

文章编号: 1000-8349(2012)01-001-16

恒星级黑洞的观测证认研究进展

张双南

(中国科学院 高能物理研究所 粒子天体物理重点实验室, 北京 100049)

摘要: 具有不同质量的恒星在耗尽其热核能源后, 最终可能会坍缩成为性质完全不同的致密天体, 如白矮星、中子星或者黑洞。从 20 世纪 30 年代起, 黑洞的观测及其证认一直是天体物理学的研究热点之一。首先简要地回顾了恒星级黑洞的形成及其候选天体的研究历史; 然后介绍了如何从观测上证认恒星级黑洞; 接着详细讨论了恒星级黑洞的质量和自转参数的测量方法; 最后介绍恒星级黑洞观测及其证认的最新研究进展, 并做出结论: 目前已经有充分的证据宣告在部分吸积 X 射线双星中存在恒星级黑洞。

关键词: 黑洞; 中子星; X 射线; 双星

中图分类号: P145.8 **文献标识码:** A

1 引 言

迄今为止, 大约有 20 个质量相当于 10 倍太阳质量的黑洞 (称为恒星级黑洞) 被观测证认, 对这些黑洞的基本参数 (质量和自转角动量) 的测量也取得了很大的进展。但是如何令人信服地说明这些天体就是黑洞, 如何通过对其基本参数进行可靠和精确的测量, 从而理解它们的形成机制和黑洞的基本参数对其观测到的众多天体物理现象的影响, 仍然是天体物理研究的前沿问题。

1939 年 Oppenheimer 和他的同事发表了两篇开创性论文, 奠定了确认恒星级天文黑洞的存在和研究其形成机制的物理基础。Oppenheimer 和 Volkoff^[1] 指出, 中子星有质量上限。超出这个上限, 该致密天体将在引力作用下坍缩。Oppenheimer 和 Snyder^[2] 随后指出, 该引力坍缩将无限地继续下去, 最终必然会形成黑洞 (见图 1)。实际上, Oppenheimer 和 Snyder 的结论是: 对于共动的观测者, 坍缩将在有限的时间内结束, 物质进入黑洞的事件视界并且到达中心奇异点。但是, 由于外部观测者的时钟和共动观测者的时钟在坍缩开始之后就不能同步了, 外部观测者将只能看到物质逼近事件视界但是永远不能进入, 只能看到形成一个“冻结”星, 而不是黑洞。这和所有广义相对论对检验粒子向黑洞下落的计算以及某些专

收稿日期: 2011-09-30; 修回日期: 2011-12-28

资助项目: 国家自然科学基金 (11133002, 10821061, 10725313); 973 计划 (2009CB824800)

著、教科书和科普书中描述宇航员到黑洞旅行的情景都是一致的。2009 年, Liu 和 Zhang^[3] 彻底解决了这个问题。他们发现, 在考虑了所有下落物质的全局解之后, 即使对于外部观测者, 物质也能够有限的时间内进入黑洞。关于这个问题的详细讨论以及学术界在概念上对伯克霍夫定理的普遍误解, 请参阅文献 [3,4] 的相应论述。图 1 说明了通过引力坍缩形成黑洞的过程。

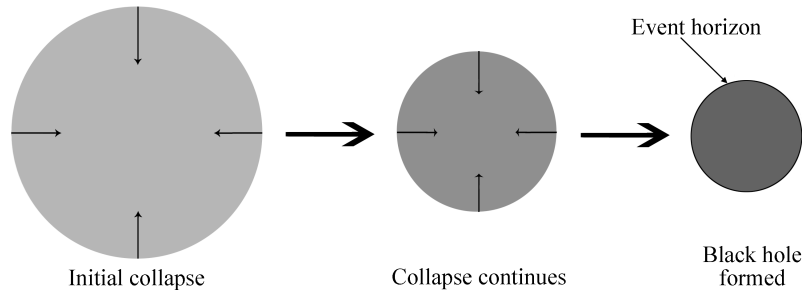


图 1 通过引力坍缩形成天文黑洞的过程^[4]

在 20 世纪 60 年代, Zel'dovich 开始考虑如何寻找黑洞的问题。根据定义, 黑洞是看不见的, 因此他的想法是通过测量双星系统中可见恒星的发射线周期性的多普勒变化, 来测量一个双星系统中看不见的天体质量。如果其质量比中子星的质量上限还大, 那么这个看不见的天体就很可能是黑洞。同时, 他还考虑了致密天体吸积星际介质的问题, 得出了在致密天体附近产生 X 射线的结论。Zel'dovich 和 Novikov^[6,7] 结合上面这两种想法, 建议将 X 射线双星视为寻找黑洞的最佳候选系统。于是很快就于 1972 年得到了可证认黑洞的观测证据: 发现了 X 射线双星天鹅座 (Cygnus)X-1 中“看不见”的天体质量远大于中子星的质量上限^[8]。由于 Cygnus X-1 的很多观测特征都明显有别于其他已知天体, 尤其是它和其他产生强烈 X 射线辐射的中子星双星也明显不同, 于是人们就把具有 Cygnus X-1 的某些观测特征但是没有任何其他中子星的观测特征的 X 射线双星系统视为恒星级黑洞双星候选体。

2 证认恒星级黑洞的判据

恒星级黑洞双星候选体当然还不一定是恒星级黑洞双星, 因此还必须对它们进行严格和可靠的观测证认。

天文黑洞的本质特征是其引力质量都在其事件视界内。因此, 学术界和公众普遍认为, 找到黑洞事件视界存在的“直接”证据就是对黑洞存在的终极检验。然而, 根据事件视界的定义, 光无法从事件视界处逃逸到无穷远的观测者处, 因此观测者永远无法获得黑洞的事件视界存在的直接证据。然而, 在科学研究中, 科学发现并不总是完全依赖直接证据。例如, 人们从来没有“直接看到”粒子加速器实验中出现的新粒子, 通常只能是通过它们的衰变产物来推断它们的存在。目前人类还无法接近太阳系以外的几乎所有天体, 从而通过实验的方法

来验证该天体的性质, 所以天文学家研究其属性的基本途径通常就是通过观测收集一批“间接”但是“确凿”的证据来进行。对于证认黑洞而言, 研究者同样也只能放弃寻找存在黑洞事件视界的“直接”证据的努力, 而把希望寄托在搜集候选体是否满足关于恒星级黑洞的间接判据上。下面是证认恒星级黑洞的 5 个间接判据:

(1) 该天体的观测特征和其他已知类型的天体不一致。

(2) 从该天体没有观测到其他已知类型的天体区别于黑洞的特征, 也就是没有取得该天体不是恒星级黑洞模型的反证。

(3) 存在用恒星级黑洞模型能够解释的观测现象。

(4) 从观测现象推测的恒星级黑洞的基本参数是自洽和合理的。

(5) 没有任何其他理论模型可以替代恒星级黑洞模型, 来同样甚至更成功地解释该天体的各种观测现象。

显然, 只要把上面的“黑洞”或者“恒星级黑洞”换成任何其他类型的天体, 上述判据也可以用来判定相应类型天体的发现。(关于论证物理宇宙中存在天文黑洞的一般性判据, 请参考文献 [4])。事实上, 很少甚至没有哪个天体的发现能够完全满足上述严格而且广泛的判据。所以, 尽管这 5 个判据比较宽泛, 却是满足实验物理和观测天文承认新发现的最高标准。因为发现黑洞的重要性和影响都非同寻常, 这些判据也满足卡尔萨根的原则, 即“非凡的主张需要非凡的证据”。

由于是在 X 射线双星中寻找恒星级黑洞, 可以排除双星系统中两个天体都是普通恒星的可能性, 其中一个天体必然是致密天体, 也就是白矮星、中子星或者黑洞。而白矮星的质量上限约低于 $1.4 M_{\odot}$, 中子星的质量上限约低于 $3 M_{\odot}$, 所以如果该致密天体的质量超过 $3 M_{\odot}$, 那么就可以认为“该天体表现的观测特征和其他已知类型的天体不一致”, 即满足了上述第一个判据。

因为中子星的质量为 $1 M_{\odot}$ 的数量级, 半径在 10 km 左右, 其“致密”程度实际上和黑洞差不多, 所以和恒星级黑洞的基本性质最接近的就是中子星。如果满足了第一个判据的黑洞候选体仅仅是一个“大质量的致密天体”而不是一个“黑洞”, 那么这个天体很可能具有类似中子星的观测特征。天文学家普遍认同, 由于中子星的致密性、强磁场和固体表面, 中子星的快速转动能够产生短周期脉冲, 而在中子星的表面吸积物质的积累能够产生 X 射线爆发, 所以如果没有观测到这些特征, 就可以认为该天体满足了上述的第二个判据。

满足前 2 个判据之后, 实际上已经排除了该天体是任何已知类型的天体的可能性, 而且也否定了该天体是新类型的、类似中子星的“大质量致密天体”的可能性。由于在所有其他可能性中, 天文黑洞有确定的理论预言, 而且是宇宙中最简单的天体 (只有质量和自转), 所以初步认定该天体是黑洞是非常合理的。在这种情况下就把该天体称为黑洞候选体。事实上, 如果最后判定该天体不是黑洞, 而是另外一种新型天体, 意味着人们对于物理规律和自然现象的认识又向前迈进了一大步, 其科学意义可能更加重大。

后 3 个判据的应用都需要研究当物质或者光线非常接近甚至落入黑洞时会发生什么。在黑洞附近, 有几个重要的效应能够提供黑洞存在的间接的证据:

(1) 黑洞具有最内稳定圆轨道, 越过此轨道物质将自由落入黑洞。如图 2 所示, 这个轨道的半径是黑洞自转角动量的单调函数。在某些情况下可以运用广义相对论效应测量黑洞的自转, 例如, 通过拟合连续谱或者黑洞周围的吸积盘内区产生的谱线相对论展宽^[9-11]进行测量。

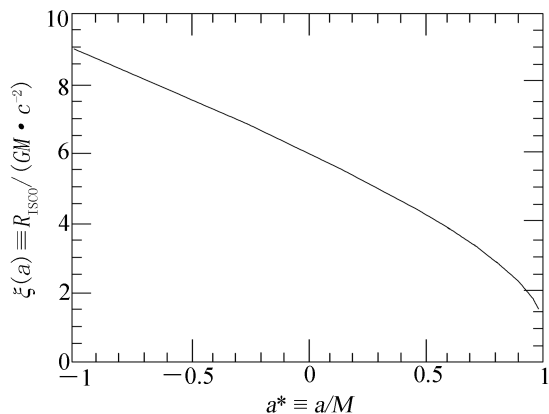


图 2 黑洞的最内稳定圆轨道半径 (R_{ISCO}) 是其自转参数 (a^*) 的单调函数^[4]

$a^* < 0$ 对应吸积盘的转动方向和黑洞相反。

(2) 黑洞的事件视界或者击中黑洞事件视界的物质不产生远处的观测者可以观测到的任何辐射。这是由黑洞事件视界的性质决定的。

(3) 黑洞周围极强的引力势向黑洞吸积物质, 在这个过程中物质的部分静止质量-能量被转换为辐射。吸积黑洞可以通过这个效应被探测到。在图 3 中, 给出不同类型的黑洞吸积系统的转换效率, 并与其他的天体物理系统的转换效率做了比较。黑洞吸积系统的最主要特征就是其辐射效率覆盖了多个数量级的范围^[4]。

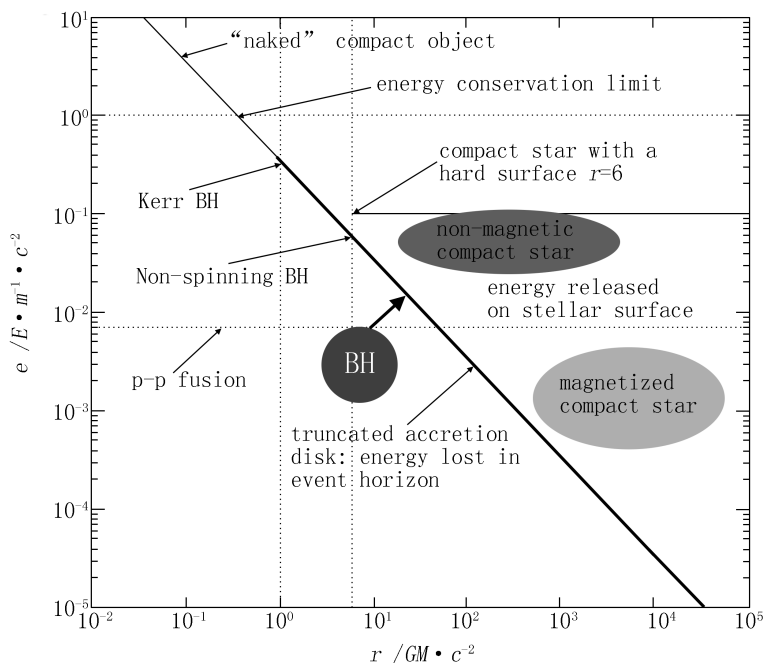


图 3 不同内边缘半径 (以引力半径为单位) 的吸积盘的辐射效率 (辐射的能量占其静止能量的比例)^[4] 对角线的粗黑线指的是黑洞吸积系统, 其辐射效率能够覆盖几个数量级。

为了定量地计算这些观测效应并和观测结果进行比较, 最重要的一个输入参数就是黑洞的质量, 当然在上面应用第一个判据时, 就已经利用了该天体的质量, 或者至少需要知道其质量的下限。黑洞的自转对于上述效应中的两个 (第 1 和 3) 都是必不可少的, 因此为了证认黑洞, 就需要测量黑洞候选体的质量和自转。由于在双星系统中恒星级黑洞的质量和自转都不太可能有显著的演化, 因此目前测量到的质量和自转就反映了它形成时的状态, 这对于理解大质量恒星的晚期演化和黑洞的形成过程具有关键性的作用。

3 恒星级黑洞的质量测量

如前所述, 选择恒星级黑洞候选体的一个重要步骤就是测量该致密天体的质量。对于双星系统中天体的质量测量, 目前最可靠的方法是使用开普勒第三定律测量该系统的所谓质量函数:

$$f(M_{\text{BH}}) = P_{\text{orb}} K_C^3 / (2\pi G) = M_{\text{BH}} \sin^3 i / (1 + M_C / M_{\text{BH}})^2, \quad (1)$$

其中 M_{BH} 是待测的黑洞质量, P_{orb} 是该双星的轨道周期, M_C 为该双星系统中伴星的质量, K_C 是伴星恰好沿观测者视线方向运动时的速度, i 是双星轨道平面的法向和观测者视线的夹角, 称为轨道倾角。 P_{orb} 和 K_C 可以通过观测伴星发射线的周期性多普勒移动的调制 (称为伴星的光谱光变曲线) 而可靠地获得, 因此 $f(M_{\text{BH}}) = P_{\text{orb}} K_C^3 / (2\pi G)$ 是直接观测量。图 4 给出了恒星级黑洞双星 GRO J1655-40 的伴星发射线的视向速度随轨道相位的变化, 由此可以精确地得到 K_C ^[12]。在不知道 i 和 M_C 的情况下, 式 (1) 中 M_{BH} 的最小值就是当 $i = 90^\circ$ 和 $M_C = 0$ 的时候, 也就是 $M_{\text{BH,MIN}} = f(M_{\text{BH}})$ 。

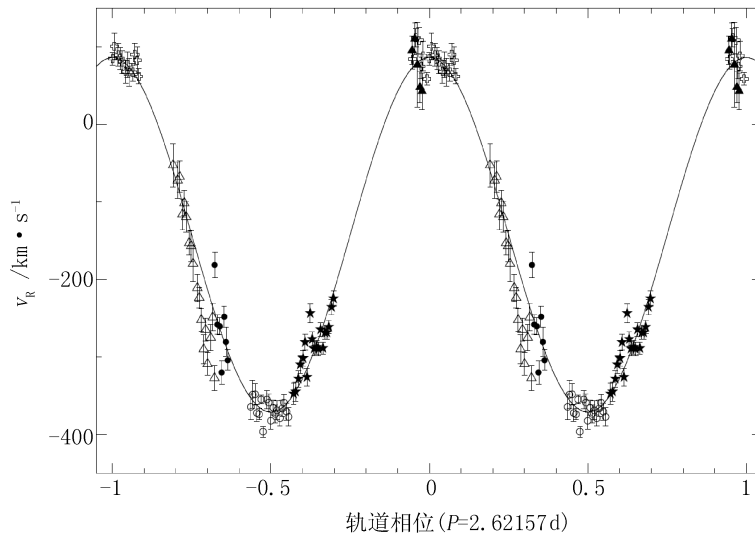


图 4 恒星级黑洞双星 GRO J1655-40 的伴星的发射线的视向速度随轨道相位的调制^[12]

通常可以根据该恒星的光谱型对该双星中伴星的质量 M_C 进行估算, 然后得到此致密

天体更可靠的质量下限, 如果得到的质量下限大于 $3 M_{\odot}$, 就可以确定该致密天体不太可能是中子星。如果继续深入研究该天体, 仍没有观测到中子星的任何特征, 则可以确定该天体是恒星级黑洞候选体。但是如果利用上节中叙述的间接判据(3)和(4)来确认该天体为黑洞, 甚至研究其他黑洞物理学的科学问题, 都需要对黑洞的质量进行尽可能精确的测量。根据式(1), 进一步精确测量黑洞质量的关键是确定双星的轨道倾角。如图 5 所示, 由于受到黑洞潮汐力的作用, 伴星被拉长形成指向黑洞的梨形, 也就是面对黑洞的部分表面积大, 背对黑洞的部分表面积小。

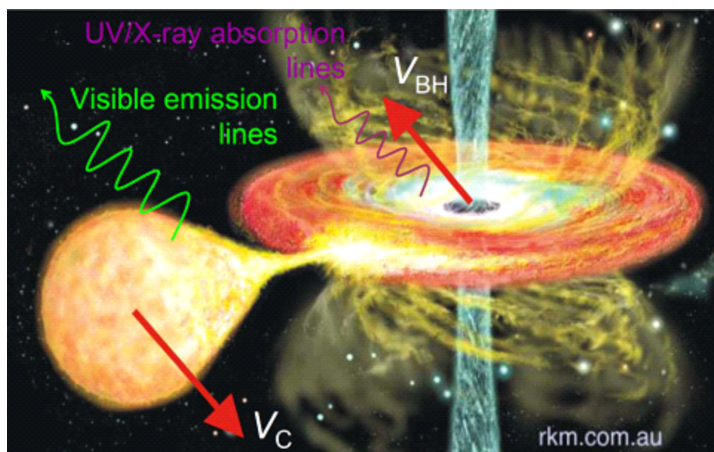


图 5 恒星级黑洞双星的示意图

可以看出其伴星的形状是梨形的 (根据 rkm.com.au 的图片加了适当的标注修改而成, 特此致谢!)。

双星系统中从伴星到黑洞的吸积物质通常形成一个盘 (称为吸积盘, 见图 5), 由于受到吸积盘的 X 射线辐射照射, 面对黑洞的伴星表面比背面温度高。因此伴星面对黑洞的部分不但表面积大而且温度高, 所以辐射就会比背面强很多。通过准确地建立伴星表面和吸积盘的辐射模型, 就可以通过观测得到伴星的辐射流强随伴星轨道运动的调制, 从而测量双星的轨道倾角, 比如 $i = 90^\circ$ 时调制达到最大, 而 $i = 0^\circ$ 时则完全没有调制。图 6 给出了恒星级黑洞 X 射线双星 GRO J1655-40 的光学辐射的流强随轨道相位的调制, 由此得到的轨道倾角约为 70° ^[12]。截至目前, 已经通过这种方式确定了大约 20 个恒星级黑洞的质量 (请参考文献 [13] 中的综述)。

目前测量的恒星级黑洞的质量都远远大于中子星的质量 (如图 7 和图 8 所示), 这至少说明了这些天体不可能是已知类型的中子星或者其他致密天体。然而, 对大部分这些天体的质量估算结果仍然有相当大的不确定性, 其中轨道倾角的误差通常很大, 是这些质量估算不确定性的主要原因。事实上, 为了尽可能避免吸积盘辐射对伴星辐射的污染, 只有当吸积盘处于低光度的宁静态时才能够比较准确地建立伴星辐射的模型, 即使这样, 吸积盘的辐射也不能完全忽略, 而最后会产生可观的系统误差。理论模型计算和观测都发现, 只有当伴星的质量比较小 (约小于太阳质量的 $1/3$) 时, 吸积盘才有处于宁静态的可能性。而对于大质量的伴星, 其吸积盘一般都很难处于宁静态, 因此很难测量其轨道倾角, 一般情况下只能依赖估算

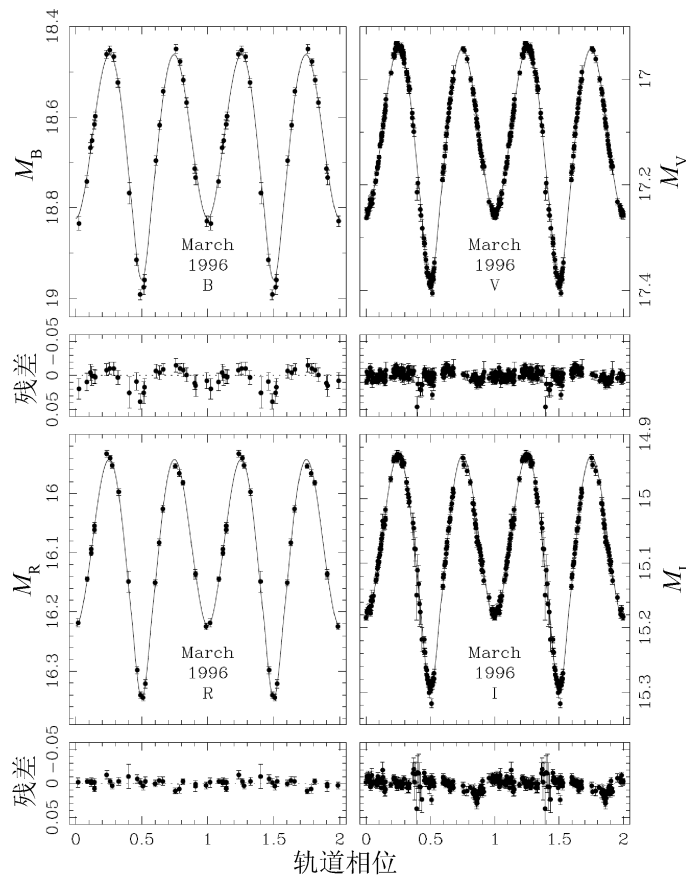


图 6 恒星级黑洞双星的 GRO J1655-40 的光学辐射的流强随轨道相位的调制, 由此得到的轨道倾角约为 70° ^[12]

出的伴星半径和有无掩食来对倾角做一个大致的限制, 这导致了轨道倾角测量具有很大的不确定性。

3.1 通过吸积盘的偏振测量吸积盘倾角

由于物质来自于伴星, 所以吸积盘保留了伴星的角动量, 形成的盘应该与双星系统的轨道面共面。观测到的吸积盘辐射主要产生于靠近黑洞的极强引力势场中的吸积盘内区, 而吸积盘内区的密度必然很高而且是高度电离的, 因此能够有效地散射吸积盘的热辐射而产生偏振光。散射光的偏振度和偏振位置的角度取决于观测方向 (倾角)、散射光深和发生散射的吸积盘半径。可以简单地证明, 观测到的来自于吸积盘热辐射的偏振度 $P(i)$ (也就是偏振流强占总观测流强的比例) 和倾角 i 的关系是:

$$1/P(i) = 1 + A \cos i / (1 - \cos^2 i) \quad , \quad (2)$$

其中 A 是常数, 取决于吸积盘表面的散射光深, 根据钱德拉塞卡^[15] 的详细计算可得: $P(75^\circ) = 0.04$, 则 $A = 87.6$ (注意: 这里的吸积盘的光子是吸积盘的多温黑体谱的

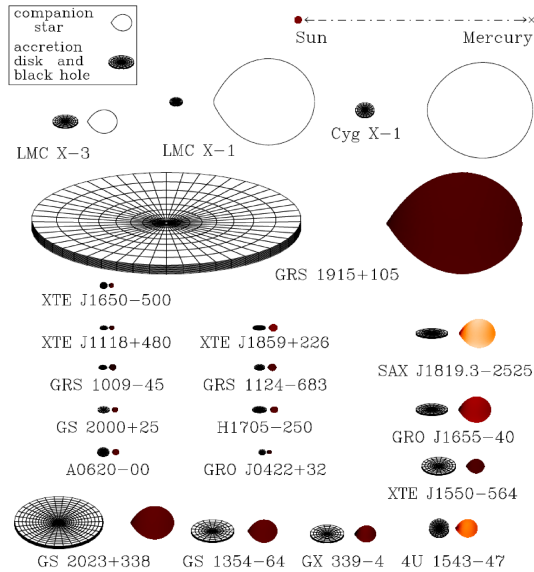


图 7 20 个质量大于中子星质量上限的恒星级黑洞 X 射线双星

17 个有小质量伴星 (质量小于约 3 倍太阳质量), 上部 3 个有大质量的伴星。17 个小质量伴星的颜色代表这些恒星表面的温度。(本图源于 Jeremy Orosz 博士维护的网页: <http://mintaka.sdsu.edu/faculty/orosz/web/>, 特此致谢!)

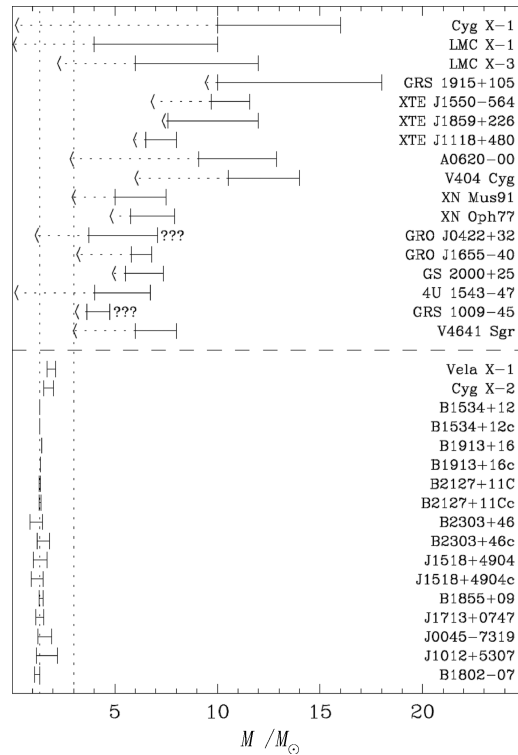


图 8 图 7 中的 17 个恒星级黑洞质量范围的汇编以及和已知中子星质量的比较

对应于黑洞质量的箭头所指处是它们质量的确切下限。在大多数情况下, 它们的质量函数都测量得比较精确, 但是由于轨道倾角的不确定性, 大部分黑洞质量的误差范围仍然较大。(本图源于 Jeremy Orosz 博士维护的网页: <http://mintaka.sdsu.edu/faculty/orosz/web/>, 特此致谢!)

Rayleigh-Jeans 部分, 能谱的特征形状是 $f(\nu) \propto \nu^{1/3}$, 即没有包括广义相对论效应)。因此, 人们可以通过观测到的吸积盘辐射的偏振度直接计算吸积盘的倾角, 如图 9 所示。遗憾的是, 到目前为止, 还没有可用来测量 X 射线双星吸积盘的 X 射线偏振的仪器。或许未来空间 X 射线偏振测量项目将能准确地确定恒星级黑洞 X 射线双星的吸积盘倾角。

旋转黑洞的参考系拖曳现象会产生 Bardeen-Peterson 效应^[16], 使得吸积盘内区的法向迅速地与黑洞的自转轴对齐。在这种情况下所观测到的吸积盘倾角将取决于黑洞的自转方向, 也就是可能和实际的轨道倾角显著不同, 而这也携带了关于该黑洞形成机制的重要信息。如果恒星级黑洞双星 GRO J1655-40 的相对论喷流是通过 Blandford-Znajek 机制^[17] 提取黑洞的自转能驱动, 那么其喷流的方向就会和黑洞的自转轴方向一致; 而实际观测到的喷流方向和双星轨道面法向方向并不一致^[18], 结果表明吸积盘和双星轨道面是不共面的。

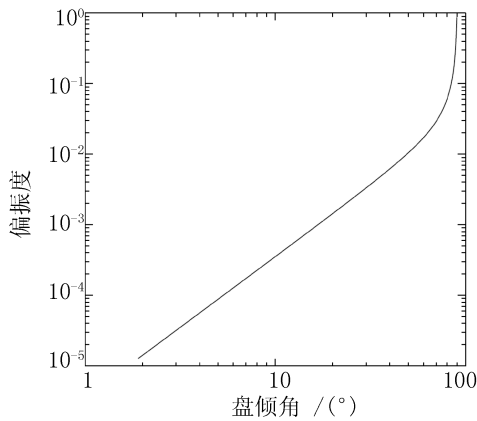


图 9 观测到吸积盘辐射的偏振度和其倾角的关系 (由式 (3) 计算得到)

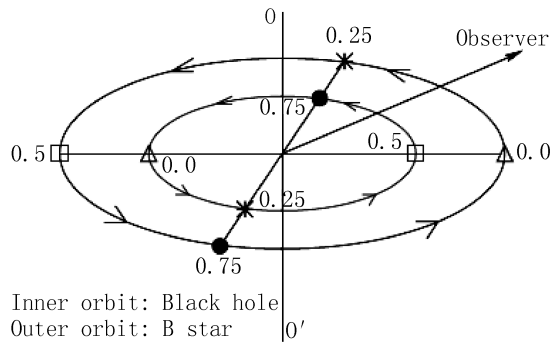


图 10 黑洞 X 射线双星 LMC X-3 的轨道几何示意图
每一对相同的符号分别表示黑洞和它的伴星在轨道上的相位相同, 但是运动方向相反。

3.2 通过直接测量双星中黑洞的运动测量黑洞的质量

在双星系统中, 黑洞和其伴星任何时候都是沿相反的方向相互绕转, 如图 10 所示。如果忽略吸积盘的质量, 那么根据动量守恒, 在双星系统中必然有 $M_{\text{BH}}/M_{\text{C}} = K_{\text{C}}/K_{\text{BH}}$ 。如果人们能够测量黑洞的运动速度, 那么就可以不使用开普勒第三定律 (即前面列出的公式 (1)) 而直接得到黑洞的质量。由于吸积盘必然随着黑洞做轨道运动, 通过测量吸积盘轨道移动的谱线多普勒位移就可以直接得到 K_{BH} 。如 Soria 等人^[19] 测量了 GRO J1655-40 双峰发射线的多普勒位移, 得到的黑洞质量与 Orosz 和 Bailyn^[12] 测量其伴星的辐射流强随轨道调制的结果一致。但是, 由于吸积盘的发射线双峰的不对称性, 在不同轨道相位的位置上, 精确确定线中心有比较大的系统误差, 所以这种方法目前并没有得到广泛的应用。

最近 Zhang 等人^[5] 提出, 通过观测吸积盘风吸收线的多普勒位移, 能够直接测量黑洞的轨道运动, 因为 X 射线双星的吸积盘风普遍存在, 而正如 Miller 等人^[20] 所指出, 观测到的吸积盘风的吸收线相当窄而且相当稳定 (如图 11 所示), 通过测量覆盖 GRO J1655-40 的部分轨道相位而得到的黑洞轨道运动的速度调制, 和利用该系统已知的参数所预期的结果完全一致, 证实了这个方法的可靠性。利用此方法得到了黑洞质量之后, 就可以再利用公式 (1) 直接得到该系统的轨道倾角, 不仅可以验证利用伴星的辐射流强受到运动轨道的调制来测量轨道倾角的方法和模型的可靠性, 而且可以结合其他直接测量吸积盘倾角的结果研究吸积盘和双星轨道面是否共面。

由于在大质量伴星的双星系统中, 很难通过伴星的辐射流强受到轨道运动的调制来测量轨道倾角, 并进而得到黑洞的质量, 因此直接观测黑洞的轨道运动来测量黑洞的质量, 意义就更加重大。期待未来能够在更多的恒星级黑洞双星系统中使用这种方法精确测量黑洞的质量和轨道倾角, 这将对进一步研究这些黑洞的物理性质, 比如精确测量黑洞的第二个基本参数——黑洞的自转参数, 具有重要的意义。

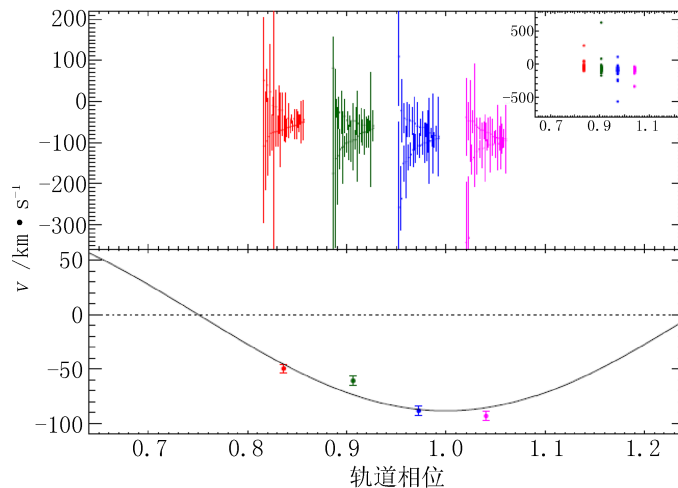


图 11 利用吸积盘风的 X 双星吸收线测量的 GRO J1655-40 黑洞视向运动速度受到轨道相位的调制^[5]

4 恒星级黑洞的自转参数测量

天文黑洞可能只有两个可测量的属性，即质量和自转，因此天文黑洞是宇宙中最简单的宏观物体。前文讨论的测量黑洞质量的方法实际上既没有用到黑洞的独特性质，也不需要考虑广义相对论效应，只是把黑洞当成了一个球对称的天体，在牛顿引力的框架下就可以精确实现对黑洞质量的测量（当然狭义相对论的多普勒移动效应是必须考虑的）。然而，测量黑洞的自转则需要利用广义相对论效应。

如图 2 所示，黑洞的自转参数 (a^*) 是其最内稳定圆轨道半径 (R_{ISCO}) 的单调函数，在这个半径之内检验粒子就会在任何扰动下落入黑洞。这是广义相对论效应，因为在牛顿引力中可以在任何半径处找到一个稳定的圆形轨道。因此，可以给出一个合理的假设：至少在某些条件下，围绕黑洞的吸积盘内半径就在其最内稳定圆轨道半径处截断，也就是 $R_{\text{IN}} = R_{\text{ISCO}}$ 。在这个假设的基础上，如果能够测量 R_{ISCO} （以引力半径 $R_g = GM_{\text{BH}}/c^2$ 为单位，这也就需要知道黑洞的质量），那么就可以根据图 2 得到黑洞的自转参数。目前测量 X 射线双星中恒星级黑洞自转的方法基本上都依赖测量 R_{ISCO} 。

4.1 拟合吸积盘的连续谱测量黑洞的自转

1997 年，Zhang 等人^[10]提出了第一种测量 X 射线双星中吸积恒星级黑洞自转的方法。当时学术界普遍认为黑洞是不转动的，他们最初的方法是以这个假设为前提，然后通过拟合 GRO J1655-40X 射线的连续谱来测量其恒星级黑洞的质量。他们得到的黑洞质量大约是 $4 M_{\odot}$ ，与几乎同时报道的通过光学观测得到的动力学黑洞质量大约为 $7 M_{\odot}$ ^[12]的结果相差很大。Zhang 等人立刻意识到，如果 GRO J1655-40 中的恒星级黑洞是转动的，那么 X 射线连续谱数据所要求的黑洞质量就可以达到 $7 M_{\odot}$ ^[10]，这是学术界首次提出在已知黑洞质量（和吸积盘倾角）的情况下通过拟合吸积盘的连续谱辐射测量黑洞的自转，这也是对黑洞自转

最早的测量纪录。

尽管实际应用该方法的时候需要修正各种广义相对论效应以及 X 射线光子在吸积盘表面的散射过程, 但是其基本物理原理非常简单明了。吸积盘的总光度 L 可以由公式: $L = 4\pi D^2 F_{\text{ISO}} = 4\pi R^2 \sigma T^4$ 来计算, 其中 D 是该双星离地球的距离, F_{ISO} 是在地球上接收到的总“各向同性”辐射流强, T 是吸积盘内边缘的温度, R 是吸积盘内边缘的半径。 D 可以通过谱线或者连续谱的吸收, 或者天体的视差等方法测量。 F_{ISO} (需要进行吸积盘的倾角修正) 和 T 可以通过拟合吸积盘辐射的连续谱得到, 因此可以通过下式计算吸积盘内边缘的半径:

$$\left(\frac{R_{\text{IN}}}{D}\right)^2 = \frac{F_{\text{ISO}}}{\sigma T_{\text{IN}}^4} \quad (3)$$

当然在具体的计算过程中还要做广义相对论和吸积盘表面电子散射的修正, 详细过程请参考文献 [10, 11] 中的讨论和 Xspec 程序包中的有关拟合程序及其相关说明。然后 Zhang 等人 [11] 进一步把此方法系统地应用到了其他的恒星级黑洞 X 射线双星, 得到的一个主要结论是, 银河系内的第一个微类星体 GRS 1915+105 的黑洞也是高速转动的, 第一次提出相对论喷流和黑洞自转有关。

只要恒星级黑洞 X 射线双星系统的 X 射线连续谱呈现出显著的热吸积盘成分, 这种测量黑洞自转的方法几乎都可以广泛应用。近年来由哈佛大学的 Ramesh Narayan 教授、Smithsonian 天文台 (SAO) 的 Jeff McClintock 博士和麻省理工学院的 Ron Remillard 博士所领导的研究团组, 对这个方法进行改进并且纳入现已广泛使用 (例如参考文献 [21]) 的 X 射线光谱拟合包 Xspec 中。这个团组也贡献了目前已知的大部分恒星级黑洞自转的测量结果。

但是观测发现, 当 X 射线能谱中有一个显著的硬幂律谱成分时, 测量到的 R_{ISO} 比没有这个成分的时候小很多。Yao 等人 [22] 认识到, 在吸积盘周围的热电子冕中, 由于吸积盘的热光子与电子发生逆康普顿散射, 从而产生硬幂律谱成分, 所以部分吸积盘的光子被损失掉而成为硬幂律谱成分的高能光子, 因此实际观测到的吸积盘的流强 F 小于吸积盘实际产生的流强, 根据式 (3) 自然就会得到较小的 R_{ISO} 。他们建立了一个蒙特卡洛模型详细地研究了这个过程, 在把损失到逆康普顿散射过程中的吸积盘光子计入之后得到的 R_{ISO} 和其他情况一致, 说明这时候吸积盘的内边缘仍然处于该黑洞的最后稳定圆轨道 [22]。2009 年, 哈佛/SAO/麻省理工学院团组的 Steiner 等人在未知 Yao 等人 4 年前就解决了这个问题的情况下, 也独立地研究了这个问题, 并得到了和 Yao 等人相同的结论 [23]。

尽管到目前为止, 使用这个方法对恒星级 X 射线双星黑洞自转的测量取得了巨大进展, 但是这些黑洞自转的测量仍然有相当大的不确定性, 这和目前对恒星级 X 射线双星黑洞质量的测量有些类似。其实, 这些不确定性的主要来源就是黑洞的质量、吸积盘的倾角和源距离的不确定性。为了使用式 (3) 得到 R_{IN} , 必须事先知道距离 D 和“各向同性”的流强 F_{ISO} , 而为了得到 F_{ISO} 需要知道吸积盘的倾角。最后需要把计算得到的 R_{IN} 转换成以引力半径 $R_g = GM_{\text{BH}}/c^2$ 为单位的量才可以得到黑洞的自转, 因此也必须事先准确地知道黑洞的质量。

需要强调的是,这里使用的吸积盘的倾角是指吸积盘内边缘处的倾角。如3.1节讨论的,吸积盘内区的倾角不一定和双星系统的轨道平面一致。尽管如此,由于目前没有合适的办法获得吸积盘内区的倾角,所以普遍使用双星轨道面的倾角替代吸积盘内区的倾角,而实际上即使是对于双星轨道面的倾角的测量也存在较大的系统误差和统计误差(参见3.2节中的有关讨论)。正如3.1节中指出的,未来可以利用吸积盘的X射线偏振测量精确确定吸积盘的倾角。除此之外,也可以利用下面讨论的吸积盘铁的宽发射线和反射成分确定吸积盘的倾角。但是相比之下,偏振测量应该更加可靠,因为它受其他因素的影响比较小,而吸积盘的铁的宽发射线和反射成分模型目前还存在较大的不确定性(见4.2节的有关讨论)。

准确测定银河系内某些天体(比如不是标准烛光的恒星级黑洞X射线双星)的距离是很困难的。通常情况下,它们的光谱中有一些吸收特征,结合它们在银道坐标系中的位置,就可用来推断它们的距离。最近Ling等人提出使用X射线双星和星际尘埃的X射线散射晕的X射线流强之间的延迟时间,以推断出它的距离^[24,25]。然而,这些方法可能会受到关于星际介质分布的不完整知识的影响。在理想的情况下,精确的天体测量能够通过测量它们的视差,不依赖模型而独立地确定它们的距离。大多数恒星级黑洞X射线双星的距离都超过几kpc,目前要精确测量它们的视差仍然富有相当的挑战性。预计未来的高精度天体测量项目将能显著改善这些恒星级黑洞X射线双星的距离测定精度。

4.2 其他测量恒星级黑洞自转的方法

还有两个测量X射线双星中的恒星级黑洞自转的方法被陆续提了出来,它们分别是根据观测的X射线流强的准周期振荡和展宽的铁 $K\alpha$ 发射线来实现的。下面只对这两种方法做一般性的讨论,关于这两个方法的细节、存在的问题和前景的详细评述,请参考McClintock和Remillard^[21]的综述文章及其参考文献。

第一种方法的原理是把观测到的X射线流强的准周期振荡解释为吸积盘的某种振荡模式,而该振荡模式的特征频率可以和吸积盘的内边缘建立定量的关系。同拟合连续谱的原理一样,假设吸积盘内边缘就是黑洞的最内稳定轨道,如果已经通过其他方法测量了黑洞的质量,就可以得到黑洞的自转。由于观测到的准周期振荡频率原则上和吸积盘的倾角无关(但是振荡的幅度可能和倾角有关),所以该方法并不需要事先知道源的距离和吸积盘的倾角,而且有可能测量吸积盘的倾角,这是其优点。但是由于所观测到的X射线辐射的准周期振荡的起源目前并不清楚,在提出的众多模型中还不能确定哪个模型能很好地描述某个观测到的振荡模式,所以用X射线辐射的准周期振荡来约束X射线双星中的恒星级黑洞的自转,存在大量的不一致和系统的不确定性。

后一种方法的原理是认为展宽的铁 $K\alpha$ 发射线来自于受热电子冕产生的幂律谱的硬X射线照射的吸积盘内区,展宽的机制是广义相对论(引力红移和光线弯曲)和狭义相对论(多普勒移动)效应的结合,根据展宽的大小和形状可以确定吸积盘内边缘的位置,由于展宽只和以引力半径 $R_g = GM_{\text{BH}}/c^2$ 为单位的吸积盘内边缘半径以及吸积盘的倾角有关,因此这种方法不需要事先知道源的距离、黑洞质量和吸积盘倾角就可以测量黑洞的自转,这是该方法的主要优点。最初提出利用展宽的铁 $K\alpha$ 发射线测量黑洞自转的方法,主要目的是用来测量活动星系核中的超大质量黑洞的自转^[9,26]。最近,这个方法也已经广泛应用于恒星级黑洞

X 射线双星自转的测量,但遗憾的是,在自洽的恒星级黑洞 X 射线双星的黑洞自转和其他系统参数^[27,28]的测定中,该方法并不总是有效。同样,与展宽的铁 $K\alpha$ 发射线类似,吸积盘对硬 X 射线幂律谱照射的反射成分也携带有吸积盘性质和参数的相关信息,所以也可以用来测量恒星级黑洞的自转^[29,30]。上述两种方法有不确定因素的主要原因是:还没有一个令人满意的产生照射吸积盘的硬 X 射线的热电子晕模型,因此最后得到的黑洞自转强烈地依赖于所选择的模型。将来具有大有效面积、宽能区,以及足够好的能量分辨率的空间 X 射线仪器的出现将可以同时进行实时硬 X 射线幂律谱、反射成分、铁线和吸积盘谱的观测研究,从而有望揭示冕的性质以及它与吸积盘之间的关系。

5 恒星级黑洞的最新研究进展及讨论

Narayan 和 Yi^[31] 提出了平流主导吸积流模型,该模型对应于图 2 中 $r > 9$ 的情况,也就是被截断的吸积盘,这时候由于几乎所有的引力势能都转化成了动能而被几乎是自由下落的吸积流穿越事件视界而丢入了黑洞,因此其辐射效率非常低。Gierliński 等人^[32] 和 Shahbaz 等人^[36] 利用平流主导吸积流模型,成功地解释了处于静态的具有极低光度恒星级黑洞双星系统^[32]。Narayan 和 McClintock^[34] 对致密天体分别是吸积黑洞或吸积中子星的双星系统进行研究后发现,即使它们的吸积盘完全一样,处于静态时吸积中子星 X 射线双星系统会显得更亮。Steiner 等人^[33] 给出了利用连续谱拟合方法得到的恒星级黑洞 X 射线双星 LMC X-3 的亮度和吸积盘内边缘半径从 20 世纪 80 年代至今的变化。由图 12 可以看出,尽管光度的变化超过了一个数量级,而且观测的仪器也有很大的不同,但是吸积盘内边缘半径的变化幅度非常小,其变化幅度在允许的误差范围之内,可以认为是恒定的。

最近, Weng 和 Zhang^[35] 研究了恒星级黑洞 X 射线双星系统在更大亮度范围内,其吸积盘内边缘半径的演化行为,并且和小质量中子星 X 射线双星系统的吸积盘演化行为进行了比较。从图 13 中可以看到,在中间的亮度范围内,情况与图 12 类似,两种类型的 X 射线双星的吸积盘内边缘半径稳定保持在其致密天体的质量对应的最内稳定圆轨道半径处。当亮度降低时,中子星 X 射线双星 4U 1608-522 的吸积盘内边缘半径开始增加,此时其亮度比恒星级黑洞 X 射线双星 XTE J1817-330 高得多。这可以理解为其吸积盘和中子星磁层之间的相互作用,因为较低的吸积率对应较低的气体压力,磁层需要通过扩大(减少外围的磁压)来平衡降低的气体压力。与中子星 X 射线双星系统的现象相反,恒星级黑洞 X 射线双星 XTE J1817-330 的吸积盘内半径增加时,其亮度要低得多。根据吸积盘物理模型,在亮度(吸积率)很低的情况下,吸积盘的自演化将导致吸积盘内半径增加,和黑洞只有事件视界的预言是一致的。在亮度较高的情况下,由于辐射压导致的吸积盘内区的不稳定性,在两个系统中吸积盘内半径随着亮度增加而增加,和中心天体的性质无关。

上述研究结果表明,观测到的两类吸积盘在 3 个光度范围的不同行为分别由 3 种物理机制主导:(1) 低光度端是由于致密天体不同性质而导致的,即由致密天体物理机制主导;(2) 在中等亮度范围,稳定的吸积盘内半径是广义相对论预言的最内稳定圆轨道,即由引力物理

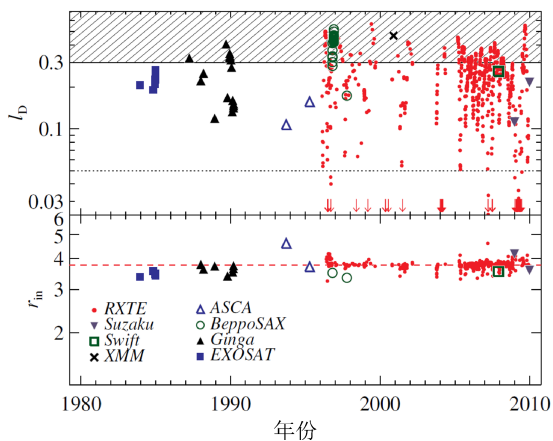


图 12 利用连续谱拟合方法得到的恒星级黑洞 X 射线双星 LMC X-3 的亮度 (上图, 以爱定顿光度为单位) 和吸积盘内边缘半径 (下图, 无量纲) 从 20 世纪 80 年代至今的变化^[33]

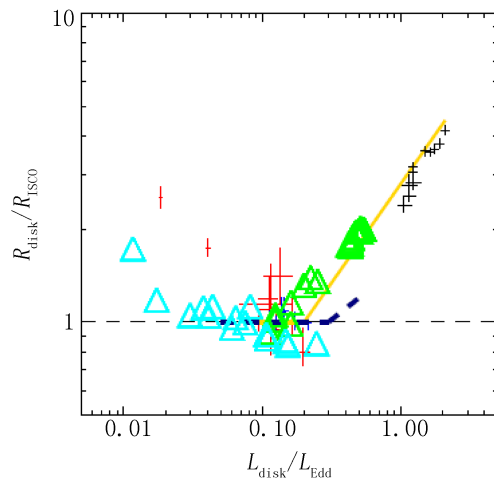


图 13 恒星级黑洞和小质量中子星 X 射线双星系统的吸积盘内盘半径随亮度的变化^[35]

纵轴是以该致密天体的最内稳定圆轨道半径为单位的吸积盘内半径, 横轴是以爱定顿光度为单位的吸积盘总光度。中子星 X 射线双星分别是: 4U1608-522(红色和蓝色十字架), XTE J1701-462(金线), 和 Cir X-1(黑色十字架)。恒星级黑洞 X 射线双星分别是: XTE J1817-330(青色三角形)^[32], GRS 1915+105(绿色三角形)^[21], 和 LMC X-3(海军蓝虚线)^[33]。

机制主导; (3) 高亮度端, 两类吸积盘的演化完全一致, 和致密天体的性质无关, 即由吸积盘物理机制主导。这些都和恒星级黑洞 X 射线双星中的致密天体是黑洞没有矛盾, 其中情况 (1) 更有利于证认它们就是黑洞。

由于黑洞只有事件视界, 不能观察到它如何使吸积盘发生变化, 但是中子星的表面磁场会使吸积盘发生变化。当吸积盘的吸积率下降 (也就是气压下降) 时, 中子星的磁压会迫使其吸积盘半径迅速增加, 而黑洞则不会有这个效应, 这和观测结果是一致的。同时, 由于从吸积盘内边缘的物质掉入黑洞的时候不会产生显著的辐射, 而当掉到某些天体 (比如中子星) 表面的时候则会产生辐射, 因此吸积盘内半径很大 (也就是吸积盘的辐射比较弱) 的黑洞系统就会比中子星系统暗很多, 这也和观测结果一致。

综上所述, 基于黑洞的模型能够成功地解释所有的黑洞观测结果, 而且能够说明所有观测到的黑洞和中子星系统的区别, 没有发现任何反例。尽管有不同的模型能够形成既不同于中子星、也不同于黑洞的致密天体, 但是没有比黑洞的模型更加简单而且能够解释所有这些观测结果, 因此基于第 2 章给出的 5 个判据, 可以断言恒星级黑洞 X 射线双星系统中的致密天体的确是广义相对论预言的天文黑洞。

由于黑洞作为物理宇宙中的真实天体, 以及使用黑洞研究和验证广义相对论理论和其他极端物理条件下的物理规律的重要性, 寻找更多的黑洞和支持它们是黑洞的观测证据 (以及

寻找推翻它们是黑洞的反例的证据) 将仍然是活跃在天体物理学和基础物理学的前沿领域, 而未来随着空间和地面观测设备越加先进, 黑洞天体物理学研究必将取得更大的进展。

参考文献:

- [1] Oppenheimer J R, Volkoff G. *Phys. Rev.*, 1939, 54: 374
- [2] Oppenheimer J R, Snyder H. *Phys. Rev.*, 1939, 56: 455
- [3] Liu Y, Zhang S N. *Phys. Lett. B*, 2009, 679: 88
- [4] Zhang S N. *Astromysical Black Holes in the Physical Universe. Astronomy Revolution: 400 Years of Exploring the Cosmos*, France: Taylor & Francis Group LLC/CRC Press, 2011
- [5] Zhang S N, et al. Measuring the black hole masses in accreting X-ray binaries by detecting the Doppler orbital motion of their accretion disk wind absorption lines. *MNRAS*, 2012, in press (arXiv:1201.3451)
- [6] Zel'dovich Ya B, Novikov I D. *Relativistic Astrophysics, Part I*, *Uspekhi Fizicheskikh Nauk*, 1964, 84: 877. English translation in *Soviet Physics Uspekhi*, 1965, 7: 763
- [7] Zel'dovich Ya B, Novikov I D. *Relativistic Astrophysics, Part II*, *Uspekhi Fizicheskikh Nauk*, 1965, 86: 447. English translation in *Soviet Physics Uspekhi*, 1966, 8: 522
- [8] Webster B L, Murdin P. *Nature*, 1972, 235: 37
- [9] Loar A. *ApJ*, 1991, 376: 90
- [10] Zhang S N, et al. *ApJ*, 1997, 479: 381
- [11] Zhang S N, et al. *ApJL*, 1997, 482: L155
- [12] Orosz J A, Bailyn C D. *ApJL*, 1997, 477: 876
- [13] Remillard R A. *MNRAS*. 2006, 44: 49
- [14] Zhang S N, et al. *X-Ray Nova in Scorpius*, *IAU Circ.*, 1994, 6046: 1
- [15] Chandrasekhar S. *Radiative Transfer*, New York: Dover, 1960
- [16] Bardeen J M. *ApJL*, 1975, 195: L65
- [17] Blandford R D. *MNRAS*, 1977, 179: 433
- [18] Hjellming R M, Rupen M P. *Nature*, 1995, 375: 464
- [19] Soria R, Wickramasinghe D T, Hunstead R W, et al. *ApJL*, 1998, 495: L95
- [20] Miller J M, et al. *Nature*. 2006, 441: 953
- [21] McClintock J E, Remillard R A. Measuring the spins of stellar black holes. *Astro2010: The Astronomy and Astrophysics Decadal Survey. Science White Papers*, No. 197 (arXiv:0902.3488v3), 2009
- [22] Yao Y, et al. *ApJ*, 2005, 19: 446
- [23] Steiner J F, et al. *ApJL*, 2009, 701: L83
- [24] Ling Z, et al. *ApJ*, 2009, 690: 224
- [25] Ling Z, et al. *ApJ*, 2009, 695: 1111
- [26] Iwasawa K, et al. *MNRAS*, 1996, 282: 1038
- [27] Miller J M, et al. *ApJL*, 2009, 697: 900
- [28] Reis R C, et al. *MNRAS*, 2010, 402: 836
- [29] Reis R C, et al. *MNRAS*, 2009, 387: 1489
- [30] Reis R C, et al. *MNRAS*, 2009, 395: 1257
- [31] Narayan R, Yi I. *ApJ*, 1994, 428: L13
- [32] Gierliński M, et al. *MNRAS*, 2008, 388: 753
- [33] Steiner J F, et al. *ApJL*, 2010, 718: L117
- [34] Narayan R, McClintock J E. 2008, 51: 733
- [35] Weng S S, Zhang S N. *ApJ*, 2011, 739: 42
- [36] Shahbaz T, Dhillion V S, Marsh T R, et al. *MNRAS*, 2010, 403: 2167

Recent Progress in Observational Identifications of Stellar Mass Black Holes

ZHANG Shuang-nan

(Key Laboratory of Particle Astrophysics, Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

Abstract: After exhausting their thermal nuclear energy, stars with different masses may eventually collapse to form different types of compact objects, such as white dwarfs, neutron stars, or black holes. Since the 1930s, observations and identifications of black holes have remained active research frontiers in astrophysics. In this article we first briefly overview the research history of the formation of black holes and their candidates. We then outline how to identify stellar mass black holes observationally with five criteria; these criteria satisfy the highest standards for recognizing new discoveries in physics experiments and astronomical observations. This is followed by detailed discussions on how to measure the mass and spin parameters of stellar mass black holes. We suggest that the inclination angle of the accretion disk, which may not be exactly co-aligned with the orbital plane of a black hole binary system, may be determined by the polarization measurement of the disk emission. We propose a method of observing the orbital motion of the black hole by detecting the orbital Doppler shift of the absorption lines of the accretion disk wind. Combined with the orbital Doppler shift of the emission lines of the companion star and its mass, the black hole mass and orbital inclination angle can be determined reliably. The improved measurements of the black hole mass and accretion disk inclination can in turn be used to improve the black hole spin measurement with the X-ray continuum fitting method we proposed previously. We also discuss some methods of determining the distances of X-ray binaries and some other methods of black hole spin measurements. Finally we summarize the recent progress in observations and identifications of stellar mass black holes, including the evolution of the inner disk radius when the disk luminosity changes over several orders of magnitudes. We show that outflow dominates over inflow at accretion rates exceeding about a fraction of Eddington limit, by comparing the observations of neutron star and black hole X-ray binaries. Finally we conclude that there is now sufficient evidence to claim positive identifications of stellar mass black holes in many accreting X-ray binaries.

Key words: black hole; neutron star; X-ray; binary