

恒星结构与演化理论中几个 感兴趣的问题(上)

黄润乾

(中国科学院云南天文台)

要 提

本文介绍了恒星结构与演化理论中两个感兴趣的问题:非局部对流理论与非守恒密近双星演化问题。

恒星结构与演化理论是天体物理的一个重要组成部分。虽然它已有悠久的发展历史,并取得巨大的成就。但是,直到今天,它仍然是充满生气的、能够吸引许多人去进行研究的领域。这一方面是因为在它的基本理论中还有不少需要完善和发展的问題;另一方面是因为随着近代观测手段的迅猛发展,发现了许多特殊的天体以及以前不知道的特殊现象。对这些特殊天体和特殊现象的解释,往往会对现有的恒星结构与演化理论产生很大的冲击,因而推动了它进一步向前发展。

恒星结构与演化理论涉及的面十分广阔,这里只能介绍几个当前在这个领域中感兴趣的问题。本文先介绍非局部对流理论和非守恒密近双星演化问题。

一、非局部对流理论问题

对流理论是恒星结构与演化基本理论中的一个重要组成部分。无论在恒星的内部或是它的表层内,气体物质都可能在一定条件下产生对流。对流层的边界如何确定?在对流层内对流元的速度、对流温度梯度以及通过对流方式传递的能量流如何计算?这些都是十分重要的问题。如果在这些问题上有所偏差,则会给恒星的结构和演化产生巨大的影响。在恒星内部,中心核内对流区的大小,直接关系到将有多少恒星物质参与热核反应,即关系到恒星的能源大小。它不仅影响到恒星内部的结构,而且对于恒星演化的影响也是显而易见的,因为它决定了当恒星演化到红巨星时,内部埋藏的氦核的大小,同时也决定了当恒星演化到晚期时,能够形成的白矮星或中子星的大小。在恒星外部壳层内发生的对流,常常在一定条件下会引起恒星外层的不稳定,并使恒星产生振动。

在对流区域内气体物质处于复杂的湍流运动中。建立一个完满而正确的描述有湍流运动的对流理论是十分复杂和相当困难的。几十年来,在恒星结构与演化理论中,人们都是采用

1985年2月6日收到。

1986年11月21日收到修改稿。

由Böhm-Vitense^[1]引入的局地混合程理论来处理对流问题。在局地混合程理论中,对流层的边界通常是依据史瓦西判据来确定。根据史瓦西判据,在恒星的某一层内,如果 $\nabla_r > \nabla_{ad}$ (∇_r , ∇_{ad} 为辐射平衡的温度梯度和绝热温度梯度),则要产生对流,如果 $\nabla_r < \nabla_{ad}$,则不能产生对流。因此,对流层的边界就由条件 $\nabla_r = \nabla_{ad}$ 来确定。在局地混合程理论中,关于对流元的速度 v 、对流层内的温度梯度 ∇_{conv} 以及对流传输的能量流 πF_{conv} 等量,可由以下的方程组来确定:

$$\frac{\nabla_e - \nabla_{ad}}{\nabla_{conv} - \nabla_e} = 6ac \frac{T^3}{\kappa \rho^2 c_p} \cdot \frac{1}{lv} \quad (1)$$

$$v^2 = g\delta(\nabla_{conv} - \nabla_e) \frac{l^2}{8H_p} \quad (2)$$

$$\pi F_{conv} = \rho c_p T (g\delta)^{1/2} \frac{l^2}{4\sqrt{2}} H_p^{-3/2} (\nabla_{conv} - \nabla_e)^{3/2} \quad (3)$$

$$\pi F_r + \pi F_{conv} = \frac{4ac}{3\kappa\rho} \cdot \frac{T^4}{H_p} \cdot \nabla_r \quad (4)$$

$$\pi F_r = \frac{4ac}{3\kappa\rho} \frac{T^4}{H_p} \cdot \nabla_{conv} \quad (5)$$

以上公式的推导及式中各符号的意义可参看文献[2]。

局地混合程理论的特点有两个方面:一是它的局地性。也就是说,在对流层内任何一个地方,那里的对流元速度,对流温度梯度和对流能量流等量,仅仅由那里的物理状态所决定,而与对流层内其他地方的物理状态无关。这显然是过于简化了。例如,某一地点对流元的速度 v ,显然是对流元在到达这点之前的整个运动过程中在不同地方所受到的浮力加速的结果。因而它应该与整个运动路程中各处的物理量有关。另一个特点是混合程理论没有研究对流层内的湍流结构和湍流运动,而采用一个十分简化的物理模式,即假定一个平均对流元上升(或下降)一段路程 l (称为混合程长度)以后,就可以和周围物质混合。研究这个平均对流元的运动和热交换,就可得到局地混合程理论的基本方程组。这样一种避开对湍流结构和湍流运动进行分析和研究的处理方法,显然也是过于简化了,不能令人十分满意。但是,由于在过去几十年内,一直没有更好、更令人满意的对流理论诞生,或者说,曾经有过很多的对流理论,但在实际应用时,与观测结果相比较,还不如混合程理论。因此几十年来,在恒星结构与演化理论中,一直采用混合程理论来处理对流问题。

我们知道,真实的对流区的边界,不应该用史瓦西判据 $\nabla_r = \nabla_{ad}$ 来决定,而应该由上升(或下降)对流元的速度 v 变为零的条件决定(图1)。一个上升对流在达到 $\nabla_r = \nabla_{ad}$ 所决定的边界处时,它的速度 v 不等于零,因而要继续上升。但是在它继续上升时,外界的条件已变为 $\nabla_r < \nabla_{ad}$ 。于是,它要受到与浮力相反的减速力作用,使其速度减小,最后停止运动。因此, $v=0$ 应该是真正对流区边界的条件。人们将 $\nabla_r = \nabla_{ad}$ 与 $v=0$ 之间的区域称为对流超射区。Saslaw和Schwarzschild(1965)^[3]曾经根据局地混合程理论计算了超射区的大小。他们得到的结论是,超射区的大小只有混合程长度 l 的 10^{-5} 倍,完全

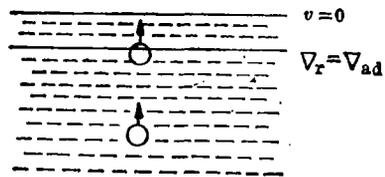


图 1

可以忽略不计。正是因为他们的结论,几十年来人们就简单地用 $\nabla_r = \nabla_{ad}$ 作为确定对流区边界的条件。Shavir 和 Salpeter(1973)^[4], Maeder(1975)^[5] 等人先后指出, Saslaw 和 Schwarzschild 的计算不正确,原因是他们的计算是依据局地混合程理论进行的。例如计算 $\nabla_r = \nabla_{ad}$ 处的对流元的速度 v 时,只采用该处的有关物理量来计算,而没有考虑对流元在整个上升(或下降)过程中不同地方所受到的浮力的加速作用。此外,当大量对流元越过 $\nabla_r = \nabla_{ad}$ 边界进入超射区后,它们所携带的能量可以改变超射区内的温度梯度,其结果又使得上升(或下降)对流元的速度更缓慢地减小。这意味着使超射区变大。Shavir 和 Salpeter 以及 Maeder 等人创立了非局地混合程理论。在非局地混合程理论中,计算对流元的速度以及对流温度梯度时,必须考虑对流元在运动过程中各处的影响。因此需要用以下公式进行积分计算:

$$v^2 = -\frac{8}{\nu} \int_{r_i}^r g_r \left[\left(-\frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln T} \right)_{\rho, \mu} \frac{\Delta T}{T} - \left(\frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln \mu} \right)_{\rho, T} \frac{\Delta \mu}{\mu} \right] dr \quad (6)$$

$$\Delta T = - \int_{r_i}^r \left[\left(\frac{dT}{dr} \right)_{conv} - \left(\frac{dT}{dr} \right)_{ad} \right] dr \quad (7)$$

式中引入的系数 ν 是一个参量。其作用是考虑对流元的摩擦损失; μ 为气体物质的分子量; 积分界限 $\Delta r = r - r_i$ 不允许大于混合程 l 的一半, 即 $r - r_i \leq \frac{l}{2}$ 。关于非局地混合程理论的计算, 可参看文献[2]。

采用非局地混合程理论进行计算而得到的超射区的大小是不可忽略的。对流的超射程度可用一个参量 $\alpha = l/H_p$ 来描述(H_p 为压强标高)。当 α 取 1.0 时, 超射区的大小可以达到混合程长度 l 的 10%。

前面已经指出, 对于恒星中心对流核来说, 按照非局地混合程理论, 超射区不可忽略, 即中心对流核变大, 这意味着有更多的恒星物质要参与热核反应, 对于恒星的结构和演化将带来很大影响。

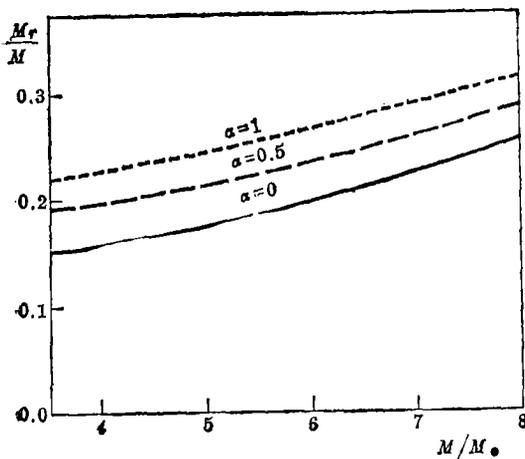


图2

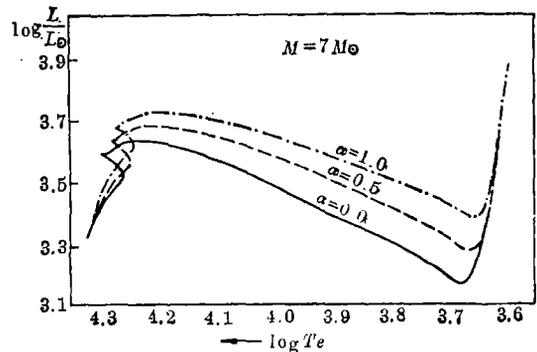


图3

图 2 是Matraka 等人^[6]对于 $3M_{\odot}$ 至 $8M_{\odot}$ 的主序星, 在不同超射程度(即不同的 α 值)下, 所得到的中心对流核的大小。图中 $\alpha=0$ 为没有超射的情况。由图 2 可以看出, 对于 $3-8M_{\odot}$ 的恒星, 如用非局地混合程理论进行计算, 得到的恒星中心对流核明显增大。

图 3 是由Matraka 等人^[6] 计算得到的 $7M_{\odot}$ 的恒星, 在氢燃烧阶段在赫罗图中的演化程。可以看到, 对流超射的程度不同, 演化程的差别很明显。图 4 给出质量为 $7M_{\odot}$ 的恒星, 中心氦燃烧阶段在赫罗图中的演化程。我们知道, 对于中等质量的恒星, 中心氦燃烧阶段在赫罗图中的演化程有来回摆动(loops)的现象。由图 4 我们看到, 演化程回摆的最蓝点(图 4 中的 F 点)的位置, 与中心对流核的超射程度有关。 α 值越大, 则回摆最蓝点 F 的位置越向红方向移动, 即向有效温度降低的方向移动。

近年来研究对流超射对恒星演化影响的文章已经很多。Maeder 和 Mermilliod (1981)^[7] 研究了对流超射对星团赫罗图的影响。Vanbeveren (1983)^[8], Doom 和 De Greve (1983)^[9] 研究了对双星演化的影响。Bressan et al. (1981)^[10], Stothers 和 Chin (1981)^[11], Doom (1982)^[12, 13], Bertelli et al. (1984)^[14]、(1985)^[15] 研究了对大质量星演化的影响。对大质量星演化影响的研究, 十分有利于对流超射理论。关于这一点将在下文中进一步说明。Cox 和 Hodson (1982)^[16] 研究了对流核的超射引起仙王座 β 型变星产生振动的可能性。

既然对流核超射对恒星演化的影响很大, 那么恒星内部对流核的超射程度究竟是多大? 也就是参量 α 的值应该取多大? 这个问题至今在理论上还没有解决。很可能是, 不同质量的恒星, 中心对流核的超射程度不同。我们可以借助于一些已经观测到的恒星的性质, 设法确定其中心对流核的超射程度。图 5 给出质量为 $5M_{\odot}$ 的恒星, 在中心氦燃烧阶段在赫罗图中的演化程。图 5 的情况和图 4 相类似, 当考虑对流超射时, 演化程回摆最蓝点的位置向红方向移动。图 5 中的一条斜线, 表示造父脉动不稳定带的位置。人们知道, 造父脉动不稳定带最早是由观测发现的。经典造父脉动变星、室女座 W 型变星以及天琴座 RR 型变星等, 它们在赫罗图中的位置, 恰好都分布在一个狭长的带内。这条带称为造父脉动不稳定带。以后根据恒星结构与演化理论和恒星振动理论可以证明, 一定质量范围的恒星($4M_{\odot}-14M_{\odot}$), 若它们

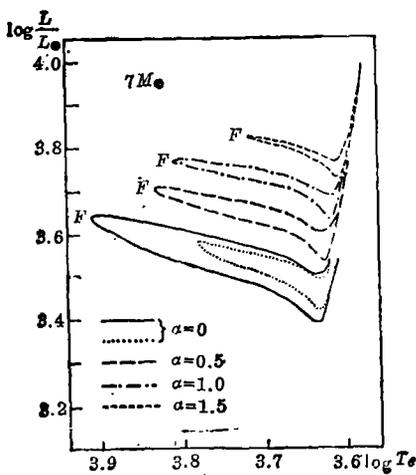


图 4

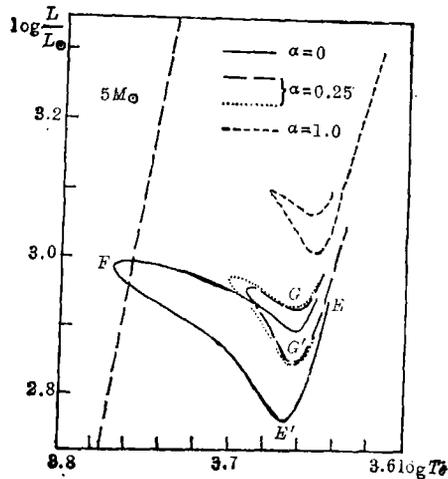


图 5

的演化程进入到赫罗图一定区域内, 恒星的外壳就会产生径向的振动, 而变为脉动星。赫罗图中的这个区域, 正好与观测得到的造父脉动不稳定带相吻合。由图 5 可以看出一个问题, 如果考虑对流超射, 则 $5M_{\odot}$ 的恒星演化程回摆的最蓝点向红方向移动, 而达不到造父脉动不稳定带。这意味着 $5M_{\odot}$ 的恒星不会变成脉动星。然而观测证明, 确实存在质量为 $5M_{\odot}$ 的短周期造父脉动星, 这是矛盾的。Matraka 等人^[6]进一步研究这个问题, 发现演化程回摆最蓝点的位置, 不仅与中心对流核的超射程度 α 有关, 而且还对恒星外部对流层的混合程长度 l , 即与参量 $\alpha_0=l/H_p$ 有关。即演化程回摆的最蓝点的位置与内部对流层的参量 α 和外部对流层的参量 α_0 有关。根据这个特性, 黄润乾和 Weigert (1983)^[17]确定了短周期造父变星中心对流核的超射程度。他们计算了一颗质量为 $5M_{\odot}$ 的恒星的演化程, 选择各种 α 与 α_0 值, 以考察演化程回摆最蓝点是否可以到达造父脉动不稳定带。计算结果表明, 只有当内部对流核超射参量 $\alpha \leq 0.5$ 以及外部对流层的 $\alpha_0 \leq 0.5$ 时, 才能使 $5M_{\odot}$ 的恒星演化变为短周期造父变星, 使理论和观测相一致。这是第一次利用理论和观测相结合方法确定一颗短周期造父变星内部对流核的超射极限和外部对流层的混合程长度。

最近几年出现了一批新的非局部对流理论。Stellingwerf (1982)^[18]提出了一种与时间相关的非局地混合程理论。他曾利用这个理论研究了造父脉动不稳定带^[19], 发现会造成造父脉动不稳定带向蓝方向移动。熊大润(1984, 1985)^{[20], [21]}提出了一种非局地对流理论, 这个理论不同于混合程理论, 是根据对湍流运动的研究而提出的, 已引起人们的重视。Unno et al. (1985)^[22]应用此理论研究了太阳的对流层。Kuhfuß (1986)^[23]也给出了一个与时间相关的湍流对流模型。

二、非守恒密近双星演化问题

多年来在双星演化理论中, 人们都假定双星系统在演化过程中总质量和总轨道角动量是守恒的。关于守恒的双星演化理论的评论文章有: Plavec (1968)^[24], Paczynski (1971)^[25]和 Thomas (1977)^[26]。

但是, 有许多观测事实证明, 双星系统在演化过程中可以有部分质量离开双星系统而损失掉(参看文献[27—29])。损失的物质必然带走相应的角动量, 从而使密近双星系统在演化过程中总质量和总角动量不守恒。目前有一些特殊双星系统, 如激变双星、X 射线双星、沃尔夫-拉叶星双星、相接型密近双星等, 它们在演化形成过程中都存在质量和角动量损失。因此, 发展非守恒密近双星演化理论, 已成为双星演化理论中最感兴趣的课题之一。

非守恒密近双星演化理论的关键问题是: 如何计算在质量交换过程中的质量损失? 质量损失和角动量损失之间的关系如何? 然而, 解决这两个问题是比较困难的, 通常采用的办法是: 引进两个参量, 其中一个参量描述质量损失, 另一个参量描述质量损失与角动量损失之间的关系。但是不同研究者所引进的两个参量的意义略有不同。引进两个参量来描述双星系统的质量和角动量损失的文献有[30—38]。其中文献[37]所引入的方法应用较多, 他们定义的两个参量 β , α 的含义是:

设主星有 ΔM 的罗希质量溢出, 其中 β 部分经由内拉格朗日点流往伴星, 因此

$$\beta = (M_2 - M_{2i}) / \Delta M \quad (8)$$

式中 M_2 为伴星的质量, M_{2i} 为质量交换前伴星的质量。设双星系统的总轨道角动量为 J , 当有质量损失时, 必定会有 ΔJ 的总角动量损失, 而相对质量损失 $\Delta M / (M_{1i} + M_{2i})$ 与相对角动量损失 $\Delta J / J$ 之间的关系为

$$\frac{\Delta J}{J} = 1 - \left(1 - \frac{\Delta M}{M_{1i} + M_{2i}} \right)^\alpha \quad (9)$$

式中 α 为引进的参量, $\alpha \geq 0$ 。

根据以上定义的参量 β, α , 可以得到双星系统中两星之间的距离 A , 以及质量比 q 的计算公式为:

$$\frac{A}{A_i} = \left(\frac{M_1 + M_2}{M_{1i} + M_{2i}} \right)^{2\alpha+1} \left(\frac{M_{1i} M_{2i}}{M_1 M_2} \right)^2 \quad (10)$$

$$q = \frac{M_{2i} + \beta \Delta M}{M_{1i} - \Delta M} \quad (11)$$

式中带有脚标为“ i ”的项, 均表示质量交换前的量。

Vanbeveren 等人计算了一个 $40M_\odot + 20M_\odot$ 的双星系统的演化, 图 6 给出这个双星系统的主星在赫罗图中的演化轨迹。在计算中他们考虑到在发生罗希质量交换前, 两颗星都有星风物质损失。此外, 在整个演化计算中, 参量 β, α 均当作常量。图中不同的演化曲线对应于不同的 β 和 α 值。根据他们的计算结果, 无论选取那组 β 和 α 值(相当于不同的质量和角动量损失情况), 主星在质量交换后的质量及结构都是相同的。然而, 不同的 β, α 值得到的双星系统的参数(如周期, 两星间的距离及质量比)却是不同的。

Vanbeveren和 Packet (1979)^[39]利用上述方法计算一个沃尔夫-拉叶星双星系统的形成。C. de Loore (1980)^[40]根据 Vanbeveren 等人的方法考虑了一个X 射线双星系统的形成。

最近, 黄润乾和谢欣(1986)^[41]提出了一种非守恒密近双星演化的计算方法。他们先定义了两个系数: f_1 表示当主星发生 ΔM 的罗希质量溢出时, 其中有多少质量离开双星系统而损失掉; f_2 表示双星系统损失一克物质将带走多少角动量。然后, 他们分析了对质量损失系数 f_1 有影响的物理因素, 并且从理论上给出了损失一克物质所带走的角动量 f_2 的表达式, 从而只

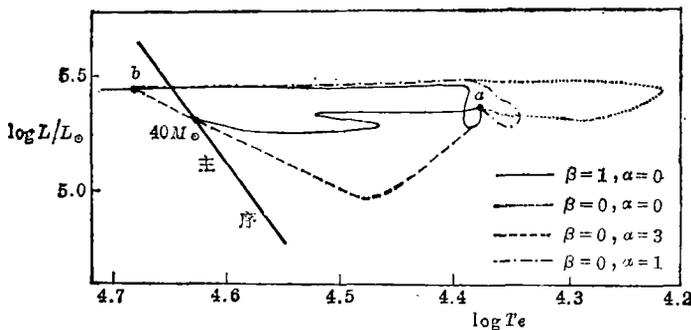


图 6

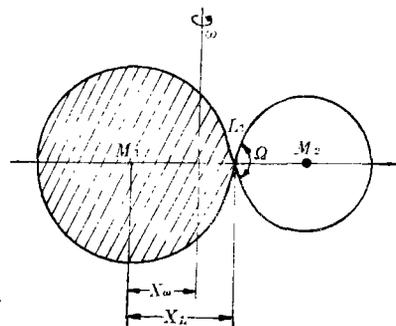


图 7

需引进一个参量 k 来描述双星系统的质量和角动量损失。他们的工作主要内容如下:

1. 对于质量损失系数 f_1 的考虑

当主星膨胀到充满罗希临界体积时(图 7), 将有 ΔM 的质量由主星流出, 其中 $(1-f_1)$ 部分是通过内拉格朗日点 L_1 流往伴星上去。这部分质量的大小必然与内拉格朗日点 L_1 附近物质受到的合力 F 的大小成正比, 同时与伴星的临界体积在 L_1 处所张开的立体角 Ω 的大小成正比, 即有:

$$1 - f_1 = k' \cdot F \cdot \Omega \quad (12)$$

考虑到合力 F 和立体角 Ω 的表达式, 则由上式可得:

$$f_1 = 1 - k \left[\frac{M_{2i}}{(A_i - X_L - \Delta)^2} - \frac{M_{1i}}{(X_L + \Delta)^2} + (X_L + \Delta - X_\omega) \frac{M_{1i} + M_{2i}}{A_i^3} \right] \frac{R_{cr2}^2}{(A_i - X_L - \Delta)^2} \quad (13)$$

式中 k 为比例系数, M_{1i} , M_{2i} 为质量交换前的主星和伴星的质量, A_i 为质量交换前两星间的距离, R_{cr2} 为伴星的罗希临界半径, Δ 为一小量。

2. 对于角动量损失系数 f_2 的考虑

当主星膨胀到充满罗希临界体积时(图 7), 将要损失的质量 $f_1 \Delta M$, 是分布在以罗希临界半径 R_{cr1} 为半径的球体表面的一个壳层内, 如果这个壳层可近似看作一刚性壳层, 则它的轨道角动量可用下式表示:

$$\Delta J = f_1 \Delta M \left(\frac{2}{3} R_{cr1}^2 + X_\omega^2 \right) \cdot \omega \quad (14)$$

式中 R_{cr1} 为主星的罗希临界半径, ω 为双星系统的公转角速度。

f_2 为损失一克物质带走的角动量。因此由上式可得:

$$f_2 = \left(\frac{2}{3} R_{cr1}^2 + X_\omega^2 \right) \omega = \left(\frac{2}{3} R_{cr1}^2 + A_i^2 \frac{M_{2i}}{(M_{1i} + M_{2i})^2} \right) G^{1/2} \frac{(M_{1i} + M_{2i})^{1/2}}{A_i^{3/2}} \quad (15)$$

式中 G 为引力常数。已知 f_1 , f_2 的表达式, 就可以得到在质量交换后, 两颗星之间的距离 A 和质量比 q 的计算公式:

$$A = \frac{M_1 + M_2}{G(M_1 M_2)^2} \left[G^{1/2} A^{1/2} \frac{M_{1i} M_{2i}}{(M_{1i} + M_{2i})^{1/2}} - f_2 f_1 \Delta M \right]^2 \quad (16)$$

$$q = \frac{M_{2i} - (1 - f_1) \Delta M}{M_{1i} + \Delta M} \quad (17)$$

式中 M_1 , M_2 为质量交换后的主星和次星的质量。由 f_1 , f_2 的表达式可以看出, 只需要引进一个参量 k 就可以决定双星系统的质量和角动量损失。在这个方法中, 他们假定参量 k 在整个演化过程中为常量。这个假设比假设 f_1 , f_2 在整个演化过程中为常量要合理。

图 8 是根据他们的方法所计算的一个 $8M_\odot + 2M_\odot$ 密近双星系统中主星在赫罗图中的演化程。质量交换是在 B 情况下发生。图中不同的虚线对应于不同形式的质量和角动量损失, 即对应于不同的 $\ln k$ 值。根据他们的计算, 得到了一些有意义的结果:

首先证明了, 无论以哪种形式决定的质量和角动量损失, 主星在质量交换过程结束时(图 8 中的 b 点)的质量和结构都是相同的。这个结果和 Van Beveren et al. (1979)^[87] 的结果一致。

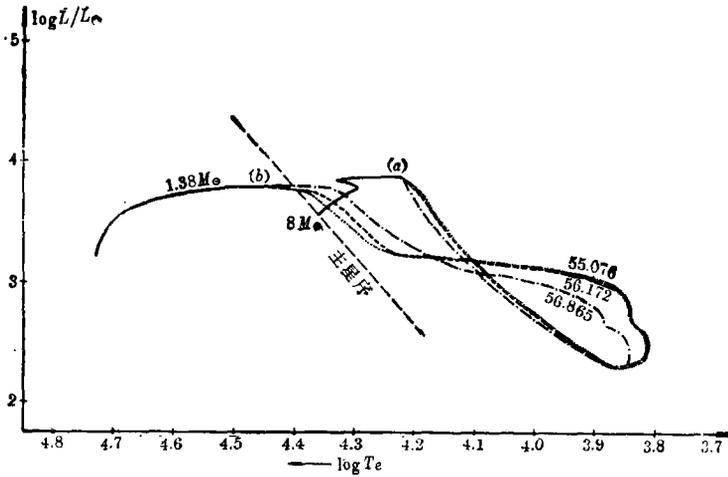


图 8

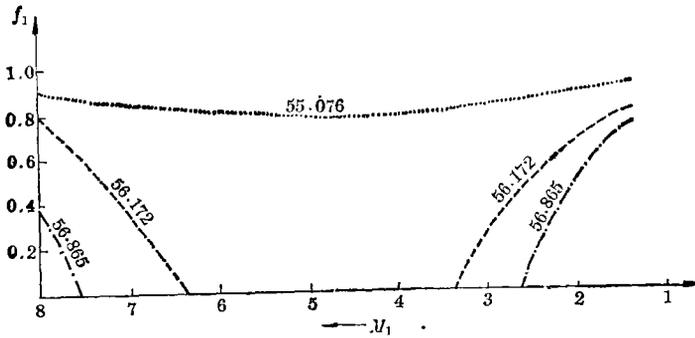


图 9. 在质量交换过程中, 质量损失系数 f_1 与主星质量 M_1 之间的关系。

并且也和过去的守恒密近双星演化计算结果一致(参看[25—26])。此外,图9给出在质量交换过程中,质量损失系数 f_1 的变化情况。显然 f_1 不是常量。对于 $\ln k=56.172$ 、 56.865 两种情况,在质量交换过程开始后不久, f_1 的数值便迅速下降,并很快降到零。这意味着双星系统迅速地由质量和角动量损失状态转变为质量和角动量守恒状态。但是经过一定程度的质量交换以后, f_1 的数值又由零迅速增大,这时再次出现质量和角动量损失。就是说,在密近双星演化过程中,可以交替地存在质量和角动量守恒和不守恒两种状态。并且 $\ln k$ 值越大,守恒状态的时间越长。这个结果是其他作者没有得到的。对于一个双星系统,当 M_1, M_2 和 A 的值给定以后, $\ln k$ 必有一临界值,如果 $\ln k$ 的值大于临界值,就会出现上述守恒和非守恒两种状态交替存在的现象。如果 $\ln k$ 值小于临界值,则只有非守恒状态存在(图中 $\ln k=55.076$ 的情况)。

参 考 文 献

[1] Böhm-Vitense, E., *Z. Astrophys.*, **46** (1958), 108.
 [2] 黄润乾, 恒星的结构和演化, 科学出版社, (1986).
 [3] Saslaw, W. C. and Schwarzschild, M., *Ap. J.*, **142** (1965), 1468.
 [4] Shavir, G. and Salpeter, E. E., *Ap. J.*, **184** (1973), 191.
 [5] Maeder, A., *Astron. Astrophys.*, **40** (1975), 303.

- [6] Matzka, B., Wassermann, C. and Weigert, A., *Astron. Astrophys.*, 107(1981), 283.
- [7] Maeder, A. and Mermilliod, J. C., *Astron. Astrophys.*, 93(1981), 136.
- [8] Vanbeveren, D., *Astron. Astrophys.*, 119(1983), 239.
- [9] Doom, C. and De Greve, J. P., *Astron. Astrophys.*, 120(1983), 97.
- [10] Bressan, A. G., Bertelli, G. and Chiosi, C., *Astron. Astrophys.*, 102(1981), 25.
- [11] Stothers, R. and Chin, C.-w., *Ap. J.*, 247(1981), 1063.
- [12] Doom, C., *Astron. Astrophys.*, 116(1982), 303.
- [13] Doom, C., *Astron. Astrophys.*, 116(1982), 308.
- [14] Bertelli, G., Bressan, A. G. and Chiosi, C., *Astron. Astrophys.*, 130(1984), 279.
- [15] Bertelli, G. et al., *Astron. Astrophys.*, 150(1985), 30.
- [16] Cox, A. N. and Hodson, S. W., *Pulsations in classical and cataclysmic variable stars*, p.332, Boulder, Colo. (1982).
- [17] Huang, R. Q. and Weigert, A., *Astron. Astrophys.*, 127(1983), 309.
- [18] Stellingwerf, R. F., *Ap. J.*, 262(1982), 330.
- [19] Stellingwerf, R. F., *Ap. J.*, 277(1984), 322.
- [20] 熊大润, 中国科学(A辑), (1984), No.12, 1111页.
- [21] Xiong, D. R., *Astron. Astrophys.*, 150(1985), 133.
- [22] Unno, W., Kondo, M. and Xiong, D. R., *Publ. Astron. Soc. Japan*, 37(1985), 235.
- [23] Kuhfuß, R., *Astron. Astrophys.*, 160(1986), 116.
- [24] Plavec, M., *Adv. Astron. Astrophys.*, 6(1968), 201.
- [25] Paczynski, B., *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 9(1971), 183.
- [26] Thomas, H. C., *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 15 (1977), 127.
- [27] Huang, S. S., *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 4(1966), 35.
- [28] Kruszewski, A., *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 4(1966), 233.
- [29] Batten, A. H., *Publ. Astron. Soc. Pacific*, 82(1970), 574.
- [30] Paczynski, B. and Ziolkowski, J., *Acta. Astron.*, 17(1967), 7.
- [31] Refsdal, S. and Weigert, A., *Astron. Astrophys.*, 13(1973), 367.
- [32] Plavec, M., Ulrich, R. K. and Polidan, R. S., *Publ. Astron. Soc. Pacific*, 85(1973), 789.
- [33] Van Den Heuvel, E. P. J., De Loore, C., *Astron. Astrophys.*, 25(1973), 387.
- [34] Masevich, A. G. and Yungelson, L. R., *Mem. Della Societa Astron. Italia*, 46(1975), 216.
- [35] Sugimoto, D., *Publ. Astron. Soc. Japan.*, 28(1976), 593.
- [36] Ziolkowski, J., *IAU Symp. No.83*, p.385.
- [37] Van Beveren, D., De Greve, J. P., Van Dessel, E. L. and De Loore, C., *Astron. Astrophys.*, 103(1979), 19.
- [38] Giannuzzi, M. A., *Astron. Astrophys.*, 103(1981), 111.
- [39] Vanbeveren, D. and Packet, W., *Astron. Astrophys.*, 80(1979), 242.
- [40] De Loore, C., *Space Science Reviews*, 26(1980), 113.
- [41] Huang, R. Q. and Xie, X., *Astron. Astrophys.*, 161(1986), 142.

(责任编辑 林一梅)

Some Interesting Problems in the Field of the Theory of Stellar Structure and Evolution (I)

Huang Runqian

(Yunnan Observatory, Academia Sinica)

Abstract

Two interesting problems in the field of the theory of stellar structure and evolution are described in this paper. Such as the non-local convective theory and the non-conservative evolution of close binaries.