observed eddington ratio distribution. *Astrophys J*, 2009, 698: 1550–1569; Volonteri M, Salvaterra R, Haardt F. Constraints on the accretion history of massive black holes from faint X-ray counts. *Mon Not R Astron Soc*, 2006, 373(1): 121–127
- 31 Croom S M, Smith R J, Boyle B J, et al. The 2dF QSO redshift survey - XII. The spectroscopic catalogue and luminosity function. *Mon Not R Astron Soc*, 2004, 349(4): 1397–1418
- 32 Fanidakis N, Baugh C M, Benson A J, et al. Grand unification of AGN activity in the Lambda CDM cosmology. *Mon Not R Astron Soc*, 2011, 410(1): 53–74
- 33 Lehto H J, Valtonen M J. OJ 287 outburst structure and a binary black hole model. *Astrophys J*, 1996, 460: 207–213
- 34 Komossa S, Burwitz V, Hasinger G, et al. Discovery of a binary AGN in the ultraluminous infrared galaxy NGC 6240 using Chandra. *Astrophys J*, 2002, 1: L15–L19
- 35 Wen Z L, Liu F S, Han J L. Mergers of luminous early-type galaxies in the local universe and gravitational wave background. *Astrophys J*, 2009, 692(1): 511–521
- 36 Liu X, Shen Y, Strauss M A, et al. Active galactic nucleus pairs from the sloan digital sky survey. I. The frequency on ~5–100 Kpc scales. *Astrophys J*, 2011, 737(2): 101–114
- 37 Zhou H, Wang T, Zhang X, et al. Obscured binary quasar cores in SDSS J104807.74+005543.5? *Astrophys J*, 2004, 604(1): L33–L36
- 38 Wang J M, Chen Y M, Hu C, et al. Active galactic nuclei with double-peaked narrow lines: Are they dual active galactic nuclei? *Astrophys J*, 2009, 705(1): L76–L80
- 39 Smith K L, Shields G A, Bonning E W, et al. A search for binary active galactic nuclei: Double-peaked [O III] agns in the sloan digital sky survey. *Astrophys J*, 2010, 716(1): 866–877
- 40 Begelman M C, Volonteri M, Rees M J. Formation of supermassive black holes by direct collapse in pre-galactic haloes. *Mon Not R Astron Soc*, 2006, 370: 289–298
- 41 Gould A, Rix H W. Binary black hole mergers from planet-like migrations. *Astrophys J*, 2000, 532: L29–L32
- 42 Armitage P J, Natarajan P. Accretion during the merger of supermassive black holes. *Astrophys J*, 2002, 567: L9–L12
- 43 Hayasaki K, Ueda Y, Isobe N. Mass function of binary massive black holes in active galactic nuclei. *Publ Astron Soc Jpn*, 2010, 62: 1351–1360
- 44 Artymowicz P, Lubow S H. Mass flow through gaps in circumbinary disks. *Astrophys J*, 1996, 467: L77
- 45 Rezzolla L. Modelling the final state from binary black-hole coalescences. *Class Quant Grav*, 2009, 26(9): 094023
- 46 Tundo E, Bernardi M, Hyde J B, et al. On the inconsistency between the black hole mass function inferred from M^* -s and M^* -L correlations. *Astrophys J*, 2007, 663: 53–60
- 47 Wang J M, Hu C, Li Y R, et al. Episodic random accretion and the cosmological evolution of supermassive black hole spins. *Astrophys J*, 2009, 697: L141–L144

- 48 Li Y R, Wang J M, Ho L C. Cosmological evolution of supermassive black holes. II. Evidence for downsizing of spin evolution. *Astrophys J*, 2012, 749: 187–197

Cosmological evolution of massive black holes at the center of galaxies

XU ShengNian^{1,2} & YUAN YeFei^{1,2*}

¹ *CAS Key Laboratory for Research in Galaxies and Cosmology, Hefei 230026, China;*

² *Department of Astronomy, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China*

In the cosmological model of the hierarchical structure formation of dark matter halos, the black holes residing at the center of galaxies continue merging and accreting, following the merging of the dark matter halos. Based on the extended Press-Schechter formalism, we have developed a Monte Carlo algorithm with the self-adaptive time step, which could be used to reconstruction the merging tree of dark matter halos. Having introduced the evolutionary history of massive black holes, especially the two kinds of accretion modes: the direct accretion modes which includes the standard thin accretion disk model and the magnetohydrodynamic accretion disk model and the chaotic accretion model, we investigate the cosmological evolution of the spin and masses of massive black holes. Comparing with the observed luminosity function of active galactic nuclei, it is found that the magnetohydrodynamic accretion disk model describe the growth of massive black holes better than the other accretion models. We have also study the evolution of the binaries of massive black holes, and find that the circum-disk of the black hole binaries significantly affect the distribution of their mass ratio.

cosmology, massive black holes, black hole binary

PACS: 04.70.Dy, 04.62.+v, 04.70.-s, 97.60.Lf

doi: 10.1360/132012-633