

文章编号: 1000-8349(2007)01-0045-13

# SS433 研究的新进展

李江涛

(南京大学 天文系, 南京 210093)

**摘要:** SS433 是银河系内一个著名的高能天体, W50 是它周围的超新星遗迹, 自 20 世纪 70 年代末 SS433 的运动模型建立以来, 已经受到了越来越多的关注, 取得了丰富的多波段观测资料。但是, 直到现在, 关于这一系统的一些基本性质和参数还存在相当大的争论。该文介绍了关于 SS433 研究的某些新进展, 主要包括 SS433 的运动模型和喷流的膨胀冷却模型, SS433 的物质损失, 各种时标的光变和喷流的结构, 并对关于 SS433 研究的热点问题作了总结与展望。

**关键词:** 天体物理学; SS433-W50; 综述; 微类星体; 超新星遗迹

**中图分类号:** P158 ; P162.4      **文献标识码:** A

## 1 引 言

在 Stephenson 和 Sanduleak 于 1977 年编制的变星星表中, SS433 是第 433 号源<sup>[1,2]</sup>。它位于河内射电源 W50 中心, 总光度约为  $10^{33} \text{J} \cdot \text{s}^{-1}$ , 主要的辐射集中在紫外和光学波段, X 射线波段的光度约为  $10^{29} \sim 10^{30} \text{J} \cdot \text{s}^{-1}$ <sup>[1,3]</sup>, 喷流总动能约为  $10^{33} \text{J} \cdot \text{s}^{-1}$ <sup>[1,4]</sup>。SS433 是 X 射线双星(微类星体), 其一颗子星是致密星, 有人认为它可能是中子星<sup>[5,6]</sup>或者黑洞<sup>[7]</sup>, Fabrika 和 Bychkova(1990)<sup>[8]</sup>则认为难以分辨它是中子星还是黑洞; 另一颗子星是存在强星风的大质量( $10 \sim 20 M_{\odot}$ )恒星, 其光谱型有不同的结果: OB 型<sup>[9]</sup>、A 型<sup>[7]</sup>、WR 型<sup>[10]</sup>。SS433 最吸引人的特征是具有一对速度达到  $0.26c$ ( $c$  为真空中的光速)的喷流, 喷流沿着半张角约为  $20^{\circ}$  的锥形进动<sup>[11]</sup>, 周期约为 162.15 d。双星的轨道周期为 13.082 11 d<sup>[9]</sup>, 并有一个由伴星作轨道运动时对倾斜的盘施加的周期性力矩产生的附加章动周期(6.28 d)<sup>[9]</sup>。SS433 是目前唯一直接在喷流中观测到重子物质的河内源<sup>[12]</sup>, 在 X 射线、光学和红外波段都观测到了大量具有红移和蓝移的谱线, Kotani 等人(1994, 1996)<sup>[13,14]</sup>在 X 射线波段观测到了 Fe、Si、S、Ni、Mg、Ca、Ar 等元素的高电离发射线, Gies 等人(2002)<sup>[9]</sup>和 Filippenko 等人(1988)<sup>[6]</sup>在光学和红外波段观测到 H、He 等元素的发射线以及 Ca、Fe、O 的低电离发射线。SS433 也是唯一具有长期连续的物质抛射的河内源<sup>[10]</sup>, 还是唯一直接观测到喷流与周围超新星遗迹剧烈相互作用的河内源, 因此, 自从发现它的周期性移动的光

收稿日期: 2005-10-09; 修回日期: 2006-06-07

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10573009)

学谱线以来, 日益受到人们的广泛关注。

W50 是一个很大的 ( $2^\circ \times 1^\circ$ ) 非热河内射电源, 它在东西方向拉长的结构与 SS433 的喷流方向一致, 因此被认为是 SS433 的前身星爆发时留下的超新星遗迹, 它在东西方向上的 2 个射电瓣具有螺旋状的结构<sup>[15]</sup>, 被认为是 SS433 中的喷流与周围的星际物质相互作用的结果。W50 兼具类蟹状星云型和壳层型超新星遗迹的特征, 但通常并不把它归入已有的超新星遗迹类型。W50 西面的射电瓣具有较平的射电谱, 很可能与周围的分子云存在相互作用<sup>[15,16]</sup>。在光学波段, W50 表现为纤维状结构<sup>[17]</sup>, 而且这些纤维状结构都位于喷流的进动锥内。在红外波段, 其喷流方向可观测到一些红外节结<sup>[18]</sup>, Wang 等人 (1990)<sup>[19]</sup> 认为这些红外节结大部分是与 SS433 的喷流相联系的。W50 在 X 射线波段的辐射比较弱, 比较明显的结构是存在 2 个瓣, 这 2 个瓣出现于红外和射电辐射较弱的区域<sup>[20-24]</sup>, 难以确定它的辐射是热辐射还是非热辐射<sup>[24]</sup>, 或者是热辐射和非热辐射并存<sup>[22]</sup>。

SS433(W50) 的距离目前尚存在着较大的争论, 大致的范围在 3~5.5 kpc 之间。Dubner 等人 (1998)<sup>[15]</sup> 通过对 W50 周围分子云的观测得到了分子云的径向速度, 再由银河系自转模型得到了 SS433(W50) 的距离约为 3 kpc。Blundell 和 Bowler(2004)<sup>[26]</sup> 通过运动模型计算出的喷流运动的轨迹并与由 VLA(甚长基线阵) 观测得到的 SS433 的射电像比较, 得到 SS433 的距离为 5.5 kpc。Vermeulen 等人 (1993)<sup>[27]</sup> 通过对 SS433 中的射电团块的观测得到的距离为 4.85 kpc(将在 2.2.1 节中作具体介绍)。目前, 更多的作者倾向于采用约 5 kpc 的距离。

第 2 章将主要介绍关于 SS433 的一些热点问题, 包括 SS433 的运动模型和喷流的膨胀冷却模型, SS433 的物质抛射以及各种不同时标的光变, 通过对已有的理论和观测结果的分析, 我们归纳出 SS433 可能的结构图。第 3 章指出了当前关于这一领域的研究中一些较为关键的问题, 并对一些热点问题作出展望。

## 2 关于 SS433(W50) 的热点问题

最近 20 多年来, 由于空间和地面观测的发展, SS433 的多波段观测结果也日益丰富, 但关于它的一些基本性质和物理机制, 仍然存在着相当大的不确定性。下面将重点介绍部分热点问题的研究进展。

### 2.1 SS433 的运动模型和喷流的膨胀冷却模型

SS433 的周期性运动主要包括 3 种: 即喷流的进动、双星的轨道运动和伴星对吸积盘施加的周期性力矩导致的章动。运动模型参数的测定, 主要依据光学谱线的周期性红移和蓝移。这些参数包括喷流速度  $\beta = v/c$ 、进动角  $\theta$ (喷流方向与轨道平面法向之间的夹角)、进动轴倾角  $i$ (视线方向与轨道平面法向之间的夹角)、进动周期  $P_{\text{prec}}$ 、双星轨道运动周期  $P_{\text{orb}}$ 、进动相为 0 的时刻  $t_0$ 。通常用轨道相  $\varphi$  和进动相  $\psi$  来表征 SS433 的运动学状态(天体的章动由轨道相决定)。进动相  $\psi$  可以表示为  $\psi = (t - t_0)/P_{\text{prec}}$ <sup>[28]</sup>, 轨道相也具有类似的表达式。进动相的零点取在吸积盘对观测者的张角最大, 即红移、蓝移显示喷流的视向速度之差最大时; 轨道相的零点取在光学伴星对致密星遮挡时最大。光学谱线的位移可以用运动学模型的参数表示为<sup>[28]</sup>

$$z_{1,2} = 1 - \gamma[1 \pm \beta \sin \theta \sin i \cos \psi \pm \beta \cos \theta \cos i], \quad (1)$$

式中,  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ , 下标 1、2 分别对应于红移喷流和蓝移喷流。需要说明的是, 2 支喷流

都有可能处于红移或蓝移状态, 通常将大部分时间处于红移状态的一支称为红移喷流, 另一支称为蓝移喷流。不同作者测得的运动学模型的参数略有差别, Eikenberry 等人 (2001)<sup>[28]</sup> 的结果为:  $\beta = 0.2647 \pm 0.0008$ ,  $\theta = 20.92^\circ \pm 0.08^\circ$ ,  $I = 78.05^\circ \pm 0.05^\circ$ ,  $P_{\text{prec}} = (162.375 \pm 0.011)\text{d}$ ,  $t_0 = 3\,563.23 \pm 0.11$ 。

另外, 由运动学模型还可以推算出其他一些有用的参数, 如双星系统的质心在空间的视向速度为  $(65 \pm 3)\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ , 致密星和吸积盘的半轨道速度为  $(168 \pm 18)\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ , 光学伴星的半轨道速度为  $(45 \pm 6)\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ <sup>[7]</sup>。由双星系统的 2 子星的轨道速度还可以求得 2 子星的质量比, Hillwig 等人 (2004)<sup>[7]</sup> 求得的致密星 (包括吸积盘) 与光学伴星的质量比为  $0.27 \pm 0.05$ , 光学伴星的质量为  $(10.9 \pm 3.1)M_\odot$ , 致密星 (包括吸积盘) 的质量为  $(2.9 \pm 0.7)M_\odot$ 。

Brinkmann 等人 (1988)<sup>[29]</sup> 考虑了喷流底部由于初始的密度扰动产生的团块的热演化。他们假设团块在演化的过程中处处达到碰撞电离平衡, 在考虑了外流过程中喷流物质的整体膨胀、热传导效应和气体的加热冷却后, 他们得到了这种团块状喷流的参数随距致密星距离的演化, 这种模型被称为膨胀冷却模型。模型的性质与一些初始的输入参数有关: 如喷流底部物质的数密度  $N_0$  和温度  $T_0$ 、X 射线喷流长度  $R_\infty$ 、Fe K 线流量  $E_{\text{line}}$ 、物质损失率  $\dot{m}$ 、喷流动能  $E_{\text{kin}}$ 。

## 2.2 SS433 的物质损失

喷流是存在于吸积系统中物质损失的一种重要方式, 但 SS433 很可能还存在其他的物质损失方式, 如大质量伴星的星风、吸积盘的盘风、轨道平面方向的物质外流等, 它们对 SS433 的观测性质和演化也起着重要的作用, 其影响甚至超过了喷流。

### 2.2.1 喷流

SS433 存在喷流形式的长期持续的物质抛射。如果认为喷流的辐射是非热的同步加速辐射, 那么取辐射的特征频率为  $10^{18}$  Hz (对应的光子能量约为 4 keV), 同步加速辐射特征频率的表达式为<sup>[30]</sup>

$$\nu_m \cong 3 \times 10^6 \gamma^2 B_\perp \text{Hz}. \quad (2)$$

其中  $B_\perp$  是垂直带电粒子速度方向的磁场强度。取磁场强度为 3 nT, 可以求得喷流中电子的洛伦兹因子约为  $1 \times 10^8$ 。进行同步加速辐射的高能电子的半寿命为

$$t_{1/2} = \frac{5.1 \times 10^8}{\gamma B_\perp^2} \text{s}, \quad (3)$$

可得  $t_{1/2}$  约为 100 a。显见电子寿命远小于 W50 的年龄 (约  $10^4$  a), 因此可以肯定在 W50 中具有持续电子注入, 这就要求 SS433 具有长期持续的物质抛射<sup>[24]</sup>。喷流中高能电子的能量仅有小部分以 X 射线的形式释放出去, 大部分仍以动能的形式存在<sup>[1,24,25,31]</sup>, 所以喷流引起的动能和物质损失率更加惊人。Begelman 等人 (1980)<sup>[32]</sup> 曾建立过喷流的模型, 他们指出要达到观测到的谱线的流量, 喷流的物质损失率应当超过  $10^{-5}M_\odot \cdot \text{a}^{-1}$ 。Kotani 等人 (1996)<sup>[14]</sup> 通过 ASCA 的观测得到了喷流物质损失率的下限为  $10^{-6}M_\odot \cdot \text{a}^{-1}$ 。Safi-Harb 和 Ögelman (1997)<sup>[24]</sup> 假定 W50 仅仅是由 SS433 的喷流与周围星际介质的相互作用产生的, 而且 W50 在 X 射线波段的辐射是热的 (根据 ROSAT 和 ASCA 的数据), 由此他们估算出激波波前的速度, 并推算出喷流的动能和物质损失率, 他们估算的喷流物质损失率约为  $10^{-6} \sim 10^{-4}M_\odot \cdot \text{a}^{-1}$ 。Marshall 等人 (2002)<sup>[33]</sup> 通过 Chandra 的 X 射线的光谱观测得到喷流的物质损失率约为  $1.5 \times 10^{-7}M_\odot \cdot \text{a}^{-1}$ 。King 等

人 (2000)<sup>[34]</sup> 通过双星演化理论估算 SS433 总的物质损失率为  $7 \times 10^{-6} \sim 4 \times 10^{-4} M_{\odot} \cdot a^{-1}$ , 超过了大部分作者仅由观测估算得到的喷流的物质损失率。因此, 虽然喷流具有很高的动能, 是 SS433 和 W50 的重要能源, 但喷流的物质损失率在 SS433 总的物质损失率中所占的比例可能并不是最大。

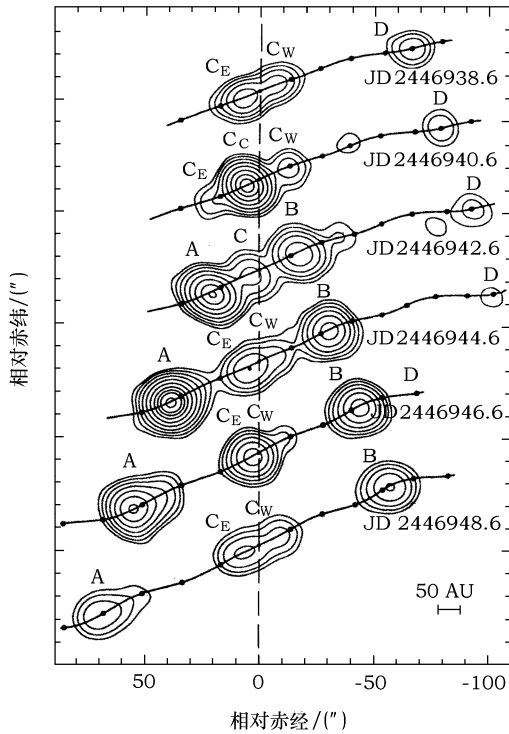


图 1 VLBI 观测 (4 990 MHz) 的 SS433 的团块状物质抛射<sup>[27]</sup>

轨迹符合得相当好, 前提是这样尺度 ( $10^{15} \sim 10^{16}$  cm) 喷流的速度仍然是由光学发射线测得的速度 (约  $0.26c$ )。他们假定由光学谱线观测得到的喷流速度为团块速度, 由观测到的团块运动时间就能得到团块运动的线距离, 再由观测到的角距离估算出 SS433 的距离为  $(4.85 \pm 0.2)$  kpc, 与 Blundell 和 Bowler (2004)<sup>[26]</sup> 给出的结果  $(5.5 \pm 0.2)$  kpc 较接近。

Vermeulen 等人 (1993)<sup>[27]</sup> 的观测结果还显示出在 SS433 的喷流中至少存在一个大约位于距核心 250 AU 处的所谓亮化区 (还有一个距核心约 30 AU 的亮化区不是很确定), 团块在此区域明显增亮, 在此区域的外面迅速变暗直至团块消失。他们认为这是在距核心 250 AU 以外存在一个尚未被大质量量子星风填满的区域, 团块在这一区域迅速绝热膨胀导致团块变暗直至最终消失。

从光谱的分析可知, 在光学波段团块的数量和出现的频率都要远远高于射电波段, 大约每一侧的喷流每隔 0.6 d 就会产生一个团块<sup>[37]</sup>。在更小的尺度上也观测到了团块物质存在的证据。Chakrabarti 等人 (2002, 2005)<sup>[38,39]</sup> 认为 X 射线的短时标光变 (100 s 的量级) 是由团块产生的, 如果真是这样, 那么团块产生的频率还要高得多。Chakrabarti 等人 (2005)<sup>[39]</sup> 在最近进行的针对 SS433 的多波段观测中, 在射电 (1.280 GHz 和 610 MHz)、红

目前已有不少的证据表明, 在喷流中很可能包含团块物质 (见图 1)。有关文献和使用的观测资料有: VLBI 4 990 MHz 的观测<sup>[27]</sup>; VLBA 1.6, 4.99 GHz 的观测<sup>[35]</sup>; VLBA 和 VLA 1.6, 5, 15 GHz 的观测<sup>[36]</sup>; 光学观测<sup>[37]</sup>。这种团块物质是否完全是喷流本身或者是在较靠外的区域中由其他机制产生, 目前还不明朗。从 VLBI 观测 (4 990 MHz) 来看, 喷流中的这种团块很可能是与 SS433 射电耀联系在一起的, 尺度大约为 100 AU (约  $10^{15}$  cm)<sup>[27]</sup>, 已经远远超过了喷流准直的尺度。也就是说, 这种团块虽然可能是在喷流内区产生的, 但也完全有可能在更大的不受喷流直接控制的尺度上产生。不同团块之间的间隔约为 10 d (如图 1 中的 B 和 D), 但是否具有准周期性还不清楚。

Vermeulen 等人 (1993)<sup>[27]</sup> 的工作中假定了团块和喷流具有相同的速度。图 1 中的实线就是由运动模型算出的喷流的轨迹, 应该说它与观测到的团块状物质抛射

外、光学、X 射线波段都观测到了大约几分钟量级的光变。他们认为这种光变是由于有团块物质在喷流中传播引起的。由于中心的能源区不断放出团块状物质,因此在各个波段(对应于喷流的不同尺度)具有大致相同的光变时标<sup>[39]</sup>。他们由红外和射电波段的时间延迟求出射电喷流的尺度与别人得到的结果也很接近<sup>[27]</sup>。Chakrabarti 等人(2005)<sup>[39]</sup>认为这种尺度的团块物质是由于径(平)流中的激波震荡产生的。如果他们的观点是正确的,那么值得关注的问题是上面提到的相对大尺度的团块(约 100 AU 量级)到底是由这种小尺度的团块(除射电波段外,约小于 0.1 AU)在更大的尺度上膨胀形成,还是与小尺度的团块具有不同的起源。

Chakrabarti 等人(2005)<sup>[40]</sup>观测到的射电微耀的能量比 X 射线团块的能量约小 2 个量级,这说明产生于 X 射线波段的团块在 1~2 d 的传播过程中已经耗散掉大部分能量<sup>[40]</sup>。

SS433 是目前唯一直接观测到重子物质喷流的河内源。在光学和红外波段观测到了 H、He 等元素的发射线以及 Ca、Fe、O 的低电离发射线<sup>[6,9,41]</sup>;在 X 射线波段则观测到了 Fe、Si、S、Ni、Mg、Ca、Ar 等元素的高电离发射线<sup>[13,14,33,42,43]</sup>。Namiki 等人(2003)<sup>[42]</sup>还观测到 SS433 上述的 Si、S 线通常出现在较软的波段,而 Fe、Ni 线通常出现在较硬的波段。这有可能说明 Si、S 线的产生区域在 Fe、Ni 线的外面。另外,由 X 射线光谱观测还发现 Fe 元素的丰度远远超过了宇宙学丰度<sup>[44,45]</sup>。

Namiki 等人(2003)<sup>[42]</sup>在 X 射线波段观测到 Si、S 线的宽度明显小于 Fe、Ni 线的宽度。他们假定这些谱线的展宽主要是由喷流的宏观多普勒致宽引起的,由此得到了喷流的张角,对于 Fe 线约为  $2^\circ.1$ ,对于 Si 线约为  $0^\circ.8$ 。并得到 Si 线产生的区域在大于  $10^{12}$  cm(约 0.1 AU)的尺度上,喷流仍是准直的(张角约  $0^\circ.8$ )。这样的尺度已经超过了由厚盘的漏斗形结构造成的几何准直的尺度,与吸积盘形状有关的尺度应该远小于致密星的洛希瓣半径,约为 0.1 AU 的量级,看来最有可能的准直机制应该是磁场。考虑到黑洞不具有偶极磁场,他们认为很可能意味着 SS433 中的致密星是中子星。另外,Brinkmann 等人(1988)<sup>[29]</sup>在考虑喷流的加速机制时,也提到磁场应该是最可能的机制,如果 SS433 中的致密星是黑洞,那么就必须解释为什么磁场会在喷流准直和加速中起着重要作用。

另外,喷流速度通常是通过光学发射线的周期性红移和蓝移来测定,测定的结果是比较准确的。近来有证据表明,X 射线波段的喷流具有更大的速度<sup>[13,33]</sup>。由于 X 射线波段的辐射产生于更加靠近致密星的区域,因此这样的观测结果意味着随着离致密星距离的增加,喷流有可能存在减速。

Eikenberry 等人(2001)<sup>[28]</sup>利用 20 年的长期观测数据得到喷流的速度可能存在变化(这也可能是喷流的进动相与运动模型有偏离造成的)。他们给出的解释是吸积流的变化导致喷流发射区半径的变化,因而导致喷流速度的变化。

### 2.2.2 星风

Filippenko 等人(1988)<sup>[6]</sup>在观测 SS433 光学和红外波段谱线的双峰结构时,发现了在蓝端峰上可能存在的 P Cyg 型谱线,Gies 等人(2002)<sup>[9]</sup>在光学波段也观测到了 P Cyg 型谱线,这很可能是星风存在的证据。

Fuchs 等人(2004)<sup>[10]</sup>通过对红外光谱的拟合得到伴星星风物质损失率为  $(1.43 \sim 2.19) \times 10^{-4} M_{\odot} \cdot a^{-1}$ 。考虑了星风的不均匀性的修正后,这一值降低为  $(4.7 \sim 7.3) \times 10^{-5} M_{\odot} \cdot a^{-1}$ ,

但仍然高于近期由 Chandra 和 ASCA 观测估算的喷流的物质损失率<sup>[14,33]</sup>。这说明伴星通过星风直接损失的物质很有可能已经超过了喷流的物质损失率。

### 2.2.3 盘风

SS433 的另一种物质损失的形式是盘风。吸积盘蒸发产生盘风是容易接受的,但困难在于很难从观测上来区分星风和盘风。星风与喷流在方向性(星风是各向同性的,喷流是准直的)、周期性(喷流的周期主要是进动周期,星风如果存在周期性,应与轨道周期相关)、速度上(喷流是相对论性的,星风是非相对论性的)都有明显的区别,但星风与盘风在观测上很难区分。

Gies 等人(2002)<sup>[9]</sup>在 SS433 的光学光谱中发现了两端线翼中几乎以恒定加速度移动的成分(蓝端线翼中的成分加速度约为  $-30 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{d}^{-1}$ ,其最大速度达到  $-539 \text{ km/s}$ ,红端线翼中的成分加速度约为  $92 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{d}^{-1}$ ,其最大速度达到  $1\,234 \text{ km/s}$ ),他们把这种成分解释为盘风中的团块。应当注意,这种团块与上面提到的喷流中的团块是不同的,喷流中的团块的速度与喷流的速度相近,而盘风中的团块的速度约为  $1\,000 \text{ km/s}$  的量级。由于星风和盘风在观测上很难区分,这里的团块也有可能是存在于星风中。

盘风的辐射存在不同时间尺度的光变。Gies 等人(2002)<sup>[9]</sup>提出长期的光变(数星期量级)可能是由于盘风本身结构的变化引起的,星风和盘风相撞产生的弓激波和伴星的轨道运动都有可能影响到盘风的结构;较短的时间尺度(天的量级)上的光变可能是由于盘风中的团块或激波引起的。

Gies 等人(2002)<sup>[9]</sup>提出距离吸积盘较近的致密盘风将对连续谱的辐射有贡献,而较大尺度上的稀薄盘风将产生 H、He、Na 等元素的稳定发射线。盘风包含 2 种成分:与盘面垂直的快速风,对应于稳定发射线的线翼(高速、光变剧烈);与盘面平行的慢速风,对应于稳定发射线的线心(低速、光变较慢),这对于解释稳定发射线的谱形是很成功的。

### 2.2.4 轨道平面方向的物质外流

与双星轨道平面方向平行的物质外流(简称轨道平面方向的物质外流)已经被越来越多的观测所证实。Blundell 等人(2001)<sup>[35]</sup>通过 VLBA 观测(4.99 GHz)直接看到了轨道平面的物质外流。图 2 是他们得到的图像之一,图中南北方向延展的辐射即为轨道平面方

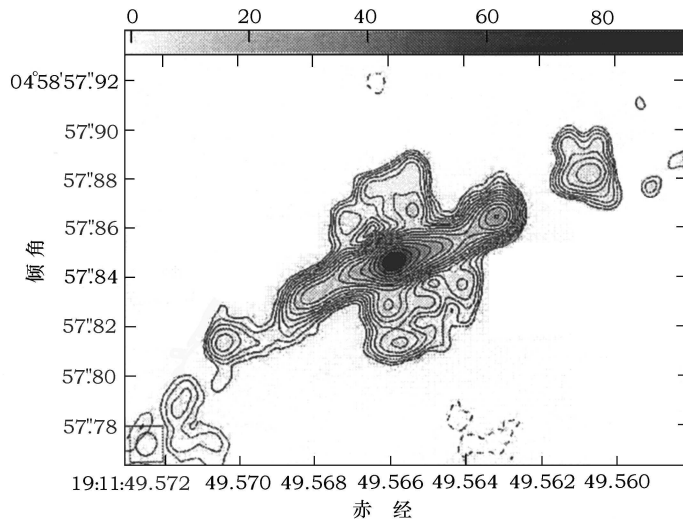


图 2 SS433 的 VLBA 4.99GHz 图像<sup>[35]</sup>

向的物质外流, 而东西方向上细长的结构即为喷流的辐射。他们假定观测到的射电辐射是由韧致辐射产生的, 在设定轨道平面方向物质外流的速度和张角以及 SS433 距离的情况下, 通过观测到的射电流量推算出物质损失率为  $10^{-4} M_{\odot} \cdot a^{-1}$ 。更为有趣的是, 如果自超新星爆发后就存在这种外流, 按照他们给出的年龄和设定的轨道平面方向物质外流的速度, 这种外流现在正好到达 W50 的南北边界。另外, 与图 1 类似, 图 2 中也存在沿喷流方向的团块状物质抛射。

Paragi 等人 (1999)<sup>[36]</sup> 通过 VLBA 和 VLA1.6 GHz、5 GHz、15 GHz 的观测也得到了与图 2 类似的图像, 他们认为这种轨道平面方向的物质外流可能是通过双星系统中的第 2 拉格朗日点进行的, 不过目前还没有关于轨道平面方向物质外流的具体理论解释。

在 SS433 中很可能还存在一个延展的盘, 其尺度远大于束缚吸积盘, 甚至可以达到双星的轨道, 并最终转化为轨道平面方向的散落盘<sup>[14]</sup>(见图 3)。Kotani 等人 (1996)<sup>[14]</sup> 假定 SS433 红移方向的喷流的 X 射线消光主要是由该延展盘造成的, 且通过延展盘的物质抛射速度与双星轨道速度同量级, 估算得到延展盘造成的物质损失率约为  $10^{-8} \sim 10^{-7} M_{\odot} \cdot a^{-1}$ , Fabrika(1993)<sup>[46]</sup> 设定了盘的张角和沿散落盘方向物质抛射的速度, 并且考虑了密度随半径的变化, 估算出沿散落盘方向的物质损失率约为  $10^{-4} M_{\odot} \cdot a^{-1}$ , 这与 Blundell 等人 (2001)<sup>[35]</sup> 的结果是一致的, 可见, 轨道平面方向的物质外流主要是沿散落盘方向进行的。

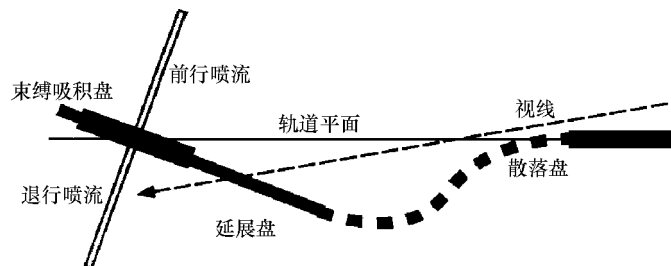


图 3 束缚吸积盘、延展盘、散落盘的示意图<sup>[14]</sup>

Dolan 等人 (1997)<sup>[2]</sup> 观测到 SS433 在 UV 和 U 波段的偏振的位置角与 I-B 波段的有明显的不同。他们观测到的偏振是由与喷流大体垂直的方向上的物质产生的, 因此这种位置角的差别很可能意味着盘存在扭曲, 这与 Kotani 等人 (1996)<sup>[14]</sup> 给出的盘的图像是一致的。

综上所述, SS433 的物质损失可能主要包括以下几种方式: 喷流、伴星星风、吸积盘盘风、轨道平面方向的物质外流, 盘风可能还包括与盘垂直和平行 2 个方向的盘风。在各种物质损失方式中, 都有可能存在团块状物质抛射的贡献。喷流的物质损失可能仅占很小的一部分, 但由于喷流速度很大, 因此其动能具有重要的地位。

### 2.3 SS433 的时变

时变中最为明显的无疑是与 3 种周期性运动相关的光变: 喷流的进动、双星的轨道运动和轨道面的章动。这 3 种时变的参数已经测得较为精确, 在 2.1 节中已有讨论, 这里不再赘述。我们将集中讨论另外几种时变。

Revnivtsev 等人 (2005)<sup>[47]</sup> 得到 SS433 的光变时标与光变强度的关系 (傅里叶功率谱, 可参见其文中图 (6))。他们认为 SS433 大部分的光变来源于盘, 幂率谱的低频截止是由吸积盘的粘滞耗散时标决定的, 高频截止是由相应波段辐射区的尺度决定的。由于光学波段主要的辐射

区是吸积盘, 而 X 射线波段主要的辐射区是吸积盘内区和 X 射线喷流, 光学和 X 射线波段具有相近的高频截止表明吸积盘和 X 射线喷流具有相近的尺度, 这与他人的结论是一致的<sup>[29]</sup>。

### 2.3.1 X 射线波段的短时标光变

RXTE 观测到 X 射线波段的时标约 100 s 量级的光变<sup>[48]</sup>。Safi-Harb 和 Kotani(2002)<sup>[48]</sup>认为这种短时标光变是由于中子星临界吸积的不稳定性造成的, 因此双星中的伴星很有可能是一颗中子星。Nandi 等人(2005)<sup>[43]</sup>则认为这种光变是由于 X 射线辐射经过伴星大气时, 由于伴星大气的不稳定性或者星风的扰动造成的, 他们还观测到了这种短时标光变随轨道相的变化, 但实际上, 这种变化并不很明显。值得注意的是, 这种光变的时标与 Chakrabarti 等人(2005)<sup>[39]</sup>观测到的喷流中的短时标光变的时间尺度很接近。如果上述两种光变是同一种类型的光变, 那么也不排除光变是由于团块物质引起的。

### 2.3.2 超喷流速度的能流

Migliari 等人(2005)<sup>[12]</sup>通过 Chandra 的数据在 X 射线波段发现了 SS433 的几种光变。长期光变从图 4 中可以直接看出来, 注意除图 4(a)、4(d) 外, 其他的几幅图的进动相大体一致, 因此可以基本排除进动相的影响。

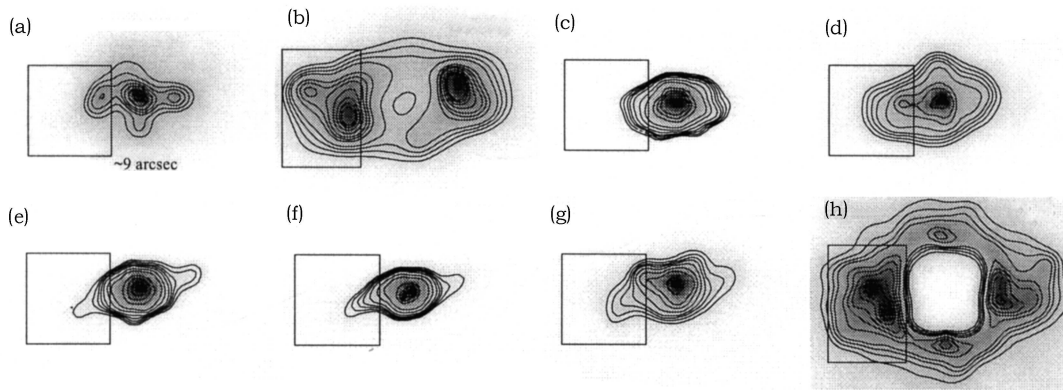


图 4 Chandra 观测的 SS433 的 X 射线像<sup>[12]</sup>

图 4 是 Migliari 等人(2005)<sup>[12]</sup>指出的 SS433 在天的量级上的光变, 他们对图中的 2 个圆的区域分别计算流量, 发现它们的流量都有明显的变化, 并且相互之间存在延迟。图 5 中的 3 幅图间隔的时间分别为 2 d, 通过这些观测就得到在天的量级上的光变。如果认为 2 个圆形区域之间存在物理联系, 那么由 2 个区域间光变的延迟得到能流的速度为  $0.5c \sim 0.6c$ , 超过了喷流的速度。虽然 Migliari 等人的数据点太少(只有 3 个), 难以确认能流的速度, 但是超喷流速度的能流是有可能存在的, 在 Sco X-1 和 Cir X-1 中就观测到了类似的现象<sup>[49-51]</sup>, 而且 SS433 很有可能就是一个与 Cir X-1 非常类似的源<sup>[41]</sup>。Migliari 等人<sup>[12]</sup>认为喷流中可能存在波列, A、B 这 2 个区域在 X 射线波段的增亮可能是由波列中的不同部分造成的, 不存在直接的物理联系, 这似乎与上面提到的团块状物质抛射相一致, 但还需要进一步的观测检验。关于这种能流的机制, 目前还没有令人满意的解释, 如果在今后的观测中, 能够证实 SS433 中确实存在这种超喷流速度能流, 那将是非常吸引人的。



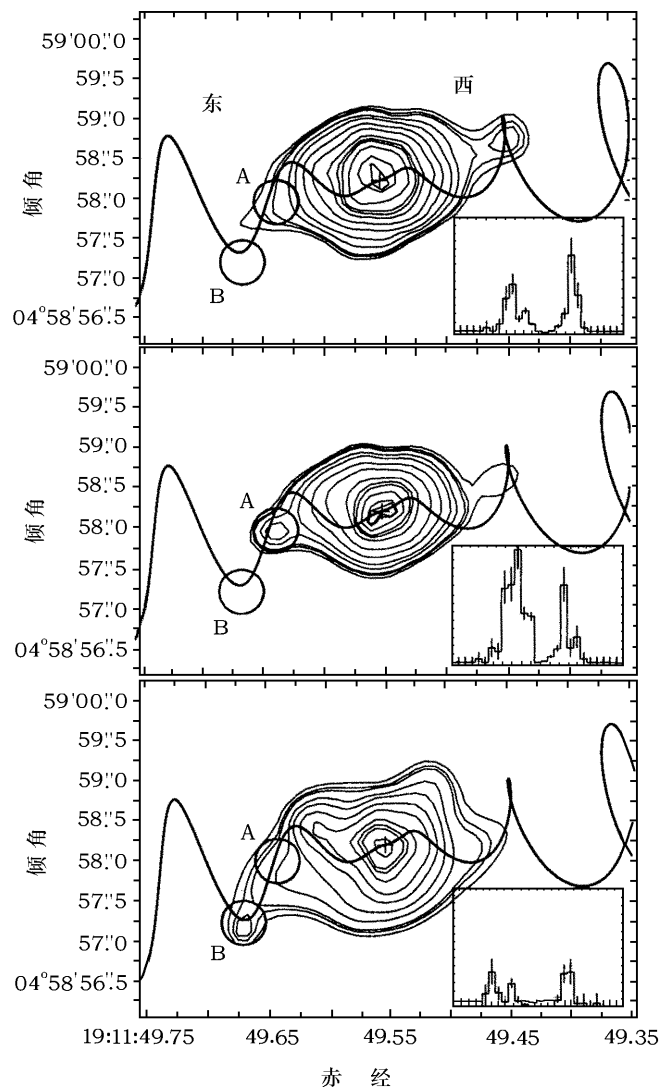


图 5 SS433 在 X 射线波段天的量级的光变<sup>[12]</sup>

### 2.3.3 第二次食和附加食

Gies 等人 (2002)<sup>[9]</sup> 通过 RXTE/ASM 以及 Yuan 等人 (1995)<sup>[45]</sup> 通过 Ginga 观测到在 SS433 食的过程中出现第二次食。Cherepashchuk 等人 (2005)<sup>[3]</sup> 通过 INTEGRAL 观测到在硬 X 射线食过程中, 光变曲线并不完全对称, 在曲线上升阶段具有复杂的结构, 这与前人观测到的第二次食的现象是一致的。Gies 等人 (2002)<sup>[9]</sup> 还观测到了附加食现象。第二次食是由于伴星运动时对 X 射线不透明的气体拖曳而形成的, 这种现象可能会对采用食的方法确定伴星体积带来一定的误差。附加食是由于星风和盘风碰撞形成了位于 2 子星之间附加的对 X 射线源的遮挡造成的, 这正是盘风存在的有力证据。

总之, SS433 的时变尤其是 X 射线波段的时变, 对于研究 SS433 核心区的性质是非常重要的。在观测设备还不能够分辨 SS433 的核心区的情况下, 这可能是研究 SS433 核

心区唯一的方法。

## 2.4 SS433 喷流的结构

图 6 给出了 SS433 喷流的结构示意图(取 SS433 的距离为 5 kpc), 坐标轴上的数字是以对数形式给出的、以厘米为单位的距 SS433 中心的距离, 图中标出了 SS433 中的一些特征尺度。为了比较, 同时标出了光秒、光天、太阳半径、天文单位、秒差距以及弧角秒所对应的距离单位。

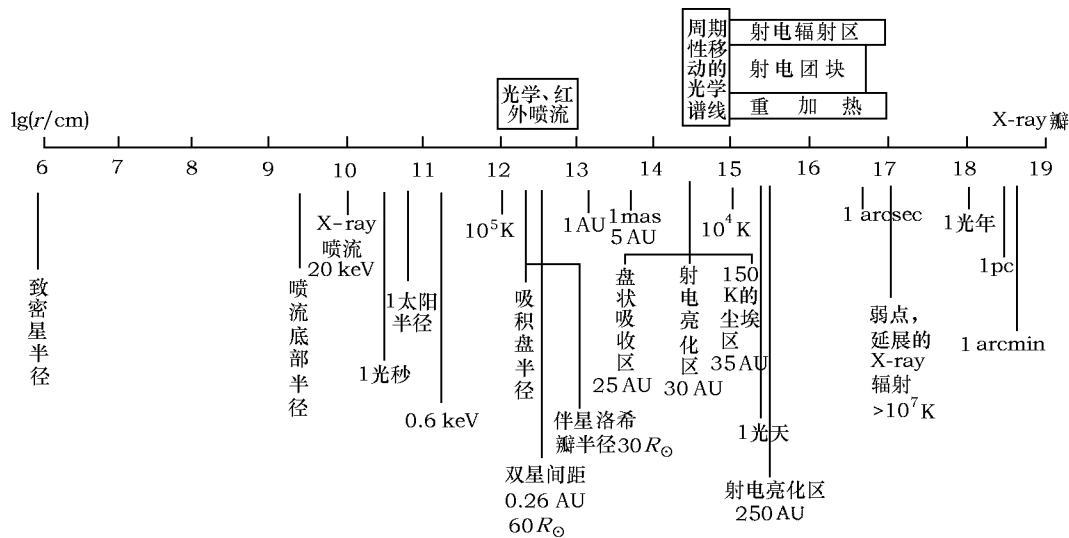


图 6 SS433 结构示意图<sup>[29]</sup>

当喷流的尺度小于  $10^{12}$  cm 时, Brinkmann 等人 (1988)<sup>[29]</sup> 给出的膨胀冷却喷流模型的基本框架或设想与观测是大体相符的。在这一模型中, 当喷流的尺度小于  $2 \times 10^{11}$  cm 时, 喷流主要在 X 射线波段辐射, 之后在更大的尺度中通过热演化、冷却以及重加热产生多波段的观测特征。近期观测已经表明, 当喷流的尺度达到  $4 \times 10^{14}$  cm 时, 就可以观测到具有周期性位移的光学发射线<sup>[9]</sup>。之后, 喷流会经历一个重加热过程, 当尺度达到  $10^{17}$  cm 时, 重新产生 X 射线辐射<sup>[52]</sup>。目前对于重加热的具体机制还不清楚, 重加热的能源很可能来自喷流的动能。尺度超过  $10^{18}$  cm (约  $10''$ ) 时, 就可以看到 Chandra 观测到的 X 射线瓣(见图 4)。

最关键的问题在  $10^{12} \sim 10^{15}$  cm 的范围。在该范围, 辐射主要来自于吸积盘, 伴星和 SS433 周围的尘埃区<sup>[6,7,10]</sup>。Dolan 等人 (1997)<sup>[2]</sup> 用红化的黑体辐射模型来拟合 SS433 的光学和紫外光谱, 得到的黑体半径与吸积盘半径相当。如果模型中的黑体辐射来自于吸积盘, 则说明在光学、紫外波段, 吸积盘是最主要的辐射源, 伴星的辐射主要表现为一些吸收线。由于这一范围本身具有复杂的结构, 其不确定性比较大, 在这一范围还可能存在着较强的红外辐射, 形成一个红外区<sup>[10,39]</sup>。Brinkmann 等人 (1988)<sup>[29]</sup> 在讨论膨胀冷却的喷流模型时就讨论了这一范围的有关情况, 认为重加热区域大约是在  $10^{13} \sim 10^{14}$  cm, 并提出重加热可能有 3 种方式:

- 1) 来自喷流底部高频辐射的光致电离, 这需要较大的辐射流量;
- 2) 来自喷流中速度扰动产生的激波耗散, 这需要较大的喷流动能;
- 3) 来自喷流与周围物质的相互作用。

他们倾向于第 3 种方式。这似乎不仅仅是猜想, 在大约 30 AU 处, 在射电波段存在一个亮

化区<sup>[27]</sup>; 在红外波段, 很可能存在温度约为 150 K 的尘埃区<sup>[10]</sup>, 而 Paragi 等人 (1999)<sup>[36]</sup> 则提出在这一尺度上可能会有一个盘状吸收区。在 Vermeulen 等人 (1993)<sup>[37]</sup> 观测到的团块的光变曲线中, 如果假定团块和喷流具有相同的速度, 那么当团块增亮到最亮时, 所到达的区域对应的尺度也正好是这一亮化区的尺度, 而团块在产生后首先增亮, 然后再衰减, 且衰减曲线明显包含两段, 这似乎都证实了在约 30 AU 处确实存在这样一个亮化区。虽然这几种结论都不很确定, 但这一范围还是值得进一步深入研究的。

另外一个较为重要的区域是在  $10^{16} \sim 10^{18}$  cm 的范围。这里应该是主要的重加热区域, 但已经超过了目前 VLBI 已观测的视场。团块在这一范围由于急剧的膨胀冷却可能已经消失。这一尺度恰好处于 VLBI 和高分辨率的 X 射线观测已观测到的范围的中间区域, 虽然在超过  $10^{17}$  cm 的尺度上, Chandra 的 X 射线观测已经可以分辨, 但仍然难以直接研究重加热的过程, 目前还没有与之相关的比较有价值的结果。由于该范围是 SS433 与周围物质相互作用的关键区域, 是重加热的主要区域, 对于研究 SS433 是非常重要的。

第 3 个值得关注的区域是  $10^{10}$  cm 以内的范围。由于尺度已经小于 1 光秒, 即使是通过 X 射线快速光变来研究也十分困难。目前观测到的最小时标的 X 射线光变是在 100 s 的量级<sup>[28]</sup>, 这一区域应是喷流产生的范围, 是 SS433 主要的能源区, 无疑是非常吸引人眼球的, 可惜目前还没有好的观测方法。

### 3 总结和展望

自从观测到 SS433 周期性移动的光学谱线以来, 到现在已经有将近 30 年的时间, 在此期间, 随着天文观测技术飞速发展, 人们在 SS433 的研究方面取得了很多有价值的成果。但是, 至今对这一系统的许多基本性质和参数还存在极大的争议, 这也显示了该系统所包含的丰富内容和重要的研究价值。

上面已经介绍了 SS433 最近的一些研究热点, 针对这些研究热点, 将来对 SS433 的研究应当主要包括以下几方面:

1) 物质抛射的研究重点应当放在团块状物质抛射上。长期的 (大约几个月) VLBI 的连续观测是非常必要的, 这对于研究团块是否具有周期性、团块的产生、喷流是否存在减速都具有重要的意义。当然通过观测还可以得到轨道平面方向物质外流的资料。

2) 研究时变主要在 X 射线波段。无论是短时光变, 超喷流速度能流, 还是第二次食和附加食, 都需要通过进一步观测来确认。要想得到比较确切的结果, 就需要连续的观测。此外, 对短时光变和超喷流速度能流的理论解释也是非常值得关注的。

3) 研究 SS433 喷流的结构最有意义的地方是  $10^{12} \sim 10^{15}$  cm 和  $10^{16} \sim 10^{18}$  cm 这 2 个与重加热相关联的区域。SS433 中的重加热现象是研究喷流与周围物质相互作用难得的样本, 值得进一步研究, 不过由于重加热区域的复杂性, 进行观测和理论解释都比较困难。目前最好的观测手段是利用 VLBI, 不过需要更长的扫描时间来观测和研究更大尺度内的结构。

总之, SS433/W50 系统是离我们最近的少数微类星体之一, 是至今唯一观测到重子喷流并在多波段有丰富观测资料的微类星体, 是研究吸积、高速喷流、致密星、抛射物质与周围星际介质相互作用的不可多得的样本, 对它的进一步研究能给天体物理学的许多领域带来新的机遇、挑战和成果。

致谢 感谢汪珍如教授的指导和建议以及与作者进行的有益讨论,也感谢审稿人为本文的完善付出的努力。

### 参考文献:

- [1] Revnivtsev M, Burenin R, Fabrika S, et al. *A&A*, 2004, 424: L5.
- [2] Dolan J F, Boyd P T, Fabrika S, et al. *A&A*, 1997, 327: 648.
- [3] Cherepashchuk A M, Sunyaev R A, Fabrika S N, et al. *A&A*, 2005, 437: 561.
- [4] Panferov A A. *A&A*, 1999, 351: 156.
- [5] D'Odorico S, Oosterloo T, Zwitter T, et al. *Nature*, 1991, 353: 329.
- [6] Filippenko A V, Romani R W, Sargent W L, et al. *AJ*, 1988, 96: 242.
- [7] Hillwig T C, Gies D R, Huang W, et al. *ApJ*, 2004, 615: 422.
- [8] Fabrika S N, Bychkova L V. *A&A*, 1990, 240: L5.
- [9] Gies D R, McSwain M V, Riddle R L, et al. *ApJ*, 2002, 566: 1069.
- [10] Fuchs Y, Koch Miramond L, Ábrahám P. *Massive Stars in Interacting Binaries*. Quebec: Lac Sacacomie, 2004: 16.
- [11] Abell G O, Margon B. *Nature*, 1979, 279: 701.
- [12] Migliari S, Fender R P, Blundell K M, et al. *MNRAS*, 2005, 358: 860.
- [13] Kotani T, Kawai N, Aoki T, et al. *PASJ*, 1994, 46: L147.
- [14] Kotani T, Kawai N, Matsuoka M, et al. *PASJ*, 1996, 48: 619.
- [15] Dubner G M, Holdaway M, Goss W M. *AJ*, 1998, 116: 1842.
- [16] Yamamoto F, Hasegawa T, Morino J, et al. *Proc. sf*, 1999, 99: 110.
- [17] Van den Bergh S. *ApJ*, 1980, 236: L23.
- [18] Band D L. *PASP*, 1987, 99: 1269.
- [19] Wang Z R, McCray R, Chen Y, et al. *A&A*, 1990, 240: 98.
- [20] Fuchs Y, Mirabel I F, Ogle R N. *Ap&SS*, 2001, 276: 99.
- [21] Fuchs Y. *Semaine de l'Astrophysique Francaise*. France: EdP-Sciences, 2001: 357.
- [22] Fuchs Y. *The Gamma-Ray Universe*. France: Les Arcs, Savoie, 2002: 12.
- [23] Moldowan A, Safi-Harb S, Fuchs Y. *Advances in Space Research*, 2005, 35: 1062.
- [24] Safi-Harb S, Ögelman H. *ApJ*, 1997, 483: 868.
- [25] Brinkmann W, Aschenbach B, Kawai N. *A&A*, 1996, 312: 306.
- [26] Blundell K M, Bowler M G. *ApJ*, 2004, 616: L159.
- [27] Vermeulen R C, Schilizzi R T, Spencer R E, et al. *A&A*, 1993, 270: 177.
- [28] Eikenberry S S, Cameron P B, Fierce B W, et al. *ApJ*, 2001, 561: 1027.
- [29] Brinkmann W, Fink H H, Massaglia S, et al. *A&A*, 1988, 196: 313.
- [30] 尤峻汉. *天体物理中的辐射机制 (第二版)*. 北京: 科学出版社, 1998: 183.
- [31] Safi-Harb S, Petre R. *ApJ*, 1999, 512: 784.
- [32] Begelman M C, Sarazin C L, Hatchett S P, et al. *ApJ*, 1980, 238: 722.
- [33] Marshall H L, Canizares C R, Schulz N S. *ApJ*, 2002, 564: 941.
- [34] King A R, Taam R E, Begelman M C. *ApJ*, 2000, 530: L25.
- [35] Blundell K M, Mioduszewski A J, Muxlow T W B, et al. *ApJ*, 2001, 562: L79.
- [36] Paragi Z, Vermeulen R C, Fejes I, et al. *A&A*, 1999, 348: 910.
- [37] Vermeulen R C, Murdin P G, van den Heuvel E P J, et al. *A&A*, 1993, 270: 204.
- [38] Chakrabarti S K, Goldoni P, Wiita P J, et al. 2002, *ApJ*, 576: L45.
- [39] Chakrabarti S K, Anandarao B G, Pal S, et al. *MNRAS*, 2005, 362: 957.
- [40] Chakrabarti S K, Nandi A, Pal S, et al. Ruffini R ed. *Proc. of 10th Marcel Grossman Meeting*. Singapore: World Scientific, 2005: 95.
- [41] Margon B. *ARA&A*, 1984, 22: 507.
- [42] Namiki M, Kawai N, Kotani T. *PASJ*, 2003, 55: 1.
- [43] Nandi A, Chakrabarti S K, Belloni T, et al. *MNRAS*, 2005, 359: 629.

- [44] Brinkmann W, Kawai N, Matsuoka M, et al. *A&A*,1991, 241: 112.
- [45] Yuan W, Kawai N, Brinkmann W, et al. *A&A*,1995, 297: 451.
- [46] Fabrika S N. *MNRAS*, 1999, 261: 241.
- [47] Revnivtsev M, Fabrika S, Abolmasov P, et al. *A&A*, 2006, 447: 545.
- [48] Safi-Harb S, Kotani T. *New Views on MICROQUASARS*.Proc. of the 4th Microquasar Workshop. Kolkata: the Center for Space Physics, 2002.
- [49] Fender R, Wu K, Johnston H, et al. *Nature*,2004, 427: 222.
- [50] Fomalont E B, Geldzahler B J, Bradshaw C F. *ApJ*, 2001, 553: L27.
- [51] Fomalont E B, Geldzahler B J, Bradshaw C F. *ApJ*, 2001, 558: 283.
- [52] Migliari S, Fender R, Méndez M. *Science*, 2002, 297: 1673.

## The New Progress on the Research of SS433

LI Jiang-tao

(*Department of Astronomy, Nanjing University, Nanjing 210093, China*)

**Abstract:** SS433 is a famous high energy source in our Galaxy, W50 is the supernova remnant surrounding it. Since the establishment of the kinematical model of SS433 was suggested in 1970, this system has drawn more and more attention. Multi-band observations have been carried out and a lot of data has been obtained. But until now, there are still a lot of debates about the essential nature and parameters of this system. For example, the nature of the compact star, the type of the mass donor star, the acceleration and collimation of the jet are not quite certain.

In this article, recent progress on the research of SS433 is described. There are three main periodic motions of SS433, the precession of the relativistic jet, the orbital motion of the binary and the “nodding” of the accretion disk. In section 2.1, more precise parameters of kinematical model from recent observations are given, also the thermal expanding and cooling model of the jet is introduced, which is often used to explain the X-ray emission from the jet. The mass loss process is a very important problem in the study of SS433 and other X-ray binaries. In section 2.2, different kinds of mass loss process are discussed in order to explain the mass loss of SS433. The mass loss rate of stellar wind from the mass donor star may be higher than the mass loss rate of the jet. Disk wind is a little more complicated since it may contain two components, wind vertical to the disk and wind parallel to the disk. The outflow parallel to the disk plane could be observed directly from the high resolution radio observation. From multi-band observations, one can conclude the structure of the disk in different scales, this distorted structure may be related to a lot of observational phenomena of SS433. Since the spatial resolution is limited, variability at different time scales may be the only method to study the fine structure of the central region of SS433. In section 2.3, the problem is discussed, as well as some hot spots like short time scale variability, energy flow with velocity larger than the jet velocity and two kinds of eclipses (secondary eclipse and additional eclipse). Finally, in section 2.4, the structure of the jet from the recent multi-band observations is outlined.

**Key words:** astrophysics; SS433-W50; review; microquasar; supernova remnant