

X射线双星

朱慈墟

(南京大学天文系)

摘 要

X射线双星是最近十几年以来天体物理学中很活跃的一个研究领域。本文简要地介绍了这个新领域的基本内容,包括:几个典型的X射线双星的观测资料;X射线双星中致密源的定性分析;理论上的核心问题——吸积到黑洞、中子星和白矮星——的阐述。

一、引 言

X射线是指能量量级在 10^2 — 10^5 电子伏特(波长0.1—100埃)范围内的光子,而可见光光子的能量仅几个电子伏特。在电磁谱的高能(短波长)区域,X射线与紫外光和 γ 射线相比对于高能天体物理学的进展具有最重大的意义。星际和星系际空间中存在着大量处于基态的中性氢原子,它们从13.6电子伏特(氢原子的电离电势)开始,向短波长方向产生了赖曼系限外的连续吸收带,吸收系数按与波长的3次幂成正比的规律减小。于是,星际气体很少吸收能量小于13.6电子伏特的可见光和紫外光,但大量吸收能量大于13.6电子伏特的紫外光;对于能量在 10^2 电子伏特以上的X射线,星际气体又变成相当透明的了,以致X射线可以贯穿十分漫长的路程,将银河系内的和河外的天体的信息传递给我们。另一方面,自然界中的高能现象似乎遵从一个规律:被发射的光子数随光子能量的增加而迅速减少,这样,最大量的信息集中在能观测到的能量最低的光子上,即落在电磁谱的X射线区域。

由于来自天体的X射线辐射不能透过地球大气这个屏障,X射线天文学只在空间时代到来之际才能诞生。美国是开创X射线天文学的国家。1948年,首次用“空中蜜蜂”火箭探测到太阳的X射线辐射。在1962年6月12日子夜发射的火箭(高度达到230公里),第一次成功地探测到太阳系外的X射线源——天蝎座X-1。1970年12月12日,发射了第一颗专门用于X射线观测的卫星“乌呼鲁。”从此,将只能观测几分钟的火箭飞行,推进到在绕地球的轨道上进行的长期观测,尤其是可连续监视个别X射线源,以便发现它们的X射线辐射强度随时间的变化。在七十年代,美国、西欧和日本相继发射了一系列的X射线卫星。在X射线波段观测技术的迅速进步以及取得的许多重大发现,使X射线天文学已成为可与光学天文学和射电天文学并驾齐驱的新兴天文学分支。

迄今,X射线卫星已接收到许多不同类型的天体的X射线辐射,它们是:正常恒星、密近双星、超新星遗迹、正常星系、活动星系核、射电星系、类星体以及星系团中星系际的热

气体等。特别应指出, 这些发现中很多是“乌呼鲁”卫星的贡献, 其中包括本文将简要介绍的 X 射线双星, 这一重大发现开辟了七十年代天体物理学中一个很活跃的研究领域。X 射线双星是一种很特殊的双星, 它们在 X 射线波段发射的能量远远超过在电磁谱的其它区域发射的能量。

二、几个典型的 X 射线双星

在“乌呼鲁”卫星上天以前的八年中, 用火箭和气球携带的探测器已发现了几十个 X 射线源。这些早期发现的源都以所在的星座以及星座中被发现的次序来命名, 如天蝎座 X-1、天鹅座 X-2、半人马座 X-3 等。后来, “乌呼鲁”等卫星发现的 X 射线源的数目大大增加, 遂汇编成表, 以表的简称附上赤经和赤纬坐标来给 X 射线源取名。

天鹅座 X-1 是最早发现的几个 X 射线源之一, 它的强度有不规则的迅速变化, 变化时标从 1 毫秒至几十秒。如果发射区的大小不能超过强度有很大变化的时间内电磁辐射传播的距离, 则该源的发射区应小于 10^2-10^3 公里, 因而是一个致密源。天鹅座 X-1 在 1—80 千电子伏特范围内的能谱具有相当平坦的幂律谱的形状, 谱指数为 0.7。“乌呼鲁”卫星的定位精度是 $1'$ 。1971 年 3 月至 4 月, 在包含天鹅座 X-1 的 $1'$ 的天区内探测到了一个以前没有的弱射电源, 恰好在同时, 天鹅座 X-1 在 2—6 千电子伏特波段的 X 射线辐射强度突然下降了 4 倍。这种射电辐射增强和 X 射线辐射减弱之间的相关性, 表明该射电源和天鹅座 X-1 是同一个天体。利用射电望远镜高达 $1''$ 的定位精度, 找到了天鹅座 X-1 的光学对应体, 它是周期为 5.6 天的单谱分光双星 HDE226868, 距离估计至少有 2500 秒差距。主星是 9 等的 BO 超巨星, 伴星看不见。主星在视线方向的投影轨道速度 $v \sin i \approx 70$ 公里/秒 (i 是双星轨道平面和天球切面的交角), 投影轨道半径 $r \sin i \approx 5 \times 10^6$ 公里, 质量大于 $20M_{\odot}$ 。看不见的伴星应是产生 X 射线发射的源, 它能使一颗超巨星以如此大的速度作轨道运动, 其质量不会小于 $6M_{\odot}$, 这个数值超过了一般认为的中子星质量的上限 $3M_{\odot}$, 因此天鹅座 X-1 很可能是一个黑洞。

天鹅座 X-1 的 X 射线强度迅速变化的发现, 促使天文学家去搜索具有类似特性的其他 X 射线源, 并导致了半人马座 X-3 和武仙座 X-1 等 X 射线脉冲源的发现。

半人马座 X-3 的 X 射线辐射呈现周期为 4.8 秒的脉冲(图 1), 这个脉冲周期有多普勒位

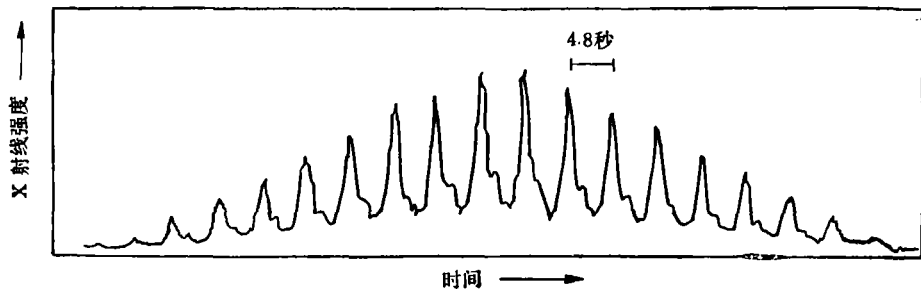


图 1 1971年5月7日, “乌呼鲁”卫星记录到的半人马座 X-3 的脉冲辐射。脉冲强度自左至右的逐渐变化是由该卫星的自转引起的。

移, 每 2.087 天精确地重复一次, 乃是 X 射线源在绕一个子星作轨道运动的反映。X 射线源的强度变化曲线是典型的交食双星的光变曲线, 观测到的轨道速度的变化与正弦曲线符合, 表明它的轨道近于圆形。可见的主星是视星等为 $13^m.4$ 的早型巨星, 位于银道面上, 从星际吸收和红化估计出距离为 25000 光年。由距离的数据和探测到的 X 射线流量, 推算出该 X 射线源的发射功率大约为太阳总光度的 10^5 倍。从 X 射线脉冲周期的多普勒位移推出了半人马座 X-3 的一些参数:

轨道周期: 2.087 天(其中 X 射线源的全食时间为 0.488 天)

$v \sin i$: 415 公里/秒

$r \sin i$: 1.191×10^7 公里

质量函数 $f(M_1, M_x, i) \left(= \frac{M_1^3 \sin^3 i}{(M_1 + M_x)^2} \right)$: 3.074×10^{34} 克

其中, M_1 为可见的主星的质量, M_x 为 X 射线伴星的质量。半人马座 X-3 的能谱有低能截断, 变化于 1.5—4 千电子伏特之间, 在 4—20 千电子伏特范围内能谱很平坦, 在 25 千电子伏特以上的区域按指数律下降。

武仙座 X-1 是一个研究得最多的 X 射线脉冲源, 脉冲周期 1.24 秒。它的能谱与半人马座 X-3 十分相似。它每隔 1.70 天发生一次 X 射线食, 掩食持续 0.24 天。此外, 武仙座 X-1 经历着 34—36 天周期的长期变化, 该源在 10 天或 11 天内辐射很强, 在其余的 24 天中弱到观测不到。从 X 射线脉冲周期的多普勒位移推出的武仙座 X-1 的一些参数:

偏心率 e : ≤ 0.05

$v \sin i$: 169 公里/秒

$r \sin i$: 3.95×10^6 公里

$f(M_1, M_x, i)$: 1.69×10^{38} 克

武仙座 X-1 的光学对应体是变星武仙座 HZ。在证认过程中, 周期起了关键的作用。在武仙座 X-1 的定位误差的天区内, 武仙座 HZ 是紫外超最大的一颗星, 它具有 1.7 天的光变周期, 视星等在 13 等至 15 等之间变化, 表明它朝向 X 射线源的一面被 X 射线加热, 温度估计达 10000K, 而未被加热的一面温度约 6600K。根据质量函数的数据、光学子星的分光观测以及光学子星的光谱型, 原则上可以确定两子星的质量及交角 i 。但由于武仙座 HZ 受到 X 射线的加热, 使得对它的光谱分类十分困难, 光谱型估计在 B 型和 F 型之间。X 射线源的质量估计在 $0.5—1.8M_{\odot}$ 之间, 这是至今能直接测定中子星质量的极少有的几个样品中的一个。

武仙座 X-1 和半人马座 X-3 时标为秒量级的脉冲, 自然使人联想到它们是自转的中子星, 常被称为 X 射线脉冲星。武仙座 X-1 的脉冲周期在变短, 变率为每 $1\frac{1}{4}$ 年减少 6 微秒, 这不同于周期在变长的射电脉冲星, 排除了中子星自转减慢提供辐射能量的可能性。

不规则变星武仙座 AM 是高银纬 X 射线源 4U1813+50 的光学对应体, 它是第一个很肯定的 X 射线双星中致密 X 射线源是带磁性的白矮星的样品, 同类的天体尚有船尾座 VV 和大熊座 AN 等。武仙座 AM 的轨道周期为 3.1 小时, 距离约 100 秒差距, 轨道半径 $7—9 \times 10^5$ 公里, 主星是质量约为 $1M_{\odot}$ 的白矮星, 伴星是 M2V 型的红矮星, 质量约为 $0.4M_{\odot}$ 。视向速度和光变曲线之间的位相不寻常, 极大的正视向速度和光度的主极小相对应, 而在通常的分

光双星中两者相差 $\frac{1}{4}$ 周期。该星的辐射呈现很高和变化的线偏振和圆偏振。根据观测到的 10% 的偏振率和偏振光是由迴旋辐射产生的假设, 推出白矮星的磁场强度为 10^8 高斯。在光谱的可见区和紫外区, 有许多很强的发射线, 叠加在连续光谱上, 它们是 H I 的巴尔末线和 He II、CIV、SiIV 和 NV 等的谱线, 唯一的吸收线是 Na I 的 $\lambda 8183, 8194$ 线。武仙座 AM 还呈现长期的光变, 视星等变化于 12 等—15 等, 平均持续 100—300 天。在可见光和 X 射线的发射中存在活动和不活动状态, 武仙座 AM 大部分时间处于活动状态, 这和通常的灾变变星的行为相反, 后者常处于光度极小状态, 偶尔爆发。

三、X 射线双星中致密源的定性分析

X 射线脉冲星的脉冲周期(即自转周期)短至 1 秒的量级, 长达几百秒, 比蟹状星云脉冲星的周期 0.033 秒长得多, 然而, 象武仙座 X-1 和半人马座 X-3 那样的 X 射线脉冲星, 辐射功率高达 10^{37} 尔格/秒, 与蟹状星云脉冲星在 X 射线波段的光度有同样的量级。若前者也象后者那样, X 射线辐射的能量由自转动能转化而来, 则

$$(I\dot{\Omega})_X \simeq (I\dot{\Omega})_C, \quad (1)$$

其中, I 是中子星的转动惯量, $\dot{\Omega}$ 和 $\dot{\Omega}$ 分别是自转角速度和角速度随时间的变率, 下标 X 代表 X 射线脉冲星, 下标 C 代表蟹状星云脉冲星。取 $I_X \simeq I_C$, 则周期增加的特征时间为

$$\tau_X = \left(\frac{\dot{\Omega}}{\Omega}\right)_X \simeq \left(\frac{\dot{\Omega}}{\Omega}\right)_C \left(\frac{\Omega_X}{\Omega_C}\right)^2, \quad (2)$$

对于武仙座 X-1 和半人马座 X-3 的情形,

$$\tau_X \simeq 3 \times 10^{-5} \tau_C \simeq 0.06 \text{ 年}.$$

这个时标远远短于 X 射线脉冲星的周期变化时标, 换言之, 自转较慢的中子星以自身的自转动能来供应观测到的 X 射线发射功率是远远不够的。何况, 观测到武仙座 X-1 等 X 射线脉冲星的周期在变短, 而不是变长。因此, X 射线脉冲星不同于射电脉冲星, 它们的能源不是中子星的自转动能, 唯一可能的能源似乎是中子星吸积物质。

“乌呼鲁”卫星发现的 X 射线双星在 2—10 千电子伏特范围内的光度达 10^{36} — 10^{38} 尔格/秒, 后来, 高能天文台 1 号(HEAO-1)等卫星又发现了许多低光度 (10^{33} — 10^{35} 尔格/秒)的银河 X 射线源, 其中一部分已证认为包含一个白矮星的双星系统, 武仙座 AM 就是一个低光度 X 射线源, 它的光度为 10^{33} 尔格/秒。

在“乌呼鲁”卫星上天之前, 天文学家就已认识到, 在密近双星中, 如果一个子星是致密星, 另一个子星是正常恒星, 则大自然提供了一种将引力势能转化为辐射能的有效机制。致密星吸积了从正常恒星流出的物质, 设吸积率为 \dot{M} , 物质的速度为 v , 如果物质的动能全部转化成热能辐射出去, 则辐射功率为

$$L = \frac{1}{2} \dot{M} v^2 \quad (3)$$

物质的动能是在致密星的引力场中由引力势能转化的, 因此, 实质上是释放的引力势能。取

v 为物质向致密星自由下落的速度, $v_f = (2GM_x/R)^{1/2}$, 其中 G 是引力常数, R 是物质离致密星中心的距离, 得

$$L = \frac{GM_x \dot{M}}{R} = \eta \dot{M} c^2, \quad (4)$$

上式表示成静质量转换为能量的形式, 而

$$\eta = \frac{GM_x}{Rc^2} = \frac{1}{2} \frac{R_g}{R} \quad (5)$$

为转换效率,

$$R_g = \frac{2GM_x}{c^2} \quad (6)$$

为引力半径。对于史瓦西黑洞, 若物质沿圆形轨道螺旋式向它下落, 那末只有引力势能的一半可以转化成热能, 因而 η 也相应减半, 在这种情况下, 在最小的稳定圆轨道 $R=3R_g$ 处, $\eta=1/12 \approx 8\%$, 作了广义相对论的改正, $\eta=6\%$ 。对于极端克尔黑洞, η 可高达 42% 。对于中子星, 取 $M_x=1M_\odot$, 在物质自由下落到中子星表面的情况, $R=10$ 公里, 得 $\eta=3/20=15\%$ 。作为对比, 在 4 个氢原子核聚变成 1 个氦原子核的过程中, 静质量转换为能量的效率为 0.7% 。因此, 黑洞和中子星吸积物质是一种比热核反应效率高得多的释放能量的机制。对于物质自由下落到白矮星表面的情况, $R \sim 10^{-2}R_\odot$, $\eta \sim 0.01\%$, 引力势能释放的效率远低于黑洞和中子星的情况。为了估计致密星吸积物质每秒所能释放的能量的量级, 利用(4)式, 得

$$L \sim \frac{GM_x \dot{M}}{R} \sim 10^{33} \left(\frac{M_x}{M_\odot} \right) \left(\frac{R_\odot}{R} \right) \left(\frac{\dot{M}}{10^{-8} M_\odot/\text{年}} \right) \text{尔格/秒} \quad (7)$$

根据观测资料, 虽然太阳的质量损失率是很小的, 只有 $10^{-14}M_\odot/\text{年}$, 但行星状星云的核星、伏尔夫·拉叶星、M1型超巨星和 O 型主序星的质量损失率可高达 $10^{-5}M_\odot/\text{年}$, 因而, 若取吸积率 $\dot{M} \sim 10^{-8}M_\odot/\text{年} (\approx 10^{18} \text{克/秒})$, 是在观测资料允许的范围之内, 而且并不苛刻。对于黑洞和中子星, $R_\odot/R \sim 10^4 - 10^5$, 由(7)式显见, 可以产生 $10^{36} - 10^{38}$ 尔格/秒的光度。对白矮星, $R_\odot/R \sim 10^2$, 要解释高光度的 X 射线双星是勉强的, 除非吸积率很高, 但可以说明诸如武仙座 AM 那样的低光度 X 射线双星的能源问题。

能源问题解决后, 研究吸积的具体过程, 探讨引力势能如何释放的机制是很重要的, 这不仅是因为构造模型所必须, 而且不同的机制导致的结果会有很大的差异。以物质自由下落到中子星表面为例, 考虑两种极端的情况。若物质撞击“硬”的中子星表面, 瞬时变热, 则温度估计为

$$T_0 = \frac{m_p v_f^2}{2k} = \frac{GM_x m_p}{kR} = 1.6 \times 10^{12} \left(\frac{M_x}{M_\odot} \right) \left(\frac{R}{10 \text{公里}} \right)^{-1} \text{K}, \quad (8)$$

相应的热能

$$kT_0 \sim 100 \text{兆电子伏特} \gg m_e c^2 (=0.5 \text{兆电子伏特}),$$

其中, m_p 和 m_e 分别为质子和电子的质量, k 是玻耳兹曼常数。若物质吸积到中子星表面, 首先达到热动平衡状态, 然后象黑体那样辐射, 则

$$\sigma T_{eff}^4 = \frac{L}{4\pi R^2},$$

其中, σ 是斯忒藩—玻耳兹曼常数, T_{eff} 是有效温度, 以(4)式代入, 得

$$T_{eff} = 2.05 \times 10^7 \left(\frac{M_X}{M_\odot} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{R}{10 \text{公里}} \right)^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{\dot{M}}{\dot{M}_E} \right)^{\frac{1}{4}} \text{K}, \quad (9)$$

式中,

$$\dot{M}_E \equiv \frac{4\pi m_p c R}{\sigma_T}, \quad (10)$$

σ_T 是汤姆逊散射截面, c 为光速, \dot{M}_E 称为临界吸积率, 它是由吸积过程中产生的辐射对下落物质施加的辐射压力与物质所受的引力相平衡而推出的,

$$kT_{eff} \sim 1 \text{ 千电子伏特} \ll m_e c^2.$$

于是, 在这两种极端情形中所产生的 X 射线谱差别非常大。下面简要地叙述 X 射线双星系统中致密星的吸积图象。

四、吸 积 盘

在一个子星是致密星, 另一个子星是正常恒星的双星中, 如果那个正常恒星已充满了它的洛希等位面(或称洛希瓣), 则该星的气体就会通过内拉格朗日点 L_1 流向致密星(图 2), 致密星的这种吸积物质的方式常称作“洛希瓣溢出。”当恒星脱离主星序向巨星和超巨星演化时, 星体大大地膨胀, 就会充满洛希瓣。前述的天鹅座 X-1 和半人马座 X-3 的光学子星是早型超巨星或巨星, 应属于这一类吸积方式。由于子星的轨道运动和自转, 流向致密星的气体拥有相当大的角动量, 气体不会径直向致密星下落, 而是在它周围形成一个薄盘, 称做吸积盘。吸积盘中的气体在接近圆形的开普勒轨道上绕致密星转动。

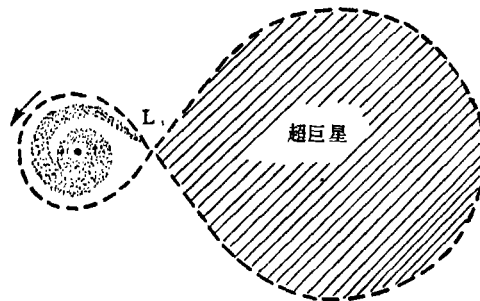


图 2 洛希瓣溢出的吸积图象。

一个绕中心体在圆轨道上运动的粒子, 在没有外力作用的情况下, 将永远保持在同样的轨道上运动。但如果通过某种方式能从它提取能量和角动量, 它就螺旋式地向里运动, 在这过程中所能提取的能量等于最里面的可能轨道处引力势能的一半(另一半转化为粒子轨道运动的动能)。吸积盘正是提供了一种提取引力势能的机制。由于开普勒运动是一种较差的转动,

角速度向外减小,吸积盘中相邻的气环之间由粘滞性产生了沿轨道运动方向的切向(剪)应力。在切向应力力矩的作用下,气环的角动量逐步向外转移,直至吸积盘的外边界。随着角动量的减小,各个气环便向里旋进,于是,引力势能被提取出来,具体的表现形式乃是气体粘滞性产生的热能,热能通过辐射转移或湍流输送到吸积盘表面上,便辐射出去。

吸积盘中粘滞性的主要源泉是气体的湍流和可能存在的磁场,而分子间的粘滞性很小,对转移角动量所起的作用可以忽略。要给出湍流和磁场产生的粘滞应力的精确表达式是十分困难的,目前理论还办不到。考虑到湍流运动的速度应小于声速(否则,超声湍流会产生激波,加热气体,声速增大,致使湍流运动速度小于声速),磁应力应小于气体的热压力 p (不然,磁力线膨胀出吸积盘,磁力线重连,磁应力减小),可将粘滞应力 τ 表示成

$$\tau = \alpha p, \quad (11)$$

其中, $\alpha < 1$,是一个无量纲的参数,它的数值是很不确定的,热压力 p 包括气体压力和辐射压力。现有的吸积盘模型几乎都建立在由(11)式简单表出的粘滞应力的基础上,并且近似假定在整个吸积盘中 α 是常数,这样的模型有时称作 α 吸积盘模型。耗散过程(即粘滞性规律)的不确定是吸积盘理论中最严重的问题。

吸积盘具有柱对称性,对于定常的情况,且不考虑垂直于吸积盘方向上的结构,则各个物理量仅是到致密星中心的径向距离的函数。利用质量守恒、角动量守恒和能量守恒的方程,加上物态方程、粘滞应力公式(11)以及开普勒圆轨道运动速度,可解出温度、压力、密度、吸积盘的厚度以及气体向内漂移的径向速度分量随径向距离的分布,这样就构成了一个吸积盘模型。吸积盘的外边界,根据被吸积气体的比角动量与某个半径处的开普勒运动的比角动量相等的条件确定,它大致位于致密星到内拉格朗日点距离的 $\frac{1}{4}$ — $\frac{1}{2}$ 处。吸积盘的内边界由最小的轨道半径确定。对于史瓦西黑洞,最小的稳定轨道的半径等于 $3R_g$;对于没有磁场的中子星和白矮星,内边界就取作星的表面,对于有磁场的中子星和白矮星,内边界位于阿尔文面处(见第六节)。

吸积盘的厚度远小于径向距离 r ,盘内由粘滞性产生的热能,主要沿垂直于盘的方向输送到表面,在多数模型中,假定热能输送的方式是辐射转移。吸积盘表面每单位面积每秒发射的能量为

$$F(r) = \frac{3}{8\pi} \left(\frac{GM_X}{r^3} \right) \dot{M} \left[1 - \left(\frac{r_1}{r} \right)^{\frac{1}{2}} \right], \quad (12)$$

式中, r_1 为吸积盘内边界的半径。由(12)式显见,除了在靠近内边界的一个很小的区域中 $F(r)$ 有极大值外,在其余的区域内 $F(r)$ 是迅速向外单调减小的,所以,吸积盘中产生的热能大部分是从里面的区域释放出来的。

在吸积盘的外区,垂直于盘面方向上可能是光学薄的,冷却机制是热韧致辐射,温度达 10^8K ;如果有磁场,则还应有回旋辐射。在以热韧致辐射为冷却机制的区域,会出现热不稳定性,如果某种扰动使温度稍低于平衡值,吸积盘将辐射出过多的能量,致使温度继续下降,光学薄区很快过渡到光学厚区。在光学厚区,冷却机制是黑体辐射,温度向里单调上升,最高的温度为 10^6 — 10^7K ,与 M_X 、 \dot{M} 和 α 的数值有关,发射的X射线的能量在1千电子伏特附近。在光学厚区的最里面,当辐射压力远大于气体压力时,出现粘滞不稳定性,吸积盘向垂直于

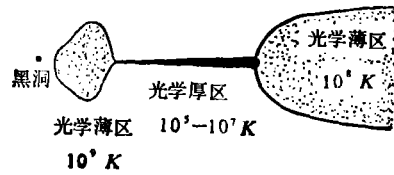


图 3 黑洞周围吸积盘的示意图(只画一半, 左边应完全对称)

盘面的方向肿起, 形成泡状的光学薄的区域(图 3)。在那里, 冷却机制是电子的逆康普顿散射, 而低能光子来自近傍温度较低的光学厚区。在此过程中, 电子比同它们碰撞而损失能量的离子冷却得更快, 于是, 电子温度低于离子温度, 前者为 10^9K , 后者达 10^{10}K 。电子可产生能量在 100 千电子伏特附近的硬 X 射线。对天鹅座 X-1, 观测到这样硬的 X 射线。

在吸积盘的光学厚区, 盘表面上每一面元都象黑体那样辐射, 温度为 $T_b(r)$, 由下式确定:

$$F(r) = \sigma T_b^4(r), \quad (13)$$

根据(12)式, 得

$$T_b = \left\{ \frac{3GM_x \dot{M}}{8\pi\sigma r^3} \left[1 - \left(\frac{r_1}{r} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \right\}^{\frac{1}{4}}. \quad (14)$$

在每一径向距离 r 处, 吸积盘的发射谱由普朗克函数确定:

$$B_\nu(T_b) \propto \nu^3 \left[\exp\left(\frac{h\nu}{kT_b}\right) - 1 \right]^{-1}, \quad (15)$$

其中, ν 为频率, h 为普朗克常数。而整个光学厚区累积的发射谱为

$$S_\nu \propto \int_{r_1}^{r_2} B_\nu[T_b(r)] \cdot 2\pi r dr, \quad (16)$$

其中, r_1 和 r_2 分别是光学厚区的内半径和外半径。图 4 给出了函数 S_ν 随 ν 的变化。除了高频端 S_ν 随 ν 指数下降, 在低频端 $S_\nu \propto \nu^2$ 外, 在其余很大的频率范围内, $S_\nu \propto \nu^{\frac{1}{2}}$ 。于是, 谱指数为 $\frac{1}{2}$ 的幂律谱成了吸积盘的特征谱。不久前, 观测到矮新星半人马座 BV、长蛇座 EX 和水蛇座 VW 的连续光谱能量分布与吸积盘模型预言的能谱相符合, 被认为是存在吸积盘的证据。

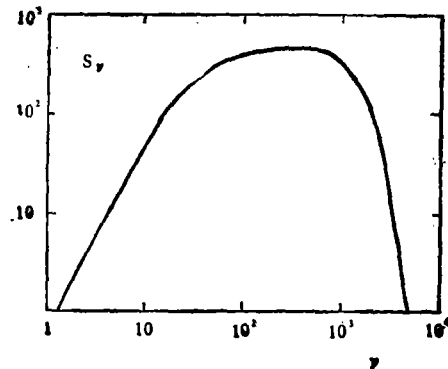


图 4 吸积盘光学厚区理论的发射谱, 单位任意。

矮新星是短周期的密近双星系统，其中一个子星是主星序附近的红星，已充满了洛希瓣；另一个子星是白矮星，它正在通过吸积盘吸积来自红星的物质。

五、星 风

在正常子星没有充满它的洛希瓣的情况下，它吹出的星风中的一部分可以到达它的致密伴星，这是双星中的致密星吸积物质的另一种方式。这种情况等同于恒星穿入星际云而发生吸积的情况。炮弹在空气中飞行时，在炮弹的近傍会形成激波。与此类似，致密星相对于星风作超声速运动时，在它的近傍也有激波产生。与炮弹不同的是，对恒星还需考虑引力的作用。激波波阵面的形状和位置，取决于星风密度和星风相对于致密星的速度，有锥形和弓形之分，锥形激波呈后掠状，在背向星风的一边(图5)，而弓形激波位于致密星朝向星风的一边。气体通过激波后，沿波阵面切向的速度分量不变，垂直于波阵面方向的速度分量减小。总速度减小到小于当地的脱离速度的那部分气体将落向致密星。如果致密星没有轨道运动，由于对称性，被吸积气体的总角动量等于零；实际上，致密星在绕双星的质心运动，由此引起的不对称性使被吸积气体拥有不为零的总角动量，大约比从内拉格朗日点流向致密星的气体拥有的角动量小 10^5-10^4 倍。这样吸积的气体能否在致密星周围形成吸积盘是一个临界的问题，视具体的条件而定。在不能形成吸积盘的情况下，将被吸积气体近似看作球对称地沿径向落向致密星。

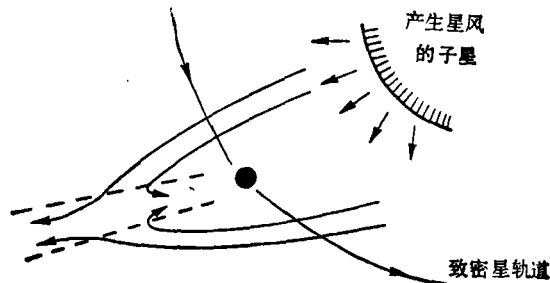


图5 星风吸积的示意图，虚线表示锥形激波波阵面。

球对称吸积常应用于X射线双星中致密星是白矮星的情况。径向下落的超声速气体，在没有磁场的白矮星表面之上形成了一个球形的驻激波。气体通过强激波后，速度减小为原来的 $\frac{1}{4}$ ，下落气体的大部分动能转化为激波后气体的热能。因此，驻激波的形成提供了另一种释放引力势能的机制。在驻激波波阵面和白矮星表面之间的区域是发射区，它是光学薄的，冷却机制是热轫致辐射。发射区的厚度和平均温度与白矮星质量和吸积率有关，厚度一般为10—1000公里，平均温度为 10^7-10^8 K，因而可以发射能量量级为 10^0-10^1 千电子伏特的X射线。但是，如果驻激波之上的下落气体的不透明度很大，就能吸收发射区辐射的X射线，并使X射线退化成能量较低的光子。

洛希瓣溢出和星风是X射线双星中致密星吸积物质的两种极端的方式，实际的情况可能两者兼有，问题就更复杂。

六、中子星吸积

当电离气体球对称地向中子星下落时, 在离中子星距离 r_A 处, 中子星磁场的压力等于等离子体流的压力, 从而中子星磁场开始控制等离子体的运动, 半径 r_A 的球称为中子星的磁球, 而该球面称为阿尔文面。 r_A 由下式确定:

$$\frac{B^2(r_A)}{8\pi} \simeq \rho v_f^2, \quad (17)$$

式中, $B(r_A)$ 和 ρ 分别是阿尔文面上的磁场强度和等离子体的密度。对于质量 M_x 、半径 R 、表面磁场强度 B_0 和 X 射线光度 L_x 的中子星,

$$r_A \simeq 2.6 \times 10^8 \left(\frac{B_0}{10^{12} \text{ 高斯}} \right)^{4/7} \left(\frac{M_x}{M_\odot} \right)^{1/7} \left(\frac{R}{10 \text{ 公里}} \right)^{10/7} \left(\frac{L_x}{10^{37} \text{ 尔格/秒}} \right)^{-2/7} \text{ 厘米。} \quad (18)$$

由(18)式可见, $r_A \sim 10^2 R$, 所以磁球半径比中子星半径大得多, 但比双星的两子星间的距离小得多。

紧靠阿尔文面之外, 有一驻激波形成。然后, 下落的等离子体和磁场耦合。关于在磁球中等离子体怎样流动的问题, 仍不很了解。早先认为, 到达阿尔文面的等离子体沿着与该面相交的开磁力线流向磁极(图 6), 因而只有磁极周围的一个小区域内才有物质流入, 形成被加热的“极冠”(或称“热斑”)。“极冠”半径约为中子星半径的 1/10。后来, 研究了在磁球赤道上等离子体的互换不稳定性, 等离子体可以穿入阿尔文面以内, 然后沿与阿尔文面不相交的部分闭磁力线流向磁极, 这样, “极冠”的面积比早先的估计扩大了大约 5 倍。

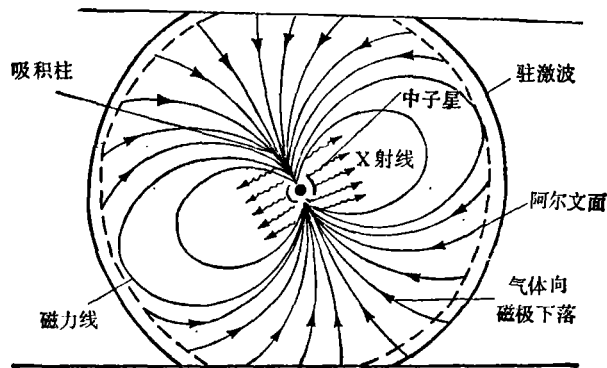


图 6 中子星球对称吸积的示意图。

在“极冠”的上空是漏斗形的吸积通道, 称为吸积柱, 被吸积的等离子体最终都是顺着吸积柱落入中子星表面。X 射线主要是在吸积柱内产生的。“极冠”之上可能有驻激波形成, 波阵面以下是发射区; 也可能没有驻激波形成, 下落的等离子体通过库仑碰撞将动能转移给中子星的大气层, 由“热斑”辐射出 X 射线。一般认为, 在垂直于吸积柱方向的不透明度小于沿吸积柱方向, 因而大部分 X 射线辐射是在“横向”逸出的。只要中子星的磁轴与自转轴倾斜, 随着中子星自转, 就会引起 X 射线辐射强度的周期调制, 表现为 X 射线脉冲源。吸积柱内的

物理过程必定是十分复杂的,构造吸积柱完备的理论模型应解磁流体动力学和辐射转移的两套方程,再加上几何上的复杂性,至今无人问津,也无人能计算脉冲X射线辐射的理论轮廓。

在武仙座 X-1 的 X 射线谱中,发现了在 58 千电子伏特处有一条谱线,现在普遍认为,它是吸积柱中热等离子体产生的回旋辐射的谱线,要产生对应这条谱线的拉摩频率,磁场强度应等于 5.3×10^{12} 高斯。这是中子星磁场强度的第一次直接的测量,也许是唯一的直接测量法。

在中子星周围存在吸积盘的情况,阿尔文面的位置不一定能按球对称吸积适合的公式(17)估算, r_A 的数值以及诸如吸积盘和中子星磁场如何耦合等都不是很清楚。当中子星的磁轴与吸积盘不垂直时,丧失了几何上的对称性,中子星磁极上空的等离子体通道不再近似是圆柱形,而是很不规则的形状,使问题变得极其复杂。

在吸积盘中径向距离 r_c 处,开普勒圆轨道运动的角速度等于中子星的自转角速度 Ω ,则

$$r_c = \left(\frac{GM_x}{\Omega^2} \right)^{1/3} \quad (19)$$

称为共转半径。在吸积盘的内边界 r_A 处,等离子体受中子星自转控制。显然,若 $r_c > r_A$,则在 r_A 处的开普勒圆轨道运动的角速度大于 Ω ,被吸积物质使中子星旋转加快,周期变短;若 $r_c < r_A$,则被吸积物质对中子星旋转起掣动作用,自转变慢,周期增加。观测到武仙座 X-1 等 X 射线脉冲源的周期在减小的事实,有力地表明 X 射线脉冲源的能源是吸积过程。

X 射线双星是一个十分引人入胜的天体物理新研究领域,它和致密星(黑洞、中子星和白矮星)的研究是不可分割的。吸积盘和吸积柱的结构和辐射过程是理论上的核心问题,对它们的研究还是初步的。有人评论,现在构造的吸积盘模型,艺术的成分多于科学。许多难题有待于解决。制造更先进的 X 射线探测器,获得更丰富和精确的观测资料,以便限制理论解释的“自由度”,无疑是十分重要的。

参 考 文 献

- [1] Tananbaum, H., Tucker, W. H., X-Ray Astronomy, (1974), 207.
- [2] Sunyaev, R. A., Proceedings of The International School of Physics, Enrico Fermi Course LXV, (1978), 697.
- [3] Shakura, N. I., Sunyaev, R. A., Astron. Astrophys., 24 (1973), 337.
- [4] Lightman, A. P., Shapiro, S. L., Rees, M. J., Physics and Astrophysics of Neutron Stars and Black Holes, (1978), 786.
- [5] Pringle, J. E., Ann. Rev. Astron. Astrophys., 19 (1981), 137.

X-ray Binaries

Zhu Ci-sheng

(Department of Astronomy, Nanjing University)

Abstract

The investigation of X-ray binaries has been a vital field in astrophysics in the past ten years or more. This paper is a brief introduction to the new field. It gives

an enumeration of observational data for a number of typical X-ray binaries, qualitative analyses of X-ray compact sources in binary systems, and an elucidation of accretion onto black holes, neutron stars and white dwarfs, a key problem in theory.