

恒星的非径向脉动和模式证认

郝 晋 新

(中国科学院北京天文台 北京 100080)

摘 要

介绍了恒星非径向脉动的一般特性和可观测特征。着重评述早型恒星非径向脉动研究的最新进展以及非径向脉动模式证认的各种方法。

关键词 恒星: 脉动 — 早型星 — 谱线轮廓

分类号: P145.2

近年来随着高分辨、高信噪比光谱观测技术的发展,用分光手段研究恒星的非径向脉动已成为热门课题。非径向脉动引起的恒星谱线轮廓变化提供了比光度变化更丰富的信息,在中高 l 度脉动模式的证认方面,研究脉动对象的谱线轮廓变化几乎是唯一的手段。

1 恒星的非径向脉动

径向脉动理论解释造父变星的光度变化取得了巨大成功。特别是 Baker 和 Kippenhahn^[1]首次用线性非绝热径向振动理论对恒星的演化模型进行了计算,得到了与 HR 图上观测所得的造父变星不稳定带完全相符的结果。其后,很多关于造父变星径向脉动的研究工作进一步证实:造父变星具基频或低阶谐频的径向脉动,它们在 HR 图中的位置、周光关系以及光度变化的相滞后等,都可以用径向脉动理论很好地加以解释,而且,脉动观测与脉动理论相结合给出的质光关系也与这一阶段恒星演化理论所得的质光关系吻合得很好^[2]。这些成果使径向脉动理论与实测的研究发展到了比较完善的地步。但非径向脉动问题的研究在很长一段时间内仅限于纯理论范畴。非径向脉动理论的真正发展开始于 Ledoux^[3]的工作。他认为非径向脉动理论可以解释观测到的大犬座 β 的双周期现象和谱线致宽效应的时变现象。Osaki^[4]计算了非径向脉动恒星的谱线轮廓并与观测结果相比较来检验 Ledoux 的理论。Osaki^[5]还提出了一个可能的机制来解释仙王座 β 型星的脉动起因和维持机制。虽然也有人认为仙王座 β 型星主要是径向脉动的^[6,7],但一些仙王座 β 型星的多频拍现象需要引入非径向脉动理论来解释。

Leighton、Noyes 和 Simon^[8]发现的太阳 5 分钟振荡在恒星非径向脉动理论研究的历史上具有划时代的意义。70 年代以来,对太阳的观测研究证实 5 分钟振荡是 $l = 200-1000$ 的 p 模式振动^[9],同时,太阳还存在中低 l 度 ($l = 0-200$) 的 p 模式振动^[10]。Brown^[11]和对

Libbrecht^[12] 全日面的振动数据进行了完全的二维分析, 从而得到了带有各个不同模式的 n, l, m 信息的本征频率谱。太阳被认为是一颗具有多种 p 模式 ($l = 0 - 1000$) 振动的恒星。日震学最重要和最独特的方面就是其可能的振动学解, 利用它可以探测太阳的内部结构。

从 60 年代后期到 70 年代早期, 与振动相关的现象在很多过去被认为不存在脉动的恒星中被观测到。这些恒星包括白矮星、 A_p 星和早型 O、B 型恒星。现在一般认为这些恒星的变化多数情况是由非径向脉动引起的。随着观测的发展, 关于太阳和恒星的非径向脉动理论方面的研究也取得了很大的进展。70 年代中期, 借助于电子计算机得到了真实恒星模型线性绝热和线性非绝热非径向振动方程组的数值解, 并且研究了恒星演化各个阶段非径向脉动的特性^[13,14]。进行这些计算的方法现在已经相当成熟了。

1.1 非径向脉动的基本特性

对于非径向脉动, 目前只有线性理论, 即考虑恒星静止状态是球对称、振动是小扰动的情况。恒星自转和磁场对脉动的影响被忽略或是被看作小扰动。假设非扰动状态是不随时间变化的平衡状态, 在球坐标下, 恒星表面的脉动速度场就可表示为:

$$V = A \left[l, k \frac{\partial}{\partial \theta}, k \frac{l}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} \right] N_l^m P_l^{|m|}(\cos \theta) e^{i(m\phi + \sigma t + \chi)}$$

其中 $P_l^{|m|}(\cos \theta)$ 是 l 度 m 次的连带勒让得多项式, N_l^m 为归一化常数。 $l (= 0, 1, 2, \dots)$ 和 $m (= -l, -l+1, \dots, 0, \dots, l-1, l)$ 为整数, A 为振幅, χ 是位相因子, k 是水平与径向分量系数比, 它由如下关系给出:

$$k = \frac{GM}{\sigma^2 R^3} = \frac{1}{\omega^2} = \left(\frac{Q}{0.116} \right)^2$$

其中 G 为引力常数, M 和 R 分别为恒星的质量和半径, σ 为脉动角频率, ω 为无量纲化的角频率, Q 为脉动常数。恒星的非径向脉动会产生什么观测效应呢? 从脉动速度场表达式可以看出非径向振动的恒星的表面是一个此起彼伏的波动面, l 就是球表面上正负位相的分界线(称节线)数目, 振动对称轴就是球坐标的 z 轴, 很显然 m 就是经圈节线数, 它是一个在 0 到 l 之间的任一自然数。从因子 $e^{i(m\phi + \sigma t + \chi)}$ 可看出振动形成一个沿纬圈传播的波, 其相(角)速度 $(\partial \phi / \partial t)_{\text{phase}} = -\sigma / m$, m 的正负代表了两个沿不同方向传播的波。图 1 展示了几种脉动模式的恒星表面速度场。

由于本征频率 σ 与 m 无关, 所以对某个 σ 就存在 $2l+1$ 重简并模式。实际上简并来自恒星平衡结构的旋转对称性, 所以当引入自转或磁场时, 简并就消失了。这时, 对特定 m 值, 在共转坐标系上, 它所对应的本征频率为: $\sigma = \sigma_0 - m\Omega C_{nl}$, 其中 σ_0 是零自转本征频率, Ω 为自转角频率, C_{nl} 是一个依赖于恒星平衡结构和振动模式的常数。这样, 一个特定的 l 就对应了 $2l+1$ 个等间距分立的本征频率。

我们知道, 目前除太阳以外的其它恒星视面都是不可分辨的, 因而无法直接观测到如图 1 所示的脉动速度场, 但是可以通过光度和分光观测取得恒星脉动的有关信息。非径向脉动象径向脉动一样, 不仅会造成恒星表面速度场的周期性变化, 也会相应地引起恒星表面亮度分布的周期性变化。对于低 l 度的脉动, 由于其引起的恒星表面变化的几何和温度效应的共同作用, 恒星总的辐射流量或色指数会产生周期性变化。 l 度数越高, 恒星表面正负位相效应相抵越完全, 因而引起的总辐射流量或颜色变化也就越小。 Buta 和 Smith^[16] 对非径向脉

动引起的光度变化效应做了详细的阐述。

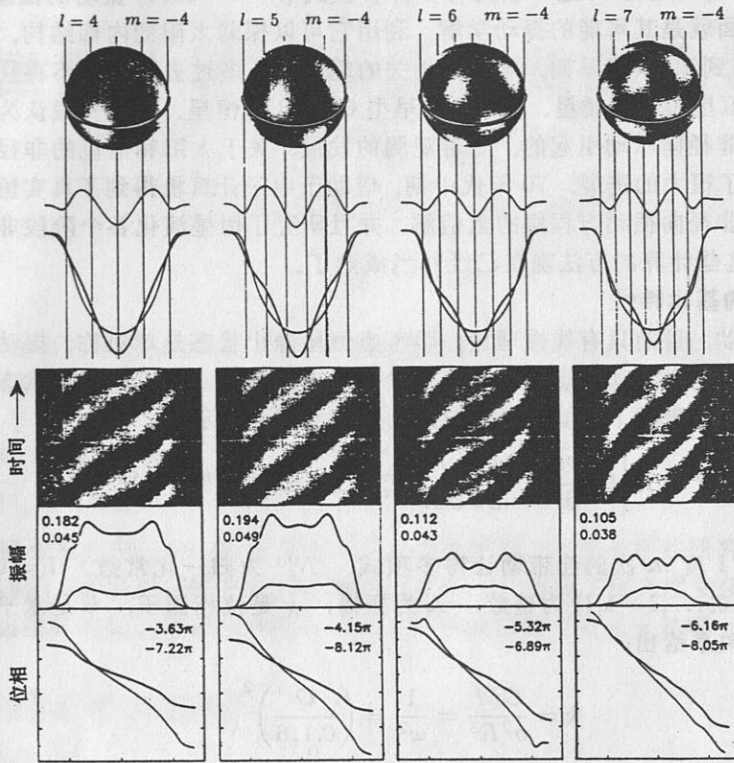


图1 演示多普勒成象原理^[15]

图顶端显示不同 l 度的脉动视向速度场，黑色和白色分别表示向外和向内的运动。接下来的曲线为脉动的残差轮廓，再下来是脉动谱线轮廓和无脉动轮廓。其下的灰度图展示了覆盖 3 个脉动周期的残差谱线轮廓的时间序列。接下来的两条曲线分别为脉动频率（粗线）和它的一阶谱频（细线）的谱线变化幅度沿轮廓的分布。最下方的两条曲线分别为脉动频率（粗线）和它的一阶谱频（细线）的位相沿轮廓的分布

非径向脉动引起恒星谱线轮廓的变化是研究早型星脉动的重要信息。低 l 次的脉动会使谱线轮廓的对称性和谱线深度发生明显的周期性变化，而高 l 次的脉动会在 $V \sin i$ 大的恒星的高分辨谱线轮廓上产生从紫端往红端移动的小“鼓包”。

1.2 早型非径向脉动恒星

早型 O、B 型星是主要的非径向脉动变星。在 20 年前，除了仙王座 β 型星外，对它们的非径向脉动还一无所知，随着高精度光度和分光观测的发展，人们逐渐认识到早型星中脉动现象的普遍存在，几乎所有 O、B 型星的次型 (O4—B8, V—I) 中都能观测到由非径向脉动引起的变化。

一般来讲，O、B 型星的光度变化都不大，通常光变幅不大于 0.1mag。它们最显著的特征是谱线轮廓的变化，即谱线宽度、对称性的变化。某些情况下可以观测到类似吸收发射结构的小“鼓包”在轮廓上的移动。人们把具有此类变化特征的恒星称为谱线轮廓变星 (LPV)。一般认为这类变化是由恒星的非径向脉动引起的。因为这类变化的时间尺度为 0.5 到 2 天，远长于径向脉动的时间尺度。早型 O、B 型脉动变星可以分为三类：仙王座 β 型变星、英仙

座 53 型变星和蛇夫座 ζ 型变星。仙王座 β 型变星是那些至少具有一个径向脉动模式的早型变星。而其它两类星则是根据自转快慢来区分的, 自转慢的称为英仙座 53 型变星, 自转快的为蛇夫座 ζ 型变星。仙王座 β 型变星由于具有径向脉动模式, 因此光度和视向速度变化都比较大, 而其它两类是非径向脉动的, 因而主要呈现时间尺度为几个小时的谱线轮廓变化或是小幅的光度变化。

(1) 仙王座 β 型变星 仙王座 β 型变星的脉动周期为 3.5—6 h。光变幅一般为 0.01—0.08mag, 视向速度的变幅为 10—50km·s⁻¹。观测表明仙王座 β 型变星的脉动常数 Q 值为 0.025—0.04 天。这说明如果是径向脉动的话, 它们既可能是基频的, 也可能是一阶谐频。在 HR 图上, 仙王座 β 型变星分布在一个狭窄的区域里, 光谱型限制在 B0.5 到 B2 型之间, 光度型为 III 或 IV 型。仙王座 β 型变星不稳定带以前被认为是在零龄主序上方大约一个星等处, 几乎平行于零龄主序。这个不稳定带对研究脉动的激发机制是非常重要的。Schmalberger^[17]、Lesh 和 Aizenman^[18] 指出这个不稳定带与质量为 10 到 15 个太阳质量的恒星的所谓演化 S 带几乎是重合的, 也就是说演化路径三次跨越仙王座 β 型变星不稳定带, 分别经历中心氢燃烧、整体收缩和外壳层氢燃烧三个阶段。最新的观测证实仙王座 β 型变星是处于中心氢燃烧阶段的正常主序星。处于仙王座 β 型变星不稳定带中心的星的脉动幅度最大, 两头的幅度较小。仙王座 β 型变星的变幅和周期在 O、B 型变星中相对来说是稳定的。但是有很多情况显示其脉动的频谱和幅度也是随时间变化的。

(2) 英仙座 53 型变星 英仙座 53 型变星是慢自转的 ($V \sin i \leq 170\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$) 的非径向脉动恒星。将其作为一类脉动恒星提出的是 Smith 等人^[19,20,7]。这类星在 HR 图上位于仙王座 β 型变星的周围, 光谱型从 O 型到中 B 型, 光度级从主序到超巨星。英仙座 53 型变星既有光度变化, 也存在谱线轮廓变化。但谱线轮廓变化是此类型星最显著的特征。变化周期一般从 0.5 到 2 天, 远长于径向脉动周期, 所以它们的谱线轮廓变化只能用非径向脉动理论来解释。然而, 我们目前对这些恒星的了解还不够充分。对多数慢自转的非径向脉动恒星, 只能考虑低 l 度的球谐正向波。有些星的脉动模式在几个月甚至几天里就发生了变化, 远比理论预期的快。有时某个模式的幅度在几天里也发生变化。Balona^[21] 指出很多英仙座 53 型变星的光度变化周期很少能与通过拟合谱线轮廓变化所确定的周期相符合。最近, Jerzykiewicz^[22] 指出英仙座 53 本身缺乏典型性, 因为近年来的观测发现, 这类星的其它成员很少能观测到英仙座 53 那样的光度变化。英仙座 53 本身的光度行为与 Waelkens 和 Rufener^[23] 通过测光发现的慢脉动 B 型星 SPB(或称中 B 型变星) 的行为是相似的, Waelkens^[24] 证实 SPB 星中的一些对象也存在谱线轮廓变化。Unno 等人^[10] 就把 SPB 划归为英仙座 53 型星。

(3) 蛇夫座 ζ 型变星 蛇夫座 ζ 型变星是快自转的 ($V \sin i \geq 170\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$) 非径向脉动恒星。在 HR 图中, 它们分布在仙王座 β 型变星周围, 既有 Be 星, 也有正常 B 型星。在晚 B 型星中, 光度和谱线轮廓变化幅度都相当小。由于蛇夫座 ζ 型变星的自转速度很高, 谱线轮廓很宽, 从而使我们探测到高达 $l = m = 16$ 的非径向脉动。蛇夫座 ζ 本身的谱线轮廓变化就可以用 $l = m = 8$ 的非径向脉动来解释。从共转坐标系统看, 很多蛇夫座 ζ 型变星的脉动模式都是反向传播的球面波, 即 $m < 0$ (蛇夫座 ζ 除外)。Be 星半人马座 μ 是非常特别的, 它的谱线轮廓上的一系列小鼓包看起来是从红端移动到蓝端, 即使是在恒星内部坐标系上看, 也是如此。Penrod^[25] 基于观测结果认为 Be 星具有的脉动模式一般为 $l = 2$ 再加上高 l 度模式, 而正常 B 型星只具有高 l 度脉动模式(蛇夫座 ζ 除外)。Gies^[26] 总结了 10 颗 Be 星最新

的多波段光谱联测结果,对脉动谱线轮廓的分析研究证实:大多数对象呈现 $l = -m = 2$ 的非径向脉动模式的轮廓变化,周期为 1 天左右,其相应的光度变化与光谱变化的周期、幅度和位相也是相符合的。从谱线轮廓的线翼变化强于线心变化的事实看,这些星的脉动模式似乎是 g 模式的,因为这种模式引起的沿恒星表面的运动分量远大于垂直于恒星表面的运动分量从而导致谱线轮廓的线翼变化强于线心变化。高频的、非周期的变化也能在这些星的谱线轮廓上观测到,但作者认为这些变化是 Be 星星周物质产生的,与中心星的非径向脉动无关。另外,在 $H\beta$ 发射线上也能观测到非径向脉动的周期,但这很可能是恒星光球的贡献而非星周盘的变化。有趣的是在 $C\text{ IV } \lambda 1550$ 线上同样也观测到了相同的周期,这说明 Be 星的星风受到了非径向脉动的调制。

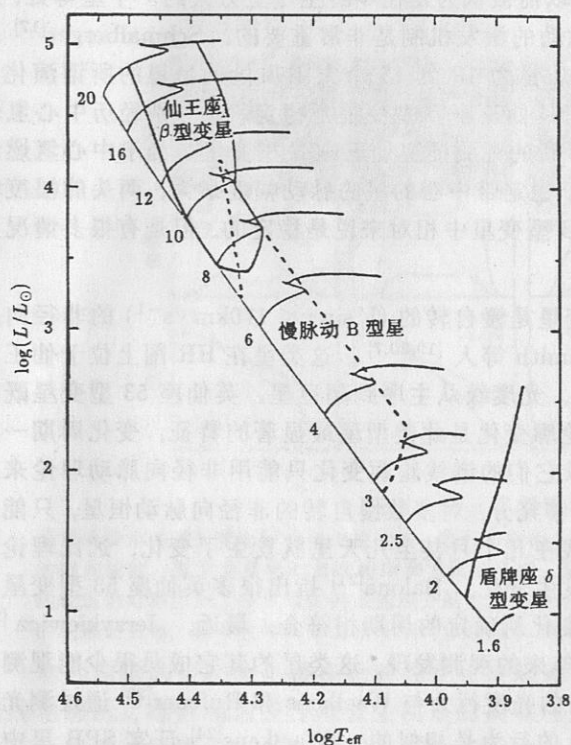


图 2 HR 图上理论计算的 B 型星脉动不稳定带^[29] 的辐射能向脉动机械能转变而激发脉动。另一种称为“ κ 机制”,即恒星一定区域内的物质在扰动时发生电离,引起不透明度增加,从而吸收更多的辐射能,并将辐射能转化成脉动的一种机制。“ κ 机制”是引起恒星脉动的一种重要机制。中性氢、中性氦和一次电离氦的进一步电离都会产生“ κ 机制”。造父变星、天琴座 RR 型变星以及盾牌座 δ 型变星就是由 He II 离子的“ κ 机制”激发的。显然,仙王座 β 型变星的脉动激发机制无法用 He II 离子的不透明度机制来考虑,原因是这类恒星内部一定深度处的温度已经远高于 He II 离子的电离温度。究竟是什么元素的不透明度机制引发了仙王座 β 型变星的脉动,有很长一段时间不清楚,直到新的恒星大气不透明度数据发表^[27,28],其脉动激发机制问题才得以解决。新的元素不透明度数据显示,除了早已知道的在 $\log T \approx 4.1$ 和 $\log T \approx 4.75$ 处不透明度随温度变化曲线分别由 H 电

如果 Be 星与正常 B 型星在非径向脉动模式上有本质的差异,就可能预示着非径向脉动(特别是低 l 度模式)和快自转是使正常 B 型星成为 Be 星的基本因素。也可能是非径向、非轴对称的脉动模式 ($m \neq 0$) 可以重新分配恒星包层的角动量,正向传播的非径向脉动波能加速恒星赤道表面的速度而产生物质外流。这些效应都被认为是造成 Be 星突发性物质流失的除自转离心力以外的附加因素。应该指出有一些 Be 星 $V \sin i \leq 170 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, 但是也有谱线轮廓变化。如大犬座 28, $V \sin i = 120 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, 可能是由于自转倾角小。具有谱线轮廓变化的 Be 星都应包括在此类变星中。

1.3 早型恒星的脉动激发机制

所谓恒星脉动的激发机制,是指在恒星内部将其它形式的能量转变成脉动机械能的物理过程。有多种机制可以激发起恒星脉动,其中最重要的有两种:

一种称为“ ϵ 机制”,即由于恒星内部热核反应产能率对温度的敏感性而导致的核反应能向脉动机械能转变而激发脉动。另一种称为“ κ 机制”,即恒星一定区域内的物质在扰动时发生电离,引起不透明度增加,从而吸收更多的辐射能,并将辐射能转化成脉动的一种机制。“ κ 机制”是引起恒星脉动的一种重要机制。中性氢、中性氦和一次电离氦的进一步电离都会产生“ κ 机制”。造父变星、天琴座 RR 型变星以及盾牌座 δ 型变星就是由 He II 离子的“ κ 机制”激发的。显然,仙王座 β 型变星的脉动激发机制无法用 He II 离子的不透明度机制来考虑,原因是这类恒星内部一定深度处的温度已经远高于 He II 离子的电离温度。究竟是什么元素的不透明度机制引发了仙王座 β 型变星的脉动,有很长一段时间不清楚,直到新的恒星大气不透明度数据发表^[27,28],其脉动激发机制问题才得以解决。新的元素不透明度数据显示,除了早已知道的在 $\log T \approx 4.1$ 和 $\log T \approx 4.75$ 处不透明度随温度变化曲线分别由 H 电

离带和 He II 电离带的不透明度特性产生两个局部极大值外, 在 $\log T \approx 5.3$ 即 $T \approx 2 \times 10^5 \text{K}$ 处还存在一个极大值, 它主要是由于铁离子的不透明度特性引起的。对仙王座 β 型变星的模型计算结果表明, 正是这个不透明度极大值导致了脉动不稳定性。需要指出的是最新的不透明度数据^[28]可以成功地解释 HR 图上的仙王座 β 型变星不稳定带而不需要引入异常高的金属丰度。

Dziembowski^[29] 在 HR 图上给出了理论计算的 B 型星脉动不稳定带, 如图 2 所示。它是用新的不透明度数据对元素丰度参数为 $X = 0.7$ 和 $Z = 0.02$ 的恒星模型的低 l 度模式的脉动不稳定性计算得到的。图中虚线区域为慢脉动 B 型星 (SPB) 不稳定带, 在这一区域里只有高次的 g 模式是不稳定的, 这些模式的脉动周期从 0.5 到 4 天, 这个周期的尺度范围与观测得到的位于 HR 图上同一区域的变星的周期是相符的。高次的 g 模式同样也可出现在更亮更热的恒星中, 但只能是高 l 度的振动。在一些 B 型星主要是 Be 星中观测到的谱线变化很可能是这些脉动模式的激发引起的。 g 模式振动是引起 Be 星活动的可能机制。这是一个需要继续探索的问题, 第一步是要在不稳定性计算中引入自转效应, 当然目前也只能在线性理论框架内进行这样的工作。图中上方粗实线所圈区域为仙王座 β 型变星不稳定带, 在这个带里, 低次的 p 或 g 模式是不稳定的。它与 SPB 不稳定带有一小部分重叠。从图中我们看到 SPB 不稳定带的宽度可扩展到超巨星区域, 并且与仙王座 β 型变星不稳定带相接。这似乎说明邻近的超巨星中普遍存在的变化现象也可能用不透明度机制予以解释。

1.4 脉动恒星的谱线轮廓变化

前面已经谈到非径向脉动引起的直接可观测特征之一就是谱线轮廓的变化。早在二十年前, Smith 和 Karp^[19] 就发现光谱型从 O9 到 B5 的一些早型星普遍地存在谱线轮廓的小幅变化。Smith^[20] 用谱线轮廓拟合法证明英仙座 53、猎户座 22 和蝎虎座 10 三颗 B 型星的谱

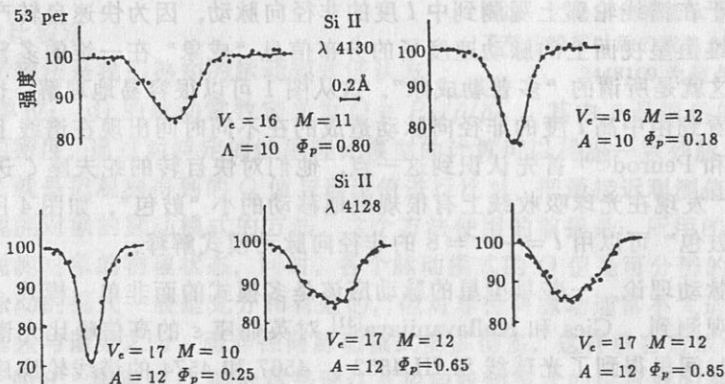


图 3 英仙座 53 的谱线轮廓及其脉动模式 $l = -m = 2$ 的拟合谱线^[20]

线宽度和对称性的短时标小幅变化是非径向脉动引起的。这三颗星都是慢自转的早型脉动变星, 后来均被归类为英仙座 53 型变星。他同时指出仙王座 β 型星的谱线形状的明显变化同样可以用非径向脉动引起的恒星表面传播的波来解释。图 3 展示了英仙座 53 的谱线形状随

脉动位相的变化以及用 $l = -m = 2$ 模式进行拟合的结果。

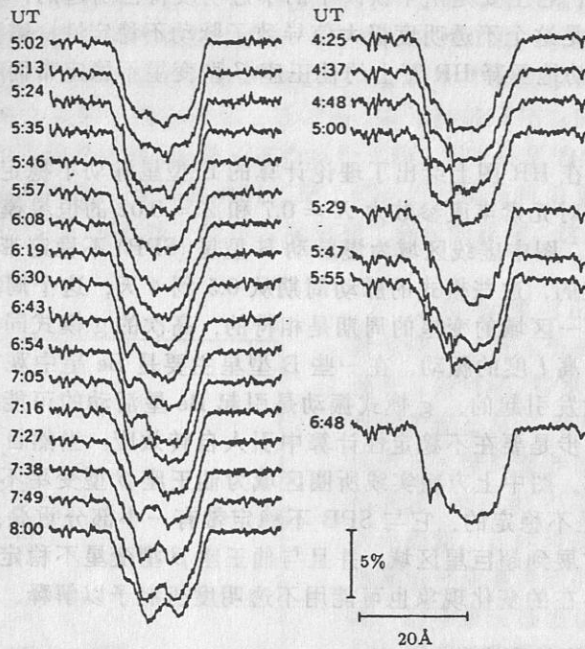


图4 蛇夫座 ζ 的 He II λ 6678 的谱线轮廓变化^[30]

以前人们认为中高 l 度 ($l > 4$) 的非径向脉动模式引起的恒星视面上的速度场变化由于正负位相的相互抵消效应而不能产生明显的谱线轮廓变化。同时还认为对快自转的恒星, 虽然谱线轮廓展宽较大, 但由于非径向脉动速度通常较小而被远大于它的自转速度所掩盖, 也很难观测到中高 l 度模式引起的变化。这种认识多少带有一定的先入之见。实际上, 恒星的快速自转会有助于在谱线轮廓上观测到中 l 度的非径向脉动, 因为快速自转产生的谱线多普勒致宽效应把二维恒星视面上的脉动速度场的分布信息“成象”在一维的多普勒位移空间, 即波长空间上。这就是所谓的“多普勒成象”。这从图1可以很容易地理解。也就是说, 在高分辨光谱上可以看到由中高 l 度的非径向脉动造成的在不同时间出现在谱线上不同位置的小“鼓包”。Vogt 和 Penrod^[30] 首先认识到这一点, 他们对快自转的蛇夫座 ζ 进行了谱线轮廓的时间序列观测, 发现在光球吸收线上有很规则地移动的小“鼓包”, 如图4所示, 他们认为这些移动的小“鼓包”可以用 $l = -m = 8$ 的非径向脉动模式解释。

根据非径向脉动理论, 一些早型星的脉动应该是多模式的而非单一模式。这一现象在英仙座 ϵ 被成功地观测到。Gies 和 Kullavanijaya^[31] 对英仙座 ϵ 的高信噪比光谱进行了观测研究。他们在5天时间里得到了光球线 Si III 4552、4567 和 4574 的谱线轮廓序列, 对它们进行傅里叶时间序列分析的结果证实谱线轮廓变化具有四重周期, 分别为: 4.47、3.84、3.04 和 2.26 h。对这一结果的唯一可能的解释就是非径向脉动。对这四个周期的位相分析表明它们分别属于 $m = -3$ 、 -4 、 -5 和 -6 的脉动模式。

我们知道盾牌座 δ 型星也是存在非径向模式的一类脉动变星。这类天体以小幅度、多周期的光度变化著称。对某些典型的盾牌座 δ 型星, 如金牛座 θ^2 ^[32]、飞马座 GX^[33] 的多周期光

变曾有高精度的观测, 但仅用光度观测数据对它们的脉动模式进行证认还是很困难的。Yang 和 Walker^[34] 发现盾牌座 δ 型星的谱线轮廓上也能观测到由非径向脉动引起的随时间移动的小“鼓包”。Kennelly 等人^[35] 发表了对飞马座 τ 的谱线轮廓时间序列观测研究结果。图 5 展示了其谱线轮廓的变化。这些按时间排列的谱线构成了二维数据, 一维是时间, 另一维是波长。作者对它进行了二维的傅里叶分析。对时间的傅里叶变换提供周期的信息, 而对波长的傅里叶变换结果以某种关系对应着脉动参数 m 。结果表明这颗星可能存在中高 l 度的非径向脉动。

2 非径向脉动的模式证认方法

星震学是目前恒星研究领域的热点, 它对恒星内部结构和恒星演化的研究具有十分重要的意义。恒星非径向脉动观测研究的主要任务之一就是证认脉动模式, 这是星震学研究的基础性工作。近二十年中, 随着恒星非径向脉动理论与观测的发展, 一些非径向脉动的模式证认方法也发展起来, 这些方法可分为三类: 脉动常数比较法、双色测光法、谱线轮廓分析法。其中第三类又可以分为三种, 即谱线轮廓拟合法、谱线的矩法和所谓的“多普勒成像 (Doppler Imaging, 简称 DI)”法。

2.1 脉动常数比较法

脉动常数比较法是我们熟知的脉动模式证认方法。周期为 P (单位: d) 的脉动常数定义为 $Q \equiv P\sqrt{\bar{\rho}/\bar{\rho}_{\odot}}$, 其中 $\bar{\rho}$ 是恒星的平均密度, $\bar{\rho}_{\odot}$ 则为太阳的平均密度。通过对特定的恒星理论模型的计算可以得出系列脉动模式的 Q 值。脉动常数比较法就是把观测得到的 Q 值与理论值进行比对, 把最接近观测值的理论值所对应的模式证认为观测对象的脉动模式的方法。这个方法使用的前提是: 所用的恒星理论模型必须充分地接近观测对象的物理状态, 同时, 各个脉动模式的 Q 值是可分辨的。脉动常数比较法对证认径向脉动的模式一般是充分和有效的, 但对非径向脉动通常不太适用。因为径向脉动的模式仅有基频与谐频之分, 而非径向脉动模式要多得多, 这样就会造成各个模式的 Q 值无法分辨。尽管如此, 精确的 Q 值依然是证认非径向脉动模式的很重要的参数。目前观测得到的 Q 值还存在相当的误差, 这正是影响脉动常数比较法实用性的重要因素。

2.2 双色测光法

低 l 度的非径向脉动在恒星表面产生的几何效应和温度效应会引起恒星不同波段辐射流量的变化幅度和位相的差异。因为分波段辐射流量的变化幅度和位相是由本征方程的表面幅度和位相决定的。通过对观测对象进行时间序列的双色测光可以证认出脉动参数 l 。Stamford

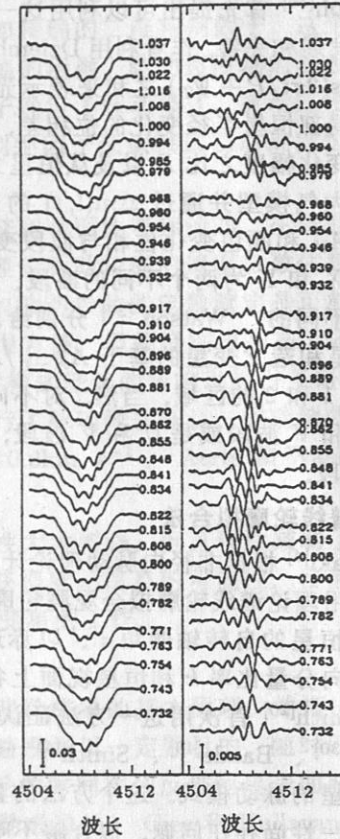


图 5 飞马座 τ 的谱线轮廓时间序列^[35] 左边一栏是谱线轮廓本身, 右边一栏是减去了平均轮廓以后的残差。图中的数字是以 JD 2448169 为起点的时刻。

和 Watson^[36] 首先提出可以利用这一原理来证认非径向脉动模式。Watson^[37] 又对这一方法进行了发展和完善。作者利用 Dziembowski^[38] 推出的解析公式, 用两个余弦函数 $A_1 \cos 2\pi t/P$ 和 $A_2 \cos(2\pi t/P + \Psi_T)$ 之和来表示光度变化 $\Delta m(l, t)$, 其中 P 是脉动周期, Ψ_T 是局部有效温度和局部恒星半径变化的位相差, A_1 和 A_2 都是脉动参数 l 、相对有效温度变化幅度与相对半径变化幅度之比 B 以及从恒星大气模型得到的参数的函数。Watson^[37] 采用 Kurucz^[39] 的静态大气模型并通过 $\Delta m(l, t)$ 的表达式得到了颜色变化幅度与单波段光度变化幅度之比 A_{X-Y}/A_Y 和颜色变化位相与波段变化位相之差 $\Phi_{X-Y} - \Phi_Y$, 它们是 l 、 Ψ_T 和 B 的函数, 其中 X 和 Y 为两个不同的波段。在 A_{X-Y}/A_Y 与 $\Phi_{X-Y} - \Phi_Y$ 的关系图上, 不同的 l 所在位置是不同的。Watson^[37] 分别给出了仙王座 β 型星、英仙座 53 型星、盾牌座 δ 型星、快变 Ap 星和造父变星的基于 A_{X-Y}/A_Y 与 $\Phi_{X-Y} - \Phi_Y$ 关系的脉动模式证认图, 图中标明了 $l = 0, 1$ 和 2 的区域。当然, 对不同类型的星, 所用的波段是不同的。对仙王座 β 型星使用 $150\mu\text{m}$ 和 V 波段或是 U 和 V 波段, 对英仙座 53 型星使用 U 和 V 波段, 对其它类的星用 B 和 V 波段。

2.3 谱线轮廓拟合法

Osaki^[4] 根据非径向脉动理论计算了以各种不同模式脉动的恒星的理论谱线轮廓, 这就可以通过用理论谱线轮廓拟合观测轮廓来证认恒星可能的脉动模式。对于一个正常模式 (l, m) , 当已知恒星的自转轴倾角 i 、以赤道自转线速度为单位的脉动速度振幅 A 、脉动速度的水平与径向分量比率 k 和恒星视面上各点的本质轮廓, 就可以计算出该恒星任意位相的谱线轮廓。Smith^[20] 首次用这一方法证认了英仙座 53 的非径向脉动模式(图 3)。此后, Vogt 和 Penrod^[30]、Baade^[40]、Smith^[41-43] 和其它一些研究者也应用了谱线轮廓拟合法证认了其它一些恒星的脉动模式。这个方法的直观性是显而易见的。然而它的缺陷也是明显的, 即拟合解的唯一性尚存在问题。拟合解不唯一的原因首先在于理论轮廓计算所需的自由参数过多。两组不同的参数可以得出非常近似的理论轮廓。另外, 这一方法应用的前提是认为恒星是以某个正常模式脉动的, 即便是同时考虑一个以上的模式, 也仅限于一个低 l 加一个高 l 模式, 这种假定是人为的, 因为用谱线轮廓拟合法来考虑多个脉动模式并存的情况会使解的唯一性问题变得更加突出。在这一方法的实际应用中, 恒星快速自转和脉动引起的温度变化效应通常没有被考虑, 而实际上它们对谱线轮廓的贡献是明显存在的, 特别对低 l 度的非径向脉动更是如此。因此, 很多人对这一方法的客观性提出了质疑。

2.4 谱线的矩分析法

为克服谱线轮廓拟合法的明显缺陷, Balona^[44-47] 提出一种基于谱线轮廓变化的脉动模式证认方法。它以谱线的前几阶矩的时间序列为傅里叶分析对象, 计算它们的功率谱得到脉动的频率或几个脉动频率的差频或和频以及它们的幅度。根据对各种脉动模式 (l, m) 理论谱线轮廓矩的分析计算发现这些幅度值是证认模式的判别因子。通过把对某个对象的实测结果同理论结果进行比对找到与之最接近的模式, 该模式就被证认为这个观测对象的脉动模式。

谱线的矩分析法初看起来似乎是没有充分地利用整个谱线轮廓所提供的信息, 因为求矩的结果是把一条谱线轮廓变成了一个数。然而谱线的前三阶矩含有足够的关于脉动模式的信息量。Aerts^[48] 认为, 由于矩分析法是根据矩随时间的变化来证认脉动模式, 所以脉动引起的温度和恒星本质谱线轮廓变化的不确定性多少会影响证认结果。同时, 作者建议应该把 Aerts 和 Waelkens^[49] 阐明的快自转情况下的科氏力改正项在谱线矩的理论计算中予以考虑以便使

这一方法成为快自转恒星脉动模式证认的有效工具。Aerts 等人^[50]还对 Balona^[47]提出的慢自转恒星的矩分析法进行了完善。他们引入了一个更加精确的二维判别因子。这个判别因子实际上是谱线的前三阶矩序列所含的主要频率的幅度值的函数, 脉动速度场的幅度和自转倾角的误差对它的影响较小。另外, 一旦用这个判别因子确定了脉动模式, 脉动速度场的幅度和自转倾角也就确定了。Aerts 等人^[50]还提出了用判别因子证认模式以后确定恒星自转速度和高斯型本质轮廓宽度的方法。

De Pauw 等人^[51]对矩分析法的精确性进行了系统和全面的考察论述。在研究了矩的形状、用判别因子得到正确的模式证认的可能性以及对理论脉动轮廓的速度参数估算的精度以后, 认为谱线轮廓的矩分析法对 $l < 4$ 的模式的证认和脉动参数的定量测定是可能的。对于更高 l 度的模式, 作者认为应用这一方法证认模式不很方便, 但能辨别出是高 l 还是低 l 模式。另外, 文章对观测谱线轮廓噪声和所有谱线数量对模式证认的影响也进行了研究。Aerts 等人^[50]首次用矩分析法对仙王座 β 型星鲸鱼座 δ 进行了脉动模式证认, 成功地将这颗星脉动模式证认为径向模式, 即 $l = 0$, 并得出脉动速度为 $10.6 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 。Aerts 和 Waelkens^[49]用矩分析法还对其它的仙王座 β 型星进行了模式证认。

谱线的矩分析法同谱线轮廓拟合法相比, 其客观性大大增强, 但直观性减弱了。另外, 矩的阶数越高, 噪声也就越大, 这就限制了从高阶矩获得脉动信息的可能性。目前还没有看到应用矩分析法研究除仙王座 β 型星以外的早型脉动变星的工作。

2.5 多普勒成象法

在 1.4 节中我们已经简明地阐述了恒星脉动的多普勒成象的基本原理, 并指出中高 l 度的非径向脉动就是通过这一原理使得恒星表面的脉动速度场以一定数目的、随时间移动的小“鼓包”反映在谱线轮廓上, 这就使得用观测的谱线轮廓时间序列反推恒星表面脉动速度场来证认模式的工作成为可能, 这个方法就称为多普勒成象法。Gies 和 Kullavanijaya^[31]发表了对英仙座 ϵ 的非径向脉动模式的证认结果, 并且提出了一个基于多普勒成象原理的模式证认方法。他们把谱线轮廓时间序列组成二维数据, 一维是时间坐标, 另一维是波长坐标。在每一个波长点上对数据进行时间坐标的傅里叶变换得出功率谱的二维数据。一维是傅里叶变换而来的频率坐标, 另一维仍是光谱的波长坐标。当然, 如果观测数据的时间间隔是不等距的, 应该使用 CLEAN 算法去除功率谱中由于数据不等距引入的混淆谱峰。如果恒星具有某个频率的脉动, 根据多普勒成象原理, 在功率谱二维数据的该频率处, 谱峰将贯穿整个谱线轮廓。这样, 从功率谱图上就能知道恒星存在几个频率的脉动, 它们的值是多少。同时, 对每一个频率的信号, 可以得出其位相随谱线波长的变化, 实际就是脉动的位相随恒星球坐标的方位角的变化。他们认为某个信号的同一位相在整个谱线轮廓上出现的次数就对应着脉动量子数 m 。Telting 和 Schrijvers^[15]仔细研究了 Gies 和 Kullavanijaya^[31]所采用的方法, 并对各种不同脉动模式不同参数的理论谱线轮廓进行了实验。图 1 比较全面地展示了用多普勒成象法分析脉动模式的原理, 从图中可以看出 m 相同而 l 不同的模式的脉动频率和它的一次谐频有着不同的位相分布曲线。Telting 和 Schrijvers^[15]认为, 通过分析某个频率及其一次谐频的位相沿轮廓的分布, 不但可以确定 m 值, 同时还可能得到 l 值。

Kennelly 等人^[35]把多普勒成象法发展成为对谱线轮廓二维数据的二维傅里叶变换。根据多普勒成象原理, 认为对谱线波长坐标进行的傅里叶变换实际对应着恒星视表面上沿纬圈方向的一维脉动速度场的空间傅里叶变换, 变换的结果对应着脉动量子数 m 。这个方法的原

理与 Gies 和 Kullavanijaya^[31] 方法的原理是相同的。但是它更简捷地把脉动的频率和量子数 m 同时展现在谱线轮廓数据的二维傅里叶变换功率谱上。

不难看出,多普勒成象法具有很高的客观性,因为它不需要在数据分析前预先引入人为假设。基于多普勒成象原理,这个方法的直观性也很好。但是,它也有局限性,还有一些需要完善的地方。很显然,当恒星的自转倾角太小或者脉动模式偏离 $l = |m|$ 或 $l - 1 = |m|$ 模式时,将会导致模式证认的困难。另外,用此方法确定的脉动量子数 m 的误差至少为 ± 1 。Aerts^[48] 还指出多普勒成象法忽略了高速自转给脉动带来的影响,而高速自转恰恰又是多普勒成象法应用的前提。就多普勒成象方法本身,还需要进一步明确恒星表面脉动速度场同其谱线轮廓之间的数学关系。这也正是将要另行阐述的内容。

尽管恒星的非径向脉动引起了天文学家的广泛兴趣,并采用各种各样的方法企图去证认它们的可能的脉动模式,但应该清楚地认识到目前对不可分辨视面的恒星的非径向脉动模式的证认,特别是最终的确认,一般说来还是很困难的。这种困难不仅来自于目前尚不完善的恒星非径向脉动理论,同时也来自于观测手段的限制。

参 考 文 献

- 1 Baker N, Kippenhahn R. *Ap. J.*, 1965, 142: 868
- 2 黄润乾, 李焱. 恒星振动理论. 北京: 科学出版社, 1990
- 3 Ledoux P. *Ap. J.*, 1951, 114: 373
- 4 Osaki Y. *Publ. Astron. Soc. Jpn.*, 1971, 23: 485
- 5 Osaki Y. *Ap. J.*, 1974, 189: 469
- 6 Smith M A. *Ap. J.*, 1980, 240: 149
- 7 Smith M A. In: Hill H A, Dziembowski W A eds. *Nonradial and Nonlinear Stellar Pulsation, Proc. of a workshop, Tucson, 1979*, Berlin: Springer-Verlag, 1980: 60
- 8 Leighton R B, Noyes R W, Simon G W. *Ap. J.*, 1962, 135: 474
- 9 Deubner F L. *Astron. Astrophys.*, 1975, 44: 371
- 10 Unno W, Osaki Y, Ando H *et al.* *Nonradial Oscillation of Stars*, 2nd edition, Tokyo: Univ. of Tokyo Press, 1989
- 11 Brown T M. *Nature*, 1985, 317: 591
- 12 Libbrecht K G. *Ap. J.*, 1989, 336: 1092
- 13 Osaki Y. *Publ. Astron. Soc. Jpn.*, 1975, 27: 237
- 14 Saio H, Cox J P. *Ap. J.*, 1980, 236: 549
- 15 Telting J, Schrijvers C. In: Strassmeier K G ed. *Poster Proceedings of Stellar Surface Structure, IAU Symp. No. 176, Vienna, 1995*, Dordrecht: Kluwer, 1995: 35
- 16 Buta R J, Smith M A. *Ap. J.*, 1979, 232: 213
- 17 Schmalberger D C. *Ap. J.*, 1960, 132: 591
- 18 Lesh J R, Aizenman M L. *Astron. Astrophys.*, 1973, 22: 229
- 19 Smith M A, Karp A H. In: Cox A N, Deupree R G eds. *Proc. Solar and Stellar Pulsation Conf., Los Alamos conference on solar and stellar pulsation, Los Alamos, 1976*, Los Alamos: Los Alamos Publ., 1976: 289
- 20 Smith M A. *Ap. J.*, 1977, 215: 574
- 21 Balona L A. *M.N.R.A.S.*, 1985, 215: 559
- 22 Jerzykiewicz M. In: Balona L A, Henrichs H F, Le Contel J M eds. *Pulsation, Rotation and Mass Loss in Early-Type Stars, IAU Symp. No.162, Antibes-Juan-Les-Pins, 1993*, Dordrecht: Kluwer, 1994: 3
- 23 Waelkens G A, Rufener F. *Astron. Astrophys.*, 1985, 152: 6
- 24 Waelkens G A. In: Cox A N, Sparks W M, Starrfield S G eds. *Stellar Pulsation, Proc. of a conference held as a memorial to John P. Cos at the Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, 1986*, Berlin: Springer-Verlag, 1987: 75

- 25 Penrod G D. In: Slettebak A, Snow T P eds. *Physics of Be Stars*, IAU Colloq. No.92, Colorado, 1986, Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1987: 463
- 26 Gies D R. In: Balona L A, Henrichs H F, Le Contel J M eds. *Pulsation, Rotation and Mass Loss in Early-Type Stars*, IAU Symp. No.162, Antibes-Jean-Les-Pins, 1993, Dordrecht: Kluwer, 1994: 89
- 27 Iglesias C A, Rogers F J, Wilson B G. *Ap. J.*, 1990, 360: 221
- 28 Iglesias C A, Rogers F J, Wilson B G. *Ap. J.*, 1992, 397: 717
- 29 Dziembowski W A. In: Balona L A, Henrichs H F, Le Contel J M eds. *Pulsation, Rotation and Mass Loss in Early-Type Stars*, IAU Symp. No.162, Antibes-Juan-Les-Pins, 1993, Dordrecht: Kluwer, 1994: 55
- 30 Vogt S S, Penrod G D. *Ap. J.*, 1983, 275: 661
- 31 Gies D R, Kullavanijaya A. *Ap. J.*, 1988, 326: 813
- 32 Breger M, Garrido R, Huang L *et al.* *Astron. Astrophys.*, 1989, 214: 209
- 33 Michel E *et al.* In: Cacciari C, Clementini G eds. *Confrontation between Stellar Pulsation and Evolution*, ASP Conf. Ser., 11, Bologna, 1990, San Francisco: Astronomical Society of the Pacific, 1990: 332
- 34 Yang S, Walker G A H. *Publ. Astron. Soc. Pac.*, 1986, 98: 1156
- 35 Kennelly E J, Walker G A H, Merryfield W J. *Ap. J.*, 1992, 400: L71
- 36 Stamford P A, Watson R D. *M.N.R.A.S.*, 1977, 180: 551
- 37 Watson R D. *Astrophys. Space Sci.*, 1988, 140: 255
- 38 Dziembowski W A. *Acta Astron.*, 1977, 27: 203
- 39 Kurucz R L. *Ap. J. Suppl. Ser.*, 1979, 40: 1
- 40 Baade D. *Astron. Astrophys.*, 1984, 135: 101
- 41 Smith M A. *Ap. J.*, 1983, 265: 338
- 42 Smith M A. *Ap. J.*, 1985, 297: 224
- 43 Smith M A. *Ap. J. Suppl. Ser.*, 1989, 71: 357
- 44 Balona L A. *M.N.R.A.S.*, 1986, 219: 111
- 45 Balona L A. *M.N.R.A.S.*, 1986, 220: 647
- 46 Balona L A. *M.N.R.A.S.*, 1987, 224: 41
- 47 Balona L A. In: Osaki Y, Shibahashi H eds. *Progress of Seismology of the Sun and Stars*, Lecture Notes in Physics 367, Proc. of Oji International Seminar, Hakone, 1989, Berlin: Springer, 1990: 443
- 48 Aerts C. In: Balona L A, Henrichs H F, Le Contel J M eds. *Pulsation, Rotation and Mass Loss in Early-Type Stars*, IAU Symp. No.162, Antibes-Juan-Les-Pins, 1993, Dordrecht: Kluwer, 1994: 75
- 49 Aerts C, Waelkens C. *Astron. Astrophys.*, 1993, 273: 135
- 50 Aerts C, De Pauw M, Waelkens C. *Astron. Astrophys.*, 1992, 266: 294
- 51 De Pauw M, Aerts C, Waelkens C. *Astron. Astrophys.*, 1993, 280: 493

Nonradial Pulsation of stars and Its Mode Identification

Hao Jinxin

(Beijing Astronomical Observatory, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080)

Abstract

The general properties of nonradial pulsation of stars and its observable features are interpreted. The recent progress on the studies of nonradial pulsation in early-type stars and the methods of the mode identification of the nonradial pulsation are reviewed in detail.

Key words stars: pulsation—stars: early-type—Line: Profiles