

太阳存在脉动不稳定的低球谐阶 p1 模吗？^{*}

熊大润^{1†} 邓李才²

(1 中国科学院紫金山天文台 南京 210008)

(2 中国科学院国家天文台 北京 100012)

摘要 利用一种非局部和非定常的恒星对流理论, 计算了太阳中低球谐阶 ($l < 25$) 模的非绝热脉动. 结果表明, 低阶 ($0 < l < 6$) 非径向 p1 模是脉动不稳定的, 而与之相邻的 g 模、f 模和 p2-p5 模都是脉动稳定的. 根据累积功图的分析, 发现振荡的激发来自对流区底部区域. 太阳是否存在不稳定的低球谐阶 p1 模对判断太阳 5 min 振荡的激发机制有重要意义.

关键词 太阳: 振荡, 对流

中图分类号: P 182; **文献标识码:** A

1 背景

太阳 5 min 振荡的激发机制是一个至今尚未完全搞清楚和存在争议的问题. 因为太阳处在造父变星脉动不稳定带之外的低温区, 所以大多数人都相信, 太阳同这些低温星一样, 它的 p 模振荡被对流所阻尼, 是脉动稳定的^[1]. 太阳 5 min 振荡是由湍动对流随机激发的^[2-8]. 然而我们的研究表明, 对流并不单纯是一种脉动的阻尼机制, 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经典的 Mira 变星、半规则和不规则的长周期变星以及小变幅的红变星. 我们的对流理论不仅解释了造父变星脉动不稳定区红端边界的存在^[9-10]和脉动不稳定区之外还存在 Mira 变星脉动不稳定区的观测事实^[11], 而且还正确预期了这些低温红-黄变星的一般脉动性质. 我们的研究表明, 对亮的红变星, 如 Mira 变星, 它们是在基音或 1 阶泛音脉动, 脉动振幅也大. 随着恒星光度的降低和温度的增高, 基音和 1 阶泛音变得脉动稳定, 脉动不稳定性逐渐转向 2 阶和高阶泛音, 脉动振幅也随之减小^[10-12]. 这些理论预期同脉动不稳定区外低温的红、黄变星的观测^[13-18]是一致的, 也得到新近小变幅脉动红变星观测^[19-20]的支持. 变星的观测和理论都显示, 还存在另一个明显的倾向: 对于经典的巨星和超巨星型的变星, 如造父变星、天琴座 RR 型变星和 Mira 变星等, 它们都倾向径向脉动, 而且是以单周期或少数

2012-04-19 收到原稿, 2012-05-07 收到修改稿

^{*} 国家自然科学基金项目 (11073053, 10973015) 资助

[†] xiongdr@pmo.ac.cn

低阶泛音脉动, 脉动振幅也较大; 向着主序带附近的亚巨星和矮星型的变星, 如仙王座 β 型变星、盾牌座 δ 型变星、快速脉动的 Ap 型星和白矮星等, 它们都倾向非径向脉动且多频率同时得到激发, 脉动振幅也小. 我们有理由相信, 太阳 5 min 振荡正是从 Mira 变星到小振幅的红-黄变星, 从巨星、超巨星型变星到矮星型变星的一种自然延续. 利用我们的非局部和非定常的恒星对流理论, 我们精细地处理了对流与脉动的耦合, 计算了太阳径向和非径向脉动^[21-22], 结果表明, 假若不考虑湍流介质对行进其中的驻声波的折射、散射所造成的驻声波相干性的破坏的话, 脉动周期从约 3 min 到 16 min 的 p 模是可以自激的. 太阳 5 min 振荡并不是由单一的机制所激发, 而是“规则的”对流与脉动耦合和湍流随机激发联合作用的结果: 对低频 p 模, “规则的”对流与脉动的耦合是主要的脉动激发和阻尼机制; 而对高频 p 模, 则湍流随机激发是主要的脉动激发机制^[22]. 之所以特别加上“规则”的前冠, 目的是将对流与脉动耦合与湍流的随机激发加以区别, “规则的”意即通过湍流的统计平均量湍流压、湍流粘滞性和湍动对流流引起的动量和能量交换而作用于恒星脉动稳定性.

在我们上一工作中, 所有脉动周期长于约 16 min 的 p 模都是脉动稳定的, 唯一的例外是 l 从 1 到 5 的非径向 p_1 模却是脉动不稳定的, 其脉动周期从约 36 min 到 1 h. 而与之相邻的 f 模、 p_2 - p_5 模以及 $l > 5$ 的 p_1 模和 $l = 0$ 的 p_0 - p_5 都是脉动稳定的. 为何 $l = 1 \sim 5$ 的 p_1 模是如此的特殊? 它们真的存在吗? 它们又是由什么机制激发的? 这正是本文所要探讨的问题. 在第 2 节我们介绍奇特的脉动不稳定的非径向 p_1 模. 在第 3 节则研讨了其脉动的激发机制. 最后一节是小结和简短的讨论.

2 脉动不稳定的 p_1 模

根据我们的非局部和非定常的对流理论^[23-24], 我们计算了太阳中低球谐阶 ($0 < l < 25$) g_4 - p_{39} 阶振荡模的线性非绝热脉动^[22]. 我们小心地处理了对流与脉动的耦合. 计算工作的细节可参见我们先前的工作^[21-22]. 其主要的结果可以归结如下:

(1) 若不考虑对流与脉动的耦合, 则所有脉动周期 $\gtrsim 5.4$ min 的 p 模和 f 模, 以及部分 g 模是脉动不稳定的. 这显然与太阳振荡的观测不符.

(2) 当考虑对流与脉动的耦合后, 则所有脉动周期长于 16 min 的 p、f 和 g 模, 以及脉动周期短于 3 min 的 p 模都是脉动稳定的; 而周期从约 3 min 到 16 min 的 p 模却是脉动不稳定的. 脉动振幅增长速率仅仅依赖其脉动频率, 而不依赖于 l . 这与太阳振荡的观测是一致的^[25].

图 1 分别绘出了当不考虑 (a) 和考虑 (b) 对流与脉动耦合时, $l = 2$ (圆圈)、4 (三角形)、6 (倒三角形) 和 8 (四方形) 的非径向振荡模的脉动振幅增长速率随频率的变化. 从图 1(b) 可见, 当考虑对流与脉动的耦合后, 所有脉动频率 $\nu \lesssim 1000 \mu\text{Hz}$ (或周期 $P \gtrsim 16$ min) 的 g 模和低频 p 模都是脉动稳定的. 唯一的例外是低阶 ($0 < l < 6$) 非径向 p_1 模 (图 1(b) 中的中空三角形和四方形), 它们与其他低频 p 模不同, 是脉动不稳定的.

图 2(a)、(b) 分别绘出了低频非径向模脉动振幅增长速率随径向阶 n 和球谐阶 l 的变化. 从图 2 可见, 低频 p_1 很特殊, 但仍很有规律性, 不太像是由于数值计算的偶然错

误引起的. 随着 l 的增大, p_1 模的脉动振幅增长速率迅速减小.

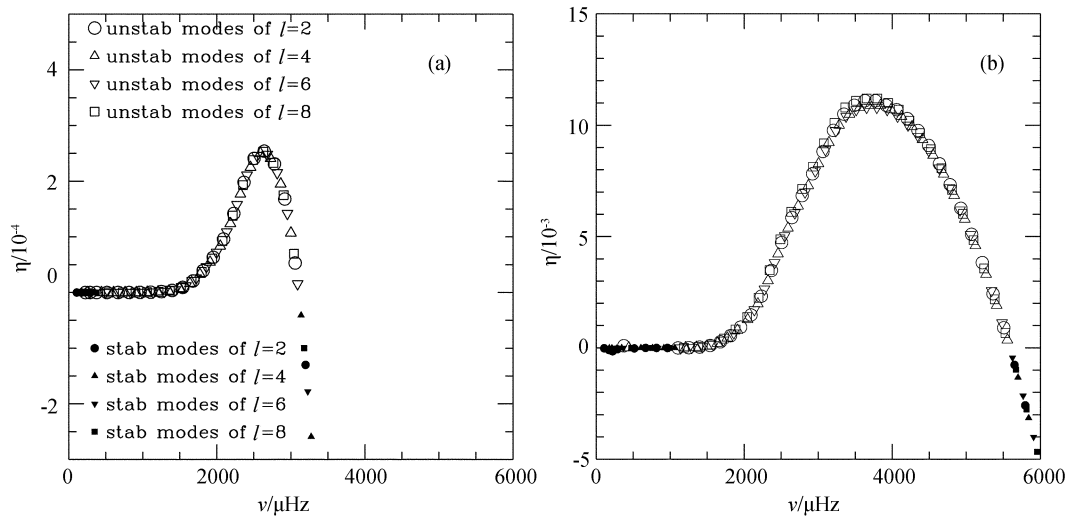


图 1 非径向振荡模的脉动振幅增长速率随脉动频率的变化. (a) 和 (b) 分别是不考虑与考虑对流与脉动的耦合的理论结果.

Fig. 1 The amplitude growth rate per period vs. frequency for nonradial modes. The coupling between convection and oscillations is neglected (a) and considered (b).

3 低阶非径向脉动的模的激发与阻尼机制

累积功是查明脉动激发与阻尼区域最方便和有效的手段. 图 3(a)~(d) 分别绘出了球谐阶 $l=2$ 的 f 、 p_1 、 p_2 、 p_5 模的累积功随深度的变化. 从图 3(b) 可见, 累积功曲线在对流区底部和其下的辐射区有一高的隆起; 而在对流区, 曲线缓慢向外下降. 这意味着 p_1 模的激发主要来自对流区底部和其下的辐射区. 对流区是脉动的阻尼区. 与 p_1 模相反, 相邻的 f 模和 p_2 模, 在深的内部辐射区, 是脉动的阻尼区, 它极大地补偿了对流区底部边界区域的激发作用, 以致在对流区的阻尼之下, f 模和 p_2 模变得脉动稳定. 这种差异很可能同 p_1 模的传播特性有关. 实际上 p_1 模具有混合模的特征: 在中心辐射核, 脉动圆频率 $\omega^2 < N^2$ 且 $\omega^2 < L_1^2$ (其中 N 是 Brunt-Vasala 频率, 而 L_1 是 Lamb 频率), 故具有 g 模的传播特性; 而在对流区, $\omega^2 > N^2$ 且 $\omega^2 > L_1^2$, 具有 p 模的传播特性. p_1 模的这种特性很可能是造成它与相邻的 f 和 p_2 模不同的激发特性的原因. 对更高频的 p_5 模, 它在太阳表面有更大的脉动振幅. 它的阻尼主要来自对流区上部对流与脉动的热力学耦合 [22].

4 小结与讨论

根据太阳模型的线性非绝热脉动计算, 我们发现一个非常奇特的现象: 对于所有 $l < 6$

的低阶 ($n < 6$) 的 p 模都是脉动稳定的, 唯独非径向 p1 模却是脉动不稳定的. 本文仔细探讨了非径向 p1 模为何如此特殊的原因. 结论是 p1 模是由太阳对流区之下深部辐射区的浮力驱动的. 对于径向脉动, 引力势扰动和气体密度扰动是同相位的, 浮力功是零. 确实所有太阳低阶径向模都是脉动稳定的, 它们由对流与脉动的耦合所阻尼^[21]. 只有非径向振荡模, 引力势和气体密度的扰动才一般不同相位, 浮力功才不为零.

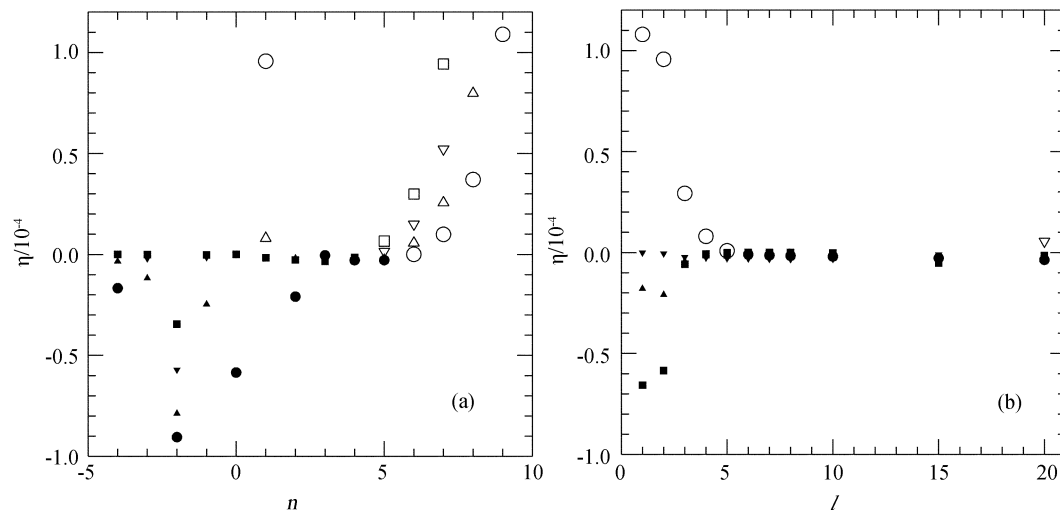


图 2 (a) $l = 2$ (圆圈)、4 (三角形)、6 (倒三角形) 和 8 (四方形) 的低频非径向模的脉动振幅增长速率 η 随径向阶数 n 的变化. (b) f (四方形)、p1 (圆圈)、p2 (三角形) 和 p3 (倒三角形) 非径向模的脉动振幅增长速率 η 随球谐阶数 l 的变化. 大的中空符号为脉动不稳定模, 而小的中实符号为脉动稳定模.

Fig. 2 (a) The amplitude growth rate per period vs. the radial order n for $l = 2$ (circles), 4 (triangles), 6 (inverse-triangles), and 8 (squares) nonradial modes. (b) The amplitude growth rate per period vs. l for f (squares), p1 (circles), p2 (triangles) and p3 (inverse-triangles) modes. The large open and small black signs represent the pulsationally unstable and stable modes, respectively.

根据图 1(b) 所示, 我们的理论的脉动振幅增长速率和观测的太阳表面速度振幅随 p 模频率的变化^[25], 我们估计 $l = 1$ 和 2 的 p1 模的太阳表面速度振幅可达 $1 \sim 2$ mm/s. 以现在的观测技术, 是有可能检测到的. 随着 l 的增大, 脉动振幅迅速减小. 对 $l = 5$ 的 p1 模, 估计速度的振幅要减小 2 个量级, 将很难检测到了.

根据 ESA/NASA SOHO 飞船星载 GOLF 1 200 d 太阳径向速度时序观测资料的分析, Garcia 等^[26] 发现功率谱在 $\nu = 284.67 \mu\text{Hz}$ 有一峰, 其置信度达到 98%. 随后, Gabriel 等^[27] 利用一类似的统计逼近证实了这个结论, 信号真实性概率达到 96%. 它被证认为 $l = 1$ 、 $n = 1$ 的混合模. 我们的理论振荡频率 $\nu = 284.08 \mu\text{Hz}$, 与观测的频率极为相近. 但这个非常似真的振荡模至今尚未得到最终确认. 探测低球谐阶和低径向阶模是一个非常困难的课题. 因为它们的振幅极小, 而观测的本底噪声又随频率降低而迅速增大, 这导致向着低频, p 模观测的信噪比迅速降低. 另一方面从理论上讲, 因太阳自转, $l = 1$ 、 $n = 1$ 的 p1 模理应是三重线, 但为何我们只观测到一单峰线?

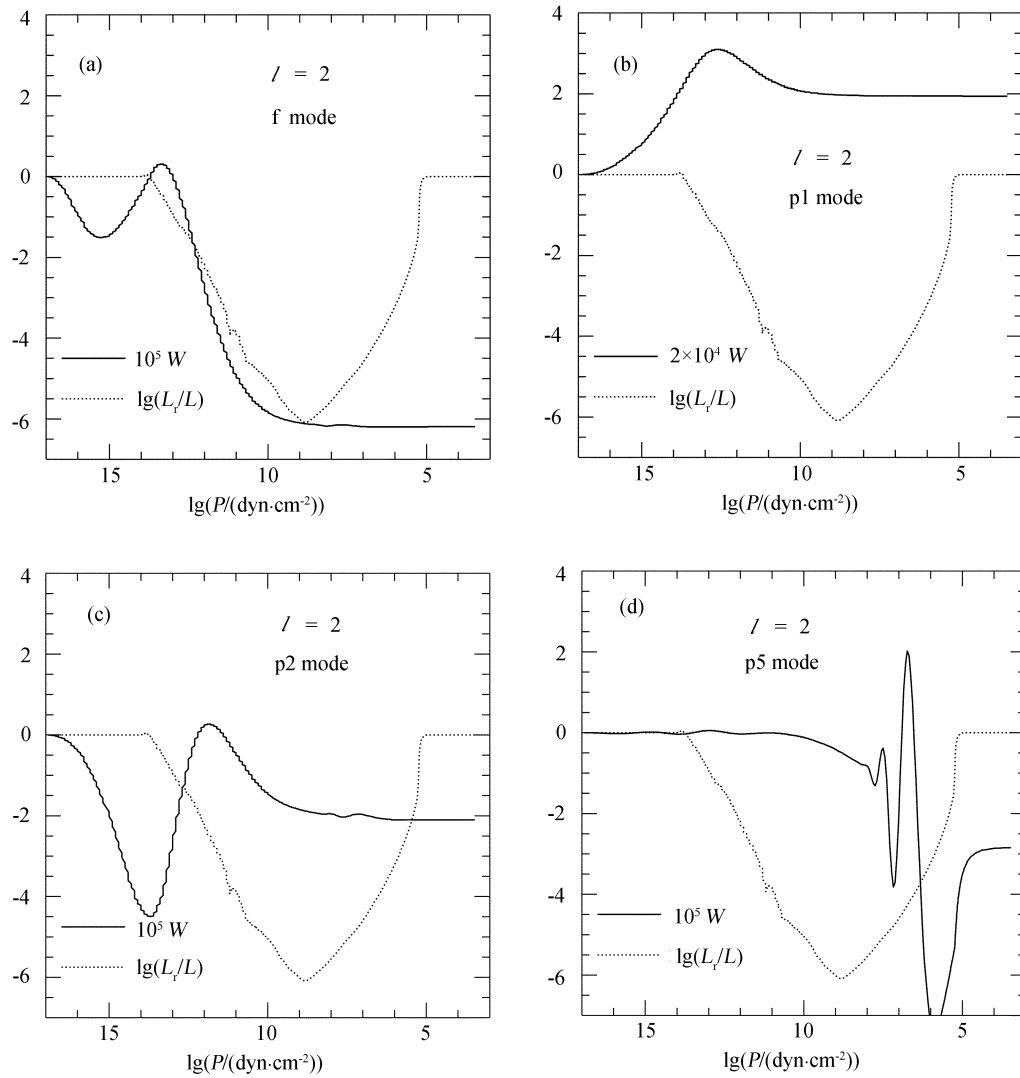


图 3 对 $l = 2$ 的 f 模 (a)、p1 模 (b)、p2 模 (c) 和 p5 模 (d) 的累积功 W (实线) 以及分辐射流的对数 $\lg(L_r/L)$ 随深度 (表示为压强) 的变化

Fig. 3 The accumulated work (solid lines) and the logarithm of the fractional radiation flux vs. depth (represented by pressure) for f (a), p1 (b), p2 (c), and p5 (d) modes of $l = 2$

低阶 p 模对研究太阳深层结构有着重要价值, 更重要的是从研究太阳 5 min 振荡的激发机制来看, 是否存在脉动不稳定的低阶 p_1 模起着关键的诊断作用. 因为对于湍流随机激发机制, 低阶 p_1 模并无任何特殊性, 若低阶 p_1 模能被湍流随机激发, 则相邻的脉动频率相近的低阶 p_2 、 p_3 、 $p_4 \cdots$ 模, 以及 $l > 5$ 的 p_1 、 $p_2 \cdots$ 模也应该获得激发. 而假若像我们的理论主张的那样, 太阳 5 min 振荡不是由单一的激发机制所激发, 而是由“规则的”对流与脉动的耦合同湍流的随机激发联合作用的结果. 对低频 p 模, 对流与脉动的耦合占主导; 而对高频 p 模, 则以湍流随机激发占主导. 因此在我们的理论下, 仅有 $l < 6$ 的 p_1 模才能被激发, 而与之相邻的 f 和 p_2 - p_5 模, 以及 $5 < l \lesssim 40$ 的 p_1 模都是脉动稳定的. 因此若仅仅检测到 $l < 5$ 的 p_1 模, 而未能检测相邻的 p_2 - p_5 模, 则说明我们的太阳 5 min 振荡激发机制是正确的. 低频 p 模并不是由湍流随机激发的, 而是由“规则的”对流与脉动耦合所激发. 相反, 如果太阳振荡的观测能达到亚毫米 / 秒的探测水平, 但仍未能检测到 $l = 1$ 或 2 的 p_1 模, 则说明我们的理论预期有待商榷. 更有甚者, 若不仅探测到 $l < 6$ 的 p_1 模, 同时还检测到相邻的低球谐的 p_2 、 $p_3 \cdots$ 模, 那么我们的理论就彻底错了, 太阳 5 min 振荡则将很可能全部是由湍流随机激发的.

参 考 文 献

- [1] Balmforth N J. MNRAS, 1992, 255: 603
- [2] Goldreich P, Keeley D A. ApJ, 1977, 211: 934
- [3] Goldreich P, Keeley D A. ApJ, 1977, 212: 243
- [4] Kumar P, Franklin J, Goldreich P. ApJ, 1988, 328: 879
- [5] Kumar P, Goldreich P. ApJ, 1989, 342: 558
- [6] Goldreich P, Kumar P. ApJ, 1988, 326: 462
- [7] Goldreich P, Murray N, Kumar P. ApJ, 1994, 424: 466
- [8] Samadi R, Nordlund A, Stein R F, et al. A&A, 2003, 403: 303
- [9] Xiong D R, Cheng Q L, Deng L. ApJ, 1998, 500: 449
- [10] Xiong D R, Deng L. MNRAS, 2001, 324: 243
- [11] Xiong D R, Deng L, Cheng Q L. ApJ, 1998, 499: 355
- [12] Xiong D R, Deng L. MNRAS, 2007, 378: 1270
- [13] Eggen O J. ApJ, 1973, 180: 857
- [14] Eggen O J. ApJ, 1973, 184: 793
- [15] Eggen O J. ApJ, 1975, 195: 661
- [16] Eggen O J. ApJS, 1975, 22: 77
- [17] Percy J R, Parkes M. PASP, 1998, 110: 1431
- [18] Wood P R. PASA, 2000, 17: 18
- [19] Soszynski I, Udalsky A, Kubiak M, et al. AcA, 2004, 54: 129
- [20] Soszynski I, Udalsky A, Kubiak M, et al. AcA, 2004, 55: 331
- [21] Xiong D R, Cheng Q L, Deng L. MNRAS, 2000, 319: 1079
- [22] Xiong D R, Deng L. MNRAS, 2010, 405: 2579
- [23] Xiong D R. A&A, 1989, 209: 126
- [24] Xiong D R, Cheng Q L, Deng L. ApJS, 1997, 108: 529
- [25] Libbrecht K G. ApJ, 1988, 334: 510
- [26] Garcia R A, Regulo C, Turck-Chieze S, et al. SoPh, 2001, 200: 361
- [27] Gabriel A H, Baudin F, Boumier P, et al. A&A, 2002, 390: 1119

Are There the Unstable Low-degree P1 modes in the Sun?

XIONG Da-run¹ DENG Li-cai²

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

(2 *National Astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100012*)

ABSTRACT By using a nonlocal time-dependent theory of convection, the nonadiabatic oscillations of the solar low- and intermediate-degree ($l < 25$) modes are calculated. The results show that the nonradial p1 modes of $l = 1 \sim 5$ are pulsationally unstable. However, the adjacent g, f, p2-p5 modes, and p1 modes of $l > 5$ are stable. The analysis of accumulated works shows that the excitation of the low-degree p1 modes is resulted from the radiation zone beneath the convection zone. Whether the sun has the unstable low-degree p1 modes is significant for defining the excitation mechanism of the solar five-minute oscillation.

Key words sun: oscillation, convection