

湍动对流与变星脉动稳定性*

熊大闰[†]

(中国科学院紫金山天文台 南京 210008)

摘要 对低温变星的脉动激发机制中的一些争议问题进行了评述: (1)大多数人相信 γ Doradus型变星是由所谓的阻塞对流机制所激发. 研究表明, γ Doradus和 δ Scuti变星的激发机制不存在任何实质性的差别, 他们是更大一类 δ Scuti- γ Doradus变星的2个次群: δ Scuti变星是p模脉动子群; 而 γ Doradus是g模脉动子群. (2)大多数人相信太阳5分钟振荡和恒星的类太阳振荡被对流所阻尼, 他们是由所谓湍流随机激发机制驱动的. 研究表明, 对流并非单纯只是脉动的阻尼机制, 否则无法解释Mira变星和类Mira变星. 利用非局部和非定常的恒星对流理论, 不仅可以重现 δ Scuti和 γ Doradus脉动不稳定区, 也可重现低光度红巨星的类太阳振荡和高光度红巨星的类Mira振荡特性.

关键词 恒星: 变星, 恒星: 振荡, 对流

中图分类号: P144; **文献标识码**: A

1 简短的历史回顾

在天体物理中, 脉动变星的研究开始得早, 理论发展得也最为完善. 早在400多年前, 人们就发现了红巨星Mira的光变. 大约在100 yr前, 发现了造父变星的周光关系, 它成为了测量河外天体距离的基石. 几乎与此同时, Shapley确立了造父变星的光变是由于恒星周期性的脉动运动造成的^[1]. Eddington在其旷世巨著《The Internal Constitution of the Stars》一书中确立了恒星脉动理论的基础, 并天才地预言脉动变星的激发来自恒星外层氢的临界电离区^[2]. 与恒星内部结构和演化的研究相平行, 恒星脉动成为上个世纪天体物理学的主体和前沿之一. 经过近一个世纪众多天体物理学家共同的努力, 恒星脉动理论发展日臻完善. 这些分别总结在Ledoux等^[3]、Cox^[4]和Unno等^[5]的专著中.

太阳5分钟振荡是上个世纪中叶的一项重大发现^[6]. 继后的日震学使得人们第一次通过太阳表面振荡的观测, 直接窥视太阳的内部结构与运动(较差自转和内部环流)^[7-11]. 日震学的巨大成功, 催生了星震学的创立与发展. 这大大丰富了人们对太阳和恒星内部结构和演化的认识. 观测与理论紧密配合, 相互促进, 将变星研究送上了发展的快车道. 近20 yr, 变星研究取得了重大的进展, 但依然存在很多未解的难题与困难. 他们大多与非线性理论和恒星对流理论有关. 本文仅限于讨论恒星对流理论以及与之相关的

2016-09-30收到原稿, 2016-11-03收到修改稿

*国家自然科学基金项目(AO11373069)资助

[†]xiongdr@pmo.ac.cn

变星脉动稳定性的问题. 在第2节, 简短地介绍了恒星对流理论的发展概况, 侧重介绍了我们的非局部和非定常的恒星对流理论. 在第3节则按历史的顺序, 介绍了与对流有关的恒星脉动稳定性问题的研究概况, 以及近年来对恒星类太阳(Solar-like)振荡和类长周期变星(Mira-like)振荡以及 δ Scuti/ γ Doradus型变星研究的新进展. 最后一节是简短的小结与展望.

2 恒星对流理论

辐射和对流是恒星内部2种主要的能量传输方式. 除沿主序带最热的 β Cep型变星和脉动的B型星之外, 几乎所有的造父和类造父变星(Cepheid和Cepheid-like)以及Mira和Mira-like变星都具有延伸程度不等的表面对流区. 对流引起恒星内部能量、动量的传输和元素的混合, 从而严重地影响恒星的内部结构、演化和脉动的稳定性, 是天体物理最基础的理论之一. 由于天体的巨大尺度, 恒星对流都具有很高的雷诺数, 所以恒星对流大都呈现完全发展的湍流状态. 湍流理论发展至今已逾100 yr, 但我们对其实质和规律仍未彻底认识清楚. 因此不可能有一个完善的恒星对流理论. 目前国际上恒星内部结构和演化计算所采用的对流理论还是上个世纪中叶由Vitense发展的所谓混合长的恒星对流理论^[12]. 原始的Vitense理论是一种静态的恒星对流理论, 仅适用于计算恒星的静态结构和恒星的准静态演化. 通常恒星对流运动的惯性时标远远短于恒星演化的时标, 因此在恒星演化的任何时刻, 对流都可以认为是处于准静态平衡的. 但对于恒星脉动, 恒星对流和恒星脉动的时标大致是同一量级的. 恒星对流并不能瞬时紧跟上恒星脉动运动的变化, 它将滞后脉动运动的变化. 因此, 静态的Vitense理论不能简单用于恒星脉动计算. 基于此, 各种非定常的混合长理论应运而生, 其中以Unno^[13]和Gough^[14]的理论最具代表性, 应用最广. Baker对早年非定常对流理论的发展作了一个全面和深入的评述^[15].

混合长理论的最大优点在于其物理的直观性和应用的简单性. 当我们所研究的问题与非局部对流性质的关系不十分紧密时, 它依然是一个非常有用的初级近似. 虽然大家明知它存在很大缺点, 但在当前仍无一个为普遍接受又简单实用的恒星对流理论之时, 在恒星结构、演化和脉动理论计算中, 混合长理论仍广为采用. 混合长理论的根本缺点在于它并不是一个遵从流体力学方程的动力学理论, 而是基于将湍流元简单与气体分子运动类比而建立的一种弹道型的唯象理论. 但实际上湍流比气体分子运动要复杂得多. 首先, 分子除其在短暂的碰撞瞬间之外, 几乎是处于完全自由飞行状态. 因此它可以看成是一种近独立子系统. 这是分子运动存在遍历理论的基础. 通过简单的碰撞积分, 就导出了气体分子运动的麦克斯韦-玻尔兹曼分布律. 其次, 相对气体宏观性质的变化特征长度, 分子的平均自由程要好几个数量级. 因此气体的输运性质(气体扩散、热传导和粘滞性等)均可表示为一种局部理论; 与此相反, 通常湍流元的特征长度与平均流场的特征长度是可相比拟的. 湍流元在其运动过程中不断与其周围的流体介质交换能量和动量. 这就导致恒星对流不可能由一种局部理论来表述, 其本质上是一种非局部现象. 非线性和非局部性是对流理论困难的根本所在. 这也是造成基于与分子运动论简单类比而建立的混合长理论缺点的主要原因. 基于这种思考, 我们放弃了混合长的理论, 而转向发展一种基于流体力学方程和湍流理论的恒星对流理论^[16-21].

我们的恒星对流理论采用了经典的雷诺研究湍流的方案. 从流体动力学方程出发, 将所有的物理量 χ (流体的温度、压力、密度及速度等)写成其平均量 $\bar{\chi}$ 和湍流起伏量 χ' 之和的形式:

$$\chi = \bar{\chi} + \chi'. \quad (1)$$

将(1)式代入流体动力学方程, 并对其湍流起伏量 χ' 作泰勒展开, 只保留其1阶项, 忽略所有 χ' 的2阶及高阶项. 对整个方程取平均, 则可得到平均的流体动力学方程. 此时, 在平均的流体动力学动量守恒方程中则会多出一个湍流速度的2阶关联:

$$\frac{D\bar{u}^i}{Dt} + \frac{1}{\bar{\rho}} \nabla_k \left(g^{ik} \bar{P} + \overline{\rho u'^i u'^k} \right) + g^{ik} \nabla_k \bar{\Phi} = \frac{1}{\bar{\rho}} \nabla_k \sigma_{(u)}^{ik}, \quad (2)$$

而在平均的能量守恒方程中则会多出一个湍流速度和温度的交叉关联:

$$\bar{\rho} C_p \frac{D\bar{T}}{Dt} - \alpha \frac{D\bar{P}}{Dt} + \nabla_k \left(\bar{F}_r^k + \overline{\rho C_p \omega'^k T'} \right) = \bar{\rho} \varepsilon_N + \overline{\sigma_{(u')}^{ik} \nabla_k u'_i}, \quad (3)$$

其中, ρ 、 P 、 T 、 C_p 、 α 、 ε_N 、 $\sigma_{(u)}^{ik}$ 和 F_r^k 分别是流体的密度、压力、温度、定压比热、热膨胀系数、核产能率、粘滞应力张量和辐射流矢量. Φ 是引力势, u^i 是流体运动速度矢量的第 i 个分量. 其中量符号上面加一横则代表该量的平均量, 而右上角一撇则代表其湍流起伏量. $\overline{\rho u'^i u'^k}$ 正是湍流的雷诺应力. 而 $\overline{\omega'^k T'}$ 则是湍流的热对流矢量. 他们都是湍流速度和温度起伏的2阶关联函数. 我们的对流理论就是去建立这些2阶关联的动力学方程. 从原始的流体力学方程, 减去其对应的平均方程, 我们不难得到以下的湍流速度和温度起伏的动力学方程:

$$\begin{aligned} & \frac{D\omega'^i}{Dt} + \omega'^k \nabla_k \bar{u}^i + \frac{1}{\bar{\rho}} \nabla_k \left(g^{ik} P' + \rho u'^i u'^k - \overline{\rho u'^i u'^k} \right) = \frac{1}{\bar{\rho}} \nabla_k \sigma_{(u')}^{ik}, \quad (4) \\ & \frac{D}{Dt} \left(\frac{T'}{\bar{T}} \right) + \frac{T'}{\bar{T}} \left\{ [1 - \alpha + C_{p,T}] \frac{D \ln \bar{T}}{Dt} + [C_{p,P} + (1 - \alpha) \nabla_{\text{ad}}] \frac{D \ln \bar{P}}{Dt} \right\} + \\ & \omega'^k (\nabla_k \ln \bar{T} - \nabla_{\text{ad}} \nabla_k \ln \bar{P}) + \frac{1}{\bar{\rho} C_p \bar{T}} \nabla_k \left[\overline{\rho C_p T'} \left(\omega'^k \frac{T'}{\bar{T}} - \overline{\omega'^k \frac{T'}{\bar{T}}} \right) \right] \\ & = \frac{1}{\bar{\rho} C_p \bar{T}} \left[(\rho \varepsilon_N)' + \sigma_{(u')}^{ik} \nabla_i u'_k - \overline{\sigma_{(u')}^{ik} \nabla_k u'_i} - \nabla_k F'^k \right], \quad (5) \end{aligned}$$

其中 $\omega' = \rho u'^i / \bar{\rho}$ 是密度加权的湍流速度起伏, ∇_{ad} 是绝热温度梯度, 而

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \bar{u}^k \nabla_k \quad (6)$$

是流体的随体微分算符. 从湍流的速度和温度起伏的动力学方程(4)和(5)式, 我们不难导出他们的自关联和交叉关联函数的动力学方程:

$$\begin{aligned} & \frac{D}{Dt} \overline{\omega'^i \omega'^j} + \overline{\omega'^i \omega'^k \nabla_k \bar{u}^j} + \overline{\omega'^i \omega'^k \nabla_k \bar{u}^i} + \frac{1}{\bar{\rho}} \nabla_k \left(\overline{\rho u'^k \omega'^i \omega'^j} \right) - \\ & \overline{\omega'^i \frac{T'}{\bar{T}} \left(\frac{D\bar{u}^j}{Dt} + g^{jk} \nabla_k \bar{\Phi} \right)} - \overline{\omega'^j \frac{T'}{\bar{T}} \left(\frac{D\bar{u}^i}{Dt} + g^{ik} \nabla_k \bar{\Phi} \right)} + \end{aligned}$$

$$\frac{1}{\bar{\rho}} \nabla_k \left[g^{ik} \overline{\omega'^j p'} + g^{jk} \overline{\omega'^i p'} - \overline{\omega'^i \sigma_{(u')^{jk}}} - \overline{\omega'^j \sigma_{(u')^{ik}}} \right] - \frac{1}{\bar{\rho}} \left(g^{ik} \overline{p' \nabla_k \omega'^j} + g^{jk} \overline{p' \nabla_k \omega'^i} \right) = -\frac{1}{\bar{\rho}} \left[\overline{\sigma_{(u')^{ik}} \nabla_k \omega'^j} + \overline{\sigma_{(u')^{jk}} \nabla_k \omega'^i} \right], \quad (7)$$

还有温度起伏的自关联 $\overline{(T'/T)^2}$ 和速度-温度交叉关联 $\overline{\omega'^i T'}/T$ 的动力学方程, 在此就不一一写出了. 他们的详细表述和推导可参见我们的原始工作^[16-21].

(7)式实际上就是湍动动能的守恒方程. 方程左端第1项是湍动动能的变化率, 而第2和第3项为由于流体运动的剪切造成的流体平动和湍动之间的能量转换速率. 第4项为湍动动能流 $\overline{\rho u'^k \omega'^i \omega'^j}$ 引起的湍动动能的非局部能量传输的贡献, 第5和第6项为浮力做功引起的湍动动能和热能之间的转换, 第7和第8项为压力和粘滞应力能流. 方程右端为湍流因分子粘滞力而引起的湍流衰减. 湍动对流的3个主要特性(湍流衰减、湍动对流的非局部性和非各向同性)都包含在以上这些项中. 根据湍流理论, 湍流衰减可以表示为^[22]:

$$\frac{1}{\bar{\rho}} \left[\overline{\sigma_{(u')^{ik}} \nabla_k \omega'^j} + \overline{\sigma_{(u')^{jk}} \nabla_k \omega'^i} \right] = -2\sqrt{3}\eta_e \overline{x \omega'^i \omega'^j} / \ell_e, \quad (8)$$

其中 ℓ_e 为湍流的储能涡旋的特征长度. $x = \sqrt{g_{ij} \omega'^i \omega'^j} / 3$ 为湍流的方均根速率. 在我们的湍动对流关联函数的动力学理论中, 湍动对流的非局部性完全表现在3阶关联项中. 当我们忽略所有的3阶项, 则我们的理论就回到了局部的对流理论^[16]. 在湍流速度起伏的自关联的动力学方程(7)式中, $\overline{\rho u'^k \omega'^i \omega'^j}$ 的直接物理意义是湍动动能流, 我们采用一种梯度型的弥散近似来表示这3阶关联:

$$\overline{\rho u'^k \omega'^i \omega'^j} = \overline{\rho \omega'^k \omega'^i \alpha} \tau_c \nabla_\alpha \overline{\omega'^i \omega'^j}, \quad (9)$$

其中 $\tau_c = \Lambda/x$ 为湍流元的寿命, Λ 为湍流的弥散长度.

湍流理论的研究表明, 湍流压力-速度梯度关联是力图恢复湍流的各向同性^[23]. 因此我们假定(7)式左端第7项表示为:

$$\frac{1}{\bar{\rho}} \overline{P' \left(g^{ik} \nabla_k \omega'^i + g^{jk} \nabla_k \omega'^j - \frac{2}{3} g^{ij} \omega'^k \right)} = -C_3 \frac{4\sqrt{3}\eta_e}{3} x \alpha^{ij}, \quad (10)$$

其中 x 和 α^{ij} 分别是速度自关联的各向同性分量和各向异性分量:

$$\overline{\omega'^i \omega'^j} = g^{ij} x^2 + \alpha^{ij}. \quad (11)$$

湍流温度起伏自关联和速度-温度交叉关联的动力学方程也进行类似(8)–(10)式的处理, 这样我们就可以得到一组完整、自洽、封闭的湍动对流2阶关联函数的动力学方程. 他们与平均的流体动力学方程联立起来, 就形成一组可用来计算恒星结构和脉动的动力学方程. 他们包含了3个可调整的对流参数(C_1 、 C_2 、 C_3). 他们分别联系着湍流粘滞耗散(或湍动对流的寿命与惯性)、湍动对流的非局部性和非各向同性. 借助太阳的观测与理论的对比, 可以用来校准这些对流参数. 由于篇幅的限制, 本节仅粗略地介绍了我们湍动对流理论的大致脉络. 更详细的论述和理论推导请参见文献^[16-20]. 文献^[21]是对文献^[16-20]的一个最简要的综述.

顺便指出, 在相当宽阔的参数变化范围内, 我们恒星脉动稳定性的理论计算结果对对流参数(C_1 、 C_2 、 C_3)的选值很不敏感. 这有力地确保了我们的理论计算结果的可靠性.

3 变星脉动稳定性的理论研究

对流涉及到恒星结构、演化和脉动稳定性等很多重要的问题. 我们的对流理论曾被用来计算大质量恒星主序及主序后的早期演化^[24], 解释和消除了著名的所谓“半对流”的理论矛盾^[25]; 也曾用来计算太阳和类太阳型恒星大气锂丰度的衰减^[26-27]; 计算了太阳对流区结构, 获得一个与观测更为相符的太阳对流区结构^[28-29]; 正确解释了长期困惑人们的太阳对流区底部绝热声速的突然增高^[30]. 这些问题需要撰专文另予评述. 本文仅限于讨论湍动对流与变星脉动稳定性有关的问题.

图1绘出了脉动变星在赫-罗图上的分布. 从图可见, 造父变星脉动不稳定带自图的右上至左下横穿整个赫-罗图. 沿此不稳带, 分布着经典造父变星、W Vir型变星(或称星族II的造父变星)、天琴座RR型变星、 δ Scuti型变星和脉动的白矮星. 他们的脉动是由氢和氦电离区的辐射k机制激发的. 沿着主序带自左上至右下还有一个脉动不稳定带, 它们是 β Cep型变星和脉动的B型星. 在很长一段时间内, β Cep型变星的脉动激发机制都是个谜. 直到上个世纪末, 新的OPAL和OP不透明度^[31-32]出来之后, 人们才认识到它们脉动的激发是来自温度 $T \sim 2 \times 10^5$ K Fe的吸收峰的辐射k机制^[33-34]. 与造父型变星不同, β Cep型变星和脉动的B型星表面温度都很高, 几乎不存在表面对流区, 对流对这类变星几乎没有影响. 本文不讨论这类高温脉动变星.

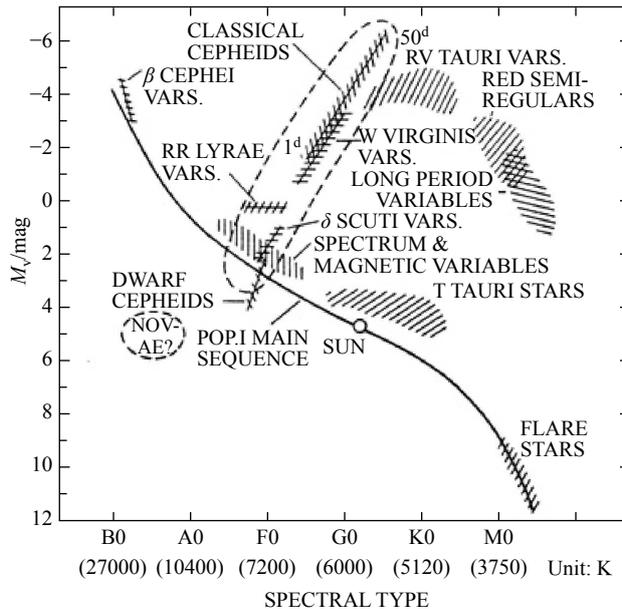


图1 脉动变星在赫-罗图上的分布

Fig. 1 Pulsating variables on the H-R diagram

3.1 造父和类造父(Cepheid-like)变星脉动不稳定区红边界

在理论界,对造父变星脉动不稳定带的存在,及其蓝端边界的位置并不存在任何争议.人们很早就知道,在恒星深的高温内部,不透明度是Kramer型的, $k \sim \rho T^{-3.5}$,即温度愈高,不透明度愈小.这样在恒星脉动过程中,在气体密度和温度高的相位,就释放出更多的辐射能;而在气体低密低温的相位,将积存更多的辐射能.这就像一部致冷机,将恒星的脉动动能转化为热能.因此在恒星内部深处,辐射是脉动的一种阻尼机制.为了让恒星脉动能够自激,必须要有一种激发机制,以补偿恒星深层的辐射阻尼.Eddington很早就天才预言这种激发来自恒星表层氢的电离区.因为在那里,与在恒星深的高温内部恰恰相反,温度越高,不透明度越大.不透明度就像是热机中的一个无形阀门.在恒星脉动的高温高密相位,将更多的辐射能阻留在恒星内部,而在低温低密相位,释放出更多的辐射能.这就犹如一部热机,将热能转化为脉动动能.对于高温的热星,氢和氦的电离区太浅太薄,它产生的激发作用不足以弥补恒星深层的辐射阻尼,因此脉动不能被激发.随着恒星温度降低,氢和氦的电离区移向恒星深层,质量加大,其激发作用加强.当恒星温度低至一定温度,氢和氦的电离区移至一确定的临界深度时,氢和氦电离区的激发作用变得足以弥补其深层的辐射阻尼时,恒星就变得脉动起来.这就是存在造父变星热(蓝)边界的原因.造父变星蓝边界也正是恒星开始出现电离氢对流区之时.这正是造父变星蓝边界同恒星观测到钙的HK发射线不谋而合的原因所在.也是我们在第2节声称,几乎所有的造父和类造父型变星都具有延伸程度不等的表面对流区的依据所在.

随着温度降低,恒星表面对流区向恒星深层推进,当恒星氢和氦的(临界)电离区全部变成完全对流时,不仅辐射k机制的激发作用减小,对流传能的阻尼作用也增强,恒星将重新变得脉动稳定.于是出现了造父变星脉动的低温(红)边界.从理论上指定脉动不稳定区红边界需要有一个非定常的恒星对流理论来处理对流与脉动的耦合.例如Baker和Gough^[35],Gonczi等^[36-37],Deupree^[38-40],Stellingwerf^[41-44]和熊大闰等^[45-49]依据各自不同的恒星对流理论,处理对流与脉动的耦合,计算了变星非绝热脉动,解释了造父变星脉动不稳定带红端边界的存在.造父变星脉动不稳定带红边界的存在是一个明确无可争辩的事实.因此以上诸理论结果虽存在明显的差异,但对其存在性并无任何太大的争议.但时至今日,仍然不存在一个为大家所普遍认同的恒星对流理论,而对具延伸对流包层的低温变星的脉动性质却敏感地依赖恒星对流的理论处理.因此,在对低温变星脉动稳定性进行更深入的讨论时,不同的观点和争论就是不可避免的了.

3.2 δ Scuti- γ Doradus变星脉动不稳定区

δ Scuti是一群位于经典造父变星脉动不稳定带底部、光谱型A-F的主序和亚巨星的短周期脉动变星.典型的脉动周期在0.02-0.25 d.他们正处在从主序向红巨星的演化阶段.大多数 δ Scuti变星脉动振幅都很小,他们是径向和低球谐阶非径向振动.而 γ Doradus是一群紧挨 δ Scuti脉动变星不稳定带红方的低温变星,典型的脉动周期为零点几到两天.最初地面观测发现的这类变星的数量很少,对其脉动性质了解也很少.因为最初发现的 γ Doradus变星都处在经典的 δ Scuti脉动不稳定带红边界之外,因此认为不太可能是由辐射k机制来激发,而是一种所谓阻塞对流机制激发的^[50-52].

随着CoRoT和Kepler星载探测器成功升天, 发现了大批新的 δ Scuti和 γ Doradus变星^[53-54], 极大地丰富和更新了我们这两类变星的认识. γ Doradus并不限于 δ Scuti脉动不稳定带之外的红方, 实际上, 它深入嵌入 δ Scuti不稳定带的内部. 假如说以前地面观测还质疑是否存在 δ Scuti/ γ Doradus双重的混合型变星的话, 那么空间观测则证实, 在理论上的 δ Scuti/ γ Doradus脉动不稳定带交叠区域内的变星, 大都是 δ Scuti/ γ Doradus双重的混合型变星. 基于这种情况, 我们重新计算了 $M = 1.4-3.0 M_{\odot}$ 恒星从零龄主序到红巨星演化各个阶段演化模型的线性非绝热脉动. 对径向脉动, 我们计算了p0-p39阶模; 而对非径向脉动, 我们则计算了低球谐阶($\ell = 1-4$) g29-p30阶模的非绝热脉动. 图2 (a)和(b)分别绘出了 $\ell = 2$ 的脉动稳定的(小黑圆点)和脉动不稳定的(大的中空圆、三角、倒三角、正方形和十字)低阶p模和g模在H-R图上的分布.

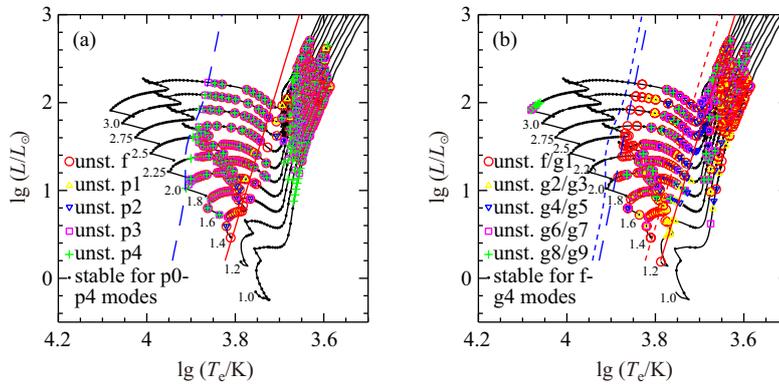


图2 脉动稳定的(小黑圆点)和脉动不稳定的(大的中空圆、三角、倒三角、正方形和十字) $\ell = 2$ 的低阶p模(a)和g模(b)在H-R图上的分布. 其中蓝色虚线和红色实线分别是其理论的脉动不稳定蓝和红边界, 而蓝色和红色的点线则是低阶径向模的脉动不稳定区的蓝和红边界.

Fig. 2 Pulsationally stable (black dots) and unstable (large open circles, triangles, inverse triangles, squares, and pluses) modes on the H-R diagram for the $\ell = 2$ low-order p- (a) and g-modes (b). The blue dashed and red solid lines are, respectively, the blue- and red- edges of instability strips for the low-order nonradial p- and g-modes, and the blue and red dotted lines are, respectively, the theoretical blue- and red-edges of instability strip for the low-order radial p-modes.

图3 (a)和图3 (b)分别是根据地面和Kepler空间观测所证认的 δ Scuti (中空正方形)、 γ Doradus (星号)和 δ Scuti/ γ Doradus混合型变星(小黑圆点)在赫-罗图上的分布. 从图可知, 熊大闰等人的理论得到 δ Scuti和 γ Doradus脉动不稳定区较Dupret等人根据混合长理论所得到的结果与观测符合得更好. 我们深入研究了 δ Scuti和 γ Doradus变星的脉动激发机制, 发现他们之间并没有任何实质上的差别, 都是由辐射的k机制和对流与脉动耦合联合作用的结果. 对脉动不稳定区蓝方的热星, 辐射的k机制占主导. 向着低温方向, 对流与脉动耦合的激发和阻尼作用增大. 因此我们提出, δ Scuti和 γ Doradus变星是更大一类脉动变星(暂称为 δ Scuti- γ Doradus型变星)的2个亚群: δ Scuti是p模脉动的子群, 而 γ Doradus是g模脉动的子群. δ Scuti、 γ Doradus和 δ Scuti/ γ Doradus混合型变星三者的关系酷似RR Lyrae变星中RRc、RRab、RRd之间的关系.

3.3 Mira变星脉动的激发机制

造父变星脉动不稳定带之所以存在红边界是因为对流的阻尼效应. 那么为什么在赫-罗图造父变星脉动不稳定带之右的低温区还会存在大量的高光度的长周期变星呢? 这是长期以来困扰天文界的问题. 很早我们就意识到, 对流绝非单纯只是一个脉动的阻尼机制. 对流通过对流传能(对流与脉动的热力学耦合)和湍流雷诺应力作用于恒星脉动. 在恒星脉动的高温高密相位, 对流传能增大, 而在脉动的低温低密相位, 对流传能减小. 这样就像是一部致冷机, 将脉动动能转化为热能. 所以对流传能通常是一种脉动的阻尼机制. 湍流雷诺应力可分为各向同性的湍流压和各向异性的湍流粘滞应力张量. 后者是将脉动动能转化为湍动动能. 这一过程发生在湍流谱的低波数区. 通过湍流的级联效应, 逐级向湍流的高波数区转移, 最后在湍流谱的最高波数区, 因分子粘滞性转化为热能, 所以湍流粘滞性是一种脉动的阻尼机制. 由于湍流运动的惯性, 各向同性的湍流压总是稍稍滞后密度的变化, 这样在恒星脉动的 P - V 功图上, 形成一个正向的卡诺循环, 其作用就如同一部热机, 将湍动动能转化为脉动动能. 因此通常湍流压是一种脉动的激发机制. 以上论断的正确性并不依赖具体的对流理论, 一个正确的对流理论就应该得到如此结果.

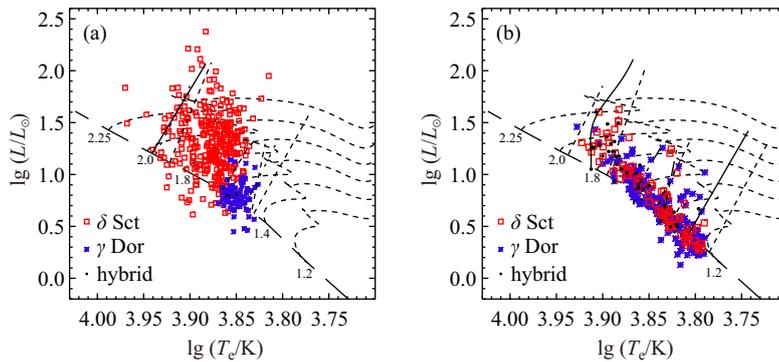


图 3 观测的 δ Scuti(中空正方形)、 γ Doradus(星形)和 δ Scuti/ γ Doradus双重混合型(小黑圆点)变星在赫-罗图上的分布. 长的虚线为零龄主序, 细的点线是恒星演化迹. (a)地基观测^[55]. 实线是Pamyatnykh的理论 δ Scuti脉动不稳定区蓝边界^[56]. 虚线是Xiong等人的理论 δ Scuti脉动不稳定区的红和蓝边界^[49], 而点线和点虚线则分别是Dupret等人理论的 δ Scuti和 γ Doradus脉动不稳定区的红和蓝边界^[52]. (b) Kepler的空间观测^[57]. 实线和虚线分别是Xiong等人的理论 δ Scuti和 γ Doradus脉动不稳定区的红和蓝边界^[58], 而点线和点虚线则分别是Dupret等^[52]理论 δ Scuti和 γ Doradus脉动不稳定区的红和蓝边界.

Fig. 3 δ Scuti (open squares), γ Doradus (asterisks), and δ Scuti/ γ Doradus hybrid (black dots) stars on the H-R diagram. The long dashed lines are ZAMS, and the thin dotted lines are the evolutionary tracks with masses denoted. (a) Ground-based observations^[55]. The solid line is the theoretical blue edge of the δ Scuti strip derived by Pamyatnykh^[56]. The dashed lines represent the theoretical δ Scuti strip derived by Xiong et al^[49]. The dotted and dot-dashed lines are, respectively, the instability of δ Scuti and γ Doradus by Dupret et al^[52]. (b) Kepler observations identified by Bradley et al^[57]. The solid and dashed lines are, respectively, the theoretical δ Scuti and γ Doradus strips derived by Xiong et al^[58]. The dotted and dot-dashed lines are those derived by Dupret et al^[52].

处理对流与脉动的动力学耦合要比处理热力学耦合困难和复杂得多. 这是因为湍流雷诺应力要比热对流更深入地贯穿进入对流稳定区^[21,24,29]. 在计算恒星平衡态模型时, 当包括湍流压对流体静力平衡的影响时, 就必须采用非局部对流理论处理, 否则必然出现数值计算的不稳定性^[17]. 为此我们发展了一种非局部和非定常的恒星对流理论来处理变星脉动中对流与脉动的热力学和动力学耦合^[17-21]. 根据这种理论, 我们计算Mira变星模型的线性非绝热脉动, 证实了我们的理论预期, 成功地解释了Mira变星脉动不稳定区, 确认了湍流压确是Mira变星的主要激发机制^[59].

3.4 太阳5分钟的振荡和恒星的类太阳振荡

Leighton等人在研究太阳大气湍流速度和温度场时, 偶然发现它存在一个周期约5 min的振荡成分^[6]. 太阳5分钟振荡从此成名. 最初人们对它的性质并不清楚, 认为它只不过是太阳大气对来自光球之下对流运动冲击的一种瞬时响应. 很快Stein和Leibacher等人就认识到它是一种俘获在亚光球区的驻声波^[7]. 进而Ando和Osaki提出, 它是太阳整体的非径向脉动, 并预言在 ω - k 图上将出现一系列分立的“脊”, 分别对应于径向节点 $n = 1, 2, 3, \dots$ 的振荡^[8]. 经过近10 yr不懈努力, 人们才从观测上取得了足够高的分辨率, 分离出这些分立的“脊”^[9]. 太阳5分钟振荡的性质才算最终被确认.

太阳5分钟振荡的性质被确认之后, 很快人们就将地震学中从地震波的分析反演地球内部结构的方法应用到研究太阳振荡中来, 日震反演应运而生, 并获得了快速的发展. 人类第一次从太阳表面振荡的观测, 直接探测到太阳的内部结构与运动^[11,60]. 日震学的巨大成功, 催生了星震学. 人们开始在恒星中寻找类太阳的振荡. 对地面观测来说, 这是很困难的工作, 因此进展得相当缓慢. 经过巨大的努力, 人们只在少数邻近的巨星和亚巨星中观测到了类太阳振荡. 但随着CoRoT和Kepler等空间探测器相继投入观测, 星震学取得了迅猛的发展. 人们在类太阳的主序星、亚巨星和红巨星中都观测到了类太阳振荡^[61-64].

太阳是位于造父变星脉动不稳定带之外的低温恒星, 表面对流区非常延伸. 人们首先要问, 太阳5分钟振荡的激发机制究竟是什么? 这个问题自始至终都存在争议. 早期的研究表明, 太阳p模的脉动稳定性敏感地依赖理论计算所采用的恒星对流理论^[65-68]. 但当发现太阳p模的有限线宽^[69]之后, 情况则发生了一边倒的变化. 大多数人都深信太阳振荡是阻尼的, 它是由所谓湍流随机激发机制所驱动的^[70-71]. 这种观点太强大了, 已成为不容争议的绝对主流声音. 但历史的经验表明, 一个时期的主流观点不一定能经受住历史的考验. 只有能经受历史考验的理论, 才能最终成为真理. 太阳振荡激发机制的问题并非定论, 很多问题仍有待商榷, 值得进一步研究. 实际上对流决非单纯只是一种脉动的阻尼, 否则无法解释在造父变星脉动不稳定带之外的低温区, 还存在大量的大变幅的Mira变星. 他们是无法用湍流随机激发机制来解释的.

根据我们非局部和非定常的恒星对流理论^[19-20], 我们计算了太阳 $\ell = 1-25$ 的g4-p39模的线性非绝热脉动^[72]. 图4绘出了其线性脉动振幅增长速率随频率的变化. 从图可以看出, 脉动振幅增长速率仅仅依赖脉动频率, 而几乎不依赖振荡模的球谐阶 ℓ , 这至少对 $\ell < 25$ 的低阶模是如此. 所有的g模和 $\nu < 100 \mu\text{Hz}$ 的低频p模都是脉动稳定的($\eta < 0$), 而脉动周期3-16 min的p模是脉动不稳定的($\eta > 0$). 理论的脉动振幅增长速率在 $\nu \sim 3700 \mu\text{Hz}$ 达到极大, 稍稍高于观测的脉动振幅极大频率 $\nu_{\text{max}} \sim 3020 \mu\text{Hz}$. 这是

由于我们的理论计算完全忽略了湍流介质对声波的散射和折射效应. 它随驻声波的频率增高而迅速增大. 因此对高频模, 阻尼被低估了! 图4曲线的形状大致同观测的太阳5分钟振荡的脉动振幅随频率的变化是相似的.

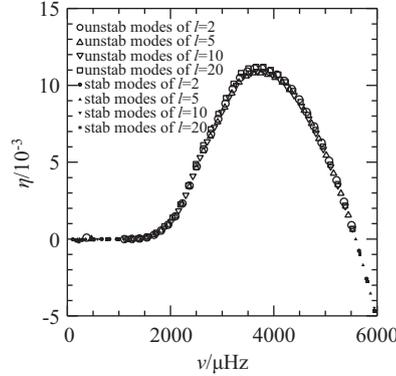


图4 太阳低球谐阶($\ell = 2-20$)非径向模的线性脉动振幅增长率 $\eta = -2\pi\omega_i/\omega_r$ 随振荡频率 $\nu = \omega_r/2\pi$ 的变化. 其中 ω_i 和 ω_r 分别是振荡模的复圆频率 $\omega = i\omega_i + \omega_r$ 的虚部和实部. 实心和中空圆、三角形、倒三角、正方形分别代表 $\ell = 2, 5, 10$ 和 20 的脉动稳定($\eta < 0$)和不稳定($\eta > 0$)的振荡模.

Fig. 4 The amplitude growth rate $\eta = -2\pi\omega_i/\omega_r$ versus frequency $\nu = \omega_r/2\pi$ for the low-degree modes ($\ell = 2-20$), where ω_i and ω_r are, respectively, the imaginary and real parts of complex angular frequency $\omega = i\omega_i + \omega_r$. The small solid and large open circles, triangles, inverse triangles, and squares represent, respectively, the stable ($\eta < 0$) and unstable ($\eta > 0$) modes for $\ell = 2, 5, 10$, and 20 .

以上的研究表明, 从纯理论的观点来看, 太阳5分钟振荡是可以自激的. 其最大的障碍是如何解释太阳p模有限线宽的观测事实. 有限线宽只意味着该振荡具有有限的寿命, 但并不意味着它一定是一个线性稳定的(阻尼)模. 线性稳定模只是其中一个最浅显的解释, 而并非唯一解. 早年Gough在讨论太阳5分钟振荡的全球性时就提出, 声波在太阳大气中行进过程中, 会受到太阳米粒速度场的散射和折射, 将会损失其能量和产生相位滞后. 当声波绕太阳传播一周后回到其原出发地, 只有当它仍具有足够大的振幅和相位相干性时, 此振荡模方可认为是全球性的, 否则只能看成是一种局部的现象. 在经过一番估算之后, Gough认为对低 ℓ 和 n 的低频模, 可以认为是全球性的; 而对高 ℓ 和 n 的高频模, 其全球性是存在问题的^[73]. 我们持有与Gough相似的观点. 湍流介质对行进其中声波的散射和折射, 使得太阳5分钟振荡模仅具有有限的寿命. 观测到的太阳5分钟振荡模正是线性脉动不稳定模和湍流介质散射与折射导致的振荡模的消亡之间达成的一种动态平衡. 这也很可能是太阳5分钟振荡限幅的一个重要原因. 根据我们理论的太阳p模的线性脉动振幅增长速率和观测的太阳p模线宽, 我们估算了p模的振荡振幅. 结果表明, 对中低频的太阳振荡模, 在其寿命期间内, 线性不稳定模的振幅是可以达到观测的大小的; 而对高频p模, 则达不到观测的振幅. 由此我们认为, 对低频模, 振荡是可以自激的; 而对高频模, 它不足以自激, 在辐射和对流耦合之外, 必须有其他的激发机制. 其中湍流随机激发机制就是一个最佳的候选对象. 因此我们提出, 太阳5分钟振荡不是由单一的机制激发, 而是辐射的k机制、“规则”的对流与脉动的耦合, 以及湍流的随机激发联合作用的结果. 在低频端, “规则”的对流与脉动耦合占主导, 而在高频端, 湍流随机激发占主导. 这个频率的分界线约在4000 μHz ^[72].

图5绘出了造父变星脉动不稳定带之右 $M = 1-3 M_{\odot}$ 低温恒星 $\ell = 2$ 脉动稳定的(小黑圆点)和脉动不稳定的(大中空圆、三角、倒三角和正方形)中高阶p模在赫-罗图上的分布. 从图可见, 对低光度的类太阳型恒星、亚巨星和红巨星, 他们的中高阶p模是脉动不稳定的; 而低阶p模却是脉动稳定的(见图2). 由此可见, 他们具有典型的类太阳振荡的特性.

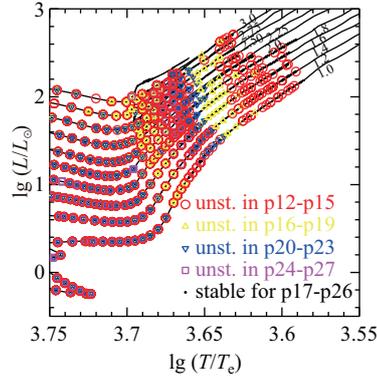


图5 $\ell = 2$ 的脉动稳定的(小黑圆点)和脉动不稳定的(大的中空圆、三角、倒三角和正方形)的中高阶p模在赫-罗图上的分布

Fig. 5 Pulsationally stable (black dots) and unstable (large open circles, triangles, inverse triangles, and squares) modes on the H-R diagram for the $\ell = 2$ intermediate- and high-order p-modes

3.5 恒星的类太阳振荡和类Mira振荡的统一激发机制

在赫-罗图上造父变星脉动不稳定带之右的低温变星可粗略分成迥然不同的2大类:

(1)高光度的Mira和类Mira变星. 他们通常仅有一个或少数几个低阶模被激发, 具有大的或较大的光变幅度.

(2)中低光度的类太阳主序星、亚巨星和红巨星. 其特征是众多的高阶径向和非径向模同时激发, 单个振荡模的光变幅度很小, 从几个ppm到几百个ppm.

至今我们对这些低温红变星的激发机制研究得都不够充分, 存在很大争议. Dziembowski等人试图用湍流随机激发机制去解释红巨星 α UMa的脉动, 发现无法解释其观测的光变幅和振荡的频谱^[74]. 与其说 α UMa是类太阳振荡, 毋宁说它更像是类Mira振荡. 我们认为, 一个成功的理论应当能解释从低光度、低温恒星的类太阳振荡到高光度红巨星的类Mira振荡. 我们的理论恰恰很自然地解释了这种转变过程. 图6我们绘出了一个 $M = 1.2 M_{\odot}$ 的恒星在红巨星演化阶段, 脉动稳定的(小黑圆点)和脉动不稳定(中空圆)模在 $\lg(L/L_{\odot})-n$ 平面上的分布, 其中 $n = n_p - n_g$ 为振荡模的径向节点数, $n > 0$ 为p模, $n < 0$ 为g模, 而 $n = 0$ 为f模^[5].

图6清楚地显示出, 对于低光度红巨星, 低阶模是脉动稳定的, 而中高阶模是脉动不稳定的, 呈现典型的类太阳振荡的特性. 随着恒星光度的增大, 脉动向低阶模推移, 脉动振幅增长速率也随之增大. 到高光度红巨星, 只有低阶模不稳定, 而中高阶模都变得脉动稳定. 恒星呈现典型的Mira振荡特性. 图7和图8分别绘出了 $M = 1-3 M_{\odot}$ 红巨星演化模型脉动最不稳定模的径向阶 n_{\max} 和脉动振幅增长速率 η_{\max} 随光度的变化. 从图5-8可

见, 我们的理论很好地重现了从低光度低温星的类太阳振荡到高光度红巨星的类Mira振荡的观测事实. 这也是我们坚信对流决非单纯只是一种脉动阻尼机制的原因. 实际上在太阳5分钟振荡和恒星的类太阳振荡中, 湍流压的激发作用已有显现, 随着红巨星光度的增大, 湍流压的激发作用随之增强. 到高光度红巨星, 湍流压变成为主要的脉动激发机制^[75].

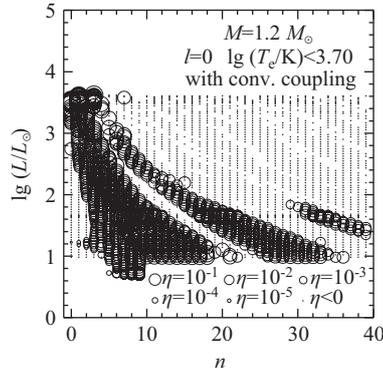


图 6 $M = 1.2 M_{\odot}$ 红巨星, $\ell = 1$ 脉动稳定的(小黑圆点)和脉动不稳定模(中空圆)在 $\lg(L/L_{\odot})$ - n 平面上的分布, 其中 $n = n_p - n_g$, n_p 和 n_g 分别是 p 模和 g 模的节点数. 中空圆的大小正比于脉动振幅增长速率的对数 $\lg \eta$.

Fig. 6 Pulsationally stable (black dots) and unstable (large open circles) modes on the $\lg(L/L_{\odot})$ - n plane for red giants with mass $M = 1.2 M_{\odot}$, where $n = n_p - n_g$, and n_p and n_g are, respectively, the node numbers of p-modes and g-modes. The size of open circles is proportional to the logarithm of amplitude growth rate for the unstable modes.

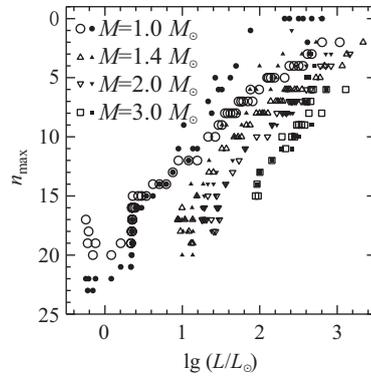


图 7 $M = 1-3 M_{\odot}$ 红巨星脉动最不稳定模的径向阶随恒星光度的变化. 图中实心和中空圆、三角、倒三角和正方形分别代表 $M = 1.0, 1.4, 2.0, 3.0 M_{\odot}$ 红巨星的径向的和低球谐阶非径向模.

Fig. 7 The radial order of the most unstable modes versus stellar luminosity for red giants with mass $M = 1.0$ (circles), 1.4 (triangles), 2.0 (inverse triangles), and $3.0 M_{\odot}$ (squares). The solid and open symbols are, respectively, the radial and low-degree non-radial modes.

赫-罗图之右的低温星其恒星表面对流区变得非常延伸. 对流成为恒星脉动主要的激发和阻尼机制. 对流通过对流传能、湍流压与湍流粘滞性影响恒星脉动的稳定性. 对流传能在恒星脉动的收缩相位(高温高密)达到极大, 而在低温低密的舒张相位达到极小. 这就犹如一部制冷机的工作原理, 是将脉动动能转化成为热能. 因此热对流是脉动的阻尼机制. 湍流粘滞性是将规则的脉动动能转化为无规的湍动动能, 最终转化为热能, 因此它也是一种脉动的阻尼机制. 由于湍动对流运动的惯性, 湍流压一般总是稍稍滞后气体密度的变化. 因此在 P - V 功图上, 它形成一个正向的卡诺循环. 这就犹如热机的工作原理, 将无规的湍动动能转化为有规的恒星脉动动能. 因此湍流压一般是一种脉动的激发机制. 以上的定性分析并不依赖具体的恒星对流理论. 一个正确的恒星对流理论应该反映这种普适的规律.

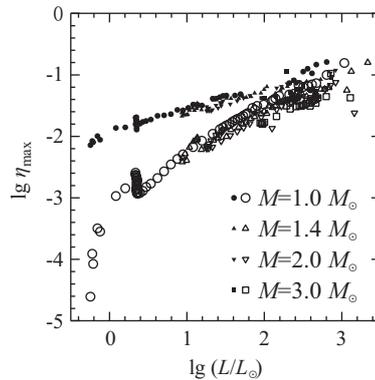


图 8 红巨星演化模型最不稳定模的脉动振幅增长速率(对数)随光度的变化. 其中圆、三角、倒三角和正方形分别代表 $M = 1.0, 1.4, 2.0, 3.0 M_{\odot}$. 实的和中空的符号分别代表径向的和非径向模.

Fig. 8 The amplitude growth rate of maximum unstable mode versus stellar luminosity for evolutionary models of red giants. The circles, triangles, inverse triangles, and squares represent, $M = 1.0, 1.4, 2.0,$ and $3.0 M_{\odot}$, respectively. The solid and open symbols are, respectively, the radial and low-degree non-radial modes.

累积功是分析研究恒星脉动激发和阻尼机制非常简便和有效的手段. 从我们计算恒星结构和脉动的动力学方程组的流体平均运动的动量守恒方程, 我们不难推导出累积功的一般表达式. 再从平均运动的能量守恒方程和湍动对流速度与温度起伏关联的动力学方程, 我们就可以得到累积功的热对流量 W_{Fc} 、湍流压分量 W_{Pt} 和湍流粘滞分量 W_{vis} 的一般表达式. 他们的相对大小不仅依赖恒星的结构(光度和有效温度), 还依赖振荡模的脉动频率. $W_{Fc} \propto 1/\omega$, 而 W_{Pt} 和 W_{vis} 则分别在 $\omega\tau_c \sim 1$ 和 $\omega\tau_c \sim (1 + c_3)$ 达到极大, 其中 ω 是振荡模的脉动圆频率, 而 τ_c 为湍动对流的惯性时标或寿命. 图9是 W_{Fc} 、 W_{Pt} 和 W_{vis} 对振荡模脉动频率依赖的示意图. 随着恒星的光度、有效温度及振荡模脉动频率的变化, W_{Fc} 、 W_{Pt} 和 W_{vis} 3者的相对大小将改变. 这就导致有时湍动对流总体上是一种激发机制, 而在另一些时候, 总体上表现为阻尼. 这样就可以解释为什么对低光度低温星, 它表现得像类太阳振荡的性质, 而对高光度红巨星, 则表现得像类Mira振荡的性质^[72].

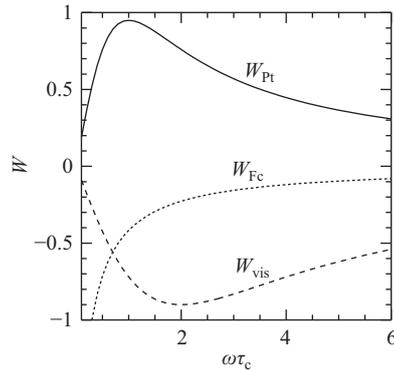


图 9 累积功的对流分量 W_{Fc} (点线)、湍流压强分量 W_{Pt} (实线)和湍流粘滞分量 W_{vis} (虚线), 随振荡模脉动频率 ν 变化的示意图

Fig. 9 A sketch showing the frequency dependence of convective flux-, turbulent pressure-, and turbulent viscosity-components W_{Fc} (dotted-line), W_{Pt} (solid line), W_{vis} (dashed line) of the accumulated work

4 小结

恒星对流一直是恒星结构、演化和脉动理论的一个重要理论问题. 本文只侧重讨论了湍动对流与恒星脉动稳定性的问题. 众所周知, 湍流理论是当今科学上尚未攻克的难题. 至今我们对湍流的本质及其规律并未彻底认清, 所以也就不可能有一个完善的恒星对流理论. 在天文界研究这一领域的人并不多, 研究得自然也就不够充分. 我们只是深深介入这方面研究的少数人之一, 因此本文的观点富有很鲜明的个人色彩. 随着MACHO (MASSIVE Compact Halo Objects)、OGLE (Optical Gravitational Lens Experiment)、CoRoT (Convection Rotation et Transits planétaires)和Kepler等项目的投入运行, 近十余年来低温红变星和小变幅的 γ Doradus变星的研究取得了重大的进展. 我们对当今主流的观点提出了几点质疑. 我们始终认为, 不同观点的讨论与争论有助于科学的发展.

(1) 当今主流观点认为, γ Doradus变星的激发机制是有别于 δ Scuti变星的, 是由一种所谓阻塞对流(convective blocking)机制所激发. 我们的研究则表明, γ Doradus和 δ Scuti变星的激发机制并无本质的差别, 他们都是由k机制和对流与脉动耦合共同作用的结果. 他们实际上是更大一类变星(姑且称 δ Scuti- γ Doradus变星)的2个子群: δ Scuti是p模脉动子群, 而 γ Doradus是g模脉动子群. δ Scuti、 γ Doradus和 δ Scuti/ γ Doradus混合型变星之间的关系就非常类似于RR Lyrae变星中RRc、RRab和RRd 3者的关系. 很明显, 对高温的 γ Doradus变星, 其表面氢和氦对流区几近消失, 无法用阻塞对流机制来解释其脉动的激发. 而在理论的 δ Scuti和 γ Doradus脉动不稳定的交叠区内, 大多数变星都是 δ Scuti/ γ Doradus混合型变星也支持他们本属同源, 其脉动激发机制并无本质差别.

(2) 现在主流观点认为, 太阳5分钟振荡以及低温恒星的类太阳振荡是线性脉动稳定(阻尼)的, 他们是由湍流随机激发机制所激发. 这个观点得到太阳和恒星类太阳振荡模有限线宽观测的强有力的支持. 我们的研究则表明, 对流决非只是脉动的一种阻尼机

制, 否则无法解释Mira和类Mira变星的激发. 根据我们非局部和非定常对流的恒星结构与脉动的动力学方程, 采用相同的恒星对流参数, 我们计算了 $M = 1.0-3.0 M_{\odot}$ 恒星从零龄主序星到红巨星各个演化阶段的径向和低球谐阶($\ell = 1-4$)的线性非绝热脉动. 它不仅很好地重现了 δ Scuti和 γ Doradus脉动不稳定带, 而且很好地重现了从低光度红巨星的类太阳振荡性质到高光度红巨星的类Mira振荡特性的整个变化过程. Mira和类Mira变星是由湍流压所激发. 实际上在太阳5分钟振荡和低光度恒星的类太阳振荡中, 湍流压的激发作用也参与其中. 我们认为太阳和类太阳振荡并不是由单一的机制所激发, 而是“规则”的对流与脉动的耦合和无规则的湍流随机激发的联合作用的结果. 在高频端, 湍流的随机激发居主导; 而在低频端, “规则”的对流与脉动的耦合居主导. 对于太阳5分钟振荡, 二者的频率分界线 $\nu \sim 4000 \mu\text{Hz}$.

对我们理论的最严重挑战是如何解释太阳和恒星类太阳振荡模的有限线宽. 在本文第3节我们提出了一种可能的解释, 认为对流区内湍流介质对行进其中声波的散射和折射引起声波能量损失和相位延滞, 导致驻声波相干性的破坏, 使得振荡模只有有限的寿命. 而实际观测到的太阳和类太阳振荡模正是线性不稳定(增幅)模和湍流大气散射及折射造成驻声波相干性损毁之间达成的一种动态平衡. 假如此假说属实, 这也自然解释了太阳和类太阳振荡的限幅问题.

参考文献

- [1] Shapley H. ApJ, 1914, 40: 448
- [2] Eddington A S. The Internal Constitution of the Stars. Cambridge: Cambridge University Press, 1926
- [3] Ledoux P, Walraven T. Variable Stars. // Flügge S. Handbuch der Physik. Berlin: Springer-Verlag, 1958: 353
- [4] Cox J P. Theory of Stellar Pulsation. Princeton: Princeton Univ. Press, 1980
- [5] Unno W, Osaki Y, Ando H, et al. Nonradial Oscillations of Stars. Tokyo: University of Tokyo Press, 1989
- [6] Leighton R B, Noyers R W, Simon G W. ApJ, 1962, 135: 478
- [7] Stein R F, Leibacher J. ARA&A, 1974, 12: 407
- [8] Ando H, Osaki Y. PASJ, 1975, 27: 581
- [9] Deubner F L. A&A, 1975, 44: 371
- [10] Gough D O. RSPTA, 1984, 313: 27
- [11] Duvall T L, Dziembowski W A. Nature, 1984, 310: 22
- [12] Vitense E. Astrophysik, 1958, 46: 108
- [13] Unno W. PASJ, 1967, 19: 140
- [14] Gough D O. ApJ, 1977, 214: 196
- [15] Baker N H. Physical Progress in Comets, Stars and Active Galaxies. New York: Springer-Verlag, 1986: 105
- [16] 熊大闰. 天文学报, 1977, 18: 86
- [17] 熊大闰. 天文学报, 1979, 20: 238
- [18] 熊大闰. 中国科学, 1981: 705
- [19] Xiong D R. A&A, 1989, 209: 126
- [20] Xiong D R. ApJS, 1997, 108: 529
- [21] Xiong D R, Deng L, Zhang C. MNRAS, 2015, 451: 3354
- [22] Hinze J O. Turbulence. New York: McGraw-Hill, 1975
- [23] Rotta J C. Zeitschrift für Physik, 1951, 129: 547

- [24] Xiong D R. *A&A*, 1986, 167: 239
- [25] Schwarzschild M, Härm R. *ApJ*, 1958, 128: 348
- [26] 熊大闰, 近藤正明, 海野和二郎. *天文学报*, 1991, 32: 333
- [27] Xiong D R, Deng L. *MNRAS*, 2009, 395: 2013
- [28] Xiong D R. *A&A*, 1992, 254: 362
- [29] Xiong D R, Deng L. *MNRAS*, 2001, 327: 1137
- [30] Zhang C, Deng L, Xiong D R, et al. *ApJ*, 2012, 759: L14
- [31] Rogers F J, Iglesias C A. *ApJS*, 1992, 79: 507
- [32] Seaton M J. *MNRAS*, 1993, 265: L25
- [33] Cox A N, Morgan S M, Siobahn M, et al. *ApJ*, 1992, 393: 272
- [34] Moskaik P, Dziembowski W A. *A&A*, 1992, 256: L5
- [35] Baker N H, Gough D O. *ApJ*, 1979, 234: 232
- [36] Gonczi G, Osaki Y. *A&A*, 1980, 84: 304
- [37] Gonczi G. *A&A*, 1981, 96: 138
- [38] Deupree R G. *ApJ*, 1977, 211: 509
- [39] Deupree R G. *ApJ*, 1977, 214: 502
- [40] Deupree R G. *ApJ*, 1977, 215: 232
- [41] Stellingwerf R F. *ApJ*, 1982, 262: 330
- [42] Stellingwerf R F. *ApJ*, 1982, 262: 339
- [43] Stellingwerf R F. *ApJ*, 1984, 277: 322
- [44] Stellingwerf R F. *ApJ*, 1984, 277: 327
- [45] 熊大闰. *中国科学*, 1980: 347
- [46] 熊大闰. *中国科学A辑*, 1982: 166
- [47] 熊大闰. *天文学报*, 1981, 22: 350
- [48] Xiong D R, Cheng Q L, Deng L. *ApJ*, 1998, 500: 449
- [49] Xiong D R, Deng L. *MNRAS*, 2001, 324: 243
- [50] Guzik J A, Kaye A B, Bradley P A, et al. *ApJ*, 2000, 542: 57
- [51] Warner P B, Kaye A B, Guzik J A. *ApJ*, 2003, 593: 1049
- [52] Dupret M A, Grigahcene A, Garrido R, et al. *A&A*, 2005, 435: 927
- [53] Balona L A. *MNRAS*, 2014, 437: 1476
- [54] Balona L A, Dziembowski W A. *MNRAS*, 2011, 417: 591
- [55] Rodriguez E, Guzik J A, Miles L F, et al. *A&AS*, 2000, 144: 469
- [56] Pamyatnykh A A. *ASPC*, 2000, 210: 215
- [57] Bradley P A, Guzik J A, Miles L F, et al. *AJ*, 2015, 149: 68
- [58] Xiong D R, Deng L, Zhang C, et al. *MNRAS*, 2016, 457: 3163
- [59] Xiong D R, Deng L, Cheng Q L. *ApJ*, 1998, 499: 355
- [60] Cox A N, Livingston W C, Matthews M S. *Solar Interior and Atmosphere*, Space Science Series. Tucson: University of Arizona Press, 1991: 519
- [61] Brown T M, Gilliland R L, Timothy M, et al. *ApJ*, 1991, 368: 599
- [62] Guenther D B, Kallinger T, Reegen P, et al. *ApJ*, 2005, 635: 547
- [63] Barban C, Matthews J M, De Ridder J, et al. *A&A*, 2007, 468: 1033
- [64] De Ridder J, Barban C, Baudin F, et al. *Nature*, 2009, 459: 398
- [65] Antia H M, Chitre S M, Narasimha D. *SoPh*, 1982, 77: 303
- [66] Gabriel M. *IAU Sym.*, 1987, 123: 375
- [67] Dupret M A, Barban C, Goupil M J, et al. *ESASP*, 2006, 624E: 97
- [68] Balmforth N J. *MNRAS*, 1992, 255: 603
- [69] Libbrecht K G. *ApJ*, 1988, 334: 510
- [70] Goldreich P, Keeley D A. *ApJ*, 1977, 211: 934
- [71] Goldreich P, Keeley D A. *ApJ*, 1977, 212: 243
- [72] Xiong D R, Deng L. *MNRAS*, 2010, 405: 2759

- [73] Gough D. Some Theoretical Remarks on Solar Oscillations. // Hill H A, Dziembowski W A. *Nonradial and Nonlinear Stellar Pulsation*. Berlin: Springer-Verlag, 1980: 273
- [74] Dziembowski W A, Gough D O, Houdek G, et al. *MNRAS*, 2001, 328: 601
- [75] Xiong D R, Deng L. *RAA*, 2013, 13: 1269

Turbulent Convection and Pulsation Stability of Stars

XIONG Da-run

(*Purple Mountain Observatory, Chinese Academy of Sciences, Nanjing 210008*)

ABSTRACT The controversies about the excitation mechanism for cool variables are reviewed: (1) Most people believe that γ Doradus stars are excited by so called convective blocking. Our researches show that the excitation of γ Doradus has no difference from that of δ Scuti. They are two subgroups of a broader type of δ Scuti- γ Doradus stars: δ Scuti is the p-mode subgroup, while γ Doradus is the g-mode subgroup. (2) Most people believe that the Solar- and Solar-like oscillations of stars are damped by convection, and they are excited by so called stochastic effects of turbulence. Our researches show that convection is not solely a damping mechanism for stellar oscillations, otherwise it is not able to explain the excitation of Mira and Mira-like stars. It can be repeated not only the δ Scuti and γ Doradus strip, but also the characteristics of Solar-like and Mira-like oscillations, respectively, for the low- and high- luminosity red stars by using our non-local and time-dependent theory of convection.

Key words stars: variables, stars: oscillations, convection