

文章编号: 1000-8349(2012)03-316-18

# 非稳态吸积主导 X 射线双星从硬态到软态的态跃迁

闫 震

(中国科学院 上海天文台 星系与宇宙学重点实验室, 上海 200030)

**摘要:** 最近几年一些新的研究发现, X 射线双星从硬态到软态的态跃迁光度和随后的软态峰值光度成正相关, 而且还发现了从硬态到软态的态跃迁光度和上升时期的光度增加率成正相关, 这两个经验关系表明最亮的硬态和从硬态到软态的态跃迁主要是由吸积率的变化率所表征的非稳态吸积过程所主导的。对 GX 339-4 的研究表明, 硬 X 射线峰值光度由爆发前吸积盘所积累的质量决定, 而且低质量 X 射线双星暂现源的爆发峰值光度和轨道周期的正相关关系也支持该观点, 由此推断爆发或者闪耀这样的非稳态吸积过程是由吸积盘所积累的质量这个初始条件所决定的。

**关键词:** 吸积盘; 黑洞; X 射线双星

**中图分类号:** P144.9 **文献标识码:** A

## 1 引 言

X 射线双星的主星是一颗致密星(黑洞或者中子星), 伴星是一颗正常恒星。伴星的物质通过某种方式(比如洛希瓣外流、星风)落入致密星的引力势阱释放出巨大的引力势能, 这些能量通过粘滞过程把吸积物质加热到很高的温度, 从而辐射出强烈的 X 射线辐射。人们发现 X 射线双星的 X 射线连续谱在天和月的时间量级上呈现剧烈的变化。早在 20 世纪 70 年代, 人们通过 Uhuru X 射线天文卫星进行观测<sup>[1]</sup>, 发现黑洞 X 射线双星 Cygnus X-1 在小于一个月的时间里, X 射线能谱从一个比较软的能谱变化为一个比较硬的能谱: 在这期间源的 2~6 keV 能段的流强降低到原来的 1/4, 而 10~20 keV 能段的流强增加了 2 倍。这两个不同的能谱状态就称为软态 (soft state) 和硬态 (hard state), 而这样的能谱变化过程就是从软态到硬态的态跃迁。更加值得注意的是, X 射线能谱的变化还伴随着射电辐射的变化。在跃迁之前, 并没有在射电波段观测到对应体; 在跃迁发生之后对应于比较硬的 X 射线能谱, 发现了 Cygnus X-1 的射电对应体<sup>[1]</sup>。而后来的研究结果显示 X 射线能谱的变化和射电的关

收稿日期: 2012-01-04; 修回日期: 2012-02-27

资助项目: 国家自然科学基金(10773023,10833002,11073043); 973 计划(2009CB824800)

系是普遍存在的<sup>[2]</sup>。Kitamoto<sup>[3]</sup> 在 GS 1124-684 中发现了不同于软态和硬态的能谱, 这种新的态在之前 GX 339-4 中也被看到过<sup>[4]</sup>, 因为它出现在光度最高的时候, 因此被称为甚高态 (very high state), 其 X 射线的连续谱呈现出软态和硬态混合的特征。在上面两源中还发现了和甚高态类似的能谱特征, 但是发生在较低光度的时候, 被称之为中间态 (intermediate state)<sup>[5, 6]</sup>。

慢慢地人们发现 X 射线能谱和光度有关联。Esin 等人<sup>[7]</sup> 提出了一个模型解释 X 射线能谱如何随着吸积率演化。而且根据吸积率 (以爱丁顿吸积率为单位) 划分了不同的态: 宁静态 (quiescent state)、低硬态 (low-hard state)、中间态、高软态 (high-soft state) 和甚高态。他们认为在黑洞 X 射线双星中观测到的软态和硬态的能谱可由两种不同的吸积流来描述, 即在低光度处于硬态时, 可以由光薄几何厚的吸积流 (advection-dominated accretion flow, ADAF) 描述; 在高光度处于软态时, 可以由光厚几何薄的吸积流 (标准盘) 描述。这两种不同的吸积流可以共存于一个截断的标准盘加上 ADAF 的模型中, 利用两种吸积流的演化来描述不同态下的吸积几何<sup>[8]</sup>。这个模型认为, 不同的光度范围内存在不同的吸积几何, 而不同的吸积几何产生了不同的态, 就是说光度 (即吸积率) 决定态的演化。

但是随着黑洞 X 射线双星观测数据的积累, 人们逐渐发现 X 射线的能谱性质还和 X 射线的光变性质有很大的联系, 比如在出现比较硬的 X 射线能谱时, X 射线的光变幅度也很大。通过对 X 射线功率谱 (power spectrum) 的研究发现, 功率谱的形态 (包括宽的成分 (噪声) 和窄的成分 (准周期振荡, quasi-periodic oscillation, QPO)) 和能谱的形态有很大的关联。X 射线的能谱和光变结合其他波段的观测结果 (包括射电和光学波段) 揭示了各种态更加丰富的特征。于是人们不再单纯地依赖光度而利用更多的参数比如 X 射线能谱、光变以及射电辐射来定义不同的态<sup>[7, 9-12]</sup>。比如 McClintock 和 Remillard<sup>[11]</sup> 利用幂律谱指数、盘成分占总流强的比重以及表示光变的均方根 (root mean square, RMS) 等参数定量地定义了三种态: 热主导态 (thermal dominant state)、硬态 (hard state) 和陡幂律态 (steep power-law state), 对应于之前定义的高软态, 低硬态和甚高态。Belloni 等人利用强度硬度图 (hardness-intensity diagram, HID) 来描述不同的态, 并在考虑了 X 射线光变的特征之后把中间态分为硬中间态 (hard-intermediate state) 和软中间态 (soft-intermediate state)<sup>[10]</sup>, 最近他们又利用 X 射线光变的 RMS 和流强的关系 (RMS-intensity diagram, RIM) 描述不同的态<sup>[12]</sup>。Fender 和 Belloni 等人<sup>[9]</sup> 利用 HID 结合射电辐射的性质来描述不同的态以及和喷流的演化关系。虽然人们用不同的方法和参数来定义不同的态, 但其中硬态和软态的特征是一直被很好地定义和公认的:

- (1) 硬态: 在 X 射线能谱方面, 主要是由一个幂律谱主导, 谱指数大约为  $1.5 < \Gamma < 2.1$  (主要在 2 到几十 keV 能段), 在高端 50~100 keV 会有截断。有时硬态的 X 射线谱还会有一个冷吸积盘的贡献 (主要在 2 keV 以下), 而且盘成分流量一般小于总流量的 20%。对于幂律谱的起源, 现在还没有统一的认识, 幂律形式只是某种物理过程的一种数学简化。通常人们借助 ADAF (或者热冕) 或者喷流的模型来解释幂律谱成分。在硬态 X 射线光变也很强, 通常 RMS 可以达到约 30%。X 射线功率谱的特征表现为一个很强的带

限噪声 (band-limited noise, BLN) 成分; 而且通常可以观测到一个持续的平谱 (谱指数  $\approx 0$ ) 射电辐射, 且射电辐射光度和 X 射线的光度存在很好的正相关关系  $L_{\text{radio}} \propto L_{\text{X}}^b$ , 其中  $b \approx 0.7$  [13]。人们一般认为射电辐射主要来自于喷流 [14], 那么射电和 X 射线很强的相关关系意味着喷流和产生 X 射线的吸积流存在某种耦合。

- (2) 软态: 观测到的软态辐射的能量主要集中在 10 keV 以下, X 射线连续谱可以用一个多色的黑体谱 [15] 很好地拟合, 有时在高端会有一个很陡的 ( $\Gamma \approx 2.5$ ) 幂律尾巴。人们普遍认为多色黑体辐射来自于一个光厚几何薄的吸积盘。软态 X 射线光变的 RMS 很小, 大约为 1%, 表明光变很弱, 功率谱的主要成分是一个幂律指数为  $-1$  的幂律谱。软态的射电辐射很弱甚至探测不到, 所以人们通常认为喷流在软态时已熄灭或者被很严重地抑制 [16]。

前面关于不同态的描述主要针对黑洞 X 射线双星, 而中子星低质量 X 射线双星也呈现出丰富的观测现象, 有些源也有和黑洞 X 射线双星类似的能谱和光变特征。人们依据源在色色图 (colour-colour diagram) [17] 上的轨迹把明亮中子星低质量 X 射线双星主要划分为两类: 分别叫做 Z 源和 Atoll 源 (这两类源几乎涵盖了约 90% 的明亮的低质量中子星 X 射线双星)。Atoll 源在色色图上有两个分支, 这两个分支分别对应“岛”态 (island state, 能谱较硬) 和“香蕉”态 (banana state, 能谱较软), 大致可以对应于黑洞 X 射线双星的硬态和软态。

最早在黑洞 X 射线双星 Cygnus X-1 中发现态跃迁。它是一个持续源, 而大部分的黑洞 X 射线双星都是暂现源。在一个黑洞 X 射线暂现源中, 爆发开始时总是处在硬态。当硬 X 射线到达峰值时, 往往开始发生从硬态到软态的 (简称为 H-S) 态跃迁。在态跃迁期间, X 射线的能谱和光变特征非常复杂和多变。这时的能谱比硬态时软, 还有一个比较强的盘成分。在功率谱上, 有一个 BLN 成分和很强的低频 QPO 成分, RMS 也比硬态时要小而且随着 X 射线能谱变软而减小。在 H-S 态跃迁期间, 往往会伴随着暂现的光学薄的射电辐射 [18], 通常认为是由不连续的相对论性喷射物质所发出的韧致辐射。某些源中还能观测到这些物质从双星向外喷射的视超光速现象 [19]。随着爆发光度的增加, 幂律成分逐渐变弱而盘成分逐渐增强。当盘成分主导了 X 射线的能谱时, 就表明这个源进入了软态。软态持续了一段时间之后, 在爆发下降的阶段又跃迁回到硬态, 最终随着光度的降低回到了宁静态。对于黑洞 X 射线暂现源来说, 在爆发上升阶段 H-S 态跃迁的光度比下降阶段从软态到硬态 (简称为 S-H) 的态跃迁光度要高, 这种现象叫做“hysteresis” [20, 21]。这表明如果跃迁的方向相反, 态跃迁并不是发生在同一个光度下, 这和 Esin 等人 [7] 的理论模型是不相符的。另一方面, 一些观测表明 H-S 的态跃迁光度也不是固定不变的 [22, 23], 在单个源中都可以变化达 10 倍 [24, 25]。态跃迁并不是发生在一个固定光度下也不是发生在任意光度下。有证据表明, 在低质量 X 射线双星暂现源 Aql X-1, XTE J1550-564, GX 339-4 和类似于暂现源的持续源 4U 1705-44 中, 硬态的峰值光度和爆发的峰值光度存在正相关关系 [24-26]。这个关系给出的图像是硬态的峰值流强越高, 爆发也就越亮, 反之亦然。建立在稳态吸积基础上的模型认为态跃迁应该发生在某一固定光度下 [7], 这样的观点和观测是不相符的, 所以吸积率并不是主导态跃迁的唯一参数。于是人们认为态跃迁会受到其他一些参数的影响, 比如冕的大小 [22]、吸积率的历史 [27]、内盘半径所在位置的历史 [23] 和吸积盘的质量 [24, 26] 等。

最近几年 Yu 等人<sup>[28-33]</sup> 利用空间 X 射线卫星的监测数据对 X 射线双星的态跃迁和暂现源的爆发进行了一系列的研究, 统计了银河系内明亮 X 射线双星态跃迁的光度, 结果表明 H-S 态跃迁光度和随后软态的峰值光度统计上正相关, 还发现态跃迁光度和光度增加率正相关, 表明态跃迁光度是由吸积率的变化率所表征的非稳态吸积所主导<sup>[28]</sup>。而对 GX 339-4 2007 年爆发的研究结果又证实了之前发现的爆发的硬 X 射线峰值光度和爆发的等待时间的关系, 意味着非稳态吸积是由吸积盘质量所决定的<sup>[30]</sup>。对低质量 X 射线双星暂现源爆发的峰值光度的统计研究发现, 轨道周期越大的源最大爆发峰值光度越大, 支持吸积盘质量决定非稳态吸积的想法<sup>[31]</sup>。本文以这一系列的研究工作为基础, 总结并讨论了非稳态吸积对 H-S 态跃迁光度的主导作用。

## 2 银河系明亮 X 射线双星态跃迁光度的统计

### 2.1 由硬度比定义的软态和硬态

X 射线双星软 X 射线和硬 X 射线两个能段的长期光变曲线, 可以用来研究 X 射线双星的能谱演化, 证认态跃迁并且确定态跃迁光度。Yu 等人<sup>[28, 29, 32]</sup> 利用来自于 Rossi X-ray Timing Explorer (RXTE) 卫星上的 All-sky Monitor(ASM, 2~12 keV)<sup>[34]</sup> 的软 X 射线光变曲线和来自于 Swift 上的 Busrt Alert Telescope(BAT, 15~50 keV)<sup>[35]</sup> 的硬 X 射线光变曲线来研究 X 射线双星的态跃迁。RXTE/ASM 可以监测明亮的 X 射线双星 2~12 keV 能段的 X 射线流强的变化, 能够覆盖软态时热辐射的主要辐射能段; Swift/BAT 可以监测明亮 X 射线双星的 15~50 keV 能段的流强变化, 能够覆盖硬态时非热辐射的主要辐射能段。两个能段的硬度比 (hardness ratio) 可以用来区分硬态和软态, 这个方法无论是在中子星 X 射线双星还是黑洞 X 射线双星中都能很好地应用。

把计数率以蟹状星云 (Crab) 的流强为单位归一, 可以使得流强的大小对仪器响应的依赖降到最小, 方便和其它仪器的流强比较。对于 ASM 采用  $1 \text{ crab} = 75 \text{ counts} \cdot \text{s}^{-1}$ , 对于 BAT 采用  $1 \text{ crab} = 0.23 \text{ counts} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ , 这两个式子都是依据两个仪器对 Crab 观测所得的长期光变曲线估算出来的。软硬两个能段的硬度比为  $HR = \frac{C_{15\sim 50\text{keV}}}{C_{2\sim 12\text{keV}}}$ , 其中  $C$  代表在某一个能段的光子计数率。从 BAT/ASM 的硬度比在对数坐标上的分布上可以看出明显存在两个峰, 表明存在稳定的两个态: 硬态和软态 (见文献 [28] 的图 1 以及文献 [29] 的图 1 和图 2)。而且可以依据分布定义硬态和软态的硬度比的阈值<sup>[28, 32]</sup>。

### 2.2 态跃迁光度的测量

当硬度比从大于硬态的阈值变为小于软态的阈值时, 认为发生了 H-S 态跃迁; 而当硬度比从小于软态的阈值变化为大于硬态的阈值时, 认为发生了 S-H 态跃迁。在 H-S 态跃迁开始时的硬 X 射线流强被认为是态跃迁发生的流强, 而随后的软 X 射线峰值流强被认为是爆发的峰值流强。图 1 展示了利用 RXTE/ASM 和 Swift/BAT 的光变曲线和硬度比证认出态跃迁的一个例子。对于每一个 H-S 态跃迁, 细箭头标记了态跃迁开始时硬 X 射线的流强和硬度比, 用粗箭头标记了随后软态的软 X 射线峰值流强和硬度比。在 H-S 之后的 S-H 态跃

迁也被证认出来, 细箭头和粗箭头分别标记了 S-H 态跃迁的开始和结束。S-H 态跃迁的流强取自当硬度比的值从软态到达硬态后的第一个点的 BAT 的流强。值得注意的是 S-H 态跃迁的流强取自态跃迁结束后, 这和 H-S 态跃迁的流强取自态跃迁开始时不太一样。S-H 态跃迁一般发生在爆发的下降阶段, 所以测量的态跃迁的流强应当比真实值小。Yu 等人<sup>[28]</sup> 利用 2005–2008 年间 RXTE/ASM 和 Swift/BAT 的数据, 在 15 个中子星低质量 X 射线双星和 4 个黑洞 X 射线双星以及一个高质量 X 射线双星 Cygnus X-3 中证认出了 H-S 态跃迁和随后的 S-H 态跃迁。Tang 等人<sup>[32]</sup> 利用同样的方法研究了 RXTE/ASM 和 Swift/BAT 在 2005–2010 年间的数 据, 在 30 个明亮的 X 射线双星中找出了 128 个 H-S 态跃迁。

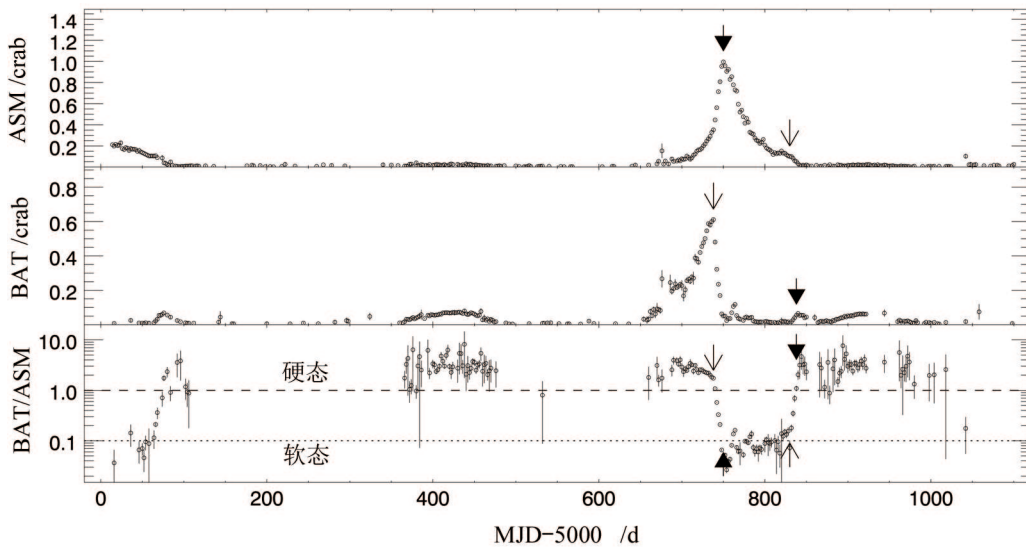


图 1 GX 339-4 的 ASM 在 2~12 keV 能段和 BAT 在 15~50 keV 能段长期监测的光变曲线和硬度比<sup>[28]</sup>。

### 2.3 H-S 态跃迁光度和软态峰值光度的关系

Yu 等人<sup>[28, 32]</sup> 利用已经得到的 X 射线双星中 H-S 态跃迁时硬 X 射线的流强和随后的软态峰值时的流强, 发现两者显示出很强的正相关 (见文献 [28] 的图 22 和文献 [32] 的图 4), 而且中子星和黑洞 X 射线双星的相关关系是一致的。为了排除源的距离或者致密天体的质量范围对相关关系的贡献, 假定每一个源和 Crab 在 BAT 和 ASM 所对应的两个 X 射线能段的吸收和能谱形状是一样的 (这个假定是合理的, 因为 Crab 在 2~10 keV 和 15~50 keV 的能谱可以用一个幂律谱来描述, 谱指数分别为 2.07 和 2.12<sup>[36]</sup>, 而态跃迁发生时的能谱是由一个谱指数约为 2.0 的幂律谱主导, 银河系内的大多数 X 射线双星的氢柱密度 ( $n_H$ ) 和 Crab 的  $n_H \approx (4.0 \sim 4.5) \times 10^{21} \text{cm}^{-2}$  接近), 就可以利用 Crab 的能谱把观测到每一个源的光子计数率转化为流量, 利用各个源的质量和距离以及它们的误差, 把流量转化为光度并归一成以爱丁顿光度为单位。之后发现这种强烈的正相关依然存在 (见图 2 和文献 [32] 的图 6)。

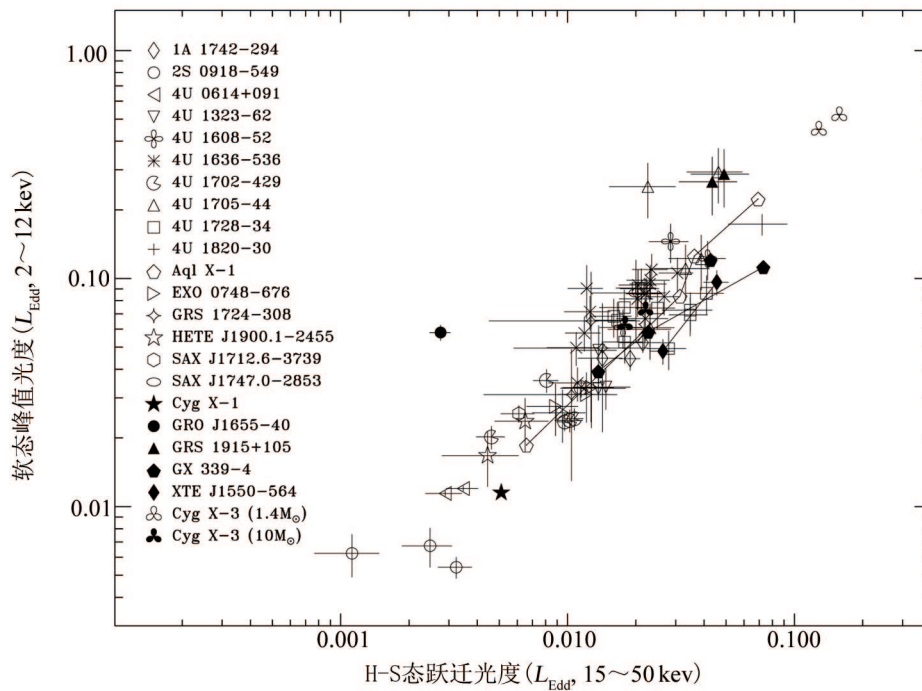


图 2 以爱丁顿光度为单位的 H-S 态跃迁光度 (15~50 keV) 和随后的软态峰值光度 (2~12 keV) 的关系。Cygnus X-1 数据来自于 1996 年 CGRO/BATSE 和 RXTE/ASM 的观测<sup>[37]</sup>。用实线连接的数据点来自之前的研究<sup>[24-26]</sup>。图来自于文献 [28]。

图 2 显示以爱丁顿光度为单位的 H-S 态跃迁光度和随后的软态峰值光度依然存在正相关关系, 其 Spearman 相关系数为 0.87, 随机造成这种分布的概率为  $7.4 \times 10^{-22}$ 。如果上面的模型拟合这个相关关系, 得到  $A = 0.93 \pm 0.07$  和  $B = 0.42 \pm 0.14$ , 其中  $\lg L_{\text{PS}}$  的内禀弥散为  $0.170 \pm 0.001$ 。值得注意的是, H-S 态跃迁光度跨越了两个量级。2S 0918-549、Cygnus X-1、GRS 1915+105、4U1820-30 和 4U 1705-44 这几个源都在相关关系的两端, 而且都有比较精确的质量距离测量结果, 说明 H-S 态跃迁光度确实是跨越了两个量级。如图 2 所示, 15~50 keV 能段的 H-S 态跃迁光度范围 0.13%~8.0% 爱丁顿光度, 如果换算为 1~200 keV 能段的光度大约为 0.4%~25% 爱丁顿光度, 其中假定源的 X 射线谱是一个谱指数为 2 的延伸到 200keV 幂律谱。有些源在 H-S 态跃迁之前的能谱在 30 keV 左右有截断, 那么 1~200 keV 能段的 X 射线光度就会小 1/7。这就意味着实际能谱和单一幂律谱的差别不会对光度的估算有太大的影响。

这个关系和之前在单个源中 Aql X-1、GX 339-4 和 XTE J1550-564 的研究结果<sup>[24-26]</sup>相吻合。利用上述文章中报道的 RXTE/ASM 和 RXTE/HEXTE 的流强, 把它们转化为以爱丁顿光度为单位。如图 2 所示, 单个源的 RXTE/ASM 和 RXTE/HEXTE 数据和这次研究中的数据符合同样的相关关系。

著名的黑洞 Cygnus X-1 在这个关系图上的位置有很大的意义, 它的态跃迁是发生在一个几乎不变的光度下<sup>[23, 37]</sup>。可以利用 ASM 和 BATSE 的数据, 估计 Cygnus X-1 在 1996 年 H-S 态跃迁的流强和随后的软态峰值流强, ASM 的流强大约为 1.3 crab, 而 20~50 keV 能段的 BATSE 的流强约为 1 crab<sup>[37]</sup>。Cygnus X-1 的距离为 2.1 kpc, 黑洞质量为  $10.1M_{\odot}$ <sup>[38]</sup>。由这些参数可以得到 Cygnus X-1 的 H-S 态跃迁光度, 它在相关关系的最低端 (见图 2), 这意味着 Cygnus X-1 几乎是银河系内 X 射线双星中 H-S 态跃迁光度最小的源。

#### 2.4 S-H 态跃迁光度

为了研究态跃迁中著名的 hysteresis 效应, Yu 等人<sup>[28]</sup> 在找到 H-S 态跃迁的源中寻找 H-S 态跃迁之后的 S-H 态跃迁, 用以比较在同一个爆发/闪耀中的 H-S 态跃迁光度和 S-H 态跃迁光度。值得注意的是, 我们定义的 S-H 态跃迁光度不是态跃迁开始时的光度, 而是态跃迁结束时的光度。把 S-H 态跃迁之后 15~50 keV 能段的流强当作 S-H 态跃迁发生时的流强的优点在于, 可以在相同的能段和相同的态比较 H-S 态跃迁流强和 S-H 态跃迁流强, 如果使用在态跃迁开始时的 2~12 keV 能段的流强来作比较, 就会在转化为热光度时增加额外的不确定性; 缺点是测量的流强并不是态跃迁刚开始时的流强, 而是态跃迁结束后硬态的流强。通常 S-H 态跃迁发生在光度下降阶段, 所以测量的流强应该明显低于实际态跃迁刚开始时的流强。

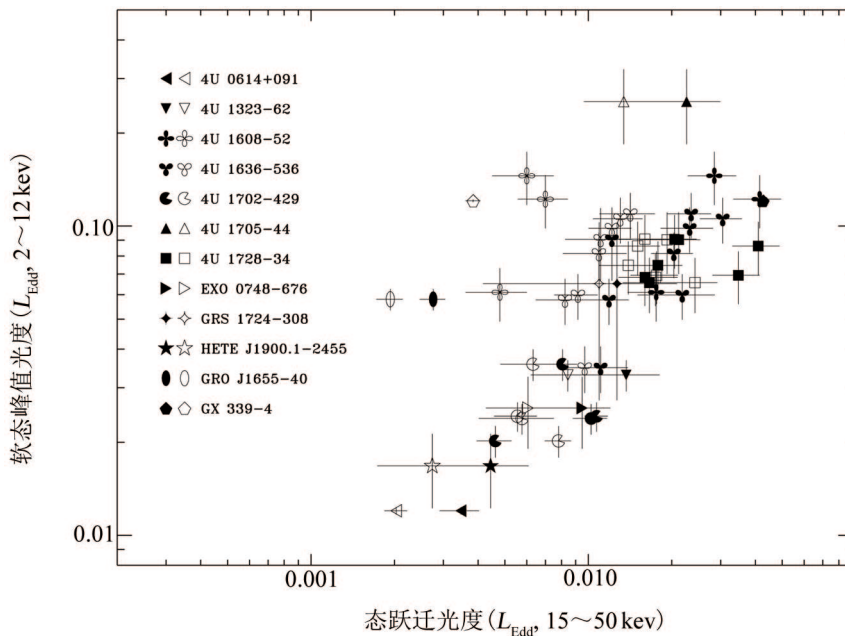


图 3 比较在同一个爆发/闪耀中 H-S 态跃迁光度和 S-H 态跃迁光度。实心点和空心点分别代表 H-S 态跃迁光度和 S-H 态跃迁光度。图来自于文献 [28]。

从图 3 中可以看出, 15~50 keV 能段 S-H 态跃迁光度范围为 0.2%~2.0% 爱丁顿光度, 转化为 1~200 keV 能段的 X 射线光度约为 0.6%~6% 爱丁顿光度。光度范围跨越了一个量

级, 比 Maccarone 等人<sup>[39]</sup> 的 S-H 态跃迁光度范围为 4 倍的结果要大, 也许距离和致密天体质量的不确定性和较窄的能段导致了这个差异。而且还可以看出, 在绝大多数的爆发/闪耀中 S-H 态跃迁光度通常比 H-S 态跃迁光度低好几倍, 与之前的结果<sup>[21]</sup> 一致, 再一次从观测上证实了 hysteresis 效应。

S-H 态跃迁光度并没有和之前爆发的峰值光度有很强的相关。得到的 Spearman 相关系数为 0.5, 随机过程产生这种相关的概率为 0.01, 这意味着两者的正相关关系很弱。对数据做进一步的检验发现, 这个弱正相关可能很大一部分来自 4U 1705-44、4U 0614+091 和 HETE J1900.1-2455 这 3 个源的贡献, 因为它们分别位于数据的两端。距离和质量的不确定性也会带来 2 倍左右的弥散 (比如中子星质量用  $2.2 M_{\odot}$  代替  $1.4 M_{\odot}$ ), 这可以贡献一小部分的正相关。总之, 结果表明 S-H 态跃迁光度和爆发的峰值光度没有统一的正相关关系。

### 3 H-S 态跃迁光度和非稳态吸积的主导作用

#### 3.1 测量 X 射线流强的增加率

一些研究<sup>[22, 40]</sup> 提出过, 除了吸积率之外, 应该还有其他参数主导态的演化。这个未知参数是理解吸积几何和态跃迁起源的关键。上面提到的 H-S 态跃迁光度和随后的软态峰值光度的正相关关系意味着, 这个未知参数必须能够代表爆发/闪耀的峰值光度, 比如爆发/闪耀发生前的吸积盘中积累的质量<sup>[24, 26]</sup>。一个最简单的图像是如果爆发的上升时间是一个常数, 那么吸积率的增加率  $d\dot{M}/dt$  可以代表爆发的峰值光度, 所以 X 射线光度的增加率  $dL/dt$  是一个值得研究的变量。

吸积率决定态跃迁光度的观点依赖于稳态吸积的假设, 在这个假设中吸积率的变化是一个可以忽略的小量。在暂现源的爆发中这个假设不成立, 因为暂现源的光度通常会在几天或者一两星期内增加好几个量级。所以在态跃迁的时标上, 吸积率的增加相对于吸积率本身来说不再是可以忽略的小量。

Yu 等人<sup>[28]</sup> 分别测量了源在 H-S 态跃迁附近 RXTE/ASM 和 Swift/BAT 的流强的增加率, 通过计算相邻两点流强的差  $\Delta F$  除以两天的时间间隔。  $dL/dt$  在黑洞 X 射线双星的软态和中子星 X 射线双星的软态和硬态都能很好地代表  $d\dot{M}/dt$ 。因为中子星有硬表面, 所以吸积过程中所释放的引力势能最后都会辐射出来。而对于黑洞 X 射线双星来说, 软态的辐射主要来自于吸积盘, 此时光度能够很好地代表吸积率, 而在硬态时通常认为此时的吸积流是辐射低效的<sup>[41, 42]</sup>, 辐射效率正比于吸积率, 当吸积率达到很高时, 辐射效率才接近于标准盘的辐射效率。所以, 在 H-S 态跃迁附近最大的流强增加率应该能够近似反映最大吸积率的增加率。这被下面的结果所印证, 因为黑洞和中子星 X 射线双星都服从一样的经验关系 (见图 4 和图 5)。

#### 3.2 H-S 态跃迁光度和 X 射线光度的增加率

如果爆发/闪耀的上升时标是一个常数, 那么爆发/闪耀的峰值和光度增加率  $dL/dt$  就会相关; 当然如果上升时标不同, 峰值光度和  $dL/dt$  也就没有相关。所以, 研究光度的增加率



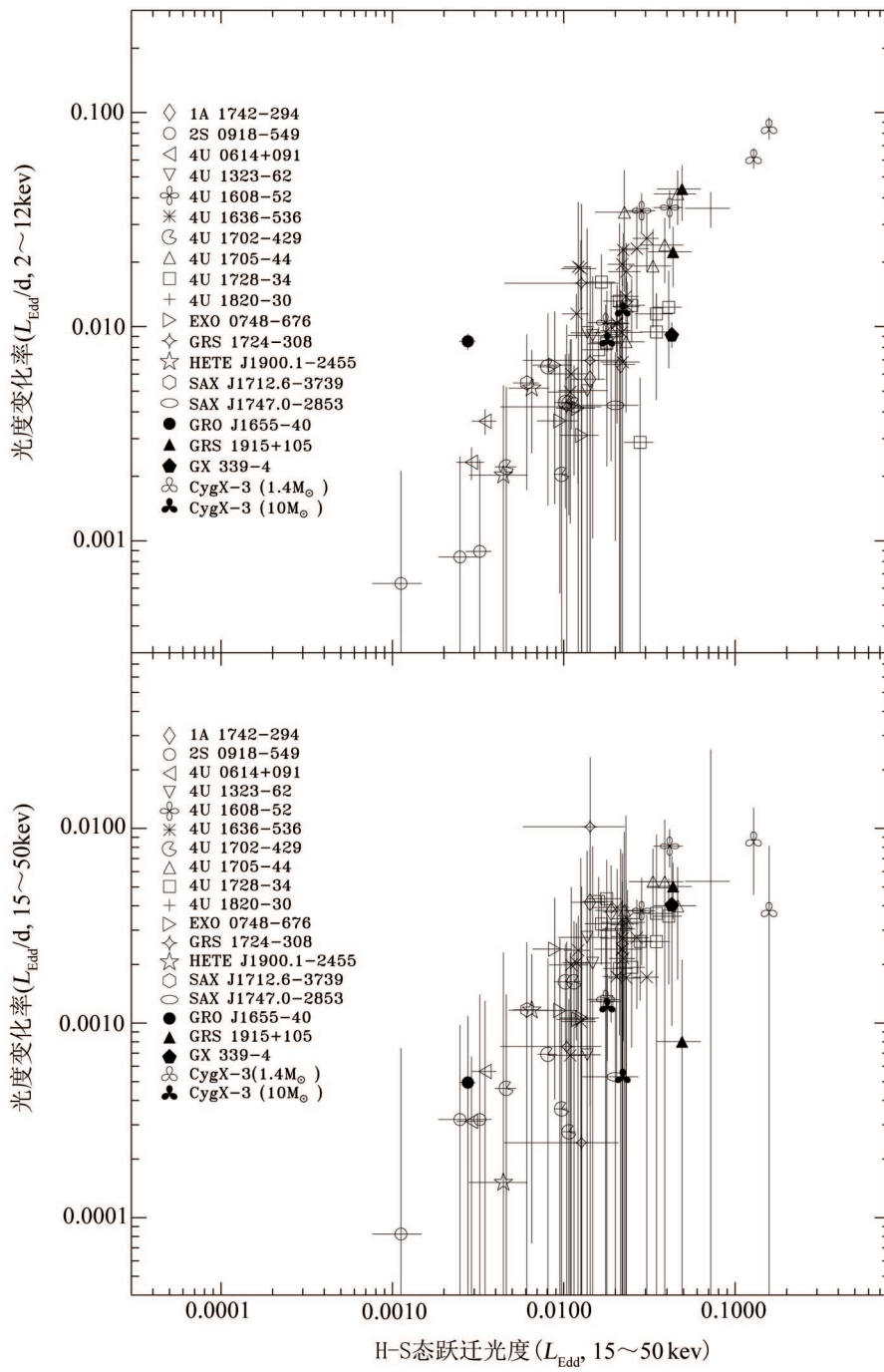


图 4 H-S 态跃迁光度和态跃迁附近最大的 X 射线光度增加率之间的关系<sup>[28]</sup>。

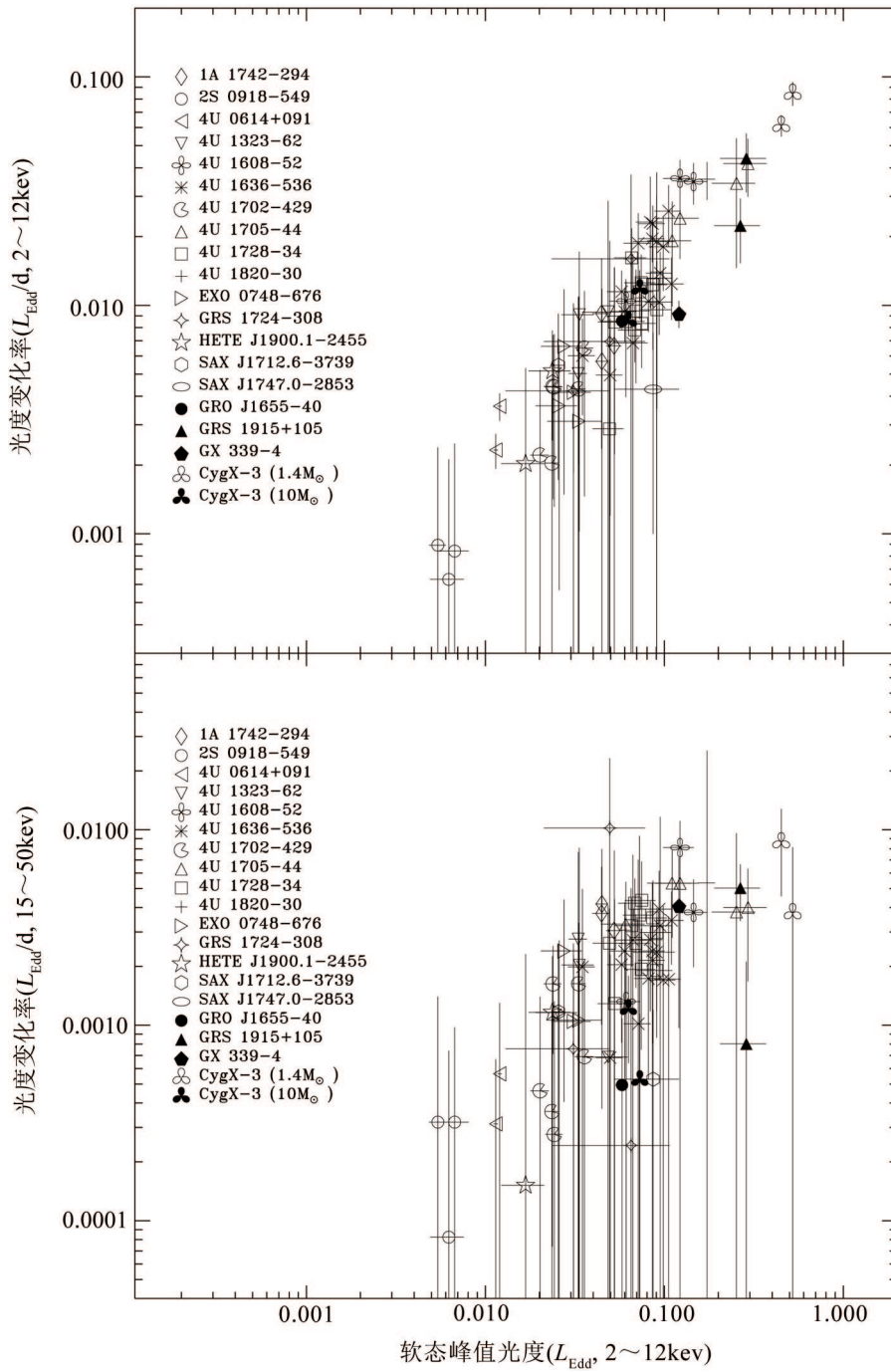


图 5 软态的峰值光度和 H-S 态跃迁附近最大的 X 射线光度增加率之间的关系<sup>[28]</sup>。

和 H-S 态跃迁光度的关系, 同峰值光度和态跃迁光度的关系进行比较, 可以得知哪个关系才是主导的关系。图 4 显示从 RXTE/ASM 和 Swift/BAT 得到的  $dL/dt$  和 H-S 态跃迁光度之间有很强的相关性。对于已知距离和致密天体质量的源可以得到它们 Spearman 相关系数分别为 0.72(RXTE/ASM), 0.70(Swift/BAT), 随机过程产生这种相关的概率分别为  $2.4 \times 10^{-9}$  和  $7.2 \times 10^{-9}$ 。如果用模型  $\lg dL/dt = A \lg L_{\text{tr,H}} + B$  来拟合数据, 其中  $dL/dt$  代表从 RXTE/ASM 或者 Swift/BAT 得到的光度增加率。对于 RXTE/ASM,  $A = 1.15 \pm 0.18$ ,  $B = 0.06 \pm 0.32$ , 内禀弥散为  $0.11 \pm 0.001$ ; 对于 Swift/BAT,  $A = 0.81 \pm 0.27$ ,  $B = -1.16 \pm 0.45$ , 内禀弥散为  $0.10 \pm 0.002$ 。

图 5 显示了  $dL/dt$  和软态的峰值光度的相关关系, 对于已知距离和致密天体质量的源, Spearman 相关系数分别为 0.86(RXTE/ASM) 和 0.65(Swift/BAT), 随机过程产生这种相关的概率分别为  $1.9 \times 10^{-16}$ (RXTE/ASM) 和  $1.3 \times 10^{-7}$ (Swift/BAT)。用模型  $\lg dL/dt = A \lg L_{\text{PH}} + B$  拟合的结果分别为: 对于 RXTE/ASM,  $A = 1.18 \pm 0.14$ ,  $B = -0.56 \pm 0.15$ , 内禀弥散为  $0.070 \pm 0.001$ ; 对于 Swift/BAT,  $A = 0.67 \pm 0.25$ ,  $B = -1.76 \pm 0.28$ , 内禀弥散为  $0.116 \pm 0.002$ 。

从这些数据的结果, 无法判断到底是  $dL/dt$  还是峰值光度主导和 H-S 态跃迁光度的相关性, 或者有另外的参数决定这些相关关系。但是 GX 339-4 在 2007 年的爆发也许提供了证据, 表明 H-S 态跃迁光度和峰值光度的相关关系比 H-S 态跃迁光度和光度增加率的关系要弱。在 2007 年的爆发过程中, 从 RXTE/ASM 得到的光变曲线中可以看到软 X 射线的峰值和 2002-2003 年爆发的峰值流强差不多, 但是从 Swift/BAT 得到的光变曲线上看到的硬 X 射线的峰值只达到了 2002-2003 年爆发的一半。如果根据经验关系, 2007 年爆发的软 X 射线的峰值光度也应该只有观测值的一半, 这就说明 2007 年爆发的峰值偏离了其他三个源的相关关系<sup>[26]</sup> 有 2 倍。原因可能是 2007 年爆发的上升时标明显要短, 这可以从 RXTE/ASM 的光变曲线上看出来。

H-S 态跃迁光度和  $dL/dt$  的相关关系告诉我们, 当 X 射线的光度变化幅度很小时, 态跃迁附近的  $d\dot{M}/dt$  变化也很小, 而 H-S 的光度就在相关关系的最下端, 这和 Cygnus X-1 很低又不变的态跃迁光度相一致(见图 2)。Cygnus X-1 的光度比较恒定, 而且态跃迁的光度也比较接近<sup>[37, 43, 44]</sup>。这可以理解为 Cygnus X-1 在态跃迁时标上  $d\dot{M}/dt$  很小。这就意味着图 2 中所示的持续源和暂现源 H-S 态跃迁光度的差别是由于  $d\dot{M}/dt$  造成。持续源在硬态的  $d\dot{M}/dt$  比较小, 所以 H-S 态跃迁光度就比较低; 而暂现源在爆发时  $d\dot{M}/dt$  比较大, 所以 H-S 态跃迁光度就比较高。

H-S 态跃迁光度和  $dL/dt$  有很强的正相关关系, 意味着有两个主要的参数决定了 H-S 态跃迁发生的光度。其中一个通常是认为的吸积率: 当吸积率的变化很小时, 态跃迁的光度就由吸积率来决定; 当吸积率恒定时, 此时的光度(即吸积率)可以作为 H-S 态跃迁光度的基准值。另一个参数是吸积率的增加率。

这些结果提醒我们, 在吸积率的变化  $\Delta \dot{M}$  和吸积率  $\dot{M}$  本身大小相当时, 吸积流的稳态吸积假设是不恰当的。H-S 态跃迁一般发生在爆发/闪耀的上升阶段, 这时稳态吸积的假定是不成立的。从硬态完全跃迁到软态大概需要几天甚至几个星期, 如图 4 和图 5 中所示, 斜率

几乎为 1, 说明在爆发/闪耀的上升阶段 X 射线光度每天增加大约 1/3, 这就意味着爆发/闪耀的上升阶段, 吸积率增加很快, 不能当作一个可以忽略的小量。因此, 以稳态吸积为假设的吸积流的解<sup>[7, 45, 46]</sup>来解释态跃迁是有问题的, 而用含时的解来解释态跃迁这个观点也被其他一些研究所支持<sup>[40, 47]</sup>。

### 3.3 态跃迁光度的基本图像

Yu 等人<sup>[28]</sup>综合上述经验关系用示意图展示了硬态和 H-S 态跃迁光度的范围(见图 6)。2 个三角分别代表同一个源两个大小不同的爆发, 实线代表大的爆发, 虚线代表小的爆发。硬态的区域标记为灰色, 软态的区域标记为白色。比较流行的图像是吸积率决定态跃迁, H-S 和 S-H 态跃迁都发生在一个恒定的光度  $L_0$ , 低于此值源就处于硬态, 高于此值源就跃迁到软态。但是依据上述的两个经验关系, 爆发上升阶段的硬态可以达到更亮的光度(高于  $L_0$ ), 而且大于  $L_0$  的光度正比于  $\Delta L/\Delta T$ 。S-H 态跃迁光度差不多在  $L_0$  附近。这个图像显示银河系内恒星级质量的双星系统的硬态可以在更大的爆发中达到更高的光度, 还表明发生 hysteresis 现象主要是因为爆发的上升阶段受非稳态吸积的影响较大。

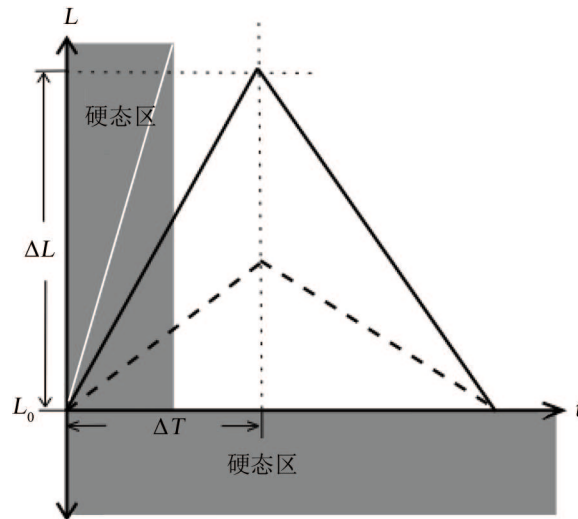


图 6 硬态所在区域的概要图<sup>[28]</sup>。假设两个不同峰值光度的爆发, 分别用实线和虚线表示。当一个源处于稳态吸积时, 软硬两个能态之间的跃迁发生在一个近乎常数的光度下 ( $L_0$ ), 这同吸积率决定态跃迁的理论相一致。当源经历一个爆发/闪耀时, H-S 态跃迁光度大于  $L_0$ , 大于  $L_0$  的光度正比于  $\Delta L/\Delta T$ ; S-H 态跃迁光度差不多在  $L_0$  附近。

## 4 决定非稳态吸积的初始条件——吸积盘质量

### 4.1 GX 339-4 硬 X 射线峰值流强与爆发等待时间的经验关系

GX 339-4 是爆发比较频繁的黑洞 X 射线暂现源, Yu 等人<sup>[26]</sup> 分析了从 1991 年 5 月到 2005 年 5 月 CGRO/BATSE 和 RXTE/HEXTE 对 GX 339-4 的长期观测数据, 发现爆发开始时的硬态峰值流强与爆发的等待时间存在近似线性关系。Wu 等人<sup>[30]</sup> 分析了 Swift/BAT 对 GX 339-4 在 2007 年爆发的观测数据, 结合之前 CGRO/BATSE 和 RXTE/HEXTE 的观测, 发现 2007 的爆发非常符合 Yu 等人<sup>[26]</sup> 确定的经验关系, 而且利用 2007 年爆发的数据完善了这个经验关系(见图 7)。这个经验关系能够在下一次爆发开始时估计出爆发的硬 X 射线峰值流量。当 GX 339-4 在 2010 年初进入一个新的爆发时, Yan 等人<sup>[48]</sup> 利用这个经验关系, 成功预言了这次爆发的硬 X 射线峰值到达的时间和流强, 由此触发了 Swift 的机遇对象(target of opportunity) 观测, 获得了独特的 H-S 态跃迁时期的多波段观测数据。

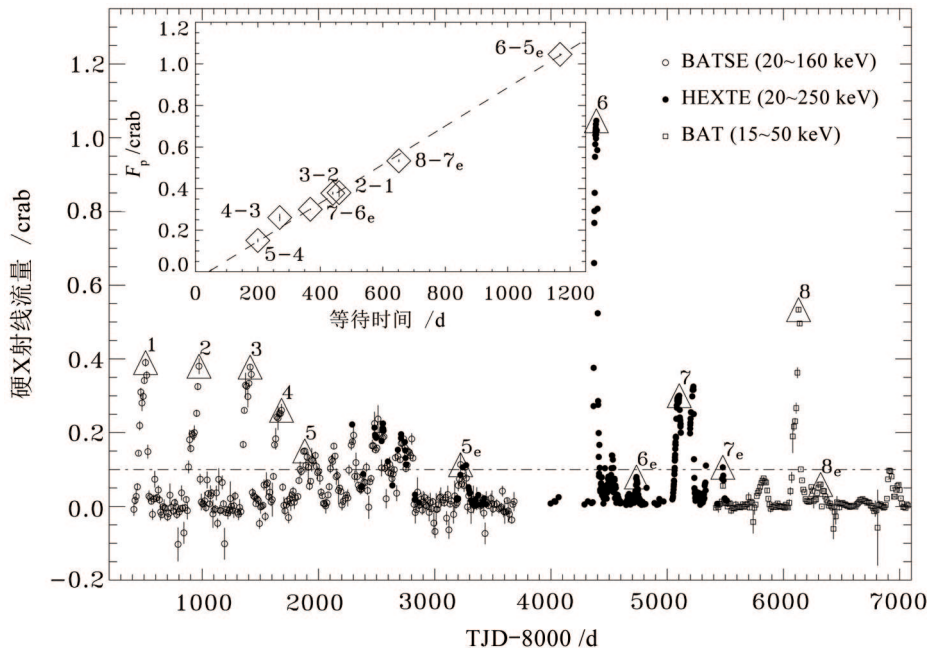


图 7 GX 339-4 的长期硬 X 射线光变曲线, 来自 CGRO/BATSE(空心圆)、RXTE/HEXTE(实心圆) 和 Swift/BAT(方块) 的观测。点划线代表 0.1crab 的流强水平, 在该线以下的 X 射线爆发对经验关系没有影响。三角形标明了被用来计算等待时间的低硬态峰。小图是硬态峰值流强与等待时间的关系, 虚线显示了最佳拟合的线性模型。该图来自于文献 [30]。

GX 339-4 爆发的硬 X 射线峰值流强和爆发等待时间的近似线性关系(图 7), 表明它所能达到的最亮的硬态可能和爆发开始之前储存在吸积盘里的质量存在某种联系, 虽然这个联系背后的机制目前还不清楚。考虑到 H-S 态跃迁光度和随后的软态峰值光度的关系以及和  $dL/dt$  的关系(见图 2 和图 4), 说明硬 X 射线的峰值光度和爆发的峰值光度正相关, 也和 X

射线光度的增加率正相关。这些相关关系表明, 吸积率的增加率和爆发/闪耀发生前的吸积盘积累的质量有某种联系, 但是这种联系是如何建立的, 就不得而知。即吸积盘的质量影响了硬态和软态的整体演化, 以及 H-S 态跃迁光度。

#### 4.2 低质量 X 射线双星暂现源的轨道周期和爆发峰值光度

从上面的分析结果中, 可以推测爆发的峰值光度与该爆发之前积累的吸积盘质量存在正相关。虽然吸积盘质量无法直接测量, 但是吸积盘能够储存的最大质量是由双星洛希瓣的尺寸限制的, 而轨道周期的长短可以反映洛希瓣的尺寸。在各种模型中, 吸积盘的径向尺寸与轨道周期都有着密切的联系<sup>[49-52]</sup>, 总的说来轨道周期越长, 吸积盘允许达到的半径越大。Wu 等人<sup>[31]</sup> 利用 RXTE 的全天监测以及定点观测数据测量了 25 个低质量 X 射线双星暂现源最亮爆发的在 3~200 keV 能段范围内的峰值光度, 得到了各源的峰值光度和轨道周期的关系 (见图 8)。

如图 8 所示, 总体上轨道周期越大的源, 爆发的峰值光度 ( $L_{\text{peak}}/L_{\text{Edd}}$ ) 越高。最大轨道周期处 (GRS 1915+105) 的最大爆发光度接近爱丁顿极限, 而且并没有表现出光度饱和的趋势。爆发的峰值光度与轨道周期的关系在对数-对数图上呈现出简单的线性趋势, 除了在轨道周期为 2~4 h 处存在一些偏差。

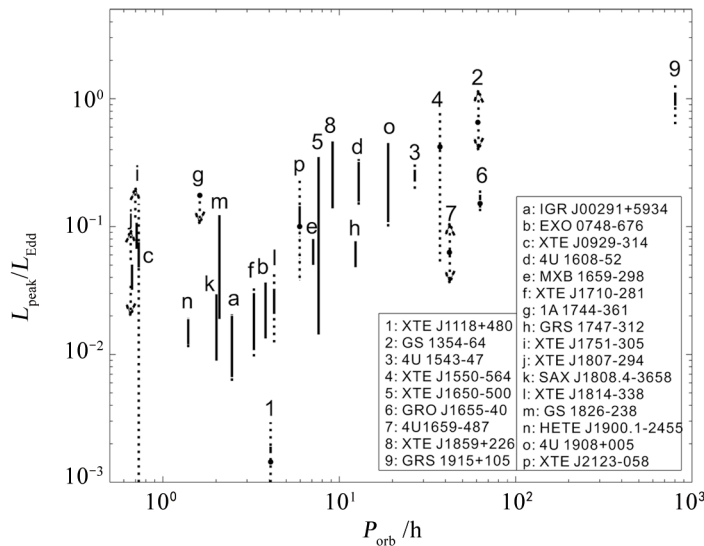


图 8 爆发的峰值光度 (3~200 keV) 与轨道周期的函数关系<sup>[31]</sup>。黑洞和中子星分别用数字和字母表示; 实线显示了光度的范围, 虚线表示了不确定度; 箭头代表上限或者下限, 双箭头表明此值是不确定的。

总之, 这个研究结果表明在低质量 X 射线双星暂现源中整体上存在爆发的峰值光度与轨道周期的相关性。这支持了爆发的峰值光度和爆发之前的吸积盘质量之间存在相关性的想法<sup>[24, 26, 28]</sup>。因为吸积盘贮存的质量被洛希瓣的尺寸限制, 而洛希瓣的大小与轨道周期相关。爆发的峰值光度与轨道周期的正相关揭示出吸积盘质量对爆发性质的影响。实际上对低质量 X 射线双星暂现源的理论研究已经表明, 在特定的模型参数下  $L_{\text{peak}}/L_{\text{Edd}}$  与  $P_{\text{orb}}$  存在正相

关<sup>[53]</sup>。考虑到 X 射线双星中 H-S 态跃迁光度、光度变化率和爆发峰值光度的相关性<sup>[28]</sup>，吸积盘质量看起来是爆发期间决定吸积过程的重要参数。

## 5 结论和讨论

Yu 等人<sup>[28, 32]</sup>利用 RXTE/ASM 和 Swift/BAT 的长期监测光变曲线，系统地研究了明亮的 X 射线双星中 (包括持续源和暂现源) 态跃迁现象，发现 H-S 态跃迁发生的光度 (15~50 keV) 和随后的软态峰值光度 (2~12 keV) 有很好的正相关关系，而且还和 H-S 态跃迁附近的光度增加率有很好的正相关关系，这两个相关关系跨度都达两个量级 (见图 2 和图 6)。这不仅验证了 Yu 等人<sup>[24, 26]</sup>在单个源中发现的经验关系，而且还发现暂现源和持续源服从同样的相关关系。虽然这两个相关关系的起源现在还不清楚，但是有很重要的含义。首先，观测到的 H-S 态跃迁光度很大的跨度说明态跃迁是由不同量级的非稳态吸积引起的，而不是暂现源爆发的细节机制 (比如 inside-out 或者 outside-in 爆发)。这些结果表明除了吸积率还有其他的物理参数决定了态跃迁，而这个参数是和非稳态吸积有关系的，比如  $d\dot{M}/dt$ 。而且，GX 339-4 的硬 X 射线峰值光度和等待时间的相关关系说明，硬 X 射线峰值光度正比于吸积盘里的质量，这表明非稳态吸积是由爆发/闪耀开始时的吸积盘质量所决定的。其次，这两个相关关系都没有在高光度端显示任何饱和的迹象，这就意味着可能还存在物理上允许的更亮的硬态和更亮的软态，只是还没有在河内的 X 射线双星中观测到。依据图 2，更亮爆发的硬态可以达到更高的光度。所以将来我们有可能在河内 X 射线双星更亮的爆发中，观测到更亮的硬态

另一方面 Yan 等人<sup>[33]</sup>利用 RXTE/ASM 的长期光变曲线研究了河内 X 射线双星明亮的爆发，发现爆发的 e-folding 上升时标约为  $4.5^{+9.60}_{-3.06}$  d。有证据表明在一些超亮 X 射线源 (ultra-luminous X-ray sources, ULXs) 中的上升或者下降时标也是这个量级。最明显的例子是 NGC 1365 X-1，通过 Chandra/ACIS 的一系列观测<sup>[54]</sup>，发现它的下降时标是 3 d。通常情况下低质量 X 射线双星暂现源的上升时标要小于下降时标<sup>[55]</sup>，如果对 NGC 1365 X-1 也是如此，那么它的上升时标要小于 3 d。另一个例子是 M101 中的超软 X 射线源，它爆发的 e-folding 上升时标大约是 1~2 d<sup>[56]</sup>。还有一个例子是 M82 中的一个超亮 X 射线源 X41.4+60<sup>[57]</sup>，RXTE/PCA 的光变曲线显示它的闪耀 e-folding 上升和下降时标约为 3 d，而河内恒星级质量的致密天体的 H-S 态跃迁光度和峰值光度与  $dL/dt$  的相关关系，预期能够看到这样短时标的更亮的闪耀和硬态。一些 ULXs 是长轨道周期的系统，比如 M82 中的 X41.4+60 的轨道周期是 62 d<sup>[57, 58]</sup>，NGC 5408 X-1 的轨道周期是 115 d<sup>[59]</sup>，而银河系内 X 射线双星的最长的轨道周期是 GRS 1915+105 的 35 d，结合之前的统计结果即低质量 X 射线双星暂现源的爆发峰值光度和轨道周期的关系<sup>[31]</sup>，表明如果 X 射线双星可以拥有更长的轨道周期，就可以有更大质量的吸积盘，从而产生更高光度的爆发/闪耀，它们的行为就和这些长轨道周期的 ULX 一致。Yan 等人<sup>[28, 33]</sup>的研究结果从另一个方面提供了证据，认为一些超亮 X 射线源很有可能是恒星级质量的致密天体，所以比银河系内 X 射线双星更亮的硬态

和爆发也许已经在邻近星系中的超亮 X 射线源中已观测到。最近在邻近星系 M31 中发现的一个暂现超亮 X 射线源被认为是低质量 X 射线双星<sup>[60, 61]</sup>, 从而证实了 Yan 等人<sup>[28, 33]</sup>之前的猜想。

### 参考文献:

- [1] Tananbaum H, Gursky H, Kellogg E, et al. *ApJ*, 1972, 177: L5
- [2] Fender R P. *MNRAS*, 2001, 322: 31
- [3] Kitamoto S, Tsunemi H, Miyamoto S, et al. *ApJ*, 1992, 394: 609
- [4] Miyamoto S, Kimura K, Kitamoto S, et al. *ApJ*, 1991, 383: 784
- [5] Belloni T, van der Klis M, Lewin W H G, et al. *A&A*, 1997, 322: 857
- [6] Mendez M, van der Klis M. *ApJ*, 1997, 479: 926
- [7] Esin A A, McClintock J E, Narayan R. *ApJ*, 1997, 489: 865
- [8] Done C, Gierliński M, Kubota A. *A&A Rev.*, 2007, 15: 1
- [9] Fender R P, Belloni T M, Gallo E. *MNRAS*, 2004, 355: 1105
- [10] Belloni T, Homan J, Casella P, et al. *A&A*, 2005, 440: 207
- [11] McClintock J E, Remillard R A. *Black hole binaries*. UK: Cambridge University Press, 2006: 157
- [12] Muñoz-Darias T, Motta S, Belloni T M. *MNRAS*, 2011, 410: 679
- [13] Gallo E, Fender R P, Pooley G G. *MNRAS*, 2003, 344: 60
- [14] Fender R. *Jets from X-ray binaries*. UK: Cambridge University Press, 2006: 381
- [15] Mitsuda K, Inoue H, Koyama K, et al. *PASJ*, 1984, 36: 741
- [16] Fender R, Corbel S, Tzioumis T, et al. *ApJ*, 1999, 519: L165
- [17] Hasinger G, van der Klis M. *A&A*, 1989, 225: 79
- [18] Corbel S, Fender R P, Tzioumis A K, et al. *A&A*, 2000, 359: 251
- [19] Hjellming R M, Rupen M P. *Nature*, 1995, 375: 464
- [20] Miyamoto S, Kitamoto S, Hayashida K, et al. *ApJ*, 1995, 442: L13
- [21] Maccarone T J, Coppi P S. *MNRAS*, 2003, 338: 189
- [22] Homan J, Wijnands R, van der Klis M, et al. *ApJS*, 2001, 132: 377
- [23] Zdziarski A A, Gierliński M, Mikołajewska J, et al. *MNRAS*, 2004, 351: 791
- [24] Yu W, van der Klis M, Fender R. *ApJ*, 2004, 611: L121
- [25] Yu W, Dolence J. *ApJ*, 2007, 667: 1043
- [26] Yu W, Lamb F K, Fender R, et al. *ApJ*, 2007, 663: 1309
- [27] Homan J, Belloni T. *Ap&SS*, 2005, 300: 107
- [28] Yu W, Yan Z. *ApJ*, 2009, 701: 1940
- [29] Yan Z, Yu W. *Science in China G: Physics and Astronomy*, 2010, 53: 147
- [30] Wu Y X, Yu W, Yan Z, et al. *A&A*, 2010, 512: A32+
- [31] Wu Y X, Yu W, Li T P, et al. *ApJ*, 2010, 718: 620
- [32] Tang J, Yu W F, Yan Z. *Research in Astronomy and Astrophysics*, 2011, 11: 434
- [33] Yan Z, Yu W. to be submitted, 2011
- [34] Levine A M, Bradt H, Cui W, et al. *ApJ*, 1996, 469: L33
- [35] Barthelmy S D, Barbier L M, Cummings J R, et al. *Space Sci. Rev.*, 2005, 120: 143
- [36] Kirsch M G, Briel U G, Burrows D, et al. *SPIE Conference Series*, 2005, 5898: 22
- [37] Zhang S N, Cui W, Harmon B A, et al. *ApJ*, 1997, 477: L95
- [38] Massey P, Johnson K E, Degioia-Eastwood K. *ApJ*, 1995, 454: 151
- [39] Maccarone T J. *A&A*, 2003, 409: 697
- [40] Smith D M, Heindl W A, Swank J H. *ApJ*, 2002, 569: 362



- [41] Narayan R, Yi I. ApJ, 1994, 428: L13  
[42] Narayan R, Yi I. ApJ, 1995, 452: 710  
[43] Zdziarski A A, Poutanen J, Paciesas W S, et al. ApJ, 2002, 578: 357  
[44] Wilms J, Nowak M A, Pottschmidt K, et al. A&A, 2006, 447: 245  
[45] Meyer-Hofmeister E, Liu B F, Meyer F. A&A, 2005, 432: 181  
[46] Liu B F, Meyer F, Meyer-Hofmeister E. A&A, 2005, 442: 555  
[47] Smith D M, Dawson D M, Swank J H. ApJ, 2007, 669: 1138  
[48] Yan Z, Yu W. to be submitted, 2011  
[49] Frank J, King A, Raine D J. Accretion Power in Astrophysics: 3rd Edition, UK: Cambridge University Press, 2002  
[50] Paczynski B. ApJ, 1977, 216: 822  
[51] Whitehurst R. MNRAS, 1988, 232: 35  
[52] Lubow S H. ApJ, 1991, 381: 268  
[53] Meyer-Hofmeister E. A&A, 2004, 423: 321  
[54] Soria R, Baldi A, Risaliti G, et al. MNRAS, 2007, 379: 1313  
[55] Chen W, Shrader C R, Livio M. ApJ, 1997, 491: 312  
[56] Kong A K H, Di Stefano R, Yuan F. ApJ, 2004, 617: L49  
[57] Kaaret P, Simet M G, Lang C C. ApJ, 2006, 646: 174  
[58] Kaaret P, Feng H. ApJ, 2007, 669: 106  
[59] Strohmayer T E. ApJ, 2009, 706: L210  
[60] Middleton M J, Sutton A D, Roberts T P, et al. <http://arxiv.org/abs/1111.1188>, 2011  
[61] Kaur A, Henze M, Haberl F, et al. <http://arxiv.org/abs/1109.1547>, 2011

## Hard-to-soft State Transition Dominated by Non-stationary Accretion

YAN Zhen

*(Key Laboratory for Research in Galaxies and Cosmology, Shanghai Astronomical Observatory, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200030, China)*

**Abstract:** Different states of X-ray binaries are defined according to some observational features such as X-ray spectra and timing variabilities. The theory based on the stationary accretion was used to explain different states and state transitions, but there is a gap between the theories and observations. Some new studies show that non-stationary accretion determined the luminosity of the hard-to-soft state transition. A positive correlation between the luminosity of the hard-to-soft state transition and the peak luminosity of the following soft state was found in some X-ray binaries, and then a statistical study about the state transition luminosity showed that transient and persistent X-ray binaries follow the same positive correlation. Another positive correlation between the luminosity of the hard-to-soft state transition and the rate-of-increase of luminosity was found. These two empirical cor-

---

relations suggest that the hard-to-soft state transition is dominated by the non-stationary accretion which is characterized by the rate of increase of the mass accretion rate. There is a unique correlation between the peak flux in the hard X-ray and the outburst waiting time in GX 339–4, implying that the peak flux in the hard X-ray is determined by the mass accumulated before the outburst. On the other hand the statistical study about the peak luminosity of outbursts in LMXB transients showed that the peak luminosities of outbursts positively correlate with the orbital periods, which also supports that the peak luminosity is determined by the disk mass. These results suggest that the non-stationary accretion in outbursts/flares is set up by the initial condition – disk mass.

**Key words:** accretion disks; black hole; X-ray binaries