

快速振荡的A型特殊星*

吴光节 张运林

(中国科学院云南天文台, 昆明 650011)

提 要

快速振荡的Ap星(roAp),作为高阶P模式非径向脉动的主序星,已成为星震学研究的主要目标之一。通过对roAp星振荡的分析,可以获取磁Ap星有价值的、甚至唯一的资料。可以研究roAp星的半径、自转周期、演化态、大气结构,甚至恒星内部磁场等等。本文综述了roAp星的发现及其现有基本数据,介绍了Ap星的一般特点与倾斜转子模型,介绍了roAp星的一般特点与倾斜脉动模型。讨论了roAp星的激发机制以及最新的研究发展。

一、引 言

快速振荡的A型特殊星(以下用其英文缩写 ro Ap)是一类具有强磁场、反常化学元素谱线、相信振荡在低球谐度($l \leq 4$)高径向阶($n \gg l$)非径向P模式的A型主序星。

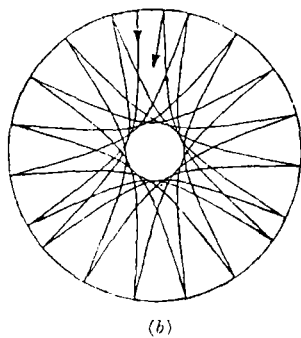
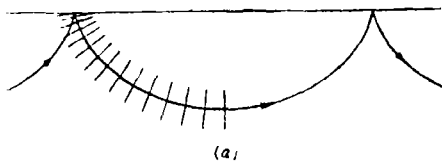


图 1 (a) 斜向入射的压力波在恒星内部连续折射;
(b) 声波环游共振腔, 并确定了恒星表面的驻波花样^[3]

离我们最近的恒星是太阳。1962年, Leighton 等人研究太阳光球的速度场, 发现了周期5分钟的振荡, 开创了日震学的研究^[1]。理论上证明这是一种声波振荡。在太阳上层大气中, 由于某种扰动可能产生透入太阳的压力波。在太阳内部, 由于平均物质密度增加, 使局地声速增加, 造成声波的连续折射, 直到在太阳深层的某一“反射”点向太阳表面折回。因此, 可以看作在太阳表面和某一深层之间建立了一个共振腔。而稳定的振荡在太阳表面将形成驻波。图1给出声波传播的示意图。按这一简单的模型, 共振腔的基本共振周期应等于声波从腔顶传播到腔底再返回的时间。定义^[2]

$$\Delta\nu_0 = \left(2 \int_0^R \frac{1}{c} dr \right)^{-1} \quad (1)$$

式中 c 为局地绝热声速, R 为恒星半径, $\Delta\nu_0$ 则是基本共振周期的倒数, 可作为频率单位。不同周期的脉动, 可以用球谐度 l 、角量子数 m 和径向阶 n 的球谐函数来描述。低 l 模式可以向恒星内部穿透得更深。研究太阳已观测到的成千

* 本文为云南省应用基础研究基金和中国科学院天文委员会资助项目。

1992年11月1日收到。

1993年3月30日收到修改稿。

个声波(即 P 模式)振荡, 可以推断太阳的内部结构^[3]。

日震学的研究促进了星震学的发展。1978 年, Kurtz 报道, 在 Ap 星 HD101065 发现了周期约 12 分钟快速振荡^[4]。到 1982 年, 他在发现了 5 颗这类脉动变星之后, 正式命名为 roAp 星^[5]。目前, roAp 星已成为星震学的主要研究对象之一^[6,7]。

本文将介绍 roAp 星的背景及其发现, 典型的 roAp 星及其模型, 以及有关 roAp 星的最新研究发展。

二、Ap 星与倾斜转子模型

roAp 星只占 A 型特殊星(简称 Ap 星)中的一小部分。1897 年, Maury 指出 $\alpha^2\text{CVn}$ 的 Ca II K 线很弱, 但 Si II $\lambda 4128$ 、 $\lambda 4131$ 双线却非常强^[8]。实际上, 在一般光谱分类色散下, 可以发现大约有 20% 的 A 型星的光谱反常。除了 Ap 星, 主要还有 A 型金属线(简称 Am)星和 δ Scuti 型变星。Ap 星中, 又常常根据反常谱线的元素分为几个次型。早期的分类包括有 Hg-Mn 星^[9]。但现在的趋势, 认为 Ap 星应主要指“磁”Ap 星。它们一般有几百至几万高斯的强磁场, 光谱范围实际跨越了 B8p-F0p IV-V。从其化学特殊性, 可以分为两大类: Si 星(有效温度 T_{eff} 范围 10000K—15000K) 和 SrCrEu 星(7500K—12000K)。它们与化学丰度反常的 Am 星、Hg-Mn 星之间, 主要可以从磁场强弱、光谱光度变化大小、以及双星频次大小三个方面进行区分^[3,9]。

在本世纪初, 就已经发现某些 Ap 星有周期性光谱变化。20 年代, 发现了光度变化, 并且发现光变与谱变同相或反相。到 40 年代末, 发现 Ap 星有强的球状偶极磁场; 并且, 光变、谱变、磁变的周期是相同的^[9]。

1950 年, Stibbs 提出倾斜转子模型 (ORM, oblique rotator model), 用于解释 Ap 星中观测到的各种变化^[10]。他假定磁场冻结在恒星大气中, Ap 星自转轴与观测者视线交角为 i , 磁轴与自转轴有交角 β ; 由于恒星自转, 磁轴与视线交角 α 就有周期性变化,

$$\cos \alpha = \cos i \cdot \cos \beta + \sin i \cdot \sin \beta \cdot \cos \Omega t \quad (2)$$

式中 Ω 为恒星自转频率。因而, 观测到的有效磁场强度

$$B_{\text{eff}} \propto H_p \cdot P_1(\cos \alpha) \quad (3)$$

的变化周期与自转相同。式中, H_p 为磁极处磁场强度, $P_1(\cos \alpha)$ 为描述磁场结构的勒让德多项式。

Ap 星的谱线反常被认为是元素丰度反常。用 Michaud 提出和发展了的辐射扩散理论, 可以解释 Ap 星、以及 Am 星、Hg-Mn 星的化学丰度反常^[11,12]。根据 ORM, Ap 星的强磁场影响了辐射扩散, 使反常的丰度在恒星表面不均匀, 其图样受磁场位形调制。自然, 这样的谱变周期就是自转周期, 并且与磁场变化同步。

三、roAp 星与倾斜脉动模型

最早发现的 roAp 是 HD101065, 一直被认为是全天空最特殊的非简并星之一。复杂的

光谱中占优势的竟是稀土元素谱线。其谱线覆盖效应的严重性,被怀疑在可见光区根本看不到连续谱。Kurtz相信这是一颗极端的Ap星,在测光中发现了12.14min的周期振荡^[4,13]。到1992年3月止,roAp星的数目已增加到23颗^[14-19]。表1列出它们的基本数据,资料主要取自文献^[13-19]。图2给出典型的roAp星光变曲线。图3给出同一颗星的频谱。

从已有的roAp星,可总结出几个特点^[14,20]:

(1) 它们均处于低度($l=1$ 或 2)高阶($n \approx 20$)非径向带状($m=0$)P模式脉动,并有尺度一般为数天的振幅调制。

(2) 快速脉动周期为4—20min,振幅A一般仅几个m·mag。B星等振幅最大,但仍有变幅 $\Delta B < 0.012\text{mag}$ 。

表1 已发现的roAp星(到1992年3月)

| HD 星号 | V 星等 | 光谱型 | 赤经 (2000.0历元) | 赤纬 (2000.0历元) | 脉动频率(mHz) | 自转 周期 (d) | 有效 磁场 (G) | 发现 年 |
|----------|---------|-------------|------------------|------------------|---|-----------------|-----------------|---------|
| 6532 | 8.45 | ApSrCrEu | 01-05-56 | -26:44 | 2.396215 2.402165 2.408120 4.804299 | 1.9448 | | 1985 |
| 12932 | 10.3 | A5pSrEu | 02-1.5* | -19:36* | 1.4244300 | | | 1990 |
| 19918 | 9.4 | ApSrEuCr | 03-7.0* | -82:17* | 1.50 | | | 1991 |
| 24712 | 5.99 | A5pSrCr | 03-55-16 | -12:06 | 2.61965 2.65294 2.68760 2.72085 2.75569 2.80568 | 12.4572 | +400— +1300 | 1982 |
| 60435 | 8.889 | FpSrEu | 07-31-00 | -58:00 | 0.9—4.2多模式? | 7.6793 | <1000 | 1985 |
| 80316 | 7.808 | ApSrEu | 09-18-25 | -20:22 | 2.2516 2.2460 | 2.1? | | 1990 |
| 83368 | 6.174 | ApSrCrEu | 09-36-25 | -48:45 | 1.42395445 1.42801257 1.43207097 2.84790845 2.85602534 2.86414166 4.28809652 | 2.851962 | -700— +700 | 1982 |
| 84041 | 9.7 | A5p | 09-37.2* | -28:56* | 1.14 | | | 1991 |
| 101065 | 8.004 | B5? 极有争议 | 11-37-37 | -46:43 | 1.3728660 1.3699260 1.3150340 2.7457355 | 3.94? | -2200 | 1978 |
| 119027 | 10.5 | A3p | 13-35.7* | -28:17* | 1.9302 | | | 1991 |
| 128898 | 3.198 | ApSrCrEu | 14-42-30 | -64:59 | 2.442041 2.4395 | ? | -300可变 | 1984 |
| 134214 | 7.479 | F0SrEuCr | 15-09-09 | -14:00 | 2.949574 | | | 1985 |
| 137949 | 6.674 | ApSrCrEu | 15-29-35 | -17:26 | 2.01482 4.02964 1.97521? | ? | +1400— +1800 | 1982 |
| 161459 | 10.4 | ApEuSrCr | 17-48-29 | -51:55 | 1.3909 2.78? | | | 1990 |
| 166473 | 7.953 | ApSrCrEu | 18-12-26 | -37:45 | 1.892 1.824 1.928 | | | 1987 |
| 176232 | 5.89 | F0pSrEu | 18-58-47 | +13:54 | 1.435996 1.385373 1.239261 | ? | | 1988 |
| 190290 | 9.7 | ApEuSr | 20-14-00 | -78:52 | 2.27 2.23 | | | 1990 |
| 193766 | 9.1 | ApSrCrEu | 20-24-11 | -51:43 | 1.284 | | | 1990 |
| 196470 | 10.1 | ApSrEu | 20-38-10 | -17:30 | 1.544 | | | 1990 |
| 201601 | 4.68 | F0p | 21-10-21 | +10:08 | 1.339 1.366 1.427 | ? | +500— -800 | 1983 |
| 203932 | 8.820 | ApSrEu | 21-26-04 | -29:56 | 2.8051 | | | 1984 |
| 217522 | 7.520 | FpSrEu | 23-01-47 | -44:50 | 1.1999 2.0174 | | | 1983 |
| 218495 | 9.3 | ApEuSr | 23-09-30 | -63:40 | 2.24 4.48? | | | 1990 |

注:① 坐标一栏(赤经、赤纬),有“*”号者为HD星表1900.0历元值。② 自转周期一栏,问号“?”表示有测量值,但不确定,或者有矛盾。

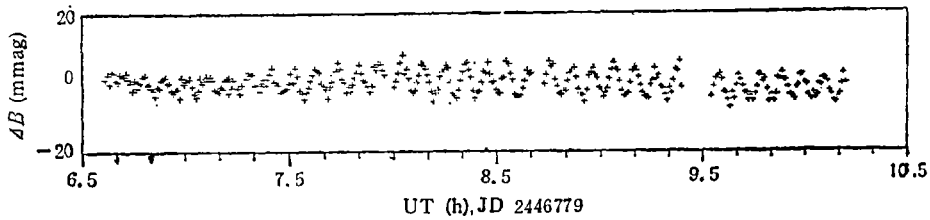


图 2 roAp 星 HD24712(HR1217) 的光变曲线^[3]

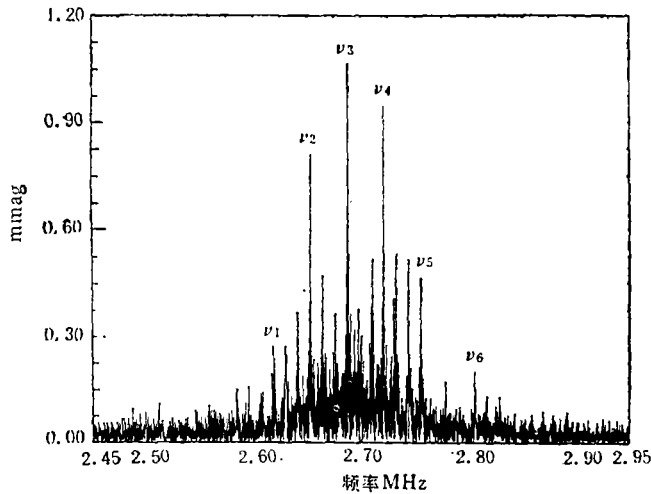


图 3 HR1217 的 324 小时 B 星等快速测光的 Fourier 振幅谱。6 个频率值在表 1 中可以找到^[3]

(3) 全是约 2 个太阳质量氢燃烧阶段的冷 Ap 星, 其 Strömgen 测光指数为

$$\begin{aligned} 0.08 \leq (b - y) \leq 0.29, & \quad 0.20 \leq m_1 \leq 0.32, & \quad \delta_{m_1} \leq 0.00, \\ 0.49 \leq C_1 \leq 0.85, & \quad \delta C_1 \leq 0.04, & \quad 2.70 \leq \beta \leq 2.88 \end{aligned}$$

其有效温度范围仅约 7 000—8 300K。

Kurtz 假定脉动轴与磁轴重合, 自然地将 ORM 发展为倾斜脉动模型 (OPM, oblique pulsator model)^[5]。因此, OPM 保留了 ORM 对 Ap 星较长周期的磁变、谱变和平均光变曲线的解释。OPM 后来得到了 Dziembowski、Gough、Shibahashi 等人的发展^[21-25]。

对于最简单、在 roAp 星中又最常见的偶极 ($l = 1$) 带状 ($m = 0$) 脉动, OPM 可给出光度变化^[13]

$$\frac{\Delta L}{L} \propto A_{-1}^{(1)} \cos [(\omega - \Omega)t + \phi] + A_0^{(1)} \cos (\omega t + \phi) + A_{+1}^{(1)} \cos [(\omega + \Omega)t + \phi], \quad (4)$$

以及振幅比

$$\frac{A_{+1}^{(1)} + A_{-1}^{(1)}}{A_0^{(1)}} = \operatorname{tgi} \cdot \operatorname{tg}\beta, \quad (5)$$

$$\frac{A_{+1}^{(1)} - A_{-1}^{(1)}}{A_{+1}^{(1)} + A_{-1}^{(1)}} = \frac{C_{n,1} \cdot \Omega}{\omega_{(1)}^{(1)} - \omega_0^{(1)}}. \quad (6)$$

(6)式中, $C_{n,i}$ (此时, $l=1$) 为 Ledoux 引入的自转分裂常数^[26]。它与恒星自转频率 Ω 的积代表自转的科里奥利力的影响。分母中各 $\omega_{m,l}^{(i)}$ 为在磁场洛伦兹力作用下脉动频率的改变量。对于类偶极磁场,

$$\omega_{m,l}^{(i)} = K^{\text{mag}} \cdot [l(l+1) - 3m^2] / [4l(l+1) - 3] \quad (7)$$

(4)式表明, 自转产生了脉动频率的分裂。精确测量三重频率, 可以得到自转周期 $P = \frac{2\pi}{\Omega}$ 。一般地, 单一模式 l 将分裂为间距 Ω 的 $(2l+1)$ 个频率分量^[13]。

(5)式给出了脉动振幅对角 i 和 β 的限制条件。事实上, 按 ORM, 对磁场的测量也给出^[5]

$$\text{tgi} \cdot \text{tg}\beta = \frac{1-\gamma}{1+\gamma}, \quad \gamma = \frac{H_e(\text{min})}{H_e(\text{max})}. \quad (8)$$

式中 $H_e(\text{min})$ 、 $H_e(\text{max})$ 为测量到的偶极磁场的极小和极大有效磁场强度。由刚体自转容易推出

$$\text{sini} = \frac{P \cdot v}{2\pi R} \text{sini} \quad (9)$$

已知恒星半径和自转速度 $v \text{sini}$, 以及自转周期 P , 可直接求得 i 角。再从(5)或(8)式可得 β 角。

(7)式中的系数 K^{mag} 不仅与表面磁场, 而且与恒星内部磁场有关。事实上, 对于高阶 P 模,

$$K^{\text{mag}} / \omega_0 = \langle P_{\text{mag}} / P_{\text{gas}} \rangle \quad (10)$$

式中, ω_0 为未受磁场和自转扰动的恒星固有振荡频率, P_{mag} 和 P_{gas} 分别为磁压和气体压强, 尖括号表示在整个振荡区域求平均^[23]。因此, K^{mag} 的大小可以直接作为恒星内部磁场强度的测量。将(7)式代入(6)式, 可得

$$K^{\text{mag}} = \frac{-5C_{n,i} \cdot \Omega}{3} \cdot \frac{A_{+1}^{(i)} + A_{-1}^{(i)}}{A_{+1}^{(i)} - A_{-1}^{(i)}} \quad (11)$$

对 HD6532、HD24712、HD60435 和 HD83368 的三重频率测量表明, 它们的 K^{mag} 均在 1—8 μHz 。这说明, 磁场产生的脉动频率改变 $\omega_{m,l}^{(i)}$ 一般仍很小。但是, OPM 假定了磁场作用强于自转影响的条件 $\omega_{m,l}^{(i)} \gg C_{n,i} \cdot \Omega$ 是完全正确的。

按照 Tassoul 的理论, 当 $n \gg l$ 时, 脉动频率可表示为

$$\nu_{n,l} \approx \Delta\nu_0 \cdot \left[n + \frac{l}{2} + \varepsilon \right] + \delta\nu \quad (12)$$

式中 ε 为量级为 1 的、与恒星结构有关的常数。 $\Delta\nu_0$ 已出现在(1)式中, 并且有^[12]

$$\Delta\nu_0 \propto (GM/R^3)^{1/2}. \quad (13)$$

原则上, 通过多模式的脉动, 测量出 $\Delta\nu_0$ 和各模式的 $\delta\nu$, 给定限制恒星内部密度分布的条件, 可以确定出恒星的质量 M 和年龄。假如对不同的 l, m 模脉动都测量出 K^{mag} 值, 那么,

恒星的内部磁场结构也就清楚了。

四、HD83368 的脉动

这是一颗 T_{eff} 约 8 200K 的 A7p 型星, 又是目视双星。由 Hurly 和 Warner 对两子星的测光, 可估计出主星半径为两个太阳半径^[27]。

Kurtz 等在 1980—1986 年的 5.3 年期间, 对该星进行了 238 小时的快速测光, 从中分析出的 7 个振荡频率见表 2^[13]。

将 B 星等平均光变曲线的拟合结果, 与 Thompson 对磁场的测量的拟合相比较, 可见磁场极大与平均 B 星等极小时刻对应, 磁变周期与光变、自转周期一致, 这正是 Ap 星的典型特征。并且, 在每一自转周出现两次脉动振幅极大, 其极大时刻与磁场极大时刻相重合——这一关系, 在 roAp 星也是普遍存在的^[27]。

从表 2 可见, 在相当高精度上, 低频三重 ν_1 、 ν_2 、 ν_3 的间隔正好对应自转频率 $\nu_{\text{rot}} = 4.05828\mu\text{Hz}$, 满足由(4)式表达的三重分裂。(5)式给出 $\text{tg}i \cdot \text{tg}\beta = 9.434$, 它要求总有 $i + \beta > 90^\circ$, 至少 $i = \beta = 72^\circ$, 或者其中之一远大于 72° 。由此, Kurtz 在 1982 年预言了会观测到该星磁场的极性反转^[5], 并很快被 Thompson 证实^[28]。1985 年, Carney 和 Peterson 对该星求得 $u \sin i = 33 \pm 3 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ ^[29], 利用(9)式, 可得 $i \approx 68^\circ$, 因此应有 $\beta \approx 75^\circ$ 。

表 2 对 HR3831 1980—1986 年快速振荡进行最小二乘拟合的结果

| 编 号 | 频率(mHz) | 振幅(m·mag) | 位相(弧度) |
|---------|-------------------------------------|----------------------------------|--------------------|
| ν_1 | $1.42395445 \pm 2 \times 10^{-8}$ | $A_{-1}^{(1)} = 2.095 \pm 0.017$ | 1.166 ± 0.011 |
| ν_2 | $1.42801257 \pm 9 \times 10^{-8}$ | $A_0^{(1)} = 0.403 \pm 0.017$ | -0.830 ± 0.060 |
| ν_3 | $1.43207097 \pm 2 \times 10^{-8}$ | $A_{+1}^{(1)} = 1.707 \pm 0.017$ | 1.168 ± 0.014 |
| ν_4 | $2.84790845 \pm 1.9 \times 10^{-7}$ | $A_{-2}^{(2)} = 0.189 \pm 0.017$ | 1.147 ± 0.126 |
| ν_5 | $2.85602534 \pm 9 \times 10^{-8}$ | $A_0^{(2)} = 0.419 \pm 0.017$ | 1.046 ± 0.057 |
| ν_6 | $2.86414166 \pm 1.9 \times 10^{-7}$ | $A_{+1}^{(2)} = 0.188 \pm 0.017$ | 1.353 ± 0.126 |
| ν_7 | $4.28809652 \pm 3.5 \times 10^{-7}$ | $A_{-3}^{(3)} = 0.104 \pm 0.017$ | 1.764 ± 0.230 |

注: 此表数据取自文献[13]。

Kurtz 和 Shibahashi 还从振荡的位相变化上证实了该星的偶极振荡模式^[25]。理论上, 如果 $i + \beta > 90^\circ$, 在磁上、下弦位置 ($\cos \alpha = 0$), 不仅应当看到磁场的极性反转, 对于 $m = 0$ 的带状模式脉动, 还应看到脉动的位相反转。(2)式中令 $\cos \alpha = 0$, 可以导出

$$\cos(2\pi\phi_{\text{quad}}) = \frac{-1}{\text{tg}i \cdot \text{tg}\beta} \quad (14)$$

式中 ϕ_{quad} 为以周期为单位的磁上、下弦时刻。从长达 5.3 yr 的资料, 作出脉动位相与磁变位相的关系图(图 4), 的确发现了 π 弧度的脉动位相反转。并且, 反转点的位置也与(14)式计算的相符(文[13]给出 $\phi_{\text{quad}} = 0.23$ 和 0.77 , 与图中垂直线位置一致。但这要求 $\cos 2\pi\phi_{\text{quad}} = \frac{1}{9.434}$, 即与(14)式相差一负号。否则, 周期相差 $1/2$)。至今, 发现 π 弧度位相反转的 roAp

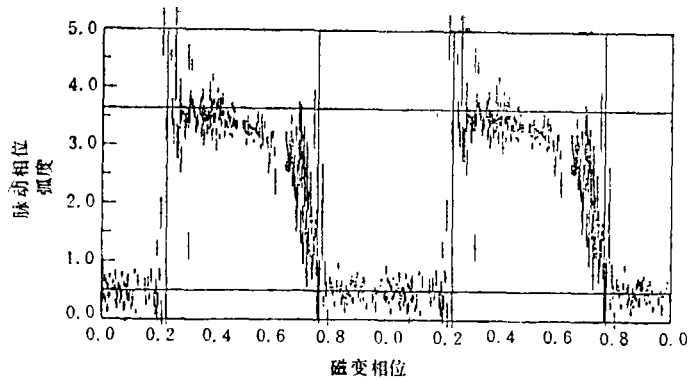


图 4 HR3831 脉动位相与磁变位相的关系^[3]

星还有 HD6532。

至于高频三重 ν_4 、 ν_5 、 ν_6 ，其间距刚好对应 $2\nu_{rot}$ ，而频率值与低频三重有简单的 2:1 关系。Kurtz 曾认为，这可能是 $l=2$ 的五重分裂^[6]。但最后仍倾向于：高频三重确实是非线性效应产生的低频三重的一阶谐波^[27]。尽管长期以来，在光变幅大到十分之几星等的 δ Scuti 型星的脉动中，也从未观测到有一阶谐波。至今，已经发现 6 颗 roAp 星可能存在一阶谐波 (HR3831、HD101065、HD137949、HD6532、HD218495 和 HD161459)。Kurtz 认为，非线性脉动在 roAp 星可能是普遍存在的^[30]。

但在上述分析中也存在着问题。按(4)式，低频三重应有相同位相。可是，表 2 中 ν_2 的位相与 ν_1 、 ν_3 相差较大。Kurtz 等认为，这可以用存在着频率值和 ν_2 一样的径向模式的迭加来解决。因此，要么 HR3831 的偶极模式并非纯粹；要么，关于每一脉动模式可用简单的球谐函数描述的假定不完全正确。在将高频三重看作一阶谐波中，也存在着振幅调制与理论不符的问题。他们认为，或许这也反映出，低频三重本身就并非是简单的偶极脉动^[27]。

表 2 中的 ν_7 ，被认为可能是二阶谐波 $A_4^{(3)}$ 。但 OPM 预言的 $A_4^{(3)} > A_4^{(3)}$ 却没有观测到，仍是有待解决的问题。

五、roAp 星脉动的激发机制

已发现的 roAp 星与 δ Scuti 型变星处于同一不稳定带区域。传统理论认为，化学反常性与脉动在这一区域相互排斥^[9]。因此，Kurtz 的发现是令人吃惊的^[3]。Kurtz 认为，Cox 等曾提出，在冷的、稍稍演化离开零龄主序的 Am 星中，He II 电离带中残存的 He 足以驱动脉动^[31]，或许，这对 roAp 也同样适用。而且，roAp 星的脉动速度不会影响扩散机制^[13]。但是，处于同一区域的 Ap 星，大多仍未发现脉动，无法解释。

Dolez 等使用加了星风的扩散模型，表明可以有足够量的 He 累积在磁极区，使 κ 机制起作用^[32]。并提出，表面丰度分布的横向不均匀性会引起脉动频率的扰动 $\Delta\nu$ ，它可以取代 OPM 中的 $\omega_{m1}^{(1)}$ 。他们的模型要求星风质量损失很低 ($\sim 10^{-14} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$)。处于目前的观测极限之下，因此还无法证实。

Matthews 认为，Ap 星丰富的 Si IV 可以在磁极区使 κ 机制起作用。因此建议进行 Si

丰度普查^[33]。

Shibahashi 在 1983 年提出了磁过稳定性对流机制^[34]。认为, 对流在偶极磁场的赤道区是不稳定的, 但在两极是过稳定 (overstable), 压抑了对流能的传输, 使对流运动变为振荡。他计算出的对流振荡时标, 与 roAp 星中观测到的有同一量级。由于脉动需通过与短时标对流振荡经共振选择, 也可解释某些星 (如 HD60435) 中观测到的短寿命振荡模式。磁过稳定性还会引起极区温度梯度增加, 可能用于解释 Ap 星的平均光变。但是, 这一模型也不能解释, 为什么热的磁 Ap 星不能脉动。

此外, Dziembowski 等曾提出, 磁场引起的非绝热效应可导致非径向 P 模脉动^[35]。但对 Ap 星内部磁场要求很高。Campbell 和 Papaloizou 认为, roAp 星脉动计算中, 必须包括阿尔文波的阻尼作用^[36]。Shore 等认为, roAp 星有可能成为在主序星外层大气中研究阿尔文波加热的唯一工具^[37]。当然, 他们也注意到, 在已观测的 roAp 星紫外光谱中, 仍没有色球发射线的迹象。

六、roAp 星的其他研究发展

1. roAp 星脉动模式选择

一般认为, Ap 星有强的偶极磁场, roAp 星中, 偶极脉动模式 ($l=1$) 应占有优势。但在 HD60435, 可能还有 HR1217, 偶次和奇次 l 模式可能都有, 其振荡的调制有利于 $l=2$ 而不利于 $l=0$ 。阿尔文波产生的阻尼, 不利于高 l 模式的激发; 况且对于恒星视面的积分观测, 不利于高 l 模式的发现。因此, 一般限制了 $l \leq 3$ 。

roAp 非常短的周期, 意味着 $n > 10$ 。尽管简单的模型计算给出 $n_{\text{极大}} \approx 15$ ^[38], 但 HR1217 可能达到 $n=80$ 。不过, 至今在 roAp 星中还没有发现 $m \neq 0$ 模式的存在。roAp 的简单频谱可能反映磁场的模式抑制和选择作用。

2. 模式转换及演化效应

将(13)式代入(12), 可看出恒星质量 M 和半径 R 对本征振荡频率的影响。恒星演化中, M 、 R 以及参量 ε 都有变化。对于 roAp 星, Heller 和 Kawaler 计算出频率的改变为 $\frac{d \ln \nu}{dt} = 10^{-15} - 10^{-16} \cdot s^{-1}$ ^[39]。但是, Kurtz 对 HD137949 的实测, 比期待值高出约两个量级。他认为, 可以用 roAp 星的演化比理论预计要快得多, 或者用存在伴星的假设来解释^[30]。

但是, Kreidl 和 Kurtz 发现, HD217522 的 B 星等脉动主频在 1989 年的一个半月期间, 有突然变化。与 1982 年相比, 还出现新的频率。认为, 可能是某种原因引起的模式转换 (mode switching), 其时标可能仅仅为“若干天”^[40]。

3. Ap 星的特殊大气结构

由于化学反常和强磁场, Ap 星的有效温度 T_{eff} 和重力 g 的准确测量很困难。通过脉动, 有希望明确测量大气的温度结构。

超高频声波的能量耗散使恒星振荡有临界频率

$$\nu_{\text{crit}} \propto \frac{c}{2H_p} \quad (15)$$

式中 c 为局地声速, H_p 为恒星大气压强标高。Shibahashi 和 Saio 从标准大气模型得到 $v_{\text{crit}}/\Delta v_0$ 约为 30—34, 但很多 roAp 星的脉动频率都超过这一极限。他们发现, 调整大气温度梯度, 即假设 roAp 星表面温度比标准的、由有效温度代表的要低得多, 就可解决这一矛盾^[41]。

Kurtz 等早就发现, 在多色测光中, 脉动振幅在蓝带最高。随着波长增加, roAp 星脉动振幅的下降, 比其他脉动变星大得多^[5,40]。Matthews 对 HR3831 的 K 带测光也表明, 该星远没有作为一个黑体所期待的脉动振幅。他将这解释为, 蓝区有严重得多的临边昏暗, 即 HR3831 临边昏暗系数随波长的变化要比太阳上陡得多^[3]。这些都意味着, Ap 星 (至少是 roAp) 的大气结构表现出来的 $T-\tau$ 关系与其他恒星不一样。

4. roAp 星新的发现和统计

目前, roAp 星的样品依然不多, 统计参量的意义也就受到了限制。已发现的都属 SrCrEu 星, 但并非所有冷 Ap 星都发现了快速振荡。热磁星的快速光变搜寻, 仍没有肯定结果。而且, 要确认某星没有 roAp 现象, 也很困难。至今, 对亮星, 仅仅可能说 β CrB (F0pSrCrEu) 不是一颗 roAp 星^[42]。因此, 扩大发现新的 roAp 星十分必要。这将有助于确定 roAp 星的存在范围, 找到 roAp 与冷的不脉动 Ap 星之间的差别及其关系, 研究 roAp 星与其他脉动变星 (如 δ Scuti 星) 之间的关系。

七、结束语

1978 年前, 普遍认为, 丰度反常与脉动的相互排斥, 才是对辐射扩散机制的支持。还认为, 强磁场只会限制脉动, 高阶振荡在磁场中更易受到阻碍。15 年来对 roAp 的研究表明, 化学丰度反常与脉动是可以共存的。近年来甚至发现, 冷磁 Ap 星 HD188136 是一个多周期的 δ Scuti 型星, 表明极端的丰度反常也可以和典型的、低阶多周期的 δ Scuti 型脉动共存^[43]。强磁场, 肯定在 roAp 星的脉动稳定和模式选择中起了重要的促进作用。

目前, 对观测解释最成功的是 OPM。但是, Mathys 的星子脉动模型 (SPM) 仍假定脉动轴与自转轴同向, 目前也可以解释 HR3831 的频谱^[44]。SPM 在描述 roAp 星脉动上不如 OPM, 但今后, 星子假设的引入, 可能有助于解释平均光变曲线中一些小的变化。

roAp 星的发现提出了很多新问题。roAp 星在赫罗图上存在的范围还不确定, 甚至连是否存在没有高阶脉动的冷磁 Ap 星也不能肯定。脉动的激发机制和模式选择机制不够清楚, 也不知道是何因素控制着脉动模式的寿命。球谐函数一定程度上可以描述 roAp 星的脉动, 但已经发现, 可能是不完善的。对于可能普遍存在于 roAp 星光变曲线中的非线性效应的本质, 也一无所知。在所有其他非径向脉动变星中, 曾有效使用的光度、颜色变化曲线的位相差与球谐度 l 之间的关系^[45], 对 roAp 星也不适用了。

不管怎样, 通过星震学对 roAp 星脉动的研究, 可能提供恒星的自转周期、自转轴倾角 i 、磁场的几何位形、恒星半径、质量、光度、演化年龄, 甚至大气精细温度结构等特定性质以及机制上的限制。roAp 星的丰度反常和强磁场的独特性质, 也为星震学的发展创造了特殊的研究条件。Wolff 在十年前说过^[6]: “A 型星之所以重要, 就是因为它的光球的谱强

烈地偏离了 LTE 模型的预言, 因此使我们有机会, 从实践中确定各种流体动力学和磁流体力学过程的重要性。”“由于 A 型星在赫罗图上占据了热星和冷星之间的一个关键性的转换区”, “对这些星的更好理解, 将很可能修改整个赫罗图上其他恒星的大气模型。”今天, 对 roAp 星, 我们可以说同样的话。这一新的世界, 等待着我们去探索。

参 考 文 献

- [1] Leighton, R. B., Noyes, R. W., and Simon, G. W., *Ap. J.*, 135 (1962), 474.
- [2] Tassoul, M., *Ap. J. Suppl.*, 43 (1980), 469.
- [3] Matthews, J. M., *Publ. Astron. Soc. Pac.*, 103 (1991), 5.
- [4] Kurtz, D. W., *Inf. Bull. Variable Stars*, (1978), No. 1436.
- [5] Kurtz, D. W., *M. N. R. A. S.*, 200 (1982), 807.
- [6] 熊大润, 紫金山天文台台刊, 9 (1990), No. 1, 1
- [7] 黄润乾、李 炎, 恒星振动理论, p. 181—349, 北京, 科学出版社, (1990).
- [8] Maury, A. C., *Harvard Ann.*, 28 (1987), 96.
- [9] Woolf, S.C., *The A-type Star: Problems and Perspectives*, N.A.S.A., SP-463, Washington, D.C., (1983), 1—211.
- [10] Stibbs, D. W. N., *M. N. R. A. S.*, 110 (1950), 395.
- [11] Michaud, G., *Ap. J.*, 160 (1970), 641.
- [12] Michaud, G., *A. J.*, 85 (1980), 589.
- [13] Kurtz, D. W., *Annu. Rev. Astron. Astrophys*, 28 (1990), 607.
- [14] Martinez, P., Kurtz, D. W. and Kauffmann, G. M., *M. N. R. A. S.*, 250 (1991), 666.
- [15] Schneider, H. and Weiss, W. W., *Inf. Bull. Variable Stars*, (1990), No. 3520.
- [16] Kreidl, T. J., *Inf. Bull. Variable Stars*, (1990), No. 3539.
- [17] Martinez, P. and Kurtz, D. W., *Inf. Bull. Variable Stars*, (1990), No. 3553.
- [18] Martinez, P. and Kurtz, D. W., *Inf. Bull. Variable Stars*, (1991), No. 3611.
- [19] Martinez, P., *Inf. Bull. Variable Stars*, (1991), No. 3621.
- [20] Matthews, J. M., Kreidl, T. J. and Wehlau, W. W., *Publ. Astron. Soc. Pac.*, 100 (1988), 255.
- [21] Dziembowski, W. and Goode, P. R., *Mem. Soc. Astro. Ital.*, 55 (1984), 185.
- [22] Gough, D. O. and Taylor, P. P., *Mem. Soc. Astro. Ital.*, 55 (1984), 215.
- [23] Dziembowski, W. and Goode, P. R., *Mem. Soc. Astro. Italiana*, 55 (1984), 185.
- [24] Dziembowski, W. and Goode, P. R., in *Seismology of the Sun and Distant Stars*, ed. by D. O. Gough, p. 441, (1986).
- [25] Kurtz, D. W. and Shibahashi, M., *M. N. R. A. S.*, 223 (1986), 557.
- [26] Ledoux, P., *Ap. J.*, 114 (1951), 373.
- [27] Kurtz, D. W., Shibahashi, H., Goode, P. R., *M. N. R. A. S.*, 247 (1990), 558.
- [28] Thompson, I. B., *M. N. R. A. S.*, 205 (1983), 43.
- [29] Carney, B. W. and Peterson, R. C., *M. N. R. A. S.*, 232 (1985), 33.
- [30] Kurtz, D. W., *M. N. R. A. S.*, 249 (1991), 468.
- [31] Cox, A. N., King, D. S., Hodson, S. W., *Ap. J.*, 231 (1979), 798.
- [32] Dolez, N., Gough, D. O. and Vauclair, S., in *IAU Symposium No. 123*, p. 291, (1988).
- [33] Matthews, J. M., *M. N. R. A. S.*, 235 (1988), 7.
- [34] Shibahashi, H., *Ap. J. Lett.*, 275 (1983), L5.
- [35] Dziembowski, W., in *Theoretical Problems in Stellar Stability and Oscillations*, ed. by M. Gabriels and A. Noels, p. 346, (1984).
- [36] Campbell, C. G. and Papaliou, J. C. B., *M. N. R. A. S.*, 220 (1986), 577.
- [37] Shore, S. N., Brown, D. N., Sonneborn, G. and Gibson, D. M., *Astron. Astrophys*, 182 (1987), 285.
- [38] Dolez, N. and Gough, D. O., in *Pulsations in Classical and Cataclysmic Variables*, ed. by J. P. Cox and C. J. Hansen, JILA, p. 248, (1982).
- [39] Heller, C. H. and Kawaler, S. D., *Ap. J. Lett*, 329 (1988), 143.
- [40] Kreidl, T. J. and Kurtz, D. W., *M. N. R. A. S.*, 250 (1991), 477.
- [41] Shibahashi, H. and Saio, H., *Publ. Astron. Soc. Jpn.*, 37 (1985), 245.

- [42] Kreidl, T. J., *M. N. R. A. S.*, 248 (1991), 701.
[43] Kurtz, D. W., *M. N. R. A. S.*, 238 (1989), 1077.
[44] Mathys, G., *Astron. Astrophys*, 151 (1986), 316.
[45] Palona, L. A. and Stobie, R. S., *M. N. R. A. S.*, 189 (1979), 649.

(责任编辑 刘金铭)

Rapidly Oscillating A-type Peculiar Stars

Wu Guangjie, Zhang Yunlin

(*Yunnan Observatory, Chinese Academy of Sciences, Kunming 650011*)

Abstract

Today, rapidly oscillating Ap (roAp) stars are one kind of most principal objects in the asteroseismologic study, which exhibit nonradial p-modes pulsations with very high overtone. As ideal targets for the new techniques of asteroseismology, analyses of roAp oscillations are yielding valuable, even unique information about magnetic peculiar stars. By comparing observed frequency spectrum to asymptotic pulsation theory, we can investigate diverse properties of roAp stars: radius, rotation period, evolutionary status, the geometry and internal strength of magnetic field, and, potentially, the detailed temperature structure of the atmosphere. In this paper, the discovery of roAp stars and their basic data are reviewed. The general characteristics of Ap stars and the oblique rotator model, also, the general characteristics of roAp stars and the oblique pulsator model, are introduced. In addition, the excitation mechanisms and recent research developments of roAp stars are discussed.