

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2025.02.05

黑洞 X 射线暂现源的质量测量

周 澳, 武剑锋

(厦门大学 物理科学与技术学院, 厦门 361005)

摘要: 目前为止, 已经探测到的黑洞 X 射线暂现源及其候选体一共有 72 例, 其中已经得到动力学证认的有 19 例。这些暂现源是由恒星级黑洞与小质量恒星组成的 X 射线双星系统。恒星级黑洞基本参数的测量, 可以帮助人们更好地理解双星的演化和黑洞的形成, 也能为该领域中的诸多问题提供更多的论据, 如恒星级黑洞和中子星之间是否存在严格的质量间隙。介绍了黑洞 X 射线双星的相关基本理论, 详细描述了测量恒星级黑洞质量的常用方法和软件, 并分析了动力学建模过程中可能的误差来源, 最后总结了现有黑洞 X 射线暂现源的样本统计性质, 并对未来研究方向进行了展望。

关键词: X 射线; 黑洞双星; 暂现源; 动力学研究

中图分类号: P145.8 **文献标识码:** A

1 引言

爱因斯坦广义相对论 (general relativity, GR) 最著名的预言之一是黑洞 (black hole, BH) 的存在。在黑洞中, 引力完全处于主导地位, 从而在其内部出现一个时空奇点^[1]。黑洞的本质属性是它的事件视界, 这是一个非物质的表面, 限制了无法与外部时空通信的内部区域。黑洞的极强引力场为天文学家提供了独特的实验室, 用来观测和研究宇宙的高能物理现象, 如吸积、相对论性喷流和伽马射线暴等。因此, 黑洞在天体物理学研究中的很多领域, 如大质量恒星演化、X 射线双星、活动星系核等, 都起着重要作用。

黑洞是宇宙中最简单的宏观物体。GR 的无毛定理指出, 当一个孤立的黑洞形成时, 最终物体的性质完全由它的质量、角动量和电荷来表征^[2, 3]。通常认为, 在现实的宇宙中, 带电的黑洞都会被周围环境的放电所中和, 所以天体物理学上的黑洞只需用质量和角动量来定义, 此两者的准确测量是探测强引力场下时空结构的基础。对于黑洞来说, 质量是基本参数。黑洞的证认是通过对其质量的限定而实现。在用 X 射线连续谱拟合测量黑洞自旋的方

收稿日期: 2024-04-19; 修回日期: 2024-05-23

资助项目: 国家自然科学基金 (12273029)

通讯作者: 武剑锋, wujianfeng@xmu.edu.cn

法中, 可靠的黑洞质量数值是前提条件^[4]。宇宙中已经证认的黑洞包含: 恒星级黑洞 (质量范围为 $3 M_{\odot} \sim 100 M_{\odot}$)、超大质量黑洞 (质量范围为 $10^6 M_{\odot} \sim 10^{10} M_{\odot}$) 以及质量介于前两者之间的中等质量黑洞 (质量范围为 $10^2 M_{\odot} \sim 10^5 M_{\odot}$)。

动力学建模是证认黑洞的主要途径之一, 其基本原理是通过可观测的恒星或气体的开普勒运动限定其所围绕天体的质量。现阶段在银河系内已证认的恒星级黑洞均存在于双星系统中。通过观测双星中的普通恒星, 得出系统的轨道解, 从而能够精确限制致密天体的质量。1939 年, Oppenheimer 和 Snyder^[5]对黑洞的形成进行了第一次严格的计算。当致密天体的质量超越 Tolman-Oppenheimer-Volkoff 极限时, 它只能坍缩成为一个黑洞; 该极限的准确数值仍然是一个活跃的研究领域, 但通常认为其不超过 $3 M_{\odot}$ 。因此, 当致密天体的质量被可靠地测定为大于 $3 M_{\odot}$ 时, 即可被证认为恒星级黑洞。对于超大质量黑洞, 也是通过研究围绕其运动的恒星的轨道进而测定其质量下限, 并最终证认为黑洞。银河系中心的射电源 Sgr A* 是通过此种方法证认的第一个超大质量黑洞。通过恒星轨道测量银心黑洞质量的最新结果为 $M_{\text{BH}} = (4.297 \pm 0.012) \times 10^6 M_{\odot}$ ^[6]。对于活动星系核, 反响映射 (reverberation mapping, RM) 是最主要的测定超大质量黑洞质量的方法。它的基本原理是通过光谱和光变观测分别测量黑洞周围宽线区气体的速度及其与黑洞的距离, 因此本质上仍然是动力学的方法^[7, 8]。近年来对矮星系的反响映射研究发现了位于星系中心的中等质量黑洞的证据, 例如 NGC 4395 中心黑洞的质量量级约为 $10^4 M_{\odot}$ 。除了动力学方法之外, 引力波方法探测到了近百例恒星级双黑洞并合的事件^[9], 并且发现了由恒星级黑洞并合产生中等质量黑洞的证据 (如 GW190521 事件中双黑洞合并的产物是质量为 $142 M_{\odot}$ 的黑洞^[10, 11])。另外, 引力透镜方法可以用来探测宇宙中孤立的黑洞^[12]。

不同质量黑洞周围的物理过程具有高度的相似性。同时, 与超大质量黑洞相比, 恒星级黑洞的光变时间尺度更短, 因此, 天文学家能够通过一系列的吸积机制对它们的性质进行深入研究^[13]。恒星级黑洞对天文学很多领域都很重要, 例如, 它们是大质量恒星演化的最终产物之一, 其前身恒星的坍缩丰富了宇宙中的重元素^[14]; 并且黑洞质量能够从侧面反映出前身恒星的质量、星风损失等相关信息。恒星级黑洞样本的丰富可以帮助我们了解宇宙中大质量恒星如何结束其生命, 以及如何转变为黑洞这一特殊过程。星系中恒星级黑洞的质量分布与大质量恒星的数量和演化、超新星爆炸的能量来源、中子星与黑洞的分界线等有着复杂而密切的关系。此外, 完整双星轨道参数对于我们理解致密双星演化理论以及比较各种模型优劣至关重要^[15-17]。已知三维空间速度的 X 射线双星系统可以对黑洞形成机制做进一步的限制, 使我们可以探索黑洞在形成过程中所遭受的冲击, 为双星演化和超新星模型提供了依据^[18]。

通过引力波探测到的恒星级黑洞与动力学证认的恒星级黑洞遵从不同的质量分布, 意味着它们有可能代表不同的黑洞族群。迄今通过动力学证认的恒星级黑洞主要位于 X 射线双星系统^[19]。大部分的黑洞 X 射线双星首先通过 X 射线爆发被发现, 然后通过动力学建模证认其致密天体为恒星级黑洞。这类双星系统爆发之后, 通常会在数月至数年的时间尺度回归到 X 射线辐射较弱的状态, 即“宁静态”, 因此这些 X 射线双星称为黑洞 X 射线暂现源 (X-ray transient, XRT)。即黑洞 X 射线暂现源构成了迄今为止通过动力学证认的恒星级黑

洞的主体。本文将主要讨论黑洞 X 射线暂现源的动力学建模和黑洞质量测量。

2 黑洞 X 射线双星

2.1 X 射线双星研究历史

孤立黑洞很难产生可观测的辐射，而黑洞与普通恒星组成的双星系统成为寻找和观测黑洞的有效途径。当黑洞处于密近双星系统且黑洞吸积伴星物质的过程处于比较活跃的状态时，会产生明亮的 X 射线辐射，容易在 X 射线波段被探测到。因此恒星级黑洞的第一个有力证据来自 X 射线双星 Cygnus X-1 的观测数据^[20, 21]。X 射线是伴星物质在黑洞周围吸积盘中传输并被加热至极高温时释放出来的高能辐射，为我们深入探究黑洞本身的特性及其周围物质的吸积行为提供了极其宝贵的信息。通过对这些 X 射线信号进行详细分析，我们可以根据其光变曲线和能谱来限制黑洞双星系统多个参数的范围。X 射线也有助于揭示吸积盘的结构、温度分布、厚度以及物质传输过程，观测到的 X 射线快速变化和爆发活动又可以帮助科学家们理解吸积盘内部的不稳定性和湍流过程等诸多方面^[19]。Cygnus X-1 的光学辐射主要来自其伴星，通过光学波段光谱的观测能够测量伴星的视向速度以及伴星自身的物理参数（如质量），从而通过动力学建模估算黑洞的质量。

X 射线双星是由中子星或黑洞作为主星，与普通恒星作为伴星所构成的双星系统，依据其伴星的质量，分为大质量 X 射线双星（high mass X-ray binary, HMXB）和小质量 X 射线双星（low mass X-ray binary, LMXB）。这类系统的伴星通常为 O/B 型的大质量恒星，其质量 $M \gtrsim 10 M_{\odot}$ 。来自伴星的强劲星风会直接吹到致密天体周围。致密天体通过星风吸积伴星物质，产生 X 射线辐射，是持续的 X 射线光源。Cygnus X-1 及其后发现的第二个黑洞 X 射线双星——位于大麦哲伦云的 LMC X-3^[22]，均属于此类。不过目前在银河系内已经得到证认的黑洞 HMXB 系统只有 Cygnus X-1，绝大部分已知的 HMXB 是中子星双星系统。

LMXB 的伴星大多为 G/K/M 型恒星（质量约小于 $1 M_{\odot}$ ）。伴星的物质充满洛希瓣之后，再通过拉格朗日点输送至吸积盘。人们发现的第 3 例黑洞双星系统 A 0620-00 是黑洞 LMXB 的代表源，它与 Cygnus X-1 不同，并非是常亮的 X 射线源。A 0620-00 是通过 X 射线爆发事件而首次被探测到，其峰值亮度在 $10^{-9} \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$ 量级^[23]。爆发之后历经大约 1 a 的时间，A 0620-00 的亮度逐渐恢复至 X 射线宁静态水平，最终稳定在 $10^{-17} \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$ 量级，转变为一个相对暗淡的 X 射线源^[24]。对于黑洞 LMXB 所产生的持续时间长达数月的 X 射线爆发事件，人们普遍认为其驱动力来源于吸积盘内部的某种物理不稳定机制^[25, 26]。在此过程中，当伴星向黑洞提供的吸积物质流量不够充分时，吸积盘内部的物质无法持续有效地通过粘滞机制向外转移角动量，从而向黑洞中心移动，吸积盘外侧的物质便会开始堆积，在达到某个临界点后，吸积盘的平衡遭到破坏，引发一场大规模的物质和能量释放，这就是我们观测到的 X 射线爆发事件^[27]。这种爆发机制有助于我们理解吸积盘动力学、物质输运过程以及致密天体与其伴星相互作用等诸多天体的物理过程，因此黑洞 LMXB 以 X 射线暂现

源的形式存在^[19]。这类系统在绝大部分的时间中处于 X 射线宁静状态 (其典型的 X 射线光度通常低于 $10^{25} \text{ J}\cdot\text{s}^{-1}$)。

上述两类 X 射线双星在银河系内的空间分布差异, 体现出与不同类型恒星族群之间的关联性。HMXB 倾向于与年轻恒星成协, 常见于银盘区域, 这些地方往往拥有丰富的气体和尘埃, 因此其恒星形成活动也比较活跃; 而 LMXB 更多地集中分布在银河系中央的核球区域和球状星团内部, 这类星团包含着大量的年老恒星族群, 这些恒星在长时标的演化中更容易形成 LMXB 系统。

2.2 黑洞双星的 X 射线能谱性质

黑洞双星的 X 射线能谱通常能够分解为热成分和非热成分。热成分主要是来自于吸积盘的黑体辐射, 特征温度接近 1 keV; 非热成分主要来自逆康普顿散射, 主要表现为幂律谱的形式。呈幂律谱的 X 射线光子照射到吸积盘上会被吸积盘反射。尽管此种吸积盘反射成分普遍存在, 但对于吸积盘倾角 (即吸积盘法向与视线方向的夹角) 较小的黑洞双星, 这种成分更容易被观测到^[28]。除了上述的连续谱特征外, 黑洞双星的 X 射线能谱中还会存在一些谱线特征, 例如在相对论效应下展宽的 Fe $K\alpha$ 发射线, 目前已有研究工作在探索利用 Fe K 荧光来测量黑洞质量的可行性^[29]。黑洞双星系统中的伴星在受到 X 射线照射的情况下有可能产生窄的 Fe $K\alpha$ 发射线, 如果能从观测到的 $K\alpha$ 发射线中分离出窄线成分, 就可以生成伴星的视向速度曲线。这种方法的可行性会依赖于一些其他系统参数, 如质量比 q 、轨道倾角 i 等; 另外, 在方法实践上也存在诸多限制, 如复杂构型的星风对发射线的遮蔽。尽管如此, 在以微量能器为代表的高分辨率 X 射线天文学的时代, 如果这类方法的可行性能够在观测上得到证实, 将显著提升恒星级黑洞的质量测量精度。

3 黑洞 X 射线暂现源的质量测量

黑洞双星的动力学建模主要通过对伴星的光学光谱和测光观测完成。与常规观测相比, 动力学观测的独特之处在于其侧重于时域分析, 要求在较长时间段内进行多次测量, 确保观测能够覆盖到大部分轨道相位, 因而能够对周期性的视向速度曲线和光变曲线进行准确建模。测光研究的观测量是系统光学亮度的周期性变化, 光谱研究的观测量主要是来自伴星大气的吸收线的线心频移 (对应视向速度) 和展宽 (对应伴星的自转速度)。黑洞 HMXB 的伴星为 O/B 型恒星, 主导了系统的光学辐射。对于黑洞 LMXB 而言, 在爆发期间, 其小质量伴星的光学辐射完全被明亮的吸积盘所淹没; 只有在 X 射线宁静态期间, 伴星的光学辐射才能够被探测到, 可以通过伴星的光学光谱和测光观测进行动力学建模, 从而测量黑洞的质量。因此, 对黑洞 X 射线暂现源进行动力学研究的光学观测, 需要在其 X 射线宁静态期间进行。

3.1 方法介绍

双星系统的动力学研究依赖于开普勒第三运动定律, 以式 (1) 所定义的质量函数形式所

展现。

$$f(M) \equiv \frac{PK_2^3}{2\pi G} = \frac{M \sin^3 i}{(1+q)^2} \quad (1)$$

该方程自然适用于致密天体双星系统，其中 M 代表致密天体的质量，其所定义的质量函数 $f(M)$ 代表致密天体质量的下限。如果这一下限大于 $3 M_{\odot}$ ，则该致密天体即被证认为黑洞。需要注意的是，式 (1) 隐含地假设了轨道是圆形的，这是一个合理的假设，因为 X 射线双星轨道圆化的时标远小于其预期寿命^[30]。从质量函数的定义出发，测量 X 射线暂现源中的黑洞质量遵循如下过程：

- (1) 识别伴星光谱光学波段的特征，确定伴星的光谱型，选择相应的恒星光谱模板；
- (2) 通过对覆盖多个轨道相位的光学光谱测量出的伴星视向速度进行拟合，得到其半振幅值 K_2 和轨道周期 P ，进而计算致密天体质量函数 $f(M)$ ；
- (3) 利用光学光谱测量伴星的投影自转速度 $v \sin i$ ，进而计算伴星与致密天体的质量比 $q = M_c/M$ ；
- (4) 通过测光得到光学光变曲线，对伴星的椭圆调制进行建模，从而得到双星轨道平面倾角 i ，最终计算出黑洞质量 M 。

由光学光变曲线亦可得到周期 P 。但在某些特殊情况下（见 3.2.2 节），光变曲线得到的光度周期并不能反映真实的轨道周期，需通过伴星视向速度曲线的拟合来精确限制其结果。下面我们分节详解上述步骤。

3.1.1 通过伴星视向速度曲线测量 P 和 K_2

我们首先要选择合适的模板光谱，具有与伴星几乎相同的吸收谱线特征，从而用于伴星视向速度和自转速度测量。最有效的技术是运用光谱学中的交叉相关法。具体而言，我们可以用望远镜拍摄一系列已知谱型的恒星光谱，也可以直接从 Husser 等人于 2013 年所发布的 PHOENIX 恒星光谱模板库^[32]中挑选光谱。这项工作须先将黑洞双星系统的平均光谱与众多的模板光谱做交叉相关分析，挑选出其中相关程度最高的光谱作为后续处理过程的模板；然后将黑洞双星的各个光谱与模板光谱做交叉相关，以测得不同光谱对应的视向速度结果。很多软件包可以用来进行光谱之间的交叉相关分析，如 IRAF/fixcor^[33]、Python/laspec^[34, 35]等，均是基于 Tonry 和 Davis 提出的方法^[36]。具体过程为：先设置一系列速度值作为模板光谱与实际光谱之间的速度差，然后根据多普勒效应对波长进行修正，再利用交叉相关函数计算两条光谱之间的相关性。相关性最好的速度值即是两条光谱间的相对视向速度。对于黑洞双星而言，由观测光谱与模板光谱交叉相关直接得到的视向速度是伴星相对于地表望远镜的速度，还须进行日心参考系视向速度校正，将其转化为在日心参考系下的视向速度。我们通常使用 PyAstronomy 库中的 pyasl.helcorr 模块^[37]来实现这一操作，这个模块通过输入望远镜的坐标和观测时间等相关信息，再利用地球的运动来实现速度的修正。最后可以用 Python 中 thejoker 包^[38]来拟合伴星视向速度曲线，这是一款专门用于模拟双星系统视向速度曲线的蒙特卡罗采样器，可通过不同模型曲线与实际数据点之间 χ^2 的结果来选择一套最优的参数（即模型曲线）。拟合的这些参数包括计算质量函数所

需要的轨道周期 P 以及伴星视向速度半振幅 K_2 。图 1 为一个视向速度拟合的实例, 横坐标表示进行周期折叠之后的相位分布, 纵坐标表示视向速度数据以及与模型曲线之间的残差, 黑色线条即为拟合所得到的最优视向速度模型曲线。该示例展示了黑洞 X 射线暂现源 Nova Muscae 1991 的视向速度曲线, 由两个观测夜获得的 72 条光谱测得的视向速度值组成, 涵盖了完整的轨道相位^[31]。质量函数 $f(M)$ 是证认恒星级黑洞的依据, 通常可获得百分之几的测量精度。这就要求在观测中光谱仪的分辨本领应高于 $\lambda/\Delta\lambda \approx 1500$ ^[13], 这里的 λ 代表波长, $\Delta\lambda$ 则是光谱仪所能分辨的最小波长间隔。同时, 为了更准确地拟合视向速度曲线, 光谱观测时间所对应的相位应尽量均匀覆盖完整的轨道周期。

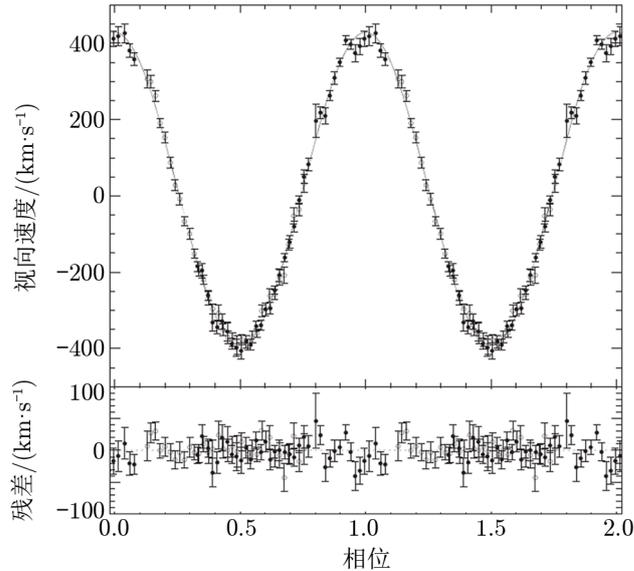


图 1 黑洞双星 Nova Muscae 1991 视向速度曲线的最佳拟合结果和残差^[31]

3.1.2 通过 $v \sin i$ 测量质量比 q

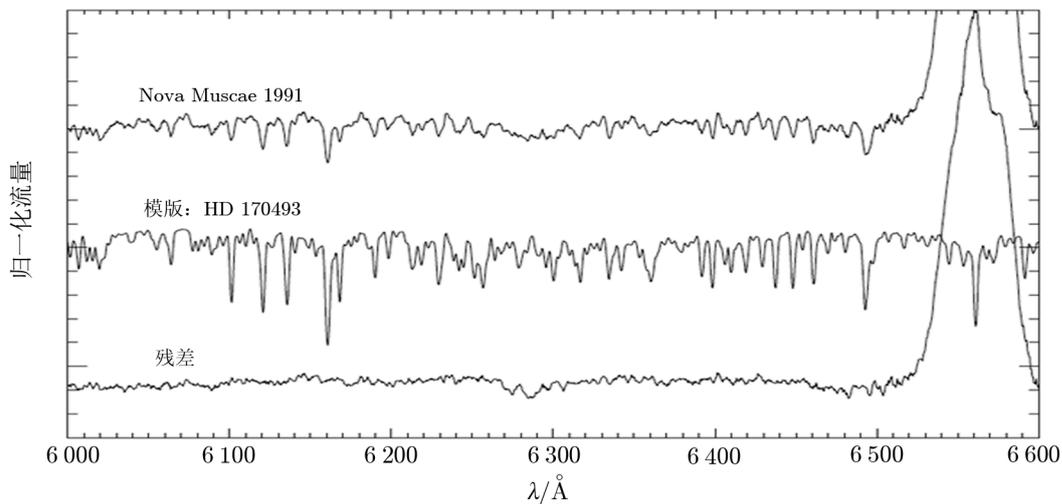
质量参数 $f(M)$ 仅能提供致密天体质量的下限。致密天体质量的准确数值还需要质量比 q 和双星轨道平面倾角 i 这两个参数的测量结果。确定质量比的主要方法是通过测量伴星光球层吸收线的自旋展宽 ($v \sin i$) 值。这种方法利用了这样一个事实: 对于周期短且发生质量传输的双星系统, 其伴星往往填充了它的洛希瓣并处于潮汐锁定状态, 其自转周期与公转周期相同, 因此它的吸收线宽度明显比缓慢旋转的单星更宽。在球形近似下, 自旋展宽与双星质量比的关系可以通过公式来量化^[39]:

$$\frac{v \sin i}{K_2} \approx 0.462q^{1/3}(1+q)^{2/3} . \quad (2)$$

因此, 通过 $v \sin i$ 的测量, 结合前面步骤得到的 K_2 , 可以限制 q 的取值范围。

测量 $v \sin i$ 可以使用最优残差法, 由 molly 软件来实现^[40], 其基本思路是对模板光谱进行一系列处理 (如吸收线展宽) 来模拟真实的伴星光谱情况。将黑洞双星的光学光谱与

对应的模板（即相同光谱型场星的光谱）进行对比，会发现黑洞双星光谱中的吸收线更宽，而且更浅。吸收线的展宽是由上面所述的处于潮汐锁定的伴星自转更快所造成。而在黑洞双星系统中，拍摄到的光学波段连续谱常常包含额外的来自吸积盘的成分，稀释了伴星的吸收线特征，导致在光谱上表现得更浅。通过最优残差方法可以同时测量出伴星自转速度 $v \sin i$ 和光谱中的伴星成分 f_s ($0 < f_s < 1$)，吸积盘所占的成分则为 $f_d = 1 - f_s$ 。具体的做法为：设置一系列的自转速度 $v \sin i$ 值，将模板光谱的吸收线按照 $v \sin i$ 值展宽，再乘以 f_s 因子，所得的光谱与黑洞双星的光谱相减。理想情况下，如果所设的 $v \sin i$ 和 f_s 因子符合该黑洞双星系统的实际参数值，那么相减所得的剩余光谱将不再含有伴星光谱的吸收线，仅余噪声。我们对剩余光谱进行 χ^2 检验，通过 χ^2 最小化方法，在找到使前述两种光谱匹配的最优展宽速度 $v \sin i$ 的同时，也能得出光谱中伴星成分 f_s 的结果。根据 $v \sin i$ 的测量数值，即可通过式 (2) 计算出质量比 q 。图 2 是对于黑洞 X 射线暂现源 Nova Muscae 1991 用最优残差法测量 $v \sin i$ 的图形示意。图中间的光谱是模板光谱。该模板在经过上述的步骤处理之后，与图上部的黑洞双星的光谱相减，在最合适的 $v \sin i$ 和 f_s 因子取值下，相减所得的残差，即图下部的光谱，仅包含噪声（以及吸积盘的发射线和星际介质吸收这些非伴星光谱的特征）。



注：从上到下三条光谱依次是目标源 Nova Muscae 1991 的平均归一化光谱、与伴星相同光谱型模板光谱，以及模板光谱经过处理后与 Nova Muscae 1991 光谱相减得到的残差。

图 2 利用 molly 软件测量 $v \sin i$ 的实例^[31]

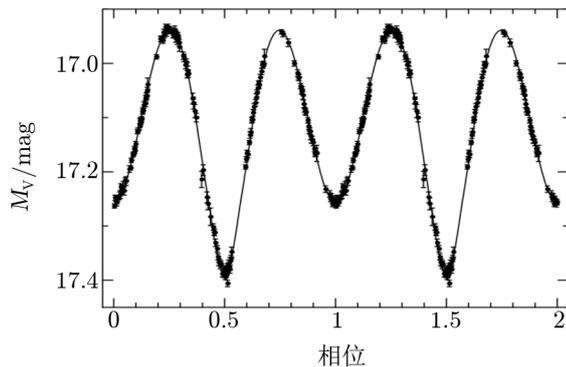
在用最优残差方法测量 $v \sin i$ 和 f_s 的过程中，有几点技术细节需要注意。黑洞双星的光谱往往还包含星际介质吸收的特征和吸积盘的光谱特征（如巴尔末发射线），需要将这些特征所处的波长范围屏蔽。另外，在将模板光谱与目标平均光谱放于同一静止参考系进行自旋展宽测量的过程中，我们需要对模板光谱进行临边昏暗（limb darkening）校正，并且为了模拟拍摄时持续曝光期间吸收线心移动所造成的模糊效应，也需要依据曝光时间及当时

的视向速度对模板光谱进行同样的模糊处理。在黑洞 X 射线暂现源中, 典型的伴星自旋展宽范围为 $30 \sim 150 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$, 因此, 为了获取准确的 $v \sin i$ 值, 需要较高的光谱分辨率, 否则得到的测量结果误差较大, 从而影响质量比的准确计算。

3.1.3 通过光变曲线的椭球调制限制倾角 i

双星系统轨道倾角的测定通常借助于将光学或近红外波段的光变曲线去拟合椭球调制模型。首先, 为了在测光图像上得到目标源的星等, 可以借助 IRAF/DAOPHOT 工具来进行孔径测光。一般情况下可以选择 1.5 倍点源图像的半高全宽 (full width at half maximum, FWHM) 作为测光孔径的尺寸。在某些特殊的情况下, 例如目标源附近有其他源带来测光污染, 可以采用图像相减法更准确地测量光变; 这是一种广泛用于星系研究中的数据处 理手段, 通过剔除图像中亮度不变的部分, 我们才能更专注于光变的部分。常见的软件有 SFFT (saccadic fast fourier transform)^[41]、HOTPANTS 和 ZOGY。这一类方法的核心思想是对不同时间图像的点扩散函数进行匹配, 基于所匹配的点扩散函数特性实现不同图像之间像素的相减, 其中的 SFFT 是在傅里叶空间进行这一系列操作, 处理的速度会更快。在得到光变曲线之后, 需要对测光结果进行周期性分析, 我们推荐用 LombScargle 方法^[42]来寻找周期性信号最强的时间频率。这种方法基于傅里叶变换等算法, 先计算出不同时间频率下的功率情况; 然后再根据得到的周期对数据进行相位折叠, 就可以将周期性的光变曲线很好地展现出来。

在黑洞 X 射线暂现源中, 伴星充满水滴状的洛希瓣。在不同轨道相位处, 伴星面向观测者部分的表面积不同, 同时伴有表面亮度的非均匀分布, 因此在光变曲线中呈现出一种特征双峰调制现象 (称为“椭球调制”)。图 3 展示了黑洞 X 射线暂现源 GRO J1655-40 的光变曲线, 横坐标表示轨道相位, 纵坐标表示 V 波段的星等, 实线为拟合得到的最佳光变曲线模型, 黑点表示包含了误差的数据。这是一个非常典型的椭球调制实例。在一个轨道周期内, 两个相等的亮度峰值代表伴星面向观测者表面积最大的相位 (即伴星视向速度绝对值最大时的相位); 而两个不等的亮度低谷



注: 合成模型采用 Kurucz 大气模型进行计算。

图 3 黑洞 X 射线源 GRO J1655-40 的 V 波段光变曲线拟合结果^[43]

则代表了在观测者看来, 伴星在黑洞之前 (较浅的低谷) 或在黑洞之后 (较深的低谷) 时的相位。这种调制的光变幅度与双星系统的轨道倾角 i 之间存在密切的函数关系, 倾角 i 越大, 意味着双星公转轨道平面的法向更接近垂直于我们的视线方向, 即轨道平面以“侧向”正对着观测者, 这时椭球调制的光变幅度更大。GRO J1655-40 是一个拥有 F6 IV 型中等质量伴星的黑洞 X 射线暂现源, 其系统轨道倾角已经得到了精确的测量^[43]。然而, 更为常见的情况是黑洞 X 射线暂现源拥有较暗的 K-M 型伴星, 因此, 光变曲线很可能会受到其他

非恒星光源的严重干扰（见 3.2 节）。

为了获得精确的光变模型，研究者需要考虑伴星表面上各点的局部光强，这些光强受到诸如临边昏暗效应和重力昏暗（gravity darkening）效应等因素的影响。临边昏暗效应指恒星表面靠近边缘的区域看上去比中心区域要暗淡的现象；而重力昏暗效应则是指恒星赤道部位由于离心力作用而膨胀，密度减小，导致表面温度降低和亮度减弱的现象。通过综合考虑局部光强度在洛希瓣几何结构上的分布，并加以修正由于临边昏暗和重力昏暗效应所产生的影响，可以得到其光变模型。为了得到最佳结果，常采用 Kurucz 和 NEXTGEN 大气模型^[44]。通过椭球调制来测量双星系统轨道倾角的方法有很多，可以使用 ELC（eclipsing light curve）^[44]、W-D（Wilson-Devinney）^[45]或者 PHOEBE^[46]软件包。

3.1.4 其他可行方法

在某些吸积盘活跃度较高的系统中，黑洞 X 射线双星的光学光变曲线有可能存在“长驼峰”（superhump）调制现象，即光变曲线给出的周期与轨道周期略有偏差（具体解释见 3.2.2 节）。对于这类系统，如果质量比 q 在 0.04 ~ 0.30 范围内，周期与 q 之间存在关系： $\Delta P = (P_{\text{sh}} - P_{\text{orb}})/P_{\text{orb}} \simeq (0.216 \pm 0.018) q^{[47, 48]}$ 。这是由相关性很强的数据通过拟合得到的经验公式，该关系在物理图像上是合理的，因为当质量比 $q = 0$ 时，不应发生轨道进动带来的长驼峰调制现象。这个方法既能检测 q 值合理性，也能直接用于其值的估算。

除了拟合光变曲线椭球调制的方法之外，双星轨道倾角 i 也可通过其他几种方法进行限制。对于能够探测到射电喷流的黑洞双星系统，喷流与观测者视线方向的夹角被用来代替轨道倾角，这其中蕴含的假设是喷流与双星轨道平面垂直。但已有证据表明，喷流并不一定垂直于吸积盘的方向。Poutanen 等人^[49]以黑洞双星 MAXI J1820+070 为例，展示了视线、喷流以及轨道平面法向这三者分别指向不同的方向。

此外，产生于黑洞周围吸积盘的 $H\alpha$ 发射线特征也可用于测量质量比 q 和轨道倾角 i 。基于 11 个黑洞 X 射线暂现源的已有结果，Casares^[50]在 2016 年用最小二乘法进行线性拟合，从而得出如下关系式：

$$\lg q = -(6.88 \pm 0.52) - (23.2 \pm 2.0) \lg \left(\frac{D_P}{W_{\text{FWHM}}} \right), \quad (3)$$

其中， D_P 和 W_{FWHM} 分别代表 $H\alpha$ 发射线的双峰间隔和轮廓的半高全宽。 $H\alpha$ 双峰间谷深 T 与轨道倾角 i 之间也存在一定的相关性^[51]：

$$i = (93.5 \pm 6.5) T + (23.7 \pm 2.5), \quad (4)$$

其中，

$$T = 1 - 2^{1 - \left(\frac{D_P}{W}\right)^2}, \quad (5)$$

其中， W 代表对 $H\alpha$ 发射谱线进行双高斯对称模型拟合时，其中单高斯曲线的 FWHM 值。然而，这些方法中的参数是根据有限数据点拟合所得，可能需要更多的数据来对其准确性进行验证。

3.2 系统性误差及局限性

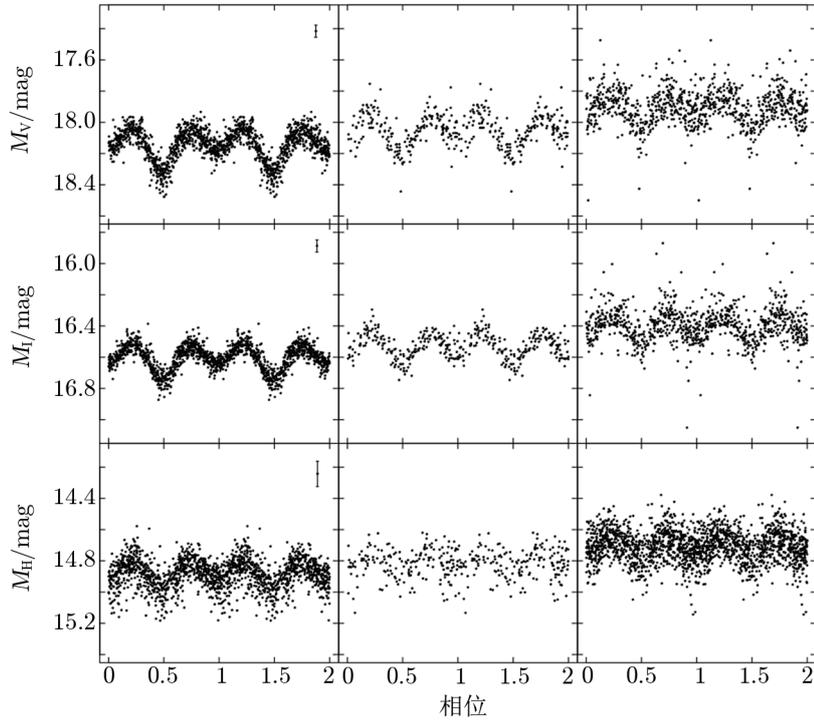
3.2.1 吸积盘光学辐射污染

从式 (1) 中可以看出, 黑洞质量的计算依赖于 $\sin^3 i$, 因此黑洞质量测量的不确定性主要来源于系统轨道平面倾角的测量误差。而系统轨道倾角 i 最主要的误差来源是吸积盘的光学辐射对于系统光变曲线的污染, 使得系统光变曲线中出现快速的非周期性变化。对黑洞 X 射线暂现源的高时间分辨率的光学监测表明, 处于宁静态的黑洞 X 射线暂现源能够在光学波段表现出短至分钟级的显著光变^[52, 53]。这种光变未呈现出明显的规律性, 会给我们的光变曲线建模工作 (无论是周期性分析, 还是椭球调制分析) 带来干扰。这种不规则光变在伴星温度更低的黑洞双星系统中显得更为突出, 且其特征时间尺度随轨道周期的延长而增大, 这两个特点暗示了这种光变可能源自吸积盘。伴星温度较低意味着它的热辐射比吸积盘的辐射更弱; 而在伴星温度更高的系统中, 伴星的辐射会增加整个系统的光度, 从而使得吸积盘辐射的变化相对不显著。尽管目前尚无确切证据指明这类快速变化的物理机制, 但已有证据表明, 不规则光变的幅度与通过光谱测量出来的吸积盘辐射所占比例呈正相关; 即黑洞 X 射线暂现源系统的光学辐射中, 吸积盘所贡献的比例越高, 其不规则光变幅度越大^[54], 这证明了这种不规则光变主要来自吸积盘。

在吸积盘的光学辐射遵循负指数幂律谱^[55]的假设下, 之前有工作选择在近红外波段进行观测和数据分析, 并且将这一波段的吸积盘辐射忽略, 以便于通过椭球拟合等方法精确提取双星的轨道参数。然而, 对部分黑洞 X 射线暂现源在近红外波段的观测表明, 近红外光谱中吸积盘所贡献的比例仍然很高, 其对光变曲线的污染不能忽略^[56, 57], 这就对仅利用近红外波段光变曲线进行单纯椭球拟合的有效性和可靠性提出了挑战^[31]。

为吸积盘污染问题提出解决方案的研究, 源自对处于宁静态的黑洞 X 射线暂现源 A 0620-00 长达十多年的光变监测。Cantrell 等人^[58]在 A 0620-00 的光学光变曲线中识别出三种主要的状态变化, 即“积极态” (active state)、“环路态” (loop state) 和“消极态” (passive state), 如图 4 所示。此三种情况可根据不同时间下的平均星等、颜色以及光变幅度的大小来进行区分, 也同样适用于其他的黑洞双星系统。在消极态下, 双星系统的辐射流量最低, 并且表现出最少的不规则光变, 其光变曲线最为接近理想的椭球调制; 而在向环路态和积极态演变的过程中, 双星系统变亮, 但同时不规则光变显著增加, 椭球调制的信号变得不明显。因此, 消极态下的光变曲线最适合进行椭球调制拟合, 进而确定双星系统轨道倾角。Cantrell 等人^[59]对 A 0620-00 在消极态下的 V、I、H 波段光变曲线进行了重新分析, 在采用椭球拟合后, 发现该系统的轨道倾角比之前的结果高 10° 左右。之前的研究工作中, 研究者直接对近红外光变曲线进行椭球拟合, 没有考虑伴星本身之外其他光源 (如吸积盘) 对光变曲线的影响。因此, 如果忽视吸积盘的污染效应, A 0620-00 中黑洞的质量可能会被高估 2 倍左右。这项研究强调, 为了准确测量双星系统轨道倾角, 至关重要的是利用在消极态期间闪烁活动最少的光变曲线。另一项针对黑洞 X 射线暂现源的研究亦表明, 处于 X 射线宁静态的黑洞双星系统在光学波段具有长期逐渐增亮的趋势^[60], 这表明吸积盘密度逐渐累积, 其辐射逐渐增强^[26, 27]。而黑洞 X 射线暂现源系统在经历 X 射线爆发之后刚进入宁静态时, 其光学辐射最暗, 吸积盘污染的成分最低; 因此, 该时期是通过光学光谱和测

光观测对黑洞 X 射线暂现源进行动力学研究的最佳时机^[60]。



注：左侧面板展示的是消极态，中间面板展示的是环路态（可以看作是一种过渡态），右侧面板展示的是积极态。容易看出，从消极态到积极态，非周期性变化的强度逐渐增强。

图 4 处于 X 射线宁静态的 A 0620-00 系统在三种不同光学态下的光变曲线^[58]

3.2.2 长驼峰调制现象

长驼峰调制是另一个会对双星轨道倾角带来系统误差的效应。这是由吸积盘的进动现象所造成的周期偏移。盘的进动周期比双星轨道周期长很多，此两种周期性信号的混合使得我们在光变曲线中会探测到一个时间略长于轨道周期的信号，我们称之为长驼峰周期 (P_{sh})。我们从光变曲线中直接通过时间序列分析得到的周期就是长驼峰周期，与其轨道周期存在百分之几的差别。此三者之间的关系可表示为： $P_{pr} = (P_{orb}^{-1} - P_{sh}^{-1})^{-1}$ ^[61-63]，其中 P_{pr} 表示盘的进动周期， P_{orb} 和 P_{sh} 分别为轨道周期和长驼峰周期。长驼峰调制会使得椭圆形光变曲线的形状和光变幅度发生长时标的变化，由此种椭圆调制曲线拟合限制出来的轨道倾角与真实倾角值之间可能会存在偏移。此情况下测得的周期是不准确的，也不会用其来限制倾角。来自视向速度曲线的周期不会受到长驼峰调制的影响，代表真实的轨道周期。

3.2.3 测量 $v \sin i$ 时的系统性误差

在对数据进行建模以拟合轨道参数时，模型往往并不能完美地重现双星的运动情况；因此在观测和理论触及不到的地方，研究者通常都会假设一些对结果影响很小并且合理的近似。当一颗恒星填充洛希瓣时，它与致密天体距离非常近，此时恒星就不再保持完美的球

形, 靠近致密天体的一侧会被拉伸。但通常在测量自旋展宽时, 使用一个具有固定速度展宽的模型光谱, 没有考虑恒星实际形状随相位的变化, 因此得出的 $v \sin i$ 值往往使质量比 q 偏小^[40]。同时, 通常采用的临边昏暗定律和引力昏暗定律^[64, 65]可能会导致对真实自旋展宽的低估, 从而使得计算得到的质量比偏小^[66]。尽管存在这么多系统性误差可能来源, 通常情况下测量 $v \sin i$ 时的统计误差大于系统性误差^[13]。此外, 考虑到黑洞 X 射线暂现源中伴星比黑洞的质量小很多, 即质量比 q 远小于 1, 因此 q 的系统误差对黑洞质量的最终估算影响相对较小。

4 黑洞 X 射线暂现源的统计性质

黑洞 X 射线暂现源的统计性质可以为黑洞的形成机制提供重要线索。在过去几十年中, 利用对这些系统的动力学研究结果, 人们构建了恒星级黑洞的质量分布和空间分布模型^[67, 68], 这些模型可以与超新星理论的预言以及引力波源的观测结果进行比较验证^[15, 69]。

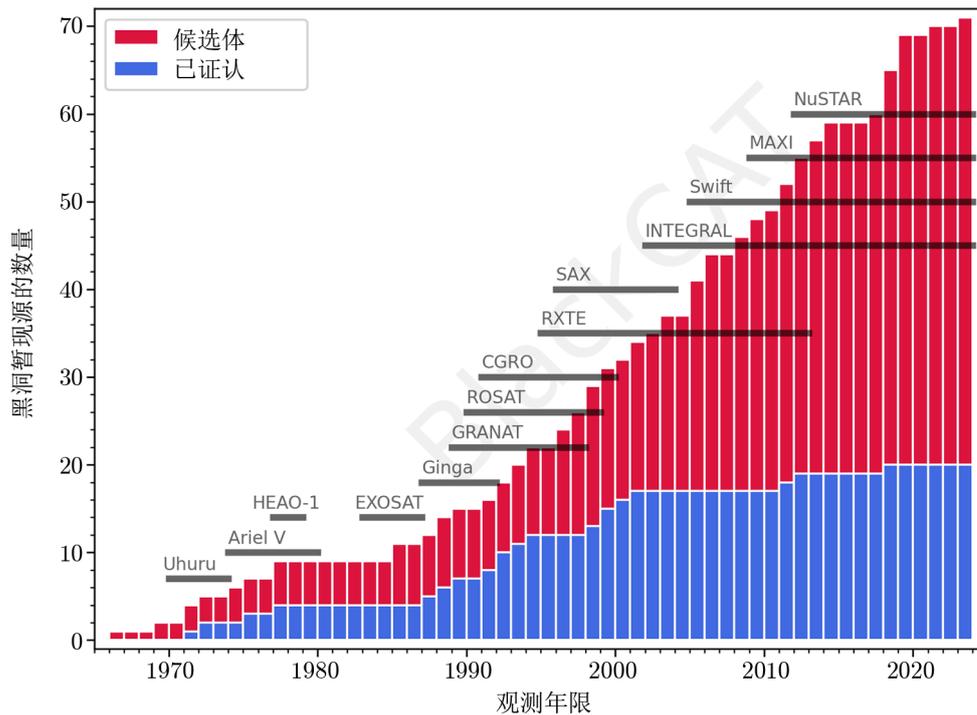
4.1 已证认黑洞统计

表 1 汇总了目前已知的 19 个具有动力学证认的黑洞 X 射线暂现源 (以发现时间排序) 的基础参数。通常情况下, 表格中列出的不确定度是 1σ 标准偏差, 但对于轨道倾角误差, 有时会提供 90% 或 95% 置信水平的数据。由于部分源在过去几十年经历过多次探测, 对于同一个参数往往存在多个测量结果, 由于观测限制等种种原因, 各结果可信度也会有所差别。表 1 中各参数的选值偏向于数据更纯净、更可靠的结果, 例如, 测量视向速度和伴星自旋展宽的光谱分辨率和信噪比更高, 用于约束系统轨道倾角的光变曲线中不规则光变幅度更低; 质量函数是从伴星在 X 射线宁静态下的视向速度曲线获得的。但是对于 GX 339-4 系统, 在最早的研究中, 尽管尚未在宁静态下探测到伴星, 但利用其爆发期间伴星受到照射的半球所激发的发射线, 研究人员得以推导出质量函数的下限^[70]。之后, 2017 年 Heida 等人^[71]利用其伴星光谱对此系统进行了较为完整的参数限制。双星系统的轨道倾角主要来源于宁静态下椭圆光变曲线的模型拟合结果, 但对于 GRS 1915+105, 其倾角是通过射电喷流的方向推断所得^[72]。对于其中少数源, 光变曲线中没有明显的 X 射线掩食现象, 并且已经测得其质量比, 因此可以给出轨道倾角的上限。图 5 展示了历史上发现和证认的黑洞 X 射线暂现源的数量变化情况, 也展现主要 X 射线卫星的使用时间段。近 10 年来, 黑洞 X 射线暂现源的候选体增加了 10 多个, 然而, 得到动力学证认的却仅有两个: MAXI J1305-704 和 MAXI J1820+070。其中 MAXI J1820+070 表现出较为特殊的性质, 在其 X 射线爆发后的三四年里仍然还会有较小的爆发产生, 说明其吸积盘可能仍然处于比较活跃的状态。

从表 1 中可以看出, 在已证认的黑洞 X 射线暂现源中没有轨道倾角特别高的系统。事实上, 在其他黑洞候选体中也呈现同样的特征。这背后有可能隐含着观测条件或方法上的选择效应。有研究认为, 由于黑洞周围存在着向外弯曲、遮挡效果显著的吸积盘, 对于倾角很高的双星系统, 中心的 X 射线源被有效地遮挡起来, 从而难以被直接观测到^[74]。这种吸积盘翘曲的现象可能与吸积的过程和周围环境有关, 如吸积盘内部的热量分布、磁场结构等因

表 1 目前已证认的黑洞 X 射线暂现源及其动力学参数

名称	伴星光谱型	轨道周期 /h	质量函数 / M_{\odot}	质量比	轨道倾角 / $(^{\circ})$	黑洞质量 / M_{\odot}	参考文献
4U 1543-475	A2V	26.793 77 ± 0.000 07	0.25 ± 0.01	0.25 ~ 0.31	20.7 ± 1.5	8.4 ~ 10.4	[77, 78]
GX 339-4	K1-2IV	42.21 ± 0.01	1.91 ± 0.08	$\leq 0.18 \pm 0.05$	37 ~ 78	2.3 ~ 9.5	[71]
A 0620-00	K2-7V	7.752 340 ± 0.000 002	2.79 ± 0.04	0.074 ± 0.006	51 ± 0.9	6.6 ± 0.3	[59]
H1705-250	K3-M0V	12.51 ± 0.03	4.9 ± 0.1	≤ 0.053	48 ~ 80	4.9 ~ 7.9	[79]
BW Cir	G0-5III	61.068 ± 0.002	5.7 ± 0.3	0.12 ^{+0.03} _{-0.04}	≤ 79	$\geq 7.6 \pm 0.7$	[80]
GS 2000+251	K3-7V	8.258 095 ± 0.000 005	5 ± 0.1	0.04 ± 0.01	54 ~ 60	5.5 ~ 8.8	[81]
V404 Cyg	K3III	155.308 03 ± 0.000 05	6.08 ± 0.06	0.067 ± 0.005	67 ⁺³ ₋₁	9 ^{+0.2} _{-0.6}	[82]
GRS 1124-684	K3-5V	10.382 52 ± 0.000 02	3.02 ± 0.06	0.079 ± 0.007	43.2 ^{+2.1} _{-2.7}	11 ^{+2.1} _{-1.4}	[60]
GRO J0422+32	M4-5V	5.091 850 ± 0.000 005	1.19 ± 0.02	0.11 ^{+0.05} _{-0.02}	10 ~ 50	2 ~ 15	[83-85]
GRS 1915+105	K1-5III	812 ± 4	7 ± 0.2	0.042 ± 0.024	60 ± 5	11.2 ± 2	[86, 87]
GRS 1009-45	K7-M0V	6.844 9 ± 0.000 3	3.2 ± 0.1	0.055 ± 0.01	37 ~ 80	≥ 4.4	[88]
GRO J1655-40	F6IV	62.926 272 ± 0.000 096	2.73 ± 0.09	0.42 ± 0.03	69 ± 2	6 ± 0.4	[66]
XTE J1550-564	K2-4IV	37.008 8 ± 0.000 1	7.7 ± 0.4	≈ 0.03	75 ± 4	7.8 ~ 15.6	[89, 90]
SAX J1819.3-2525	B9III	67.615 2 ± 0.000 2	2.7 ± 0.1	0.63 ~ 0.70	72 ± 4	6.4 ± 0.6	[91]
XTE J1859+226	K5-7V	6.624 ± 0.072	5 ± 1	0.07 ± 0.01	67 ± 4	8 ± 2	[92]
XTE J1118+480	K7-M1V	4.078 408 ± 0.000 000 5	6.27 ± 0.04	0.024 ± 0.009	68 ~ 79	6.9 ~ 8.2	[93]
XTE J1650-500	K4V	7.69 ± 0.02	2.7 ± 0.6		> 47	≤ 7.3	[94]
MAXI J1305-704	K3-5	9.5 ± 0.1	6.9 ± 0.3	0.05 ± 0.02	60 ~ 82	8.9 ^{+1.6} _{-1.0}	[95]
MAXI J1820+070	K3-5	16.451 8 ± 0.000 2	5.2 ± 0.2	0.07 ± 0.01	67 ~ 81	5.71 ~ 8.10	[96]



注: X 射线天文学时代以来, 随时间发现 (红色部分) 和动力学证认 (蓝色部分) 的黑洞暂现源的数量。Swift J1357.2-0933 也计入了动力学验证的黑洞类别。黑色线条表示主要 X 射线卫星的运行寿命。

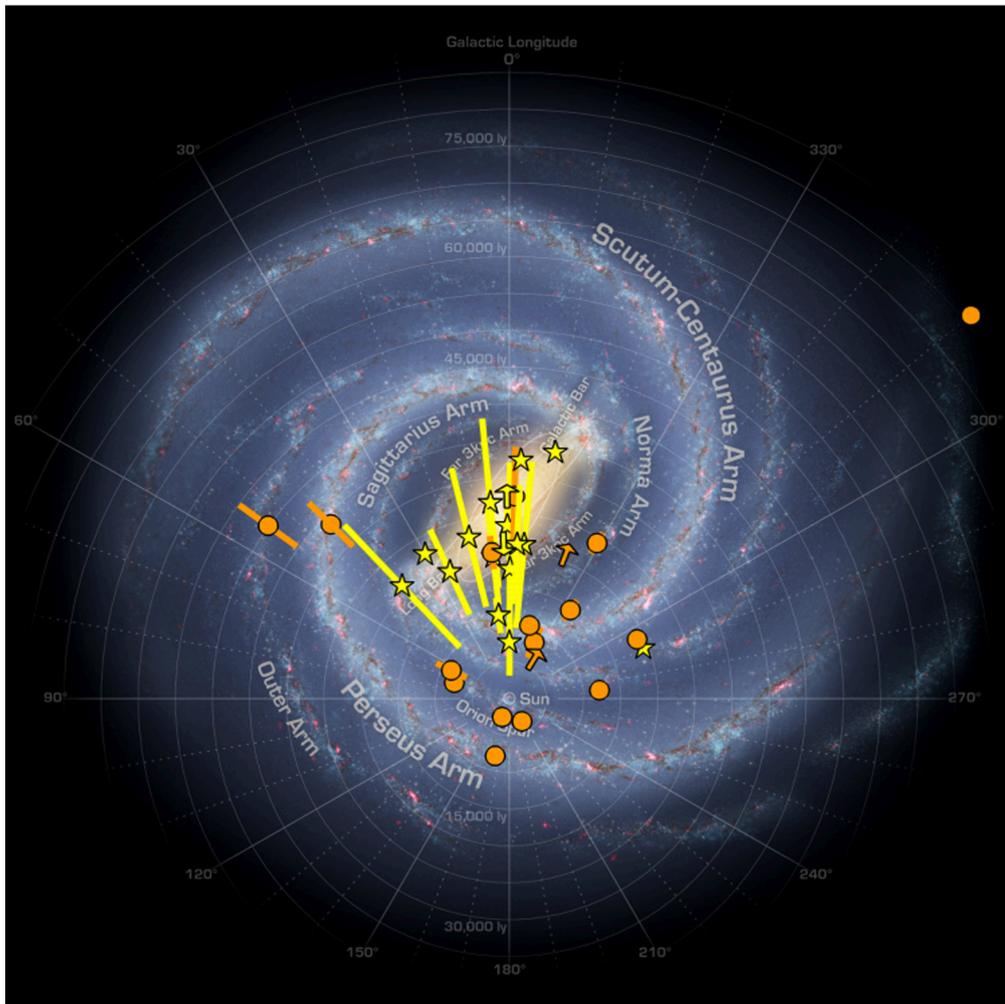
图 5 黑洞暂现源的数量^[73]

素共同导致了吸积盘的翘曲形态, 进而影响了人们对这类高倾角双星系统的观测。发现高倾角型黑洞 X 射线暂现源的重要性在于, 这些系统的动力学研究中, 源自倾角的不确定性造成的黑洞质量误差很小, 有望提供较为精确的黑洞质量测定结果。因此, 它们在构建致密天体质量分布方面将起到关键作用。Swift J1357.2-0933 具有很宽的 $H\alpha$ 发射线轮廓、极低的峰值 X 射线亮度, 以及光学光变曲线中的亮度低谷信号, 表明它可能是一个高轨道倾角的黑洞 X 射线暂现源^[75]。然而, 它在 X 射线波段并未观测到轨道调制现象 (无论是掩食现象还是 X 射线减弱特征都没有出现), 并且在 XMM-Newton 卫星获取的 X 射线光谱中也没有发现强烈的发射线或吸收线, 这些事实使得其高倾角的假设受到了质疑^[76]。

4.2 银河系内空间分布

图 6 展示了银极视角下的 35 个具有距离估计的黑洞 X 射线暂现源和候选体^[73]。其中, 使用实心橙色圆形标识的是经过动力学手段严格证认的黑洞, 而黄色星形图案则代表尚未得到动力学证认但仍被列为大质量黑洞候选体的天体。值得注意的是, 约半数动力学证认的黑洞分布在距离太阳约 4.5 kpc 的较小区域中, 这说明星际消光严重影响了更远距离黑洞的动力学证认。星际消光现象是指星光穿越银河系尘埃云层时发生的强度衰减和颜色变化, 对依赖于光学光谱和测光观测来确定黑洞动力学质量的方法提出了严峻挑战。此外, 人们还发现了一个明显的规律性分布特点 (见图 6): 已证认的黑洞 (图中橙色符号) 并非均匀分布

在整个银河系中，而是集中分布在特定的几个旋臂结构附近。这一发现为进一步探索黑洞在银河系演化过程中的分布规律，及其与恒星形成环境的关系提供了新线索。基于这一规律，对于那些距离参数存在较大不确定性的黑洞双星系统，我们可以依据其所在旋臂的大致距离范围设定可信的距离区间，从而有效提高对这类黑洞系统距离参数测定的准确性与可靠性。黑洞 X 射线暂现源的候选体（图中黄色符号）主要分布在核球，这可能与该区域更高的恒星密度有关。

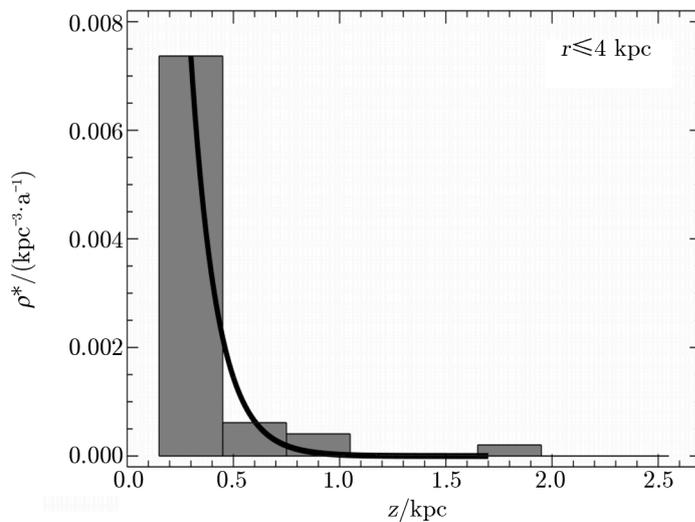


注：动力学证认的黑洞用橙色圆圈标记，黑洞候选体则用黄色星形表示。各个符号所带的误差棒表示距离范围。

图 6 银河系内 35 个黑洞双星系统或候选体的空间分布情况^[73]

图 7 给出黑洞 X 射线暂现源在垂直于银盘方向上的分布情况，其中横坐标表示暂现源至银道面的距离，纵坐标表示其时空密度。黑洞双星系统在垂直银河平面上的分布趋势理论上应与普通恒星遵循相似的指数规律，即随着距离银河系平面的高度增加，其空间密度按指

数级递减^[97]。如图 7 所示, 黑色实线是指数递减规律的拟合结果。此外, 现代 X 射线天文学探测技术对黑洞双星系统进行搜寻和识别时, 在垂直银盘方向上没有明显的偏向性或选择效应^[67]。即只要满足一定的 X 射线辐射强度条件, 不论黑洞双星系统位于银河系的哪个高度层, 其被探测到的概率都比较大。因此, 现有的样本能够反映银河系中黑洞 X 射线暂现源在垂直银盘方向上的分布特征。Gandhi 等人^[98]将这种空间分布的特性与黑洞 X 射线暂现源的轨道周期之间的关系进行了探索, 发现此两者呈现出反相关, 即距离银盘越远, 其系统轨道周期越短。他们提出两种可能的物理机制解释该现象: (1) 黑洞 X 射线双星系统产生于银盘, 其在空间上的散射是由诞生时的冲击造成的, 只有结构紧致双星系统能从强冲击中存活下来; (2) 双星产生于银晕, 球状星团中发生的相互作用使得系统轨道周期缩短。我们期待未来能有更多的空间分布与双星参数间的相关性被发现, 从而对双星系统的形成和演化等问题提供重要观测约束。

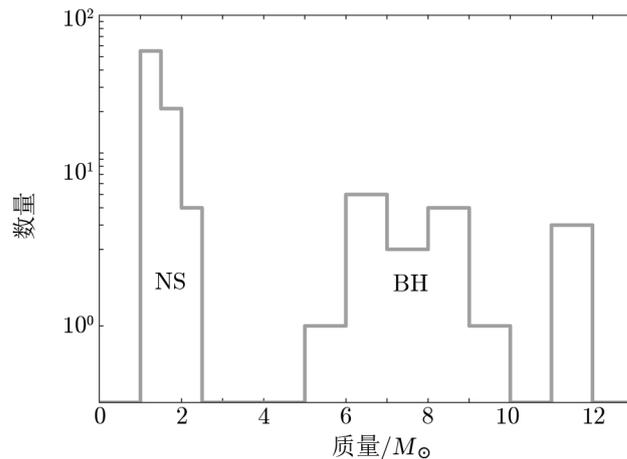


注: 实线代表使用 Levenberg-Marquardt 最小二乘法拟合的结果。

图 7 黑洞暂现源的时空密度 ρ^* 随其距离银河系平面高度 z 的变化情况^[73]

4.3 黑洞质量分布

根据表 1 中的数据, 得出 X 射线暂现源中的黑洞质量分布 (如图 8 所示), 大部分黑洞质量的误差在 $2 M_{\odot}$ 之内。对于表 1 中仅给出一个质量范围的黑洞 (往往误差棒较大), 我们以该范围的中值作为黑洞质量值。中子星的质量分布^[17]也标在图 8 中作为对比。可以看出, 对于中子星和黑洞的质量分布, 在 $(2 \sim 5) M_{\odot}$ 区间内存在一个明显的空白区域, 这就是“质量间隙”问题^[67, 99]。这一质量间隙是否真实存在的问题也被广泛研究。这个问题之所以引起重视, 不仅仅在于这是一个空白区域, 更重要的是, 超新星爆发生成恒星级黑洞的部分理论预言在这一区间应该存在更多的黑洞^[15]。Özel 等人^[67]在考虑了黑洞质量测量误差的情况下证明, 对 X 射线爆发的探测灵敏度造成的选择效应不足以完全解释“质量间隙”的存在。这就为超新星爆发的模型提供了限制 (如参考文献 [16, 17, 100, 101] 等)。从观测



注：由图可见致密天体在 $2 \sim 5M_{\odot}$ 之间的“质量间隙”。其中黑洞质量来自表 1，中子星的质量分布来自文献[17]。

图 8 黑洞 X 射线暂现源中黑洞质量分布

角度来说，Kreidberg 等人^[102]指出，吸积盘辐射对于黑洞 X 射线暂现源在光学/红外波段的污染（见第 3.2 节）会造成对双星系统轨道倾角的低估，进而导致对黑洞质量的高估。在考虑了这一问题之后，某些黑洞 X 射线暂现源，如 GRO J0422+32，中的黑洞质量有可能处于质量间隙区域。对更多恒星级黑洞的质量进行精确测量，能够使得黑洞质量分布的统计更加准确，为质量间隙的研究提供更多的样本，进而限制超新星爆发的机制和双星演化的模型。

5 总结与展望

黑洞 X 射线暂现源是由恒星级黑洞和小质量恒星组成的 X 射线双星系统。本文介绍了这类系统的相关背景及其动力学研究方法。我们主要从探测到的 X 射线爆发中寻找小质量黑洞 X 射线双星。一般来说，双星系统会在爆发之后的数月期间又重新恢复 X 射线宁静态，这让我们得以从伴星的光谱和测光入手，来研究整个双星系统的轨道参数；然后结合开普勒第三定律和恒星大气模型等理论，推导出中心致密天体的质量范围。如果所测得的质量大于 $3 M_{\odot}$ ，我们就可以证认该致密天体为一个黑洞。对于不同的系统，测量过程也会不可避免地存在或多或少的误差，这往往是由于观测数据本身的性质所决定的。我们必须以审慎的态度辨别并选择出最可靠的数据，分析误差的合理范围，以保证结果的可靠性。另外，我们对黑洞 X 射线暂现源的样本进行了统计分析，研究了其于银河系内空间分布和黑洞质量分布的规律。恒星级黑洞及其候选体都更倾向于分布在银河系的旋臂附近和核球区域，并且大部分的系统都集中分布在盘面附近。对于现有样本的质量分布，在中子星与黑洞之间的质量间隙仍然很显著；但这个质量间隙是否由样本的不完备性和选择效应造成，仍然有待

研究。

对于现有的样本而言, 仍然有很多 X 射线暂现源系统的黑洞或候选体的质量没有得到足够的限制, 需要进一步的测光监测以选取吸积盘污染较小的阶段进行精确地动力学建模。对于 X 射线爆发频率, 我们发现绝大多数的黑洞暂现源仅观测到一次爆发事件, 重复爆发的现象很少。对于 X 射线爆发的周期及其与黑洞基本参数的关联, 目前也有工作进行了研究。Lin 等人^[103]发现 12 h 的轨道周期是爆发频率的转折点, 低于此周期的暂现源系统在 X 射线观测历史中仅表现出一次爆发, 而多次爆发的源轨道周期普遍长于 12 h。此现象可能与不同轨道周期下, 伴星的质量传输率不同有关。因此未来 X 射线的持续监测对研究黑洞 X 射线暂现源的演化具有十分重要的意义。

恒星演化理论预测, 银河系中可能存在的恒星级黑洞的数量约大于 10^8 个^[104]。与之相比, 银河系内已经发现的恒星级黑洞及其候选体占比极小。传统的恒星级黑洞探测方法依赖于 X 射线观测。探测灵敏度更高、视场覆盖更广的 X 射线卫星, 如中国的天关卫星有望发现更多的黑洞 X 射线双星。与此同时, 鉴于大多数黑洞双星处于 X 射线宁静态 (甚至不存在物质交换), 摆脱 X 射线观测的限制, 直接从动力学角度寻找和证认黑洞是大幅扩充恒星级黑洞样本的有效手段。现如今越来越多的望远镜已投入使用, 如中国的郭守敬望远镜 (Large Area Multi-Object Spectroscopic Telescope, LAMOST)、中国巡天空间望远镜 (China Space Station Telescope, CSST)、宽视场巡天望远镜 (Multiplexed Survey Telescope, MUST)、欧洲的 Gaia 卫星等, 能够以巡天的方式提供大规模恒星光谱、测光和天体测量数据库, 从而发现更多的黑洞及候选体, 有望产生恒星级黑洞的代表性样本, 为黑洞的形成和演化研究提供重要依据。大规模巡天数据处理的算法和软件也在蓬勃发展之中。基于这些巡天数据库现在已发现几例黑洞双星或候选体, 如 LB-1^[105, 106]、2MASS J05215658+4359220^[107]、V723 Mon^[108]、Gaia BH1^[109]、BH2^[110]、BH3^[111]。这类系通常具有很长的轨道周期 (几百天到数十年) 和较高的轨道偏心率 (可高达 0.5)。将通过光学巡天发现的恒星级黑洞, 结合引力波探测 (近 100 例)、引力透镜、X 射线暂现源等多种方法得到的样本进行综合分析, 能够极大程度上扩充恒星级黑洞样本, 得到更为准确的恒星级黑洞质量分布, 为黑洞形成机制提供更好的限制。

参考文献:

- [1] Penrose R. *Phys. Rev. Lett.*, 1965, 14: 57
- [2] Israel W. *Physical Review*, 1967, 164: 1776
- [3] Carter B. *Phys. Rev. Lett.*, 1971, 26: 331
- [4] McClintock J E, Narayan R, Steiner J F. *Space Sci. Rev.*, 2014, 183: 295
- [5] Oppenheimer J R, Snyder H. *Physical Review*, 1939, 56: 455
- [6] GRAVITY Collaboration, Abuter R, Aymar N, et al. *A&A*, 2022, 657: L12
- [7] Blandford R D, McKee C F. *ApJ*, 1982, 255: 419
- [8] Peterson B M. *Space Sci. Rev.*, 2014, 183: 253
- [9] Abbott R, Abbott T D, Acernese F, et al. *Physical Review X*, 2023, 13: 041039

- [10] Abbott R, Abbott T D, Abraham S, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 2020, 125: 101102
- [11] Abbott R, Abbott T D, Abraham S, et al. *ApJ*, 2020, 900: L13
- [12] Mao S, Smith M C, Woźniak P, et al. *MNRAS*, 2002, 329: 349
- [13] Casares J, Jonker P G. *Space Sci. Rev.*, 2014, 183: 223
- [14] Woosley S E, Heger A, Weaver T A. *Reviews of Modern Physics*, 2002, 74: 1015
- [15] Fryer C L, Kalogera V. *ApJ*, 2001, 554: 548
- [16] Fryer C L, Belczynski K, Wiktorowicz G, et al. *ApJ*, 2012, 749: 91
- [17] Belczynski K, Wiktorowicz G, Fryer C L, et al. *ApJ*, 2012, 757: 91
- [18] Repetto S, Nelemans G. *MNRAS*, 2015, 453: 3341
- [19] Remillard R A, McClintock J E. *ARA&A*, 2006, 44: 49
- [20] Bolton C T. *Nature*, 1972, 235: 271
- [21] Webster B L, Murdin P. *Nature*, 1972, 235: 37
- [22] Cowley A P, Crampton D, Hutchings J B, et al. *ApJ*, 1983, 272: 118
- [23] Elvis M, Page C G, Pounds K A, et al. *Nature*, 1975, 257: 656
- [24] McClintock J E, Horne K, Remillard R A. *ApJ*, 1995, 442: 358
- [25] Mineshige S, Wheeler J C. *ApJ*, 1989, 343: 241
- [26] Lasota J P. *NewAR*, 2001, 45: 449
- [27] Dubus G, Hameury J M, Lasota J P. *A&A*, 2001, 373: 251
- [28] Done C, Nayakshin S. *MNRAS*, 2001, 328: 616
- [29] Dashwood Brown C, Gandhi P, Charles P A. *MNRAS*, 2022, 517: 2426
- [30] Witte M G, Savonije G J. *A&A*, 2001, 366: 840
- [31] Wu J, Orosz J A, McClintock J E, et al. *ApJ*, 2015, 806: 92
- [32] Husser T O, Wende-von Berg S, Dreizler S, et al. *A&A*, 2013, 553: A6
- [33] Tody D, Crawford D L, ed. *Instrumentation in astronomy VI*. Bellingham, WA: Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers, 1986, 627: 733
- [34] Zhang B, Liu C, Deng L C. *ApJS*, 2020, 246: 9
- [35] Zhang B, Li J, Yang F, et al. *ApJS*, 2021, 256: 14
- [36] Tonry J, Davis M. *AJ*, 1979, 84: 1511
- [37] Piskunov N E, Valenti J A. *A&A*, 2002, 385: 1095
- [38] Price-Whelan A M, Hogg D W, Foreman-Mackey D, et al. *ApJ*, 2017, 837: 20
- [39] Wade R A, Horne K. *ApJ*, 1988, 324: 411
- [40] Marsh T R, Robinson E L, Wood J H. *MNRAS*, 1994, 266: 137
- [41] Hu L, Wang L, Chen X, et al. *ApJ*, 2022, 936: 157
- [42] VanderPlas J T. *ApJS*, 2018, 236: 16
- [43] Beer M E, Podsiadlowski P. *MNRAS*, 2002, 331: 351
- [44] Orosz J A, Hauschildt P H. *A&A*, 2000, 364: 265
- [45] Wilson R E, Devinney E J. *ApJ*, 1971, 166: 605
- [46] Prša A, Conroy K E, Horvat M, et al. *ApJS*, 2016, 227: 29
- [47] Patterson J. *PASP*, 2001, 113: 736
- [48] Patterson J, Kemp J, Harvey D A, et al. *PASP*, 2005, 117: 1204
- [49] Poutanen J, Veledina A, Berdyugin A V, et al. *Science*, 2022, 375: 874
- [50] Casares J. *ApJ*, 2016, 822: 99
- [51] Casares J, Muñoz-Darias T, Torres M A P, et al. *MNRAS*, 2022, 516: 2023
- [52] Zurita C, Casares J, Shahbaz T. *ApJ*, 2003, 582: 369
- [53] Shahbaz T, Russell D M, Zurita C, et al. *MNRAS*, 2013, 434: 2696
- [54] Zheng W M, Wu Q, Wu J, et al. *ApJ*, 2022, 925: 83
- [55] Garcia M R, Callanan P J, McClintock J E, et al. *ApJ*, 1996, 460: 932
- [56] Reynolds M T, Callanan P J, Filippenko A V. *MNRAS*, 2007, 374: 657
- [57] Reynolds M T, Callanan P J, Robinson E L, et al. *MNRAS*, 2008, 387: 788

- [58] Cantrell A G, Bailyn C D, McClintock J E, et al. *ApJ*, 2008, 673: L159
- [59] Cantrell A G, Bailyn C D, Orosz J A, et al. *ApJ*, 2010, 710: 1127
- [60] Wu J, Orosz J A, McClintock J E, et al. *ApJ*, 2016, 825: 46
- [61] Whitehurst R, King A. *MNRAS*, 1991, 249: 25
- [62] O'Donoghue D, Charles P A. *MNRAS*, 1996, 282: 191
- [63] Zurita C, Casares J, Shahbaz T, et al. *MNRAS*, 2002, 333: 791
- [64] Lucy L B. *ZAp*, 1967, 65: 89
- [65] Sarna M J. *A&A*, 1989, 224: 98
- [66] Shahbaz T. *MNRAS*, 2003, 339: 1031
- [67] Özel F, Psaltis D, Narayan R, et al. *ApJ*, 2010, 725: 1918
- [68] Jonker P G, Kaur K, Stone N, et al. *ApJ*, 2021, 921: 131
- [69] Belczynski K, Done C, Hagen S, et al. *A&A*, 2024, 690: A21
- [70] Hynes R I, Steeghs D, Casares J, et al. *ApJ*, 2003, 583: L95
- [71] Heida M, Jonker P G, Torres M A P, et al. *ApJ*, 2017, 846: 132
- [72] Fender R P, Garrington S T, McKay D J, et al. *MNRAS*, 1999, 304: 865
- [73] Corral-Santana J M, Casares J, Muñoz-Darias T, et al. *A&A*, 2016, 587: A61
- [74] Narayan R, McClintock J E. *ApJ*, 2005, 623: 1017
- [75] Corral-Santana J M, Casares J, Muñoz-Darias T, et al. *Science*, 2013, 339: 1048
- [76] Armas Padilla M, Wijnands R, Altamirano D, et al. *MNRAS*, 2014, 439: 3908
- [77] Orosz J A, Jain R K, Bailyn C D, et al. *ApJ*, 1998, 499: 375
- [78] Orosz J A, van der Hucht K, Herrero A, Esteban C, eds. *A Massive Star Odyssey: From Main Sequence to Supernova*. San Francisco: Astronomical Society of the Pacific, 2003, 212: 365
- [79] Harlaftis E T, Steeghs D, Horne K, et al. *AJ*, 1997, 114: 1170
- [80] Casares J, Orosz J A, Zurita C, et al. *ApJS*, 2009, 181: 238
- [81] Ioannou Z, Robinson E L, Welsh W F, et al. *AJ*, 2004, 127: 481
- [82] Khargharia J, Froning C S, Robinson E L. *ApJ*, 2010, 716: 1105
- [83] Casares J, Martin A C, Charles P A, et al. *MNRAS*, 1995, 276: L35
- [84] Webb N A, Naylor T, Ioannou Z, et al. *MNRAS*, 2000, 317: 528
- [85] Beekman G, Shahbaz T, Naylor T, et al. *MNRAS*, 1997, 290: 303
- [86] Steeghs D, McClintock J E, Parsons S G, et al. *ApJ*, 2013, 768: 185
- [87] Reid M J, McClintock J E, Steiner J F, et al. *ApJ*, 2014, 796: 2
- [88] Filippenko A V, Leonard D C, Matheson T, et al. *PASP*, 1999, 111: 969
- [89] Orosz J A, Steiner J F, McClintock J E, et al. *ApJ*, 2011, 730: 75
- [90] Orosz J A, Groot P J, van der Klis M, et al. *ApJ*, 2002, 568: 845
- [91] MacDonald R K D, Bailyn C D, Buxton M, et al. *ApJ*, 2014, 784: 2
- [92] Yanes-Rizo I V, Torres M A P, Casares J, et al. *MNRAS*, 2022, 517: 1476
- [93] Khargharia J, Froning C S, Robinson E L, et al. *AJ*, 2013, 145: 21
- [94] Orosz J A, McClintock J E, Remillard R A, et al. *ApJ*, 2004, 616: 376
- [95] Mata Sánchez D, Rau A, Álvarez Hernández A, et al. *MNRAS*, 2021, 506: 581
- [96] Torres M A P, Casares J, Jiménez-Ibarra F, et al. *ApJ*, 2020, 893: L37
- [97] Duerbeck H W. *Ap&SS*, 1984, 99: 363
- [98] Gandhi P, Rao A, Charles P A, et al. *MNRAS*, 2020, 496: L22
- [99] Farr W M, Sravan N, Cantrell A, et al. *ApJ*, 2011, 741: 103
- [100] Langer N. *ARA&A*, 2012, 50: 107
- [101] Fryer C L, Olejak A, Belczynski K. *ApJ*, 2022, 931: 94
- [102] Kreidberg L, Bailyn C D, Farr W M, et al. *ApJ*, 2012, 757: 36
- [103] Lin J, Yan Z, Han Z, et al. *ApJ*, 2019, 870: 126
- [104] Brown G E, Bethe H A. *ApJ*, 1994, 423: 659
- [105] Liu J, Zhang H, Howard A W, et al. *Nature*, 2019, 575: 618

- [106] Liu J, Zheng Z, Soria R, et al. *ApJ*, 2020, 900: 42
[107] Thompson T A, Kochanek C S, Stanek K Z, et al. *Science*, 2019, 366: 637
[108] Jayasinghe T, Stanek K Z, Thompson T A, et al. *MNRAS*, 2021, 504: 2577
[109] El-Badry K, Rix H W, Quataert E, et al. *MNRAS*, 2023, 518: 1057
[110] El-Badry K, Rix H W, Cendes Y, et al. *MNRAS*, 2023, 521: 4323
[111] Gaia Collaboration, Panuzzo P, Mazeh T, et al. *A&A*, 2024, 686: L2

Progress in the Mass Measurement Studies of Black Hole X-ray Transients

ZHOU Ao, WU Jianfeng

(College of Physical Sciences and Technology, Xiamen University, Xiamen 361005, China)

Abstract: So far, a total of 72 black holes X-ray transients or candidates have been detected, of which 19 have been dynamically confirmed. These transients are X-ray binary systems consisting of stellar-mass black holes and low-mass stars. Measurements of the fundamental parameters of stellar-mass black holes significantly aid our understanding of the formation and evolution of black holes, and also provide crucial evidences for ongoing debates in this regime, such as whether there exists a strict mass gap between stellar-mass black holes and neutron stars. This review introduces the fundamental theories of black hole X-ray binaries, discusses the commonly used methods and softwares in the mass measurements of stellar-mass black holes, and analyzes potential sources of errors in the dynamical modeling processes. Finally, the statistical properties of the existing sample of black hole X-ray transients are summarized, and the future research prospects in this field are presented.

Key words: X-rays; black hole binaries; transients; dynamical studies