

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2017.04.02

活动星系核 X 射线本征谱指数与 爱丁顿比关系的研究进展

倪嘉阳^{1,2}, 薛永泉^{1,2}

(1. 中国科学技术大学 天文学系, 合肥 230026; 2. 中国科学院 星系与宇宙学重点实验室, 合肥 230026)

摘要: 活动星系核是中央核区有剧烈活动的 (河外) 星系总称。随着观测技术不断进步, 人们对活动星系核的研究越来越多, 对其理解也越来越深刻。总结整理了近年来对活动星系核 X 射线本征谱指数与爱丁顿比关系的观测结果, 揭示出如下 V 形关系图像: 随着爱丁顿比由大变小, X 射线本征谱指数与爱丁顿比由存在正相关关系, 转变为存在负相关关系。一般认为, 这一观测现象反映了随着吸积率的降低, 黑洞吸积模式发生了变化, 由高吸积率时的标准薄盘吸积变为低吸积率时的辐射无效吸积流。这表明, 基于标准薄盘的最基本的活动星系核统一模型虽然能够成功地解释较高光度活动星系核的很多观测现象, 但却需要做一定的修正, 以解释低光度活动星系核的一些观测性质。同时, 将来有望利用这一相关关系估算活动星系核一些重要参数, 如中央超大黑洞质量、吸积率等, 从而帮助人们更好地理解活动星系核的辐射机制和演化过程。最后对这一领域的研究进行了总结与展望。

关键词: 活动星系核; X 射线天文学; 吸积物理

中图分类号: P157.6

文献标识码: A

1 引 言

活动星系核 (active galactic nucleus, 简称 AGN) 是宇宙中光度最大的一类天体, 其在整个电磁波段都有很强的辐射。20 世纪 60 年代, 自从第一颗类星体 3C273^[1] 被发现后, 人们就不断探寻活动星系核的物理本质, 并对其辐射机制一直争论不断。直到最近 30 年, 随着各个波段大型望远镜的投入使用, 人们积累了大量观测数据, 因此对活动星系核的本质有了深入的认识, 发现活动星系核可以根据各种不同观测性质进行分类, 如根据光学光谱是否具有

收稿日期: 2016-12-09; 修回日期: 2017-02-16

资助项目: 国家自然科学基金 (11473026, 11421303); 973 项目 (2015CB857004); 中国科学院战略性先导科技专项 (XDB09000000); 中央高校基本科研业务费专项资金; 中国科学院前沿科学重点研究项目 (QYZDJ-SSW-SLH006)

通讯作者: 薛永泉, xuey@ustc.edu.cn

宽发射线, 可以分为 I 型活动星系核 (type I AGN) 和 II 型活动星系核 (type II AGN); 根据射电与光学波段光度比值大小, 可以分为射电噪活动星系核 (radio-loud AGN) 和射电宁静活动星系核 (radio-quiet AGN) 等。Antonucci^[2] 于 1993 年提出的活动星系核统一模型 (AGN unification model), 受到了广泛关注并产生了深远影响。而随着观测结果的进一步丰富, 统一模型被不断改进与完善, 至今仍是一个充满活力的研究课题^[3]。一般来说, 统一模型认为, 活动星系核大致含有以下几个结构: 中央超大质量黑洞、(薄) 吸积盘、喷流、宽线区、尘埃环和窄线区 (见图 1)。中央超大质量黑洞吸积周围物质, 并将其释放的引力势能转化为辐射能。另外, 观测上看到的各种不同类型活动星系核在本质上是同一类天体, 其不同观测特征源于观测角度不同 (例如核区辐射被尘埃环吸收、遮蔽作用不同等)。统一模型能够很好地解释活动星系核很多观测现象, 如高光度、光变 (variability) 特性、大蓝包 (big blue bump) 以及宽窄发射线等。

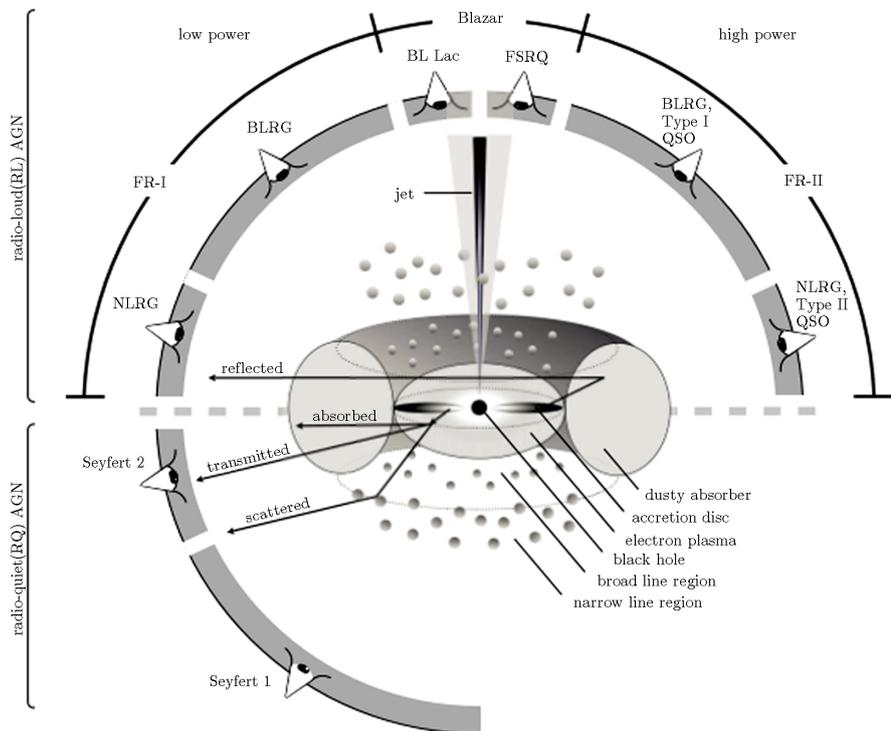


图 1 活动星系核统一模型^[4]

尽管统一模型取得了巨大成功, 但也存在一些类型的活动星系核无法在此框架下被很好地解释, 如不具有宽线区的所谓真正 II 型活动星系核以及低光度活动星系核 (low-luminosity AGN, 简称 LLAGN)^[3, 5, 6]。与亮 (luminous, 这里特指光度较大) 的活动星系核类似, 低光度活动星系核同样是通过中央超大质量黑洞吸积周围物质将引力能转变为辐射能, 但由于活动性比较低, 导致其本征光度比较低 (热光度 $L_{bol} < 10^{37} \text{ J}\cdot\text{s}^{-1}$), 吸积率通常也比较低。一般根据发射线电离程度大小^[6], 主要把低光度活动星系核分为两类: 塞弗特星系

(Seyfert galaxies) 和低电离核发射线区 (low-ionization nuclear emission line regions, 简称 LINERs)。在对低光度活动星系核的研究中, 对其是否是亮的活动星系核的尺寸缩小版一直存在着争议。Maoz^[7] 在 2007 年对近邻的 13 个低电离核发射线区进行多波段 (射电、光学、紫外和 X 射线) 观测研究后发现, 低光度活动星系核和亮的活动星系核的能谱 (spectral energy distribution, 简称 SED) 在本质上并没有什么不同。然而, Ho^[6] 却认为答案是否定的, 即两者的吸积物理本质发生了变化, 并在其 2008 年的综述文章中提出了低光度活动星系核的理论模型, 认为原来的标准薄盘在特定截断半径以内变成了辐射无效的吸积流 (radiatively inefficient accretion flow, 简称 RIAF), 并且往往伴随着喷流的产生 (见图 2)。这个理论模型成功地解释了黑洞双星和低光度活动星系核的很多观测现象^[6, 8]。另外, 低光度活动星系核通常有着与高光度活动星系核明显不同的宽波段能谱^[6]。显然, 关于低光度活动星系核的本质还有待于更进一步的研究。同时鉴于低光度活动星系核在活动星系核中占的比例很高^[6], 因此对这一问题的研究一直是天文学中

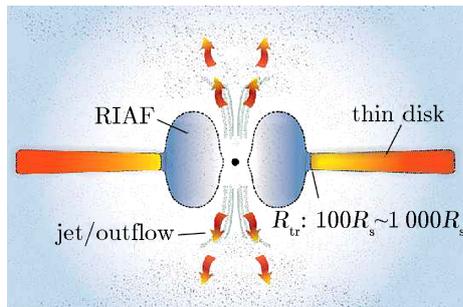


图 2 低光度活动星系核结构模型^[6]

的一个热点。

无论是一般的活动星系核, 还是低光度活动星系核, 黑洞吸积是它们普遍的共有特征。一般认为, 黑洞的吸积流可以分为两大类: 热吸积流和冷吸积流^[8, 9]。冷吸积流由冷的光学厚气体组成, 一般在吸积率比较高的时候产生, 辐射效率比较高; 而热吸积流由热的光学薄气体组成, 一般在吸积率比较低的时候产生, 最典型的例子就是 Sgr A*——一个在银河系中心极低光度的超大质量黑洞。对于热吸积流, 根据吸积方程组的解可分为径移主导的吸积流 (advection dominated accretion flow, 简称 ADAF) 和明亮热吸积流 (luminous hot accretion flow, 简称 LHAF)。因为能量径向移动, 变成气体的内能可能被黑洞吸收。这些吸积流的辐射效率一般比标准薄吸积盘低, 因此也被总称作前述的辐射无效的吸积流。Yuan 等人^[8] 在 2014 年根据吸积方程组不同的解, 总结了不同种类的吸积流, 它们各自的吸积率、几何厚度、光深、气体面密度、温度、辐射效率等都有所不同, 如图 3 所示, 图中横轴表示粘滞系数 (α 通常取 0.1) 与气体面密度的乘积, 纵轴表示吸积率 (以爱丁顿吸积率为单位); SLE 表示 Shapiro-Lightman-Eardly 吸积模型 (因其具有热不稳定性而往往被较少讨论到), SSD 表示 Shakura-Sunyaev 吸积盘 (即标准薄盘), Slim 表示厚盘模型; 蓝色虚线则表示光学薄、厚解的分界线。

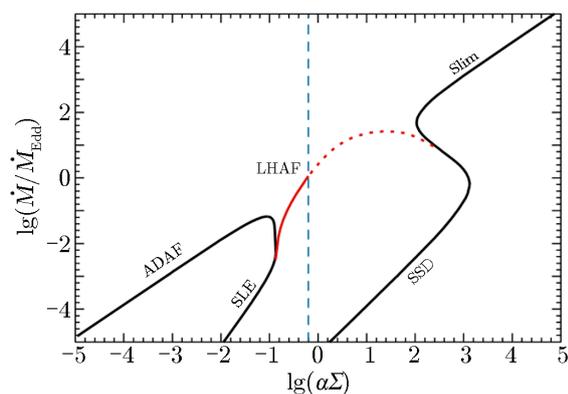


图 3 不同的黑洞吸积模型^[8]

Slim 表示厚盘模型; 蓝色虚线则表示光学薄、厚解的分界线。

X 射线观测 (波段: 0.1~100 keV) 是证认活动星系核最为有效的手段之一, 在活动星系核的研究中发挥了重要作用, 主要有以下几点原因^[10, 11]: (1) 不管黑洞质量和吸积过程如何, 在黑洞吸积的相关过程中 (例如吸积盘光子被冕中的相对论性电子逆康普顿散射) 普遍会产生 X 射线辐射, 因此 X 射线观测是活动星系核一个很好的探针; (2) 相比于光学与紫外辐射, X 射线受宿主星系星光的污染很小, 能更好地穿透活动星系核里的尘埃物质, 从而被 X 射线望远镜观测到; (3) 根据黑洞理论, 越靠近黑洞, 辐射出来的光子能量越高, 因此, X 射线作为高能光子, 可以更好地被用于研究黑洞附近的物理辐射过程; (4) 如果光子数足够多, X 射线光谱蕴含了大量的信息, 可以从中得到活动星系核的很多物理特性; (5) 由于冕区 (或热吸积流) 温度与黑洞质量几乎无关, 因此 (硬)X 射线观测能够用于研究黑洞双星和活动星系核的相似性^[8, 12]。由于地球大气的吸收, X 射线望远镜只能建造在太空中, 其中最著名的 (现役) 大型 X 射线望远镜是钱德拉 X 射线望远镜 (Chandra X-ray Observatory) 和多镜片 X 射线牛顿观测卫星 (XMM-Newton)。两者在 X 射线观测中各有优劣, 分别取得了众多的重要观测成果: 钱德拉 X 射线望远镜有着较好的空间分辨率 (可以达到亚角秒级), 能够将密集的 X 射线源较好地分开, 同时背景极低, 使得极长时间曝光因而极度灵敏的巡天成为可能; 多镜片 X 射线牛顿观测卫星有着较大的有效接收面积, 因而接收光子效率较高。另外, 还有其他一些相对小型的 X 射线望远镜也在各自擅长的领域里做出了重要的贡献, 如罗西 X 射线时域望远镜 (Rossi X-ray Timing Explorer, 简称 RXTE) 在 X 射线时域天文学上取得了丰硕的成果; 2013 年发射的核分光望远镜阵列 (Nuclear Spectroscopic Telescope Array, 简称 NuSTAR) 在硬 X 线波段 (10~100 keV) 观测上有着更出色的表现。

活动星系核本征 X 射线光谱的主要成分是个幂律谱, 其谱指数是很重要的一个参数, 而不同的 X 射线辐射机制得到的 X 射线本征谱指数往往是不相同的。由于数据质量的限制 (光子数不够多、信噪比不够高)、光谱成分的复杂性 (含本征幂律谱的吸收、透射、散射、反射, 以及可能的软超、铁发射线等多种成分) 以及活动星系核的遮蔽、光变特性等, 要做到准确限制 X 射线本征谱指数并不是一件容易的事。而爱丁顿比则是黑洞吸积物理中很重要的一个无量纲物理量, 可以反映相对于黑洞自身质量的吸积率大小。研究 X 射线本征谱指数与爱丁顿比之间的关系有助于了解活动星系核吸积物理过程及其相关的辐射机制, 从而更好地理解活动星系核, 尤其是低光度活动星系核的物理本质。

本文第 2 章介绍活动星系核本征 X 射线谱指数与爱丁顿比之间关系的观测结果; 第 3 章给出现有的对这一关系的理论解释; 第 4 章给出相关的讨论; 第 5 章进行总结和展望。

2 活动星系核 X 射线本征谱指数与爱丁顿比之间的观测关系

2.1 物理量简介

大量的活动星系核 X 射线观测表明, 其 X 射线光谱最为显著的成分是一个幂律连续谱 (power-law continuum), 表达式如下:

$$N(E) = K \cdot E^{-\Gamma}, \quad (1)$$

其中, E 表示光子的能量, K 表示一个常数因子, $N(E)$ 表示能量为 E 的光子的数目, Γ 就是本征幂律谱的谱指数。式 (1) 表明不同能量光子的数目分布满足幂律谱分布。研究表明, 在活动星系核吸积盘产生的光学/紫外软光子被吸积盘上方的热冕逆康普顿化 (inverse comptonization) 后可以产生这样的一个幂律谱^[13], 因此研究幂律谱的谱指数有助于理解热冕的一些性质。当然, 活动星系核的 X 射线辐射一般都会受到不同程度的吸收、散射以及反射等多种因素的影响, 因此在用模型对光谱进行拟合时需要仔细考虑各种光谱成分的贡献, 从而得到可靠的 X 射线本征谱指数估计。

本文探究的另一个重要的物理量是爱丁顿比 (Eddington ratio), 定义如下:

$$\lambda_{\text{Edd}} = \frac{L_{\text{bol}}}{L_{\text{Edd}}}, \quad (2)$$

这里, L_{bol} 表示热光度, 可以通过宽波段能谱拟合 (SED fitting)^[14], 或通过某一波段的光度结合热改正因子 (κ_{bol}) 得到, 后者经常选用的是 X 射线的 2~10 keV 波段^[15]。 L_{Edd} 表示爱丁顿光度 (Eddington luminosity), 是理论上球对称吸积的天体所能达到的最大光度, 表达式如下:

$$L_{\text{Edd}} = \frac{4\pi GcM_{\text{BH}}m_{\text{p}}}{\sigma_{\text{e}}} = 1.26 \times 10^{31} \left(\frac{M_{\text{BH}}}{M_{\odot}} \right). \quad (3)$$

有时候人们没有直接研究爱丁顿比, 而是研究另一个类似的量——X 射线爱丁顿比, 其定义如下:

$$l_{\text{X}} = \frac{L_{\text{X}}}{L_{\text{Edd}}}, \quad (4)$$

这里, X 射线光度 L_{X} 一般取 2~10 keV 光度, 只要对 2~10 keV 光度做一个热改正就可以得到热光度。假设所有考虑的源都有相同的热改正因子, 则我们接下来讨论的正负相关性关系与相关系数 (斜率) 就不会因为选择 λ_{Edd} 与 l_{X} 两个量中的任一个量而改变。

最后阐明一下爱丁顿比与吸积率之间的关系。黑洞吸积率的表达式如下:

$$\dot{M} = \frac{L_{\text{bol}}}{\eta c^2}, \quad (5)$$

这里, η 表示吸积过程的辐射转化效率, 一般对活动星系核的情况, 取 $\eta = 0.1$ 。结合爱丁顿比和吸积率的公式可以知道, 当中央超大黑洞质量差不多时, 爱丁顿比越大, 则吸积率越大, 活动星系核也越亮, 因此爱丁顿比一定程度上反映了吸积率的大小。

在接下来的两小节中, 我们介绍近些年观测得到的活动星系核 X 射线本征谱指数与取对数后的爱丁顿比之间的关系 (Γ - $\lg \lambda_{\text{Edd}}$)。

2.2 活动星系核样本观测

Shemmer 等人^[16] 在 2006 年对 5 个亮的和 25 个中等亮的, 共 30 个射电宁静的活动星系核进行研究后发现: 在 5 100 Å 光度 ($\nu L_{\nu}(5 100 \text{ \AA})$)、H β 发射线的半高全宽 ($FWHM(\text{H}\beta)$)、黑洞质量 (M_{BH}) 和爱丁顿比 (λ_{Edd}) 这些物理量中, X 射线本征谱指数与爱丁顿比之间的相关性最好 (基于相关性分析结果), 并且满足一个正相关的关系, 如图 4 所示。这一明显的

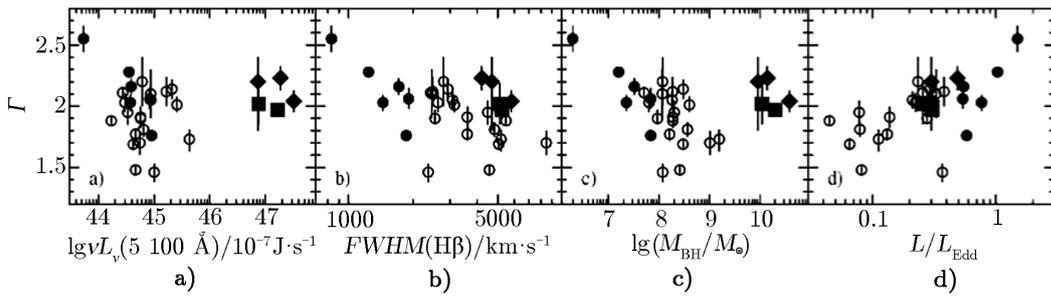


图 4 30 个中等到亮的射电宁静的活动星系核 X 射线本征谱指数分别与 a) $5\ 100\ \text{\AA}$ 光度、b) $\text{H}\beta$ 发射线的半高全宽、c) 黑洞质量、d) 爱丁顿比之间的关系^[16]

正相关关系在其 2008 年对另外 35 个中等到亮的射电宁静的活动星系核的研究中也得到了证实^[17]。

之后, 其他研究者在对亮的活动星系核的研究中, 也发现 X 射线本征谱指数与爱丁顿比存在很显著的正相关关系。例如, Brightman 等人^[18] 在 2013 年从 Cosmic Evolution Survey (简称 COSMOS) 和 Extended Chandra Deep Field South (简称 E-CDF-S) 两个天区选取了 69 个 X 射线亮的 (光子数大于 250 个)、有宽发射线、射电宁静的活动星系核, 同样地研究了 X 射线本征谱指数与紫外光度 ($\lambda = 3000\ \text{\AA}$)、发射线的半高全宽、黑洞质量、爱丁顿比之间的关系。他们得到的结果如图 5 所示, 其中红色和绿色的数据点分别表示利用 $\text{H}\alpha$ 与 $\text{Mg}\ \text{II}$ 发射线得到黑洞质量估计的源。研究结果表明, 在这些物理量中, 谱指数与爱丁顿比之间相关性最好 (非常显著的正相关关系)。

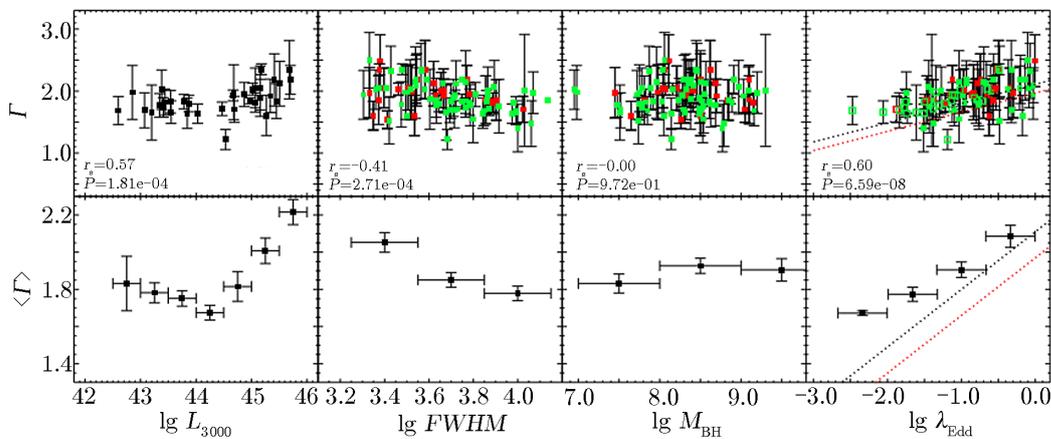


图 5 69 个射电宁静的活动星系核 X 射线本征谱指数分别与紫外光度、发射线的半高全宽、黑洞质量以及爱丁顿比之间的关系^[18]

Fanali 等人^[19] 在 2013 年从 XMM-Newton Serendipitous Survey 中选取了 71 个 I 型活动星系核, 通过研究 X 射线辐射与中央超大黑洞吸积的联系, 也证实了两者存在很好的正相

关关系。很多相关工作也都证实了这一正相关关系^[20-23]。我们把有具体拟合结果的工作都整理在表 1 中, 其中关于黑洞质量测量方法的讨论详见 4.1 节。

表 1 亮的活动星系核谱指数与爱丁顿比之间的关系

样本数量	活动星系核属性	红移范围	黑洞质量测量方法	拟合结果	文献
30	5 个亮的和 25 个中等亮的射电宁静 AGN	$z \approx 2$ 和 $z < 0.5$	$RM + R-L$ 关系	$\Gamma = (0.41 \pm 0.09)\lg\lambda_{\text{Edd}} + (2.17 \pm 0.07)$	[16]
35	10 个极亮的和 25 个中等亮的射电宁静 AGN	$z = 1.3 \sim 3.2$ 和 $z < 0.5$	$RM + R-L$ 关系	$\Gamma = (0.31 \pm 0.09)\lg\lambda_{\text{Edd}} + (2.11 \pm 0.01)$	[17]
69	X 射线选择的、有宽发射线的射电宁静 AGN	$z = 0 \sim 2$	$RM + R-L$ 关系	$\Gamma = (0.32 \pm 0.05)\lg\lambda_{\text{Edd}} + (2.27 \pm 0.06)$	[18]
71	I 型射电宁静 AGN	$z = 0.04 \sim 2$	$RM + R-L$ 关系	$\Gamma = (0.25 \pm 0.05)\lg\lambda_{\text{Edd}} + (2.48 \pm 0.07)$	[19]
164	从多个文献中收集得到	—	—	$\Gamma = (0.31 \pm 0.01)\lg l_X + (2.48 \pm 0.02)$	[24]
343	SDSS/XMM-Newton 中的射电宁静类星体	$z = 0.1 \sim 4.5$	$RM + R-L$ 关系	$\Gamma = (0.31 \pm 0.06)\lg\lambda_{\text{Edd}} + (1.97 \pm 0.02)$	[21]

注: RM 表示反响映射方法, $R-L$ 表示黑洞到宽线区的距离与连续谱光度之间的关系。

然而, 在对低光度活动星系核开展类似研究时, 人们却发现了不同的相关关系。Gu 和 Cao^[25] 在 2009 年从 Palomar Survey 中选取了 55 个低光度活动星系核样本, 研究了它们的 X 射线本征谱指数与爱丁顿比之间的关系, 同样发现两者具有很好的相关性, 但相关性由正相关变为明显的负相关。结果如图 6 所示, 其中实心圆圈表示塞弗特星系, 空心三角形表示低电离核发射线区, 实线表示拟合结果。为了便于比较, 图中还画了 Shemmer 等人^[16, 17] 在 2006 年 (短划线) 和 2008 年 (点线) 对亮的活动星系核拟合得到的结果。

在 Gu 和 Cao 发现了这一负相关关系之后, 一些陆续开展的研究工作也证实了这一关系。例如, Younes 等人^[26] 在 2011 年选取了 13 个有明显 $H\alpha$ 宽发射线的低电离核发射线区, 利用 XMM-Newton 和 Chandra 望远镜的观测得到 X 射线本征谱指数, 也发现了两者之间存在显著的负相关关系, 如图 7 所示。Kawamuro 等人^[27] 在 2016 年利用 Suzaku 和 Swift/BAT 望远镜系统研究了 10 个低光度活动星系核宽波段 X 射线光谱 (0.5~200 keV), 也发现了这 10 个源 X 射线本征谱指数与爱丁顿比之间满足负相关关系。其他一些工作也发现了类似的负相关关系^[5, 10, 28, 29]。我们把有具体拟合结果的工作整理在表 2 中。

综上所述, 当爱丁顿比较大的时候, 样本活动星系核谱指数与爱丁顿比之间满足正相关关系; 而当爱丁顿比较小的时候, 谱指数与爱丁顿比之间则满足负相关关系; 这两个相关关系形成一个 V 形图像, 其中折点的位置在 $\lambda_{\text{Edd}} \approx 0.01$ 。Yang 等人^[24] 在 2015 年从文献中搜集了一个很大的有 X 射线本征谱指数、光度和黑洞质量测量的活动星系核样本, 研究了

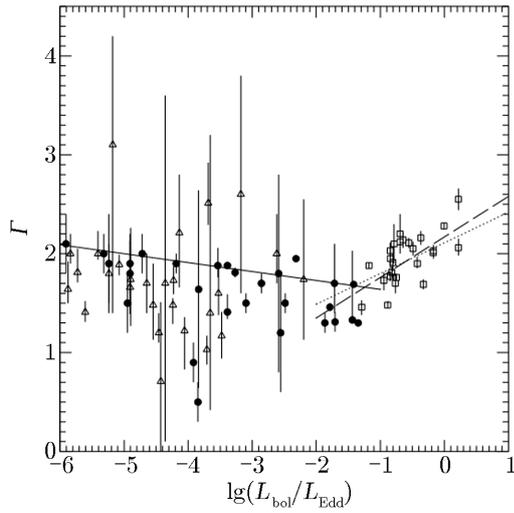


图 6 55 个低光度活动星系核的 Γ - λ_{Edd} 关系^[25]

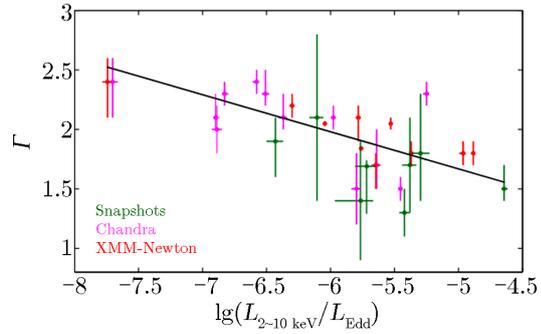


图 7 13 个低电离核发射线区的 Γ - λ_{Edd} 关系^[26]

表 2 低光度活动星系核谱指数与爱丁顿比之间的关系

样本数量	活动星系核属性	距离范围	黑洞质量测量方法	拟合结果	文献
55	27 个 LINERs 和 28 个近邻 Seyfert 星系	$z < 0.05$	从多个文献搜集得到	$\Gamma = (-0.09 \pm 0.03)\lg\lambda_{\text{Edd}} + (1.55 \pm 0.07)$	[25]
13	有 H α 发射线的 LINER 1.9 源	$D < 70$ Mpc	$M_{\text{BH}}-\sigma$ 关系	$\Gamma = (-0.31 \pm 0.06)\lg l_{\text{X}} + (0.11 \pm 0.40)$	[26]
10	Swift/BAT 70-month catalog 中的 LLAGN	$D < 30$ Mpc	从文献中搜集或 $M_{\text{BH}}-\sigma$ 关系	$\Gamma = (-0.13 \pm 0.02)\lg\lambda_{\text{Edd}} + (1.28 \pm 0.07)$	[27]
70	从各个文献中搜集得到	—	—	$\Gamma = (-0.13 \pm 0.01)\lg l_{\text{X}} + (1.27 \pm 0.02)$	[24]
107	ChaMP 中的 LLAGN	$z < 0.5$	$M_{\text{BH}}-\sigma$ 关系	$\Gamma = (-0.27 \pm 0.04)\lg l_{\text{X}} + (0.98 \pm 0.13)$	[28]
53	Ho 等人 (2001) 中的 LLAGN	$D < 70$ Mpc	动力学测量方法	$\Gamma = (-0.18 \pm 0.04)\lg l_{\text{X}} + (0.66 \pm 0.25)$	[10]

X 射线本征谱指数与 X 射线爱丁顿比之间的关系，也证实了这样一个 V 形图像，折点的位置在 $l_X \approx 10^{-3}$ 处。同时，他们还发现，当 X 射线爱丁顿比更低时 ($l_X \leq 10^{-6.5}$)，X 射线本征谱指数几乎保持不变，如图 8 所示，图中不同的符号表示从不同文献选取的源，直线表示拟合结果，具体拟合结果见表 1 和 2。最后还要提一下，Liu 等人^[30]在 2016 年对 XMM-XXL 北天巡天中的 2 512 个活动星系核研究后发现，当爱丁顿比很大时 ($\lg \lambda_{\text{Edd}} \approx -0.5$)，谱指数有变平，甚至变小的趋势。

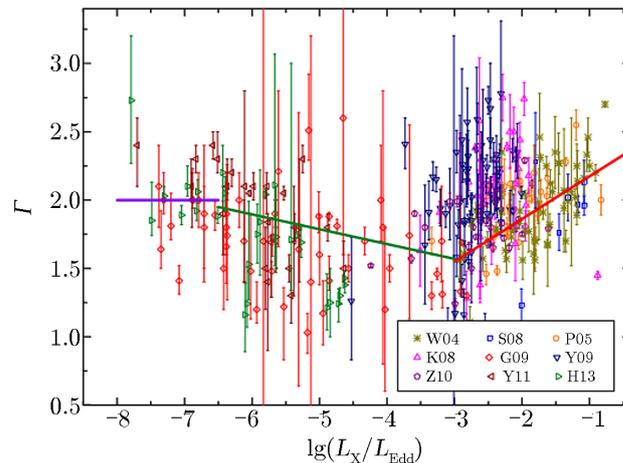


图 8 大样本活动星系核的 Γ 与 l_X 的关系^[24]

2.3 活动星系核个源观测

对于给定的单个活动星系核，在较短的时标内可以认为中央超大黑洞质量是不变的，因此，其爱丁顿光度也是不变的，只需要研究本征 X 射线谱指数与热光度或 X 射线光度之间的关系即可。Sobolewska 和 Papadakis^[31]在 2009 年利用 RXTE 望远镜对 10 个亮的活动星系核进行了长时间的观测 (7~11 a)，每个源有几百甚至一千多条 X 射线光谱。他们发现几乎所有 (9/10) 的源 X 射线本征谱指数随 X 射线流量的增大而增大，如图 9 所示，其中红色叉号表示每次观测结果，黑色的圆点表示做分组平均处理后的结果。除了 NGC 5548 以外，其他源的 X 射线本征谱指数与 X 射线流量都呈现出明显的正相关关系。他们还指出，这一关系对所有满足正相关关系的源都是类似的。然而，Sarma 等人^[32]2015 年在对两个亮的塞弗特星系的研究中发现，尽管每个源 X 射线本征谱指数与 X 射线爱丁顿比都满足正相关关系，但其各自满足的正相关关系差异很大 (见其文中的图 7)。单个亮的活动星系核谱指数与爱丁顿比之间这一正相关关系在其他的一些工作中也得到了证实^[33, 34]。

受观测条件限制，目前对单个低光度活动星系核的长时间 X 射线监测很少。NGC 7213 是第一个被证实 X 射线本征谱指数与 X 射线光度之间存在一个明显负相关关系的源。Emmanoulopoulos 等人^[35]利用 RXTE 望远镜在三年多的时间内对这个源进行了大量观测，得到了这个源谱指数与 X 射线流量之间的负相关关系，如图 10 所示，其中每个数据点是对 45 次观测做分组平均处理后得到的结果。最近，Connolly 等人^[36]利用 Swift 望远镜对

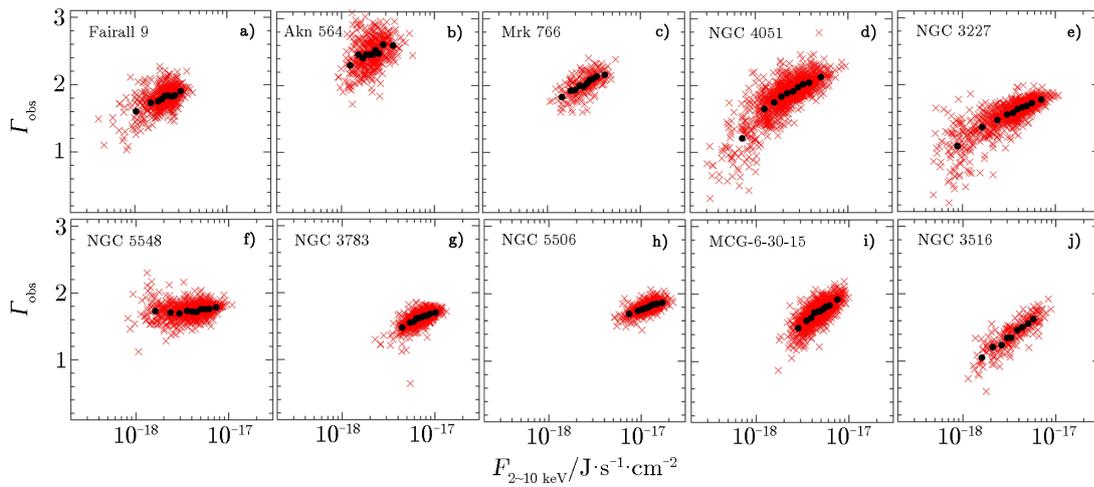


图 9 10 个亮的活动星系核各自 X 射线本征谱指数与 2~10 keV 流量的关系^[31]

Palomar 巡天中的 24 个活动星系核进行了长时间的观测, 研究了它们的光谱变化。他们发现 9 个源的光谱数据足够多, 并且不存在复杂的吸收; 其中 3 个源 X 射线谱指数与 X 射线光度呈现正相关关系, 同时这 3 个源的 X 射线爱丁顿比比较大 ($l_x > 10^{-3}$); 另外的 6 个源的 X 射线本征谱指数与 X 射线光度却呈现出负相关关系, 而这 6 个源的 X 射线爱丁顿比都较小 ($l_x < 2 \times 10^{-4}$)。

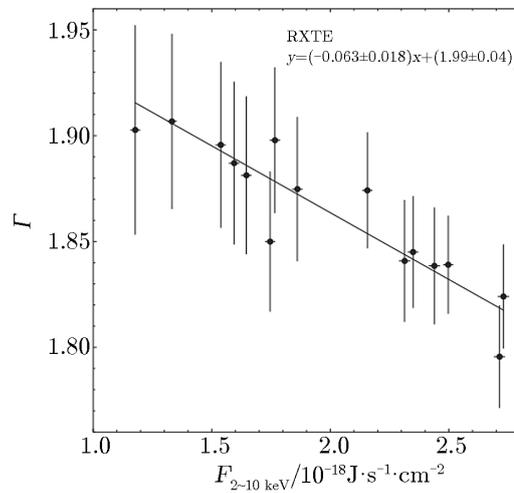


图 10 NGC 7213 满足的 Γ 与 $F_{2\sim 10 \text{ keV}}$ 的关系^[35]

3 理论解释

3.1 最普遍的解释

我们知道, 爱丁顿比的大小在一定程度上可以反映吸积率的大小, 因此在这一章的讨论中对这两个量不加以区分。第 2 章提到的观测结果给出了活动星系核这样一个特征: 当吸积率比较大的时候, 随着吸积率变大, X 射线本征谱指数也变大; 而当吸积率比较小的时候, 随着吸积率变大, X 射线本征谱指数变小, 即构成一个 V 形图像。

对于活动星系核吸积率比较大的情形, 最经典的模型是盘-冕模型 (disk-corona model)。该模型认为, 对于亮的活动星系核 (一般吸积率也比较大), X 射线来自于盘-冕系统, 从吸积盘辐射出来的 UV 软光子被吸积盘上热冕里的电子逆康普顿化, 产生 X 射线光子。随着吸积率的升高, 照射到冕区的吸积盘的流量变大, 因为康普顿冷却效应, 冕会更有效地冷却, 使得产生的高能光子变少。结合式 (1) 可知, 此时谱指数变大。即对于吸积率比较大的情形, 吸积率越大, 谱指数也越大。这一解释在很多对亮的活动星系核的研究中被提到^[17-20]。

当活动星系核吸积率比较小的时候, 由式 (5) 可知, 其辐射出来的能量也比较小, 对应于低光度活动星系核的情形。相比于吸积率较大的情形, 吸积模式发生了变化, 由标准薄盘吸积转变为辐射无效的吸积流 (如引言中提到的径移主导的吸积流或者其变体), 此时同步辐射产生的光子被 ADAF 中的热气体康普顿化成了主要的冷却机制。对于康普顿散射, 有一个重要的物理量——康普顿 Y 参量, 可以表征出射能谱的变化, 定义如下^[37]:

$$Y \equiv \frac{\Delta\epsilon}{\epsilon} \times N = \frac{4kT - \epsilon}{m_e c^2} \text{Max}(\tau_s, \tau_s^2) \quad , \quad (6)$$

其中 $\frac{\Delta\epsilon}{\epsilon}$ 表示每次散射中光子能量的平均相对改变, N 表示光子穿过介质前遭到非弹性散射的平均次数, kT 表示电子平均热运动动能, τ_s 表示散射光深。随着吸积率变大, 吸积物质变多, 径移主导的吸积流的光学光深 τ_s 变大, 而电子温度基本不随吸积率的变化而变化^[38], 由式 (6) 可知, 康普顿 Y 参量也变大; 经过 N 次散射后, 光子能量变为原来的 e^Y 倍, 因此能量高的光子变多, 谱指数变小。即对于吸积率比较小的时候, 随着吸积率的变大, 谱指数变小。这一解释在很多对低光度活动星系核的研究中被提到^[5, 10, 25, 26, 28, 29]。

3.2 其他一些可能的解释

Yang 等人^[24] 在 2015 年提出了耦合的热吸积流-喷流模型来解释 X 射线本征谱指数与爱丁顿比之间的相关关系。在引言里我们提到, 热吸积流包括径移主导的吸积流和明亮热吸积流 (LHAF) 两类。其中 LHAF 是热不稳定的, 又可分为两种情形: 当吸积率不是特别高的时候, 吸积时标比热不稳定性生长时标短, 因此这时 LHAF 保持相对稳定, Yang 等人把这种 LHAF 叫做 type I LHAF; 当吸积率高于某个临界值时, 热不稳定性生长时标比吸积时标短, 热气体中就会产生冷的团块, Yang 等人把这种 LHAF 叫做双相吸积流或者 type II LHAF。他们的模型认为, 当活动星系核光度较小的时候 ($10^{-6.5} \leq l_x \leq 10^{-3}$), 吸积模式是 ADAF+type I LHAF, X 射线辐射来源于单相吸积流, 定性分析和数值模拟都能给出在这种情形下 X 射线本征谱指数和 X 射线爱丁顿比满足一个负相关的关系。同时, 他们还预言

了一个鼓包的存在, 如图 11 所示。当然这一点需要将来更多观测数据的验证。当活动星系核光度较大时 ($l_x \geq 10^{-3}$), 吸积模式是 type II LHAF+ 盘-冕系统, X 射线辐射来源于这种双相吸积流, 这时候 X 射线本征谱指数和 X 射线爱丁顿比满足一个正相关关系。另外, 由图 8 可知, 当活动星系核的光度非常小时 ($l_x \leq 10^{-6.5}$), X 射线本征谱指数几乎保持不变 ($\Gamma \approx 2.1$)。关于这一点, 他们的模型也给出了解释。模型认为, 这时候 X 射线辐射主要来源于喷流, 而不是前面所说的热吸积流; 根据 X 射线本征谱指数的数值, 他们得到喷流中同步辐射电子的幂律谱分布满足 $p_e = 2.2$, 这个值恰好与激波加速理论相吻合。图 11 总结了 Yang 等人对本征 X 射线谱指数与 X 射线爱丁顿比关系的模型解释。

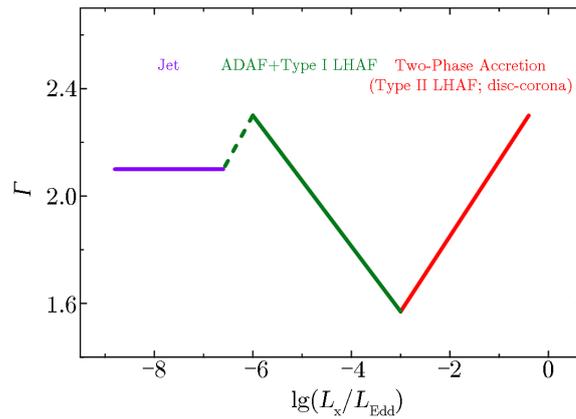


图 11 Yang 等人对 Γ 与 l_x 关系的理论解释^[24]

另外还有一些其他的解释, 例如 Sobolewska 等人^[39] 在 2011 年引入外流 (outflow) 来解释 X 射线本征谱指数与爱丁顿比之间的关系。最后提一下, 在 2.2 节提到, Liu 等人在 2016 年发现, 当爱丁顿比很大时, X 射线本征谱指数有变平, 甚至变小的趋势。他们给出了两种解释: 如果标准薄盘模型和盘-冕系统在爱丁顿比很大时仍然适用, 那么逆康普顿散射过程必然已经饱和; 另一种解释是, 经典的薄盘模型已经不再适用, 取而代之的是厚盘 (slim disk) 模型, 同样也可以解释这一趋势。关于这一点, 我们还需要更多的观测结果来检验。

3.3 黑洞 X 射线双星的观测结果及理论解释

黑洞 X 射线双星 (black hole X-ray binary, 简称 BHXB) 也是常见的一类天体, 由一个伴星和从伴星吸积气体的恒星质量黑洞组成, 根据 X 射线光谱形状和光度可以分为五种不同的态: 宁静态 (quiescent state)、低硬态 (low/hard state)、中间态 (intermediate state)、高软态 (high/soft state) 和甚高态 (very high state)。1998 年 Narayan 等人^[38] 认为这些不同的光谱状态可以通过薄盘结合径移主导的吸积流模型来解释, 见其文中图 11。对黑洞 X 射线双星的观测表明, 其 X 射线本征谱指数与爱丁顿比之间也存在一个类似的 V 形关系^[9, 24, 40]: 当 X 射线双星系统处在高软态时, 爱丁顿比较大, 且随着爱丁顿比变大, X 射线本征谱指数变大; 而当其处在低硬态时, 爱丁顿比较小, 且随着爱丁顿比变大, X 射线本征谱指数变小。另外, 当爱丁顿比非常小时, X 射线本征谱指数基本保持不变。

尽管物理尺度相差了 5~8 个数量级, 活动星系核和黑洞 X 射线双星系统的吸积物理过程却是类似的。前面提出的有关活动星系核理论解释也都可以用来解释黑洞 X 射线双星的观测结果, 如 Yang 等人^[24] 2015 年提出的耦合的热吸积流-喷流模型, 通过改变一些模型参数也可以很好地解释黑洞 X 射线双星的观测结果。还有一些其他的研究工作也很好地解释了黑洞 X 射线双星的观测结果, 如 Qiao 和 Liu^[41] 在 2013 年提出的吸积盘蒸发/凝结模型。他们认为, 当吸积率比较大的时候, 吸积流的形式是内部的吸积盘和冕加上外部的径移主导吸积流; 当吸积率比较小的时候, 内部的吸积盘消失, 吸积流以径移主导的吸积流的方式存在。

4 相关讨论

4.1 误差讨论

由 2.1 节我们知道, 要得到 X 射线本征谱指数与爱丁顿比之间的关系, 需要知道三个物理量: 活动星系核 X 射线本征谱指数、热光度和中央超大黑洞质量。因此, 误差主要来源于这三个物理量的测量误差, 以及这一关系本身存在的误差。下面对此分别进行讨论。

首先讨论 X 射线本征谱指数的误差。X 射线本征谱指数是通过使用一些经验模型来对 X 射线光谱进行拟合而得到的。由 2.1 节我们知道, 幂律谱是活动星系核 X 射线光谱的一个很重要的成分。但是大部分时候一个单纯的幂律谱并不能很好地拟合活动星系核 X 射线光谱, 往往需要加入一些其他成分, 如软超 (soft excess) 成分、吸收 (absorber) 成分、康普顿反射 (Compton reflection) 成分、铁荧光 (Fe fluorescence) 成分等, 因此, 对 X 射线光谱拟合的具体模型可以多种多样。例如, Connolly 等人^[36] 在 2016 年采用的模型就有单纯的幂律谱、带中性吸收的幂律谱、带中性吸收的幂律谱加上热气体、带电吸收的幂律谱、部分遮蔽的幂律谱等; Brightmann 等人^[42] 在 2016 年采用的模型是 torus 和 mytorus 模型。即使是对于同一个源, 如果采用不同的模型进行拟合, 得到的本征 X 射线谱指数往往会有一定的偏差, 这是 X 射线本征谱指数误差的一个重要来源。Yang 等人在 2015 年研究的是一个很大的活动星系核样本, 其数据是从多个文献中搜集来的, 势必会带来不同文献采用不同模型进行光谱拟合可能引入的系统偏差。另一方面, X 射线光谱数据本身会带来误差, 这一点在数据质量不是很好或者数据信噪比不是很高的时候尤为明显: 活动星系核越暗, 接收到的 X 射线光子越少, 拟合得到的 X 射线本征谱指数的误差也越大。我们利用带中性吸收的幂律谱模型对 4 Ms 钱德拉深场南天 (Chandra Deep Field-South, 简称 CDF-S)^[43] 里的几百个活动星系核进行 X 射线光谱拟合发现: 光子数很多时 (多于 3 000 个), X 射线本征谱指数误差在 0.05 左右; 光子数不太多时 (1 000 个左右), 误差在 0.1 左右; 光子数较少时 (少于 200 个), 误差就很大, 甚至达到了 1.0。

热光度的误差也会影响 X 射线本征谱指数与爱丁顿比之间的关系。由 2.1 节我们知道, 一般有两种方法得到活动星系核的热光度。一种方法是利用宽波段能谱拟合得到热光度^[14], 一般可以通过能谱分解拟合, 得到活动星系核成分和宿主星系成分的分别贡献。此方法要求使用两套模板——星系模板和活动星系核模板。用这种方法得到热光度误差较小, 相对来说

也比较准确, 但这种方法对数据要求较高, 需要有比较多的多波段测光数据, 同时模型和拟合过程也比较复杂。另一种方法是利用一个可以表征活动星系核本征光度的某种光度来计算热光度: 经常使用的有 2~10 keV 光度、O III 发射线光度、5 100 Å 光度等, 其中 2~10 keV 光度使用得最多; 由热改正因子 $\kappa_{2\sim 10 \text{ keV}}$ 结合公式 $L_{\text{bol}} = \kappa_{2\sim 10 \text{ keV}} L_{2\sim 10 \text{ keV}}$ 就可以得到热光度。但即使我们能很准确地得到活动星系核 2~10 keV 的本征光度, 也很难准确地得到热改正因子; 另外, 不同研究者所采用的热改正因子往往差别很大。例如, Gu 和 Cao 在 2009 年采用统一的热改正因子 $\kappa_{2\sim 10 \text{ keV}} = 20$ 。而 Vasudevan 和 Fabian^[15] 在 2007 年的研究工作中发现, 对于活动星系核, 热改正因子的弥散很大, 有时甚至可以相差两个数量级。他们同时还发现热改正因子与爱丁顿比之间也有一个很好的相关关系: 当爱丁顿比小于 0.1 时, 热改正因子约为 15~25, 而当爱丁顿比大于 0.1 时, 热改正因子约为 40~70。因此, 想知道爱丁顿比, 需要知道热改正因子的值, 同时热改正因子又与爱丁顿比相关。这里也许可以考虑通过迭代的方法来计算爱丁顿比。

计算爱丁顿比还需要知道中央超大黑洞质量。对黑洞质量的测量一直是天文学界十分关心的问题。测量活动星系核中央超大黑洞质量有很多方法^[44], 最常用且可靠的是反响映射 (reverberation mapping): 利用宽发射线光变相对于连续谱光变的延迟 (得到宽线区到中央超大黑洞的距离) 和发射线的半高全宽 (得到宽线区云团的绕行速度), 结合位力定理 (virial theorem) 来估算中央超大黑洞质量。显然, 这种方法需要对目标源进行长时间的频繁观测, 只能在很少的一部分活动星系核中实现。观测中, 人们发现宽线区到中央超大黑洞距离的平方与连续谱光度存在很好的线性关系 (即 $R-L$ 关系)^[45, 46]。利用这一关系, 并结合反响映射的原理, 通过一次光谱观测就可以估算出中央超大黑洞的质量, 使用的公式如下:

$$\lg M_{\text{BH}} = A \lg FWHM(\text{H}\beta) + B \lg(\lambda L_{5100 \text{ \AA}}) + C, \quad (7)$$

当然, 还可以用其他发射线和连续谱波长光度, 如用 Mg II 发射线和 3 100 Å 光度。用这一方法 ($RM + R-L$ 关系) 估算出来的黑洞质量误差大约在 0.4 dex。另外还有一些其他方法求中央超大黑洞质量, 如利用一些比例关系 (scaling relationship), 最著名的是黑洞质量与核球恒星速度弥散 ($M_{\text{BH}}-\sigma_*$) 关系, 还有黑洞质量与核球质量 ($M_{\text{BH}}-M_{\text{bulge}}$) 关系等。最近, 研究者还发现, 利用 X 射线光变曲线也可以估算黑洞质量^[47]。不管用什么方法, 黑洞质量的误差都是不可忽略的。如果黑洞质量测量不准确, 可以认为由此得到的 X 射线本征谱指数与爱丁顿比之间的关系很可能是不太可靠的 (至少具有较大的不确定性)。

为减小上述物理量误差, 比较好的解决方法是构建一个比较完善的、有黑洞质量测量的射电宁静活动星系核样本, 用统一的 X 射线光谱模型拟合得到它们的 X 射线本征谱指数和本征 X 射线光度, 然后用热改正和 SED 拟合两种方法得到热光度, 再取其平均值。除了这三个物理量的误差, X 射线本征谱指数与爱丁顿比关系本身也存在不确定度。由 2.2 节我们知道, 每个源满足的关系差异性可能很大^[32], 有时候单个源满足的关系可以与样本活动星系核满足的关系相差甚远^[36]。存在如此大的差异可能是目标源观测的时间不够长, 短时间的光变更多由吸积盘的热不稳定性主导, 还有可能是这一关系本身就存在很大的差异。现在看来, 后者的可能性更大。如果是这样, 必然会导致样本活动星系核谱指数与爱丁顿比之间的相关

性变差。除了上述提到的误差外, 还有其他一些因素会影响 X 射线本征谱指数与爱丁顿比关系, 如软超成分的影响、红移引入的相关性、一些特殊类型的活动星系核的影响等^[19]。

除了数据本身带来的挑战外, 这一关系也对吸积模型提出了很多挑战, 因为吸积模型必须要能解释观测到的 V 形图像关系, 同时模型参数必须要在合理的范围内^[24]。在辐射无效吸积流的假设下, 有一些对低爱丁顿比情形下 X 射线本征谱指数与爱丁顿比关系的数值模拟研究, 如 Ball 等人^[48] 在 2001 年发展出来的对流主导的吸积流模型 (convection dominated accretion flow, 简称 CDAF), 就预言了两者之间存在负相关关系。但目前基本上认为对流主导的吸积流在现实环境下不存在。磁流体 (MHD) 数值模拟发现, 对流是被严重抑制的^[49], 而吸积率的降低主要是由于外流的存在^[50]。Emmanoulopoulos 等人^[35] 在其 2012 年工作的讨论部分提到, 喷流的存在也可以解释 NGC 7213 越亮越硬的现象, 而这一现象在耀变体 (blazar) 中也很常见^[51-53], 能够在喷流的同步辐射自康普顿散射模型框架下得到解释。正如第 3 章所言, 目前对这一关系的不同解释有很多, 究竟哪种模型最有可能、最合理, 需要理论工作者更多、更细致的工作。

4.2 相关应用

这一节我们讨论 X 射线本征谱指数与爱丁顿比关系的相关应用。

(1) 利用这个关系估算黑洞质量。通过 X 射线光谱观测, 可以得到源的 X 射线本征谱指数和 2~10 keV 本征光度, 利用本征 X 射线谱指数与 X 射线爱丁顿比之间的关系, 可以估算中央超大黑洞质量。由图 8 可知, 此方法需要事先知道 X 射线爱丁顿比的大致范围, 从而确定用哪一段关系。可以先取活动星系核黑洞质量的典型值 $M_{\text{BH}} \approx 10^9 M_{\odot}$, 得到 X 射线爱丁顿比的先验值。Jang 等人^[10] 在 2014 年把用这种方法得到的黑洞质量与用比较精确的动力学方法得到的黑洞质量进行比较, 发现两者具有较好的一致性, 两者误差在 1 dex 内。用这种方法可以对一个大样本活动星系核的黑洞质量进行大致估计。显而易见, 暂时还很难用这种方法比较准确地估算某一个活动星系核的黑洞质量。这一点在上一小节的误差讨论中也有所提及。

(2) 估算康普顿厚 (Compton thick) 活动星系核的生长率。对于康普顿厚源, 由于剧烈的遮蔽效应, 很难准确地得到其热光度, 因此对于康普顿厚源很难得到其生长率。Brightman 等人^[42] 在 2016 年利用 torus 模型对 12 个已知黑洞质量的康普顿厚源的 X 射线光谱进行拟合, 得到本征 X 射线谱指数和 X 射线光度。结合简单的热改正发现, 对于这类高度遮蔽的活动星系核, X 射线本征谱指数和爱丁顿比满足一个与未遮蔽活动星系核类似的关系, 因此他们提出 X 射线本征谱指数可以作为衡量康普顿厚源生长率大小的指标。当然, 由于关系本身存在很大的误差, 所以他们也建议把这种方法应用在比较大的样本活动星系核中。

(3) 帮助人们更好地理解黑洞吸积的物理过程。根据 3.1 节, 随着吸积率的降低, 吸积物理过程也发生了相应的变化, 由原来的薄盘吸积变为径移主导的吸积流, 从而产生了观测到的 X 射线本征谱指数与爱丁顿比之间的 V 形关系。当然, 观测还可以告诉我们更多。例如, Gu 和 Cao 在 2009 年对低光度活动星系核辐射机制的讨论表明, 径移主导的吸积流中电子的温度大约在 $10^9 \sim 10^{10}$ K 的范围, 因此低光度活动星系核 2~10 keV 的 X 射线辐射可能

来源于康普顿化过程 (Comptonization), 也可能来源于轫致辐射过程 (bremsstrahlung)。然而, 由轫致辐射模型得到的 X 射线本征谱指数 Γ 大约为 1, 而观测到的 X 射线本征谱指数大约为 1.5~2.0, 因此他们认为低光度活动星系核 2~10 keV 的 X 射线辐射主要来源于康普顿化过程^[25]。另外, 利用观测到的关系还可以帮助我们限制吸积物理模型的参数范围。例如, Yang 等人在 2015 年提出的耦合热吸积流-喷流模型含有一些参数, 如粘滞系数 α 、磁场参数 β 、电子加热参数 δ 等。观测数据会对这些参数产生一定的限制, 从而帮助我们更好地理解吸积物理过程^[24]。

4.3 其他一些相关的关系

除了上述的 X 射线本征谱指数与爱丁顿比之间的关系, 人们还发现了一些其他吸积物理量之间的关系。例如, 2011 年 Xu^[54] 研究了低光度活动星系核光学/紫外到 X 射线谱指数 α_{oX} 与爱丁顿比之间的关系, 其中 α_{oX} 定义如下:

$$\alpha_{\text{oX}} = -\frac{\lg L_{\nu}(2500 \text{ \AA})/L_{\nu}(2 \text{ keV})}{\lg \nu(2500 \text{ \AA})/\nu(2 \text{ keV})}, \quad (8)$$

他们的研究发现, 对于低光度活动星系核, 这一谱指数和爱丁顿比也满足一个很好的负相关关系, 与亮的活动星系核观测到正相关关系刚好相反; 这一结果也同样支持径移主导的吸积流作为低光度活动星系核的吸积模式。Fanali 等人^[19] 在 2013 年研究了四个表征 X 射线辐射特点的物理量: X 射线谱指数 (Γ)、热改正因子 (K_{bol})、光学/紫外到 X 射线谱指数 (α_{oX})、盘/冕流量比 ($L_{\text{disk}}/L_{\text{corona}}$), 与表征吸积率的两个物理量: 绝对吸积率 (\dot{M})、爱丁顿比 (λ_{Edd}) 之间的关系, 除了得到 X 射线本征谱指数与爱丁顿比之间有很好的关系, 还发现热改正因子与爱丁顿比之间有很好的相关性, 证实了 Fabian 等人 2007 年的工作。而光学/紫外到 X 射线谱指数更依赖于绝对吸积率^[19]。对各种不同吸积物理量之间关系的研究也可以帮助我们更好地了解吸积物理过程。

5 总结与展望

本文总结了近些年来对活动星系核 X 射线本征谱指数与爱丁顿比关系研究的观测结果, 同时给出了目前对这一关系的可能理论解释, 最后还对该关系的不确定度以及可能的相关应用进行了讨论, 具体如下:

(1) 由 2.2、2.3 节可以得知, 无论是对于样本活动星系核还是单个活动星系核, 人们都发现, 当爱丁顿比较小, 活动星系核本征 X 射线谱指数与爱丁顿比之间存在一个负相关关系; 而当爱丁顿比较大的时候, 两者则存在一个正相关关系, 即形成一个 V 形图像。

(2) 在 X 射线黑洞双星系统中, 人们也观察到类似的关系, 因此我们有理由相信两种不同物理尺寸的系统经历了类似的吸积物理过程。由 3.1 节可知, 随着吸积率的降低, 标准的盘-冕模型将被径移主导的吸积流取代, 即吸积模式发生了变化, 这样的理论模型可以很好地解释观测到的现象。

(3) 第 4 章的相关讨论表明, 这一相关关系弥散较大, 有很多的误差来源, 因此一般只能用在大量活动星系核的研究当中, 如果要用到单个源中, 则尤其需要谨慎。

众所周知, 对宇宙中各种现象的不懈探索是天文学家的使命。自然地, 对这一相关关系的研究还有很多工作值得去做。

(1) 构建一个相对完善的、红移覆盖范围尽可能大的活动星系核样本 (如利用 7 Ms CDF-S^[55] 中的活动星系核样本), 用统一的方法得到 X 射线谱指数和爱丁顿比, 进而研究它们之间的关系, 甚至可以研究这一关系是否会随着红移演化、是否会受到活动星系核宿主星系形态差异的影响等。

(2) 通过更多的观测数据来验证、限制模型。例如, 当爱丁顿比非常小的时候, 谱指数是否几乎保持常数不变; 而当爱丁顿比很大的时候, 谱指数是否又有再次变小的趋势; 另外, 有的模型还预言, 在爱丁顿比较小范围内, 这一相关关系可能会存在一个鼓包 (见 3.2 节), 这也同样需要更多的数据来检验。

(3) 如何进一步提高这一相关关系的精确程度, 使得利用该关系较为可靠地求出样本活动星系核的一些重要物理量 (如中央超大黑洞质量、吸积率等, 见 4.2 节) 成为可能, 从而更好地理解活动星系核的物理本质和演化过程。

参考文献:

- [1] Schmidt M. *Nature*, 1963, 197: 1040
- [2] Antonucci R. *ARA&A*, 1993, 31: 473
- [3] Netzer H. *ARA&A*, 2015, 53: 365
- [4] Beckmann V, Shrader C R. *Active Galactic Nuclei*. Germany: Wiley-VCH Verlag GmbH, 2012: 350
- [5] Hernández-García L, González-Martín O, Márquez I, et al. *A&A*, 2013, 556: A47
- [6] Ho L C. *ARA&A*, 2008, 46: 475
- [7] Maoz D. *MNRAS*, 2007, 377: 1696
- [8] Yuan F, Narayan R. *ARA&A*, 2014, 52: 529
- [9] Yuan F, Taam R E, Misra R, et al. *ApJ*, 2007, 658: 282
- [10] Jang I, Gliozzi M, Hughes C, et al. *MNRAS*, 2014, 443: 72
- [11] Brandt W N, Alexander D M. *A&A Rev.*, 2015, 23: 1
- [12] Narayan R, Yi I. *ApJ*, 1994, 428: L13
- [13] Haardt F, Maraschi L. *ApJ*, 1991, 380: L51
- [14] Sun M, Trump J R, Brandt W N, et al. *ApJ*, 2015, 802: 14
- [15] Vasudevan R V, Fabian A C. *MNRAS*, 2007, 381: 1235
- [16] Shemmer O, Brandt W N, Netzer H, et al. *ApJ*, 2006, 646: L29
- [17] Shemmer O, Brandt W N, Netzer H, et al. *ApJ*, 2008, 682: 81
- [18] Brightman M, Silverman J D, Mainieri V, et al. *MNRAS*, 2013, 433: 2485
- [19] Fanali R, Caccianiga A, Severgnini P, et al. *MNRAS*, 2013, 433: 648
- [20] Wang J M, Watarai K Y, Mineshige S. *ApJ*, 2004, 607: L107
- [21] Risaliti G, Young M, Elvis M. *ApJ*, 2009, 700: L6
- [22] Zhou X L, Zhao Y H. *ApJ*, 2010, 720: L206
- [23] Wu J, Vanden Berk D, Grupe D, et al. *ApJS*, 2012, 201: 10
- [24] Yang Q X, Xie F G, Yuan F, et al. *MNRAS*, 2015, 447: 1692

- [25] Gu M, Cao X. MNRAS, 2009, 399: 349
- [26] Younes G, Porquet D, Sabra B, et al. A&A, 2011, 530: A149
- [27] Kawamuro T, Ueda Y, Tazaki F, et al. ApJ, 2016, 831: 37
- [28] Constantin A, Green P, Aldcroft T, et al. ApJ, 2009, 705: 1336
- [29] Gültekin K, Cackett E M, Miller J M, et al. ApJ, 2012, 749: 129
- [30] Liu Z, Merloni A, Georgakakis A, et al. MNRAS, 2016, 459: 1602
- [31] Sobolewska M A, Papadakis I E. MNRAS, 2009, 399: 1597
- [32] Sarma R, Tripathi S, Misra R, et al. MNRAS, 2015, 448: 1541
- [33] McHardy I M, Papadakis I E, Uttley P. Nuclear Physics B Proceedings Supplements, 1999, 69: 509
- [34] Lamer G, McHardy I M, Uttley P, et al. MNRAS, 2003, 338: 323
- [35] Emmanoulopoulos D, Papadakis I E, McHardy I M, et al. MNRAS, 2012, 424: 1327
- [36] Connolly S D, McHardy I M, Skipper C J, et al. MNRAS, 2016, 459: 3963
- [37] 尤峻汉. 天体物理中的辐射机制. 北京: 科学出版社, 1998
- [38] Narayan R, Mahadevan R, Quataert E. In: Abramowicz M A, Björnsson G, Pringle J E, eds. Theory of Black Hole Accretion Disks. 1998: 148
- [39] Sobolewska M A, Papadakis I E, Done C, et al. MNRAS, 2011, 417: 280
- [40] Wu Q, Gu M. ApJ, 2008, 682: 212
- [41] Qiao E, Liu B F. ApJ, 2013, 764: 2
- [42] Brightman M, Masini A, Ballantyne D R, et al. ApJ, 2016, 826: 93
- [43] Xue Y Q, Luo B, Brandt W N, et al. ApJS, 2011, 195: 10
- [44] Kormendy J, Ho L C. ARA&A, 2013, 51: 511
- [45] Kaspi S, Maoz D, Netzer H, et al. ApJ, 2005, 629: 61
- [46] Bentz M C, Denney K D, Grier C J, et al. ApJ, 2013, 767: 149
- [47] Kelly B C, Treu T, Malkan M, et al. ApJ, 2013, 779: 187
- [48] Ball G H, Narayan R, Quataert E. ApJ, 2001, 552: 221
- [49] Stone J M, Pringle J E. MNRAS, 2001, 322: 461
- [50] Yuan F, Bu D, Wu M. ApJ, 2012, 761: 130
- [51] Krawczynski H, Hughes S B, Horan D, et al. ApJ, 2004, 601: 151
- [52] Gliozzi M, Sambruna R M, Jung I, et al. ApJ, 2006, 646: 61
- [53] Zhang Y H, Treves A, Maraschi L, et al. ApJ, 2006, 637: 699
- [54] Xu Y D. ApJ, 2011, 739: 64
- [55] Luo B, Brandt W N, Xue Y Q, et al. ApJS, 2017, 228: 2

Research Progress on the Correlation Between X-ray Intrinsic Photon Index and Eddington Ratio in Active Galactic Nuclei

NI Jia-yang^{1,2}, XUE Yong-quan^{1,2}

(1. Department of Astronomy, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China; 2. Key Laboratory for Researches in Galaxies and Cosmology, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230026, China)

Abstract: Active galactic nuclei (AGN) are galaxies that have strong activities at their centers. Due to continual progress in observational technologies, a wide variety of researches

on AGN have been carried out, leading to profound understanding of the nature of AGN. This paper collects and summarizes recent observational results about the correlation between X-ray intrinsic photon index and Eddington ratio in AGN, which present a V-shape correlation: as the Eddington ratio decreases continuously, such a correlation changes from being positive into being negative. It is generally believed that these observational results reflect that, as the accretion rate decreases, the black hole accretion mode changes as well, from the original standard thin disk into radiatively inefficient accretion flow. This indicates that the very basic AGN unification models based on the standard thin accretion disk have to be modified in order to well explain some observed properties of the low-luminosity AGN, although those models enjoy great success in explaining many observations of the AGN with higher luminosities. In the future, it is possible to use this correlation (if refined further) to estimate some important AGN parameters such as the black hole mass and accretion rate, which will facilitate our better understanding of the radiation mechanisms and evolution of AGN. Finally, this paper is concluded with some future prospects in this research field.

Key words: AGN; X-ray astronomy; accretion physics