

双中子星系统J1846-0513的前身星演化*

姜龙^{1,2} 范云宁¹ 许坤¹ 陈文聪^{1,2†}

(1 青岛理工大学理学院 青岛 266525)

(2 商丘师范学院电子电气工程学院 商丘 476000)

摘要 J1846-0513是中国自主研发的500 m口径球面射电望远镜发现的毫秒脉冲星双星. 数据分析得到其轨道周期为 $P_{\text{orb}} = 0.613$ d, 轨道偏心率为 $e = 0.208$. 根据双星演化理论, 该系统的轨道偏心率极有可能是在伴星发生超新星爆发形成中子星的过程中形成的. 根据质量参数, 该系统被认定为双中子星候选系统. 鉴于该系统的前身星演化对理解恒星和双星演化具有重要意义, 利用恒星演化程序模拟了由初始质量为 $1.345 M_{\odot}$ 的中子星和初始质量为 $2.8 M_{\odot}$ 的氦星组成, 初始轨道周期为0.5 d的双星系统的演化. 模拟显示, 氦星质量最终降低到 $1.554 M_{\odot}$, 其中碳氧核质量为 $1.431 M_{\odot}$. 演化结束时, 氦星中心演化出大约 $0.846 M_{\odot}$ 的硅核和大约 $0.086 M_{\odot}$ 的铁核及富中子核, 表明该氦星将发生铁核塌缩型超新星爆发, 形成一颗与观测到的质量下限接近的中子星. 对超新星爆发所导致的双星系统轨道骤变的模拟显示, 该模型可以演化为观测到的椭圆轨道双中子星候选体.

关键词 恒星: 演化, 恒星: 中子星, 双星: 普通, 恒星: 个别: PSR J1864-0513

中图分类号: P144; **文献标识码**: A

1 引言

自1975年Hulse和Taylor发现了第1个双中子星系统B1913+16^[1]以来, 人类已经观测到大约30个双中子星候选系统, 其中三分之二已经得到确认^[2]. 双中子星系统并合产生的引力波信号GW170817引发了包括引力波、射电、红外、光学、紫外线、X射线、伽马射线的第1次多信使天文观测^[3]. 鉴于双中子星系统对天体物理和基础物理研究的重要意义, 不同学者对其形成过程和后期演化进行了广泛研究. 1975年, Flannery和van den Heuvel认为超新星爆发(supernova, SN)过程的不对称

性对新诞生的中子星产生的“踢动”(kick)造成了B1913+16的轨道偏心率^[4]. 1983年, Hills对超新星爆发过程的质量损失和“踢动”对双星系统轨道的影响进行了完整的理论分析^[5]. 此后, 其他学者对超新星爆发过程和“踢动”的影响进行了全面、深入的讨论^[6-14].

除了动力学方面, 与双中子星相关的恒星和双星演化理论的研究也有长足发展. 2013年, Tauris等^[15]研究了质量为 $1.35 M_{\odot}$ 的中子星与 $2.9 M_{\odot}$ 的氦星组成的双星系统的演化过程, 其中氦星模拟到了超新星爆发前十年左右的氧点火阶段. 2015年,

2024-10-30收到原稿, 2024-11-20收到修改稿

*国家自然科学基金项目(12373044、12273014、12203051), 山东省自然科学基金项目(ZR2023MA050、ZR2021MA013), 中国科学院西部之光青年学者基金项目(2018-XBQNXZ-B-022)和南京大学现代天文与天体物理教育部重点实验室资助

†chenwc@pku.edu.cn

Tauris等人模拟了一系列中子星-氦星双星的演化过程,对氦星的演化过程模拟到了硅燃烧之前^[16]. 2017年, Tauris等人结合当时已知的双中子星系统观测数据,讨论了双中子星系统形成与演化过程中的各个方面,包括:再循环脉冲星的自转周期与双星轨道周期的相关性,通过超新星爆发形成观测到的双中子星系统的轨道周期和偏心率的可能性^[17]. Moriya等^[18]利用大型恒星演化程序^[19-22] (Modules for Experiments in Stellar Astrophysics, MESA)模拟了给定物质流失过程时氦星单星的演化,直到氦星中心发生核塌缩型超新星爆发,近似模拟了双中子星系统前身星的演化过程. 为讨论引力波GW170817前身星系统的形成, 2021年Jiang等^[23]利用MESA中的双星演化模式(MESA binary)将中子星-氦星双星的演化过程模拟到氦星中心的铁核回落(回落速度达到 $1000 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$).

考虑恒星中心简并氧氦核的质量接近钱德拉塞卡质量极限时, ^{24}Mg 和 ^{20}Ne 的电子俘获(electron-capture, EC)反应可能会触发超新星爆发,形成中子星^[24-27] (即电子俘获型超新星爆发, electron-capture-supernova, EC-SN), Guo等^[28]研究了中子星-氦星通过电子俘获型超新星爆发形成双中子星的初始参数空间,给出了电子俘获型与铁核塌缩型两种通道形成双中子星的初始参数分界线.

我国500 m口径球面射电望远镜(Five-hundred-meter Aperture Spherical radio Telescope, FAST)自启用以来对我国乃至世界天文观测提供了大量观测数据,取得了一系列重要成果. 目前,已经发现超过1000颗射电脉冲星,包括近200颗毫秒脉冲星,上百颗暗弱的偶发脉冲星和3个双中子星候选体系统: J2150+3427^[29]、J1901+0658^[30]和J1846-0513^[31] (以下简称J1846). 对J1846系统两年多的时变数据分析显示:射电脉冲星的自转周期为 $P_s = 23.36 \text{ ms}$,特征年龄为366.16 Myr,表面磁场强度为 $4.92 \times 10^9 \text{ G}$;双星轨道周期为 $P_{\text{orb}} = 0.613 \text{ d}$,轨道偏心率为0.208;双星系统的总质量为 $(2.6287 \pm 0.0035) M_{\odot}$;脉冲星的质量上限为 $1.3455 M_{\odot}$,伴星的质量下限为 $1.2845 M_{\odot}$. 显然,该脉冲星是一颗再循环脉冲星,其伴星极有可能是一颗年轻的普通中子星^[2].

考虑到, J1846的前身星演化对理解双星演化和双中子星系统形成的重要性, Jiang等^[32]利用MESA程序模拟了3个中子星-氦星双星的演化过程,直到氦星发生铁核回落,再现了J1846的前身星演化. 3个系统中零龄氦主序星(He zero-age-main-sequence, ZAMS)的初始质量分别为3.3、3.5和 $4.0 M_{\odot}$,根据演化结束时的氦星状态给出的第2颗中子星质量范围为 $1.34-1.39 M_{\odot}$,略高于J1846伴星观测质量下限.

为得到与J1846伴星观测质量下限接近的中子星,讨论铁核塌缩型超新星爆发质量下限附近的前身星演化,加深对恒星演化和双星演化的理解,本工作利用MESA binary模拟中子星-氦星双星系统的演化过程,对J1846的前身星演化做进一步研究. 本文第2部分介绍双星演化程序和参数设定;第3部分详细讨论模拟结果,包括双星轨道的演化和氦星的演化等;第4部分讨论氦星的后续演化、超新星爆发对双星系统的影响以及该系统在哈勃时标内并合的可能性;第5部分对本工作进行总结.

2 模拟程序与参数设定

MESA是一个大型一维恒星演化程序,已经发展出了上百个版本,单星模块(star)可以模拟恒星从主序前到超新星爆发的全部演化过程^[19-22],双星模块(binary)以单星模块为基础,可以模拟多种双星演化过程,模拟结果得到了广泛认可. 本工作利用版本号为r12778的MESA中的binary模块模拟中子星-氦星组成的双星系统的演化过程. 为方便与J1864的观测数据对比,中子星质量($M_{\text{NS},1}$)的初始值设为 $1.345 M_{\odot}$. 考虑Guo等^[28]的结果,氦星伴星质量(M_{He})的初值设为 $2.8 M_{\odot}$,其物质组成为:氦元素的质量丰度为98%,重元素质量丰度为2%,即: $Y = 0.98$, $Z = 0.02$ (氢元素的质量丰度为零, $X = 0$). 双星处于初始轨道周期为 $P_{\text{orb},i} = 0.5 \text{ d}$ 的圆轨道. 考虑氦星演化晚期可能涉及的中微子过程, Guo等^[28]使用了核反应网格weak.net,参与反应的核素共计43种;Moriya等^[18]使用了包含151种核素的MESA151.net; Jiang等^[23, 32-33]使用了包含235种核素的MESA235.net. 为避免核素种类不足造成的偏差,本工作将以上3种网格合并,得到了包含

241种核素的网格. 我们采用Langer的建议将氦星的混合长参数设定为 $\alpha = l/H_p = 1.5^{[34]}$, 其中, l 是混合长, H_p 是当地的压力标高. 氦星风造成的物质流失采用“Dutch”表述^[35], 其中标度参数取为1, 不透明度设为二型(Type2). 模拟过程中忽略中子星的星风吸积, 假定伴星星风物质离开系统带走氦星的比轨道角动量.

由于双星轨道间距很小, 演化中氦星物质会充满洛希瓣, 从而通过内拉格朗日点流向中子星, 发生BB型(case BB)洛希瓣溢流(Roche Lobe Overflow, RLO). 本工作对洛希瓣溢流造成的物质传输采用1990年Kolb和Ritter^[36]提出的光学厚模型. 由于氦星BB型洛希瓣溢流造成的物质传输率远大于中子星的爱丁顿极限吸积率 $|\dot{M}_{\text{He}}| \gg \dot{M}_{\text{Edd}}$, 大部分物质会从中子星附近以各向同性星风的形式离开系统, 带走中子星的比轨道角动量^[27, 37-38]. 考虑到氦星的演化时标很短, 中子星质量不会发生显著变化(增量小于 $0.001 M_{\odot}$), 本工作将爱丁顿极限吸积率设定为固定值, $\dot{M}_{\text{Edd}} = 3.0 \times 10^{-8} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$. 此外, 考虑对流过程造成的物质混合, 我们设定: 当演化的时间步长超过1 yr时, 元素扩散效应不能忽略, 扩散过程计算采用了2016年Stanton和Murillo^[39]给出的结果.

考虑从氦主序星到超新星爆发前的演化过程中, 恒星中心区域的温度、密度、压强的变化范围跨度很大, 该演化过程分为两个阶段进行模拟. 第1阶段(Stage 1), 从零龄氦主序星到核心碳燃烧, 氦核形成. 在此阶段, 核心温度上升到大约 $10^{8.8}$ K, 核心碳丰度降到0.2%以下, 距离核塌缩剩下不到100 yr的演化时间. 第2阶段(Stage 2), 改变模拟程序的配置文件(change inlist)之后, 双星继续演化, 直到氦星中心形成具有显著质量的硅核, 以确保氦星不可能发生电子俘获型超新星爆发, 而是进入到核塌缩型超新星爆发前的演化阶段. 除上面提到的参数以外, 本工作第1阶段和第2阶段的配置文件与Jiang等^[23, 32-33]一致.

3 数值模拟结果

3.1 双星轨道周期的演化

模拟结果显示: 经过大约两百万年的演化过程, 氦星损失大约一半物质, 质量降为 $1.554 M_{\odot}$, 而中子星只吸积了大约 $6.8 \times 10^{-4} M_{\odot}$ 的伴星物质. 双星轨道周期的演化如图1所示. 图中横坐标为演化剩余时间的对数: $\lg[(t_* - t)/\text{yr}]$, 其中 $t_* \simeq 2.17 \times 10^6$ yr为演化的总时标, t 为从氦零龄主序算起的恒星演化年龄. 图中显示, 该双星系统首先经历了轨道周期缓慢增加的过程, 该过程占据了双星演化的大部分时间, 直到剩余时间约为 $10^{4.5}$ yr, 双星轨道从0.5 d增长到大约0.59 d. 之后, 双星轨道快速收缩, 经过大约8000年的演化, 在 $\lg[(t_* - t)/\text{yr}] \simeq 4.395$ 时, 双星轨道周期再次收缩到大约0.5 d. 此后, 双星系统经历第2次轨道扩张, 最终轨道周期扩张到大约为0.53 d.

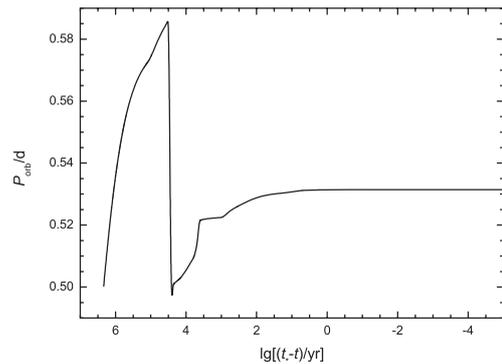


图1 双星系统轨道周期的演化

Fig. 1 Orbital period evolution of the binary

为了理解轨道演化, 需要进行一些理论分析. 忽略双星的自转角动量, 系统的轨道角动量可以表示为 $J = \mu a^2 \Omega$, 其中 $\mu = M_{\text{He}} M_{\text{NS},1} / (M_{\text{He}} + M_{\text{NS},1})$ 为双星系统的约化质量, a 为双星轨道间距, $\Omega = 2\pi/P_{\text{orb}}$ 为双星系统相互绕转的角速度. 结合开普勒第3定律可以得到轨道周期变化率满足的微分方程:

$$\frac{\dot{P}_{\text{orb}}}{P_{\text{orb}}} = 3 \frac{\dot{J}}{J} + \frac{\dot{M}_{\text{T}}}{M_{\text{T}}} - 3 \frac{\dot{M}_{\text{He}}}{M_{\text{He}}} - 3 \frac{\dot{M}_{\text{NS},1}}{M_{\text{NS},1}}, \quad (1)$$

其中 $M_{\text{T}} = M_{\text{He}} + M_{\text{NS},1}$ 为双星系统总质量. 在我们的模型中, 氦星的质量损失率如图2所示.

由恒星风(wind)和洛希瓣溢驱动的质量损失率 \dot{M}_{wind} 和 \dot{M}_{RLO} 分别用绿色点划线和红色短点线表示,而总质量损失率 \dot{M}_{He} 用蓝色划线表示.灰色竖直点线表示第1阶段结束和第2阶段开始,即改变配置文件时刻.水平的灰色点线表示中子星恒定的Eddington极限吸积率: $\dot{M}_{\text{Edd}} = 3.0 \times 10^{-8} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$.从图中可以看出,恒星风驱动的质量损失主导了轨道周期的前期演化过程;而在 $\lg[(t_* - t)/\text{yr}] \approx 4.5$ 时,洛希瓣溢开始,并迅速超过星风.无论是星风主导的前期演化(蓝色划线与绿色点划线重合的部分)还是洛希瓣溢主导的后期演化(蓝色划线与红色短点线重合的部分),氦星的物质流失率都远大于中子星的极限吸积率, $|\dot{M}_{\text{He}}| \gg \dot{M}_{\text{NS},1}$,中子星的吸积都可以忽略.因此,微分方程(1)式化为:

$$\begin{aligned} \frac{\dot{P}_{\text{orb}}}{P_{\text{orb}}} &\simeq 3 \frac{\dot{J}}{J} + \frac{\dot{M}_{\text{He}}}{(1+q)M_{\text{He}}} - 3 \frac{\dot{M}_{\text{He}}}{M_{\text{He}}} \\ &= 3 \frac{\dot{J}}{J} - \frac{(2+3q)\dot{M}_{\text{He}}}{(1+q)M_{\text{He}}}, \end{aligned} \quad (2)$$

这里, $q = M_{\text{NS},1}/M_{\text{He}}$. 考虑到, 在我们的模型中, 角动量损失 $\dot{J} < 0$ 也是物质流失造成的, 系统的轨道角动量损失率可以表述为:

$$\dot{J} = \frac{q\dot{M}_{\text{wind}}J}{(1+q)M_{\text{He}}} + \frac{\dot{M}_{\text{RLO}}J}{q(1+q)M_{\text{He}}}, \quad (3)$$

其中第1项表示星风从氦星表面离开系统时带走的轨道角动量, 第2项表示洛希瓣溢造成的物质流失从中子星表面带走的角动量. 在洛希瓣溢发生之前, $\dot{M}_{\text{He}} = \dot{M}_{\text{wind}}$, 只有第1项起作用, 轨道周期的变化率化为:

$$\frac{\dot{P}_{\text{orb}}}{P_{\text{orb}}} \simeq -\frac{2}{1+q} \frac{\dot{M}_{\text{He}}}{M_{\text{He}}}. \quad (4)$$

由于 $\dot{M}_{\text{He}} < 0$, 上式表明, 氦星星风损失总是造成双星轨道扩张. 洛希瓣溢发生之后, $\dot{M}_{\text{RLO}} \gg \dot{M}_{\text{wind}}$, $\dot{M}_{\text{He}} \simeq \dot{M}_{\text{RLO}}$, (3)式中第1项可以忽略, 轨道周期变化率变为:

$$\frac{\dot{P}_{\text{orb}}}{P_{\text{orb}}} \simeq \frac{3-2q-3q^2}{q(1+q)} \frac{\dot{M}_{\text{He}}}{M_{\text{He}}}. \quad (5)$$

从上式可以看出, 当 q 比较小时, 双星轨道扩张, 当 q 比较大时, 轨道收缩. 令 $\dot{P}_{\text{orb}} = 0$, 可以得到临界质量比为 $q_c = (\sqrt{10} - 1)/3 \simeq 0.721$, 对应的氦星质量约为 $1.867 M_{\odot}$, 与演化曲线轨道周期第2次增长开始时的氦星质量一致.

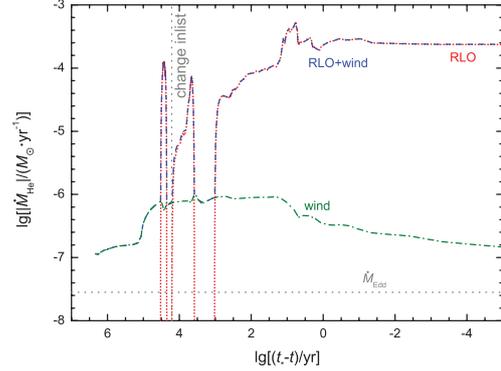


图2 氦星物质损失率的演化. 红色短点线、绿色点划线和蓝色划线分别代表了由洛希瓣溢驱动、星风造成的和总的物质损失率; 水平灰色点线表示的是中子星的常数爱丁顿极限吸积率($\dot{M}_{\text{Edd}} = 3.0 \times 10^{-8} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$), 竖直灰色点线标注的是第2阶段的开始时间, 即恒星演化配置文件发生变化的时间.

Fig. 2 Evolution of Mass loss rate of the He star. The red short dotted, green dot-dashed, and blue dashed curves illustrate the mass loss rate due to RLO, stellar wind, and the total, respectively. The horizontal gray dotted line represents the constant Eddington accretion rate of the NS ($\dot{M}_{\text{Edd}} = 3.0 \times 10^{-8} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$), while the vertical gray dotted line marks the start points of stage 2, the time of change inlist.

3.2 氦星的演化

图3显示了氦星结构的演化过程. 图中红色划线展示的是氦星总质量的演化, 蓝色点划线、绿色点线和黑色实线分别展示了氦星内部碳核质量、氧核质量和硅核质量的演化曲线. 灰色竖直点线对应的是恒星演化配置文件发生变化的时间. 图中显示, 在演化最后, 氦星的总质量降到了 $1.554 M_{\odot}$, 中心硅核质量达到了 $0.846 M_{\odot}$, 氧核质量和碳核质量分别达到了 $1.345 M_{\odot}$ 和 $1.431 M_{\odot}$. 模拟结果还显示: 在 $\lg[(t_* - t)/\text{yr}] \simeq -9$ 时, 氦星内部出现了质量约为 $0.086 M_{\odot}$ 的富中子核(n-rich)和 $0.0863 M_{\odot}$ 的铁核. 富中子核的质量略大于铁核, 其出现的时间也略早于铁核. 说明在中心区

部分电子俘获反应的发生要略早于硅燃烧过程, 这一情况同样发生在Jiang等人的模拟中^[32].

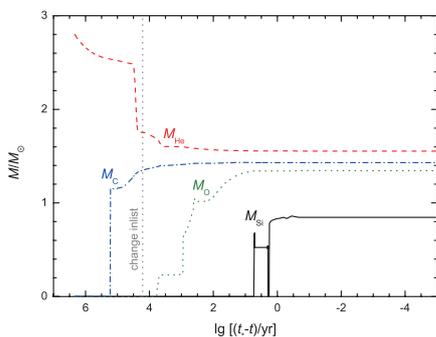


图3 氦星质量(红色划线)以及内部碳核质量(蓝色点划线)、氧核质量(绿色点线)、硅核质量(黑色实线)的演化过程. 竖直灰色点线标注的是恒星演化配置文件发生变化的时间.

Fig. 3 Mass Evolution of the He star (red dashed line) and its inner C core (blue dot-dashed line), O core (green dotted line) and Si core (black solid line). The vertical gray dotted line marks the time of inlist change.

需要说明的是, 不同的核心质量定义给出的结果稍有区别. MESA程序中提供了多种定义方法, 每一种定义都有其优点(合理性)和不足. 这里的硅核和铁核质量分别定义为 ^{28}Si 和 ^{56}Fe 占主导地位的壳层中最外层对应的质量坐标. 而碳核和氧核质量的定义采用了另一种方法: 从外向内, ^4He 的质量分数开始低于0.01时的壳层对应的质量坐标定义为碳核质量. 同理, ^{12}C 的质量分数开始低于0.01时的壳层对应的质量坐标定义为氧核质量. 此外, 这里的临界质量分数也可以取为其他值, 比如0.05.

演化曲线显示在 $\lg[(t_* - t)/\text{yr}] \simeq 5.22$ 时氦星内部碳核出现; 在 $\lg[(t_* - t)/\text{yr}] \simeq 3.77$ 时氧核出现, 在 $\lg[(t_* - t)/\text{yr}] \simeq 2.95$ 及其后氧核质量迅速增加; 在 $\lg[(t_* - t)/\text{yr}] \simeq 0.72$ 时硅核出现, 并在 $\lg[(t_* - t)/\text{yr}] \simeq 0.25$ 时硅核质量达到极大值. 需要说明的是, 硅核质量达到极大值之前, 在 $\lg[(t_* - t)/\text{yr}] \simeq 0.25$ 附近有一个明显的涨落: 先降低到零, 又迅速增加到极大值. 这种变化并不是真实的物理原因造成的, 而是前面提到的硅核质量定义的不足. 实际上, 采用其他定义也会造成类似的涨落, 只是不同定义方式, 会产生不同程度和不同位置的涨落. 比如, Jiang等人关于黑洞-中子星引力波源前身星演化

的工作中^[33], 采用 ^{16}O 的质量分数开始低于0.05时的壳层对应的质量坐标来定义硅核质量. 在其模拟的第3个系统(Sys. C)中铁核质量增长到大约为 $1.4 M_\odot$ 时, 硅核质量突然降为零, 并一直持续到演化结束.

与图2对比可以发现, 上面提到的几个时间点附近氦星的物质流失率发生了剧烈变化. 比如, 在 $\lg[(t_* - t)/\text{yr}] \simeq 2.95$ 时氧核质量的急速增加刚好发生在洛希瓣溢流造成的物质流失之后. 在 $\lg[(t_* - t)/\text{yr}] \simeq 0.25$ 时硅核质量达到极大值时, 洛希瓣溢流的物质流失曲线上也有对应的起伏, 星风造成的物质流失也出现了小的变化. 这些相关性背后的物理在Jiang等^[32]的工作中已有阐述, 不再赘述.

图4展示的是氦星表面光度随有效温度的演化, 即赫罗图上的演化过程, 图5则是恒星内部密度-温度的演化曲线. 两图中红色空心圆点标志的是中心氦燃烧结束, 即氦主序(He-MS)结束, 红色三角形标注的是配置文件改变的点, 五角星对应的是洛希瓣溢流开始的位置, 方块代表了氦星中心硅核出现($M_{\text{Si}} > 0$)的位置. 图4中的小图展示的是配置文件变化位置附近的演化曲线细节. 图4中大图和小图的箭头和数字编号标注了演化方向和先后次序. 图5中灰色划线、点线、点划线和实线分别代表硅、氧、氦和碳点火的条件.

数据显示, 经过大约 $2.05 \times 10^6 \text{ yr}$ 的演化, 剩余时间大约为 $\lg[(t_* - t)/\text{yr}] \simeq 5.08$ 时, 恒星中心的氦已耗尽, 氦主序(He-MS)的演化结束, 恒星表面温度达到一个极大值, 约为 $10^{4.99} \text{ K}$, 其对应光度达到约为 $10^{4.02} L_\odot$. 此时氦星尚未充满其洛希瓣. 接下来, 随着壳层氦燃烧的进行, 恒星外壳层迅速膨胀, 表面温度随之下降, 氦星演化到巨星支. 在壳层膨胀的同时, 氦星内部的碳核显著收缩, 中心密度、温度迅速增大, 很快触发了中心碳点火. 在中心碳燃烧和壳层氦燃烧的双重作用下, 恒星进一步膨胀, 迅速充满其洛希瓣, 开启洛希瓣溢流过程. 大量物质流向中子星, 并从中子星附近离开系统, 带走大量角动量, 轨道间距变小. 物质流失过程破坏了恒星表面的热力学平衡, 为了维持流体静力学平衡并补偿外壳的物质损失, 恒星在赫罗图上的演化以

及内部的温度、密度演化变得比较复杂.

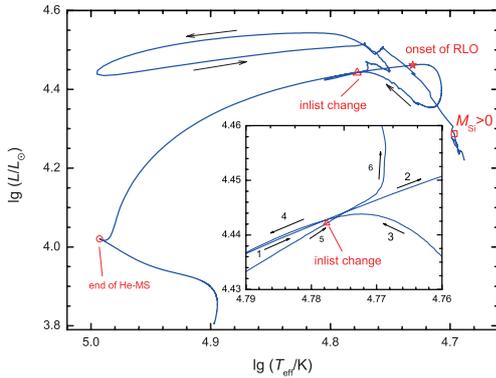


图 4 氦星在赫罗图上的演化. 红色的空心圆点、三角形、五角星和正方形分别代表氦主序结束、配置文件改变、洛希瓣溢溢开始和中心硅核形成($M_{\text{Si}} > 0$). 小图展示的是配置文件变化(红色空心三角形)附近的演化曲线细节. 箭头和数字编号标注了演化方向和先后次序.

Fig. 4 Evolution of the He star in the HR diagram. The red open circle, triangle, star and square indicate the end of He-MS, inlist change, begin of RLO and the formation of Si core ($M_{\text{Si}} > 0$), respectively. The mini panel illustrates the evolution track near the point of inlist change (red open triangle) in detail. The arrows and numbers represent the directions of evolution track and their sequences.

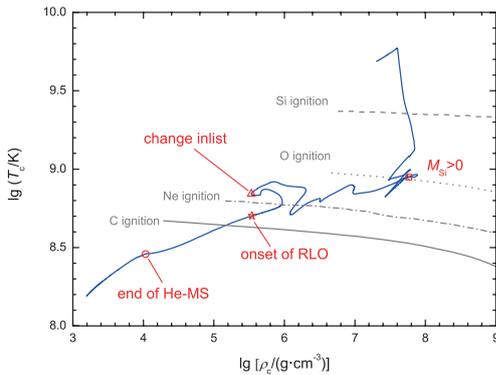


图 5 氦星中心温度-密度的演化(蓝色实线). 红色的空心圆点、三角形、五角星和正方形分别代表氦主序结束、配置文件改变、洛希瓣溢溢开始和中心硅核形成($M_{\text{Si}} > 0$). 灰色实线、点划线、点线和划线分别表示碳、氖、氧和硅点火的条件.

Fig. 5 Evolution of central temperature with central density of the He star (blue solid line). The red open circle, triangle, star and square indicate the end of He-MS, inlist change, begin of RLO and the formation of Si core ($M_{\text{Si}} > 0$), respectively. The grey solid, dot-dashed, dotted, and dashed lines denote the ignition conditions of C, Ne, O, and Si, respectively.

此外, 图5显示, 在硅核形成之后, 氦星中心的温度、密度再次增加, 明显超过了硅燃烧点火的条件, 在中心形成了前面提到的铁核和富中子核. 可以预期, 在后续的演化中铁核和富中子核的质量将会进一步增加.

图6展示的是数值模拟结束时, 氦星内部部分重要元素的分布, 其横轴为从恒星中心向外的质量坐标. 所展示的是在任意壳层中质量分数超过0.1的核素. 曲线旁边使用与之同色的文字标注了对应的核素. 图中左端的蓝、红、绿、黑4条实线显示了铁和铬的4种核素在质量小于 $0.086 M_{\odot}$ 以内的核心区域占主导地位, 这与前面提到的铁核质量为 $0.086 M_{\odot}$ 对应. 红色点线显示 ^{28}Si 在质量坐标为 $0.85 M_{\odot}$ 附近开始低于 ^{16}O , 与前面的硅核质量对应. 绿色点线和红色划线显示 ^{16}O 和 ^{12}C 在 $M \simeq 1.431 M_{\odot}$ 处的质量分数开始低于 ^4He . 因此, 碳氧核的质量为 $M_{\text{CO}} \simeq 1.431 M_{\odot}$. 此外, 红色点线代表的 ^{12}C 并没有在任何质量坐标对应的壳层中占有主导地位. 因此, 如果采用与硅核和铁核类似的以元素占主导地位的最外壳层的质量坐标定义相应的核质量, 碳核质量在演化结束时将会变为零. 显然, 这与前面提到的硅核质量在极大值前的涨落以及Jiang等人的工作^[33]类似, 是定义方式的问题, 而不是演化的结果.

受数值模拟的限制, 我们没有模拟后续的演化过程. 然而, 硅核、铁核和富中子核的出现已经排除了氧氖核发生电子俘获反应触发超新星爆发的可能性, 而中心温度密度在硅燃烧线以上, 可以确信在后续的演化中, 铁核质量将进一步增加, 直至发生铁核塌缩型超新星爆发, 产生一颗中子星. 由于没有氢包层, 而其氦壳层质量(约为 $0.123 M_{\odot}$)超过了其在光学或红外波段的观测光谱中被发现的极限质量(约为 $0.06 M_{\odot}$)^[40-41]. 因此, 观测上可能表现为Ib型超新星.

中子星的重子质量 $M_{\text{NS}}^{\text{bary}}$ 与引力质量 $M_{\text{NS}}^{\text{grav}}$ 满足如下关系^[42-43]:

$$M_{\text{NS}}^{\text{bary}} = M_{\text{NS}}^{\text{grav}} + k M_{\odot} (M_{\text{NS}}^{\text{grav}} / M_{\odot})^2, \quad (6)$$

其中最后一项中的常数系数 k , 反映了引力能的强弱, k 越大, 引力束缚能越大, 反之, 引力束缚能越

小. 显然, k 值与描述中子星物质状态的物态方程有关. 对于给定重子质量情况, 较大的常数将会导致较小的中子星引力质量; 反之, 较小的常数将会导致较大的中子星引力质量. 文献中, 一般遵循Lattimer及其合作者^[43-44]的建议, 取 $k = 0.084$.

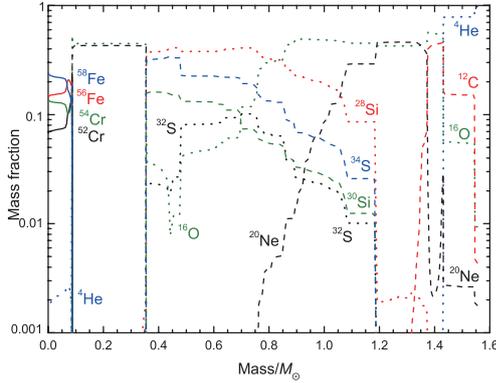


图 6 模拟结束时氦星内重要元素分布情况. 曲线旁边使用与之同色的文字标注了对应的核素. 例如: 左端的蓝、红、绿、黑4条实线显示了铁和铬的4种核素, ^{58}Fe 、 ^{56}Fe 、 ^{54}Cr 和 ^{52}Cr 的分布情况.

Fig. 6 Mass fraction profiles of some important elements in He star at the end of simulation. The words with the same color to its nearest line indicate the responding elements. For example, the most left solid lines with colors blue, red, green, and black illustrate the distribution of four elements of iron and chrome, ^{58}Fe , ^{56}Fe , ^{54}Cr , and ^{52}Cr , respectively.

对于我们得到的氦星, 假定超新星爆发过程中碳氧核以内的全部重子物质产生新的中子星, 而氦壳层物质(约为 $0.123 M_{\odot}$)被抛射出去成为超新星遗迹, 即 $M_{\text{NS}}^{\text{bary}} = M_{\text{CO}} \simeq 1.431 M_{\odot}$. 当 $k = 0.084$ 时, 我们可以得到新形成的中子星的引力质量为: $M_{\text{NS},2} \simeq 1.291 M_{\odot}$. 考虑物态方程的影响, k 的值可能偏离0.084, 比如, $k = 0.1$, 可以得到 $M_{\text{NS},2} \simeq 1.27 M_{\odot}$; 而 $k = 0.07$, 得到 $M_{\text{NS},2} \simeq 1.31 M_{\odot}$.

事实上, 观测显示Ib超新星爆发过程中抛射到星际空间的物质不止有最外层的氦, 还有其他更重的内层元素, 比如碳、氧、氦、镁、硅、硫等^[40]. 即使只有大约 $0.008 M_{\odot}$ 的内层物质抛射出去, 抛射物总质量仅约为 $0.131 M_{\odot}$, 在 $k = 0.084$ 的情况下, 第2颗中子星的引力质量也将降到约为 $1.2845 M_{\odot}$ 以下, 即低于观测给出的质量下限.

因此, 本工作中的氦星初始质量 $2.8 M_{\odot}$, 已经非常接近J1846系统伴星的初始氦星质量下限.

4 讨论

4.1 超新星爆发对双星轨道的影响

根据Hills的研究^[5], 超新星爆发前后轨道半长轴之比是^[14, 45]:

$$\frac{a_i}{a_f} = 2 - \frac{M_{\text{NS},1} + M_{\text{He},f}}{M_{\text{NS},1} + M_{\text{NS},2}} \left[1 + \left(\frac{V_{\text{K}}}{V_0} \right)^2 + 2 \frac{V_{\text{K}}}{V_0} \cos\theta \right], \quad (7)$$

其中 $M_{\text{He},f}$ 是爆发前的氦星质量, V_{K} 和 V_0 分别是爆发时新中子星的“踢动”速度(kick velocity)和爆发前氦星的轨道速度, 而 θ 是它们之间的夹角. 假设爆发前 V_{K} 相对于轨道平面的方位角为 φ , 则爆发后的轨道偏心率满足:

$$1 - e^2 = \frac{a_i}{a_f} \frac{M_{\text{NS},1} + M_{\text{He},f}}{M_{\text{NS},1} + M_{\text{NS},2}} \times \left[1 + \left(\frac{V_{\text{K}}}{V_0} \right)^2 (\cos^2\theta + \sin^2\theta \sin^2\varphi) + 2 \frac{V_{\text{K}}}{V_0} \cos\theta \right]. \quad (8)$$

根据双星演化的结果, 设定爆发前的轨道周期为 $P_{\text{orb}} = 0.53 \text{ d}$, 氦星质量为 $M_{\text{He},f} = 1.554 M_{\odot}$. 我们采用毫秒脉冲星质量为其上限, $M_{\text{NS},1} = 1.3455 M_{\odot}$, 第2颗中子星质量为其下限, $M_{\text{NS},2} = 1.2845 M_{\odot}$ 时, 各向同性分布的“踢动”速度情况下, 对爆发造成的轨道周期和偏心率的变化进行了模拟. 图7中蓝色、红色和绿色数据点分别表示3种“踢动”速度 ($V_{\text{k}} = 100, 80, 50 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$) 情况下超新星爆发后轨道周期和偏心率的分布; 黑色实心圆点标注了J1846的观测数据. 可以看出, 当 $V_{\text{k}} \geq 80 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 时, 该系统可以诞生观测到的系统. 如果认为爆发过程中的“踢动”速度较小, 则需要更短的轨道周期才有可能产生观测到的系统.

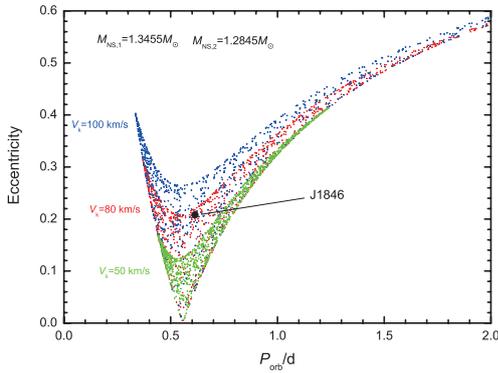


图 7 $M_{\text{NS},1} = 1.3455 M_{\odot}$, $M_{\text{NS},2} = 1.2845 M_{\odot}$ 情况下, 超新星爆发的“踢动”速度对爆发后双星轨道周期和偏心率的影响. 图中蓝色、红色和绿色的数据点分别对应踢速度为 100、80、50 $\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ 时的情况; 黑色实心圆点代表观测到的 J1846 的轨道参数.

Fig. 7 Distribution of post-SN DNSs in the eccentricity vs. orbital period diagram with $M_{\text{NS},1} = 1.3455 M_{\odot}$ and $M_{\text{NS},2} = 1.2845 M_{\odot}$. The blue, red, and green points represent three different kick velocities of 100, 80, and 50 $\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$, respectively. The filled black circle indicates the observational parameters of J1846.

考虑到前文提到的超新星爆发过程可能抛射氦壳层以内的物质(或常数 k 取较大值的情况), 我们还模拟了第 2 颗中子星略低于其质量下限, $M_{\text{NS},2} = 1.28 M_{\odot}$ (对应的毫秒脉冲星质量为 $M_{\text{NS},1} = 1.35 M_{\odot}$ ¹) 时的情况. 考虑常数 k 取较小值— $k = 0.07$ —且抛射物仅为氦壳层, 模拟了第 2 颗中子星质量为 $M_{\text{NS},2} = 1.31 M_{\odot}$ ², 对应的毫秒脉冲星质量为 $M_{\text{NS},1} = 1.32 M_{\odot}$ 时的情况. 图 8 给出了两种情况下, “踢动”速度 $V_k = 80 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 时超新星爆发后轨道周期和偏心率的分布. 其中红色数据点代表 $M_{\text{NS},1} = 1.32 M_{\odot}$ 、 $M_{\text{NS},2} = 1.31 M_{\odot}$ 时的情况, 蓝色数据点代表 $M_{\text{NS},1} = 1.35 M_{\odot}$ 、 $M_{\text{NS},2} = 1.28 M_{\odot}$ 时的情况. 可以看出, 在这两种极端情况下, 超新星爆发后轨道周期和偏心率的分布基本一致. 这是因为, 在(7)式和(8)式中, 两颗中子星的质量是作为一个整体起作用的. 在上面两种情况的模拟中, 超新星爆发后的双星总质量被设定为观测质量, 即为常数; 而爆发前的双星总质量差异较小, 仅有 $0.04 M_{\odot}$, 基本可以忽略.

¹ 鉴于毫秒脉冲星吸积加速前初始质量的微小差异对双星和氦星模拟结果影响不大, 不需要对这里及下面提到的情况进行新的双星演化模拟.

² 这是根据氦星的最终状态得到的最大中子星质量. 如果希望得到更高质量的中子星, 可以通过提高初始氦星质量来实现. 比如 Jiang 等人的工作^[32].

4.2 系统并合概率

轨道周期较小(1 d 以下)的双中子星系统, 很可能在哈勃时标(138 亿年)内并合, 并作为高频引力波源被地面探测器 LIGO (Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory) 和 Virgo 等探测到. 比如, 引发第 1 次多信使天文观测的引力波信号 GW170817 的前身星即为双中子星系统^[3]. 初始轨道半长轴为 a_0 , 偏心率为 e_0 的双中子星系统, 如果仅通过引力波辐射损失轨道能量, 其并合时间可以通过下式计算^[17]:

$$\tau_{\text{GWR}} = \frac{15c^5}{304G^3 M_{\text{NS},1} M_{\text{NS},2} (M_{\text{NS},1} + M_{\text{NS},2})} a_0^4 C_1^4 \times f(e), \quad (9)$$

其中 C_1 是一个只与初始偏心率有关的常数,

$$C_1 = \frac{1 - e_0^2}{e_0^{12/19}} [1 + (121/304)e_0^2]^{-870/2299}, \quad (10)$$

而 $f(e)$ 是关于离心率的积分函数, 除 $e_0 = 0$ 的特殊情况外, 无法通过解析计算, 只能数值求解, 其表达式如下:

$$f(e) = \int_0^{e_0} \frac{e^{29/19} [1 + (121/304)e^2]^{1181/2299}}{(1 - e^2)^{3/2}} de, \quad (11)$$

对于观测到的 J1846, 两颗中子星的质量分别为其上限和下限时, 可以算出其并合时间约为 87 亿年. 对于本文模拟得到的系统, 考虑爆发形成的中子星质量为其观测下限, 毫秒脉冲星质量为其质量上限, “踢动”速度的方向为各向同性情况, 我们计算了不同“踢动”速度时, 新生的双中子星系统在哈勃时标内的并合概率. 计算结果如图 9 所示, 当“踢动”速度小于 $300 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 时, 该系统在哈勃时标内的合并概率超过 40%, 当“踢动”速度小于 $100 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 时, 并合概率超过 50%.

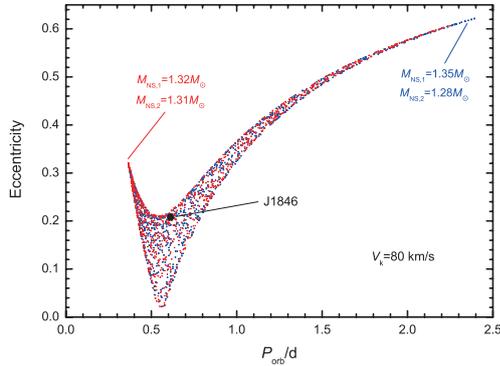


图 8 超新星爆发的“踢动”速度为 $80 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 时, 不同子星质量对爆发后双星轨道周期和偏心率分布的影响. 图中蓝色和红色数据点分别对应 $M_{\text{NS},1} = 1.35 M_{\odot}$ 、 $M_{\text{NS},2} = 1.28 M_{\odot}$ 和 $M_{\text{NS},1} = 1.32 M_{\odot}$ 、 $M_{\text{NS},2} = 1.31 M_{\odot}$ 两种情况; 黑色实心圆点代表观测到的J1846的轨道参数.

Fig. 8 Distribution of post-SN DNSs in the eccentricity vs. orbital period diagram with kick velocity of $80 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$. The blue and red points represent the two conditions with $M_{\text{NS},1} = 1.35 M_{\odot}$, $M_{\text{NS},2} = 1.28 M_{\odot}$ and $M_{\text{NS},1} = 1.32 M_{\odot}$, $M_{\text{NS},2} = 1.31 M_{\odot}$. The filled black circle indicates the observational parameters of J1846.

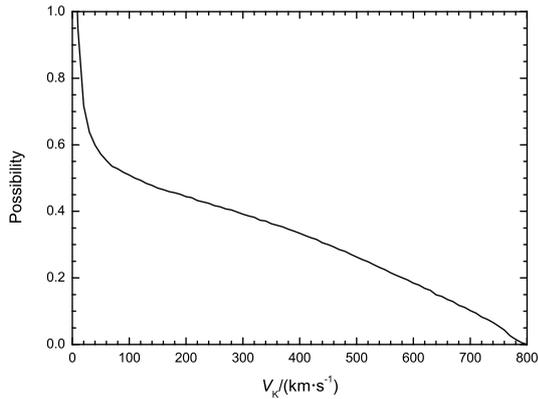


图 9 哈勃时标(138亿年)内的并合概率

Fig. 9 Merger probabilities of post-SN DNSs within a Hubble time (13.8 Gyr)

5 总结

作为我国FAST射电望远镜发现的3个双中子星候选体系统之一, J1846的观测数据对该系统的轨道周期、轨道偏心率、双星总质量、脉冲星质量上限、伴星质量下限等给出了精确结果, 这对检验双星和恒星演化理论提供了重要参考. 本文利用

MESA程序模拟了中子星-氦星双星系统的演化, 试图探究该系统的形成和前身星演化. 模拟结果显示, 由质量为 $1.345 M_{\odot}$ 的中子星和质量为 $2.8 M_{\odot}$ 的氦星组成的初始轨道周期为 0.5 d 的双星系统, 最终轨道周期演化到 0.53 d . 氦星最终演化出了硅核、铁核和富中子核, 其中碳氧核质量为 $1.431 M_{\odot}$, 总质量为 $1.554 M_{\odot}$. 根据演化终点的物质组成可以判断, 该氦星将发生铁核塌缩型超新星爆发, 产生一颗中子星. 在引力能常数 $k = 0.084$ 的情况下^[41–42], 即使超新星爆发过程造成的抛射物质的质量仅有 $0.132 M_{\odot}$, 新形成的中子星引力质量也会低于观测下限 $1.2845 M_{\odot}$. 因此, 铁核塌缩型超新星爆发的前提下, J1846系统中第2颗中子星的前身星初始氦星质量不会低于 $2.8 M_{\odot}$. 此外, 我们对超新星爆发造成的轨道变化进行了模拟, 结果表明该模型可以演化为类似J1846的双中子星系统.

致谢 感谢匿名审稿人提出的修改建议.

参考文献

- [1] Hulse R A, Taylor J H. ApJ, 1975, 195: L51
- [2] Zhao D, Wang N, Yuan J P, et al. ApJ, 2024, 964: L7
- [3] Abbott B P, Abbott R, Abbott T D, et al. Physical Review Letters, 2017, 119: 161101
- [4] Flannery B P, van den Heuvel E P J. A&A, 1975, 39: 61
- [5] Hills J G. ApJ, 1983, 267: L322
- [6] Brandt N, Podsiadlowski P. MNRAS, 1995, 274: 461
- [7] Kalogera V. ApJ, 1996, 471: L352
- [8] Tauris T M, Takens R J. A&A, 1998, 330: 1047
- [9] Eggleton R R. MNRAS, 1971, 151: 351
- [10] Eggleton R R. MNRAS, 1972, 156: 361
- [11] Eggleton R R. MNRAS, 1973, 163: 279
- [12] Pols O R, Tout C A, Eggleton R R, et al. MNRAS, 1995, 274: 964
- [13] Dewi J D M, Pols O R, Savonije G J, et al. MNRAS, 2002, 331: 1027
- [14] Dewi J D M, Pols O R. MNRAS, 2003, 344: 629
- [15] Tauris T M, Langer N, Moriya T J, et al. ApJ, 2013, 778: L23
- [16] Tauris T M, Langer N, Podsiadlowski P. MNRAS, 2015, 451: 2123
- [17] Tauris T M, Kramer M, Freire P C C, et al. ApJ, 2017, 846: 170
- [18] Moriya T J, Mazzali P A, Tominaga N, et al. MNRAS, 2017, 466: 2085
- [19] Paxton B, Bildsten L, Dotter A, et al. ApJS, 2011, 192: 3

- [20] Paxton B, Cantiello M, Arras P, et al. *ApJS*, 2013, 208: 4
- [21] Paxton B, Marchant P, Schwab J, et al. *ApJS*, 2015, 220: 15
- [22] Paxton B, Smolec R, Schwab J, et al. *ApJS*, 2019, 243: 10
- [23] Jiang L, Tauris T M, Chen W C, et al. *ApJL*, 2021, 920: L36
- [24] Nomoto K. *ApJ*, 1984, 277: 791
- [25] Siess L. *A&A*, 2007, 476: 893
- [26] Jones S, Hirschi R, Nomoto K, et al. *ApJ*, 2013, 772: 150
- [27] Tauris T M, van den Heuvel E P J. *Physics of Binary Star Evolution*. Princeton: Princeton University Press, 2023
- [28] Guo Y L, Wang B, Chen W C, et al. *MNRAS*, 2024, 530: 4461
- [29] Wu Q D, Wang N, Yuan J P, et al. *ApJL*, 2023, 958: L17
- [30] Su W Q, Han J L, et al. *MNRAS*, 2024, 530: 1506
- [31] Li D, Wang P, Qian L, et al. *IMMag*, 2018, 19: 112
- [32] Jiang L, Xu K, et al. *RAA*, 2024, 24: 115022
- [33] Jiang L, Chen W C, Tauris T M, et al. *ApJ*, 2023, 945: 90
- [34] Langer N. *A&A*, 1991, 252: 669
- [35] Glebbeek E, Gaburov E, de Mink S E, et al. *A&A*, 2009, 497: 255
- [36] Kolb U, Ritter H. *A&A*, 1990, 236: 385
- [37] Bhattacharya D, van den Heuvel E P J. *PhR*, 1991, 203: 1
- [38] Tauris T M, van den Heuvel E P J. *Compact Stellar X-ray Sources*, 2006, 39: 623
- [39] Stanton L G, Murillo M S. *PhRvE*, 2016, 93: 043203
- [40] Hachinger S, Mazzali P A, Taubenberger S, et al. *MNRAS*, 2012, 422: 70
- [41] Dessart L, Yoon S C, Aguilera-Dena D R, et al. *A&A*, 2020, 642: A106
- [42] Müller B, Heger A, Liptai D, et al. *MNRAS*, 2016, 460: 742
- [43] Lattimer J M, Prakash M. *ApJ*, 2001, 550: 426
- [44] Lattimer J M, Yahil A. *ApJ*, 1989, 340: 426
- [45] Shao Y, Li X D. *ApJ*, 2016, 816: 45

Progenitor Evolution of the Double Neutron Star System J1846-0513

JIANG Long^{1,2} FAN Yun-ning¹ XU Kun¹ CHEN Wen-cong^{1,2}

(¹ School of Science, Qingdao University of Technology, Qingdao 266525)

(² School of Physics and Electrical Information, Shangqiu Normal University, Shangqiu 476000)

ABSTRACT J1846-0513 is a millisecond pulsar discovered by the Five-hundred-meter Aperture Spherical radio Telescope (FAST) which is established by China. Data analysis of observation reveals that the pulsar is harbored in a binary with orbital period of $P_{\text{orb}} = 0.613$ d and eccentricity of $e = 0.208$. According to the theory of binary evolution, its eccentricity originates from an asymmetric supernova explosion during which the second neutron star burn. Together with the observed parameters of component mass, the binary is assumed to be a double neutron star system candidate. Considering its importance to understand the evolution of stars and binaries, in current work, we simulated the evolution of neutron star - helium (He) star system with initial mass of $1.345 M_{\odot}$ and $2.8 M_{\odot}$, respectively, and initial orbital period of 0.5 day. At the end of simulation, the total mass of the He star is reduced to $1.556 M_{\odot}$ with a carbon-oxygen core with mass of $1.431 M_{\odot}$. A silicon core of mass $0.846 M_{\odot}$ and an iron/neutron-rich core of mass $0.086 M_{\odot}$ formed in the He star which illustrate it will end with core collapse supernova and born a neutron star with mass of its lower limit. Subsequent simulation of dynamical effects of the supernova explosion indicates that current model may evolve to the observed eccentric double neutron star candidate.

Key words stars: evolution, stars: neutron, binaries: general, stars: individual: PSR J1864-0513