



潮汐转矩对转动恒星结构和演化的影响研究

宋汉峰^{①②③*}, 王江涛^①

① 贵州大学理学院, 贵阳 550025;

② 瑞士日内瓦大学天文系, 日内瓦 1290, 瑞士;

③ 中国科学院天体结构与演化重点实验室, 昆明 650011

*联系人, E-mail: hfsong@gzu.edu.cn

收稿日期: 2016-03-03; 接受日期: 2016-05-06; 网络出版日期: 2016-09-01

国家自然科学基金(编号: 11463002)、中国科学院天体结构与演化重点实验室开放课题(编号: OP201405)和国家公派留学西部访学项目基金(编号: 留金法[2015]5103)资助

摘要 潮汐效应是影响恒星结构和演化非常重要的物理因素. 本文研究了影响潮汐转矩系数 E_2 的三个理论模型. 根据转动恒星中的角动量传输和元素扩散方程, 给出了潮汐转矩系数 E_2 对转动恒星内部结构和元素混合的影响. 结果表明: 潮汐转矩系数 E_2 与恒星质量、金属丰度、演化时间有密切关系. 潮汐转矩系数 E_2 越大, 双星系统轨道角动量转化为子星自转角动量和自转角动量在恒星内部传输的效率越高. 强潮汐转矩造成恒星表面有较大的氦和氮元素的超丰和对流核质量, 使恒星具有较高的光度. 然而, 对比模型M1和M3, 充分的转动混合效应可以降低元素的不透明度和辐射温度梯度, 压制转动动力学效应造成的辐射温度梯度的增加, 使恒星中心对流核减少. 强潮汐产生的转动混合效应使氢元素丰度和数密度增加, 增强氢燃烧效率, 提高中心核温度, 使恒星膨胀, 具有较大的转动惯量. 因此, 研究潮汐效应对元素混合效应的影响, 对密近双星的演化具有重要意义.

关键词 恒星结构与演化, 转动, 潮汐

PACS: 97.10.Cv, 97.10.Kc, 97.20.Ec, 97.80.Fk

探索恒星结构与演化是天体物理的基础课题, 它对了解星系乃至整个宇宙都有重要意义. 宇宙中超过一半的恒星为双星, 双星系统中由于两子星间的相互作用使得它的力学特征非常复杂(见黄润乾^[1], Paczynski^[2]的工作). 近年来人们逐渐认识到转动效应是影响双星结构和演化非常重要的物理因素(见Kippenhahn和Thomas^[3], Endal和Sofia^[4], Pinsonneault等人^[5-7]的工作). 黄润乾先生^[8,9]提出: 转动离心力使恒星内产生了新的物质运动形式——子午环流和剪切湍流. 两种物理过

程引起恒星内的化学元素和角动量的转移, 它们对恒星结构与演化产生极其重要的影响.

在转动双星中两子星不但受到自转离心力的作用, 并且受到潮汐力的作用. 潮汐力拉伸每颗子星产生沿两子星连线方向的隆起^[10-12]. 在子星的自转角速度与公转角速度不同时, 潮汐隆起形成潮汐转矩. 它使自转角速度与公转角速度趋向于一致, 称为潮汐同步和锁定^[13,14]. 在潮汐同步过程中, 潮汐转矩的强弱不仅影响子星获得或失去自转角动量的快慢, 以及子星

引用格式: 宋汉峰, 王江涛. 潮汐转矩对转动恒星结构和演化的影响研究. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2016, 46: 119503

Song H F, Wang J T. The effect of tidal torques on the structure and evolution of rotating stars (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2016, 46: 119503, doi: 10.1360/SSPMA2016-00132

内传输角动量的快慢. 更重要的是在潮汐同步过程中, 由于恒星表面和内部产生的强剪切效应, 引起化学元素的强烈转移和混合(见Song等人^[15,16]的工作). 潮汐同步过程也会影响恒星内部自转角速度的变化, 引起子午环流传输角动量和化学元素的效率. 这将极大地影响恒星的结构和演化.

然而精确计算大质量恒星(表面辐射平衡)的潮汐转矩是不容易的, 目前有3种理论模型计算潮汐转矩. 主要的区别在于潮汐转矩系数的计算. 本文将研究潮汐转矩系数对恒星结构与演化的影响. 在第1节中, 我们将描述3种理论模型中的潮汐转矩系数的基本公式, 介绍角动量转移和元素扩散方程及其边界和初始条件. 第2节中, 用数值方法计算了3种模型潮汐转矩系数的大小和它对恒星结构与演化的影响. 第3节给出主要结论.

1 潮汐转矩、潮汐系数、角动量转移和元素扩散方程

1.1 潮汐转矩和潮汐系数

潮汐可以分为两种: (1) 平衡潮汐. 假设恒星结构对伴星引力场的扰动调整是处于流体静力学平衡的. 平衡潮汐耗散最有效的形式是对流区域的湍流黏滞. 它使潮汐效应产生的大尺度流的动能被分化成越来越小尺度流的动能, 最终消散成热能. 如果耗散过程发生在恒星内部, 平衡潮汐将落后于或超前于两星的连线, 由此导致的力矩引起自转角动量和轨道角动量的转移. 这时主星的同步时标可以表示为(见Zahn^[14]的工作)

$$\tau_{\text{sync,turb}} = f_{\text{turb}} q^{-2} \left(\frac{R_1}{a} \right)^{-6} \text{yr}, \quad (1)$$

式中 $f_{\text{turb}} \approx 1$, $q = M_2/M_1$ 为伴星和主星的质量比, R_1 为主星质量, a 为双星间距. (2) 由于恒星震动所引起或驱动的动力学潮汐. 对拥有辐射包层的大质量恒星, 在趋于同步转动的过程中, 由于伴星引力场的变化, 在恒星内产生一系列震荡. 由于辐射衰减, 这些震荡波在恒星表面被消散. 选双星系统的主星为研究对象, 它的潮汐转矩可表示为(见Zahn^[14]的工作)

$$\begin{aligned} T_{\text{tide}} &= -\frac{d(\Omega_1 - \omega_{\text{orb}})}{dt} = -\frac{I_1(\Omega_1 - \omega_{\text{orb}})}{t_{\text{rot}}} \\ &= -3 \left(\frac{GM_1}{R^3} \right)^{1/2} (\Omega_1 - \omega_{\text{orb}}) \\ &\quad \times M_1 R_1^2 E_2 \left[q^2 \left(\frac{R_1}{a} \right)^6 \right] s_{22}^{5/3}, \end{aligned} \quad (2)$$

式中的 Ω_1 表示主星表层的自转角速度, ω_{orb} 表示轨道角速度. 当自转角速度大于轨道角速度, 潮汐转矩为负, 减速转动角速度, 反之则加速转动恒星角速度. $s_{22} = 2(\Omega - \omega_{\text{orb}})(R_1^3/GM_1)^{1/2}$ 为潮汐频率, t_{rot}^{-1} 为同步率, $[q^2(R/a)^6]$ 为潮汐扰动势, I_1 为转动惯量. E_2 为潮汐转矩系数, 依赖于恒星结构, 它是当今理论计算中最不清楚的物理量. 目前关于 E_2 有3种模型. Hurley等人^[17]根据Zahn^[13]的数据, 拟合出的 E_2 的近似公式为

$$E_2 = 1.592 \times 10^{-9} (M/M_\odot)^{2.84}, \quad (3)$$

Zahn^[13]根据观测数据, 认为 E_2 对恒星结构尤其是对流核的半径非常的敏感, 提出 E_2 的计算公式为

$$E_2 = 10^{-1.37} (r_{\text{conv},1}/R_1)^8, \quad (4)$$

上式 $r_{\text{conv},1}$ 为主星对流核半径.

Claret和Cunha^[18]提出数值计算 E_2 的方法, 它可以写为

$$\begin{aligned} E_n &= \frac{3^{8/3} (\Gamma(4/3))^2}{(2n+1)[n(n+1)]^{4/3}} \\ &\quad \times \frac{\rho_f R^3}{M} \left[\frac{R}{g_s} \left(\frac{-gB}{x^2} \right)' \right]_{\text{f}}^{-1/3} H_n^2, \end{aligned} \quad (5)$$

其中 $n=2$, 符号 Γ 表示 Γ 函数, x 为归一化半径, R 为半径, M 为恒星质量, g 为重力加速度. 下标f表示对流核边界, s表示表面, 符号“'”表示关于 x 求导. 式中 B 的关系式为

$$B = \frac{d}{dr} \ln \rho - \frac{1}{\Gamma_1} \frac{d}{dr} \ln P, \quad (6)$$

其中 $\Gamma_1 = \left(\frac{d \ln P}{d \ln \rho} \right)_{\text{adi}}$, 函数 B 实际表示密度梯度和绝热密度梯度的差, 它在对流核中为正值, 在辐射区域为负值. (5)式中 H_n 可表示为

$$H_n = \frac{1}{X(x_f)Y(1)} \int_0^{x_f} \left[Y'' - \frac{n(n+1)Y}{x^2} \right] X dx, \quad (7)$$

其中 X 为微分方程 $X'' - \frac{\rho'}{\rho} X' - \frac{n(n+1)}{x^2} X = 0$ 的解. Y 为Clairault方程:

$$Y'' - 6\left(1 - \frac{\rho}{\bar{\rho}}\right)\frac{Y'}{x} - \left[n(n+1) - 12\left(1 - \frac{\rho}{\bar{\rho}}\right)\right]\frac{Y}{x^2} = 0 \quad (8)$$

的解. 两个方程中的 ρ 和 $\bar{\rho}$ 分别表示距离中心 r 处的局部密度与平均密度. 上述两方程的边界条件可按照Kopal^[19]和Zahn^[13]的研究确定.

1.2 角动量转移方程与元素扩散方程

转动恒星径向方向上的角动量转移方程可以写成如下形式(见Zahn等人^[20,21]的工作):

$$\rho \frac{d}{dt}(r^2 \Omega)_{M_r} = \frac{1}{5r^2} \frac{\partial}{\partial r}(\rho r^4 \Omega U(r)) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r}(\rho D_{\text{shear}} r^4 \frac{\partial \Omega}{\partial r}), \quad (9)$$

其中 $\Omega(r)$ 表示恒星内位于 r 处的角速度, D_{shear} 表示剪切湍流传输角动量的扩散系数, ρ 表示恒星内第 r 层的密度. 该方程右端的第二项表示将剪切湍流对角动量的传输作用当成扩散过程, 这是因为剪切过程就是将恒星内自转角动量平均化的过程. 该方程右端的第一项表示将子午环流对角动量的传输当做平流运动. $U(r)$ 为子午环流的径向速度, 它可以表示为

$$U(r) = \frac{P}{\bar{\rho} g C_p T \left(\nabla_{\text{ad}} - \nabla + \frac{\phi}{\delta} \nabla_{\mu} \right)} \times \left[\frac{L(r)}{M_*(r)} (E_{\Omega} + E_{\mu}) + \frac{C_p}{\delta} \bar{T} \frac{\partial \Theta}{\partial t} \right], \quad (10)$$

其中

$$M_* = M \left(1 - \frac{\Omega^2}{2\pi G \bar{\rho}_m} \right)$$

表示恒星的“有效”质量, P 表示压强, \bar{g} 表示平均重力加速度, $\bar{\rho}$ 表示参考等压面上的平均密度, C_p 表示等压热容, \bar{T} 表示平均温度, ∇_{ad} 表示绝热温度梯度, ∇ 表示实际温度梯度, ∇_{μ} 表示恒星内部的化学分子量(μ)梯度, L 表示恒星的表面光度,

$$\delta = -\left(\frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln T} \right)_r, \quad \delta = -\left(\frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln T} \right)_r, \quad \Theta = \frac{1}{3g} \frac{d\Omega^2}{dr},$$

E_{Ω} 和 E_{μ} 分别表示 Ω 分布和 μ 分布对子午环流的影响(见Zahn等人^[20,21]的工作). E_{Ω} 是环流的驱动项, 它表示为^[22]

$$E_{\Omega} = 2 \left[1 - \frac{\bar{\Omega}^2}{2\pi G \bar{\rho}} - \frac{\bar{\varepsilon} + \bar{\varepsilon}_{\text{grav}}}{\varepsilon_m} \right] - \frac{\rho_m}{\bar{\rho}} \left\{ \frac{r}{3} \frac{d}{dr} \left[H_T \frac{d}{dr} \left(\frac{\Theta}{\delta} \right) - \frac{\chi_T}{\delta} \Theta \right] + \Theta \left(1 - \frac{1}{\delta} \right) - \frac{2H_T \Theta}{r\delta} + \frac{2}{3} \Theta \right\} - \frac{\bar{\varepsilon} + \bar{\varepsilon}_{\text{grav}}}{\varepsilon_m} \times \left\{ H_T \frac{d}{dr} \left(\frac{\Theta}{\delta} \right) + \frac{\Theta}{\delta} (f_{\varepsilon} \varepsilon_T - \chi_T) + \Theta \left(2 - f_{\varepsilon} - \frac{1}{\delta} \right) \right\} - \Theta \frac{\bar{\Omega}^2}{2\pi G \bar{\rho}}, \quad (11)$$

式中各物理量符号与Maeder^[22]所用相同. 若忽略较差转动的贡献, 上式近似可以表示为

$$E_{\Omega} \approx \frac{8}{3} \left[1 - \frac{\bar{\Omega}^2}{2\pi G \bar{\rho}} \right] \left(\frac{\Omega^2 r^3}{GM} \right).$$

E_{μ} 主要贡献在大质量星对流核的周围, 且存在分子量梯度的区域, 可以表示为

$$E_{\mu} = \frac{\rho_m}{\bar{\rho}} \left\{ \frac{r}{3} \frac{d}{dr} \left[H_T \frac{d}{dr} \left(\frac{\phi}{\delta} \Lambda \right) - \left(\chi_{\mu} + \frac{\phi}{\delta} \chi_T + \frac{\phi}{\delta} \right) \Lambda \right] - \frac{2H_T \phi}{r\delta} \Lambda \right\} + \frac{\bar{\varepsilon} + \bar{\varepsilon}_{\text{grav}}}{\varepsilon_m} \left\{ H_T \frac{d}{dr} \left(\frac{\phi}{\delta} \Lambda \right) + \Lambda \left(f_{\varepsilon} \varepsilon_{\mu} + f_{\varepsilon} \frac{\phi}{\delta} \varepsilon_T - \chi_{\mu} - \frac{\phi}{\delta} \chi_T - \frac{\phi}{\delta} \right) \Lambda \right\}, \quad (12)$$

式中各符号的含义见Maeder^[22]的文章. 因为方程(11)中含有对 r 的二阶导数, 方程(11)实际上是关于 r 的四阶导数, 因此需要4个边界条件: 前两个边界条件给出在对流区上, 下底面上角动量守恒:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\Omega \int_{r_i}^R r^4 \rho dr \right]_{r=r_i} = -\frac{1}{5} r^4 \rho \Omega U + T_{\text{wind}} + T_{\text{tide}}, \quad (13)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\Omega \int_0^{r_b} r^4 \rho dr \right]_{r=r_b} = \frac{1}{5} r^4 \rho \Omega U, \quad r = r_b, \quad (14)$$

式中的 T_{tide} , T_{wind} 分别表示潮汐和星风转矩. 星风转矩为

$$T_{\text{wind}} = \frac{2}{3} \dot{M}_{\text{wind}} R^2 \Omega,$$

\dot{M}_{wind} 为星风物质损失质量, 为负值. r_i , r_b 分别表示对流区的顶部和底部的径向坐标. 另两个边界条件, 认为

在对流区上, 下边界上不存在较差转动. 可以表示为

$$\frac{\partial \Omega}{\partial r} = 0, \quad r = r_b, r_c, \quad (15)$$

初始条件可以写为

$$\Omega|_{\text{ini}} = \Omega_0. \quad (16)$$

将恒星内部的元素传输过程当做扩散过程. 考虑 i 种化学元素, 它的质量丰度 X_i 的变化可以写成如下形式^[23]:

$$\rho \left(\frac{dX_i}{dt} \right)_{M_r} = \frac{1}{r^2} \left(\frac{\partial}{\partial r} \right) \left[\rho r^2 (D_{\text{shear}} + D_{\text{eff}}) \frac{\partial X_i}{\partial r} \right] + \rho \left(\frac{\partial X_i}{\partial t} \right)_{\text{nucl}}, \quad (17)$$

式中右端第二项表示恒星内部核反应对 i 种化学元素丰度的贡献, 第一项则表示将剪切湍流和子午环流传输化学元素的过程当做扩散过程. 子午环流传输化学元素的扩散系数的选择往往与选择的研究对象的观测相关, 如 Zahn^[20] 提出它表示为

$$D_{\text{eff}} = \frac{|rU(r)|^2}{30D_h}, \quad (18)$$

剪切湍流传输化学元素的系数 D_{shear} 可以表示为^[24]

$$D_{\text{shear}} = f_{\text{energ}} \frac{H_p}{g\delta} \frac{(K + D_h)}{\left[\frac{\phi}{\delta} \nabla_{\mu} \left(1 + \frac{K}{D_h} \right) + (\nabla_{\text{ad}} - \nabla_{\text{rad}}) \right]} \times \left(\frac{9\pi}{32} \Omega \frac{d \ln \Omega}{d \ln r} \right)^2, \quad (19)$$

式中的 $K = \frac{4ac}{3\kappa} \frac{T^4 \nabla_{\text{ad}}}{\rho P \delta}$, $f_{\text{energ}} = 1$. 水平剪切系数 D_h 可表示为^[20]

$$D_h = \frac{1}{c_h} r |2V(r) - \alpha U(r)|, \quad (20)$$

式中 $c_h \approx 1$, $\alpha = \frac{1}{2} \frac{d \ln(r^2 \Omega)}{d \ln r}$, $V(r)$ 为子午环流的切向速度. 方程(17)的边界条件和初始条件见 Talon 和 Zahn^[24] 的工作.

2 数值计算结果

我们采用瑞士日内瓦大学(天文台)Maeder教授和 Meynet教授研究组^[25]2009年 Geneva stellar code 做数值计算. 该程序能非常好地符合观测. 选主星质量为

$10M_{\odot}$, 次星质量 $6M_{\odot}$, 本文主要研究主星的演化. 选双星系统初始轨道周期为 1.2 d, 初始赤道转动速度选为 $v_{\text{ini}}/v_{\text{crit}} = 0.1$, v_{crit} 为恒星在零龄主序的临界速度. 星风损失计算公式取自 Vink 等人^[26] 和 de Jager 等人^[27] 的研究, 采用金属丰度为 $X=0.7306$, $Z=0.008$. 不透明度计算来自于 Iglesias 和 Rogers^[28] 的研究. 计算从零龄主序至洛希瓣物质交换开始前, 我们分 4 种模型讨论:

模型 M0: 不考虑恒星潮汐转矩的影响, 该模型可当成转动单星的演化处理. 由于单星没有洛希瓣物质交换, 为了对比其他模型, 演化停止时刻取为 22 Myr.

模型 M1: 考虑潮汐转矩的影响, 潮汐转矩系数 E_2 取(3)式.

模型 M2: 考虑潮汐转矩的影响, 潮汐转矩系数 E_2 取(4)式.

模型 M3: 考虑潮汐转矩的影响, 潮汐转矩系数 E_2 取(5)式.

3 个模型 M1, M2, M3 的差别体现在潮汐转矩系数大小对恒星元素混合和角动量转移的影响上. 计算结果如图 1 所示.

图 1(a) 给出 3 个模型 M1, M2, M3 的潮汐转矩系数 E_2 随时间的变化. 可以看出模型 M1 在演化过程中数值大小近似为 1.101×10^{-6} , 几乎为常数. 物理原因为: 该模型 E_2 仅与恒星质量有关, 对于 $10M_{\odot}$ 的主星, 其在主序阶段星风损失不大, 恒星质量几乎保持为常数, 故 E_2 近似为常数. 根据该模型, 恒星质量越大, E_2 越大. 如 $2M_{\odot}$ 的恒星 E_2 为 1.14×10^{-8} , $30M_{\odot}$ 的恒星 E_2 为 2.494×10^{-5} . 模型 M2 在整个演化阶段, E_2 从零龄主序的 6.91×10^{-7} 降低到洛希瓣物质交换前的 1.15×10^{-8} , 降低了约 60 倍. 这主要是因为恒星在演化过程中半径膨胀造成的. 按照该模型, 当对流区大小为 $r_{\text{conv}}/R=0.1$ 时, E_2 近似为 3.16×10^{-9} , 而当 $r_{\text{conv}}/R=0.6$ 时, E_2 近似为 2.5×10^{-6} . 由于潮汐转矩系数 E_2 正比于对流核半径和恒星半径之比的八次方, 因此对流核半径收缩或恒星半径膨胀对潮汐转矩系数 E_2 和潮汐转矩的影响是极其敏感的. M3 在演化过程中 E_2 数值大小近似为 0.398×10^{-6} , 为模型 M1 的 0.361 倍, 也近似保持不变. 其主要原因则为在演化过程中(演化至约 $0.78t_{\text{ms}}$, t_{ms} 为主序寿命), 恒星中心对流核的半径(边界)几乎保持不变, 故 E_2 近似为常数. 根据模型 M3, 图 1(b) 给出潮汐转矩系数 E_2 随恒星质量, 金属丰度, 主序演化时间的变化. 结果表明: (1) 同一金属丰度, 恒星质量越大, 潮汐转矩系数 E_2 越大. 原因是质量大的恒

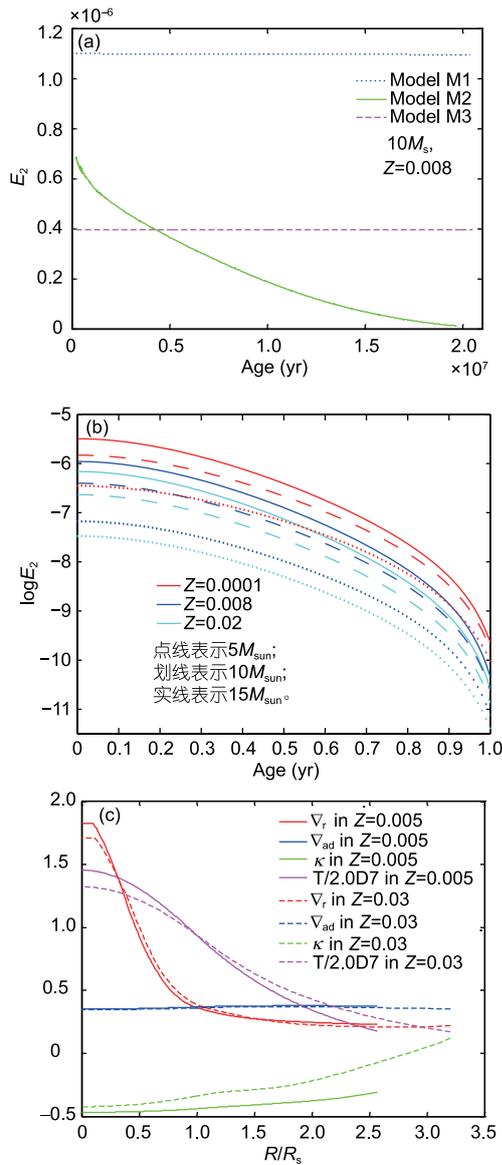


图 1 (网络版彩图) (a) 3个模型M1, M2, M3的潮汐转矩系数 E_2 随演化时间的变化; (b) 不同恒星质量、金属丰度和演化时期, 潮汐转矩系数 E_2 的变化; (c) 零龄主序时不同金属丰度下的辐射温度梯度 ∇_r , 绝热温度梯度 ∇_{ad} , 不透明度 κ (cm^2/g) 和温度 T (K) 的轮廓

Figure 1 (Color online) (a) The variations of tidal torque coefficients with time in three models M1, M2 and M3; (b) the variations of tidal torque coefficients versus different metal abundance, evolutionary time, and stellar mass; (c) the profiles of radiative temperature gradient ∇_r , adiabatic temperature gradient ∇_{ad} , opacity κ (cm^2/g) and temperature T (K) in different metallicities at ZAMS.

星对流核的半径大. (2) 同一质量恒星, 金属丰度越小, E_2 越大. 原因是低金属丰度恒星, 为了保持较高的光度, 内部物质趋于中心集中或收缩, 有较高的中心温

度和密度, 同时有较大的对流核, 这样可以提高中心温度和核反应率. 但低金属丰度恒星, 虽有较高的中心温度和密度, 由于C, N, O元素缺乏, 氢燃烧C-N-O循环的效率较低, 因而具有较高的主星寿命. (3) 潮汐转矩系数 E_2 在主序结束前有急速下降的趋势. 原因是主序结束时, 中心对流核氢燃烧逐渐耗尽, 对流核急剧收缩造成的. 事实上, 在模型M1中, 潮汐转矩系数 E_2 没有考虑与恒星金属丰度, 演化时间有关, 是一个非常粗糙的物理模型. 图1(c)给出零龄主序时不同金属丰度下的辐射温度梯度 ∇_r , 绝热温度梯度 ∇_{ad} , 不透明度 κ (单位为 cm^2/g) 和温度 T (单位为K) 的轮廓. 结果表明: 金属丰度低的恒星的不透明度低, 温度梯度低, 保持相同的光度, 需要的半径较小. 因为低金属丰度恒星为了保持高的光度, 内部物质趋于向中心集中或收缩, 这样可提高中心温度和密度, 同样具有较大的对流核. 并可导致较高的中心温度和核反应率. 因此低金属丰度恒星自身的半径比高金属丰度的恒星的半径要小.

图2(a)给出4个模型在演化过程中赤道转动速度的变化. 在模型M0中, 没有受到潮汐转矩的影响. 星风造成的自转角动量损失, 使恒星赤道的速度随演化逐渐降低. 但在包括转动潮汐转矩的3个模型M1, M2, M3中, 由于初始自转周期为 $P_s=2.8$ d 大于轨道周期 $P_o=1.2$ d. 潮汐转矩加速转动恒星, 使自转周期与轨道周期一致. 结果表明: 在整个演化阶段, 模型M1的赤道速度大于模型M3, 这是由于模型M1的 E_2 比M3大, 造成M1的潮汐转矩比M3大. 在小于4.3 Myr时, M2的赤道速度大于模型M3, 小于模型M1的赤道速度. 其后模型M2的赤道速度小于模型M1, M3的赤道速度, 这也是因为潮汐转矩系数 E_2 的变化所致(见图1). 我们发现在洛希瓣物质交换前, M1, M2, M3 3个模型的自转周期分别为 $P_{s, M1}=1.25$ d (自转角速度为 $\Omega_{s, M1}=8.0513 \times 10^{-5}/\text{s}$), $P_{s, M2}=1.5$ d ($\Omega_{s, M2}=6.7094 \times 10^{-5}/\text{s}$) 和 $P_{s, M3}=1.27$ d ($\Omega_{s, M3}=7.9245 \times 10^{-5}/\text{s}$), 3个模型自转角速度均小于轨道角速度 ($\omega_{orb}=8.3868 \times 10^{-5}/\text{s}$). 原因主要有两方面: (1) 潮汐转矩正比于自转角速度与轨道角速度之差, 当自转角速度接近轨道角速度时, 潮汐转矩减小, 接近同步时潮汐转矩趋于零. 而星风转矩总是趋于使恒星自转变慢, 潮汐转矩不得不克服星风转矩, 在自转角速度小于公转角速度时, 两转矩达到平衡, 使恒星不可能完全达到同步. (2) 子午环流是恒星内传输角动量的主要机制. 它从恒星表面向内传输角动量至恒星核心,

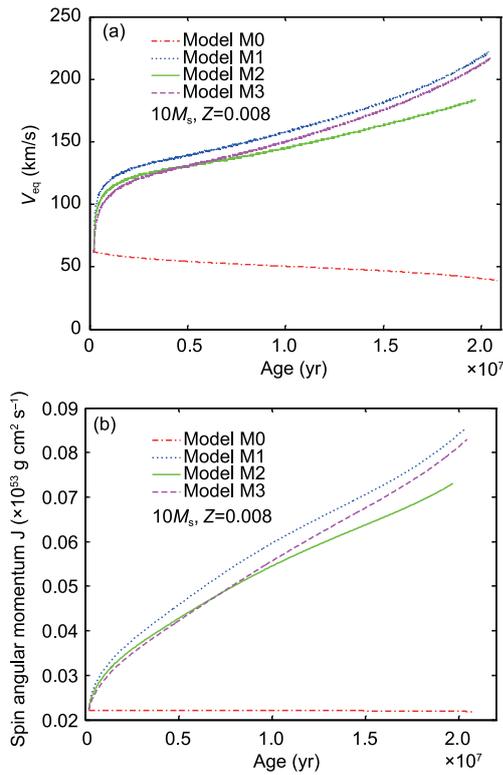


图 2 (网络版彩图) (a) 4个模型在演化过程中赤道转动速度随时间的变化; (b) 4个模型总自转角动量随演化时间的变化
Figure 2 (Color online) (a) The variations of equatorial velocities with time in four models; (b) the variations of spin angular momentum with time in four models.

自转角速度越快, 子午环流越快, 妨碍恒星表面的自转角速度接近轨道角速度. 图2(b)给出4个模型中总自转角动量的变化, 其变化趋势与赤道速度几乎一致. 发现潮汐转矩系数 E_2 越大, 恒星的自转角动量越大. 这说明: 双星系统轨道角动量转化为两子星的自转角动量是通过潮汐转矩来完成的, 潮汐转矩系数 E_2 越大, 转化效率越高, 双星系统轨道间距越短. 因而在洛希瓣物质交换前, 模型M1的轨道周期最短, 模型M2的轨道周期最长. 另外, 由于在模型M1中, 主星获得较高的自转角动量和自转速度, 而子午环流的速度正比于自转角速度的平方, 因而也提高了子午环流传输角动量和化学元素的效率.

图3(a)给出4种模型在演化阶段恒星表面氦元素增丰的变化. 在整个演化阶段, 模型M0由于赤道转动速度不超过64 km/s, 转动速度较慢, 没有明显的增丰现象. 由于模型M1的潮汐转矩系数 E_2 最大, 具有较强

的潮汐转矩, 恒星能较早具有快的赤道速度, 因而能较早出现表面氦元素明显增丰的现象. 模型M2和M3之所以有增丰现象, 均与潮汐转矩系数 E_2 有关. 在演化结束时, 模型M1, M2, M3表面氦元素质量丰度分别增加到0.267, 0.2623, 0.2648, 对应的增加了1.03, 1.0151, 1.0248倍. 图3(b)给出4种模型在演化阶段恒星表面氮元素增丰的变化, 其变化趋势与氦元素类似. 在演化结束时, 模型M0无明显增丰, 模型M1, M2, M3表面氮元素丰度分别增加了0.455, 0.335, 0.380 dex. 这些结果表明恒星表面化学元素增丰的程度与恒星转动快慢和保持快速转动的的时间有紧密关系.

图4(a)给出4种模型在演化阶段中心对流核质量的变化. 结果表明模型M0对流核的质量最小, 这是转动速度低, 辐射温度梯度较小(辐射温度梯度为 $\nabla_r = \frac{3}{16\pi acG} \frac{\kappa L_p P f_T}{MT^4 f_p}$, 转速快的恒星 f_T/f_p 大, 称为转动的动力学效应)造成的. 在早于8.5 Myr, 模型M1的对流

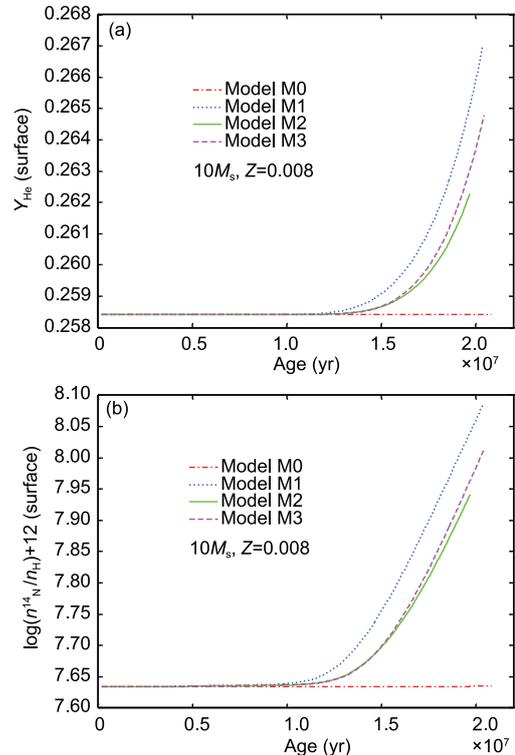


图 3 (网络版彩图) (a) 4种模型在演化阶段恒星表面氦元素增丰随演化时间的变化; (b) 4种模型在演化阶段恒星表面氮元素增丰随演化时间的变化
Figure 3 (Color online) (a) The variations of surface helium with time in four models; (b) the variations of nitrogen with time in four models.

核质量最大, 模型M3的对流核的质量最小, 这说明在这一段时间内, 由于转动的动力学效应, 具有较高速度的模型, 辐射温度梯度大, 造成对流核质量较大. 非常有意义的是: 此后模型M3的转动速度小于M1, 但它的对流核质量却能超过模型M1. 主要原因是元素扩散造成的不透明度效应. 转动造成的元素扩散, 使核反应区的氦元素向外混合, 降低了对流核边界的不透明度(增加了平均分子量), 使模型M1的辐射温度梯度减小, 对流区边界变小. 模型M2的对流核质量最小说明在该模型中转动的动力学效应压制了转动的元素混合效应. 图4(b)给出4种模型在HR图的演化. 发现模型M0的光度远小于模型M1, M2, M3的光度. 4种模型光度的变化趋势与对流核大小的变化趋势一致. 物理原因是恒星光度的定义 $L = \int_0^{M_c} \epsilon_{\text{nuc}} dm$. 其中 ϵ_{nuc} 为单位质量物质核产能率, M_c 为中心核反应区(对流核)的质量. M_c 越大说明恒星光度越大.

图5(a)给出4种模型在演化阶段中心温度的变化.

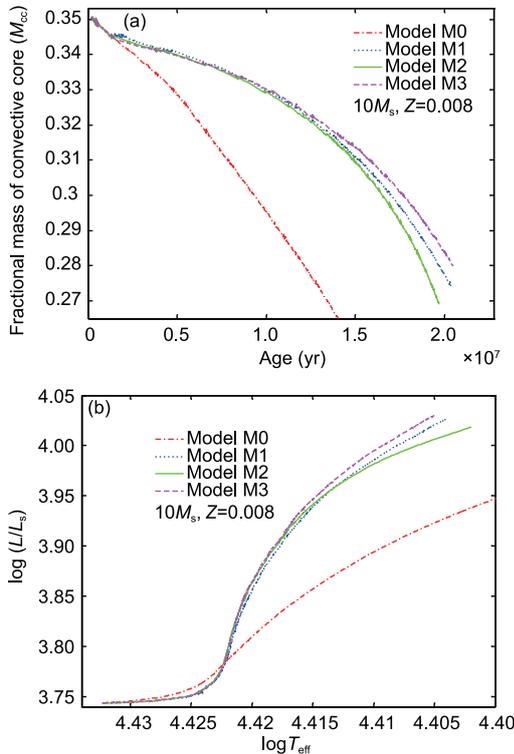


图4 (网络版彩图) (a) 4种模型在演化阶段中心对流核质量随演化时间的变化; (b) 4种模型在HR图上的演化
Figure 4 (Color online) (a) The variations of fractional mass of convective core with time in four models; (b) the evolution of stars in HR diagram in four models.

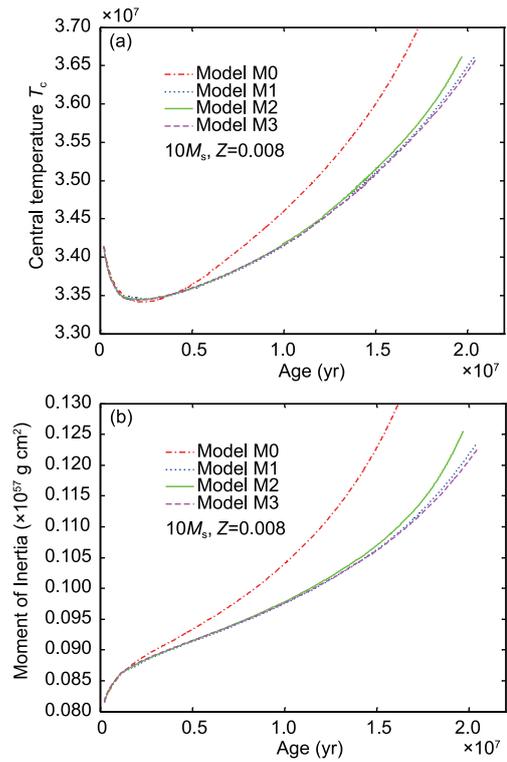


图5 (网络版彩图) (a) 4种模型在演化阶段中心温度随演化时间的变化; (b) 4种模型在演化阶段转动惯量随演化时间的变化
Figure 5 (Color online) (a) The variations of central temperatures with time in four models; (b) the variations of moment of inertias with time in four models.

结果表明模型M1, M2, M3的温度低于模型M0的中心温度, 原因是: 中心温度正比于恒星等效质量与半径的比值 $T_c \propto M_*/R = M \left(1 - \frac{2\Omega^2 R}{3GM} \right) / R$, 潮汐转矩加速恒星转动, 使恒星的等效质量变低和半径比值增加, 使模型M1, M2, M3中心温度变低. 模型M2的中心温度高于M1, M3, 也是转动速度慢造成的. 仔细观察结果还显示: 模型M1的转动速度快于模型M3, 中心温度也略高于模型M3的温度. 原因是转动造成的元素混合效应, 使外包层的氢元素扩散进入中心核反应区, 而中心核反应区的氦元素扩散至外包层和恒星表面, 使中心核反应区氢元素丰度(粒子数)增加, 提高了氢燃烧的粒子数密度, 核反应效率增加, 中心温度增加. 图5(b)给出4种模型转动惯量的变化. 转动惯量的变化趋势与中心温度的变化趋势一致. 物理原因是: 中心温度高的恒星, 恒星内部的压强增大, 易于恒星膨胀, 造成恒星转动惯量的增加. 说明恒星的膨胀和收缩与

内部温度有密切关系.

3 结论

本文的主要结论为

(1) 潮汐转矩系数 E_2 是影响转动双星结构与演化非常重要的物理参量. 它与恒星质量、金属丰度、主序演化时间有密切关系. 结果表明1) 同一金属丰度恒星, 恒星质量越大, 对流核的半径越大, 潮汐转矩系数 E_2 越大. 2) 同一质量恒星, 金属丰度越小, 内部物质趋于中心集中或收缩, 有较大的对流核, E_2 越大. 3) 在主序结束时, 氢燃烧耗尽, 对流核急速收缩, 潮汐转矩系数明显下降. 模型M1仅考虑了潮汐转矩系数 E_2 与恒星质量的关系, 是一个非常粗糙的模型.

(2) 潮汐转矩系数 E_2 越大, 潮汐转矩越大, 恒星自转角速度越接近轨道角速度. 大的潮汐转矩系数不仅可以提高轨道角动量, 转变自转角动量的效率, 也可提高子午环流在恒星内部传输自转角动量的效率. 强潮

汐转矩使双星系统轨道间距变短, 子星能获得较多的自转角动量.

(3) 潮汐转矩系数 E_2 越大的模型, 恒星表面出现氦、氮元素明显增丰的时间越早, 并且在演化结束时, 氦、氮元素增丰效应越明显. 这与潮汐转矩大, 恒星获得较快的自转速度, 快速转动恒星传输化学元素速度加快有直接关系.

(4) 潮汐转矩增加子星的角动量, 增加了恒星内部的辐射温度梯度, 使恒星对流核明显增加, 恒星光度增加, 却使恒星转动惯量和中心有效温度降低, 这是转动的动力学效应造成的.

(5) 模型M1的元素混合效应比M3显著. 氢元素由外包层向中心核反应区扩散, 氦元素则从内向外扩散, 造成其恒星内部不透明度降低, 辐射温度梯度降低, 对流核的质量减少, 恒星光度下降. 元素混合效应还增加了恒星对流核氢元素的丰度和数密度, 增加了氢燃烧效率, 使中心温度、密度、压力增强易于恒星膨胀, 具有较大的转动惯量.

参考文献

- Huang R Q. Stellar Physics (in Chinese). Beijing: Science and Technology of China Press, 2006 [黄润乾. 恒星物理. 北京: 中国科学技术出版社, 2006]
- Paczynski B. Evolutionary processes in close binary systems. *Annu Rev Astron Astrophys*, 1971, 9: 183–208
- Kippenhahn R, Thomas H C A. Simple method for the solution of the stellar structure equations including rotation and tidal forces. In: Proceedings of IAU Colloq, Stellar Rotation. Columbus: Ohio State University, 1969
- Endal A S, Sofia S. The evolution of rotating stars. I-Method and exploratory calculations for a 7-solar-mass star. *Astrophys J*, 1976, 210: 184
- Pinsonneault M H, Kawaler S D, Sofia S, et al. Evolutionary models of the rotating sun. *Astrophys J*, 1989, 338: 424–452
- Pinsonneault M H, Kawaler S D, Demarque P. Rotation of low-mass stars—A new probe of stellar evolution. *Astrophys J Suppl Ser*, 1990, 74: 501–550
- Pinsonneault M H, Deliyannis C P, Demarque P. Evolutionary models of halo stars with rotation. I - Evidence for differential rotation with depth in stars. *Astrophys J*, 1991, 367: 239
- Huang R Q. On rotational mixing in stars. *Astron Astrophys*, 2004, 425: 591–594
- Huang R Q. Evolution of rotating binary stars. *Astron Astrophys*, 2004, 422: 981–986
- Song H F, Wang J Z, Li Y. The effect of the radiative pressure on the potential function in asynchronous rotational binary (in Chinese). *Acta Phys Sin*, 2013, 62: 059701 [宋汉峰, 王靖洲, 李云. 辐射压对非同步转动双星系统洛希势函数的影响. 物理学报, 2013, 62: 059701]
- Zhan Q, Song H F, Tai L T, et al. Theoretical model of the rotationally and tidally distorted binaries (in Chinese). *Acta Phys Sin*, 2015, 64: 089701 [詹琼, 宋汉峰, 邵丽婷, 等. 转动潮汐变形双星理论模型研究. 物理学报, 2015, 64: 089701]
- Tai L T, Song H F, Wang J T. Detail investigation of the inclined pressure structure and gravity darkening in critical rotating star Archernar (in Chinese). *Acta Phys Sin*, 2016, 65: 049701 [邵丽婷, 宋汉峰, 王江涛. 临界转动恒星Archernar的斜压结构与引力昏暗的精细研究. 物理学报, 2016, 65: 049701]
- Zahn J P. The dynamical tide in close binaries. *Astron Astrophys*, 1975, 41: 329–344
- Zahn J P. Tidal friction in close binary stars. *Astron Astrophys*, 1977, 57: 383–394
- Song H F, Maeder A, Meynet G, et al. Close-binary evolution. *Astron Astrophys*, 2013, 556: A100. arXiv: 1306.6731

- 16 Song H F, Meynet G, Maeder A, et al. Massive star evolution in close binaries. *Astron Astrophys*, 2016, 585: A120. arXiv: 1508.06094
- 17 Hurley J R, Tout C A, Pols O R. Evolution of binary stars and the effect of tides on binary populations. *Mon Not R Astron Soc*, 2002, 329: 897–928
- 18 Claret A, Cunha N C S. Circularization and synchronization times in Main-Sequence of detached eclipsing binaries II. Using the formalisms by Zahn. *Astron Astrophys*, 1997, 318: 187–197
- 19 Kopal Z. The Roche problem and its significance for double-star astronomy. In: *The Roche Problem and Its Significance for Double-Star Astronomy*. Boston: Kluwer Academic Publishers, 1989
- 20 Zahn J P. Circulation and turbulence in rotating stars. *Astron Astrophys*, 1992, 265: 115–132
- 21 Maeder A, Zahn J P. Stellar evolution with rotation. III. Meridional circulation with μ -gradients and non-stationarity. *Astron Astrophys*, 1998, 334: 1000–1006
- 22 Maeder A. *Physics, Formation and Evolution of Rotating Stars*. New York: Springer Berlin Heidelberg, 2009
- 23 Chaboyer B, Zahn J P. Effect of horizontal turbulent diffusion on transport by meridional circulation. *Astron Astrophys*, 1992, 253: 173–177
- 24 Talon S, Zahn J P. Anisotropic diffusion and shear instabilities. *Astron Astrophys*, 1997, 317: 749–751
- 25 Ekström S, Georgy C, Eggenberger P, et al. Grids of stellar models with rotation. *Astron Astrophys*, 2012, 537: A146. arXiv: 1110.5049
- 26 Vink J S, de Koter A, Lamers H J G L M. Mass-loss predictions for O and B stars as a function of metallicity. *Astron Astrophys*, 2001, 369: 574–588
- 27 de Jager C, Nieuwenhuijzen H, van der Hucht K A. Mass loss rates in the Hertzsprung-Russell diagram. *Astron Astrophys*, 1988, 72: 259–289
- 28 Iglesias C A, Rogers F J. Updated opal opacities. *Astrophys J*, 1996, 464: 943–953

The effect of tidal torques on the structure and evolution of rotating stars

SONG HanFeng^{1,2,3*} & WANG JiangTao¹

¹ College of Physics, Guizhou University, Guiyang 550025, China;

² Department of Astronomy, University of Geneva, Geneva 1290, Switzerland;

³ Key Laboratory for the Structure and Evolution of Celestial Objects, Chinese Academy of Sciences, Kunming 650011, China

The tide is a very important physical factor which can affect significantly the structure and evolution of stars. Tidal coefficients in three theoretical models have been explored in this paper. Basing on the equations of angular momentum transport and chemical elements mixing, we can investigate the effect of tidal coefficients on the structure and mixing of chemical elements. It is shown that the tidal coefficient is related to stellar masses, metal abundances, and evolutionary stages. The tidal coefficient E_2 increases with stellar mass but decreases metal abundance and evolutionary time. The bigger tidal coefficient is, the higher efficiency of processes which the orbital angular momentum transforms into the spin angular momentum will be. Furthermore, angular momentum transports efficiently inside the star. Tidal torques can enhance the helium and nitrogen at the stellar surface and enlarge the convective core which can cause the star to shift toward high luminosity. Comparing model M1 with M3, we find that rotational mixing induced by tidal torque can reduce the opacity, and radiative temperature gradient but it can inhibit the hydrodynamic effects of centrifugal force which can increase the radiative temperature gradient. Therefore, tidally induced rotational mixing can decrease the convective core. Furthermore, rotational mixing induced by tidal torque can increase both the number density of hydrogen in stellar core and the efficiency of nuclear reactions. This physical process may increase central temperatures and cause the star to expand greatly. The star will have a large moment of inertia. It is of significance to investigate the tidal mixing in close binary systems.

stellar structure and evolution, rotation, tide

PACS: 97.10.Cv, 97.10.Kc, 97.20.Ec, 97.80.Fk

doi: 10.1360/SSPMA2016-00132