

慧眼科学卫星测量黑洞基本参数的研究概述*

王 伟[†] 朱海帆

(武汉大学物理科学与技术学院天文学系 武汉 430072)

摘要 系统梳理了黑洞基本参数—质量和自旋的主要测量方法,并简要介绍了黑洞双星系统距离的测量技术.通过实例分析,展示了距离精确测量对黑洞基本参数校正的重要性.从动力学测量、能谱拟合和准周期振荡(Quasi-Periodic Oscillation, QPO) 3个角度探讨了3种常见的黑洞质量测量方法,并结合实际观测结果,阐明了这些方法的具体应用及其局限性.在自旋测量方面,聚焦于慧眼卫星的研究成果,深入解析了热连续谱拟合和反射成分拟合两种方法,强调了慧眼卫星在黑洞自旋研究中的关键作用.详实剖析这两种方法的理论基础、模型假设以及适用范围,并通过实例简要呈现了它们的测量过程,给出了各自在使用过程中常用的模型,同时也显示出了慧眼卫星在使用这些方法测量自旋方面的作用和优势.

关键词 黑洞物理, X射线: 双星, 吸积盘, 辐射机制

中图分类号 P142; **文献标识码**: A

1 引言

黑洞作为物理和天文学研究的独特实验室,为我们提供了一窥宇宙奥秘的机会,开启了观测一系列最基本天体物理现象的大门.这包括了一些极为重要且复杂的现象,如吸积、相对论喷流以及伽马射线暴的生成.这些现象在黑洞周围发生,是天体物理学研究中的重要焦点.从双星系统到超亮X射线源、星系以及类星体等各种尺度,对黑洞的研究都是至关重要的一环.恒星级质量的黑洞被认为是最理想的研究对象,因为它们提供了独特又相对可靠的样本,有助于深入探讨和理解这些天体物理现象.黑洞在天体物理学中仅由两个参数所表征,即质量和自旋.这使得对于黑洞质量和自旋的深入了解对于解析强引力场中的时空结构至关重要.质量和自旋不仅决定了黑洞周围时空的性质,而且对于各种引力现象的发生方

式起着关键作用.因此,通过对这两个关键参数的精确了解,我们不仅能够更全面地理解黑洞在宇宙中的行为,也会对我们理解恒星的演化有极大的帮助.

准确测量黑洞质量对于验证大质量原恒星、Ibc型超新星爆发以及双星演化模型等至关重要^[1-4].其中比较著名的有质量缺失的问题:在观测到的致密天体的质量分布上发现最大中子星质量 $3M_{\odot}$ 和黑洞质量分布的末端 $5M_{\odot}$ 之间存在显著的质量缺失^[5-6],但是质量缺失是否真实存在也存在争议. Kreidberg等^[7]认为在分析的时候忽略了一个重要的系统误差源,质量缺失很可能是对倾角的低估造成的.通过在GRO J0422+32中根据倾角估计的偏差来修正黑洞质量,发现该黑洞可能位于质量缺失中.然而,他们还指出,如果排除了这个源的分析,先前的结论仍然成立.另一方面, Belczynski等^[3]认为质量缺失可能是真实存在的,

2024-10-11收到原稿, 2024-12-30收到修改稿

* 国家自然科学基金项目(12133007)、国家重点研发计划(2021YFA0718503)资助

[†] wangwei2017@whu.edu.cn

它可能揭示了有关超新星爆炸模型的新理论. Kochanek^[8]提出一个基于 $16\text{--}25 M_{\odot}$ 范围内红超巨星不作为IIp型超新星前身星的替代解释: 由于这些庞大恒星的氢气包层较弱, 它们会排出外层, 留下一个具有与恒星氦核相同质量($5\text{--}8 M_{\odot}$)的黑洞. 这可以解释在 $16\text{--}25 M_{\odot}$ 范围内超新星前身星的缺失以及质量缺失的存在. 对于黑洞质量的精确测量是解决质量缺失问题的关键.

自旋也是追踪黑洞形成和演化的重要参数. 今天我们在银河系X射线双星系统中发现的恒星级质量黑洞是通过大质量恒星的核心坍缩形成的. 在这种情况下, 这些黑洞的自旋信息可以反映在恒星核心坍缩期间所发生的物理过程. 黑洞的演化过程, 特别是其自旋始于恒星的引力坍缩, 给黑洞赋予了非零自旋. 初始自旋状态取决于原始恒星的角动量和演化中旋转恒星核心坍缩的磁流体动力学. 黑洞的自旋还会因并合而改变. 此外, 通过吸积附近物质(如等离子体和气体), 自旋也可以增长. Gammie等^[9]基于相对论坍缩计算得到的黑洞自旋的范围约在 $0.7\text{--}0.9$, 另外给出了相对论磁流体动力学模型的结果, 这些模型描述了旋转黑洞的吸积过程. 这些结果显示, 吸积不一定导致接近极端自旋, 即使是薄盘吸积也可能无法产生接近于1的自旋. 相比较而言, 当前所有测量自旋的方法(除了涉及引力波的方法之外, 未来可能的方法)都利用吸积盘来推断黑洞的自旋. 两种最常用的方法包括反射成分拟合和连续谱拟合. 这两种方法都假设几何薄盘且盘的辐射效率很高, 并且拟合的辐射基本上在内稳定圆轨道内终止. Yan等^[10]整理了当前对黑洞自旋测量的结果, 发现存在明显的双峰分布(自旋分别在 0.17 和 0.8 处), 他们认为低自旋黑洞(< 0.3)类似于中子星低质量X射线双星, 其中致密天体通过低水平的吸积使自旋增加; 而高自旋黑洞(> 0.5)曾经经历过一个短暂的超临界吸积态使得黑洞的自旋急剧增加. 以上两种情况最终产生了他们得到的双峰分布. 对于自旋的精确以及更加广泛的测量能够让我们更好地理解黑洞的形成以及演化过程.

慧眼卫星于2017年6月15日在中国西北部的酒泉卫星发射中心成功发射, 成为中国首颗X射线天文

卫星, 中文名称为纪念何泽慧院士而得名, 英文名称为Insight Hard X-ray Modulation Telescope, 简称Insight-HXMT. 其运行在近地轨道, 轨道高度为 550 km , 倾角为 43° . 慧眼卫星的主要科学目标包括: 搜寻银盘面上新的暂现源, 监测已知的变源; 观测X射线双星以研究强引力场或强磁场中的运动和辐射机制; 监测研究伽马射线暴和引力波电磁对应体. 为满足科学观测的需求, 该卫星具有3种姿态控制模式. 第1种为全天巡天模式: 遮阳板垂直于太阳方向, 卫星绕太阳方向缓慢旋转, 使地球位于望远镜的视场之外. 在这种模式下, 可以在半年内覆盖整个天空. 第2种为指向观测模式: 卫星以三轴稳定模式运行, 望远镜的光轴指向观测目标并持续一定的时间. 第3种为小区域扫描模式: 望远镜的光轴按照计划轨迹缓慢变化, 以覆盖特定的天空区域. 慧眼卫星搭载了3个望远镜: 低能望远镜总探测面积 384 cm^2 , 观测能段为 $1\text{--}12 \text{ keV}$, 时间分辨率为 1 ms ; 中能望远镜总探测面积 952 cm^2 , 观测能段为 $8\text{--}35 \text{ keV}$, 时间分辨率为 $255 \mu\text{s}$; 高能望远镜总探测面积 5100 cm^2 , 观测能段为 $20\text{--}350 \text{ keV}$, 时间分辨率为 $4 \mu\text{s}$ ^[11].

慧眼卫星观测的主要优点有覆盖能段宽、在高能X射线能段的有效面积大、时间分辨率高、探测死时间很小、对强源观测没有光子堆积效应等. 自慧眼卫星在轨稳定运行以来, 在多个领域取得了丰硕的成果, 尤其是在对X射线双星的研究中取得了重大进展, 例如对黑洞双星系统爆发演化图像的构建和完善、黑洞爆发演化的准周期振荡(Quasi-Periodic Oscillation, QPO)和时变研究^[12–14]、黑洞基本性质以及吸积盘冕结构的研究^[15–20]. 本文主要结合慧眼卫星的研究成果介绍了对黑洞基本参数、质量和自旋的测量方法. 其中对于黑洞质量的测量主要使用动力学方法、能谱拟合以及准周期振荡3种, 对于自旋的测量主要有热连续谱拟合和反射成分拟合.

2 距离的测量

距离的测定对黑洞基本参数的测量至关重要, 例如质量和光度的计算以及通过热连续谱方法测量黑洞自旋. 因此, 在讨论黑洞的质量和自旋测量

之前,我们将简要概述距离测量方法,并对后文提到的几个源的距离测量结果进行简要介绍. 黑洞X射线双星系统的距离通常通过研究可见星的光学/红外光谱来估算^[21]. 此外,还可以利用喷流的视向速度来对距离给出上限^[22]. 距离下限则可以通过测量星际消光^[23]或者HI吸收线^[24]来估算. X射线尘埃散射晕也被用于约束部分黑洞X射线双星系统的距离^[25]. 然而,这些方法都依赖于模型,并涉及某些假设.

唯一不依赖模型的距离测定方法是高精度的三角视差测量. 然而,由于这些系统的典型距离通常为数千秒差距,仅能通过甚长基线干涉仪(Very-long-baseline interferometry, VLBI)或诸如Gaia (Global Astrometric Interferometer for Astrophysics)卫星^[26]这样的设备进行高精度观测. Gaia在对银河系平面内的黑洞X射线双星系统进行高精度测量时,可能会受到高消光和爆发期外光学亮度较低的限制. 此外, Gaia的视差测量存在一个全局零点偏差^[27-29],其具体幅度仍然存在争议. 因此,对处于爆发期的黑洞X射线双星系统进行针对性的VLBI天体测量观测仍然至关重要. 在目前观测到的黑洞X射线双星系统候选体中,仅有V404 Cyg^[30]、Cygnus X-1^[31]、Cygnus X-3和GRS 1915+105^[32]等系统具有较为准确的视差测量结果.

Atri等^[33]利用甚长基线阵列(Very Long Baseline Array, VLBA)和欧洲甚长基线干涉测量网络(European VLBI Network, EVN),对黑洞X射线双星系统MAXI J1820+070的视差进行了精确测量,并且给出了模型无关的距离估算,测得的视差为 (0.348 ± 0.033) mas,对应的距离为 (2.96 ± 0.33) kpc. 这一距离表明,在其爆发峰值时,该源达到了爱丁顿光度的 $15\% \pm 3\%$. 此外,利用这一距离对之前研究得到的喷流倾角、喷流速度和黑洞质量的估算进行了修正,得到的结果分别为 $63^\circ \pm 3^\circ$ 、 $(0.89 \pm 0.09)c$ 和 $(9.2 \pm 1.3) M_\odot$. Chauhan等^[24]使用澳大利亚平方公里阵列探路者(Australian Square Kilometre Array Pathfinder, ASKAP)和MeerKAT (Karoo Array Telescope, KAT)对黑洞X射线双星MAXI J1348-630进行了中性氢吸收

谱的观测,得到的结果表明MAXI J1348-630的最可能距离为 $2.2^{+0.5}_{-0.6}$ kpc,并且其距离存在一个强约束上限,为 (5.3 ± 0.1) kpc. 进一步的距离估算表明在其爆发峰值时,MAXI J1348-630达到了爱丁顿光度的 $17\% \pm 10\%$,并且该源在软态向硬态转换时的光度为爱丁顿光度的 $2.5\% \pm 1.5\%$.

3 黑洞质量测量

3.1 动力学方法测量

黑洞质量的测量是天文学中一个复杂而关键的问题. 对于恒星级黑洞,最容易被我们观测到的是与一颗普通恒星形成双星的系统. 其质量的测量最常用的方法就是利用其可见星的运动特征得到主星(黑洞)的质量,一般需要通过光学波段的观测来确定可见星的运动. 在这样的系统中,可见星在围绕黑洞运动时,其视向速度会呈现周期性变化,根据开普勒定律我们可以得到质量函数

$$f(M) = \frac{(M_1 \sin i)^3}{(M_1 + M_2)^2} = \frac{P_{\text{orb}} K_2^3}{2\pi G}, \quad (1)$$

其中 M_1 和 M_2 分别为主星和可见星的质量, i 为双星系统的倾角, P_{orb} 为可见星运动周期, K_2 为速度半振幅, G 为万有引力常数. 如果对于有各个波段观测数据的可见星,我们就可以使用光谱能量分布拟合得到可见星的参数进而得到比较准确的黑洞质量估计. 但是大多数的情况下没有充足的观测数据,因此需要很多的假设来估计. 假设吸积过程通过洛希超流进行,就可以计算出可见星的质量和半径.

以MAXI J1820+070为例,简单介绍估算过程^[34]. 图1展示了观测到的可见星的周期性变化的视向速度曲线,通过这些数据可以拟合得到周期为 (0.68549 ± 0.00001) d、速度半振幅为 $(417.7 \pm 3.9) \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 等信息,继而给出质量函数为 $f(M) = \frac{P_{\text{orb}} K^3}{2\pi G} = (5.18 \pm 0.15) M_\odot$. 从观测到的光谱分析得到这个可见星的光谱型为K3-K5. 根据恒星吸积理论^[35],当可见星充满洛希瓣时,轨道周期和恒星的平均密度有如下关系:

$$\bar{\rho} = \frac{3M_2}{4\pi R_2^3} \approx \frac{3^5\pi}{8GP_{\text{orb}}^2} \approx 110P \text{ (h}^{-2} \cdot \text{g} \cdot \text{cm}^{-3}\text{)}, \quad (2)$$

其中 R_2 为恒星半径, 通常认为 K3 型矮星的平均密度约为 $2.7 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ ^[36], 在这里得到的周期约为 6.4 h. 同时鉴于 MAXI J1820+070 的轨道周期 (0.68549 ± 0.00001) d, 其伴星显然必须是演化星, 才能充满其洛希瓣. 在吸积双星中, 存在演化伴星的情况并不少见. Patterson 等^[37] 的测光结果显示周期为 (0.703 ± 0.003) d, 测光周期与轨道周期相差了 2.6%, 这种差异是由于双星系统吸积盘的进动引起的长驼峰周期, 通过这两个周期的关系^[38]可以得到质量比为 0.12. 在 Torres 等^[34] 的估算中讨论了很多种情况, 我们在这里给出更加简单的计算, 根据 Frank 等^[35] 的分析可以得到可见星质量与周期的关系 $M_2 \approx 0.11P(\text{h}) M_{\odot}$, 给出可见星的质量大致为 $1.72 M_{\odot}$, 假设倾角为 77° , 代入质量函数可以得到致密天体的质量大约为 $8.27 M_{\odot}$, 这与 Torres 等^[34] 给出的 7–8 $M_{\odot}$ 的数值吻合.

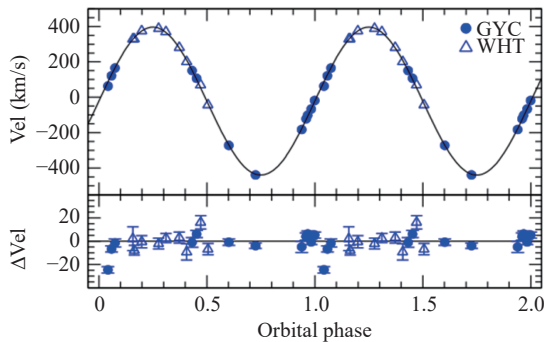


图 1 图中展示了对 MAXI J1820+070 可见星的光学观测, 观测使用的望远镜分别为 10.4 m GTC (Gran Telescopio Canarias) 和 4.2 m WHT (William Herschel Telescope). 图中的视向速度 (Vel) 呈现出明显的周期性变化. 图片来自 Torres 等^[34].

Fig. 1 The figure illustrates optical observations of the companion star of MAXI J1820+070. The telescopes used for the observations are the 10.4 m Gran Telescopio Canarias (GTC) and the 4.2-meter William Herschel Telescope (WHT). The plot exhibits clear periodic variations in the radial velocity (Vel). The figure is from Torres et al.^[34].

上面我们以 MAXI J1820+070 为例简要介绍了对黑洞 X 射线双星质量估计的一种方法, 其主要依赖于对光学可见星的观测, 从而得到我们所需

要的参数. 在另一种情况下, 如果我们观测到的 X 射线的光变曲线如果有周期性的衰减, 可以认为这个周期是轨道周期, 使用相似的方法进行估算, 但是所需要的假设更多, 得到的结果不确定性更大. 例如使用这个方法对 MAXI J1803–298 的质量估算时, 得到的 X 射线的光变曲线中有一期为 7 h 的周期性变化, 速度是根据光学观测得到的 H_{α} 线给出的, 利用这些信息得到的质量范围为 3–10 $M_{\odot}$, 具体的过程可以参考 Sánchez 等^[39].

通过运动学方法计算黑洞质量能够得到相对精确的结果, 这是因为这种方法直接利用双星系统中可见星的运动特征, 通过测量其视向速度的周期性变化, 可以得到主星(黑洞)的质量. 这个过程建立在开普勒定律的基础上, 使用质量函数等参数进行估算. 然而, 尽管这种方法在理论上是有效的, 但在实际观测中存在一定的困难, 使其应用具有局限性. 其中一个主要的局限性是很多 X 射线双星系统的光学对应体并没有高质量的观测数据. 在许多情况下, 由于强烈的吸积盘辐射或遮挡效应, 可见星的光学特征很难被准确地探测到. 这导致无法通过传统的光学观测手段获得足够的信息, 进而影响了对可见星运动的准确测量. 尽管运动学方法在理论上是强大而可行的, 但在实际应用中需要克服光学观测上的挑战. 为了弥补这一局限性, 研究者们不得不寻求其他方法来估算黑洞质量, 例如利用 X 射线光变曲线的周期性特征. 然而, 这些方法的适用性和精度取决于多种因素, 包括吸积盘的性质和系统的几何结构, 使得质量估算的不确定性更大, 可信度相对较低. 综合而言, 尽管运动学方法为黑洞质量测量提供了一条有效途径, 但由于很多 X 射线双星系统的光学对应体观测存在限制, 使得这个方法的应用具有显著的局限性. 这促使研究者们不断探索其他观测手段和方法, 以提高对这些天体质量的准确估算.

3.2 能谱拟合

在前述内容中, 我们讨论了通过视向速度测量来计算黑洞质量的方法. 除此之外, 单纯使用 X 射线望远镜也可以获得关于黑洞质量的大致范围. 在 X 射线天文学中, 我们可以获取的主要信息

包括X射线的光变和能谱. 其中, 对能谱进行拟合得到各种参数是一种常见且广泛应用的方法. 特别是对于那些缺乏动力学研究的黑洞双星, 能谱拟合成为一种常用的手段. 使用一些简单的模型可以得到黑洞的质量, 但是结果往往误差较大, 例如使用nthcomp和kerrbb的模型组合对于MAXI J1803-298的研究^[40]给出这个源的质量范围在 $8.5\text{--}16 M_{\odot}$, 这个值和前面Sánchez等^[39]得到的值相比明显偏大, 主要是由于在模型拟合时无法确定距离以及用于估算的假设的倾角范围不同.

在对MAXI J1535-571进行研究时, Shang等^[41]采用了双组分对流流动(Two-Component Advective Flow, TCAF)模型对能谱进行拟合. TCAF模型源于辐射流体动力学方程的解, 其中以前模型中的“热”康普顿云被低黏性(次临界)、低角动量和光学薄的物质在离心障碍物后堆积形成的区域所取代, 这个区域被称为CENBOL (CENTrifugal pressure-supported BOundary Layer), 这种物质被称为亚开普勒或晕吸积组分. 吸积流的其他组分是高黏性、高角动量、几何薄且光学厚的开普勒盘物质, 该物质被浸没在晕组分内. 根据这个模型, 开普勒盘在激波位置被自然截断, 这也是CENBOL的外边界. 来自开普勒盘的低能(软)热光子与CENBOL (由热电子组成)相互作用, 通过不断的逆康普顿散射过程发射出高能(硬)光子进而将CENBOL冷却. 部分发射的硬光子被开普勒盘反射, 这个迭代过程自洽地产生了一个所谓的反射组分. 这个模型可以在很多黑洞X射线双星源中给出比较准确的吸积参数, 因此这个模型也被用来研究MAXI J1535-571的性质.

对于一个黑洞双星系统, 如果有足够的动力学研究得到质量的话, 这个模型中的质量就会作为一个输入参数. 然而, MAXI J1535-571并没有相关动力学的研究, 因此质量成为一个未知量, 在模型拟合过程中被视为一个自由参数. 图2展示了在整个爆发过程中相关参数的演化, 其中黑洞质量作为一个自由参数, 但是其拟合结果大致在 $7.9\text{--}9.9 M_{\odot}$, 整个爆发过程质量平均值为 $(8.9 \pm 1.0) M_{\odot}$.

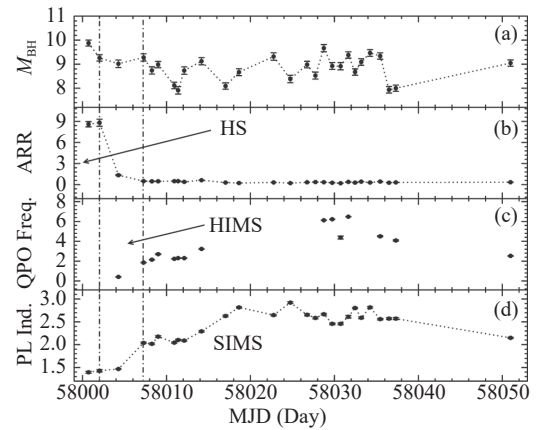


图2 图中展示了对MAXI J1535-571爆发过程的能谱拟合结果. (a)给出的是黑洞质量作为自由参数的拟合结果, (b)质量吸积率的比值($ARR = \dot{m}_h/\dot{m}_d$, $\dot{m}_d$ 为开普勒盘的质量吸积率, $\dot{m}_h$ 为亚开普勒或晕吸积率), (c)为爆发过程中QPO的频率变化, (d)为幂律谱的谱指数, 图中的竖直虚线是不同态之间转换的时间节点, 经历了从硬态(Hard State, HS)到硬中间态(Hard Intermediate State, HIMS)再到软中间态(Soft Intermediate State, SIMS)的转换.

图片来自Shang等^[41].

Fig. 2 The figure presents the results of spectral fitting for the outburst of MAXI J1535-571. Panel (a) displays the fitting outcomes with black hole mass as a free parameter. In panel (b), the ratio of mass accretion rates ($ARR = \dot{m}_h/\dot{m}_d$) is illustrated, where $\dot{m}_d$ represents the mass accretion rate of the Keplerian disk, and $\dot{m}_h$ corresponds to the mass accretion rate of the sub-Keplerian or halo component. Panel (c) shows the frequency variation of QPOs during the outburst, while panel (d) depicts the power-law spectral index. The vertical dashed lines in the graph represent the transition points between different states, marking the transitions from the hard state (HS) to the hard intermediate state (HIMS) and further to the soft intermediate state (SIMS). These results are sourced from Shang et al.^[41].

另外一个研究得比较多的源是MAXI J1348-630, Jana等^[42]同样使用TCAF模型对该源在整个爆发过程的X射线观测数据进行了拟合, 同样让质量作为自由参数得到最佳拟合值, 结果如图3所示. 在整个爆发过程中质量的拟合结果没有很大的变化, 保持在 8.44 和 $9.72 M_{\odot}$ 之间, 将这些拟合结果取平均值得到黑洞质量为 $9.1^{+1.6}_{-1.2} M_{\odot}$. 对该源Tominaga等^[43]使用比较简单的kerrbb模型进行拟合, 由于这个模型中很多参数都是耦合的, 无法准确确定出质量. 将距离固定在 4 kpc , 在给定的几组

自旋和倾角下得到的质量分别为 $7 M_{\odot}$ ($a = 0$, $i = 0^{\circ}$)、 $14 M_{\odot}$ ($a = 0$, $i = 60^{\circ}$)、 $18 M_{\odot}$ ($a = 0.998$, $i = 0^{\circ}$)、 $76 M_{\odot}$ ($a = 0.998$, $i = 60^{\circ}$)。Soria 等^[44]利用 MAXI J0637–430 的光学和 X 射线的观测数据对黑洞的参数做了很好的限制, 使用内外盘的辐射特征并且结合光学波段的 He II $\lambda 4686$ 谱线特征共同限制了黑洞质量范围为 $4\text{--}7 M_{\odot}$ 。

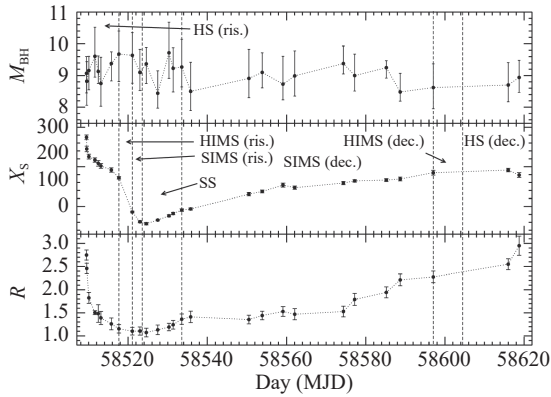


图 3 图中展示了对 MAXI J1348–630 爆发过程的能谱拟合结果, (a) 给出的是黑洞质量作为自由参数的拟合结果, (b) 激波位置 (X_s 单位为史瓦西半径 $r_s = 2GM_{\text{BH}}/c^2$), (c) 为爆发过程中激波压缩比 ($R = \rho_+/\rho_-$, 为后激波物质密度与前激波密度的比值)。图中的竖直虚线是不同态之间转换的时间节点, 经历了从 HS $\rightarrow$ HIMS $\rightarrow$ SIMS $\rightarrow$ 软态 (Soft State, SS) $\rightarrow$ SIMS $\rightarrow$ HIMS $\rightarrow$ HS 的完整演化过程。图片结果来自 Jana 等^[42]。

Fig. 3 The figure illustrates the spectral fitting results for the outburst of MAXI J1348–630, where (a) presents the fitting outcomes with black hole mass as a free parameter, (b) indicates the shock position (X_s in units of the Schwarzschild radius $r_s = 2GM_{\text{BH}}/c^2$), and (c) displays the shock compression ratio ($R = \rho_+/\rho_-$, the ratio of post-shock to pre-shock density) during the outburst. The vertical dashed lines in the figure represent temporal transition points between different states, delineating the complete evolutionary sequence from HS $\rightarrow$ HIMS $\rightarrow$ SIMS $\rightarrow$ Soft State (SS) $\rightarrow$ SIMS $\rightarrow$ HIMS $\rightarrow$ HS. These results are sourced from Jana et al.^[42].

3.3 准周期振荡

准周期振荡常常在黑洞 X 射线双星中观测到。它们表现为从快速变化的光变曲线计算得到的傅立叶功率密度谱中的狭窄峰, 也就是光变曲线出现准周期性的变化。通过研究这种现象可以帮助我们理解黑洞的吸积过程, 构建黑洞周围几何结

构的物理图像并对黑洞的基本参数进行测量。针对准周期振荡的研究也发展出了很多的方法。Chen 等^[45–46]基于慧眼卫星对 MAXI J1535–571 的观测数据, 发展了对准周期振荡进行分析的小波分析方法, 发现在大于 10 keV 的能段准周期信号的频率和光子平均计数率呈现正相关, 意味着准周期信号与冕的活动有关。Jin 等^[47]使用慧眼数据对 GX 339–4 在爆发过程中的准周期振荡现象进行了详细的研究, Zhu 等^[14]基于慧眼的观测数据对 MAXI J1803–298 进行了时变分析, 研究了准周期振荡现象与能量之间的关系。除此之外还有大量的利用准周期振荡研究黑洞周围几何结构、盘冕演化等的文章, 在本文中只详细介绍用准周期振荡来测量黑洞质量的基本过程。

利用能谱拟合的方法得到的黑洞质量估计在很大程度上与其他参数的准确性相关, Titarchuk 等^[48]在 Shaposhnikov 等^[49]的基础上发展出了一套放缩方法 (scaling technique) 来确定黑洞质量。GRO J1655–40 是银河系黑洞双星源, 其质量距离和轨道倾角已经通过动力学的方法被非常精确地确定。对这个源爆发过程的能谱进行拟合, 使用 BMC (bulk-motion Comptonization) 模型^[50]来描述康普顿成分, 这个模型描述了处于相对论运动状态的物质对软光子进行康普顿散射的过程。模型参数包括软光子源的特征黑体温度、谱 (能量) 指数以及表征热光子源对物质运动流的辐照参数。必须强调的是, 该模型不是功率谱和热源的简单累加组合, 而是代表一种自洽的卷积。体运动 (bulk-motion) 的向上散射和康普顿反冲结合产生硬谱尾, 与热源结合产生黑洞吸积的经典高软态谱。放缩方法主要需要的参数信息是谱指数和模型的归一化参数, 在这个源的爆发过程中发现了很多的准周期振荡现象, 通过拟合准周期振荡的频率发现其与谱指数和归一化参数之间有很强的相关性。Shaposhnikov 等^[49]同时在 Cygnus X–1、GX 339–4、4U 1543–47、XTE J1550–564、XTE J1650–500、H 1743–322 和 XTE J1859–226 这些黑洞双星源中也发现了类似的相关性, 结果如图 4 所示。图中横坐标为频率的图是使用放缩法确定质量的数据, 而横坐标为 BMC normalization 的图是

使用放缩法确定距离的数据, 与我们介绍的内容 无关.

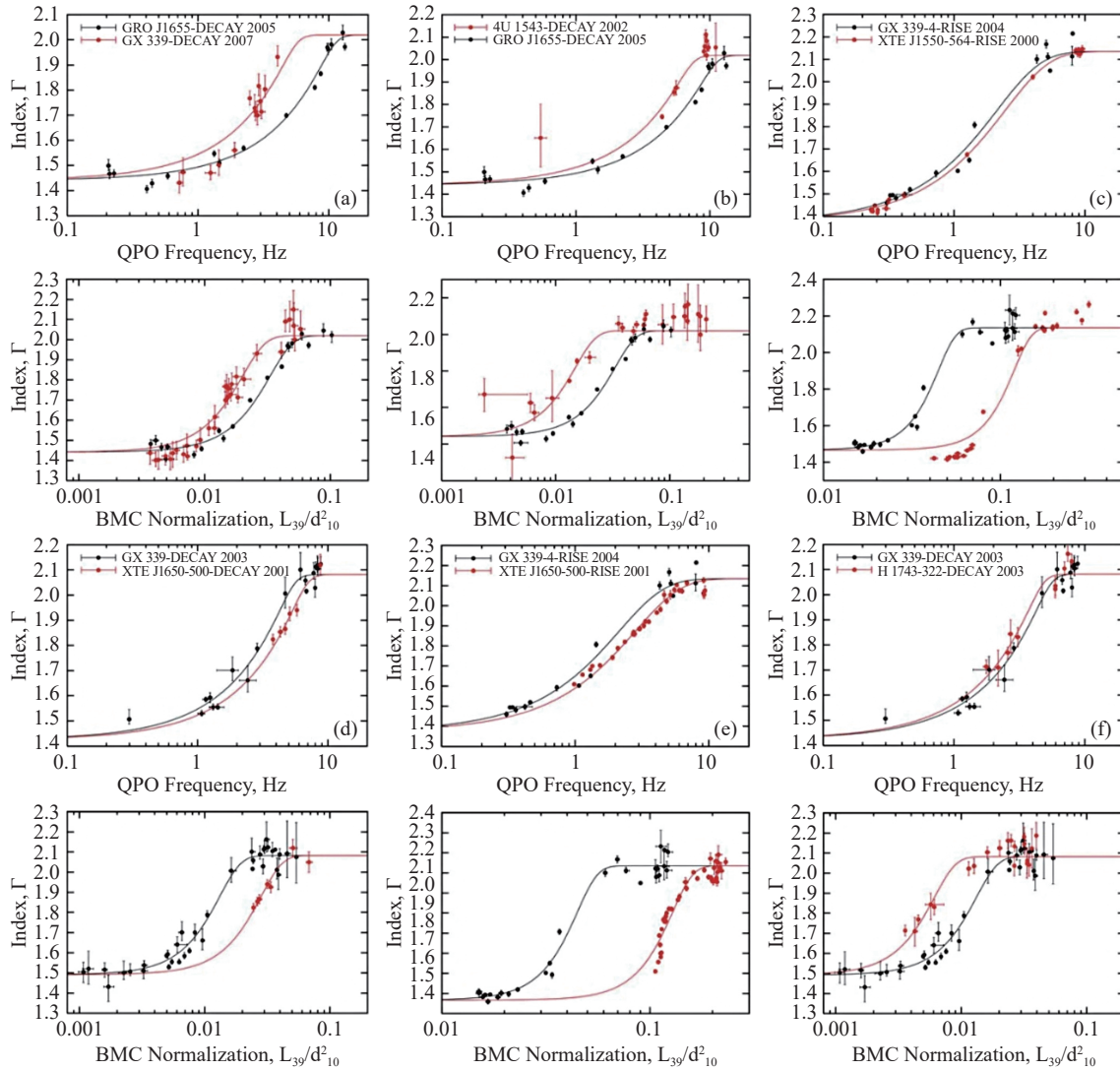


图 4 图中展示了几个源的谱指数/模型归一化参数和准周期振荡频率之间的相关关系与拟合结果. 图片结果来自Shaposhnikov等^[49].

Fig. 4 The figure shows the correlation and fitting results between the spectral index/model normalization parameter and the QPO frequency for several sources. These results are sourced from Shaposhnikov et al.^[49].

放缩方法的核心思想是基于一个质量确定的源, 其演化过程也很清楚, 通过将其与新的数据进行比较, 从而得到新源的质量. 前面提到GRO J1655-40的参数通过动力学方法得到了很精确的结果, 因此选做参考源, 其余的源作为目标源, 具体的操作方法仅做简要介绍. 首先定义一个放缩因子:

$$s_{\nu} = \frac{\nu_r}{\nu_t} = \frac{M_t}{M_r}, \quad (3)$$

ν 表示准周期振荡频率, M 为质量, 下角标r、t分别表示参考源和目标源, 这个定义基于低频准周期振荡的频率与中心黑洞质量成反比关系^[51-53]. 在图4中给出的结果都具有相似的函数关系: 在达到某个特定频率, 即截止频率 ν_{cr} 之前单调递增; 而在

ν_{tr} 附近函数平滑地过渡为一条水平线. 根据这个特征选择下面的函数进行拟合

$$f(\nu) = A - DB \ln \left[\exp \left(\frac{\nu_{\text{tr}} - \nu}{D} \right) + 1 \right], \quad (4)$$

参数 A 、 B 、 D 的意义可从函数的渐近行为得出. 对于 $\nu \ll \nu_{\text{tr}}$, B 是斜率. 另一方面, 对于 $\nu \gg \nu_{\text{tr}}$, 函数 $f(\nu)$ 等于 A , 由此可知参数 A 是谱指数保持不变时对应的值. 引入的参数 D 是为了控制函数形态转变的速度. 考虑到定义的缩放因子, 变形可以得到:

$$M_t = M_r s_\nu = M_r \frac{\nu_{\text{tr},r}}{\nu_{\text{tr},t}}, \quad (5)$$

M_t 和 M_r 分别为目标源与参考源的质量, $\nu_{\text{tr},t}$ 和 $\nu_{\text{tr},r}$ 分别为目标源与参考源的截止频率. 通过这个方法可以根据观测到的准周期振荡的频率与谱指数的关系, 在给定参考源的情况下给出目标源的质量. 前面提到的不仅有谱指数与频率的关系, 也有模型归一化参数与频率的关系, 后者可以用来估计距离, 思想方法是一致的, 不再赘述. 将部分结果与动力学的结果对比列在表1中.

表 1 放缩法得到的黑洞质量和距离数据
Table 1 Black hole masses and distances derived with scaling technique

Name	Dynamical mass/ $M_\odot$	Inclination/ $^\circ$	Distance/ kpc	Scaled mass/ $M_\odot$	Scaled distance/kpc	References
GRO J1655–40 ¹	6.3 ± 0.3	70 ± 1	3.2 ± 0.2			Greene et al. ^[54]
GX 339–4	> 6	...	7.5 ± 1.6	12.3 ± 1.4	5.75 ± 0.8	Muñoz-Darias et al. ^[55]
4U 1543–47	9.4 ± 1.0	20.7 ± 1.5	7.5 ± 1.0	9.4 ± 1.4	9.4 ± 1.8	Park et al. ^[56]
XTE J1550–564	9.5 ± 1.1	72 ± 5	$\sim 2.5, \sim 6$	10.7 ± 1.5	3.3 ± 0.5	Orosz et al. ^[57]
XTE J1650–500	$2.7 - 7.3$	> 50	2.6 ± 0.7	9.7 ± 1.6	3.3 ± 0.7	Orosz et al. ^[58]
H 1743–322	~ 11	~ 70	~ 10	13.3 ± 3.2	9.1 ± 1.5	McClintock et al. ^[59]
XTE J1859+226	7.8 ± 1.9	...	11	7.7 ± 1.3	4.2 ± 0.5	Yanes-Rizo et al. ^[60]
Cyg X1	14.8 ± 1.0	35 ± 5	2.5 ± 0.3	7.9 ± 1.0	2.2 ± 0.3	Orosz et al. ^[61]
MAXI J1348–630 ²	...	...	...	14.8 ± 0.9	3.4 ± 0.4	Titarchuk et al. ^[48]

¹Parameter values derived from dynamical methods, serving as reference data.

²The values are given assuming the dynamical measurements of XTE J1550–564 serve as the reference source.

4 黑洞自旋测量

自旋是黑洞的一个基本物理量, 它影响黑洞周围的时空. 自旋的大小会影响绕黑洞运动的最内稳定轨道, 从而影响黑洞的吸积过程. 因此在研究黑洞吸积盘的性质和演化中, 自旋也是一个需要加以考虑的重要物理量. 现今较为广泛应用的测量黑洞自旋的方法有两种: 热连续谱拟合方法和X射线反射特征拟合方法. 除此之外还有使用准周期振荡测量黑洞自旋的方法, 但是这种方法对于观测到的准周期振荡要求较高, 适用范围较小,

并没有得到很广泛的应用, 因此下文主要介绍主流的两种方法.

4.1 热连续谱拟合

热连续谱拟合方法基于这样一个事实, 即黑洞的自旋会影响内部盘的温度, 在黑洞吸积物质的过程中内盘的温度最高. 由于自旋对最内边缘稳定轨道位置有影响, 因此影响了吸积盘的内边缘位置. 在特定吸积盘模型的背景下, 这一影响可以进行量化, 从而能够作为确定黑洞自旋的手段. 这个方法尤其适用于具有几何薄、光学厚、稳态

吸积盘且具有较弱X射线冕的系统. 这类吸积盘的结构是由Novikov等^[62]计算的, 其模型的主要假设是系统处于稳态, 具有恒定的向内质量流(即由于盘风引起的质量损失可以忽略不计), 吸积物质通过盘内的应力失去角动量(即由于大尺度磁场引起的外部扭矩可以忽略不计), 在流动中释放的能量仅在局部辐射. 最后, 需要为盘模型指定一个内边界条件, 通常假设在最内边缘稳定轨道(所谓的零扭矩边界条件)处内部应力趋于零.

应用热连续谱拟合方法测量自旋需要几个要素. 首先, 系统的描述需要很好地符合Novikov等^[62]提出的盘模型, 即没有(或很弱)盘风, 且能谱主要由光学厚吸积盘的热辐射组成. 然后使用具有颜色校正因子 f_{col} 的模型来拟合, 该函数是通过详细的辐射传递计算得出的^[63–65]. 黑洞X射线双星在爆发时会循环经历不同的状态, 其中之一就是所谓的热主导状态^[66], 非常接近于前面提到的盘模型.

因此, 对于恒星级质量的黑洞, 我们可以监测并等待系统进入热主导状态之后使用得到的能谱来确定自旋.

慧眼卫星在较广的能段内具有卓越的探测能力, 使其在能谱研究领域具有巨大的优势, 尤其在通过能谱研究黑洞X射线双星的自旋方面. MAXI J1820+070是在2018年5月11日爆发的银河系内黑洞X射线双星, 亮度超过4 Crab单位, 成为最亮的X射线暂现源之一^[67]. Guan等^[68]对MAXI J1820+070在软态(从MJD 58310到MJD 58380)的能谱进行了分析, 利用了慧眼卫星49次的观测数据对这一时期的能谱进行了详细的分析. 表2中展示了在研究中所使用的模型和能段, 连续谱拟合使用了低能和中能两个能段, 也展示出了慧眼卫星在能谱研究中宽能段范围的优势. 在模型中需要给定的主要参数为黑洞质量 $M = 8.48 M_{\odot}$ ^[69]、轨道倾角 $i = 63^{\circ}$ 和距离 $D = 2.96 \text{ kpc}$ ^[33].

表 2 Guan等^[68]使用的模型和能段
Table 2 The models and energy bands utilized by Guan et al.^[68]

Model	Energy bands
M1: $\text{constant} \times \text{TBabs} \times (\text{diskbb} + \text{powerlaw})$	2–5 keV (LE), 10–20 keV (ME)
M2: $\text{constant} \times \text{TBabs} \times (\text{simpl} \times \text{kerrbb2})$	2–5 keV (LE), 10–20 keV (ME)
M3 ¹ : $\text{constant} \times \text{TBabs} \times (\text{simpl} \times \text{kerrbb})$	2–5 keV (LE), 10–20 keV (ME)
M4: $\text{constant} \times \text{TBabs} \times (\text{simplr} \times \text{kerrbb2} + \text{kerrconv} \times (\text{ireflect} \times \text{simplc}))$	2–10 keV (LE), 10–35 keV (ME)

¹M3 is employed solely for comparison against M2.

我们将拟合结果展示在图5中, 从结果来看, 在选择这一时间段内, 自旋有明显的演化趋势, 但是由于吸积引起的恒星级黑洞的物理自旋演化时间尺度约为 10^9 yr ^[70], 因此推断得出MAXI J1820+070的自旋演化显然是非物理的, 必然与估计最内稳定圆轨道半径的问题有关, 也就是与M1中的 R_{in} 有关. 在图5中确实观察到在MJD 58330左右 R_{in} 下降, 然后在第3时期保持稳定. 因此, 在第3时期盘延伸到内稳定圆轨道半径, 而在这段时间内获得的自旋值($a_* = 0.2_{-0.3}^{+0.2}$)是可靠的.

Zhao等^[71]同样使用连续谱拟合对MAXI J1820+070的自旋进行了测量, 研究了处于中间态和软

态的能谱, 分别使用了非相对论模型 $\text{constant} \times \text{TBabs} \times \text{simpl} \times \text{diskbb}$ 和相对论模型 $\text{constant} \times \text{TBabs} \times \text{simpl} \times \text{kerrbb2}$ 在不同的初始参数下进行拟合, constant为与能量无关的因子, TBabs为描述星际介质对X射线的吸收的模型, simpl为描述康普顿散射的经验模型, diskbb为多黑体盘模型, kerrbb2为kerrbb的改进模型, 通过硬化因子表更准确地模拟旋转黑洞吸积盘的辐射. 最后得到自旋的参数范围, 给出的自旋值为 $a_* = 0.14 \pm 0.09$, 可以看到与Guan等^[68]的结果基本符合.

除了MAXI J1820+070的研究外, 借助慧眼卫星对多个源的能谱观测结果, 对其他源的自旋也

进行了测量,比如GRS 1915+105、MAXI J1348–

630和Cygnus X-1等,下面仅列出这几个源的结果.

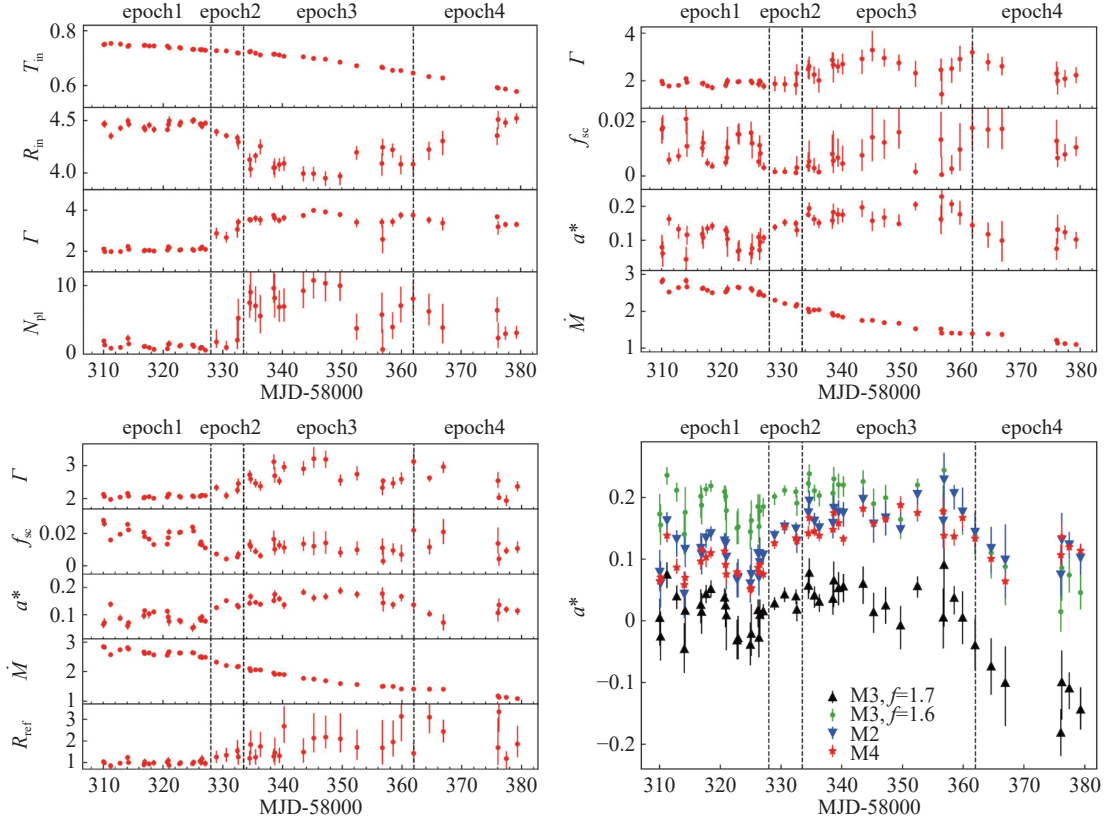


图 5 图中展示了对MAXI J1820+070能谱拟合的结果,左上角是模型M1, T_{in} 为吸积盘的内边界温度; R_{in} 为内盘半径,以引力半径 R_g 为单位; Γ 为幂律谱的谱指数; N_{pl} 为幂律谱归一化参数. 右上角是模型M2, f_{sc} 为散射分数; a_* 为黑洞自旋参数; $\dot{M}$ 为质量吸积率,单位为 $10^{18} \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$. 左下角是模型M4, R_{ref} 为反射分数. 右下角是3个模型的自旋变化图. 结果来自Guan等^[68].

Fig. 5 The figure presents the fitting results for the spectrum of MAXI J1820+070. In the top-left corner is model M1, T_{in} is the inner disc temperature; R_{in} is the apparent inner disc radius in units of R_g ; Γ is the photon index; N_{pl} is the normalization of power-law spectra. In the top-right corner is model M2, f_{sc} is the scattering fraction; a_* is the spin; $\dot{M}$ is the mass accretion rate in units of $10^{18} \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$. In the bottom-left corner is model M4, R_{ref} is the reflection fraction. In the bottom-right corner is a plot depicting the spin variations for the three models. The results are from Guan et al.^[68].

Zhao等^[15]在研究中使用了慧眼卫星从2017年8月24日到2018年8月5日对Cygnus X-1的观测数据,同样使用了非相对论($\text{constant} \times \text{TBabs} \times (\text{diskbb} + \text{powerlaw})$)和相对论($\text{constant} \times \text{TBabs} [\text{simpl} \times \text{kerrbb2} + \text{kerrconv} \times (\text{ireflect} \times \text{simpllc})]$)模型对能谱进行拟合. 他们给出的自旋为 $a_* > 0.934$ 或者 $a_* > 0.967$ (在不同的质量距离参数下),也确认了这是一个极端自旋黑洞. Wang等^[72–73]利用慧眼卫星的观测数据,研究了整个观测期间GRS 1915+105的能谱特征,结果显示能谱可以很

好地用一个包含盘成分(diskbb/kerrbb)和幂律成分(simpl)的组合模型来拟合,由kerrbb模型给出的黑洞自旋的下限为0.9990,接近最大值1,从而验证了GRS 1915+105是一个极端自旋的黑洞. Wu等^[74]利用慧眼卫星从MJD 58588至MJD 58596期间的在2到20 keV范围内的观测数据,通过连续谱拟合方法测量了MAXI J1348–630中恒星级质量黑洞的自旋,确认了这个源的自旋值为 $a_* = 0.42^{+0.13}_{-0.50}$. Yorgancioglu等^[18]使用慧眼卫星和中子星内部结构探测器(Neutron star Interior Composition Explorer,

NICER)的能谱数据,使用热连续谱拟合方法对4U 1543–47的自旋进行了测量,得到的自旋结果为 $a_* = 0.65^{+0.14}_{-0.24}$. 随后Chen等^[20]对这个源处于软态的慧眼能谱进行拟合,选择了11次观测数据,并考虑了黑洞质量、距离以及轨道倾角的不确定性对能谱拟合的影响,在8–11 $M_\odot$ 取50个质量数值、6–9 kpc范围取50个距离数值,并在20°–42°范围内取均匀分布的100个倾角数值进行拟合. 图6展示了拟合11次观测能谱最终得到的自旋分布,得到的自旋结果为 $a_* = 0.456 \pm 0.12$ (68%的置信度范围).

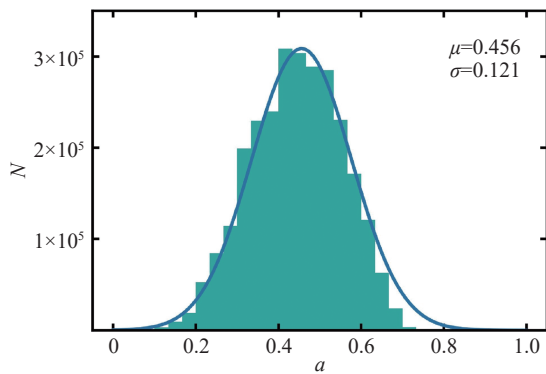


图 6 11个能谱的相对论模型拟合的结果. 图片来自Chen等^[20].

Fig. 6 Summed histogram of a_* for 11 spectra.
The figure is from Chen et al.^[20].

4.2 反射成分拟合

X射线反射模型适用于光学厚、几何薄的吸积盘系统,通过最内稳定轨道附近谱线的引力红移来测量自旋. 因此,它适用于测量吸积率在0.01–0.3倍爱丁顿吸积率的系统,但是在吸积能量部分转移到冕的情况下,这个限制可以延展到接近爱丁顿极限. 大多数的塞弗特星系(Seyfert galaxies)、中等光度类星体及处于高光度硬态的黑洞X射线双星都被认为处于这个吸积率区间.

在活动星系核和一些黑洞X射线双星中,它们的X射线幂律成分可以延展到100 keV,并且该成分占总体光度的很大一部分. 对活动星系核来说,光学厚的吸积盘可以产生 $kT \sim 0.01 - 0.1$ keV的准黑体谱;对恒星级黑洞来说,准黑体谱温度一般为 $kT \sim 1$ keV. 从对黑洞的早期研究中人们认识

到,在吸积盘的上方必然有一个高温、高能的光冕通过逆康普顿散射盘的热辐射产生硬X射线. 在冕处产生的X射线随后照射到吸积盘,导致光学厚吸积盘中部分物质发生光致电离. 因此,吸积盘的表层会辐射出富含X射线荧光和辐射重组发射线的能谱. 这通常被称作X射线反射能谱,有许多软X射线发射线和铁发射线特征以及一个由铁的光电离和康普顿散射所形成的峰状特征.

观测到的X射线反射能谱被吸积盘内物质的轨道运动和黑洞的引力红移所产生的多普勒效应扭曲. 这些效应在越接近黑洞处越强. 在吸积盘向观测者运动的一侧,发射线会形成一个尖锐的蓝移峰,接近黑洞的物质会形成一个延展的红移尾翼,以黑洞自旋为0.9为例,其结果如图7所示. X射线反射能谱会被最内稳定轨道截断,在最内稳定轨道以内,吸积物质的密度由于径向加速而大幅下降,导致等离子体中电子的完全光电离. 因此,最内稳定轨道和黑洞的自旋通过X射线反射能谱的多普勒效应和引力展宽效应的强度体现出来. 通过将X射线反射光谱与相对论(多普勒或引力)展宽和红移效应进行卷积,构建了吸积盘反射谱的精确模型. 总的来说,盘反射模型主要有以下几个参数:吸积盘对观测者的倾角、吸积盘内盘的电离参数、吸积盘的金属元素丰度(主要是铁丰度)、照射吸积盘的X射线连续谱的谱指数以及黑洞自旋. 黑洞的质量与盘反射谱模型无关,因为吸积盘的速度场和引力势能在用引力半径表示时是无量纲的.

Liu等^[16]研究了2017年和2020年爆发的X射线双星MAXI J1535–571和4U 1630–472的慧眼卫星观测数据,首先使用 $\text{constant} \times \text{tbabs} \times \text{nthcomp}$ 拟合能谱数据,在5–7 keV处发现有明显的结构. 如图8所示在5–8 keV之间存在很明显的铁发射线特征,确认在这两个源中存在反射成分,然后使用 $\text{constant} \times \text{tbabs} \times (\text{diskbb} + \text{relxillCp})$ 模型进行最终的拟合. relxillCp ^[76]是广泛用来描述反射谱的模型,在90%的置信度下给出的拟合结果如下: MAXI J1535–571自旋为 $a_* = 0.9916 \pm 0.0012$, 4U 1630–472自旋为 $a_* = 0.817 \pm 0.014$. Song等^[19]使用反射模型对慧眼卫星观测的MAXI J1348–630能

谱进行拟合得到的最佳拟合结果显示这个源的自旋为 $a_* = 0.82^{+0.04}_{-0.03}$. 最后, 我们将基于慧眼卫星的观测数据, 采用连续谱拟合和反射成分拟合两种方法得到的黑洞自旋参数测量结果以及所使用的能段等信息呈现在表3中.

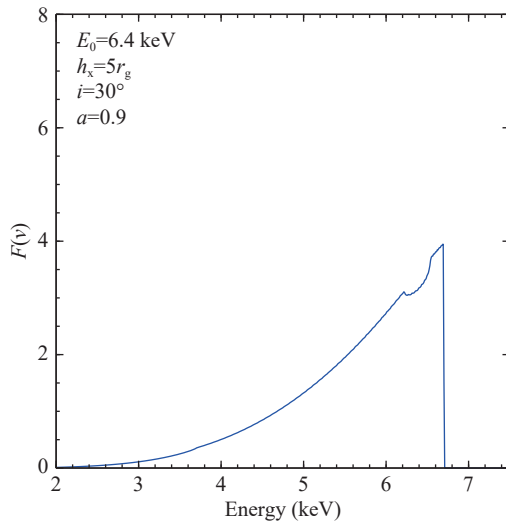


图 7 Kerr黑洞周围几何薄的吸积盘表面的发射线的剖面图. 由于相对论性多普勒效应和引力红移效应的共同作用, 这条线被展宽和扭曲. 我们假设静止参考系下线能量为6.4 keV、黑洞自旋为0.9、盘的倾角为 $i = 30^\circ$. 冕到盘的距离为 $5r_g$ (即灯柱几何形状). 图片来自 Reynolds等^[75].

Fig. 7 Illustrative profiles of a single emission line from the surface of a geometrically thin accretion disk around a Kerr black hole. The line is broadened and skewed through the combined action of relativistic Doppler shifts, relativistic beaming, and gravitational redshifts. We assume a rest-frame line energy of 6.4 keV and a black hole spin parameter of 0.9, a viewing inclination for the disk of $i = 30^\circ$ away from face-on, and a line emissivity as a function of radius corresponding to excitation by point source located on the black hole spin axis at a distance of $5r_g$ (a lamp-post geometry). The figure is from Reynolds et al.^[75].

5 总结与展望

我们简要介绍了测量恒星级质量黑洞的质量和自旋的相关研究方法和研究进展. 对于黑洞质量的测量我们介绍了3种方法. 目前, 通过动力学方法得到的结果被认为是最为准确的, 我们也以 MAXI J1820+070为例展示了主要的步骤和结果,

如果具有充足的光学观测给出可见星的参数和轨道倾角, 那么就能很好地确定黑洞的质量. 相比之下, 通过能谱拟合和准周期振荡的方法测量得到的结果不确定性较大, 难以获得精确的测量结果, 尤其是我们列举出的MAXI J1348–630这个源使用能谱拟合给定的质量约为 $9.1 M_\odot$, 但是基于准周期振荡的方法给出的质量为 $14.8 M_\odot$. 目前, 我们对准周期振荡现象的理解尚不充分, 准周期振荡的起源与黑洞周围环境的关系及其本身物理性质的关系都存在许多未解之处. 首先, 准周期振荡的起源机制仍然不为人知. 这一现象可能涉及到黑洞吸积盘中物质的复杂动力学过程、观测效应等多个方面. 其次, 准周期振荡的特性, 如频率、幅度等, 可能与黑洞周围环境的性质密切相关. 理解黑洞附近的物质分布、几何结构、吸积盘和冕的几何形状等对于解释准周期振荡现象至关重要. 与此同时, 准周期振荡的频率可能与黑洞自旋和质量之间存在某种关系. 通过更准确的黑洞质量测量和大量的准周期振荡观测数据, 我们有望建立它们之间更精确的联系. 总之, 准周期振荡的全面理解在黑洞质量测量等方面具有潜在的重要性. 通过对准周期振荡的深入研究, 我们有望取得更为精确的黑洞性质测量结果. 而慧眼卫星的时间分辨率非常适合对准周期振荡现象进行研究并且进行长时间的监测, 未来在这一方面慧眼卫星将会发挥巨大的作用.

黑洞自旋的研究一直是一个非常热门的课题, 我们介绍了主流的两种测量黑洞自旋的方法—热连续谱拟合和反射成分拟合, 并且简单介绍了慧眼卫星使用这两种方法得到的比较重要的测量结果. 慧眼宽能段的特性使得其可以对很多模型的拟合参数进行更好的限制, 从而得到更加可信的结果. 使用热连续谱拟合的方法中, 我们简要介绍了对MAXI J1820+070研究的两个结果, 两个工作中得到了基本一致的结果. 另外还有很多工作使用慧眼的符合模型假设的能谱对其他源的自旋进行了测量, 例如GRS 1915+105、MAXI J1348–630、4U 1543–47等, 基本步骤都是类似的. 而反射成分拟合测量自旋也是慧眼卫星数据应用较为广泛的领域. 我们主要介绍了理论依据, 并简单地介绍了

对MAXI J1535–571和4U 1630–472两个源的拟合 结果.

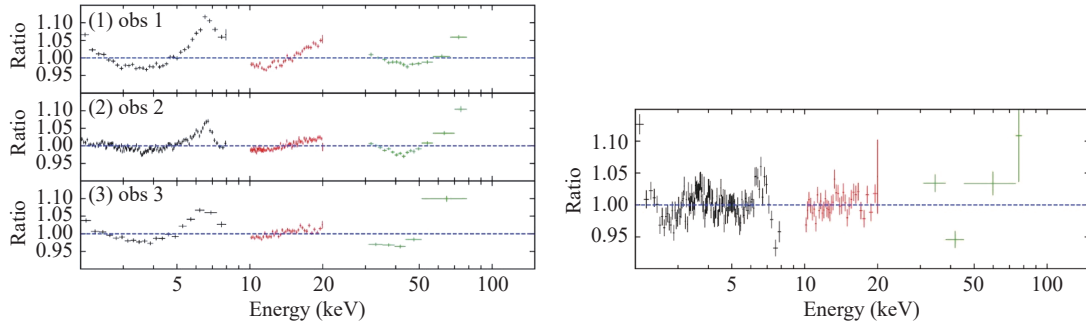


图 8 使用 $\text{constant} \times \text{tbabs} \times \text{nthcomp}$ 模型拟合的结果. 左图是MAXI J1535–571的拟合结果, 右图是4U 1630–472的拟合结果. 图片来自Liu等^[16].

Fig. 8 The results of fitting using the $\text{constant} \times \text{tbabs} \times \text{nthcomp}$ model. The left panel represents the fitting results for MAXI J1535–571, and the right panel represents the fitting results for 4U 1630–472. The images are from Liu et al.^[16].

表 3 慧眼卫星的黑洞自旋测量结果

Table 3 Black hole spin measurement results using *Insight-HXMT*

Source name	Energy range/keV	Method	Result	Reference
MAXI J1820+070	2–10, 10–35	continuum-fitting method	$0.2^{+0.2}_{-0.3}$	Guan et al. ^[68]
MAXI J1820+070	2–10, 10–25	continuum-fitting method	0.14 ± 0.09	Zhao et al. ^[71]
Cygnus X-1	2–7, 10–25	continuum-fitting method	> 0.967	Zhao et al. ^[15]
GRS 1915+105	2–10, 10–25	continuum-fitting method	> 0.9990	Wang et al. ^[72]
MAXI J1348–630	2–20	continuum-fitting method	$0.42^{+0.13}_{-0.50}$	Wu et al. ^[73]
4U 1543–47	2–8, 10–30	continuum-fitting method	$0.65^{+0.14}_{-0.24}$	Yorgancioglu et al. ^[18]
4U 1543–47	2–10, 9–29, 27–100	continuum-fitting method	0.46 ± 0.12	Chen et al. ^[20]
MAXI J1535–571	2–8, 10–20, 30–80	reflection method	0.9916 ± 0.0012	Liu et al. ^[16]
4U 1630–472	2–8, 10–20, 30–80	reflection method	0.817 ± 0.014	Liu et al. ^[16]
MAXI J1348–630	2.1–50.0	reflection method	$0.82^{+0.04}_{-0.03}$	Song et al. ^[19]

从2017年12月1日慧眼卫星正式开始科学观测以来, 已经产生了海量的观测数据, 对多个暂现源进行了长期监测, 进一步对这些数据进行深入挖掘可以帮助我们更好地理解黑洞的物理性质. 未来投入使用的爱因斯坦探针卫星能够系统性地发现和探索高能暂现源, 甚至可以探寻来自引力波源的X射线信号, 可以大大提升我们对极端致密天体及其并合过程的认知. 另外通过对黑洞暂现源

的偏振观测可以了解黑洞周围吸积盘的性质以及冕的结构, 结合慧眼卫星的宽能段, 能够比较完整地描绘出黑洞周围的几何结构. 未来天文学正逐渐进入多信使时代, 这意味着天文学研究不再仅仅依赖于单一类型的观测数据, 而是需要综合多波段的观测信息. 在过去, X射线观测一直是研究暂现源的主要手段之一, 新一代天文学观测设备的发展为我们提供了更多观测手段, 包括射电、

光学、红外和引力波等. 通过整合来自不同波段的观测数据, 我们能够更全面地理解黑洞的性质和物理过程. 通过这种多波段的综合观测方法, 我们有望解决黑洞研究中许多尚待解答的问题, 更深入地了解它们的形成、演化以及与周围环境的相互作用. 这将推动我们对宇宙中最神秘、最引人入胜的天体之一的科学认知迈上新的台阶.

参考文献

- [1] Fryer C L, Kalogera V. *ApJ*, 2001, 554: 548
- [2] Fryer C L, Belczynski K, Wiktorowicz G, et al. *ApJ*, 2012, 749: 91
- [3] Belczynski K, Wiktorowicz G, Fryer C L, et al. *ApJ*, 2012, 757: 91
- [4] Ryu T, Perna R, Pakmor R, et al. *MNRAS*, 2023, 519: 5787
- [5] Bailyn C D, Jain R K, Coppi P, et al. *ApJ*, 1998, 499: 367
- [6] Farr W M, Sravan N, Cantrell A, et al. *ApJ*, 2011, 741: 103
- [7] Kreidberg L, Bailyn C D, Farr W M, et al. *ApJ*, 2012, 757: 36
- [8] Kochanek C. *ApJ*, 2014, 785: 28
- [9] Gammie C F, Shapiro S L, McKinney J C. *ApJ*, 2004, 602: 312
- [10] Yan Z, Zhang W, Yu W. *MNRAS*, 2023, 524: 4562
- [11] Zhang S N, Li T, Lu F, et al. *SCPMA*, 2020, 63: 1
- [12] Ma X, Tao L, Zhang S N, et al. *NatAs*, 2021, 5: 94
- [13] Yan Z, Rapisarda S, Yu W. *ApJ*, 2021, 919: 46
- [14] Zhu H, Chen X, Wang W. *MNRAS*, 2023, 523: 4394
- [15] Zhao X S, Dong Y T, Gou L J, et al. *JHEAp*, 2020, 27: 53
- [16] Liu Q, Liu H, Bambi C, et al. *MNRAS*, 2022, 512: 2082
- [17] Zhang Y, Méndez M, García F, et al. *MNRAS*, 2022, 512: 2686
- [18] Yorgancioglu E, Bu Q, Santangelo A, et al. *A&A*, 2023, 677: A79
- [19] Song Y, Jia N, Yang J, et al. *MNRAS*, 2023, 526: 6041
- [20] Chen J, Wang W. *MNRAS*, 2024, 527: 238
- [21] Jonker P G, Nelemans G. *MNRAS*, 2004, 354: 355
- [22] Mirabel I, Rodríguez L. *Nature*, 1994, 371: 46
- [23] Zdziarski A A, Gierlinski M, Mikolajewska J, et al. *MNRAS*, 2004, 351: 791
- [24] Chauhan J, Miller-Jones J, Raja W, et al. *MNRAS*, 2021, 501: L60
- [25] Xiang J, Lee J C, Nowak M A, et al. *ApJ*, 2011, 738: 78
- [26] Vallenari A, Brown A G, Prusti T, et al. *A&A*, 2023, 674: A1
- [27] Chan V C, Bovy J. *MNRAS*, 2020, 493: 4367
- [28] Groenewegen M. *A&A*, 2021, 654: A20
- [29] Zhu H, Du C, Yan Y, et al. *ApJ*, 2021, 915: 9
- [30] Miller-Jones J, Jonker P, Dhawan V, et al. *ApJ*, 2009, 706: L230
- [31] Miller-Jones J C, Bahramian A, Orosz J A, et al. *Science*, 2021, 371: 1046
- [32] Reid M, Miller-Jones J. *ApJ*, 2023, 959: 85
- [33] Atri P, Miller-Jones J, Bahramian A, et al. *MNRAS*, 2020, 493: L81
- [34] Torres M, Casares J, Jiménez-Ibarra F, et al. *ApJ*, 2019, 882: L21
- [35] Frank J, King A, Raine D. *Accretion Power in Astrophysics*. 3rd ed. New York: Cambridge University Press, 2002: 54
- [36] Boyajian T S, Von Braun K, Van Belle G, et al. *ApJ*, 2012, 757: 112
- [37] Patterson J, Brincat S, Stone G, et al. *ATel*, 2018, 11756: 1
- [38] Patterson J, Kemp J, Harvey D A, et al. *PASA*, 2005, 117: 1204
- [39] Sánchez D M, Muñoz-Darias T, Cúneo V, et al. *ApJ*, 2022, 926: L10
- [40] Chand S, Dewangan G, Thakur P, et al. *ApJ*, 2022, 933: 69
- [41] Shang J R, Debnath D, Chatterjee D, et al. *ApJ*, 2019, 875: 4
- [42] Jana A, Debnath D, Chatterjee D, et al. *ApJ*, 2020, 897: 3
- [43] Tominaga M, Nakahira S, Shidatsu M, et al. *ApJ*, 2020, 899: L20
- [44] Soria R, Ma R, Tao L, et al. *MNRAS*, 2022, 515: 3105
- [45] Chen X, Wang W, You B, et al. *MNRAS*, 2022, 513: 4875
- [46] Chen X, Wang W, Tian P, et al. *MNRAS*, 2022, 517: 182
- [47] Jin Y J, Wang W, Chen X, et al. *ApJ*, 2023, 953: 33
- [48] Titarchuk L, Seifina E. *A&A*, 2023, 669: A57
- [49] Shaposhnikov N, Titarchuk L. *ApJ*, 2009, 699: 453
- [50] Titarchuk L, Mastichiadis A, Kylafis N D. *ApJ*, 1997, 487: 834
- [51] Titarchuk L, Lapidus I, Muslimov A. *ApJ*, 1998, 499: 315
- [52] Titarchuk L, Fiorito R. *ApJ*, 2004, 612: 988
- [53] Shakura N I, Sunyaev R A. *A&A*, 1973, 24: 337
- [54] Greene J, Bailyn C D, Orosz J A. *ApJ*, 2001, 554: 1290
- [55] Muñoz-Darias T, Casares J, Martínez-Pais I. *MNRAS*, 2008, 385: 2205
- [56] Park S Q, Miller J, McClintock J, et al. *ApJ*, 2004, 610: 378
- [57] Orosz J A, Groot P J, van der Klis M, et al. *ApJ*, 2002,

- 568: 845
- [58] Orosz J A, McClintock J E, Remillard R A, et al. *ApJ*, 2004, 616: 376
- [59] McClintock J E, Remillard R A, Rupen M P, et al. *ApJ*, 2009, 698: 1398
- [60] Yanes-Rizo I, Torres M, Casares J, et al. *MNRAS*, 2022, 517: 1476
- [61] Orosz J A, McClintock J E, Aufdenberg J P, et al. *ApJ*, 2011, 742: 84
- [62] Novikov I D, Thorne K S. *Black Holes (Les Astres occlus)*, 1973, 1: 343
- [63] Davis S W, Blaes O M, Hubeny I, et al. *ApJ*, 2005, 621: 372
- [64] Davis S W, Hubeny I. *ApJS*, 2006, 164: 530
- [65] McClintock J E, Narayan R, Steiner J F. *SSRv*, 2014: 295
- [66] Remillard R A, McClintock J E. *ARA&A*, 2006, 44: 49
- [67] Fabian A, Buisson D, Kosec P, et al. *MNRAS*, 2020, 493: 5389
- [68] Guan J, Tao L, Qu J, et al. *MNRAS*, 2021, 504: 2168
- [69] Torres M, Casares J, Jiménez-Ibarra F, et al. *ApJ*, 2020, 893: L37
- [70] Chen W. Z S N, Cui W. *AAS*, 1997, 29: 1308
- [71] Zhao X, Gou L, Dong Y, et al. *ApJ*, 2021, 916: 108
- [72] 王苑, 苟利军, 赵雪彬, 等. *天文学报*, 2023, 64: 15
- [73] Wang Y, Gou L, Zhao X, et al. *ChA&A*, 2023, 47: 624
- [74] Wu H, Wang W, Sai N, et al. *MNRAS*, 2023, 522: 4323
- [75] Reynolds C S. *ARA&A*, 2021, 59: 117
- [76] Dauser T, Garcia J, Wilms J, et al. *MNRAS*, 2013, 430: 1694

An Overview of the *Insight*-HXMT Scientific Satellite Measuring Fundamental Parameters of Black Holes

WANG Wei ZHU Hai-fan

(Department of Astronomy, School of Physics and Technology, Wuhan University, Wuhan 430072)

ABSTRACT This paper systematically reviews the primary methods for measuring the fundamental parameters of black holes — mass and spin, and briefly introduces techniques for determining the distances to black hole binary systems. Through case studies, it highlights the importance of precise distance measurements in refining the fundamental parameters of black holes. This paper explores three common approaches to black hole mass measurement: dynamical methods, spectral fitting, and quasi-periodic oscillations, while discussing their practical applications and inherent limitations based on observational results. In the aspect of spin measurement, the focus is on the research achievements of the *Insight*-HXMT (Insight Hard X-ray Modulation Telescope) satellite. The paper provides an in-depth analysis of two methods: thermal continuum fitting and reflection component fitting, emphasizing the crucial role of the *Insight*-HXMT satellite in spin research. It meticulously dissects the theoretical foundations and model assumptions of these two methods and presents their measurement processes through examples. Furthermore, we showcase the role and advantages of the *Insight*-HXMT satellite in spin measurement using these methods.

Key words black hole physics, X-rays: binaries, accretion disk, radiation mechanism