慣性波を用いた新しい日震学の夜明け

戸　次　宥　人

〈マックス・プランク太陽系研究所
Max Planck Institute for Solar System Research, Justus-von-Liebig–Weg 3, 37077 Göttingen, Germany〉
e-mail: bekki@mps.mpg.de

太陽表面で観測される波や振動を解析することで太陽内部を診断する学問分野を日震学といいます．従来の日震学では，圧力を復元力とする高周波音波モードが主に用いられてきました．コリオリ力を復元力とする低周波慣性波モードの存在は理論的には予想されていたものの，その検出には10–20年スパンに及ぶ長期間観測データを必要とするため，これまで発見には至っていませんでした．近年，筆者らは太陽表面近傍で様々な低周波慣性波モードを検出し，理論モデルと比較することで同定することに成功しました．本稿では，これらの研究成果を紹介したうえで，低周波慣性波モードを用いた新たな日震学の可能性について議論します．

1.　太陽内部ダイナミクス

太陽は，中心コアの核融合反応で生じたエネルギーを発することで光り輝いています．太陽内部の約70%（放射層）ではこの熱エネルギーを輻射によって輸送していて，外層約30%（対流層）では対流によって輸送しています．対流層では，太陽の自転の効果で非等方的になった乱流が角運動量を輸送することで，差動回転や子午面流といった大規模平均流が駆動されており，これらは太陽固有磁場の生成・維持機構（ダイナモ機構）に非常に重要な役割を果たしています．こうした対流層ダイナミクスを正しく理解することは，太陽物理学に残された未解決問題の一つである「磁気活動（あるいは黒点数）の11年周期性の謎」の解明にも繋がります [1].

ダイナモ機構は，プラズマガスの対流運動エネルギーを磁気エネルギーに変換する物理過程であるため，太陽磁場の起源を理解するためには，太陽内部の熱対流を正しく理解することが必要不可欠です．しかしながら，これはかなりの難題です．というのも，太陽の熱対流は著しい乱流状態にあるうえ，自転の効果や磁場との相互作用などで非常に複雑で非線型なシステムとなっています．

数値シミュレーションは，目で見えない太陽内部で何が起こっているかを調べる最も代表的なアプローチですが，太陽の現実的なパラメータを用いた計算では，表面（光球）近傍で観測されているような熱対流速度スペクトルを再現できない，という極めて深刻な問題を抱えています．より詳細については，過去の天文月報記事 [2] などを参照してください．

2.　日震学の挑戦

太陽熱対流・ダイナモ問題に対しては，理論と観測の両面からの相互的なアプローチが必要不可欠だと信じられています．理論的手法が数値シミュレーションであるならば，観測的手法は日震学（helioseismology）でしょう．日震学は，太陽表面に現れる波や振動を観測・解析することで，

表1　太陽内部の代表的な振動モード．

	復元力	周期
音波（pモード）	圧力	約5分
内部重力波（gモード）	浮力	数時間
慣性波（iモード）	コリオリ力	数ヵ月

本来目に見えない太陽内部がどうなっているのかを診断する研究手法です．

2.1　太陽内部を伝播する波

太陽内部を伝播する代表的な振動モードを表1にまとめました．音波[*1]（pモードとも呼ばれる）は，圧縮性の太陽プラズマガスに特徴的な圧力傾度力を復元力とした波で，乱流的な熱対流によって励起され，太陽内部至る所（放射層コア＋対流層）を伝播しています．内部重力波[*1]（gモードと呼ばれる）は，浮力を復元力とする波で，主に対流安定な成層をしている放射層コアを伝播しています．残念ながら，重力波は対流層では著しく減衰してしまうため，これまで太陽表面での検出には成功していません．

音波と重力波は，どちらも比較的高周波モードであり，それぞれ数分・数時間の周期で振動しています．これらに加えて，太陽の自転のコリオリ力を復元力とし数ヵ月の周期で非常にゆっくりと振動・伝播する慣性波（inertial waves）も太陽内部に存在するはずだと考えられてきました．しかしながら，こうした低周波モードを太陽で検出するためには，10–20年スパンの長期的な観測データを解析する必要があったため，これまで発見されていませんでした．今回，筆者らは太陽で様々な慣性波を観測することに成功しました．本稿では，こうした最新の研究成果を紹介するとともに，慣性波を用いた新たな日震学の可能性について議論します．

2.2　音波を用いた従来の日震学

太陽慣性波の話題に入る前に，従来の日震学の成果と現状の問題点について解説します．これまでの日震学では，主に音波が用いられてきました．というのも，太陽内部は音波に溢れており，実際太陽表面のドップラー速度を解析すると，乱流によってランダムに励起された音波同士が互いに重なり合うことによって生じた固有振動モード（共鳴定在波）が無数に観測できます（図1a）．これらのモードの固有振動数は，太陽内部の状態（密度分布・音速分布）や流れ場の関数となっているため，固有振動数を精密に測定してその観測データを制約条件として逆問題を解くことで，内部の状態や速度場を推定することが可能になるのです[3]．

太陽の差動回転

音波を用いた日震学は，これまで数々の華々しい成果を上げてきました．中でもとりわけ重要な成果は，太陽対流層内部の大規模平均流（差動回転・子午面流）の測定[*2]でしょう．図1(b）に，大局的日震学により測定された太陽内部回転角速度分布を示しました．放射層は剛体回転しているのに対し，対流層全体で赤道が極よりも速く回っている「差動回転」していることが示されています．さらに興味深いことに，太陽の差動回転は，「回転軸方向に速度場は変化しない」というテイラー・プラウドマンの法則に従っていないことも明らかになりました．これは，太陽対流層内部にはわずかに緯度方向に温度勾配が存在することで生じる「温度風平衡」がテイラー・プラウドマン

*1　より正確には，太陽の固有振動のうち圧力を主な復元力とする比較的高周波成分をpモード，浮力を主な復元力とする（pモードと比べて）低周波成分をgモードと呼んでいます．この中間には，fモードと呼ばれる表面重力波も存在しますが，本稿では割愛します．

*2　差動回転は，太陽全体の音波の固有振動モードを解析する大局的日震学によって測定されます．一方，子午面流は，音波の局所的な伝播を解析する局所的日震学を用いて測定されています．局所的日震学の詳細に関しては，過去の天文月報記事[4]などを参照してください．

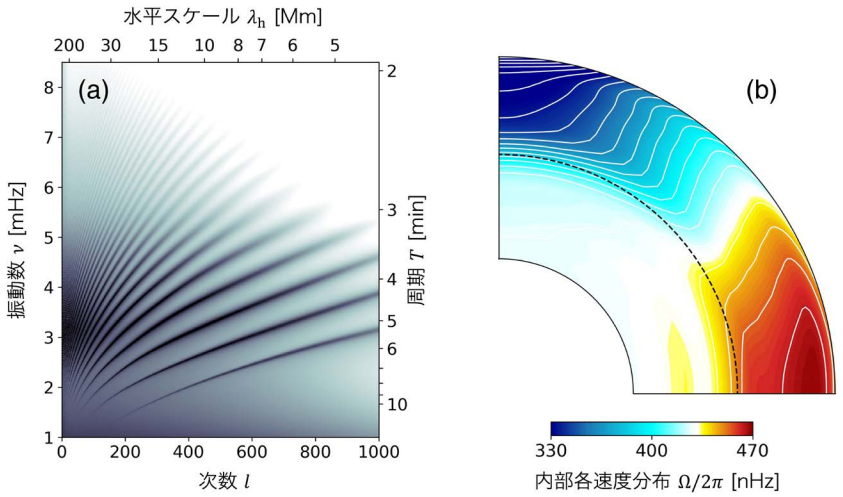

図1　(a) SOHO/MDIによって観測された太陽表面の音波（pモード）振動スペクトル．無数のリッジ構造を形成している一つ一つの強いパワーがそれぞれ音波の固有振動モードに対応しています．(b) 音波を用いた大局的日震学によって観測された太陽内部の差動回転分布 [5]. 破線は対流層の底の位置（r=0.71 $R_\odot$）を示しています．

則を破っているためだと考えられています．理論的考察から，対流層内部（約0.85 $R_\odot$）において極は赤道に比べて約10℃ほど温かいと推定されているのですが [6]，このわずかな温度差を約100万℃の背景場の中から検出するのは極めて困難で，直接観測にはこれまで誰も成功していません．

現状の問題点

音波日震学によって得られたこうした大規模平均流に関する観測的制約は，太陽ダイナモモデルの改良や熱対流の理解に大きく貢献しました．しかしながら，依然として多くの不確定性が残されています．例えば，小スケール乱流によって磁場や運動量が輸送される（あるいは壊される）効果は乱流拡散・乱流粘性としてモデル化されていますが，その強さを表す乱流粘性（拡散）係数ν_tはかなり大雑把にしか見積もられておらず，現状の多くの太陽ダイナモモデルでは依然その場しのぎの仮定が使われています．ほかにも，対流層深部の成層の対流不安定度合いを測る超断熱度[*3]（superadiabaticity）δは，熱対流の駆動の強さを決定しているため，1章で述べた対流速度スペクトルの難題を解決するうえで本質的に重要なパラメータだと認識されていますが，その詳細は謎に包まれています．残念ながら，音波は乱流粘性係数ν_tや超断熱度δといったパラメータに対する依存性が極めて小さいため，従来の音波日震学を用いてこうした未知パラメータに観測的制約をかけることは非常に難しいのが現状です．

3.　慣性波日震学の夜明け

3.1　赤道ロスビー波の発見

2018年，ドイツのLöptienとGizonらの研究グループは，太陽観測衛星SDOに搭載されたHMIで得られた約6年にわたるデータを用いて太陽表面近傍の大スケール速度場の時間変化を解析し，赤道ロスビー波の検出に世界で初めて成功しまし

[*3] 太陽対流層内部では，対流によってエントロピーが非常に効率的に混合されるため，そのエントロピー成層は極めて断熱的に近いであろうと考えられています．とはいえ，現実には断熱的な成層からの僅かなズレが存在するはずで，この非常に小さなズレは超断熱度δによって測られます．δ>0（<0）の時，成層は超断熱（亜断熱）的であると呼ばれ，そのエントロピー勾配は対流不安定（対流安定）となります．

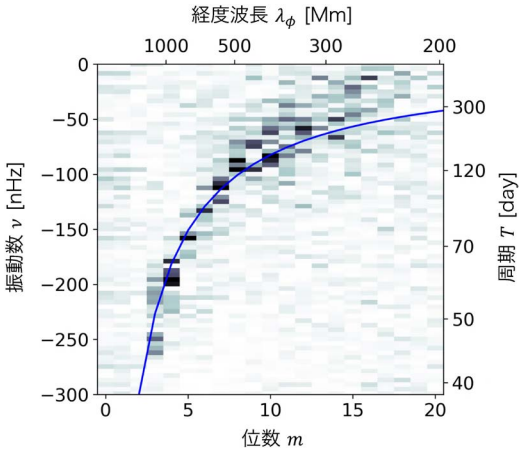

図2　SDO/HMIデータを解析して得られた，太陽表面近傍の動径渦度スペクトルの球面調和関数の$l=m$成分（南北対称で赤道でピークを持つ成分）．強いパワーが理論的に得られる赤道ロスビー波の分散関係（青線）に従って分布していることがわかります．負の振動数はロスビー波の位相速度が太陽の自転と逆向きであることに対応しています．図は，Löptien et al.（2018）の結果を再現したもの．

た [7]*4．ロスビー波というのは，コリオリ力を復元力とする慣性波の一種で，動径渦度が自転と逆向きに伝播する波動です．地球物理学においては，大気や海洋のダイナミクスを支配していることで知られている非常に重要な波動現象なのですが，これが太陽にも見つかったわけです*5．図2に，実際に太陽表面で観測されたの動径渦度スペクトルの赤道をまたいで南北対称成分（球面調和関数の$l=m$成分）を示しました．強いパワーは，理論的に予想される赤道ロスビー波の分散関係に明瞭に従って集中して分布していることが示されています．太陽で見つかった赤道ロスビー波は，約数十万kmという非常に大きなスケールを持ち，約数ヵ月という長い周期で非常にゆっくりと振動しています．

3.2　様々な慣性振動モードの検出・同定

低周波慣性波の一種であるロスビー波が太陽で検出されたのなら，他の様々な慣性波も存在していても不思議ではありません．そこで，筆者らはLöptienらの観測を大幅に拡張し，太陽表面近傍に（赤道ロスビー波以外にも）多数の慣性波モードを検出することにはじめて成功しました [8]．ただし，これにはいくつかの障壁が存在しました．

検出方法

まず，回転球殻内に束縛された一般の慣性波の固有関数は，音波や赤道ロスビー波とは異なり，単純な球面調和関数では表せないため，従来の方法ではうまく検出できません．そこで，筆者らは観測データを球面調和関数展開するのではなく，各緯度ごとにフーリエ変換したパワースペクトルの低周波成分を解析しました．太陽全体の固有振動モードであれば，図3(a) に示すように，単一の固有振動数によって特徴づけられるパワー超過が全緯度帯に渡って確認されるはずです．筆者らは，こうした事例を詳細に調べ上げ，慣性振動数領域で数多くの大局的振動モードを特定し，それぞれのモードに対して振動数と表面近傍での空間分布関数を測定しました（図3b）．

線型理論モデルの開発

さて，こうして太陽低周波スペクトルのパワー超過が検出されたものの，これらが本当に太陽内部の慣性波の固有振動モード由来であるかどうか結論づけるためには，慣性波の理論モデルと比較

*4　実は，1995年から観測を続けている地上観測ネットワークGONGのデータを使えば，もっと以前（2000年代初頭とか）に太陽ロスビー波が見つかっていても何ら不思議ではありません．ただ，当時の太陽物理学者は誰もロスビー波に注目していなかったため，低周波モードが解析されることはありませんでした．

*5　余談になりますが，太陽ロスビー波発見のニュースが入ってきたのは，ちょうど筆者が博士後期課程への進学を控えたタイミングでした．「これは今後もこの分野で何か面白いことが起こりそうだぞ」と思い，ドイツに留学してGizonの研究グループで博士論文研究をしようと決めたのを覚えています．

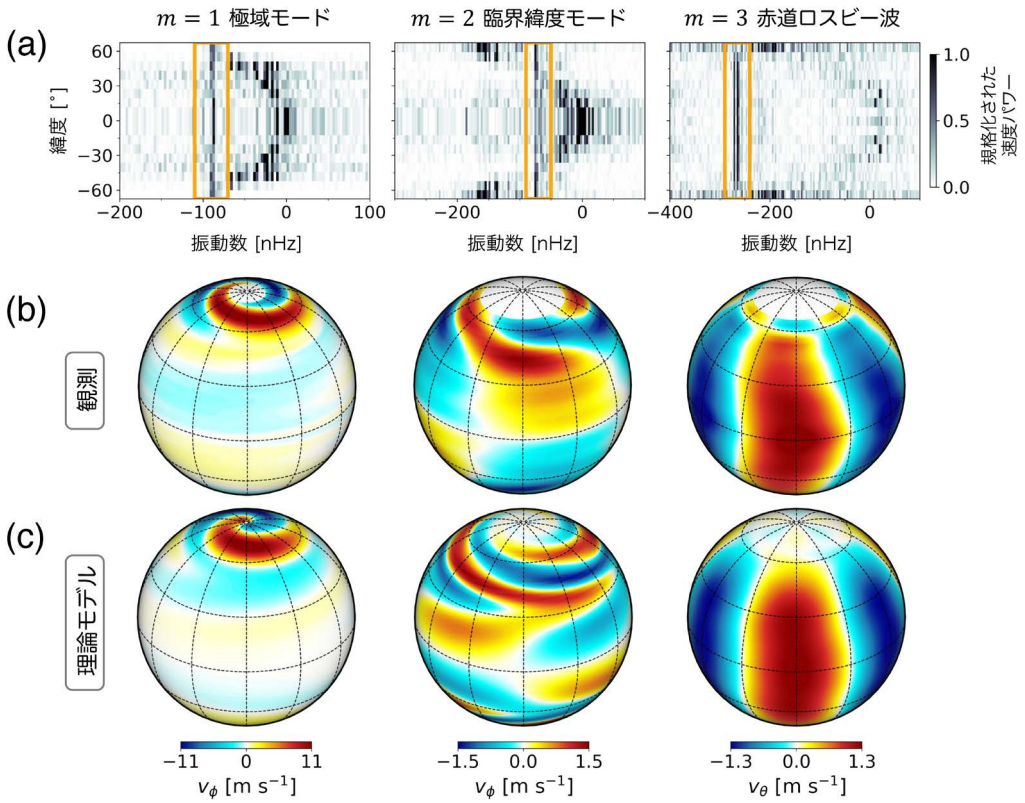

図3　太陽慣性波の検出・同定の例．上から順に（a）各緯度で規格化された速度場のパワースペクトル，（b）表面で測定された固有関数，（c）線型理論モデルから計算された固有関数を示しています．また，左・中央・右図はそれぞれ位数m＝1極域（傾圧不安定）モード，m＝2臨界緯度モード，m＝3赤道ロスビー波を示しています．図は，Gizon, Cameron, Bekki et al.（2021）より引用．

する必要があります．実は，Löptienらが同定した赤道ロスビー波は，速度場が動径成分を持たないという極めて特殊な性質上（いくらか簡略化の仮定をおいたうえで）その固有振動解が解析的に得られる唯一の慣性波モードであったため，話はかなり簡単でした．しかしながら，一般の慣性波となると，そう単純にはいきません．一般に球内部に束縛された慣性波モードの固有振動数・固有関数を求めるには，数値的に固有値問題を解くしかないのですが，残念ながら太陽対流層に適応可能な数値モデルは当時世界中どこにも存在しませんでした．

そこで，筆者は太陽対流層内部の回転流体で生じる慣性波の固有振動を数値的に解く線型モデルを独自に開発しました [9]．このモデルは，これまでの日震学から得られた密度成層や差動回転分布といった観測的制約を考慮しており，現状最も現実的なモデルと言えます．こうして新たに開発された線型モデルから計算された慣性振動モードの固有振動数・固有関数を，太陽観測データと比較することで，計数十個の慣性波モードを同定することに成功しました（図3c）．図4に，同定された太陽慣性振動モードの振動数と理論モデルから得られた分散関係を示しました．

筆者らによる太陽慣性波の検出報告の後，アメリカやインドの研究グループによる追解析もこれまで熱心に行われてきました．現在までに，Hansonらによって報告された赤道をまたいで南北反対称

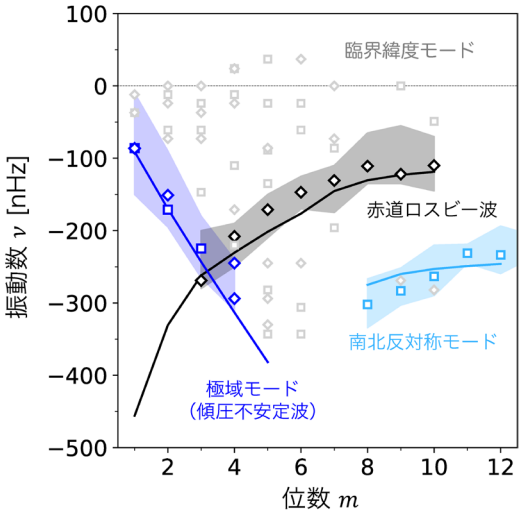

図4　太陽慣性波の観測された振動数（印/斜線）と理論モデルから計算された分散関係（実線）．青・黒・灰色・水色は，それぞれ極域（傾圧不安定）モード・赤道ロスビー波・臨界緯度モード・そして低緯度南北反対称モードを表しています．図は，Gizon, Cameron, Bekki et al.（2021）より引用（一部改変）．

の動径渦度を持つモード [10] を含む，さらに多くの慣性波が太陽で検出されています．

4.　線型安定なモードを用いた内部診断

太陽で観測された慣性振動モードの多く（次章で述べる傾圧不安定モードを除く）は，表面近傍で約1–2 m s^{-1}という極めて小さな速度振幅を持ちます．これらのモードは線型安定で，乱流的な熱対流によって励起され減衰していると考えられています [11]．こうした振幅の小さいモードは，一見すると取るに足らないように考えてしまいがちですが，我々が直接見ることのできない対流層深部を診断するのに非常に有益であることが，筆者らの最新の研究によって明らかになってきました．以下に，代表例を2つ示します．

4.1　乱流粘性ν_t依存性

筆者らのモデル計算の結果，多くの線型安定な慣性波が対流層内部の乱流粘性ν_tに大きく依存することが判明しました [9]．これは，慣性波が極

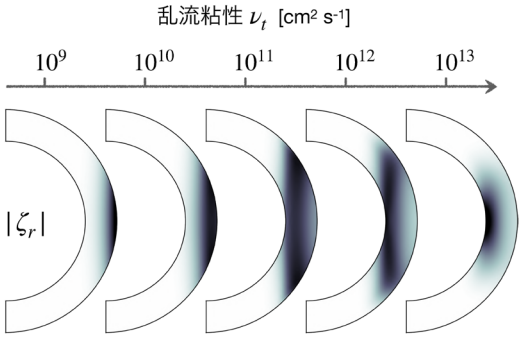

図5　線型モデルから得られた赤道ロスビー波の動径渦度ζ_rの固有関数（絶対値）の乱流粘性ν_t依存性．図は，Bekki et al.（2022a）より引用．

めて低周波であるため，その周期が乱流拡散時間と同程度に長くなるためだと考えられます．ν_t依存性が特に顕著な例として，線型モデルから得られた赤道ロスビー波の動径渦度の固有関数を図5に示しました．乱流粘性ν_tが十分に小さければ，赤道ロスビー波は表面付近に局在化していますが，ν_tが太陽内部で粗く見積もられているような大きな値（$\nu_t \approx 10^{11}$–10^{13} cm^2 s^{-1}）になると，赤道ロスビー波は対流層の底付近に局在化する様子が示されています．

赤道ロスビー波の固有関数の測定は，依然として極めて太陽表面近傍に限定されているため [12]，まだ現状では乱流粘性ν_tに対して観測的制約をかけるに至っていません．しかしながら，今後の研究によって動径分布がより深部まで測定可能になれば，それを基に対流層内部の乱流粘性ν_tをより正確に推定することができるようになるのではないかと期待されています．

4.2　超断熱度δ依存性

筆者らの理論モデル計算の結果，太陽で同定された慣性波モードの多くは，（ロスビー波とは対照的に）水平成分と同程度の大きな動径速度を持つ「非トロイダル」モードであり，その分散関係は対流層内部の超断熱度δに強く依存することが判明しました [9]．ここでは，特に非トロイダル性が顕著な例として，Hanson らによって検出さ

れた低緯度で南北反対称動径渦度を持つモード[10]に注目します．図6に，超断熱度δをモデル変数として変化させた時の低緯度南北反対称モードの分散関係を示しました．観測されているモード振動数を筆者らの理論モデルで説明するためには，δがわずかに負（$\delta \approx -5\times10^{-7}$）である必要があると結論づけられます．これは，すなわち，対流層内部のエントロピー成層がほんのわずかに対流安定であるということを示唆しています．また，観測された低緯度南北反対称モードは，浮力とコリオリ力の両方を復元力に持つ慣性重力波（gravito-inertial waves）である可能性が高いということも同時に示唆しています[13]．

さて，「対流層が対流安定なエントロピー成層をしている」と聞くと，一見すると矛盾しているように思えるかもしれません．確かに，従来の局所混合距離理論によれば，対流層内部は至るところ超断熱的な成層（$\delta>0$）をしているとされています．しかしながら，1章で述べた通り，従来の熱対流理論は現在大幅な見直しを迫られており，最新の理論研究によれば，強く磁化された対流では熱輸送は非常に非局所的になり，その結果として対流層下部がわずかに亜断熱的な成層（$\delta<0$）をしていても不思議ではないと考えられています[14, 15]．今回の筆者らの研究結果は，こうした理論予想に観測的証拠を与えたと捉えることができます．今後，太陽の様々な非トロイダル慣性波モードをより詳細に観測・モデル化することで，対流層深部の超断熱度δをより精密に診断することが可能になると期待されます．

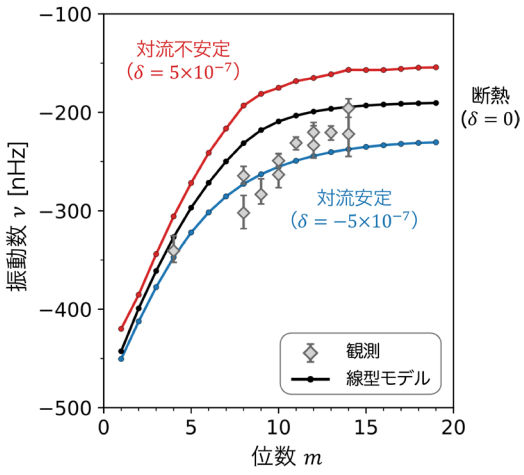

図6　低緯度南北反対称モードの分散関係．観測されたモード振動数は，対流層下部がわずかに亜断熱的（$\delta<0$）と仮定した時のモデル計算と整合的です．図は，Bekki（2024）より引用．

5.　傾圧不安定モード

前節では，振幅の小さな慣性振動モードが太陽内部診断にどう使えるかについて議論してきました．ここでは，逆に振幅の大きなモードの物理について議論します．太陽表面近傍で観測されている中で最も振幅の大きな慣性振動モードは，極域付近でスパイラル構造を持つ位数$m=1$のモードで，約10–20 m s^{-1}という経度速度を持ちます．実は，筆者らの研究以前より，太陽の極域に大スケールのスパイラル状の流れ場が存在することは観測的に知られてはいたのですが，対流層深部で駆動された大規模対流セルが表面に現れたものだと（誤って）解釈されてきました[16]．しかしながら，この従来の描像では，図3(a)で固有振動モードのパワー超過が全緯度帯で見られることを説明できません．筆者らの最新の研究によれば，その物理的起源は（正しくは）傾圧不安定波[*6]（baroclinically unstable waves）と呼ばれる慣性波の一種として理解されます．

もう少し詳しく説明します．筆者らは，まず線型モデル計算を行うことで，この$m=1$の極域モードが対流層内部の差動回転および温度の緯度勾配に対して非常に敏感であることを明らかにしました．そして，固有関数が観測されているようなスパイラル構造を持つためには，極域が赤道に対して最低でも約3℃ほど温かい必要があり，こうした緯度方向の温度差$\Delta_\theta T$が存在する時，極域モードは線型不安定（成長率が正）になることをつきとめました．これは，すなわち，極域モード

は本質的に傾圧不安定[*6]であることを示しています．不安定モードであることは，観測されている振幅が他の慣性振動モードに比べて桁で大きいこととも整合的です．

5.1　非線型数値シミュレーション

不安定モードの振幅を調べるためには，非線型数値シミュレーションを行う必要があるのですが，1章で述べた通り，第一原理的な対流シミュレーションモデルは観測を再現するのが極めて困難であるという問題を抱えています．そこで，筆者は，小スケール対流を陽に解く代わりにその効果をモデル化して取り入れた3次元平均場コードを新たに開発しました [17, 18]．これにより，観測と整合的な大規模平均流と非軸対称の大スケール慣性波モードを同時に実現する数値シミュレーションが世界ではじめて可能になりました．図7に，筆者らの非線型シミュレーション結果を示しました．傾圧不安定モードの非線型時間発展を調べるため，緯度方向の温度差 $\Delta_\theta T$（傾圧度）を作り出している極加熱（赤道冷却）パラメーターを変化させることで，傾圧モードの励起度合いを変えて一連の数値シミュレーションを実施しました．

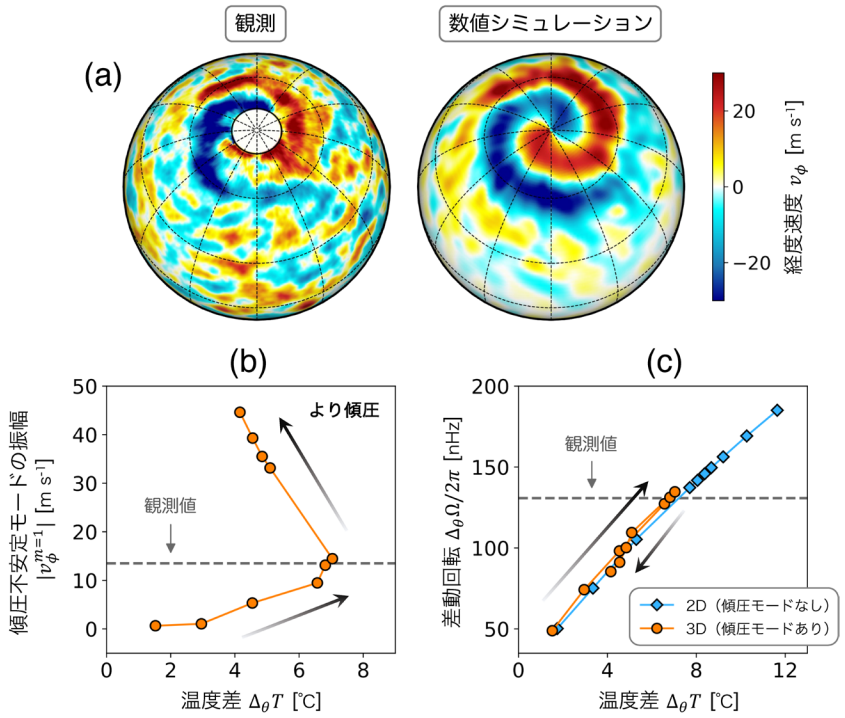

図7　傾圧不安定モードの非線型平均場シミュレーション結果．(a) 太陽表面における経度速度場の観測とシミュレーション比較．極域の $m=1$ スパイラル構造がよく再現されています．(b) 傾圧度を変化させた時の，緯度方向温度差 $\Delta_\theta T$ と傾圧不安定モードの振幅の関係．(c) 緯度方向温度差 $\Delta_\theta T$ と緯度方向差動回転の強さ $\Delta_\theta\Omega$ の関係．比較のために行った2次元軸対称シミュレーションの結果を水色で示しました．点線は太陽の観測値をそれぞれ示しています．図は，Bekki et al. (2024) より引用（一部改変）．

[*6] 傾圧不安定とは，重力成層している回転流体において生じる不安定の1種で，水平方向の温度勾配を伴って発生します．天文学者には馴染みがないかもしれませんが，気象学の分野では，温帯低気圧の発達などを司る非常に重要な物理機構としてよく知られています．地球の中緯度帯の天気を支配している物理機構と同じものが，太陽の極域で発見されたと捉えることもできます．

まず，傾圧度を強めていくにつれて，傾圧不安定波の特に位数$m=1$のモードが卓越し，太陽の極域で観測されているスパイラル構造や速度振幅（10–20 m s^{-1}）が矛盾なく再現できることが確かめられました（図7a）．また，傾圧不安定モードの振幅が観測値を超えて十分に大きくなると，対流層の緯度温度差 $\Delta_\theta T$の増加は著しく抑制されることも示されました（図7b）．これは，傾圧不安定波が極から赤道に向かって熱輸送することで$\Delta_\theta T$が際限なく大きくなるのを抑制するような，負のフィードバック機構が太陽対流層に備わっていると解釈できます．筆者らのパラメータ調査の結果，傾圧不安定波が太陽表面で観測されているようなモード振幅を持つためには，対流層内部の極と赤道の温度差 $\Delta_\theta T$は約7℃であると推定されます．これは，2.2節で述べた温度風平衡の理論とも整合的です．繰り返しになりますが，この緯度温度差 $\Delta_\theta T\approx 7$℃は約100万℃という背景温度と比べて非常に小さいため，従来の方法では観測的証拠を掴むことは極めて困難でした．今回，筆者らは太陽で新たに観測（あるいは正しく解釈）された傾圧不安定波という道具を用いることで，世界で初めてこの極めて小さい緯度温度差 $\Delta_\theta T$に観測的制約を与えることに成功しました．

今回の筆者らの研究は，太陽の差動回転を理解するうえでも新たな示唆を与えました．図7(c)に，数値シミュレーションから得られた緯度方向の差動回転の強さ$\Delta_\theta\Omega$を2次元軸対称の場合（傾圧モードの効果なし）と3次元の場合（傾圧モードの効果あり）で比較した結果を示しています．傾圧不安定波の効果を無視した2次元モデルでは，パラメータを調整することで差動回転 $\Delta_\theta\Omega$をいくらでも大きくすることが可能です．しかし，より現実的な3次元モデルでは，傾圧不安定波による緯度温度差 $\Delta_\theta T$制御機構によって，差動回転 $\Delta_\theta\Omega$は原理的にある最大許容値以下に抑えられてしまうのです．これは，$\Delta_\theta T$の減少に伴って駆動される子午面流が極向きに角運動量を輸送するためだと考えられています．非常に興味深いことに，筆者らのモデル計算結果によれば，太陽の差動回転の強さは原理的に取りうる最大値に達していることを示唆しています．

6. まとめと今後の展望

本稿では，太陽の慣性振動波について最新の研究成果を解説しました．慣性波はコリオリ力を復元力とする波で，数ヵ月という非常に長い周期でゆっくり変動します．筆者らは，太陽表面の長期間観測データを解析することで，多数の慣性振動モードの検出に成功しました．さらに，新たに開発した数値モデルを用いることで，太陽対流層深部の乱流粘性ν_t，超断熱度δ，そして緯度温度差$\Delta_\theta T$といった物理パラメータの診断に慣性振動モードが有益であることを示しました．これらの物理パラメータは，従来の音波日震学では調べることができなかったものです．

筆者らの一連の研究は，日震学に新たな分野「慣性波日震学（inertial-mode helioseismology）」を開拓したと言えるでしょう．これまで日の目を見ることがなかった慣性波ですが，太陽対流層内部ダイナミクスの理解に役立つということで，近年大きな注目を浴びています．とはいえ，慣性波日震学はまだまだ未完成の分野で，今後の課題は山積しています．従来の日震学では，各音波モードの振動数の解析が主であったのに対し，新たな慣性波日震学では，モード振動数に加えて空間固有関数と振幅の解析も重要な手続きとなるため，より洗練された数値モデルが必要不可欠となります．

2024年現在，我々の手元には20年以上に及ぶ太陽の長期間観測データがあり，低周波慣性振動モードの研究を推し進める絶好の時期であると言えるでしょう．今後はさらなるデータ解析によって，慣性振動波が11年周期で変動する太陽磁場とどう相互作用しているのか調査することで，太陽物理学最大の謎であるダイナモ機構にも迫っていきたいと考えています．

謝　辞

本稿で紹介した研究成果は筆者の博士論文 [19] の内容に基づいています．これらの研究の遂行は，指導教員・共同研究者をはじめ周りの多くの方々のサポートなくして実現できませんでした．特に，ゲッティンゲン大学博士課程／マックス・プランク太陽系研究所（MPS）の指導教員である Laurent Gizon 教授と Robert Cameron 博士に最大限の感謝を申し上げます．また，大学院修士課程の指導教員であった横山央明教授には太陽物理学の面白さを教えていただいただけでなく，筆者の博士課程におけるドイツ留学を快く推薦していただきました．国立天文台の関井隆教授・月報編集委員の岡本丈典助教には本稿の原稿に有益な助言を頂きました．この場を借りて皆様に今一度心より感謝申し上げます．

参 考 文 献

[1] Charbonneau, P., 2020, Living Rev. Sol. Phys., 17, 4
[2] 堀田英之, 2022, 天文月報, 115, 695
[3] 桜井　隆, 2009, 太陽（シリーズ現代の天文学10）（日本評論社）, 第3章
[4] 長島　薫, 2010, 天文月報, 103, 757
[5] Howe, R., et al., 2005, ApJ, 634, 1405
[6] Miesch, M. S., 2005, Living Rev. Sol. Phys., 2, 1
[7] Löptien, B., et al., 2018, Nat. Astron., 2, 568
[8] Gizon, L., et al., 2021, A&A, 652, L6
[9] Bekki, Y., et al., 2022a, A&A, 662, A16
[10] Hanson, C. S., et al., 2022, Nat. Astron., 6, 708
[11] Bekki, Y., et al., 2022b, A&A, 666, A135
[12] Proxauf, B., et al., 2020, A&A, 634, A44
[13] Bekki, Y., 2024, A&A, 682, A39
[14] Bekki, Y., et al., 2017, ApJ, 851, 74
[15] Hotta, H., et al., 2022, ApJ, 933, 199
[16] Hathaway, D. H., et al., 2013, Science, 342, 1217
[17] Bekki, Y., & Cameron, R. H., 2023, A&A, 670, A101
[18] Bekki, Y., et al., 2024, Sci Adv., 10, eadk5643
[19] 戸次宥人, 2022, 博士論文, ゲッティンゲン大学

Inertial-Mode Helioseismology: A New Tool to Probe the Sun's Interior

Yuto Bekki

Max Planck Institute for Solar System Research, Justus-von-Liebig-Weg 3, 37077 Göttingen, Germany

Abstract: The Sun's interior can be studied with helioseismology, which analyzes oscillations observed on the solar surface. Conventionally, high-frequency acoustic modes have been used. Low-frequency modes of *inertial oscillations* were predicted to exist in the Sun but had not been observed until recently. Here, we briefly overview the recent observational detection of a number of different types of solar inertial modes. We also show that these inertial modes have diagnostic potential for probing the Sun's deep interior.