

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2014.04.03

矮新星概述与研究进展

韩忠涛^{1,2}

(1. 中国科学院 云南天文台, 昆明 650011; 2. 中国科学院大学, 北京 100049)

摘要: 矮新星是爆发频繁的激变变星, 主星是白矮星, 次星是充满洛希瓣的晚型矮星; 白矮星周围有吸积盘, 物质流与吸积盘的碰撞区域即热斑。与大多数密近双星系统相比, 矮新星最大的特点是吸积盘的存在以及频繁的爆发现象。首先介绍了矮新星的研究历史和现状, 对吸积盘的形成过程进行总结, 给出了矮新星的基本物理图像; 其次简要介绍了矮新星的各种次型的特征和形成原因, 对目前的爆发模型进行归纳; 回顾了矮新星中著名的轨道周期空缺现象和最短轨道周期截止现象, 并给出其在标准化模型下的解释以及标准化模型面临的挑战; 举例说明了矮新星的轨道周期变化分析不仅对研究其演化起着重要作用, 而且是探测褐矮星和地外行星的重要手段; 对食光变曲线的分析方法和矮新星中罕见的高低态变化进行了简单小结; 最后, 进行总结并讨论矮新星领域的发展趋势和目前的一些热点问题。

关键词: 双星; 激变变星; 矮新星; 爆发; 高低态

中图分类号: P145.2 **文献标识码:** A

1 引 言

矮新星是具有频繁爆发现象的激变变星^[1]。根据 Kopal 分类^[2], 矮新星属于密近双星中的半相接系统, 它由一颗充满其洛希瓣的 K 型或 M 型的矮星 (次星) 外加一颗弱磁 (≤ 10 T) 白矮星 (主星) 组成。内拉格朗日点处粒子受力为零, 而它的空间位置一般与质心不重合, 因此, 内拉格朗日点相对质心有转动。由于白矮星的强引力作用, 物质将带着强大的角动量从内拉格朗日点溢出, 流向白矮星。在此过程中, 物质流具有较大的初始角动量, 因此物质不会直接落到白矮星上, 而是围绕其运动。随着物质之间的粘滞摩擦逐渐损耗角动量, 最终延展成盘状, 即吸积盘。物质转移还在继续, 故物质流与吸积盘将有一个高温度高光度的碰撞区, 即热斑, 这就构成了矮新星的基本图像^[3]。对矮新星的研究历史可以追溯到 19 世纪中期。1855 年 Hind 在搜索黄道附近的小行星时, 发现一颗约 9 mag 的“闪着蓝光的行星”, 它

收稿日期: 2014-03-31; 修回日期: 2014-04-29

资助项目: 国家自然科学基金 (11133007, 11325315)

通讯作者: 韩忠涛, zhongtaohan@ynao.ac.cn

的最小光度占了整个周期的一大部分,此即历史上发现的第一颗激变变星 U Gem,它就是一颗矮新星^[4]。这表明矮新星是激变变星中成员最丰富且研究历史最长的一个亚型。1856 年 Hind 对 U Gem 发出的蓝光进行研究,之后,他观测到 U Gem 处于最大光度时的资料,在此基础上, Pogson^[5]在 1857 年证明了该星不是一颗普通的新星。U Gem 有约 160 年的观测历史,积累了极其重要的实测资料,对矮新星的研究做出了巨大贡献。实际上, U Gem 在矮新星的研究历史和地位上是不可替代的。对矮新星进行最全面的研究是由 Krzeminski^[6]在 1965 年完成的,他获得了 4500 个 UBV 的测量结果,时间分辨率约为 30 s,光度最小时显示出掩食叠加于轨道驼峰之上;且在掩食期间,光变曲线非常光滑,食外则有强烈的闪烁,说明有一个闪烁源被掩食了。当然,另外一颗比较著名的矮新星 SS Cyg 也有超过 100 年的观测历史,这些观测几乎都是连续的,在此特别感谢 AAVSO (美国变星观测者协会)的杰出贡献。1865 年, Peters 等人^[7]发现一颗有小振幅爆发的变星 T Leonis,开始被认为是一颗新星^[8],后来由于其爆发规模较小,与 U Gem 和 SS Cyg 是同级别的,最后将其归为 SU UMa 型矮新星^[9]。1904 年,又发现了后来较为著名的矮新星 Z Cam^[10]。随着望远镜的不断发展,越来越多的高倾角矮新星系统被发现和分析,到 1975 年,包含吸积盘、热斑的双星模型建立起来,且成功应用在矮新星爆发上^[11]。与经典新星相比,矮新星的爆发规模较小,平均振幅约 2 ~ 6 mag,少数可达 8 mag;爆发非常突然、迅速,且爆发开始之后几天之内便可迅速达到其最大亮度。正常爆发的持续时间约 2 ~ 20 d,与间隔时间相关联;爆发间隔约为 20 ~ 300 d,平均持续时间约几天至几个星期。矮新星的轨道周期很短,基本上分布于 80 min ~ 10 h 之间,属于短周期密近双星系统。正是由于矮新星的这些特点,使得它成为激变变星中最易进行观测研究的亚型。根据观测到的不同的爆发光变曲线形态,将矮新星分为 5 个亚次型: U Gem (UG) 型,振幅小,爆发稳定(规则的准周期爆发),周期几乎都大于 3.9 h,光变曲线有显著驼峰; Z Cam (UGZ) 型,爆发频繁,最显著特征为亮度停滞现象; SU UMa (UGSU) 型,存在正常爆发(持续数天)和超级爆发(持续约两周左右); WZ Sge (UGWZ) 型,几乎只有超级爆发(振幅约 6 ~ 8 mag),且间隔时间较长,属于 SU UMa 型的极端现象;此外, SU Uma 型中发现另一个特殊群体 RZ LMi 或 ER Uma,展示出极短的超级爆发循环; SS Cyg (UGSS) 型,属于矮新星中最亮的次型,大部分时间处于宁静态,爆发时呈现出宽窄交替爆发的特征。

矮新星属于短周期密近双星系统,其周期频数图显示出两个奇特的现象:轨道周期空缺和最短轨道周期截止。Warner 等人^[12]对激变变星的轨道周期进行研究过程中注意到:在轨道周期处于 2.2 ~ 2.8 h 范围之内几乎没有激变变星被发现且这种状况持续了 12 年左右,“轨道周期空缺”一词开始出现在激变变星领域。随着观测技术的发展,截至目前,在空缺内发现了一些矮新星,但从整体情况来看,空缺内的矮新星数量还是远远少于其他周期的数量,因此轨道周期空缺确实存在。除周期空缺现象外,在周期频数图中还存在另外一个显著的现象:整个周期分布在 80 min 处突然停止,而没有出现目前演化理论预言的渐变过程。轨道周期空缺和最短轨道周期截止是激变变星领域的难题。

对矮新星的掩食研究可以得到非常多的信息,如对食极小时刻的变化进行研究可以获得系统周期的变化,进而对我们研究系统的动力学演化和许多复杂物理过程提供了新的方法,

此外周期变化研究还是探测褐矮星和地外行星的重要手段。不仅如此,对食光变曲线进行细致分析,可以获得系统的各成分亮度和几何位型、爆发行为以及高低态的变化等重要信息。

本文第 2 章将介绍吸积盘的形成过程及基本特征;第 3 章介绍各亚型的特征和爆发;第 4 章将介绍轨道周期变化研究和光变曲线研究的方法;第 5 章进行简单的总结与展望。

2 矮新星中吸积盘的形成

在矮新星系统中吸积盘是一个极重要的组成部分。矮新星是由一颗充满洛希瓣的晚型矮星次星和一颗白矮星主星组成的半相接密近双星系统。从次星内拉格朗日点溢出的物质由于白矮星的引力作用流向白矮星,由于物质流相对于白矮星存在角动量,且对于给定的角动量,环形轨道具有最小的能量,通过耗散将形成一个气流环,如图 1 所示。假设一个环形轨道与主星 M 的距离是 R ,那么其开普勒速度:

$$V_K(R) = \sqrt{\frac{GM}{R}} \quad (1)$$

在能量继续耗散的过程中,如果气流保持角动量守恒,则环的半径 r_{circ} 由下式给出^[1]:

$$r_{\text{circ}} V_K(r_{\text{circ}}) \approx \frac{2\pi}{P_{\text{orb}}} R_{\text{L1}}^2 \quad (2)$$

其中, R_{L1} 为内拉格朗日点到质心的距离。结合 Plavec^[14] 给出的洛希瓣半径公式得:

$$\frac{r_{\text{circ}}}{a} = (1+q) \left(\frac{R_{\text{L1}}}{a} \right)^4 \approx (1+q) (0.5 - 0.227 \lg q)^4 \quad (3)$$

更精确的计算公式^[15]:

$$\frac{r_{\text{circ}}}{a} = 0.0859q^{-0.426} \quad 0.05 \leq q < 1 \quad (4)$$

精确到百分之一^[16]。如果气流在洛希瓣上的速度(初始速度)为 0,那么气流将没有足够的能量穿过主星洛希瓣,因此气流一直处于主星洛希瓣内。气流进入主星洛希瓣后最靠近主星中心距离为 r_{min} ,近似公式可以从 Lubow 等人^[17] 的流迹计算给出:

$$\frac{r_{\text{min}}}{a} = 0.0488q^{-0.464} \quad 0.05 \leq q < 1 \quad (5)$$

由式(4)和式(5)可得:

$$r_{\text{circ}} \approx 1.75r_{\text{min}} \quad (6)$$

如果角动量一直守恒,那么物质将堆积在环上而不扩散,也不会吸积到白矮星上。形成的气体环在半径方向有一定的延展,并且内外流动的速度是不一样的。对式(1)进行微分可

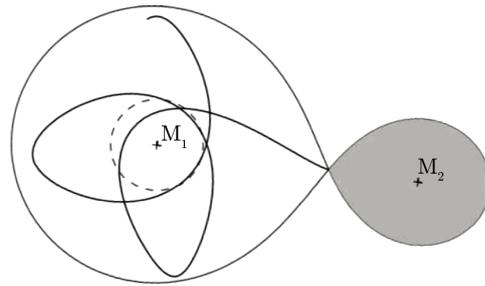


图 1 物质流进入白矮星洛希瓣的轨迹^[13]
白矮星洛希瓣表面是物质流能到达的最远距离;虚线圆圈表示最终形成的环的大小和位置。 M_1 、 M_2 分别表示主星和次星。

得剪切速度:

$$\Delta V = \frac{d}{dR} \left(\sqrt{\frac{GM}{R}} \right) \Delta R = \frac{V}{2} \frac{\Delta R}{R} . \quad (7)$$

由于粘滞剪切, 各层之间不断摩擦耗散, 导致气体环分别向内和向外蔓延, 最终形成吸积盘。

吸积盘形成后, 将使矮新星的结构变得非常复杂, 如图 2 所示为矮新星结构图。首先, 吸积盘靠外的部分会受到次星的引力作用而被扭曲, 所以吸积盘并不是一个规则的对称盘。物质流以超音速流向吸积盘, 并且与吸积盘的外边缘发生碰撞产生一个冲击加热区, 即热斑。该区域在光学波段可能与矮新星的其他成分加起来 (主星、次星和吸积盘) 辐射的能量一样多或更多^[1]。通常情况下, 热斑的位置是流迹与吸积盘外边缘的交叉点, 可以通过掩食观测进行推导。当然, 许多研究结果显示, 热斑的绝对位置是不确定的, 热斑在几周内可能相对稳定, 也可能在 1 h 的时标内发生显著移动^[18-20]。此外, 有结果表明, 由于冲击而产生的湍流将使热斑位置和结构发生快速变化, 这被认为是 U Gem 中闪烁的来源^[21]。物质流与吸积盘的相互作用非常复杂, 如果冲击区是光学厚, 那么撞击产生的能量无法快速辐射, 这将可能使物质流从吸积盘反弹而溅出洛希瓣。然而另外一些研究者如 Hessman 等人^[15] 和 Lubow 等人^[23] 认为, 物质流可能穿过吸积盘的边缘, 继续沿着原来的轨迹向前运动, 直到之后与吸积盘相遇, 产生第二个热斑。而 Bisikalo 等人^[24] 认为来自内拉格朗日点的物质流与吸积盘不会发生碰撞, 能量释放突然增加的区域是由于盘周围的晕和物质流的相互作用, 因此撞击区的位置应该在盘外面, 这将导致冲击区是一个非常延展的区域, 即一条很热的带状区域而不是热斑。

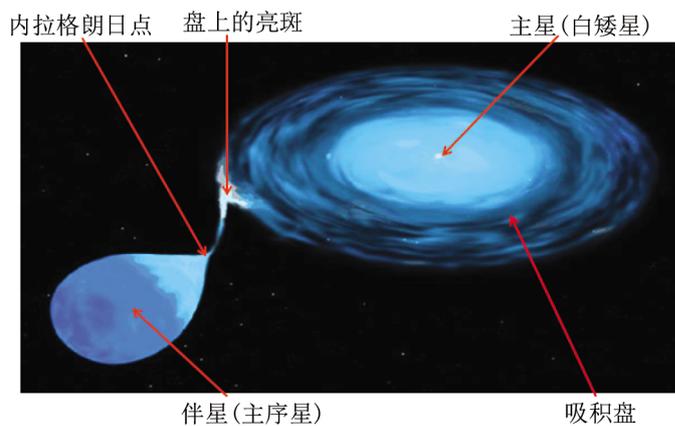


图 2 矮新星结构图

3 矮新星的分类及爆发特征

根据观测到的不同的爆发光变曲线形态, 将矮新星分为 5 个次型: U Gem、Z Cam、SU

UMa、WZ Sge 和 SS Cyg。与新星爆发相比,矮新星的爆发是不剧烈的,典型的爆发光变振幅为 $2 \sim 5$ mag,极少数可以达到 8 mag (例如, WZ Sge)。根据矮新星的定义可知矮新星的爆发非常频繁,爆发间隔从十几天至数十年,每一个目标都处于某一个特定的时标范围。正常爆发的持续时间约为 $2 \sim 20$ d,与爆发间隔有关。实际研究中,我们一般认为矮新星只有 3 种次型: (1) U Gem 型,我们将 SS Cyg 型也纳入 U Gem 范围,因为它们或多或少都展现出准周期的规则爆发。U Gem 型每次爆发的幅度几乎一样,而 SS Cyg 型则展现出规则的宽窄交替爆发。(2) Z Cam 型,爆发异常频繁,且在某一次爆发下降过程中突然出现亮度停滞,停滞的时间一般都非常长,几十天甚至数十年。对 Z Cam 来说,停滞大约出现在爆发最大值下降约 0.7 mag 处。(3) SU UMa 型,有两种截然不同的爆发——持续时间为几天的正常爆发和持续时间为两周左右的超级爆发。两次超级爆发之间的时间间隔称为超级循环。WZ Sge 爆发不频繁,但爆发振幅非常大,约为 $6 \sim 8$ mag,现在认为它是 SU UMa 型的一个极端例子。目前还发现一些其他 SU UMa 型的极端亚型如 RZ LMi 或 ER UMa,它们展现出极短的超级爆发循环。SU UMa 型超级爆发比正常爆发亮 0.7 mag 左右,持续时间是正常爆发持续时间的 5 倍左右。一般认为超级爆发是由正常爆发所触发,在光变曲线上表现为超级爆发到达最大值之前有一个很短的停顿,超级爆发总是伴随着超级驼峰(超级驼峰的形状类似于宁静态时的轨道驼峰,但光度是轨道驼峰的 100 倍左右)的存在。超级驼峰的光变周期也比轨道周期长。图 3 为几种亚型的爆发曲线。

为了解释矮新星的爆发现象,在 20 世纪 70 年代,诞生了两个截然不同的爆发模型:第一个是由 Bath 等人在 1973 年提出的物质转移不稳定模型 (MTI)^[25],该模型认为来自于次星的物质转移率是不稳定的,白矮星的吸积率也相应地变化,物质转移率的突然剧增导致矮新星爆发;第二个模型是 Osaki 在 1974 年提出的吸积盘不稳定模型 (DI)^[26],该模型则认为来自次星的物质转移率是恒定的,由于吸积盘的不稳定性,导致盘在爆发态和宁静态之间来回切换。宁静态是吸积的物质在盘上堆积,当其达到临界值时,盘变得不稳定,物质突然吸积到白矮星上,从而导致爆发行为。这两种模型在 20 世纪 70 年代引起广泛的争论。然而,1980 年 Osaki 发现,当盘的温度达到 10^4 K 左右时,氢由电离态变为中性态,盘变为热不稳定吸积盘。DI 模型目前已经获得观测证据的支持,因而为广大的理论工作者所接受,至少对 U Gem 型可以很好地解释^[27]。MTI 模型无法得到满意的拟合结果,其主要原因首先是矮新星系统中物质转移率较低,即使在矮新星爆发时也未显示出高物质转移率特征;其次,没有证据显示爆发前或爆发过程中物质转移率增加而使热斑的光度发生变化;再次,低质量 X 射线双星在相同的质量范围内和演化状态内也存在来自次星的物质转移,但没有显示出类似矮新星的爆发;最后,磁激变变星没有吸积盘,没有显示矮新星爆发。

图 4 为非磁激变变星在 DI 模型下,不同的亚型在周期-物质转移率图中的区域分布图^[27]。图 4 中根据吸积盘的两种内禀不稳定性(热不稳定和潮汐不稳定)的不同组合,分成 4 个最基本的区域。“NL”代表类新星,它是热稳定,潮汐也稳定;“UG”表示 U Gem 型,因为它有准周期的爆发行为,吸积盘是热不稳定,但潮汐是稳定的;而“ZC”代表 Z Cam 型,有亮度停滞现象,它恰好落在热稳定类新星和热不稳定 U Gem 型星的边界上;“PS”代表永久超级驼峰系统,该系统是热稳定,潮汐不稳定;“SU”表示 SU UMa 型,既有超级爆发,又伴

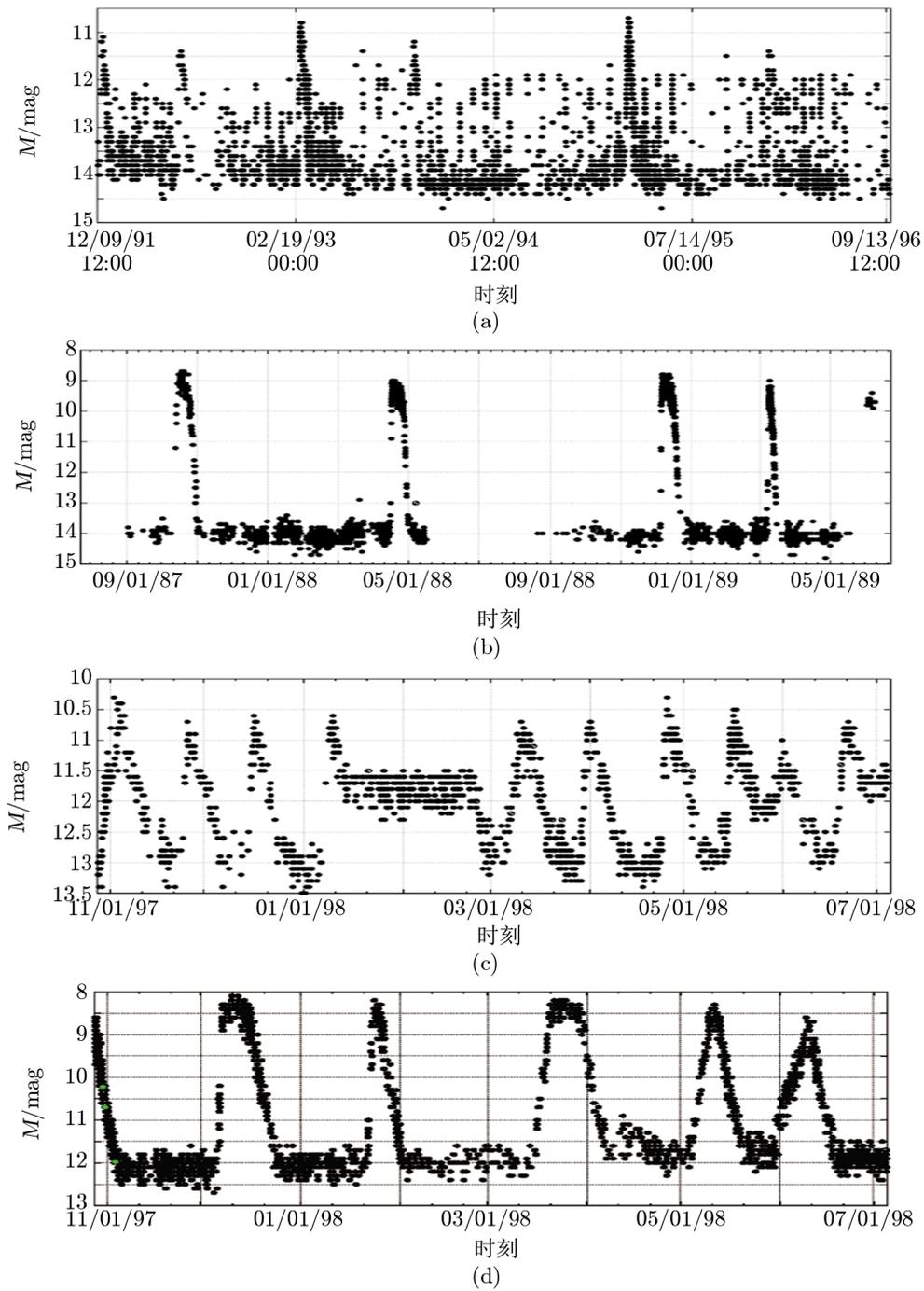


图 3 不同矮新星亚型的爆发曲线

几种不同矮新星次型的爆发特征曲线: (a) 为 SU UMa 型的长期观测结果, 显示正常爆发和超级爆发; (b) U Gem 型的爆发曲线, 显示较为规则的爆发, 每次爆发幅度相当; (c) 是 Z Cam 型的长期观测曲线, 图中显示出某一次爆发下降过程中出现亮度停滞现象; (d) 为 SS Cyg 的观测结果, 结果显示为宽窄交替爆发的特征。图片来源: <http://www.aavso.org/>。

随超级驼峰, 因此它是热不稳定, 潮汐也不稳定; “ER” 和 “WZ” 则是极端的 SU UMa 型。

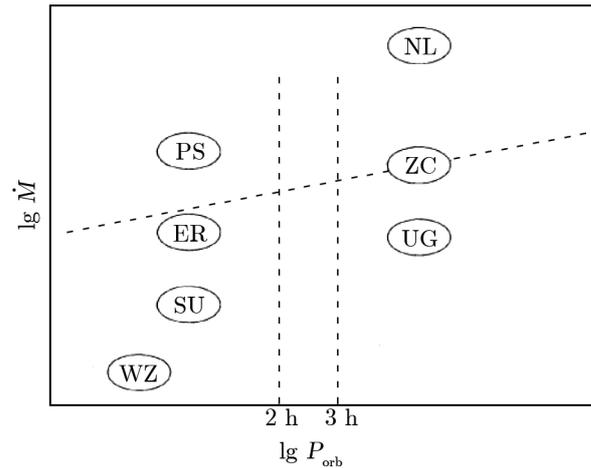


图 4 非磁激变变星在 DI 爆发模型下的周期-物质转移率分布图^[27]

垂直的虚线之间显示激变变星的轨道周期空缺; 斜虚线表示吸积盘的热稳定和热不稳定分界线。

吸积盘的热不稳定是以吸积盘的双稳态特征为前提, 当盘的温度约 10^4 K 左右时, 氢由电离态变为中性态, 这个过程通常称为热不稳定或热限循环不稳定。热限循环不稳定中非常重要的特性是盘的粘度, 吸积盘作为物质贡献星和白矮星之间的物质传递通道, 通过吸积盘的物质转移率为 \dot{M}_d 。它不等于来自于次星物质转移率 \dot{M} , 如果 $\dot{M}_d < \dot{M}$, 则物质继续在盘上积累; 如果 $\dot{M}_d > \dot{M}$, 物质将从盘上抽离。对于给定的半径和 \dot{M}_d , 从吸积盘的垂向结构计算可以获得盘的面密度 Σ 。而吸积盘的垂向结构主要依赖于能量运输的方式是辐射占主导还是对流运输占主导。在 10^4 K 附近, 两种运输机制都是可能的, 对于较低的 \dot{M}_d , 对流运输是重要的; 对于较高的 \dot{M}_d , 辐射是重要的。对于给定的半径, 吸积盘保持热平衡将形成一个 S 形曲线, 如图 5 所示。不同的半径, 有两种触发爆发的方式, 一种是从内部触发向外蔓延, 另一种是从外面触发向内扩散。无论以何种方式触发, 形成的热激波都会将吸积盘从宁静态转变到爆发态, 而冷却激波则会使吸积盘恢复宁静态^[27-29]。

对于 SU UMa 型矮新星的爆发, 目前普遍认为其正常爆发与 U Gem 的爆发一样, 都由之前我们所讨论的热限循环不稳定模型所引起。但是对于 SU UMa 型的超级爆发现象, 历史上曾经提出过 3 个模型: 物质转移增加模型、热限循环模型和热潮汐不稳定模型。物质转移增加模型第一次由 Vogt 等人^[30] 在 1982 年提出, 他认为次星内拉格朗日点物质损失的突然增加推动了一个偏心环的产生, 如此可以解释超级驼峰现象; 该模型来源于 Bath 在 1973 年提出的解释矮新星正常爆发的 MTI 模型^[25]。第二个模型是基于 1983 年 Paradijs 等人^[31] 提出的观点, 即认为超级爆发不是 SU UMa 型的矮新星独有, 而是所有矮新星的一种普遍现象, 它们之间的不同仅仅在于爆发持续时间不同。Howell 等人^[32] 在 1995 年采用这个观点对 SU UMa 的超级爆发进行模拟, 但是截止目前, 对超级循环的细节计算和模拟还未出现。Osaki 等人^[28] 提出, 该次型的超级爆发也可以在 DI 模型的基本框架下得到解释, 但是在此特殊情

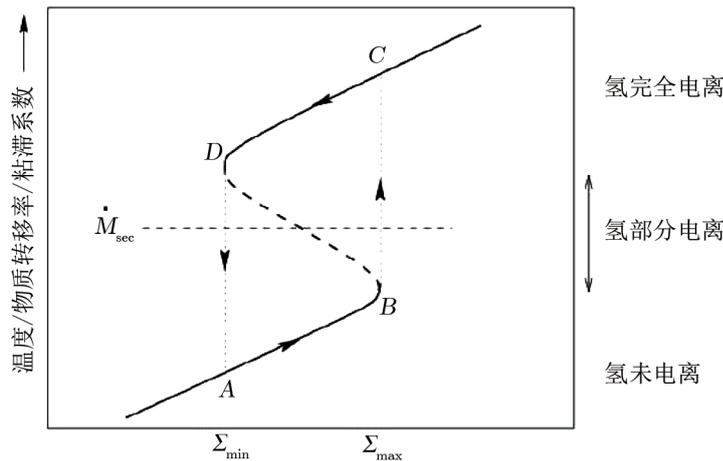


图 5 热限循环不稳定性原理图^[28]

点 A 处盘面密度最小，温度较低，因此氢未发生电离，吸积盘是光学薄；随着物质在盘上积累，面密度增加，温度随之上升，吸积盘的能量运输方式为对流运输，盘由光学薄变成光学厚；当盘面密度达到最大值时（点 B），热限循环开始，爆发被触发，温度急剧上升，循环迅速穿过氢部分电离区到达爆发最大点 C，此时氢完全电离，不透明度变大，能量运输方式变为辐射；能量被迅速辐射掉，温度降低，同时面密度也逐渐下降；到达点 D 时，面密度降到最低，氢离子开始重新组合变成中性氢，不透明度急剧减小，导致循环迅速穿过氢部分电离区回到点 A，系统恢复宁静态，至此，一次爆发循环结束。

况下，DI 模型应该是吸积盘两种内禀的不稳定性即热不稳定和潮汐不稳定性（由于次星的潮汐作用，使得吸积盘不对称且产生进动）的恰当组合，因此，SU UMa 型的 DI 模型在解释超级爆发时也被称为“热潮汐不稳定性”模型。SU UMa 的超级循环通过这个模型的方法可以得到合理的解释。热潮汐不稳定性模型的基础是盘不稳定性模型，即物质转移率是恒定的，所有的爆发活动都是由吸积盘的内禀不稳定性引起。在此模型中，正常爆发和超级爆发都是由吸积盘的热不稳定性导致的。在超级循环早期，盘是致密的，热不稳定性产生准周期的吸积，因此可以观测到正常爆发，而每次正常爆发吸积的物质总是比宁静态期间获取的物质少，吸积盘的物质和角动量都不断增加；随着每一次的正常爆发，吸积盘的半径不断变大，直到超过 3:1 共振的临界半径，最终正常爆发引起潮汐不稳定性，生成一个偏心进动盘，此时可以观测到超级驼峰；偏心进动盘增加了潮汐扭矩，超级爆发出现；超级爆发结束后，吸积盘恢复初始时的致密态。整个过程如图 6 所示。

之前提到，Z Cam 型的最大特点是所谓“亮度停滞”现象。对于不同的星，停滞时间有很大的不同，同一颗星，停滞持续的时间范围也可能从几星期到几年。在吸积盘不稳定性模型刚开始提出时，Osaki 等人^[26]认为 Z Cam 是一颗相对稳定的星，且白矮星从盘上吸积物质而导致停滞。Smak 等人^[34]则指出，Z Cam 在吸积盘半径-质量转移率关系图中恰好落在热稳定类新星和热不稳定性矮新星的边界线上。以热限循环不稳定性模型为基础，Meyer 和 Hofmeister^[35]认为 Z Cam 的物质转移率恰好在临界物质转移率之下，稳定停滞期间的物质转移率比爆发循环期间要高一些。这些研究者认为，由于吸积光度导致的次星表面辐射效应可能引起来自次星的物质转移率变化，有时高于临界值，有时低于临界值。然而，该机制最大

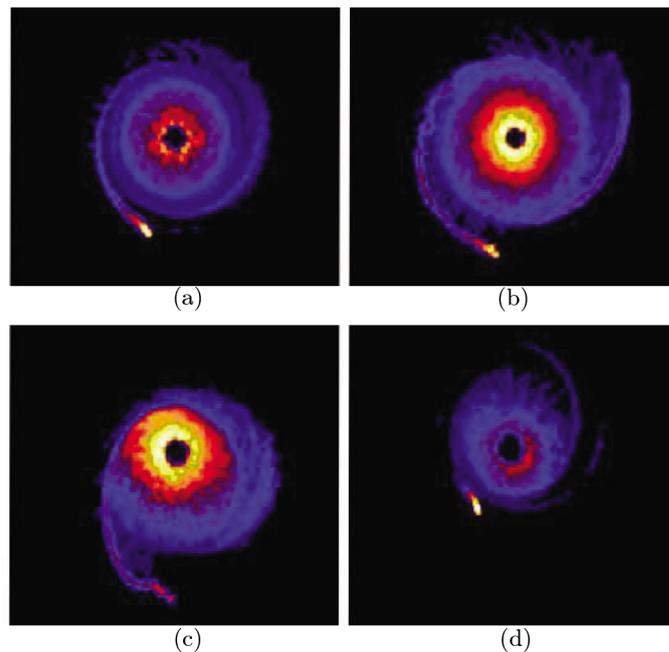


图 6 SU UMa 型超级爆发从开始到恢复宁静态的过程模拟图^[33]

超级爆发被正常爆发所触发。(a) 表示系统开始一次正常爆发; (b) 表示随着吸积盘半径变大, 爆发规模变大; (c) 当半径超过 3:1 共振半径时, 引发潮汐不稳定性, 吸积盘变成一个偏心进动盘, 此时观测上伴随着超级驼峰, 偏心进动盘使潮汐扭矩增加, 此时出现超级爆发; (d) 表示爆发结束后, 系统恢复宁静态。

的问题在于物质转移率变化的时标量级是值得怀疑的, 并且两个状态之间的转换无法证实, 也没有得到观测上的支持。King 等人^[72] 提出了一个黑子模型进行解释, 他认为次星内拉格朗日点附近的黑子数量和大小将改变物质转移率, 如果黑子较多或较大, 将会阻碍物质转移, 进而导致亮度停滞; 该模型对 Z Cam 的亮度停滞解释得很好。

4 轨道周期分布和变化分析

4.1 轨道周期空缺与最短轨道周期截止

通过对激变变星进行长期观测, 人们积累了大量有关其轨道周期的数据并发现很多现象。1976 年, 学者们首次注意到, 在激变双星轨道周期分布频数图中有一个奇特的现象: 在轨道周期处于 2.2 ~ 2.8 h 之间几乎没有激变变星存在, 尤其是在 12 年后再进行周期统计得到了几乎一样的结论。这使得人们开始关注这个棘手的问题: 为什么几乎没有轨道周期处于 2.2 ~ 2.8 h 之间的激变变星? 虽然近年来发现了一些磁激变变星和新星的轨道周期处于空缺内, 但从整体统计来看, 空缺内的激变双星数目仍然显著少于其他轨道周期范围的数量。矮新星是激变变星的亚型, 因此矮新星的周期分布应该也存在轨道周期空缺。我们搜集了变星总表 (GCVS)、SDSS 在线数据、激变变星总表 7.19 版以及 Szkody、Ritter 等人持续发表的

数据^[37-46], 得到 714 颗矮新星样本和它们的参数, 获得如下轨道周期分布图 (如图 7 所示); 此外, 我们把其中的掩食系统也进行统计, 得到食矮新星的周期频数图; 进行比较发现食矮新星的周期分布图和整体样本周期分布图大体一致。

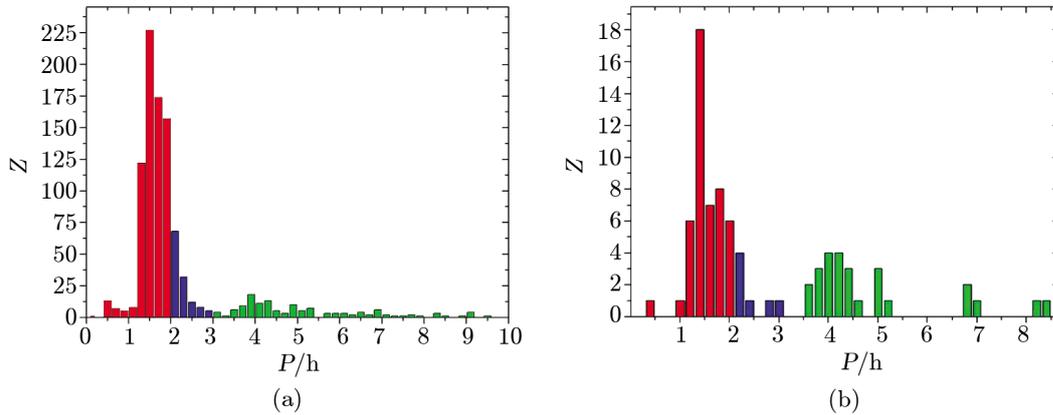


图 7 最新矮新星周期频数图

(a) 表示我们通过最新统计得到的 714 颗矮新星的周期分布; (b) 表示其中 80 颗掩食矮新星的周期频数图。红色表示周期空缺之下的星, 蓝色表示处于周期空缺内的星, 绿色表示周期空缺之上的星。两图具有大体一致的分布。

为了解释轨道周期空缺, 研究者们提出了很多假设和模型, 基本出发点都是激变变星的演化。其中一种假设认为在周期空缺附近的激变变星演化非常快, 从而使其快速穿过周期空缺, 但没有获得任何的观测证据支持。Rappaport 等人^[47]提出, 空缺可能是由于观测上的选择效应, 即亮的星容易观测到而暗弱的星不容易观测到; 这种解释貌似是合理的, 但是无法进行深入的定量分析。激变变星演化的标准化模型最初被提出的动机就是为了解释轨道周期空缺^[48]。标准化模型认为周期空缺之上的物质转移主要来自次星的磁星风引起的角动量损失推动。产生轨道周期空缺的原因是主导系统角动量损失的机制发生变化, 在 $P_{\text{orb}} \approx 3 \text{ h}$ 附近, 次星由一颗有辐射核的星变成全对流星 ($M_2 \approx 0.2 \sim 0.3 M_{\odot}$), 这种变化使得磁滞突然中断, 因此导致角动量损失突然减少, 进一步使次星的物质损失率骤降; 由于物质损失率的突然下降, 使得次星收缩以靠近它的热平衡半径, 这个过程的结果是次星离开洛希瓣; 此时演化进入空缺, 激变变星成为分离系统。在分离期间, 由于引力辐射引起角动量损失, 所以双星轨道和洛希瓣持续收缩; 然而, 次星的热弛豫比洛希瓣收缩快, 故次星回到它的热平衡半径。但演化到达空缺下边缘附近时, 洛希瓣的半径再次与热平衡半径重合, 此时物质转移重新开始, 系统恢复激变变星身份。之后向轨道周期空缺之下演化, 角动量损失仅由引力辐射单独推动。

在轨道周期分布图中还有一个非常显著的特征: 整个分布在大约 80 min 处戛然而止, 而在目前的演化理论预言中应该出现一个渐变过程。最短轨道周期截止也与次星的结构变化有关联。最短轨道周期 P_{min} 标志着次星从一颗恒星变为一颗亚恒星天体 (如褐矮星), 这意味着在最短周期处 $M_2 \approx 0.07 M_{\odot}$, 氢不再燃烧; 由于质量损失, 褐矮星半径变大, 这种转变必然引起轨道周期演化方向发生变化; 系统的周期开始朝增加的方向演化, 通常将这种现象称

为“周期反弹”^[48, 49]。既然次星的特性对激变变星的演化如此重要, 那么我们对次星进行分析是必要的。由次星洛希瓣半径^[50]:

$$\frac{R_L}{a} = \frac{2}{3^{4/3}} \left[\frac{q}{1+q} \right]^{1/3}, \quad (8)$$

以及开普勒第三定律:

$$P_{\text{orb}}^2 = \frac{4\pi^2 a^3}{G(M_1 + M_2)}, \quad (9)$$

对于充满洛希瓣的星, $R_2 = R_L$, 则由式 (8)、(9) 得到周期-密度关系:

$$\langle \rho_2 \rangle = \frac{M_2}{(4\pi/3)R_2^3} \approx 100G^{-1}P_{\text{orb}}^{-2}. \quad (10)$$

矮新星的次星是一颗低质量主序星, 那么它的质量-半径关系近似为^[51]:

$$R_2/R_\odot = f(M_2/M_\odot)^\alpha \quad f \approx \alpha \approx 1. \quad (11)$$

由式 (10)、(11) 可以得到矮新星次星的质量-周期关系以及半径-周期关系:

$$M_2/M_\odot = R_2/R_\odot \approx 0.1P_{\text{orb,hr}}. \quad (12)$$

因此, 我们计算出 2 ~ 3 h 的轨道周期空缺对应的次星质量范围是 0.2 ~ 0.3 M_\odot , 而在这个质量范围矮新星的次星正好从部分辐射向全对流转变, 这恰好能够解释在轨道周期上边缘处磁滞的停止。从以上对周期空缺和最短轨道周期截止的讨论中可知, 在轨道周期空缺内的星不存在物质转移, 那么刚刚到达周期空缺上边缘时的次星质量应该与刚好到达空缺下边缘的次星质量相等, 因此由式 (10) 可以得到周期空缺上边缘临界点的次星半径约等于空缺下边缘的次星半径的 1.3 倍, 我们已经知道空缺下边缘的次星处于平衡态, 所以周期空缺上边缘的次星必须比等质量的孤立主序星半径大 30%。而在最短轨道周期截止处次星质量应该等于氢燃烧的极限质量 ($M_2 = M_H \simeq 0.07 M_\odot$)。Knigge^[48]对标准化模型进行了很好的修正, 如图 8 所示为标准化模型和修正后的模型对质量-周期关系和质量-半径关系的拟合结果。从图中可以清楚地看到, 在 0.2 M_\odot 处明显地将长周期系统和短周期系统分离开来, 且发现有以褐矮星作为次星的激变变星存在。

对矮新星来说, 除了轨道周期空缺和最短轨道周期截止现象之外, 矮新星次型的分布有如下特点: 大部分 SU UMa 型矮新星的轨道周期都处于轨道周期空缺之下, 只有极少数处于空缺下边缘; 而目前知道的所有 U Gem 型和 Z Cam 型都处于周期空缺之上。这也意味着不同矮新星亚型与演化存在着某种联系。

标准化模型似乎能够对轨道周期空缺和最短周期截止进行解释, 然而越来越多的观测证据已经对标准化模型提出了挑战。其中, 非相互作用的小质量全对流星 (甚至是褐矮星) 也可以产生很强的磁场, 可能经历由于磁滞而使自转变慢的过程^[52-56]。在下一节我们将会介绍小质量全对流星的磁滞问题以及对轨道周期变化的影响。

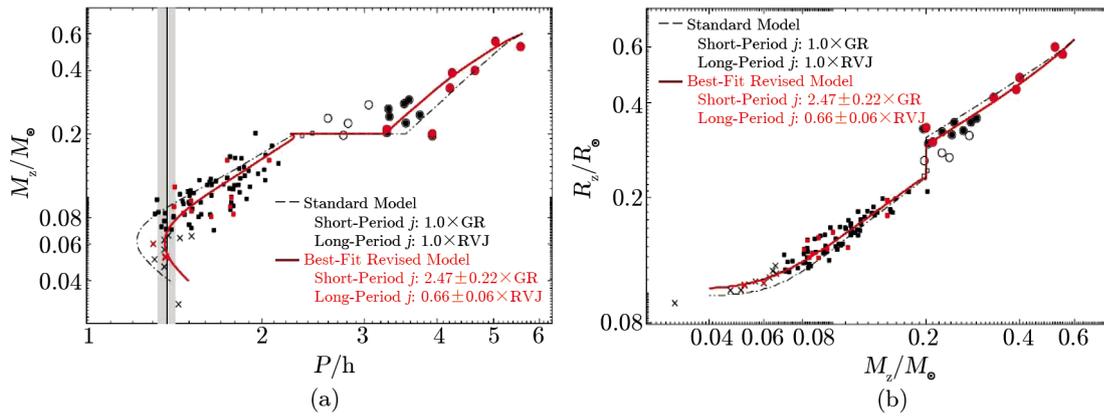


图 8 质量-周期关系 (图 (a)) 及半径-质量关系 (图 (b))

激变变星的次星观测性质的自洽模型拟合^[48]。黑色虚线表示标准化模型拟合, 红色实线表示修正后的模型拟合结果; 红色方框和黑色方框表示短周期系统, 红色实心圆和黑色实心圆都表示长周期系统, 空心圆表示轨道周期空缺内的系统, 十字叉表示周期反弹候选体。

4.2 轨道周期变化研究

在双星系统中, 周期的观测是非常准确的。如果能够对目标进行长时间的观测, 我们就可以研究其轨道周期的长期变化。轨道周期变化最常用的研究方法是 $O-C$ 分析, 即根据前人给出的初始极小时刻和轨道周期, 初始极小时刻定为第 0 圈, 那么我们可以计算之后每一圈对应的极小时刻 (C), 再与对应圈数的观测值 (O) 进行比较, 之间的差别即可表示轨道周期的变化。经过长期精确的数据积累, 将 $O-C$ 值与对应圈数 E 的关系画在图上并进行细致分析, 可以挖掘出系统的动力学演化和其他复杂的物理过程。周期变化的形式多样, 如: 长期增加或减小、严格周期变化、准周期变化、跳变和不规则变化等, 但通常情况下是几种变化叠加。导致周期出现多种多样的变化的物理原因主要有: 星风损失、角动量损失、物质交流、拱线运动、第三天体和磁活动等。

在食矮新星系统中, 周期变化方面的研究尚处于初级阶段。早期的一些 $O-C$ 分析, 一方面由于数据精度不高, 另一方面由于积累的数据较少, 都没有给出比较有说服力的结果。最近的一些研究除了关注轨道周期的长期变化之外, 还开始关注周期性振荡。Dai 等人^[57] 对一颗 SU UMa 型矮新星 Z Cha 进行轨道周期变化分析, 对 $O-C$ 图的分析过程中分别使用分段拟合和整段拟合, 如图 9 所示, 两种拟合基本上是重合的; 该工作很好地证明了 Z Cha 的 $O-C$ 图确实存在一个 32.57 a 的严格周期性振荡成分。Baptista 等人^[58] 等认为该周期振荡是由磁活动引起的, 但 Dai^[57] 的工作证明该成分是严格周期变化而不是磁活动所要求的准周期变化。为了进一步证实该振荡不是由磁活动引起, 他们还计算了磁活动能提供的总能量和 $O-C$ 图中周期性振荡所需的能量, 发现伴星在整个振荡周期内辐射的总能量也远远不足以提供 $O-C$ 图周期性振荡所需的能量。而严格周期振荡最合理的解释是第三天体的光时轨道效应 (双星系统中存在第三天体而对系统本身产生摄动, 导致到达地球观测者的光出现延迟或提前), 通过计算发现该第三天体是一颗褐矮星。除此之外, 他们还对外另外一颗矮新星

V2051 Oph 进行 $O-C$ 分析^[59], 如图 9 所示。对周期减小成分, 分别考虑了物质转移、引力辐射和磁滞引起的周期变化, 并讨论了阿尔芬半径和星风物质损失率; 而对去除二次成分之后的周期性变化的分析方法和 Z Cha 类似, 最终计算出第三天体最大的可能是一颗类木巨星。因此, 激变变星的光时效应分析很可能是我们搜寻褐矮星和地外行星的新手段, 且通过这种方法搜寻到的褐矮星和行星可以得到较准确的参数, 可为进一步研究提供丰富的信息。

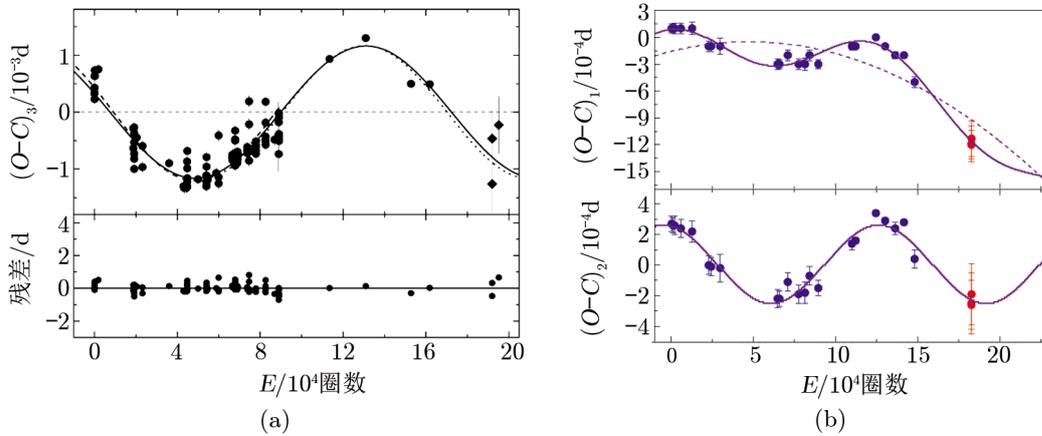


图 9 矮新星 Z Cha 和 V2051 Oph 的 $O-C$ 图^[57, 59]

(a) 矮新星 Z Cha 的 $O-C$ 图 (已去除一次项成分), 分别使用了整体拟合和分段拟合, 底部为整体拟合残差; (b) 矮新星 V2051 Oph 的 $O-C$ 图, 上部分表示周期振荡与抛物线的叠加, 下部分表示去除二次成分后的周期振荡变化, 为纯粹的正弦拟合曲线。

如果根据激变变星的标准化模型假设, 戴智斌等人^[59]对 V2051 Oph 的轨道周期减小成分的研究是有问题的。V2051 Oph 的轨道周期为 90 min, 位于轨道周期空缺之下, 根据标准化模型, 在轨道周期空缺之下角动量损失由引力辐射主导, 但通过计算发现, 引力辐射和物质转移引起的周期变化无法解释观测到的周期减小。Knigge^[48]从次星特性和演化的角度对激变变星进行研究, 提出新的观点; 他们认为即使是小质量的全对流恒星, 也可能产生很强的磁场, 这个观点也得到许多观测证据支持^[52-56, 60-65], 并对目前的标准化模型提出了较大的挑战; 不仅如此, Knigge^[48]还总结了各种磁滞模型, 并进行比较 (见图 10), 这为如何选择适合的磁滞模型和角动量损失机制提供了较好的参考和依据。

5 食光变曲线与高低态变化

5.1 食矮新星的光变曲线

食现象在天文历史上曾有很多记载, 比如日食、月食等现象。而对于两颗恒星组成的双星系统, 当双星系统轨道倾角大于某个临界值时, 两子星相互绕转产生彼此遮掩, 即双星的掩食。食是我们探知双星系统内部各种物理结构和几何位形的重要手段。对于矮新星, 由于它本身是一个多成分的复杂系统, 内部包含奇特的物理结构和复杂的物理过程, 因此矮新星

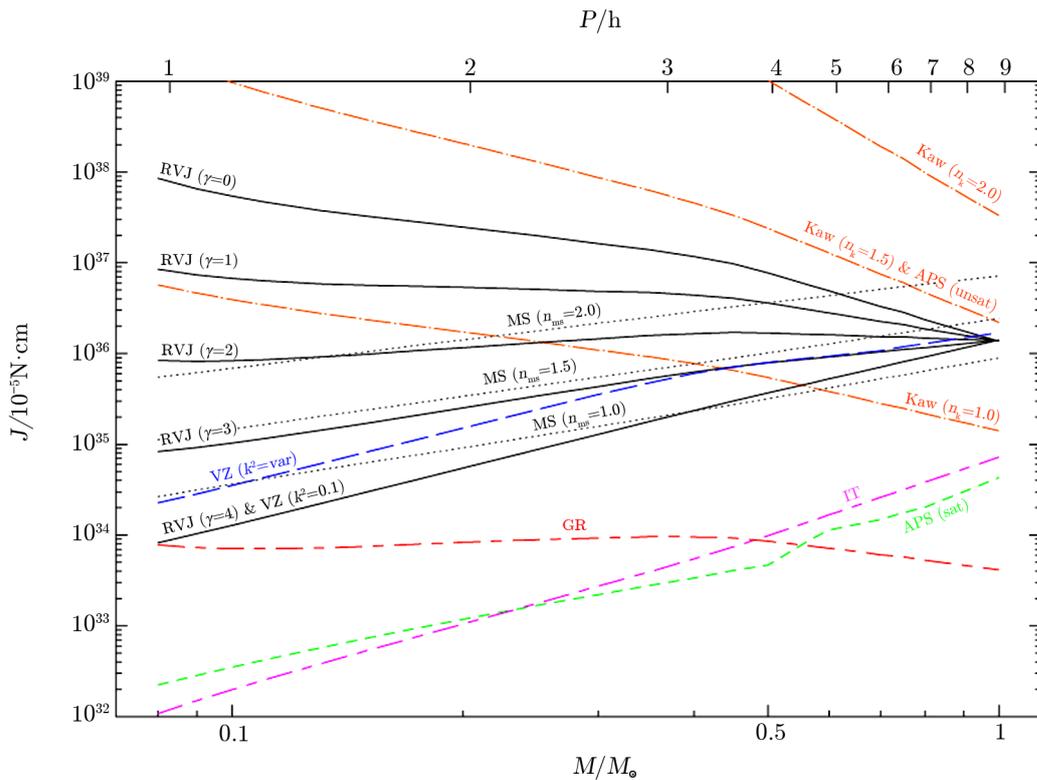


图 10 不同次星质量和轨道周期对应的角动量损失机制比较^[48]

所有角动量损失率的计算都假设主星质量为 0.75 太阳质量，其中，“GR”表示引力辐射引起的角动量损失，“VZ”表示 Verbunt 等人的磁滞模型中磁滞引起的角动量损失，“MS”表示 Mestel 等人的磁滞模型中磁滞引起的角动量损失，“RVJ”表示 Rappaport 等人的磁滞模型中磁滞引起的角动量损失，“Kaw”表示 Kawaler 等人的磁滞模型，“IT”则是 Ivanova 等人的磁滞模型。图中可以明显看到 Rappaport 等人的模型无论是现状还是强度都具有较大的可控性。图中各种符号代表的模型的具体内容可以参看文献[48]中的附录 A。

的掩食分析对研究密近双星演化有重要价值。此外，复杂系统中所包含的吸积结构（如吸积盘和吸积柱）也是非常有意义的研究对象。

掩食提供了很好的机会来探知矮新星中各种亮度变化成分的相对亮度和几何位置。系统中所有的光变成分都叠加于其光变曲线上。与传统的食双星系统不同的是，矮新星的光变曲线除了有白矮星主星和晚型矮星次星的相互掩食之外，还叠加有闪烁、爆发和吸积盘的亮度变化等特征。一般来说，光变曲线上无法分辨出次极小，说明矮新星的次星是较冷的星，图 11 为矮新星 OY Car 的主食轮廓。由于系统的光变曲线是由多光源所贡献，我们可能把各个成分的掩食分离开来^[66, 67]。如图 11 (a) 所示，按照不同光源掩食的先后顺序，分别是吸积盘、白矮星和热斑的掩食变化。当然，在比较理想的情况下，我们可以完全分辨这些成分；但是在大多数情况下，由于时间分辨率的限制，以及系统的不同（具有不同的光源分布），则可能会出现掩食界限模糊不清的结果。单独看白矮星的情况：白矮星半径与充满洛希瓣的伴星相比很小，因此，其掩食应该产生平底，然而实际情况则是主食轮廓的入口和出口处变得平

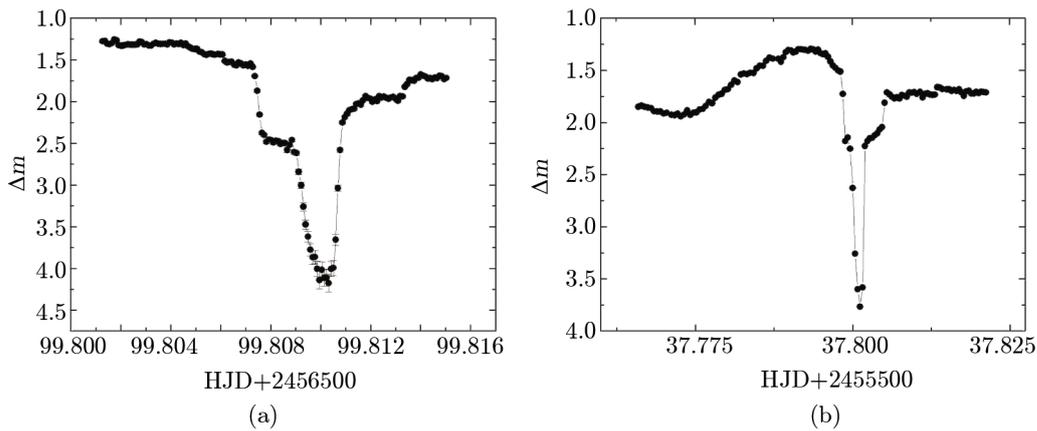


图 11 食矮新星 OY Car 的 N 波段光变曲线

(a) 为我们使用阿根廷的 2.15 m 望远镜在 2013 年 11 月 3 日观测的光变曲线; (b) 也来自阿根廷 2.15 m Jorge Sahade 望远镜 2010 年 12 月 7 日的观测结果。

缓, 极小时是尖锐的而不是平底; 其原因是由于有吸积盘的存在。在引言部分我们提到, 矮新星属于半相接的密近双星系统, 次星充满洛希瓣, 故物质转移应该是系统的一个普遍过程, 物质流与吸积盘的碰撞会产生高热高光度的热斑, 它是系统中一个重要的光源。在矮新星系统中, 热斑很可能是矮新星爆发的导火索; 且在宁静态时, 光变曲线中的轨道驼峰也是由热斑引起。目前对矮新星的研究中, 轨道驼峰的细节研究是一个热点问题 (如图 11 (b) 所示为矮新星 OY Car 的显著驼峰)。另外, 热斑还是一个重要闪烁源, 如图 12 (a) 所示为 U Gem 的掩食轮廓, 从图中可以看出热斑开始被掩前后的光变曲线变化, 掩食前有较活跃的闪变, 被掩之后光变曲线变光滑, 热斑出食之后, 闪烁又变得明显; 因此, 合理地认为热斑是系统中一个重要的闪烁源^[12]。短波观测显示, 光变曲线有巨大的轨道驼峰, 而长波观测则显示驼峰消失, 甚至主食轮廓也消失了, 整个光变曲线变成了正弦曲线^[87]。

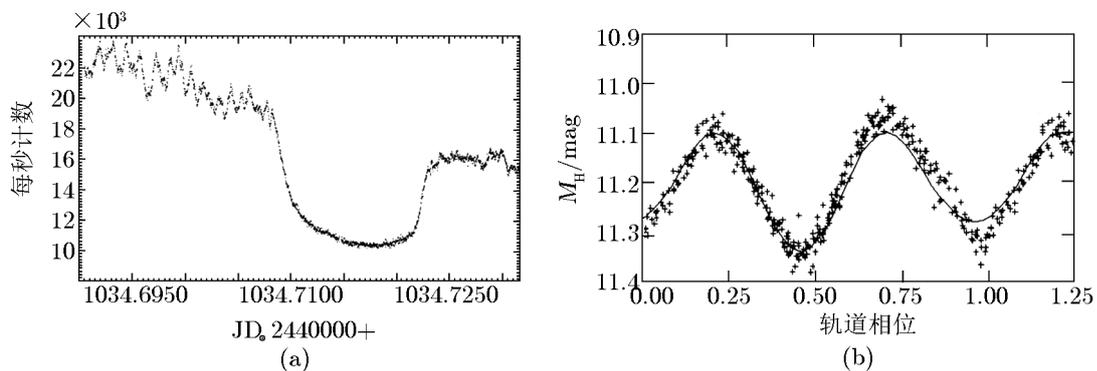


图 12 矮新星 U Gem 的光学波段^[12] (图 (a)) 和红外波段 (图 (b)) 光变曲线^[87]

影响掩食的一个最重要的参量之一是轨道倾角。轨道倾角主要影响光变曲线的形状和食

深, 当 $i = 90^\circ$ 时, 发生全食, 此时食深最深; 当 i 略小于 90° 时, 发生偏食, 食深变浅; 而当 i 变很小时, 不会发生掩食。在矮新星中, 我们可以通过判断掩食过程中各成分入食和出食的相位, 忽略次星形状被扭曲, 则得到一个近似结果^[3, 68-70]:

$$\sin^2 i \approx \frac{1 - [R_L(2)/a]^2}{\cos^2 2\pi\varphi_p}, \quad (13)$$

吸积盘的半径可以由它第一次和最后一次接触点相位给出^[3, 68-70]:

$$r_d/a = \tan 2\pi\varphi_d - \tan 2\pi\varphi_p, \quad (14)$$

其中 $\pm\varphi_p$ 分别是主星入食到一半和出食到一半的相位, $\pm\varphi_d$ 分别表示盘第一次和最后一次接触点的相位。矮新星的一个重要特点是具有频繁的爆发, 所以食矮新星爆发时的食光变曲线与宁静态有很大的不同。首先, 爆发时系统整体亮度变亮, 因此光变曲线整体上移; 其次, 爆发时的食深更深; 最后, 爆发时食光变曲线变得对称。从光变曲线的分析中我们还可以分析物质转移的特性, 例如矮新星中可能存在类似于磁激变变星的高低态变化。

我们可以从光变曲线中直观地获知: 轨道倾角影响食深, 两子星的光度比影响主次食的食深比, 两子星的相对半径和形状影响食的锐利程度, 绝对半径则影响食的持续时间等。此外还有比较复杂的关系隐藏在光变曲线之下, 如反射效应、引力昏暗效应、临边昏暗效应和各种恒星大气模型。这些物理过程可以帮助我们更好地研究和了解食光变曲线中蕴藏的极其丰富的信息, 甚至可以通过分析, 获知子星的更多细节, 如黑子、耀斑等。而对于矮新星来说, 食光变曲线可以提供如下线索: (1) 宁静态时, 热斑和白矮星贡献大部分的光, 因此两者的特征清晰可辨; 吸积盘的掩食很浅, 因为在宁静态吸积盘对总光度贡献很小。(2) 爆发时, 吸积盘是主要光源, 白矮星和热斑无法分辨, 因此光变曲线是近似对称的; 吸积盘的掩食既宽且深, 原因是爆发时吸积盘变大变亮。

对食矮新星的光变曲线进行分析是困难的, 因为综合光变曲线法中没有给出激变变星的模型, 因此我们无法用双星中的 WD 测光解轨程序进行分析。Horne 等人^[71] 提出所谓食图像 (EMM) 方法来描述激变变星中吸积盘的光度分布; 但此方法的局限太大, 例如平盘近似使得二维的吸积盘光度分布完全依赖于二维的光变曲线, 且吸积盘的垂向结构信息也无法获知。总之, 目前矮新星的食光变曲线分析尚无统一的模型。

5.2 罕见的矮新星高低态变化

在吸积系统中, 物质转移率的突然增加或减少导致系统出现高低态变化。激变变星的亚型中有非常明显的高低态变化的系统主要有两个^[72]: 磁激变变星和类新星。最具代表性的类新星是 VY Sculptoris。对于 VY Scl 型类新星和 AM Her 型磁激变变星来说, 高低态变化的时标大约是星期到年之间。然而, 矮新星宁静态时的高低态变化是极少见的^[73]。目前只有几颗矮新星被证实存在显著的高低态变化, 它们是:

(1) WW Cet。该星是一颗 Z Cam 型矮新星, 其光变曲线的绝对星等存在多级变化, 低态时比宁静态暗 2 mag ^[74]; Ringwald 等人^[75, 76] 等从之前的文献以及 RoboScope 观测的光变曲线, 证实了 WW Cet 宁静态时的星等 $M_V \approx 13.9$, 之后下降到 $M_V \approx 16.2$ 。与正常 VY Scl 型的高低态变化不同的是, WW Cet 在低态停留时间很短。

(2) WX Hyi. Bateson 等人^[77]研究发现 WX Hyi 正常爆发的振幅降低了约 1 mag, 在三个超级爆发循环内没有出现超级爆发, 宁静态时的亮度变暗约 2 mag。

(3) BZ UMa. Kaluzny 等人^[78]指出该源的星等变为 $M_V \approx 17.8$ mag, 比之前正常宁静态时暗约 2 mag。

(4) HT Cas. Wood 等人^[79]发现 HT Cas 的亮度比正常宁静态暗, 之后 Robertson 等人^[80]使用 1991 – 1995 年的光变曲线进行研究 (期间没有爆发, 认为它的物质转移率较低), 发现光变曲线显示了类似 VY Scl 的高低态变化, 高态 $M_V \approx 16.0$ 变为低态 $M_V \approx 17.8$ 。

(5) OY Car. Vogt 等人^[81]对食矮新星 OY Car 进行分析时发现, 在宁静态时光极小有 1.48 ~ 2.47 mag 的变化, 并指出非爆发态时食深也有较大的变化。最近我们使用阿根廷的 2.15 m “JS” 望远镜对其进行监测, 积累了 2008—2013 年的数据, 发现 OY Car 存在振幅约 1.3 mag 的高低态变化, 将来我们会有专门的文章研究这个问题。

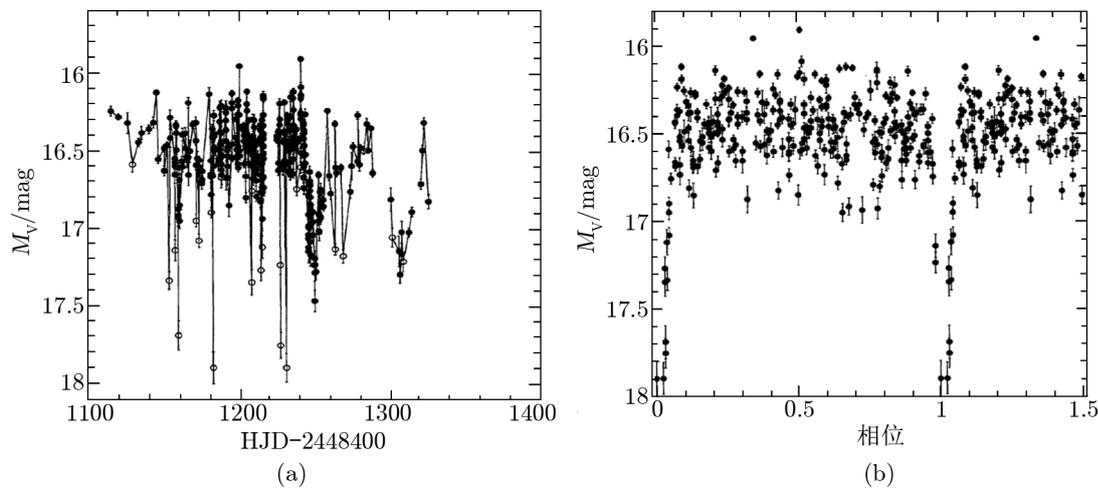


图 13 矮新星 HT Cas 的长期光变曲线^[80]

(a) HT Cas 从 1994 年至 1995 年的光变曲线, 空心圆圈表示主极小相位; (b) 是 (a) 中从 JD2449514 至 JD2449644 之间的数据, 显示 HT Cas 处于高态。

这些系统的亮度变化都是由吸积盘和物质转移率所控制。高低态变化是否为矮新星中的普遍现象, 直接影响物质转移变化的理论, 而物质转移率与次星的状态又存在着直接联系, 目前认为对矮新星高低态变化最好的解释是黑子模型^[72]。矮新星的次星一般都是全对流主序星或有很深的对流包层, 因此在表面很容易产生黑子, 黑子运动盖住了内拉格朗日点, 导致物质转移率下降。King^[72]等人对引起矮新星高低态变化的原因进行分析, 对物质转移模型和黑子模型进行了详细讨论, 此处不再展开。

6 总结与展望

矮新星的研究过程就如同其本身,在沉寂一段时间之后总会出现爆发性的进展。到 20 世纪 70 年代,由于技术的进步以及长期的观测积累,使得矮新星的爆发和演化研究上升到模型的高度,无论是理论还是实测都不断取得突破性的进展。到 1975 年,具有吸积盘和热斑的非磁激变双星系统模型被建立起来。第 2 章我们介绍了吸积盘的形成过程,并给出了矮新星的基本物理图像。矮新星最大的特点就是频繁的爆发现象,无论是爆发持续时间还是间隔都很短,因此容易进行观测资料的积累。虽然爆发光变曲线形态各异,但可以从形态上进行归类,根据爆发光变曲线的形态将矮新星分成了 3 种基本的次亚型: U Gem 型、Z Cam 型和 SU UMa 型,第 3 章我们分别介绍了它们各自的爆发特性以及两个主要的爆发模型——物质转移不稳定模型 (MTI) 和吸积盘热不稳定模型 (DI)。物质转移不稳定模型由于其多方面的限制和自身假设的缺陷,已经逐渐被吸积盘热不稳定模型所取代; DI 模型目前已为众多理论工作者和大量观测证据所支持。

轨道周期是双星系统中可以进行精确测量的物理量,所以对其进行分析是重要的。1976 年,激变双星中著名的轨道周期空缺和最短轨道周期截止现象被发现,为了解释它们,激变变星演化的标准化模型被提出。标准化模型认为,周期空缺之上的物质转移主要来自次星的磁星风引起的角动量损失推动。当到达 $P_{\text{orb}} \approx 3 \text{ h}$ 附近,次星由一颗有辐射核的星变成全对流星,这种变化使得磁滞突然中断,导致角动量损失突然减少,进一步使次星的物质损失率骤降;由于物质损失率的突然下降,使得次星收缩以靠近它的热平衡半径,这个过程的结果是次星离开洛希瓣;此时演化进入空缺,激变变星成为分离系统。在分离期间,由于引力辐射引起角动量损失,所以双星轨道和洛希瓣持续收缩;然而,因为次星的热弛豫比洛希瓣收缩快,故次星回到它的热平衡半径。当演化到达空缺下边缘附近时,洛希瓣的半径再次与热平衡半径重合,此时物质转移重新开始,系统恢复激变变星身份。演化到最短轨道周期附近时,次星从一颗恒星变为了一颗亚恒星天体(如褐矮星),由于质量损失,褐矮星半径变大,这种转变必然引起轨道周期沿增加的方向演化。标准化模型似乎能够解释轨道周期空缺和最短轨道周期截止现象,但是该理论目前正面临着严峻的挑战^[48]。对矮新星的周期变化研究主要是进行 $O-C$ 分析,此部分简要介绍了引起周期变化的可能原因,并举例进行说明。Dai 等人^[57, 59]对矮新星样本 Z Cha 和 V2051 Oph 的 $O-C$ 分析表明,对矮新星进行光时效应分析很可能是我们搜寻褐矮星和地外行星的新手段。

矮新星的食光变曲线提供了一个新方法去探知其各种亮度变化成分的相对亮度和几何位置,并且能提供矮新星宁静态和爆发态的直观线索。目前矮新星的食光变曲线分析尚无统一的模型。在几颗矮新星样本的光变曲线中发现了类似磁激变变星和类新星的高低态变化。高低态变化的原因可能是物质转移的变化,而物质转移又与次星的性质直接相关,所以高低态变化反过来可以作为研究次星性质和演化状态的手段。目前对矮新星高低态变化最好的理论解释是黑子模型^[72]。

观测技术的发展和设备精度的提高,势必推动理论工作的发展,高精度数据的积累使我

们有可能去验证目前的理论, 前面提到目前许多观测证据对激变双星演化模型提出的挑战就是最好的证明, 观测证据与理论模型之间的矛盾是我们迫切需要解决的问题。此外, 矮新星的高低态变化、轨道周期变化、吸积盘理论、矮新星振荡 (DNOs) 以及准周期振荡 (QPOs) 等众多领域尚处于研究的初级阶段, 相信在不久的将来, 这些问题都会逐一得到解决。

参考文献:

- [1] Warner B. Cataclysmic Variable Stars. Cambridge: Cambridge University Press, 1995
- [2] Kopal Z. Close binary systems. London: Chapman and Hall LTD, 1959
- [3] Smak J. Acta Astronomica, 1971, 21: 15
- [4] Hind J R. MNRAS, 1856, 16: 56
- [5] Pogson N. MNRAS, 1857, 17: 200
- [6] Krzeminski W. AJ, 1965, 142: 1051
- [7] Peters C H F. Astr Nachr, 1865, 65: 55
- [8] Gerasimovic B P. Pop Astr, 1936, 44: 78
- [9] Gaposchkin P C, Gaposchkin S. Variable Stars. Cambridge: Cambridge University Press, 1938
- [10] van Biesbroek D. Ann. Obs. Belg., 1904, 13: 21
- [11] Warner B. Observatory, 1976b, 96: 49
- [12] Warner B. IAUS, 1976a, 73: 85
- [13] Lubow S H, Shu F H. ApJ, 1975, 383: 405
- [14] Plavec M, Kratochvil P. BAC, 1964, 15: 165
- [15] Hessman F V, Hopp U. A&A, 1990, 228: 387
- [16] Verbunt F, Rappaport S. ApJ, 1988, 332: 193
- [17] Lubow S H, Shu F H. ApJ, 1975, 198: 383
- [18] Wood, et al. MNRAS, 1986, 219: 629
- [19] Cook M C, Warner B. MNRAS, 1984, 207: 705
- [20] Cook M C. MNRAS, 1985, 215: 211
- [21] Shu F H. IAUs, 1976, 73: 253
- [22] Kunze S, Speith R, Hessman F V. MNRAS, 2001, 499: 514
- [23] Lubow S H. ApJ, 1989, 1064: 1072
- [24] Bisikalo D V, Kononov D A. MmSAI, 2010, 81: 187
- [25] Bath G T. Nature, 1973, 246: 84
- [26] Osaki Y. PASJ, 1974, 26: 429
- [27] Osaki Y. PASP, 1996, 39: 60
- [28] Osaki Y. PASJ, 1989, 1005: 1033
- [29] Hameury J M, et al. MNRAS, 1998, 1048: 1060
- [30] Vogt N. ApJ, 1982, 252: 653
- [31] van Paradijs J. A&A, 1983, 125: L16
- [32] Howell S B, Szkody P, Cannizzo J K. ApJ, 1995, 439: 337
- [33] <http://www.physics.open.ac.uk/FHMR/density.html>, 2014
- [34] Smak J. ApJ, 1983, 272: 234
- [35] Meyer F, Meyer-Hofmeister E. A&A, 1983, 121: 29
- [72] King, A R, Cannizzo J K. ApJ, 1998, 499: 348
- [37] Szkody P, et al. AJ, 2011, 142: 181
- [38] Szkody P. AAVSO, 2009, 37: 194
- [39] Szkody P, et al. AJ, 2009, 4011: 4019

- [40] Szkody P, et al. *AJ*, 2007, 185: 194
- [41] Szkody P, et al. *AJ*, 2006, 973: 983
- [42] Szkody P, Henden A. *AJ*, 2005, 2386: 2399
- [43] Szkody P, et al. *AJ*, 2004, 1882: 1893
- [44] Ritter H, Kolb U. *A&A*, 2003, 404: 301
- [45] Downes R, et al. SIMBAD, 2006
- [46] <http://www.astro.washington.edu/users/szkody/cvs/>, 2014
- [47] Rappaport S, Verbunt F, Joss P C. *ApJ*, 1983, 713: 731
- [48] Knigge C, Baraffe I, Patterson J. *ApJS*, 2011, 194: 28
- [49] Iben I J. *ApJS*, 1991, 55: 114
- [50] Paczynski B. *A&A*, 1971b, 9: 183
- [51] Webbink R F. *Accretion-Powered Compact Binaries*. Cambridge: Cambridge University Press, 1990: 177
- [52] Reiners A, Basri G. *ApJ*, 2008, 684: 1390
- [53] Reiners A, Basri G. *A&A*, 2009, 496: 787
- [54] Reiners A, Basri G. *ApJ*, 2010, 710: 924
- [55] Donati J, et al. *MNRAS*, 2008, 390: 545
- [56] Morin J, Donati J. et al. *MNRAS*, 2010, 407: 2269
- [57] Dai Z -B, Qian S -B. et al. *ApJ*, 2009, 109: 113
- [58] Baptista R, Jablonski F, Oliveira E. *MNRAS*, 2002, 335: L75
- [59] 戴智斌. 博士学位论文. 昆明: 中国科学院云南天文台, 2009
- [60] Giampapa M S, Liebert J. *ApJ*, 1986, 305: 784
- [61] Stern R A, Schmitt J H, et al. *ApJ*, 1994, 427: 808
- [62] Linsky J L, Wood B E, Brown A, et al. *ApJ*, 1995, 455: 670
- [63] Hodgkin S T, Jameson R F, Steele I A. *MNRAS*, 1995, 274: 869
- [64] Fleming T A, Schmitt J H M M, Giampapa M S. *ApJ*, 1995, 450: 401
- [65] Delfosse X, Forveille T, Perrier C, Mayor M. *A&A*, 1998, 331: 581
- [66] Penning W R, Ferguson D H, McGraw J T, et al. *ApJ*, 1984, 276: 233
- [67] Wood J H, Irwin M J, Pringle J E. *MNRAS*, 1988, 214: 475
- [68] Smak. *Acta Astronomica*, 1979, 29: 309
- [69] Lin D N C. *MNRAS*, 1975, 170: 379
- [70] Robinson E L, Nather R E, Patterson J. *ApJ*, 1978, 219: 168
- [71] Horne K. *MNRAS*, 1985, 129: 141
- [72] King A R, Cannizzo J K. *ApJ*, 1998, 348: 354
- [73] Warner B. *ApJ*, 1999, 348: 354
- [74] Warner B. *MNRAS*, 1987, 227: 23
- [75] Ringwald F A, et al. *MNRAS*, 1996a, 278: 125
- [76] Ringwald F A, et al. *AJ*, 1996b, 111: 2077
- [77] Bateson F M. *PVSS*, 1994, 19: 54
- [78] Kalazny J. *IAUS*, 1998, 191: 4287
- [79] Wood J H. *MNRAS*, 1995, 273: 772
- [80] Robertson J W, Honeycutt R K. *AJ*, 1996, 112: 2248
- [81] Vogt N, Schoembs R, Krzeminski W, Pedersen H. *A&A*, 1981, L29: L32
- [82] Cannizzo J K, Kaitchuck R H. *Sci. Ame*, 1992, 1: 42
- [83] Rappaport S, Joss P C, Webbink R F. *ApJ*, 1982, 254: 616
- [84] Spruit H C, Ritter H. *A&A*, 1983, 124: 267
- [85] Schwarzenberg-Czerny A. *Observatory*, 1984, 104: 27
- [86] Warner B. *ASS*, 1995, 230: 83
- [87] Panek R J, Eaton J A. *ApJ*, 1982, 258: 572

A Brief Overview and Research Progress of Dwarf Novae

HAN Zhong-tao^{1,2}

(1. *Yunnan Observatories, Chinese Academy of Sciences, Kunming 650011, China*; 2. *University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

Abstract: Dwarf novae are erupting cataclysmic variable stars in which a Roche-lobe filling dwarf star (Secondary star) transfers matter to an accretion disc around a white dwarf (Primary star). The gas stream from the secondary star feeds material into the disc at a point near its outer rim where a bright spot is formed. The existence of accretion disc induces complex physical changes and observed features, including the frequent outburst phenomenon and the transitions from high states to low states, etc. The eclipse between binary stars provides an excellent opportunity to determine the relative brightness of each light source, geometric position and physical structure. Compared to most close binary systems, the largest characteristic of dwarf novae are the existence of accretion disc and the frequent outburst phenomenon. First, we give a brief review of the research history and status of dwarf novae studies. Second, the famous phenomenon of the orbital period vacancy and the cut-off of the shortest orbital period are reviewed, where their explanations and challenges on the standard model are presented in general. Then, the orbital period variability is demonstrated to have important role on the research of its evolution, as well as on searching brown dwarf and exoplanet. In addition, the analysis method of the eclipsing light curve and altering between the high and low state are briefly discussed. Finally, we give a brief summary on the development trend and the currently hot issues on the subject of dwarf novae.

Key words: Binaries; cataclysmic variable stars; dwarf novae; outburst; high/low states