

γ Dor型変光星で見つかった自転の効果 強く受けた固有振動モードについて



斉尾 英行

〈東北大学大学院理学研究科 〒980-8578 宮城県仙台市青葉区荒巻字青葉 6-3〉

e-mail: saio@astr.tohoku.ac.jp

恒星の自転はコリオリ力を生み、内部重力波の固有振動であるg-モード脈動の性質に大きな影響を与える。さらに、コリオリ力はロスビー波を発生させ、浮力の影響の元に固有振動のr-モード振動の存在を可能とする。最長で4年間にわたる、ケプラー衛星の連続的で非常に精密な測光観測によって、自転星非動径脈動の性質が明らかになってきた。

1. γ Dor型変光星

γ Dor型変光星は質量が約1.4から2.0太陽質量(M_{\odot})の主系列星で(図1参照), g-モード振動(または脈動)をする脈動変光星である。g-モードは内部重力波の固有振動で、水面の波(表面重力波)と類似し、平均水平面上の隣の領域との密度差(水面の波の場合は水と空気の密度差)による浮力によって起こる。恒星のg-モードの場合は、場所によって流体が外側または内側に移動することによって密度分布が乱され、浮力が発生する(内部重力波)。球対称的な移動では浮力は起こらないので、g-モード振動は全て非動径(非球対称)振動で、星の表面はある時点で温度の高い部分と低い部分とに別れる。

γ Dor型変光星のg-モード振動の周期は半日から1日程度で、振幅はほとんどの場合数ミリ等級よりも小さい。そのため、地上観測でそれらの変光を捉えるのはとても難しく、大気圏外からの観測が始まる前は、十数個の γ Dor型変光星しか知られていなかった。後に人工衛星、特に、ケプラー衛星による観測が始まり、その精密で(昼夜の途切れない)連続的な測光観測により、今では

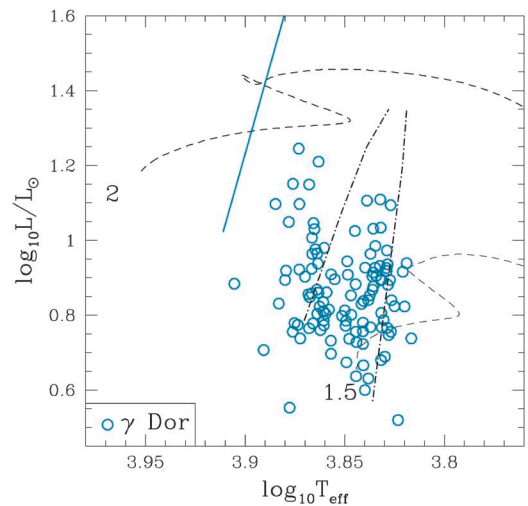


図1 γ Dor型変光星のHR図上の位置¹⁾. 横軸の T_{eff} は恒星表面の有効温度、縦軸の L は恒星表面から毎秒あたり放出されるエネルギー量を表し、 L_{\odot} はその太陽の値を表す。破線は主系列段階及びその後の進化経路を表す(数字は太陽質量を単位とした星の質量)。一点鎖線は理論的に予想²⁾された γ Dor型変光星の存在領域。多くの γ Dor型星がこの予想領域の外に位置しているが、その理由はわかっていない。青い実線は球対称的脈動が予想される領域の高温側の境界を表す。

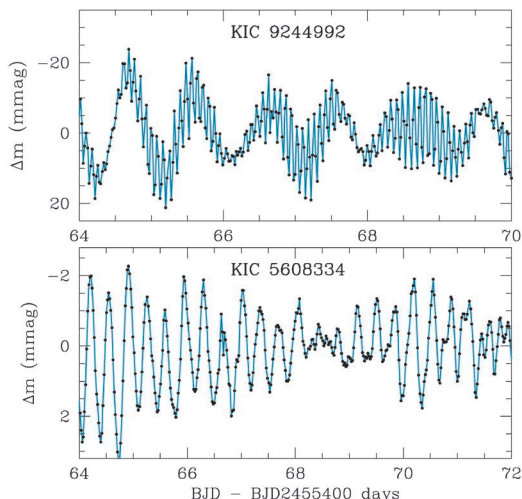


図2 ケプラー衛星による連続的な測光で得られた二つの γ Dor型変光星の光度変化曲線の例（縦軸はミリ等級で表した光度変化で横軸は日数を表す）。これらの光度変化は非常にたくさんの振動モードの重ね合わせなので、複雑な現象（振動振幅の変化）が現れている。このような、連続的観測データを解析することにより、これらの星の自転の速さ、年齢（内部水素燃焼による残留水素量）などの情報が得られる。上のパネルのKIC 9244992は周期70日近く³⁾でゆっくり自転しているのに対して、下のパネルのKIC 5608334は周期が半日弱⁴⁾の高速自転をしている。

六百を超す γ Dor型変光星が知られている（図1）。図2はケプラー衛星による二つの γ Dor型変光星の測光観測の例を示している。これらの精密な測光データの解析により近年星震学による研究が急速に発展している。

ケプラー衛星の測光データの解析から、 γ Dor型変光星の多くは高速で自転していることが明らかになると共に、そのような高速自転星では、g-モード振動の性質が大きく変わっていることが明らかになった。さらに、理論的には存在することがわかっていたが、実際に恒星に存在することが実証されていなかった、r-モード（後述）と云われる、ロスビー波に関する固有モードが存在することが明らかになってきた^{5),6)}。

2. 自転の影響

全ての恒星は、速さは様々であるが、自転している。自転は、流体の運動にコリオリ力の影響を及ぼし、高速自転の場合、遠心力が恒星の平衡構造に影響を及ぼす。遠心力は、星の外層の表面近く（特に赤道付近）で大きく、高速自転する星の表面を軸対称の（回転）楕円体にする。

2.1 自転による非動径振動周波数の分裂

周期が短く、内部振幅が外層で大きいp-モード振動^{7),8)}は、高速自転星で遠心力の影響を大きく受ける^{9),10)}。一方、g-モードの振幅は内部深い領域で大きいので、高速自転する星でも遠心力の影響は小さい¹¹⁾。その代わりに、g-モードはコリオリ力の影響を強く受ける。その影響の大きさはスピンパラメータS

$$S = 2\Omega/\omega \quad (1)$$

の大きさで左右される、ここで、 Ω は自転角速度、 ω は恒星に乗った座標（自転と同じ角速度で回る座標）で測られる脈動角振動数を表す。ゆっくりと脈動する（ ω が小さい）g-モード振動はコリオリ力を強く受ける。

最も簡単なg-モード振動は双極振動で、星表面の半球が高温になった時、もう一方の半球が低温になり、それが半周期で入れ替わる振動である。半球の境界線（節となる円）は、自転のない場合には、大円であること以外に制限はなく、どのように分割しても振動の周期には影響がない。しかし、自転があると、星の固有振動として存在するためには、その境界は自転軸を通過する大円（経度線に沿った線）か、それに直行する円（緯度線に沿った円）である必要がある。双極振動の場合、そのような節の円は一つだけで、赤道に一致する軸対称振動と、経度線に沿った場合の非軸対称振動が可能である。

非軸対称振動の場合、節となる円が振動の位相と共に自転と同じ方向（順行；prograde）または

双極 g-モード振動の周波数分岐と表面振幅分布の変化

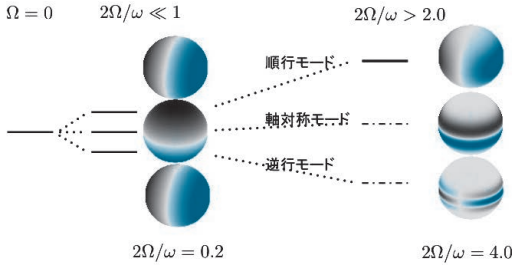


図3 自転がない場合 ($\Omega=0$) に一つの周波数をもつ双極g-モードの周波数は、自転があると三つに別れる。それは、双極モードには経度に沿った(振幅がゼロで)節となる断面が自転と同じ方向に進む(順行; prograde)モード、逆方向に進む(逆行; retrograde)モード、さらに節が赤道面と一致する軸対称モードがあるからである。自転が速くて、スピンパラメータ S (式1) が大きい場合、強いコリオリ力の影響で、逆行及び軸対称モードの振動振幅の表面での分布が著しく赤道付近に集まるのに対し、双極順行モードの振幅分布の赤道への集積はさほど大きくない。上の図で、球体の色の濃さはある時点での恒星表面での振動振幅の大きさを表す。青い部分は高温、黒い部分は低温で、半周期後、低温と高温は入れ替わる。

逆方向(逆行; retrograde)に進む場合があり、それぞれ振動周波数が異なる。軸対称モードの場合、コリオリ力の方向が南北半球で逆なので、スピンパラメータ S (式1) が小さい場合にはコリオリ力の影響が相殺され、振動周波数は自転のない場合と変わらない。したがって、自転のない場合に表面の振幅分布に関わらず一つの周波数であった双極モードの周波数は、自転がある場合には、図3に示されているように、三つの周波数に分裂する。 $S \ll 1$ の場合、その分裂は等間隔で、双極g-モードの場合、自転角速度の約半分である。

自転が速くて、 $S \geq 2$ となると、コリオリ力の2次以上 ($S^2, S^3 \dots$) の影響が卓越し、周波数分裂の間隔が不等になると同時に、表面の振動パターンが軸対称、順行、逆行非軸対称モードで大

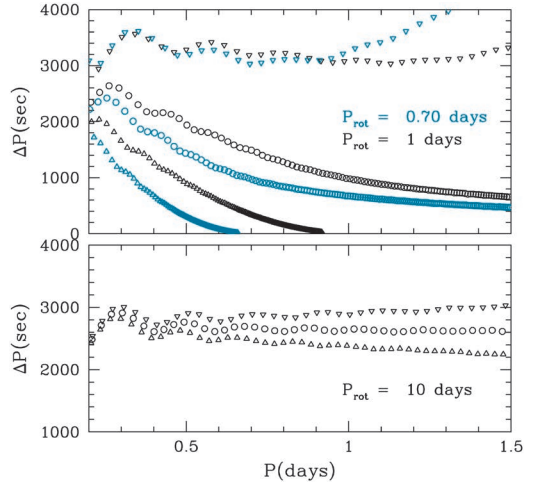


図4 隣り合う(動径方向の節の数が一つ違う)双極g-モードの振動周期間隔 (ΔP ; 秒) とその周期 (P ; 日) との関係。下のパネルは、自転周期 (P_{rot}) が10日の場合、上のパネルは、自転周期が1日(黒)と0.7日(青)の高速自転の場合を表している。丸は軸対称のモードを表し、三角と逆三角は、それぞれ、自転に対して順行と逆行のモードを表す。

きく変わってくる。

スピンパラメータが大きくなると、振動振幅は極領域で小さく、赤道方向に集中する。順行する非軸対称モードではその傾向は小さいが、他のモードでは、赤道部への集中が強いため、点光源として表面全体を見た時、場所ごとの変光が相殺されて、観測される変光振幅が非常に小さくなる(図3参照)。そのため、比較的速く自転する星に観測されるg-モードは、ほとんどの場合、順行する双極振動モードである^{5), 12), 13)}。

2.2 g-モード振動の周期間隔

一つの表面振動パターン型の型に属するg-モードは無数にある。それらの振動周波数は、中心から表面までにある振動の節(節球面)の数に依存する。節の数が多いほど、半径方向の波長が短く、浮力も小さいので、周期は長い。元素組成が均一で非常にゆっくり自転する星では、g-モード振動の周期は節の数にほぼ比例する⁷⁾。そのため、節

の数が1だけ違う隣のg-モードの周期との差 ΔP (周期間隔)は周期 P によらずほぼ一定である。

図4は、双極g-モードの周期間隔 ΔP と周期 P の関係を表している。遅い自転の場合(下のパネル) ΔP は、特に軸対称モードの場合、ほぼ一定である。短周期側で多少波打っているのは、核融合反応の起こっている星の中心対流領域の周りに形成された水素/ヘリウムの混合比の勾配に起因する¹⁴⁾。さらに、自転が遅い場合の ΔP の値は、主系列段階で中心の水素含有量が少なくなるにつれて減少し、観測値との比較からその星の進化状態の情報を得ることができる^{3), 14), 15)}。

ΔP - P 関係の勾配は順行モードで最も大きく、自転が速いほど急である。図3に表されているように、速い自転の場合には順行モードだけが観測可能な変光を示すことが期待され、実際、比較的速い自転をする γ Dor型変光星のほとんどで、g-モードの周期間隔は、周期と共に減少し、順行モードであることが観測的に確認されている^{4)-6), 12)}。

2.2.1 KIC 5608334

図5は高速自転する γ Dor型変光星の一つKIC 5608334のg-モード周期間隔 ΔP と周期 P との関係を表している。4つの周期のグループがあり、それぞれのグループで周期間隔が周期と共に急激に減少している。振幅が最も大きい周期0.3-0.4日のグループが順行双極($m=1$)g-モード振動に対応する。その ΔP の勾配は自転周期0.45日の理論的予想値とよく一致している。

図5中の他の周期グループは、周期の短い側に向かって、四重極、六重極、及び八重極を形成するg-モードである。それぞれの場合、一般には、順行逆行の違いも含めて、5通り、7通り、及び9通りの表面振幅分布パターンの種類が可能である。その中で、節となる円が全て自転軸を通過し、自転の方向に進む(順行)するようなモードが、振幅の赤道帯への集積が穏やかで、最も観測されやすい。表面振幅分布が全て自転軸を通過する大円だけで区切られているようなモードは扇状

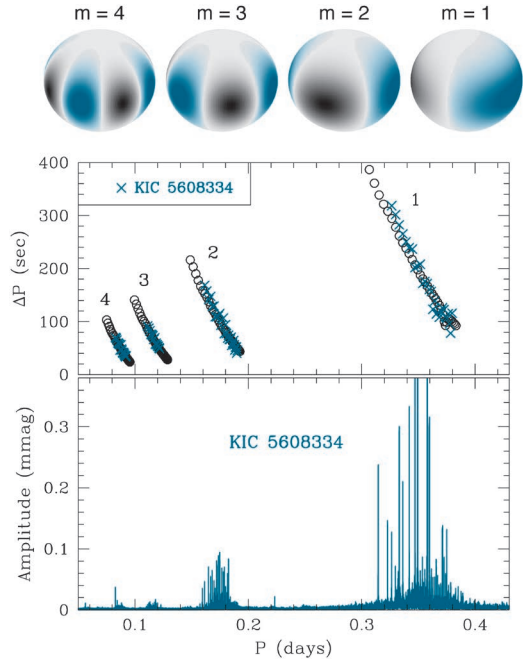


図5 高速自転する γ Dor型変光星の一つKIC 5608334の振動の周期間隔(ΔP (秒); 上のパネル)と観測された変光振幅(ミリ等級; 下のパネル). 横軸は上下のパネル共通で日を単位とした振動周期 P を表す. 上のパネルの振動モデルの計算には質量1.50太陽質量で自転周期0.455日(丸)を使った. ΔP の各系列に示された整数は m の値(自転軸を通る節となる円の数)を表す. 最上部に並べられた球は、右から左へ $m=1, 2, 3, 4$ の振動モードの表面の振幅分布を表す. スピンパラメータの値はそれぞれ、7.0, 3.0, 2.4, 1.7である。

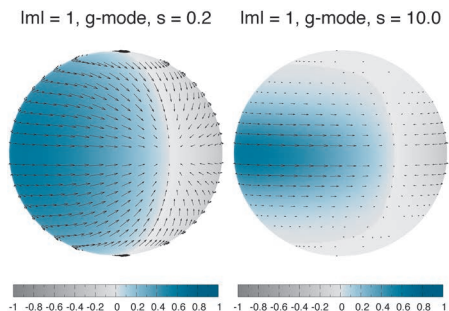


図6 スピンパラメータ $S=0.1$ 及び $S=10$ での順行双極gモードの速度及び温度変化の振幅分布. $S \gg 1$ の場合赤道に沿った振動となる。

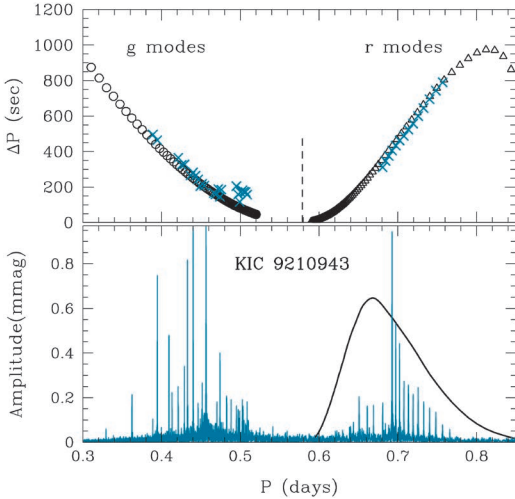


図7 g-モードとr-モード振動が観測されているγDor型星の一つKIC 9210943のΔP-P及び振幅-周期関係。上のパネルの丸及び三角は理論的な予想を表し、青のバツはケプラー衛星のデータ解析から得られた周期間隔を表す。また、縦の点線は振動モデルの計算に使った自転周期(0.58日)を表す。下のパネルの曲線は、各r-モードに同じ運動エネルギーが与えられた時に予想される相対的な変光振幅の分布を表す。

(sectoral) モードと呼ばれる。

順行扇状g-モードの速度場は、図6に示されているように、 $S \gg 1$ の場合赤道に平行となる。これは、コリオリ力が緯度方向の圧力勾配とつり合っている(地衡流平衡)ため、地球の海洋で現れる赤道ケルビン波と同様の性質である。そのため、 $S \gg 1$ での順行扇状gモードは、“ケルビンg-モード”と云うこともできる。

2.2.2 KIC 9210943

図7は高速自転するγDor型変光星のもう一つの例、KIC 9210943の周期間隔ΔPと変光振幅を周期Pの関数として示している。周期0.4-0.5日のグループは順行双極g-モードで、その周期間隔ΔPは周期Pの増加と共に減少し、周期0.58日の自転速度に対する理論的予想(丸)とよくあっている。

この星には、自転周期よりも長い周期のグルー

プが存在し、その周期間隔は、g-モードの場合と反対に、周期と共に長くなる。これらのモードが次の節で取り上げるr-モード振動である。r-モードの存在は四十年前も前から理論的に予想^{16), 17)}されていたが、γDor型変光星のケプラー衛星による観測データの解析により、初めてその存在が明らかになった⁵⁾。

3. r-モード振動

r-モード振動は大局的なロスビー波が浮力の影響を受けてできる固有振動である。ロスビー波は、地球の大気、海洋で頻繁に起こっており、その名は、その波を初めて認識し、メカニズムを説明したCarl-Gustaf Arvid Rossbyに由来する。

ロスビー波の運動は水平渦巻状で、星と一緒に回転する座標系で見ると自転とは反対の方向に伝播する。その復元力は、自転を含めた渦度の天頂方向成分

$$(\nabla \times \mathbf{u})_r + \Omega \cos \theta \quad (2)$$

が保存されることから発生する^{18), 19)}。上の式の第一項は流体の渦度の天頂方向成分を表し、 θ は自転軸からの角度(余緯度=緯度の補角)を表す。流体が北(または南)に移動すると $\cos \theta$ が大きくなる(小さくなる)ので、式(2)の保存のため、流体の渦度が減少(または増加)しよう上から見て時計(または反時計)周りの運動が誘発されることからロスビー波の発生が説明できる(詳細は図8参照)。

r-モード振動の運動は主に渦巻き状水平運動で、その振幅は主に中緯度で大きい。図9にr-モードの振動パターンのうち最もシンプルな2つの例が示されている。振動パターンは、星の自転と同じ速さで回転する座標系で見ると、ゆっくりと、自転の反対方向に移動する。その速度は自転速度に比べて遅いので、星の外から我々が観測すると、振動パターンは自転と同じ方向に、自転速度より少し遅い速度で移動する。

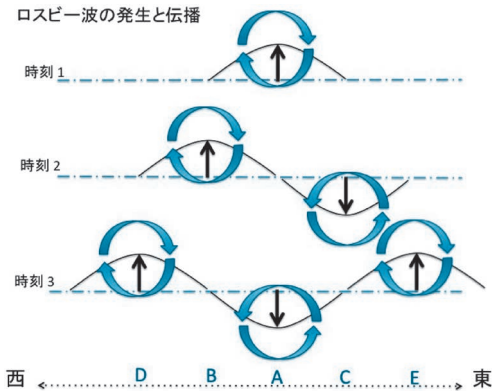


図8 ロスビー波の発生と伝播の模式的説明。ある時（時刻1）位置Aの流体が北の方向に移動した場合、流体の渦度の保存（式2）のため時計回りの運動が発生する。その運動は、A点のすぐ西側の流体を北方向に押し上げ、逆に、A点のすぐ東側の流体を南方向に押し下げる。その結果（渦度の保存により）、A点の西側で時計回り、東側で反時計回りの流れが発生し、A点は元の位置に戻されてゆく。ある時間経つと（時刻2）A点は元の位置に戻り、B点が北の方向への移動、C点が南方向への移動の極大になる。さらに、それらの移動に伴って（渦度の保存により）、時計回り、反時計回りの運動が生じ、時刻3には、D、E点で北方向の移動の極大となり、A点では南方向への移動の極大となる。このような変化を見てみると、波の位相が西の方向、つまり、自転と反対の方向に進行していることがわかる。この理由で、ロスビー波は、（星に乗った回転座標系で見ると。）自転と逆方向に伝播する。

ある型の表面振動パターンに対して、中心から表面までの間にある節の数の違いにより、周期が少しずつ違う数多くのr-モードが存在する。隣り合うモードとの周期間隔と周期との関係は、g-モードの場合と逆で、周期間隔は周期と共に大きくなる（図7参照）。

図10は、各r-モードが同じ運動エネルギーをもつと仮定した場合、期待される変光振幅の相対的な大きさを周期の関数として表している。 $|m| = 1$ ($|m|$ は自転軸を通過する節円の数) のモードのうち、温度分布が赤道に対して対称なモード

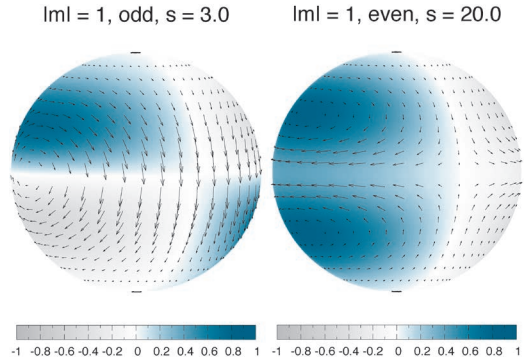


図9 最もシンプルな振動パターンをもつr-モードの表面速度場と温度変化の分布。左側のモードは、半球全体が一つの渦になっているが、南北半球でコリオリ力の方向が反対なので、温度変化は、赤道に対して反対称 (odd) である。それに対し、右側のモードでは、北半球と南半球で渦の向きが逆であるが、温度変化は南北で対称 (even) である。そのため、右側のモードの方が観測される振幅は大きい。これらの振動パターンは、星と同じ角速度で自転する座標系で見ると、自転とは反対の方向に（自転より遅いスピードで）ゆっくりと移動する。

（図10中青線）が最も観測されやすい。実際、図7のKIC 9210943に観測されているr-モードはこのグループに属する。このグループの周期の下限は自転周期に近いので、理論モデルを計算するまでもなく、その星の自転周期の近似値を知ることができる。

r-モード振動は γ Dor型変光星以外でも、A-B型主系列星の一部、Be星、食連星、及び矮新星の白色矮星などでも存在することが議論されている^{20),21)}。

4. 中小質量主系列星の自転周期

恒星の自転周期は、表面に大きな黒点がある星以外では、自転軸と視線とのなす角の不確実性があるため比較的得難い情報である。しかし、上で見てきたように、星が非回転脈動をしている場合、その周期解析から、自転周期を得ることができる。また、p-モードとg-モードの両方が観測される星

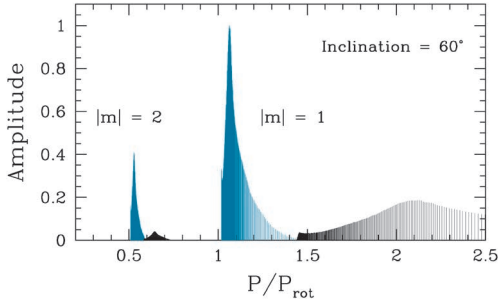


図10 各rモードに同じ運動エネルギーが与えられた時に期待されるrモード振動の変光振幅(縦軸)と観測される振動周期の関係。rモードの振動周期は近似的に自転周期(P_{rot})に比例するので、この図の横軸はそれで規格化されている。青色の線は、温度分布が赤道に対して対称のモードを表し、黒い線は反対称のモードを表す。Inclination(傾斜角)は我々の視線と星の自転軸がなす角度を表す。図では傾斜角が60度の場合が表されている。一般に、反対称モードでは南北半球の効果が相殺されるため対称モードに比べて振幅が小さい。その傾向は傾斜角が大きい場合ほど強く、傾斜角が90度の場合には反対称モードは観測されない。ほとんどの場合に観測されるrモードは対称モードである。 $|m|$ は自転軸を通過する節となる円の数を表す。 $|m|$ の値が大きいほど、表面の分割が大きくなり、予想される変光振幅は小さい。また、rモードの周期は $P_{rot}/|m|$ より長い。

では、外層(pモード)と中心部(gモード)の自転速度が別々に得られる可能性もある^{3), 15), 22)}。

図11は星の脈動及び黒点による光度変化から得られた、比較的質量の小さい主系列星の自転周期と星の有効温度の関係を表している。 γ Dor型変光星の多くは自転周期がおおよそ1日程度で、高速で自転しているが、中には、自転周期が百日程度の非常にゆっくりとした自転をするものもある。それらは、gモードの周期間隔 ΔP が小さいことから、主系列の最終進化段階にある星であることが知られている^{3), 15)}。これは、主系列の初期段階で高速で自転していた星も長い主系列進化の間に減速していったと考えられる。

図11の中で比較的表面温度の低い小質量星は、

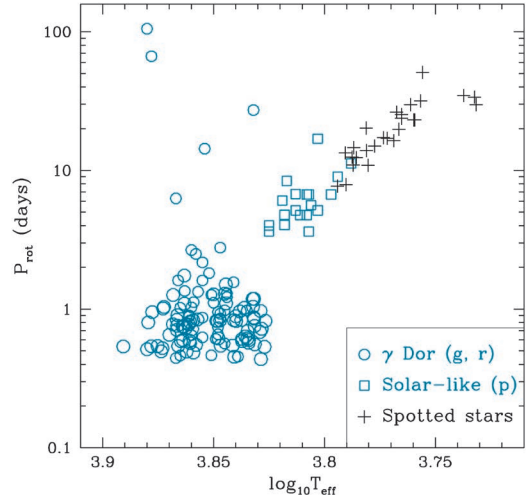


図11 星の脈動または表面の黒点による光度変化から得られた自転周期 P_{rot} と星の有効温度 T_{eff} との関係。丸印はrモードとgモードから得られた γ Dor型変光星の自転周期^{5), 6)}を表し、四角はpモード振動から得られた太陽型振動星の自転周期²³⁾を表す。+は黒点による減光から得られた自転周期²⁴⁾を表す。

表面温度の低い星ほど自転周期が長い傾向を示している。この理由はよくわかっていないが、表面温度の低い星ほど対流外層が発達しており、その中で働くダイナモ効果で、強く大規模な磁場が生成されることと関係があるかもしれない。

γ Dor型変光星(gとrモード)及び太陽型振動星(pモード)では、自転周期だけではなく脈動周期間隔または周波数間隔を使って個々の星の年齢を評価することができる。これらのデータの集積によって、恒星内部の角運動量変化についての理解が格段に進むことが期待される。

参考文献

- 1) Murphy, S. J., et al., 2019, MNRAS, 485, 2380
- 2) Dupret, M. A., et al., 2005, A&A, 435, 927
- 3) Saio, H., et al., 2015, MNRAS, 447, 3264
- 4) Saio, H., et al., 2018a, MNRAS, 477, 2183
- 5) Van Reeth, T., et al., 2016, A&A, 593, A120
- 6) Li, Gang, et al., 2019, MNRAS, 487, 782
- 7) Unno, W., et al., 1989, Nonradial oscillations of stars (University of Tokyo Press, Tokyo)

- 8) Aerts, C., et al., 2010, *Asteroseismology* (Springer)
- 9) Lignières, F., et al., 2006, *A&A*, 455, 607
- 10) Reese, D. R., et al., 2009, *A&A*, 506, 189
- 11) Ballot, J., et al., 2012, in *ASP Conf. Ser. Vol. 462, Progress in Solar/Stellar Physics with Helio- and Asteroseismology*, eds. Shibahashi, H., et al., (Astronomical Society of Pacific, San Francisco), 389
- 12) Ouazzani, R.-M., et al., 2017, *MNRAS*, 465, 2294
- 13) Pápics, P. I., et al., 2017, *A&A*, 598, A74
- 14) Miglio, A., et al., 2008, *MNRAS*, 386, 1487
- 15) Kurtz, D. W., et al., 2014, *MNRAS*, 444, 102
- 16) Papaloizou, J., & Pringle, J. E., 1978, *MNRAS*, 182, 423
- 17) Provost, J., et al., 1981, *A&A*, 94, 126
- 18) Pedlosky, J., 1982, *Geophysical fluid dynamics* (Springer)
- 19) Saio, H., 1982, *ApJ*, 256, 717
- 20) Saio, H., et al., 2018b, *MNRAS*, 474, 2774
- 21) Saio, H., 2019, *MNRAS*, 487, 2177
- 22) Hatta, Y, et al., 2019, *ApJ*, 871, 135
- 23) Benomar, O., et al., 2015, *MNRAS*, 452, 2654
- 24) Ceillier, T., et al., 2016, *MNRAS*, 456, 119

Nonradial Pulsations Strongly Affected by Rotation in γ Dor Variables

Hideyuki SAIO

*Graduate School of Science, Tohoku University,
6-3 Aramaki Aza-Aoba, Aoba-ku, Sendai, Miyagi
980-8578, Japan*

Abstract: We discuss the properties of g-mode and r-mode oscillations in γ Dor variables. For g-modes, we discuss how the frequency splittings, period spacing, and amplitude distributions on the surface are modified by the effect of strong Coriolis force. For r-modes, the origin, flow patterns, and frequency ranges of these modes are discussed.