

粘滞对黑洞吸积盘的截断的影响^{*}

牛 强[†]

(中国科学院国家天文台/云南天文台 昆明 650011)

摘要 采用吸积盘-冕模型研究了粘滞对黑洞 X 射线双星和低光度活动星系核 (LLAGN) 中吸积盘的截断以及黑洞 X 射线双星中高低态转变的影响. 以前的分析表明, 冕的结构对粘滞的大小非常敏感. 因此详细计算了一系列粘滞系数情况下冕的结构. 为了便于与观测比较, 将数值计算结果进行解析拟合得到最大蒸发率和粘滞系数 α 的关系, $\dot{M}/\dot{M}_{\text{Edd}} \approx 1.08\alpha^{3.35}$; 截断半径和粘滞系数的关系, $R/R_g \approx 36.11\alpha^{-1.94}$. 这些结果可以用来解释光谱态的高低态的转换和截断半径的变化. 并将这些结果应用到几个黑洞 X 射线双星 XTE J1118+480, GX 339-4, 以及活动星系核 NGC 4636 中.

关键词 物理数据与过程: 黑洞物理, 吸积: 吸积盘, X-射线: 双星

中图分类号: P145; **文献标识码:** A

1 引言

近年来黑洞吸积理论有了进一步发展, 对人们认识许多高能天体系统, 如活动星系核、黑洞 X 射线双星、伽马射线暴等提供了较好的理论基础^[1,2]. 黑洞吸积模型按温度划分, 主要分为“冷”和“热”两大类, 冷的吸积模型主要是标准薄盘 (SSD)^[3], 吸积流的典型温度低于 10^6-10^7 K, 这一模型主要用于低于爱丁顿吸积率的系统. 热的吸积模型主要为径移主导吸积流 (ADAF)^[4,5,6], 热吸积流很可能是双温的^[7], 即离子和电子具有不同的温度, 吸积盘内区电子温度在 10^9-10^{11} K 之间. 在低吸积率系统中, 吸积通常是由外区薄盘和内区 ADAF 组成.

外区薄盘到内区 ADAF 的截断机制成为人们关注的焦点. Meyer 等^[8] 和 Liu 等^[9] 提出了薄盘蒸发模型, 在这一模型中, 薄吸积盘上面存在热冕, 热冕是由 ADAF 来描述的. 由于热的冕和冷的薄盘之间存在热传导, 冷物质会通过蒸发过程转化成热气体进入冕中. 若蒸发率大于盘的吸积率, 则整个薄盘就会成为热冕, 即完成薄盘到 ADAF 之间的转换, 吸积薄盘在转换处截断, 转换处的半径即为截断半径. 不同态的黑洞 X 射线双星的 X 射线谱一般由两个部分组成, 一个是热成份, 可以用标准薄盘的多色黑体辐射很好地拟合^[10,11], 另一个是幂率成份. 本文主要讨论了低/硬态时的情景. 低/硬态时的吸积盘的几何结构为吸积物质在黑洞引力作用下形成一个标准薄盘, 在某一半径处薄盘发生截断成为热盘 (ADAF). 低/硬态模型目前有很好的观测证据, 如 XTEJ1118+480^[12,13].

* 2007-05-07 收到原稿, 2008-03-21 收到修改稿

[†] nqvy@mail.ynao.ac.cn

大部分先前的研究,简单地取粘滞系数 $\alpha = 0.3$. Meyer 等^[14] 讨论了粘滞系数的改变对吸积盘+冕模型的影响,但他们采用了 3 个粘滞系数 0.1、0.2、0.3. 考虑到人们对粘滞的物理机制不是很清楚^[15],以及冕结构对粘滞系数非常敏感,我们调整粘滞参数来研究粘滞系数对冕结构的影响. 和前人的工作相比,不但计算了更大范围的粘滞系数,从 0.1 到 0.6,而且计算了更多的点数;通过拟合数据得到最大蒸发率和粘滞系数 α 的解析关系,最小截断半径和粘滞系数的解析关系,数值计算证实冕中气体的粘滞系数 α 对于吸积盘的截断和光谱态的转变都有很强的影响;并且对超大质量的黑洞和恒星级量的黑洞进行比较,定量地验证了以前关于蒸发率(以爱丁顿吸积率为单位)和截断半径(以史瓦西半径为单位)与质量无关的预言.

2 计算模型

我们采用的基本模型和方程的详细描述参考引文^[16]. 考虑一个在中心黑洞附近的几何薄盘上的冕,这样的冕实际是一个存在于冷的薄盘上光学薄且高温的吸积流. 和标准盘一样,冕中的气体围绕中心天体转动,同时通过粘滞产热. 由于冕的温度较高,而在冕的下面存在一个相对较冷的盘,盘与冕之间存在较大的温度梯度,所以粘滞产生的热通过电子很容易向下传导. 当温度从冕中较高的值减少到较低的色球值,朝下的热传导在色球层变得不再有效. 堆积在此的热能将加热色球物质,使一部分物质进入冕(我们称之为盘物质蒸发到冕的过程). 这增强了冕的密度,一方面使得气体能量辐射从上面传导过来的热能达到能量平衡. 另一方面在冕和色球层的表面建立压力平衡. 气体从冷吸积盘蒸发到冕仍然保留角动量,并且将像在标准吸积盘中围绕中心天体做较差转动,与标准盘不同的是,高度 H 和距离 r 的比值不再小于 1. 冕中气体不断被吸积到中心天体会降低冕的密度,因此物质在盘和冕的分界面不能平衡热传导,然后物质在分界面将会被加热而蒸发到冕. 这导致物质不断地从下面的冷的薄盘蒸发到冕达到动态平衡. 因此物质被中心天体吸积,一部分是通过冕(蒸发部分),而另一部分是通过盘. 在低吸积率的情况下,黑洞附近区域里的蒸发变得非常有效以致于将盘耗尽,物质流全部通过冕继续向黑洞中心吸积,形成径移主导的吸积流^[11]. 盘的截断发生在蒸发率等于吸积率的地方,而我们的工作就是研究截断半径随不同粘滞系数 α 的变化. 冕的动力学结构由下述方程描述:

状态方程:

$$P = \frac{R\rho T}{\mu}, \quad (1)$$

这里我们假设冕的化学组成是标准宇宙丰度 ($X=0.75, Y=0.25$), 平均分子量取为 $\mu=0.62$.

连续性方程:
$$\frac{d}{dz}(\rho v_z) = \frac{2}{R}\rho v_R - \frac{2z}{R^2 + z^2}\rho v_z. \quad (2)$$

z 方向的运动方程

$$\rho v_z \frac{dv_z}{dz} = -\frac{dP}{dz} - \rho \frac{GMz}{(R^2 + z^2)^{3/2}}. \quad (3)$$

能量守恒方程

$$\begin{aligned} \frac{d}{dz} \left[\rho v_z \left(\frac{v^2}{2} + \frac{r}{r-1} \frac{P}{\rho} - \frac{GM}{(R^2+z^2)^{1/2}} \right) + F_c \right] = \\ \frac{3}{2} \alpha P \Omega - n_e n_i L(T) + \frac{2}{R} \rho v_R \left(\frac{v^2}{2} + \frac{r}{r-1} \frac{P}{\rho} - \frac{GM}{(R^2+z^2)^{1/2}} \right) \\ - \frac{2z}{R^2+z^2} \left[\rho v_z \left(\frac{v^2}{2} + \frac{r}{r-1} \frac{P}{\rho} - \frac{GM}{(R^2+z^2)^{1/2}} \right) + F_c \right], \end{aligned} \tag{4}$$

这里 $n_e n_i L(T)$ 是韧致辐射冷却率, F_c 是热传导(方程(49)^[16])

$$F_c = -\kappa_0 T^{5/2} \frac{dT}{dz}. \tag{5}$$

(对于完全电离的等离子体, $\kappa_0 = 10^{-6} \text{ gcms}^{-3} \text{ K}^{-7/2}$). 以上所有参数采用标准定义, 并且采用厘米克秒制单位. 由方程(2)~(5), 包含四个变量 $P(z)$ 、 T 、 F_c 和 $\dot{m}(z) \equiv \rho v_z$, 就可以在给定四个边界条件的情况下求解^[17].

在下边界, $z = z_0, T = 10^{6.5} \text{ K}, F_c = -2.73 \times 10^6 P$.

在上边界,

$$z = z_1, F_c = 0, v_z^2 = V_s^2 \equiv P/\rho = RT/\mu.$$

在数值计算中,我们先假设低下边界的值 P_0 和 $\dot{m}_0$ 来沿着 z 积分,如果尝试 P_0 和 $\dot{m}_0$ 满足上边界条件,则假设的 P_0 和 $\dot{m}_0$ 是正确的,如果不满足上边界条件,则需要重新给定 P_0 和 $\dot{m}_0$ 的值,直到积分到上边界时能满足上边界条件为止.

3 计算结果

对于给定质量 $M = 10^8 M_\odot$ 的黑洞,我们计算了对应不同粘滞系数时冕的结构. 结果见表 1. 表 1 主要说明了对于不同的粘滞系数 α , 黑洞周围吸积盘的蒸发效率的变化. 我们分别列出了 $10^8 M_\odot$ 和 $10 M_\odot$ 黑洞的结果. 尤其是 $10^8 M_\odot$ 的黑洞结果; $10 M_\odot$ 的结果只是为了和前者对比. 两者的截断半径(以史瓦西半径为单位)基本上是相等的,蒸发率(以爱丁顿吸积率为单位)亦是如此. 因此对于 $10^8 M_\odot$ 的结果完全可以用来说明 X 射线双星中的情形.

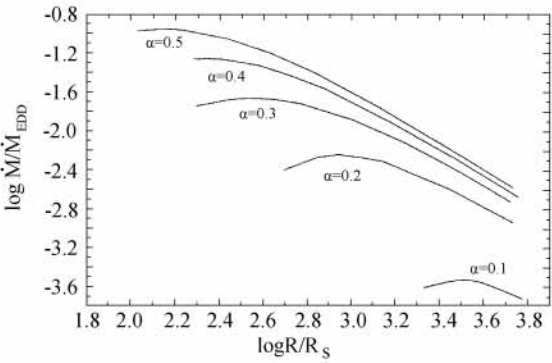


图 1 蒸发率与离黑洞中心距离的依赖关系,图中显示在同一 α 值处蒸发率随着距离的减小而增大. 在几百个史瓦西半径处达到极大值,在内区又开始下降. 同时还可见蒸发率随粘滞系数的变化.

Fig. 1 The evaporation rates in dependence on viscous coefficients.

蒸发率对粘滞的依赖关系见图 1,显然蒸发率随粘滞系数的增大而迅速增大,对粘滞系数的依赖非常敏感.

最大蒸发率和粘滞的关系见图 2a,最大蒸发率对 α 的依赖可近似表示为

$$\dot{M}/\dot{M}_{\text{EDD}} \approx 1.08\alpha^{3.35} \tag{6}$$

(相关系数 $R = 0.997$). 公式(6)最大蒸发率随粘滞系数的微小变大而迅速增大. 这有可能解释在不同的吸积率中 X-射线双星从硬态到软态的转变. 因为最大蒸发率代表标准盘主导和 ADAF 主导的分界线. 如果吸积率等于最大蒸发率,则吸积到处以盘的形式存在,此时光谱为软态;如果吸积率小于最大蒸发率,内盘被截断,取而代之的是 ADAF,因此光谱是硬态. 我们选择一个 α ,可以得到与此相对应的最大蒸发率,如果吸积率大于最大吸积率,那么盘可以延伸到最后稳定轨道,谱状态将是软态;如果吸积率小于蒸发率,物质在盘的内部区域将会被蒸发掉,而形成径移主导的吸积流(ADAF)^[18]. 因此这个公式对于决定黑洞双星和活动星系核的谱态是有用的. 对应于吸积率等于最大蒸发率时的截断半径(以史瓦西半径为单位)和粘滞系数的关系如图 2b,通过拟合数据得到解析公式:

$$R/R_s \approx 36.11\alpha^{-1.94} \tag{7}$$

表 1 不同粘滞系数时冕的性质. M 是中心天体的质量, α 为粘滞系数, $\dot{M}$ 是蒸发率; $\dot{m}_0$ 和 P_0 是在下边界垂直方向的物质流密度和压力值. R_s 和 $\dot{M}_{\text{Edd}}$ 分别是史瓦西半径和爱丁顿吸积率. $R, \dot{m}_0$ 和 P_0 都采用厘米克秒制单位

Table1 Corona properties of different viscous coefficients. $\dot{M}$ the evaporation rate; $\dot{m}_0$ and P_0 vertical mass flow rate and pressure; Quantities R_s and $\dot{M}_{\text{Edd}}$ scaled to Schwarzschild radius and Eddington accretion rate; $R, \dot{m}_0, P_0$ in cgs units

$M(M_\odot)$	α	$\log R$	$\log \dot{M} = \log(2\pi R^2 \dot{m}_0)$	$\log P_0$	R/R_s	$\dot{M}/\dot{M}_{\text{Edd}}$
10^8	0.1	16.80	22.54	-1.993	2.139×10^3	2.484×10^{-4}
		17.00	22.62	-2.511	3.390×10^3	2.987×10^{-4}
		17.10	22.56	-2.846	4.268×10^3	2.260×10^{-4}
	0.15	16.31	23.13	-0.321	7.001×10^2	9.660×10^{-4}
		16.57	23.49	-0.801	1.260×10^3	2.245×10^{-3}
		16.60	23.46	-0.902	1.350×10^3	2.119×10^{-3}
	0.20	16.16	23.74	-0.463	4.916×10^2	3.963×10^{-3}
		16.41	23.90	-0.157	8.714×10^2	5.717×10^{-3}
		16.62	23.83	-0.827	1.400×10^3	4.866×10^{-3}
	0.25	15.95	24.07	1.217	3.022×10^2	8.417×10^{-3}
		16.20	24.22	0.594	5.373×10^2	1.192×10^{-2}
		16.50	24.10	-0.378	1.072×10^3	8.978×10^{-3}
	0.30	15.90	24.46	1.565	2.693×10^2	2.066×10^{-2}
		16.00	24.48	1.288	3.390×10^2	2.164×10^{-2}

表 1(续)
Table 1 (continued)

$M(M_{\odot})$	α	$\log R$	$\log \dot{M} = \log(2\pi R^2 \dot{m}_0)$	$\log P_0$	R/R_s	$\dot{M}/\dot{M}_{\text{Edd}}$
10	0.35	16.24	24.42	0.549	5.865×10^2	1.911×10^{-2}
		15.75	24.63	2.067	1.906×10^2	3.091×10^{-2}
		15.90	24.70	1.672	2.693×10^2	3.607×10^{-2}
	0.40	16.05	24.67	1.211	3.804×10^2	3.390×10^{-2}
		15.75	24.86	2.036	1.906×10^2	5.397×10^{-2}
		15.81	24.88	2.008	2.189×10^2	5.466×10^{-2}
	0.45	16.20	24.70	0.738	5.373×10^2	3.615×10^{-2}
		15.60	25.02	2.672	1.349×10^2	7.450×10^{-2}
		15.71	25.04	2.368	1.739×10^2	7.948×10^{-2}
	0.50	15.80	25.03	2.094	2.139×10^2	7.659×10^{-2}
		15.50	25.17	3.026	1.072×10^2	1.053×10^{-1}
		15.64	25.19	2.640	1.471×10^2	1.106×10^{-1}
	0.60	15.90	25.09	1.806	2.693×10^2	1.077×10^{-1}
		15.37	25.42	3.512	7.948×10^2	1.884×10^{-1}
		15.47	25.45	3.242	1.001×10^2	2.042×10^{-1}
10	0.30	15.67	25.38	2.613	1.586×10^2	1.718×10^{-1}
		8.90	17.46	8.564	2.693×10^2	2.066×10^{-2}
		9.00	17.48	8.288	3.390×10^2	2.164×10^{-2}
		9.24	17.42	7.549	5.865×10^2	1.911×10^{-2}

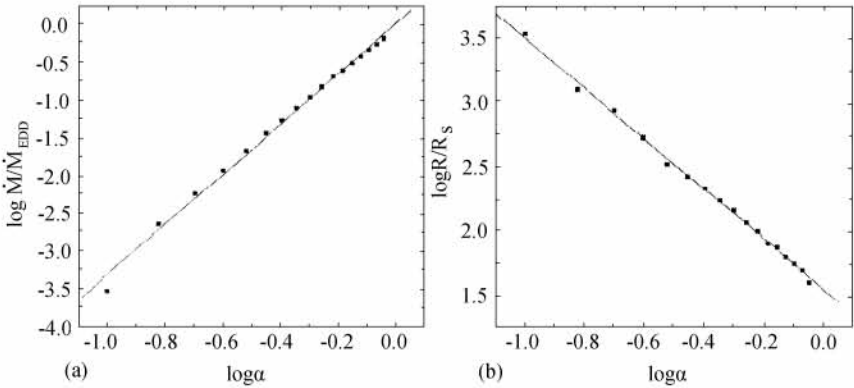


图 2 (a) 最大蒸发率随粘滞系数的变化关系(图中的直线是线性拟合的结果),
(b) 吸积率等于最大蒸发率时的截断半径随粘滞系数的变化关系.
Fig. 2 (a) The maximal evaporation rate vs. viscosity.
(b) The truncation radius at spectral transition vs. the viscosity.

(线性相关系数 $R = 0.998$). 从图中可见, 对于较大的 α , 截断半径却较小. 从图 1 可见在同样半径处, 蒸发率随 α 增加而增大. 这个结果表明, 粘滞系数的变化可解释为不同黑洞吸积系统在吸积率相同时却有不同截断半径.

如果我们把半径定为以史瓦西半径为单位, 吸积率以爱丁顿吸积率为单位, 那么我们的结果将与质量无关的. 因此这些结果对于活动星系核和黑洞双星同样有效.

4 计算结果的应用

我们的理论结果可以解释一些观测中的光谱态的转变和盘的截断半径.

对于标准粘滞系数 $\alpha = 0.3$, 模型预言的态变换在 $0.02\dot{M}_{\text{Edd}}$, 这和 Maccarone^[19] 的观测统计平均结果一致. 他们发现尽管态变换的平均吸积率为 0.02, 但发生态变换的吸积率范围是 0.01—0.04 $\dot{M}_{\text{Edd}}$. 这可能是由于粘滞系数不同所导致的. Belloni 等^[20] 和 Zdziarski 等^[21] 也发现即使对于同一天体, 在不同的爆发周期, 其光谱态变换所对应的吸积率也是不一样的, 这同样也可能是粘滞的变化所引起的. 我们的理论有可能解释其它一些观测现象. 黑洞 X 射线双星 XTE J1118+480 在文^[22] 中讨论过. XTE J1118+480 的质量函数为 $f(M) = 6.00 \pm 0.36 M_{\odot}^{[23,24]}$, 他们取黑洞的质量为 $M = 8M_{\odot}$, 并拟合光谱, Yuan 等^[22] 发现盘的截断半径为 $R_{\text{tr}} = 300R_{\text{S}}$, 而吸积率为 $\dot{M} = 0.05\dot{M}_{\text{Edd}}$, $\alpha = 0.3$. 他们的拟合是采用了一个内部热的吸积流而外部是冷盘的模型, 和我们的类似. 注意到我们的粘滞系数的定义与他们相差 3/2 因子, $\alpha = 0.3$ 相当于我们的 $\alpha = 0.45$. 在我们的模型中如果 $\alpha = 0.45$, 计算出的截断半径和吸积率与他们的在一定的误差范围内一致 (见图 1). 这说明粘滞系数的改变可以解释这个观测现象. 对于黑洞 X 射线双星 GX 339-4 的谱态的转变, 同样可以用我们的模型来解释. Zdziarski 等^[21] 提到 GX 339-4 在不同的吸积率时发生态的转变. 他们假设 $M = 10 M_{\odot}$ 结果发现谱态两次进入软态时的吸积率分别在 $\sim 0.07\dot{M}_{\text{Edd}}$ 和 $0.25\dot{M}_{\text{Edd}}$ ^[25]. 如果认为不同时期粘滞系数 α 不同, 则能很好地解释这个现象. 在我们的模型中取 $\alpha = 0.43$ (可由方程 (8), (9) 算得), 则谱态在 $0.07\dot{M}_{\text{Edd}}$ 时转变到软态. 而同样地, 如果取 $\alpha = 0.65$, 则谱态在 $0.25\dot{M}_{\text{Edd}}$ 时转变到软态, 不过这时的 α 显然有些太大.

对于活动星系核, 我们的计算结果也可能有一些应用, 比如: NGC 4636 在吸积率为 $\dot{m} = 0.018\dot{M}_{\text{Edd}}$ 时, 截断半径是 $300R_{\text{S}}$ ^[26], 在我们模型中 $\alpha = 0.35$ 也能给出一个满意的结果. 这些结果都说明不同的粘滞系数可能解释不同截断半径的形成.

5 结论

我们计算了在一系列粘滞系数情况下吸积盘冕的性质和前人的工作相比, 我们扩大了粘滞系数的变化范围, 给出了更详细地结果. 从我们的数值计算结果得到蒸发率和粘滞系数 α 的近似解析关系, 截断半径和粘滞系数的近似解析关系, 发现冕中气体的粘滞系数 α 对于吸积盘的截断和光谱态的转变都有很强的影响; 并且对超大质量的黑洞和恒星量级的黑洞进行比较, 定量地验证了以前关于蒸发率 (以爱丁顿吸积率为单位) 和截断半

径(以史瓦西半径为单位)与质量无关的结果. 最后将截断半径和态转变的结果用来解释黑洞 X 射线双星 XTE J1118+480、GX 339-4、以及活动星系核 NGC 4636 的观测特征.

致谢 感谢云南天文台高能天体物理组全体成员对我的帮助;感谢审稿人指出初稿中存在的问题,以及就此提出的一些修改意见.

参 考 文 献

- 1 袁峰. 天文学进展, 2007, 25: 101
- 2 袁峰. 天文学进展, 2007, 25: 285
- 3 Shakura N I, Sunyaev R A. *A&A*, 1973, 24: 337;
- 4 Abramowicz M A, Chen X, Kato S, et al. *ApJ*, 1995, 332: 646
- 5 Narayan R, Yi I. *ApJ*, 1994, 428: L13
- 6 Narayan R, Yi I. *ApJ*, 1995, 452: 710
- 7 Liu B F, Mineshige S, et al. *ApJ*, 2002, 575: 117
- 8 Meyer F, Meyer-Hofmeister E. *A&A*, 1994, 287: 559
- 9 Liu B F. *ApJ*, 1999, 527: 117
- 10 Dotani T. *ApJ*, 1997, 485: L87
- 11 Gierlinski M. *MNRAS*, 1999, 309: 496
- 12 McClintock J E, Haswell C A, Garcia M R, et al. *ApJ*, 2001, 555: 447
- 13 Yuan F, Cui W, Narayan, R. *ApJ*, 2005, 620: 905
- 14 Meyer-Hofmeister E, Meyer F. *A&A*, 2001, 380: 739
- 15 Frank J, King A, Raine D. In: *Accretion Power in Astrophysics*, Cambridge Univ. Press, 2002
- 16 Meyer F, Liu B F, Meyer-Hofmeister E. *A&A*, 2000, 354: L67
- 17 Liu F k, Meyer-Hofmeister E. *A&A*, 1995, 300: 823
- 18 Remillard R A, McClintock J E. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* 2006
- 19 Maccarone T J. *A&A*, 2003, 409: 697
- 20 Belloni T. *MNRAS*, 2006, 367: 1113
- 21 Zdziarski A A, Gierlinski M, Mikolajewska J, et al. *MNRAS*, 2004, 351: 791
- 22 Yuan F, Cui W, Narayan R, *ApJ*, 2005 620: 905
- 23 McClintock J E, Garcia M R, Caldwell N, et al. *ApJ*, 2001, 551: L147
- 24 Wagner R M, Foltz C B, SHahbaz T, et al. *ApJ*, 2001, 556: 42
- 25 Hynes R I, Steeghs D, Csares J, et al. *ApJ*, 2003, 583: L95
- 26 Di Matteo T, Quataert E, Allen S W, et al. *MNRAS*, 2000, 311: 507

The Influence of Viscosity on the Truncation of Accretion Disk Around Black Holes

NIU Qiang

(National Astronomical Observatories/Yunnan Observatory,
Chinese Academy of Sciences, Kunming 650011)

ABSTRACT The disk corona evaporation model (Meyer et al. 2000; Liu et al. 2002) has been established to explain the spectral state transition and disk truncation in black hole X-ray transients and supermassive black holes. Simple estimation (Meyer et al. 2000) and numerical calculation (Meyer et al. 2001) show that the transition luminosity is strongly dependent on the viscous parameter α , so is the truncation radius at low/hard state of accreting black holes. This paper studies study in detail the influence of viscous parameter on the maximal evaporation rate and the corresponding radius, and hence the influence on the spectral state transition and disk truncation. On the basis of numerical calculations for a number of viscous parameter values, It is shown how the transition rate and truncation radius analytically vary with viscous parameter α by fitting the numerical data.

In section 2, a simple description of disk corona model (Meyer et al. 2000) is given. In section 3 the detailed numerical results are present. Assuming a typical AGN black hole of 108 solar mass, the coronal structure for a series of viscous coefficients is calculated. The numerical data are fitted into analytical forms for the relation between the maximal mass evaporation rate and viscosity α , $M/\dot{M}_{\text{EDD}} \approx 1.08\alpha^{3.35}$, and for the relation between the truncation radius and the viscosity, $R/R_s \approx 36.11\alpha^{-1.94}$. The results are also shown in Figs. 2a and 2b. These results demonstrate that the viscosity of the corona gas strongly affects the truncation radius of an accretion disk and the spectral transition. For comparison, the results for a 10 solar mass black hole are given. The influence of viscosity on the evaporation rate and disk truncation are the same as that for supermassive black holes. This confirms previous work that the evaporation rate (in Eddington accretion rate) and the truncation radius(in Schwarzschild radius unit) are independent on the mass of the central black hole.

In Section 4 our theoretical results to are applied some X-ray transients and AGN. Assuming the viscous parameter is a free parameter, we could fit some of the observations and explain the spectral transitions between soft states and hard states, and the variation of truncation radius for a few black hole binaries such as XTE J1118+480, GX 339-4, and AGN, NGC 4636.

Key words Physical data and Process; Black hole physics, Accretion; Accretion disks, X-rays; Binaries