

文章编号: 1000-8349(2007)04-0285-11

# 黑洞吸积理论及其天体物理学 应用的近期发展 (II)

袁 峰

(中国科学院 上海天文台, 上海 200030)

**摘要:** 黑洞吸积理论是天体物理学的一个基础理论, 是认识许多高能天体系统如活动星系核、黑洞 X 射线双星, 以及伽马暴等的重要物理基础。该文评述近年来黑洞吸积理论尤其是径移主导吸积流模型 (advection-dominated accretion flow) 及其变种的主要发展, 并介绍该理论在银河系中心、低光度活动星系核、黑洞 X 射线双星等方面的应用。共分为两篇, 该文是第 2 篇, 内容是关于黑洞热吸积流理论在低光度活动星系核以及黑洞 X 射线双星方面的应用。

**关键词:** 天体物理学; 黑洞; 吸积理论; 银河系中心; 黑洞 X 射线双星; 活动星系核

**中图分类号:** P145.8      **文献标识码:** A

## 1 低光度活动星系核

### 1.1 低光度活动星系核的主要观测结果

现在一般认为, 大多数的星系中心都存在一个超大质量黑洞。这些黑洞必然要吸积周围的气体, 因而这些星系中存在不同程度的活动性, 从活动性最强的明亮活动星系核, 到活动性差一些的低光度活动星系核, 再到活动性最弱的宁静星系如我们的银河系。关于热吸积流理论在我们银河系中心的应用, 笔者已在文献 [1] 中进行了详细阐述。这篇文章介绍其在低光度活动星系核中的应用。这类源非常普遍地存在于邻近宇宙中。例如, 帕尔玛巡天的结果表明, 邻近星系中 40% 属于低光度活动星系核 [2]。这类源的主要观测特征是 [3]:

1) 热光度比较低。典型的热光度值  $L_{\text{bol}}/L_{\text{Edd}} \simeq 10^{-5} \sim 10^{-3}$ , 比塞弗特星系的光度低 1~2 个量级。这不仅是由于低吸积率导致的, 还由于吸积流的辐射效率比标准薄盘的小 [3]。

2) 谱能量分布以及铁发射线不同于一般活动星系核。明亮的活动星系核在光学、紫外波段存在著名的“大蓝包”。但在低光度活动星系核中这一特征不再存在。低光度活动星系核的谱如图 1 所示。从图中我们看到“大蓝包”在低光度活动星系核的谱中不存在, 取而代之的中

收稿日期: 2007-09-19; 修回日期: 2007-09-25

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (10773024)

红外波段存在的极大。是“大蓝包”通常认为是由于标准薄盘内区的辐射造成的，故它的消失表明在这类源中标准薄盘不存在或者是截断的。这一物理图像从这类源的 Fe  $K\alpha$  线的观测得到进一步的证实：观测发现，该发射线要比一般的活动星系核的窄，这也支持标准薄盘必须是截断的。

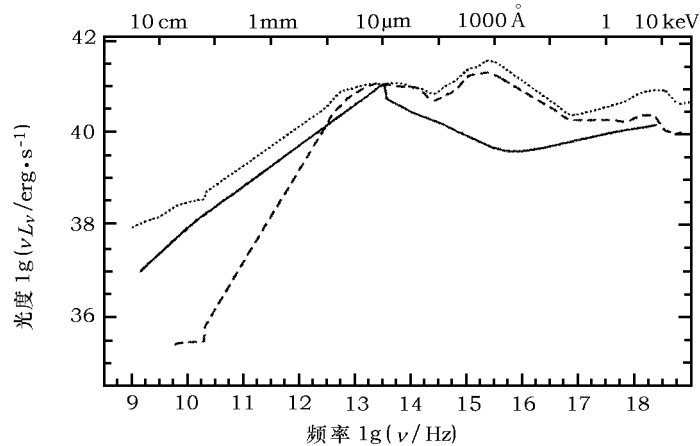


图1 低光度活动星系核的多波段连续谱 (实线)

射电噪和射电宁静的明亮的活动星系核的多波段连续谱用点线和虚线表示<sup>[3]</sup>

3) 双峰巴尔默线。低光度活动星系核中经常发现具有双峰结构的发射线。拟合这些线的轮廓要求冷的吸积盘的内半径的值必须比较大，即标准薄盘是截断的<sup>[4]</sup>。

## 1.2 低光度活动星系核的吸积盘模型

如上文所述，目前大家公认的低光度活动星系核的标准图像是在距离黑洞较远的地方存在标准薄盘，这一薄盘在某一半径处截断，或者说发生跃迁。截断半径或者跃迁半径以内一直到黑洞视界是热吸积流 (ADAF 或者 LHAF)。在热吸积流的内部还存在喷流。这一图像的示意图如图 2 所示。从观测数据可以推测，跃迁半径的值与吸积率有关。吸积率越高，则对应的跃迁半径越小<sup>[5-7]</sup>。一般来说，在这一模型中，低光度活动星系核的 X 射线辐射是由内区的热吸积

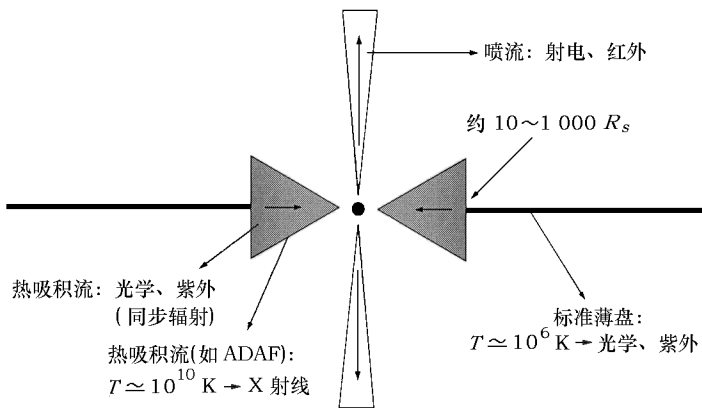


图2 低光度活动星系核的黑洞吸积盘模型的示意图

由一个截断的标准薄盘、热吸积流、以及喷流组成

流通过康普顿化过程产生的, 光学 / 紫外辐射则主要来源于截断的标准薄盘的多色黑体辐射, 而射电辐射则主要来源于喷流的同步辐射。这一图像早先被提出用于解释黑洞 X 射线双星<sup>[8]</sup>。如本文第 2 章所述, 黑洞 X 射线双星的低态的吸积模型与低光度活动星系核非常相似。

图 3 是用上述吸积盘模型解释一个低光度活动星系核 M 81 的例子<sup>[9]</sup>。从图中我们发现, 观测到的光学 / 紫外谱非常陡, 而不同吸积率下的没有截断的标准薄盘预言的谱都很平, 与观测不符。但是截断的标准薄盘的辐射谱很陡, 能较好地拟合观测到的谱。

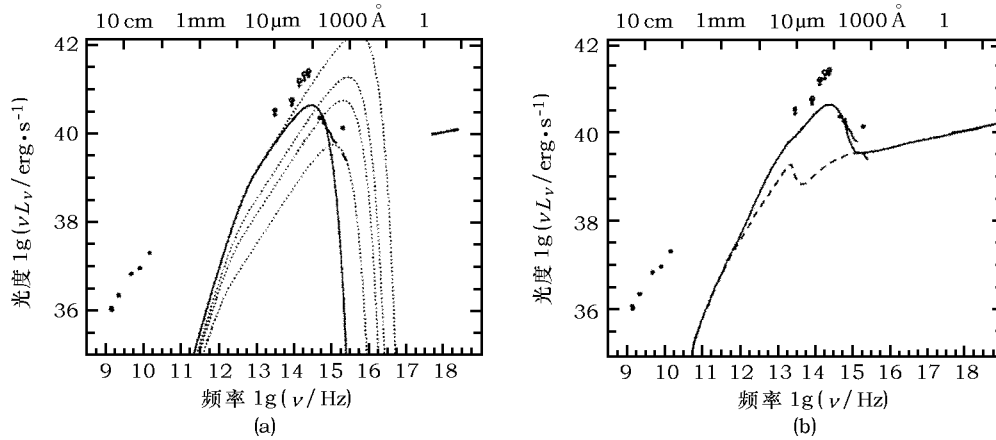


图 3 M 81 的吸积盘模型

(a) 标准薄盘的辐射谱, 点线和实线分别表示一直延伸到最后稳定轨道的标准薄盘 (不同吸积率) 和截断的标准薄盘 (截断半径为  $100R_s$ ) 的辐射谱; (b) 实线表示截断的标准薄盘加上 ADAF 的总的辐射谱, 虚线表示 ADAF 的辐射谱<sup>[9]</sup>

另一个例子是低光度活动星系核 NGC 1097。这个源因其具有的双峰巴尔默线而闻名。我们很早就知道, 要解释具有这样轮廓的发射线, 标准薄盘必须截断<sup>[4]</sup>。从拟合谱线轮廓而得到的截断半径是  $R_{tr} = 225R_s$ <sup>[10]</sup>。另一方面, 拟合该源的光学 / 紫外的连续谱也要求标准薄盘必须截断, 求出的截断半径的值也与上述由拟合谱线得到的值大致相当<sup>[11]</sup>。具体的拟合结果如图 4 所示。

除了上面的例子外, 目前 ADAF 已被广泛用于解释其他低光度活动星系核, 包括椭圆星系<sup>[12]</sup>、FR Is (Fararoff-Riley I 型射电星系)<sup>[13,14]</sup>、XBONG (X-ray Bright Optically Normal Galaxy)<sup>[6]</sup>、Blazars(耀变体)<sup>[15]</sup>, 以及部分塞弗特星系<sup>[16]</sup>。

### 1.3 复杂性: 低光度活动星系核中喷流的作用

对于低光度活动星系核的吸积过程, 我们还有很多问题没有解决。比如为什么低光度活动星系核通常是射电噪的而大部分明亮的活动星系核是射电宁静。这个问题显然与喷流的形成机制密切相关。由于低光度活动星系核靠近黑洞必然存在热吸积流, 而一般的活动星系核中标准薄盘能够一直延伸到黑洞, 所以很可能热的吸积流的存在有利于形成喷流。事实上这也是理论研究的初步结论。另一个问题是喷流的辐射对观测到的辐射谱的贡献。如前所述, 目前我们知道, 射电辐射一般是源于喷流, 但是喷流在其他波段的贡献则不很清楚。我们可以想象, 如果有比较大的一部分吸积流都进入喷流, 而且喷流的辐射效率比较高 (如喷流中的“内激波”是辐射性的而不是绝热性的), 由于 ADAF 的辐射效率很低, 那么完全可能整个波段的辐射都是

由喷流而不是吸积流主导。著名的活动星系核 NGC 4258 很可能就是这样的一个例子<sup>[17]</sup>。这个源呈幂律分布的红外连续谱用 ADAF 模型无法解释,但如果喷流辐射占主导,则能够给出合理的解释。更重要的是,对该源其他方面的独立研究(比如对水分子脉泽源的研究)能够确定出该源中吸积率的值,但是在此吸积率下 ADAF 模型难以产生观测到的 X 射线流量。由于该源的喷流辐射效率较高,故喷流可以产生足够的 X 射线流量,并能解释 X 射线辐射谱。

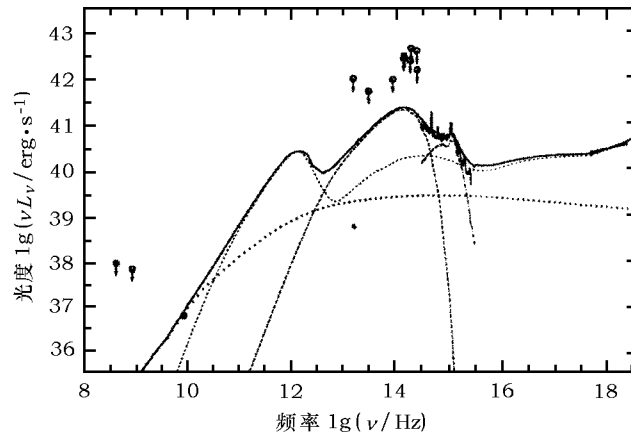


图 4 NGC 1097 的吸积盘模型

长虚线、点线、短虚线分别表示截断的标准薄盘、喷流以及 ADAF 的辐射谱。

截断半径为  $R_{tr} = 225R_s$ , 点虚线表示星暴星系的辐射谱, 实线是所有谱的总和<sup>[10]</sup>

#### 1.4 薄盘-ADAF 的跃迁机制

在图 2 所示的吸积盘结构中, 一个重要的理论问题是薄盘到 ADAF 的跃迁机制。目前提出的主要的机制有以下三种。其一是薄盘蒸发模型<sup>[18,19]</sup>。在这一模型中, 薄盘上存在热冕, 热冕是由 ADAF 来描述。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, 即完成薄盘到热冕之间的转换。另一个模型是“湍动能传输”<sup>[20,21]</sup>。在这一模型中, 他们考虑了吸积盘中通常忽略的径向的湍动能流。这一能流正比于熵梯度, 故形式上与对流相似, 但具体的物理本质不是很清楚, 尤其这一机制是否存在于一维情况下还存在争论<sup>[22]</sup>。计算结果发现<sup>[21]</sup>, 当湍动能流超过某一阈值时, 这一机制能够提供足够强的径向能流, 使得薄盘跃迁成为 ADAF。值得强调的是, 以上两种模型都预言, 薄盘到 ADAF 的跃迁可以在很大的吸积率范围内发生, 而且吸积率越大, 跃迁半径的值越小。这在定性上是与观测要求相符合的<sup>[5-7]</sup>。第三种模型利用了标准薄盘中的辐射压不稳定性。当吸积率高于某个值时, 标准薄盘的内区是辐射压主导的, 这时吸积盘是热不稳定的, 这种不稳定性也可能导致薄盘到 ADAF 的跃迁<sup>[23,24]</sup>。但是目前的含时数值计算还没有证实这种跃迁的存在<sup>[25]</sup>。总之, 标准薄盘到热吸积流(如 ADAF)的跃迁机制是个重要的未解决的理论问题。

## 2 黑洞 X 射线双星

黑洞 X 射线双星是我们理解黑洞吸积的物理过程、研究黑洞附近的强引力效应等的重要

实验室。与活动星系核相比, 由于黑洞质量要小 5~8 个量级, 而且位于我们银河系内, 因而具有其特有的优势。如这些源处于爆发态时一般都比较亮, 观测数据因而较好。最重要的是, 同一个物理过程, 黑洞 X 射线双星相应的时标要比活动星系核短 5~8 个量级, 因而这类源对于我们研究与时间有关的现象如各种时标的光变、态与态之间的跃迁、准周期振荡等特别有利。限于篇幅, 我们在此只重点介绍与热吸积流密切相关的内容。对该领域其他方面感兴趣的读者, 可以参阅参考文献 [26-29]。

## 2.1 主要观测结果

X 射线双星是由致密星和正常恒星组成。在已观测到的大约 300 个 X 射线双星中, 大部分的致密星都是中子星, 有 18 个比较确定的黑洞, 另有 22 个黑洞候选体。这里“确定”和“候选”是从致密星(即黑洞)的质量的确定程度来说的。若质量的下限定得比较准确, 我们一般称为“黑洞”反之就称为“候选体”。这 40 个源中, 3 个是永久源, 其他都是暂现源, 后者又称为 X 射线新星。

黑洞 X 射线双星分为五个态。按照传统的分类, 光度由低到高, 分别为宁静态、低 / 硬态、中间态、高 / 软态、甚高态。现在有人建议将甚高态称为“陡幂律态”, 将高 / 软态称为“热主导态”<sup>[26]</sup>。从这些态表现出的物理特征如谱形、光变特征来看, 宁静态与低 / 硬态、中间态与甚高态物理本质分别是类似的, 所不同的可能只是光度。这五个态的主要观测特征如下<sup>[26]</sup>:

1) 宁静态。光度非常低, 一般在  $10^{30.5} \sim 10^{33.5} \text{erg}\cdot\text{s}^{-1}$  之间。X 射线谱是非热的, 光子指数  $\Gamma = 1.5 \sim 2.1$ , 典型值是  $\Gamma \simeq 2$ 。光度和光子指数可能都与双星的轨道周期有关。

2) 低 / 硬态。不同态的黑洞 X 射线双星的 X 射线谱一般由两个成分组成, 一个是热成分, 可以用标准薄盘的多色黑体辐射很好地拟合<sup>[30,31]</sup>, 另一个是非热的幂律成分。低 / 硬态的谱由幂律成分主导, 在 2~20 keV 之间幂律谱流量占 80% 以上。低 / 硬态的最高热光度可达  $(10 \sim 30)\% L_{\text{Edd}}$ 。谱比较硬, 光子指数  $\Gamma = 1.5 \sim 2.1$ , 这与宁静态类似。在约 100 keV 的能量处存在高能截止。低 / 硬态光变较强, 积分的功率连续谱在 0.1~10 Hz 之间为  $0.1 < r < 3$ 。经常能发现低频准周期振荡(QPO)现象。低 / 硬态一般具有较强的射电辐射, 射电谱较平, 被认为是喷流的辐射导致的<sup>[27]</sup>。

3) 高 / 软态或称为热主导态。与低 / 硬态不同, 高态的谱主要由盘的黑体辐射主导。该态的光变也比低 / 硬态弱得多, 功率连续谱  $r < 0.06$ 。功率密度谱显示准周期振荡不存在或非常弱( $rms$  值远小于 1%)。射电辐射非常弱, 表明不存在喷流。与硬态比较, 这一观测结果为我们理解喷流的形成提供了重要线索。

4) 中间态和甚高态(或称陡幂律态)。中间态与甚高态的主要不同在于前者对应的光度低于后者。顾名思义, 传统上甚高态主要是由光度来定义的, 但是后来人们意识到这个态存在一些可能比光度更加物理或者本质的特征, 如谱、光变特征等, 而且观测有时发现光度最高的态实际上是高态<sup>[28]</sup>。因而现在人们倾向于使用新的定义甚至改称甚高态为陡幂律态<sup>[26]</sup>。我们在本文仍然用甚高态这一传统名称。甚高态的 X 射线谱很陡,  $\Gamma > 2.4$ 。存在准周期振荡, 同时幂律成分占总的 X 射线谱的 20% 以上; 或者不存在准周期振动, 但是幂律成分占总的 X 射线光度的 50% 以上。甚高态的射电辐射性质比较复杂。可以确定的是, 甚高态不存在像硬态那样稳定的射电辐射。但是, 观测发现甚高态往往伴随着“爆发性的射电喷流”或者射电喷出物的形成。这些射电辐射与 X 射线的闪耀有关, 而且很快衰减。

上述五个态的详细观测结果读者可以参阅文献 [26]。考虑到黑洞 X 射线双星与活动星系核的基本物理过程都是黑洞吸积，所不同的只是黑洞的质量以及吸积物质的来源，在这两大类源之间应当存在一定的对应关系，如图 5 所示 [32]。

## 2.2 理论模型

目前公认的黑洞 X 射线双星的各个态的理论模型见图 5。下面我们分别加以说明。

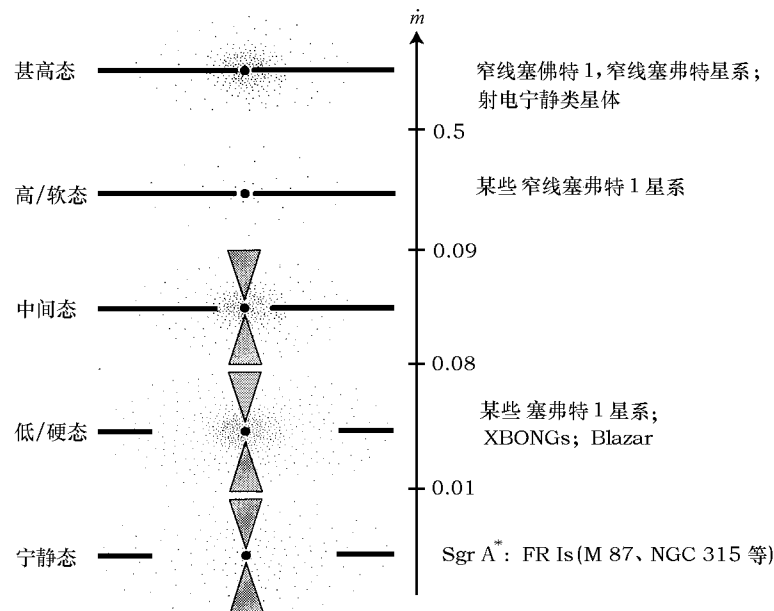


图 5 黑洞 X 射线双星的 5 个态的吸积盘模型的示意图及对应的不同类型的活动星系核 [32,33]

水平条代表标准薄盘，点代表热吸积流。注意甚高态的模型不可靠，但加入了喷流成分

### 2.2.1 低 / 硬态

这两个态的吸积盘的几何构形与低光度活动星系核的模型非常相似 (见图 2)。由伴星 (通过洛希瓣或者星风) 转移过来的物质在黑洞引力作用下首先形成一个标准薄盘。在某一个半径处, 薄盘发生跃迁成为热盘 (ADAF 或者 LHAF)。跃迁半径的值主要取决于吸积率: 吸积率越大, 跃迁半径越小, 故硬态的跃迁半径比宁静态大。观测表明 [27], 硬态的吸积盘最内区存在一个喷流。对于宁静态, 人们大多相信其基本物理与硬态相似, 唯一不同只是吸积率的大小。故很可能宁静态也存在喷流, 但是现在还没有相应的观测证据表明喷流的存在。这很可能是由于宁静态的喷流的辐射比较弱, 因而难以探测。

硬态的这一模型目前存在很好的观测证据。现以 XTE J 1118+480 在 2000 年的爆发为例说明。图 6 是该源的多波段同时观测得到的连续谱 [35] 以及理论模型的计算结果 [34]。其中点虚线、虚线、细实线分别表示截断的薄盘、ADAF 以及喷流的辐射谱, 粗实线表示它们的和。我们看到模型拟合观测数据很好。软 X 射线波段拟合不好是由于当时 Chandra 望远镜的定标问题所致。模型的主要参数是: 吸积率  $\dot{M} = 0.05\dot{M}_{\text{Edd}}$ , 跃迁半径  $R_{\text{tr}} = 300R_s$ , 喷流中的物质损失率为  $\dot{M}_{\text{jet}} = 2.5 \times 10^{-4}\dot{M}_{\text{Edd}}$ 。

相比其他黑洞 X 射线双星, 这个源的连续谱的一个特别的地方是具有绝大部分源不能观

测到的极紫外谱, 如图 6 所示。这是由于这个源处于高银纬区, 因而对紫外的吸收很弱。这一观测结果对吸积盘模型提供了极好的约束或信息。具体来说, 拟合这一连续谱要求标准薄盘必须在  $R_{\text{tr}} \simeq 300R_s$  处截断, 否则薄盘的 (多色黑体) 辐射的峰频会越过极紫外, 落在软 X 射线波段<sup>[36]</sup>。系统的 X 射线辐射主要来源于 ADAF 中的康普顿化过程, 种光子的来源包括 ADAF 中的同步辐射以及 ADAF 以外薄盘的黑体辐射。ADAF 模型解释 X 射线辐射所要求的吸积率与截断的薄盘拟合极紫外谱要求的吸积率一致。射电辐射主要来源于喷流中的同步辐射, 其中相对论性电子和磁场是由喷流中的内激波导致的。红外和光学辐射则是薄盘、ADAF 和喷流这三个成分共同贡献的结果。

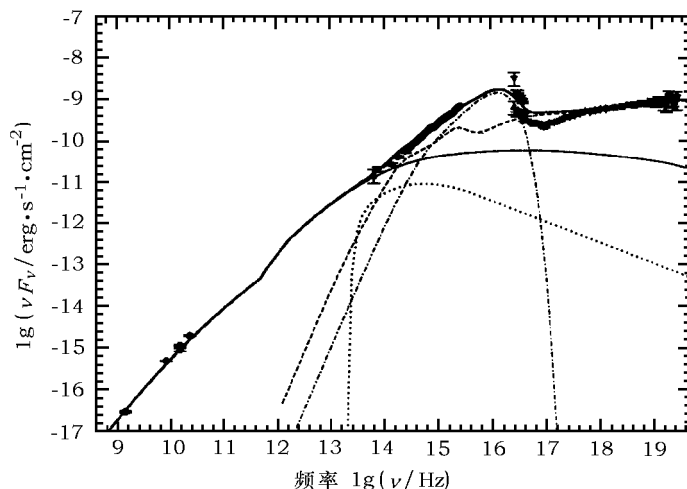


图 6 XTE J 1118+480 的 2000 年的爆发态的吸积盘 - 喷流模型

点虚线表示截断的标准薄盘的辐射谱 (极紫外谱要求标准薄盘必须在  $R_{\text{tr}} = 300R_s$  处截断),

虚线和细实线分别表示 ADAF 和喷流的辐射谱, 粗实线表示它们的总和<sup>[35]</sup>

文献 [34] 中的模型不仅能够解释多波段连续谱, 还能对该源与时间有关的丰富的观测结果给出合理的解释。其一是低频准周期振荡 (QPO)。目前比较流行的 QPO 的理论模型要求吸积盘是由内部的几何厚盘和外部的几何薄盘两部分组成, 厚盘的 p 模式震动导致了准周期振荡, 振荡频率与厚盘的外半径即跃迁半径  $R_{\text{tr}}$  处的开普勒频率相当<sup>[37,38]</sup>。观测到的 XTE J 1118+480 的 QPO 频率约为 0.1 Hz, 而  $300 R_s$  对应的开普勒频率为 0.22 Hz, 两者大体一致。

第二个重要的与时间有关的观测结果是光学与 X 辐射之间的相关性。交叉相关分析表明, 一般光学辐射滞后 X 辐射 1~2 s<sup>[39]</sup>。滞后时间是波长的函数: 波长越长, 则滞后时间越大。另一方面, 交叉相关分析还发现了令人困惑的“负相关”结果: 光学辐射在 X 射线辐射增加之前 2~5 s 会出现流量的降低。紫外与光学类似, 但是要弱一些, 提前时间也短一些<sup>[40]</sup>。这些结果发现后, 在很长时间里人们一直难以理解。自动相关分析表明光学-X 辐射之间的相关不可能是由于通常假设的那样是 X 辐射在薄盘中再发射的结果, 因为光学的自动相关函数比 X 射线的窄<sup>[41]</sup>。

在 ADAF-喷流模型中这些结果可以得到自然的解释。设想 ADAF 的吸积率  $\dot{M}$  由于某种不稳定性而突然增加。这首先导致 ADAF 的 X 射线辐射增强。当  $\dot{M}$  的扰动沿吸积流进入喷

流后, 喷流的辐射将会增加。由于喷流对光学辐射有显著的贡献 (参见图 6), 这就解释了为什么光学会滞后 X 辐射。数值计算的定量结果也与观测到的“1~2 s”相符<sup>[35]</sup>。波长较长的辐射源于喷流中较靠外的区域, 因而滞后时间更长。至于光学和 X 辐射的“负相关”, 注意 ADAF 的辐射在光学和紫外波段也有贡献。在该模型的参数下, 计算发现 ADAF 的光学和紫外辐射随着  $\dot{M}$  的增加而降低, 紫外的降低弱一些。由于 ADAF 的光学辐射区处于最大半径处的区域, 紫外其次, X 射线辐射处于最内区, 故光学光变在 X 射线之前, 而紫外的提前时间比光学要短一些。但定量计算的结果与观测符合不好, 比观测值要短得多。这很可能是计算中采用的简化假设导致的<sup>[35]</sup>。

我们前面提到, 黑洞 X 射线双星的硬态的最高光度可达约为  $(10\sim 30)\%L_{\text{Edd}}$ 。另一方面, 我们知道 ADAF 的最高辐射光度约为  $(0.3\sim 0.4)\alpha^2 L_{\text{Edd}}$ 。即使假设粘滞参数  $\alpha = 0.3$ , ADAF 的最高光度也不足以解释最明亮的硬态 X 射线辐射, 况且吸积盘的 MHD 数值模拟表明  $\alpha$  的值可能只有  $\alpha \leq 0.1$ 。应用明亮的热吸积流模型 (LHAF) 能够较好地解释光度高至约  $10\%L_{\text{Edd}}$  的硬态, 包括光度、谱指数、高能截断等定量结果, 但是 LHAF 仍然不足以产生  $10\%L_{\text{Edd}}$  以上的光度<sup>[42]</sup>。注意到这些最明亮的硬态的一些观测特征与甚高态很相似<sup>[42]</sup>, 故最明亮的硬态的 X 射线辐射机制可能与甚高态的模型有关。遗憾的是, 我们目前对甚高态的理解还很不够。

除了上述 ADAF 模型外, Markoff 等人<sup>[43,44]</sup> 提出低 / 硬态的 X 射线辐射来源于喷流而不是吸积盘。喷流模型最早的版本用同步辐射解释观测到的 X 射线辐射, 并解释了观测到的低 / 硬态的射电 - X 射线辐射相关<sup>[45,46]</sup>。然而后来仔细的研究发现同步辐射无法拟合高能截断数据<sup>[47]</sup>, 而且解释射电 - X 射线辐射时采用的一个假设也存在问题<sup>[48]</sup>。新的喷流模型用康普顿化过程解释 X 辐射, 但是模型中需要的几十 MeV 的极高电子温度导致模型中存在“微调”问题<sup>[42]</sup>, 否则难以解释通常观测到的约 100 keV 的高能截断。除此之外这一模型存在的其他问题也有待研究、解决<sup>[29]</sup>。

最近 Miller 等人<sup>[49,50]</sup> 对低 / 硬态的截断的薄盘模型提出了质疑。他们从对 X 射线谱中热成分连续谱拟合以及铁线拟合得出结论, 认为在低 / 硬态标准薄盘仍然能够延伸到最后稳定轨道。其结果目前还存在很大争议, 我们在此不作讨论, 感兴趣的读者可以参阅文献<sup>[29]</sup>。

### 2.2.2 宁静态

宁静态的吸积盘结构与低 / 硬态相同, 即都存在一个截断的薄盘、ADAF 以及喷流。目前我们一般认为宁静态与低 / 硬态的不同是吸积率。为了解释宁静态的 X 射线辐射的来源, 目前提出两种模型: 一是 ADAF 模型<sup>[8]</sup>, 二是喷流模型<sup>[51]</sup>。我们在此对后一模型作简略介绍。这一模型是建立在观测到的射电 - X 射线辐射的相关性结果上<sup>[45]</sup>, 并假设在低 / 硬态观测到的喷流在宁静态仍然存在。在整体光度较高的低 / 硬态, X 射线辐射来源于 ADAF 中的康普顿化过程。喷流中的相对论电子也通过同步辐射对系统的 X 射线辐射有贡献, 但远低于 ADAF。随着吸积率的降低, 由于康普顿化过程粗略地正比于吸积率的平方, 而喷流中的同步辐射则正比于吸积率, 故前者下降得比后者快。这样, 当吸积率低至某一临界值时, 系统的 X 射线辐射将变成由喷流辐射主导。由于宁静态的吸积率基本都处于该临界吸积率以下, 故宁静态的 X 射线辐射可能是由喷流主导的。该临界吸积率对应的系统临界 X 射线光度为<sup>[51]</sup>

$$\lg\left(\frac{L_{\text{crit}}}{L_{\text{Edd}}}\right) = -5.356 - 0.17 \lg\left(\frac{M}{M_{\odot}}\right) \quad (1)$$



这里  $M$  是黑洞质量。这一结果对于活动星系核也同样成立。存在一些可能的观测证据支持这一理论模型<sup>[51]</sup>。最近 Wu 等人<sup>[14]</sup>对 FR Is 的一个研究结果也大致与这一预言相符。

### 2.2.3 高 / 软态

高态的模型是延伸到最后稳定轨道的标准薄盘, 盘面上存在热的冕。标准薄盘中存在磁场, 这一磁场由于吸积盘的较差转动而被放大, 放大到一定强度时, 磁场会由于 Park 不稳定性而溢出, 并在盘上方发生磁重联, 释放出磁场能, 从而加热冕。另一种加热冕的可能方式是通过磁流体中的各种波。观测到的高态的 X 射线谱中的热成分是由于盘的多色黑体辐射导致的, 他们占据了观测到的 X 射线辐射的 75% 以上。这一模型具有很好的观测证据。除了能够很好地拟合高态谱之外, 从拟合观测数据得到的光度  $L_{\text{bol}}$  与盘的最内半径的温度  $T_{\text{in}}$  也呈现出非常好的  $L \propto T_{\text{in}}^4$  的相关性, 与标准薄盘的理论预言完全一致<sup>[52]</sup>。在硬 X 射线波段有时会观测到比较弱的幂律分布的尾巴, 谱形较软。这个成分一般认为是由热冕中的非热电子的康普顿辐射导致的<sup>[28]</sup>。

在高 / 软态的相关研究中, 目前一个很活跃的方向是黑洞自旋的观测测定。其基本原理是: 若我们知道源的距离、黑洞质量以及系统的倾角, 通过用标准薄盘模型来拟合高 / 软态的观测谱, 我们可以得到两个重要物理量, 一个是盘的最内半径  $R_{\text{in}}$ , 另一个是最内半径处的温度  $T_{\text{in}}$ 。前者即是广义相对论预言的试验粒子的最后稳定圆轨道的值。对于不同自旋的黑洞  $a = 0 \sim 1$ , 最后稳定轨道的值也不同,  $R_{\text{in}} = 6GM/c^2 \sim GM/c^2$ 。因而原则上通过准确确定  $R_{\text{in}}$  的值, 我们可以测定黑洞自旋<sup>[53]</sup>。这对于我们理解很多重要问题, 比如喷流的形成机制, 将具有重要帮助。但在进行数据拟合之前, 需要对最简单的标准薄盘模型进行一些修正。这些修正包括吸积盘最内半径处的“无力矩”边界条件<sup>[31,54]</sup>、色温度修正(即散射导致的对黑体谱的硬化<sup>[55,56]</sup>), 以及广义相对论修正<sup>[53]</sup>。利用最好的 5 个源的数据, 目前发现它们中存在的黑洞自旋在  $0.1 \sim 0.8$ <sup>[57,58]</sup>。

### 2.2.4 甚高态与中间态

对于甚高态和中间态, 具有动力学基础的理论模型还未建立, 仅存在一些唯象的模型<sup>[59]</sup>。甚高态的吸积盘模型不仅在黑洞 X 射线双星领域是一个待解决的重要的问题<sup>[26]</sup>, 还表明我们对于黑洞吸积这一宇宙中重要的基本物理过程的理解也远未达到成熟、完善的程度。

**致谢** 本文得到中科院百人计划、上海市浦江计划以及国家自然科学基金(资助号 10773024)资助。

### 参考文献:

- [1] 袁峰. 天文学进展, 2007, 25: 101
- [2] Ho L C, Filippenko A V, Sargent W L W. ApJ, 1997, 487: 568
- [3] Ho L C. Ap&SS, 2005, 300: 219
- [4] Chen K, Halpern J P. ApJ, 1989, 344: 115
- [5] Liu B F, Meyer-Hofmeister E. A&A, 2001, 372: 386
- [6] Yuan F, Narayan R. ApJ, 2004, 612: 724
- [7] Narayan R, et al. Ap&SS, 2005, 300: 177
- [8] Narayan R, et al. ApJ, 1996, 457: 821
- [9] Quataert E, et al. ApJ, 1999, 525: L89
- [10] Storchi-Bergmann T, et al. ApJ, 2003, 598: 956
- [11] Nemmen R S. ApJ, 2006, 643: 652

- [12] Fabian A, Rees M. MNRAS, 1995, 277: L55
- [13] Reynolds C, et al. MNRAS, 1996, 283: L111
- [14] Wu Q W, Yuan F, Cao X. ApJ, 2007, in press
- [15] Maraschi L, Tavecchio F. ApJ, 2003, 593: 667
- [16] Chiang J, Blaes O. ApJ, 2003, 586: 97
- [17] Yuan F, Markoff S, Falcke H, et al. A&A, 2002, 391: 139
- [18] Meyer F, Meyer-Hofmeister E. A&A, 1994, 287: 559
- [19] Liu B F. ApJ, 1999, 527: L17
- [20] Honma F. PASJ, 1996, 48: 77
- [21] Manmoto T, Kato S. ApJ, 2000, 538: 295
- [22] Balbus S A. ApJ, 2004, 600: 865
- [23] Shapiro S L, Lightman A P, Eardley D M. ApJ, 204: 187
- [24] Gu W M, Lu J F. ApJ, 2000, 540: L33
- [25] Szuszkiewicz E, Miller J C. MNRAS, 2001, 328: 36
- [26] McClintock J E, Remillard R A. Compact Stellar X-Ray Sources. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2006: 157
- [27] Fender R. Compact Stellar X-Ray Sources. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2006: 381
- [28] Zdziarski A A, Gierlinski M. Prog. Theor. Phys. Suppl., 2004, 155: 99
- [29] Done C, Gierlinski M, Kubota A. A&ARv, astro-ph/07080148, 2007
- [30] Dotani T. ApJ, 1997, 485: L87
- [31] Gierlinski M. MNRAS, 1999, 309: 496
- [32] Narayan R, Yuan F. 2007, in preparation
- [33] Esin A, McClintock J, Narayan R. ApJ, 1997, 489: 865
- [34] McClintock J E, Haswell C A, Garcia M R, et al. ApJ, 2001, 555: 477
- [35] Yuan F, Cui W, Narayan R. ApJ, 2005, 620: 905
- [36] Chaty S, Haswell C A, Malzac J, et al. MNRAS, 2003, 346: 689
- [37] Rezzolla L, Yoshida S, Maccarone T J, et al. MNRAS, 2003, 344: L37
- [38] Giannios D, Spruit H C. A&A, 2004, 427: 251
- [39] Hynes R I, Haswell C A, Cui W, et al. MNRAS, 2003, 345: 292
- [40] Kanbach G, Straubmeier C, Spruit H C, et al. Nature, 2001, 414: 180
- [41] Spruit H C, Kanbach G. A&A, 2002, 391: 225
- [42] Yuan F, Zdziarski A A, Xue Y, et al. ApJ, 2007, 659: 541
- [43] Markoff S, Falcke H, Fender R. A&A, 2001, 372: L25
- [44] Markoff S, Nowak M A, Wilms J. ApJ, 2005, 635: 1203
- [45] Corbel S. A&A, 2003, 400: 1007
- [46] Markoff S. A&A, 2003, 397: 645
- [47] Zdziarski A. MNRAS, 2003, 342: 355
- [48] Heinz S. MNRAS, 2004, 355: 835
- [49] Miller J M, Homan J, Miniutti G. ApJ, 2006, 652: L113
- [50] Miller J M, Homan J, Steeghs D, et al. ApJ, 2006, 653: 525
- [51] Yuan F, Cui W. ApJ, 2005, 629: 408
- [52] Kubota A, Makishima K, Ebisawa K. ApJ, 2001, 560: L147
- [53] Zhang S N, Cui W, Chen W. ApJ, 1997, 482: L155
- [54] Agol E, Krolik J H. ApJ, 2000, 528: 161
- [55] Shimura T, Tanaka F. ApJ, 1995, 445: 780
- [56] Davis S, Blaes O M, Hubeny I, et al. ApJ, 2005, 621: 372
- [57] Davis S, Done C, Blaes O. ApJ, 2006, 647: 525
- [58] Shafee R, McClintock J E, Narayan R, et al. ApJ, 2006, 636: L113
- [59] Done C, Kubota A. MNRAS, 2006, 371: 1216

## The Recent Progress in the Theory of Black Hole Accretion and its Astrophysical Applications(II)

YUAN Feng

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

**Abstract:** In this paper we review the recent progress of the theory of black hole accretion, focusing on the theory of advection-dominated accretion flow (ADAF) and one of its variants—luminous hot accretion flow (Yuan 2001), and their astrophysical applications in our Galactic center, Sgr A\*, low-luminosity AGNs, and black hole X-ray binaries. The whole review consists of two papers. This is the second paper, focusing on the applications on low-luminosity AGNs and black hole X-ray binaries.

Low-luminosity AGNs (LLAGNs) are very common. Over 40% of nearby galaxies contain LLAGNs. They are important sources also because they lie at the weak end of the luminosity function of AGNs. Many of their observational features are different from the luminous AGNs, such as the lack of the so-called 'big-blue-bump', and the narrowness of the detected iron line. All these features can be best explained by the truncation of the standard thin disk. Within this truncation radius, an ADAF exists. Such a scenario may work for various kinds of LLAGNs, including LINERs, elliptical galaxies, FR Is, XBONGs, Blazars, and even some Seyfert 1 galaxies. The physical mechanism of the transition from the thin disk to the ADAF still remains uncertain. Three possible mechanisms have been proposed, including the evaporation of the thin disk, the turbulent energy diffusion, and radiation pressure instability of the thin disk. But none of them can give quantitatively good predictions to the transition radius.

Compared to AGNs, black hole X-ray binaries (BHXBs) can provide us with some additional important information about black hole accretion. This is because they are generally more luminous since their closer distance. Much more importantly, the mass of the black hole is much smaller so any physical timescales in BHXBs are much shorter. They come in five states, namely quiescent, low/hard, intermediate, high/soft, and very high states. The model for the hard state is very similar to that of the LLAGNs. This model receives more evidence in the context of BHXBs. Taking XTE J1118+480 as an example, we illustrate in detail how this model can explain the multi-waveband spectrum and various timing features of this source. The model for the quiescent state is also similar, but with much smaller accretion rates. However, different from the hard state, the X-ray emission of the quiescent state may come from the jet rather than the ADAF. The model for the high/soft state is a standard thin disk extending to the innermost stable circular orbit. We briefly introduce how to determine the black hole spin from fitting the soft state spectrum after taking into account various corrections. The theoretical model for the very high state is still an open question, which implies that our understanding to black hole accretion is still in development. The speculative parallelism between AGNs and BHXBs is presented.

**Key words:** astrophysics; accretion; active galactic nuclei; black hole; galactic center