

太陽表面大気における対流運動の構造

大場 崇 義

〈国立天文台 Solar-C プロジェクト 〒181-8588 東京都三鷹市大沢 2-21-1〉

e-mail: takayoshi.oba@nao.ac.jp



太陽の表面は、明るい粒構造である粒状斑と、暗い溝構造である間隙によって覆われています。粒状斑・間隙の形成には熱対流が関与しており、太陽内部から湧き上がった熱いガスが粒状斑として現れ、放射冷却によって冷えたガスが沈み込んでいく様子が間隙として観測されています。熱対流は、太陽大気中で生じている様々な動的現象を駆動し、さらに太陽の大気構造を形成するうえで重要な役割を果たします。本稿では、太陽表面の熱対流の構造を詳細に調べた研究成果を紹介します。

1. はじめに

「星」と聞いて思い浮かべるのは、夜空に輝く無数の点ではないでしょうか。では、「星の表面」と聞いて思い浮かべるのはどんな風景でしょうか。なかなか思いつかないのもそのはずで、恒星は我々から非常に遠く離れた天体ですから、星は点にしか見えません。現在の望遠鏡でもなかなか困難です。一方、我々に最も近い恒星である「太陽」は、いわゆる普通の星であり、ヒントとなります。一部の方は、太陽の表面と聞いたとき、「のっぺらな星の表面に一部の黒い点（黒点）が付いたもの」という具体的なイメージを思い浮かべられる方もいるかもしれません。では、星の大部分を占めている「のっぺらな表面」とは一体どうなっているのでしょうか？

2006年に打ち上げられた太陽観測衛星「ひので」は、口径50 cmの可視光磁場望遠鏡を搭載しており、非常に鮮明な太陽表面大気を捉えることに成功しています [1, 2]。空間分解能は0.2-0.3 arcsecとなっており、人間の視力だと約200-300に相当します。実際に「ひので」衛星が捉えた太陽表面（光球）を図1に掲載しました。これを見ると、星の表面は、粒状の構造で覆われているこ

とがわかります。この明るい粒のことを「粒状斑」と呼びます。一方、粒状斑の周りを覆う暗い溝のことを「間隙」と呼びます。このように星の表面は、粒状斑と間隙という2つの構造で構成されていることがわかります。粒状斑の直径は1.4"程度です [3]。1"は太陽面上でおよそ720 kmに相当しますので、粒状斑の大きさは1,000 km程度です。これは、本州くらい大きさになります。太陽表面は、この粒状斑でびっしり覆われています（太陽全面で数百万個になります）。さらに粒状斑はダイナミックです。本誌では動画をお見せできないのが残念ですが、分裂・結合・消滅を常に繰り返しており、典型的には5分程度の寿命です。このように、星の表面である光球は、「のっぺら」とはとても言えないような、非常に活動的

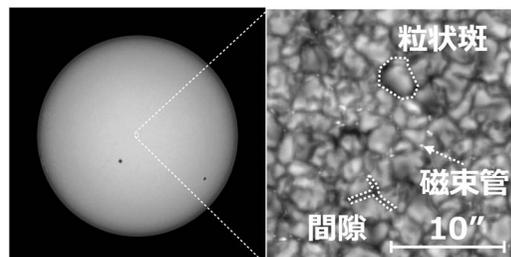


図1 太陽観測衛星「ひので」可視光磁場望遠鏡で観測した光球における放射強度図。

な世界が広がっていることがわかります。

1.1 太陽表面の熱対流

では、なぜこのような明るい粒状の構造が星の表面に現れるのでしょうか。これには熱対流が起因しています。熱対流とは、浮力を起源とするガス運動のことです。太陽内部は高温状態であるため、太陽の主な構成成分である水素のほとんどが電離状態になっています。一方、表面近くになると電離エネルギーが開放されます。これが浮力となり、ガスを上方向（太陽の外向き）に動かす役割を果たします。

太陽内部から湧き上がったガスは高温ですので、浮力によって太陽表面に到達した後、たくさんの光を放射します。これが、明るい粒状斑として現れる理由です（図2）。一方、ガスが太陽表面を突き抜けると、放射冷却によってエネルギーを失うようになります。そこでガスが温度低下・高密度化することで、太陽内部へ沈み込んでいきます。このときガスは既に放射冷却によって低温になっているため、光をあまり放射しません。これが、暗い間隙として観測される理由です。

上述した熱対流の特徴は、実際の観測データに基づいて確認することができます。太陽観測衛星「ひので」可視光磁場望遠鏡は、可視光の波長帯（630.1-630.3 nm）を偏光分光観測しています[4]。そのため、観測された吸収線のドップラー速度を測ることで、ガスの速度場を求めることが可能です。放射強度とドップラー速度場を計算したものを図3に掲載します。速度振幅は、大きくても±2 km/s程度となっています。このように見ると、粒状斑と間隙が、それぞれ青方偏移（観測者に近づく側）と赤方偏移（観測者から遠ざかる側）に対応していることがわかります。この関係は、まさに前述した熱対流の特徴に合致します。つまり、熱いガスが湧き上がっており、冷たくなったガスが太陽内部へ沈み込んでいる様子を捉えているのです。

さて、このような定常的な対流運動の構造とし

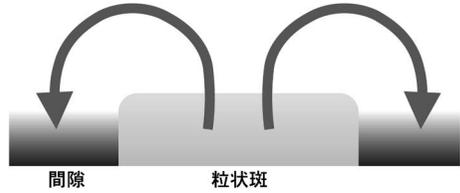


図2 ガス運動と粒状斑・間隙との対応関係。

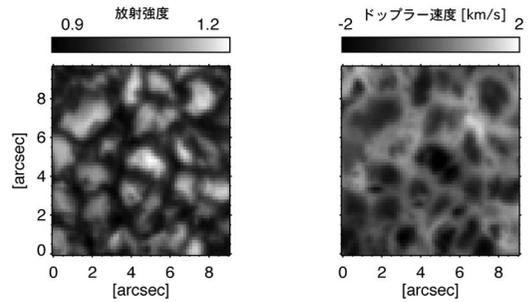


図3 「ひので」可視光磁場望遠鏡で得られた放射強度とドップラー速度（負：上昇流，正：下降流）の対応関係。

てはシンプルで解釈しやすいのですが、それだけでは説明できない現象が太陽表面中に数多く存在します。粒状斑が突発的に破裂して衝撃波を生成する現象や[5, 6]、渦や渦管が生成されたり[7, 8]、ときおり音速を超えるようなガス流も観測されています[9]。

1.2 熱対流の役割

粒状斑は莫大な運動エネルギーを持っています。太陽大気中では、様々な動的現象・発光現象が観測されますが、それらのエネルギー源は粒状斑にあると考えられています。また、太陽大気構造の形成においても重要です。太陽上層大気にあたる彩層・コロナは、1-100万度に維持されています。太陽表面は6,000度であるため、熱伝導によるエネルギー輸送では高温な上層大気存在を説明できません。そのため、なんらかの非熱的なエネルギー輸送プロセスが必要となります。これには、磁場が重要な役割を果たしていることは間違いありません。図1中の特に明るい小さな点は磁束管（磁場が局所的に集中している領域）なの

ですが、太陽表面上には無数の磁束管が粒状斑・間隙の中に埋め込まれた様子が観測されています。したがって、粒状斑の運動エネルギーが磁束管に蓄えられ、なんらかの形で非熱的に上層へ輸送されているはずですが、実際、彩層・コロナにおいて磁気流体波の伝播が観測されています [10, 11]。一方で、粒状斑の運動エネルギーが磁気エネルギーに変換されたという証拠は未だに発見されていません。このように、熱対流現象そのものの理解に加え、太陽大気中で生じる様々な動的現象や太陽上層大気の形成過程を理解するためには、粒状斑の研究が欠かせません。

2. 対流運動に関する課題

2.1 2つの課題

光球における対流運動に関する研究にはいくつかの課題がありました。まず1つ目は、「観測されるガス運動の上昇流・下降流の関係が、対流理論から予想されている特徴に一致しない」という問題です。これまで、粒状斑・間隙のドップラー速度場を解析した結果について、数多く報告されてきました。いずれも、「上昇流が強く、下降流が弱い」という関係になっています [12, 13]。一方、3次元輻射磁気流体数値シミュレーションによる太陽表面对流運動の再現も行われているのですが [14, 15]、「下降流が強く、上昇流が弱い」という傾向になっています。この下降流が強いという結果は、「放射冷却が効くことでガスが急速に沈み込んでいくから」と考えられています。つまり、このプロセスが観測で捉えられないのです。この矛盾は1つの課題となりました。

もう1つの課題は、水平ガス運動（太陽表面に対して水平方向に流れる運動）に関する観測例がほとんど報告されていないという問題です。速度振幅の決定さえも難しく、粒状斑・間隙を区別して水平ガス運動を直接ドップラー観測した報告例はほぼありません（質量保存則を用いることで、鉛直速度場の値から推定した結果はいくつか報告

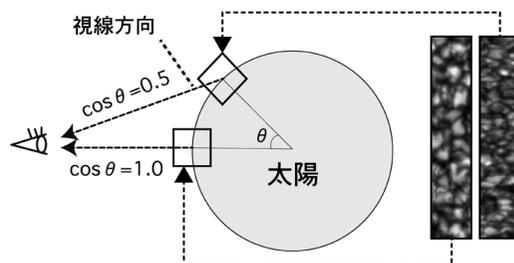


図4 太陽面中心および太陽縁において観測される粒状斑構造の違い。θは、太陽中心を基準とした観測領域の角度。

されています [16, 17])。この背景には、ドップラー効果を用いて水平速度場を診断しようとするとき、非常に高い解像度の観測データが必要になるという問題点がありました。図4をご覧ください。ここでθは、太陽中心を基準として、観測領域の角度を表したものです。ドップラー効果は視線方向の運動にのみ感度があるため、水平ガス運動をドップラー測定するには太陽の縁を観測する必要があります。太陽縁を観測すると、球状構造をしている太陽を斜めから見ることになり、粒状斑・間隙構造の射影成分が観測されます。そのため、太陽面中心の観測と比べると、空間構造が圧縮されます。つまり、構造を空間分解する能力が実質的に低下してしまうのです。粗い見積もりですが、観測されるドップラー速度の半分以上 (cosθ=0.5) に水平ガス運動を含めようとした場合、見た目の空間構造が半分以下の大きさになります。具体的には、太陽面中心で観測する粒状斑・間隙の空間スケールはそれぞれ典型的に 1.4 arcsec・0.4 arcsec となっているため、cosθ=0.5 では 0.7 arcsec・0.2 arcsec となります。2021年現在、太陽宇宙望遠鏡で最高の解像度を有する「ひので」可視光磁場望遠鏡の空間分解能で 0.3 arcsec であるため、太陽縁観測において粒状斑・間隙の構造を空間分解してドップラー速度を得ることがいかに困難であるかがわかります。これが、水平ガス運動に関する理解がほとんど進まなかった原因になります。

2.2 結像性能補正による像劣化

上記2つの課題に対する解決策は、非常にシンプルで「高解像度観測を実現する」というものです。

どのような望遠鏡であれ、理想的な像を得ることは不可能です。ここで述べている理想的な像とは、天体から放射されたある光が、望遠鏡・観測機器を通過し、検出器上のあるピクセルにすべて届くというものです。実際の観測では、周辺のピクセルにも一部の光が届きます。これが、「像がぼやける」ということです。光の性質である回折により、望遠鏡・観測機器を通過する際にエネルギーが分散されてしまうのです。周辺に広がって届いてしまう光量が少ないほど、像のぼやけが小さくなります。これが高解像度の画像です。一般に口径が大きいくほど、像のぼやけは小さくなります。天体の細かい構造が大口径の望遠鏡によってよく見えるのはそのためです。

さて、実際この像のぼやけの影響はどれくらいのものなのでしょう。「ひので」可視光磁場望遠鏡は回折限界（0.3 arcsec）を達成した望遠鏡ですが、この影響を調べた研究があります [18]。近年の太陽表面熱対流の数値シミュレーションは粒状斑・間隙の特徴をよく再現しているため、この理論モデル大気から放射されるスペクトル線を計算することで現実的なテスト画像が得られます。「ひので」可視光磁場望遠鏡の結像性能をモデリングすることで、像劣化前後のコントラスト変化が調べられました。解析の結果、理想的な像（像劣化の影響が一切含まれない状態）においては、明るさのコントラストが14.4%だったものが、7.5%まで減少しました。実際の観測データによるコントラストは7.0%であり、近い値です。つまり、望遠鏡・観測機器の結像性能による像劣化により、理想的な像からコントラストが半分程度まで低下していることが考えられます。

さらに別の観点から像劣化の影響を調べます。「太陽のある粒状斑から放射された光が、検出器

上のあるピクセルに届くのは何%か」を計算すると、0.3 arcsec×0.3 arcsecのピクセルに対して44%という結果になりました。つまり、あるピクセルにおいて観測された光は、そのうちの56%は周辺ピクセルからの寄与を受けていることになります。特に、間隙の構造は0.4 arcsec程度であるため、像劣化の影響がクリティカルであることがわかります。

2.3 解決策

そこで私は、像劣化の影響を補正することに着目しました。「ひので」可視光磁場望遠鏡の解像度を向上させることができれば、1つ目の課題である「これまで捉えることが困難であった間隙における下降流信号」を捉え、さらに2つ目の課題である「太陽縁において粒状斑・間隙を空間分解したうえで、水平ガス運動を導出」することができると考えました。

3. 高解像度観測によって得られる対流構造

3.1 結像性能補正の原理

では、どのように結像性能補正を行うのでしょうか。一見難しそうなのですが、実は単純に連立方程式を解くことで像劣化の影響を補正することができます。一次元空間における像劣化の影響を考えるとわかりやすいので、非常にシンプルな「おもちゃモデル」を考えます。理想画像（像劣化前）における*i*番目における放射強度を、 x_i とします。観測像（像劣化後）における*i*番目における放射強度を、 y_i とします。2番目のピクセルにおける観測信号（ y_2 ）は、両隣のピクセルからの寄与を受けているとします。例えば、理想像において該当するピクセル（ x_2 ）の寄与が60%とします。残りは、両隣のピクセル（ x_1 ・ x_3 ）からそれぞれ20%ずつやってくるとします。このとき、像劣化前後の関係は、

$$y_2 = 0.2x_1 + 0.6x_2 + 0.2x_3$$

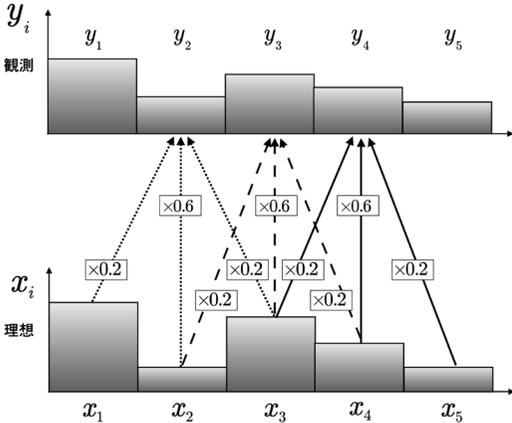


図5 像劣化前後における関係。点線・破線・実線の矢印は、 $y_2 \cdot y_3 \cdot y_4$ のピクセルへの寄与を示します。

という式で記述できます。隣のピクセル (y_3) では、

$$y_3 = 0.2x_2 + 0.6x_3 + 0.2x_4$$

となります。より一般には、

$$y_i = 0.2x_{i-1} + 0.6x_i + 0.2x_{i+1}$$

となります。この関係式を書き連ねていきますと、

$$\begin{aligned} y_2 &= 0.2x_1 + 0.6x_2 + 0.2x_3 \\ y_3 &= 0.2x_2 + 0.6x_3 + 0.2x_4 \\ y_4 &= 0.2x_3 + 0.6x_4 + 0.2x_5 \end{aligned}$$

となります。これらの式を模式的に表現したものを図5に記載します。例えば、観測像 y_2 に着目します。これは、両隣ピクセルにある $x_1 \cdot x_3$ の寄与（それぞれ2割）と x_2 からの寄与（6割）の足し合わせで構成されていることがわかります。観測像 y_3 も同様に両隣のピクセル ($x_2 \cdot x_4$) からの寄与を受けています。その結果、観測像 (y_i) は、理想像 (x_i) と比べて凹凸が小さくなっていることがわかります。これが像劣化です。なお、今回のおもちゃモデルでは0.2, 0.6, 0.2といった係数を与えましたが、この値がまさに望遠鏡の結像性能ということになります。0.1, 0.8, 0.1であれば、像劣化の影響が少ないため、高解像度な像が観測

されることとなります。今回のおもちゃモデルでは両隣からの寄与のみを考えましたが、一般には2ピクセル先や3ピクセル以上先からの寄与も存在します。この係数の分布のことを点広がり関数と呼びます。なお、実際の観測像は2次元空間になりますので、この考え方を2次元に拡張する必要があります。

さて、この関係式において重要な点は、連立方程式であるという点です (x_1 といった端のピクセルには境界条件が必要です)。望遠鏡の結像性能 (点広がり関数) が既知であれば、係数の値も決まります。 y_i は観測値であり、これも既知の量です。つまり、連立方程式を解くことで x_i を決定し、像劣化の無い理想像を得ることができるのです。

一方、このまま連立方程式を解こうとすると、ある問題が発生します。実際の観測像 (y_i) には、ノイズ成分が含まれます。結像性能補正の難点は、このノイズ成分を増幅してしまうことです。したがって、精度良く結像性能の補正を行うには、信号成分とノイズ成分をいかに区別して補正するかが鍵になります。

本稿では詳細な説明は割愛しますが、私の解析では、天文学で標準的に用いられている Richard-Lucy 法 [19, 20] をベースとしました (本稿では RL 法と呼びます)。さらにアルゴリズム内に、ノイズ抑制を目的とした正則化項を導入しました (本稿では、正則化 RL 法と呼びます) [21]。この項を含めた狙いは、ノイズ成分の増幅をできる限り抑制したうえで精度よく結像性能を補正し、高解像度のデータを得ることです。

3.2 結像性能補正手法の検証

本手法の妥当性を検証するため、テスト計算を実施しました。手順を説明します。まず、理想画像に像劣化処理を施し、ノイズ成分を加えることで、観測を模擬した画像を作成します。この模擬観測画像に結像性能補正処理 (正則化 RL 法) を適用することで、理想画像の復元を試みます。最後に、この復元画像と理想画像を比較することで

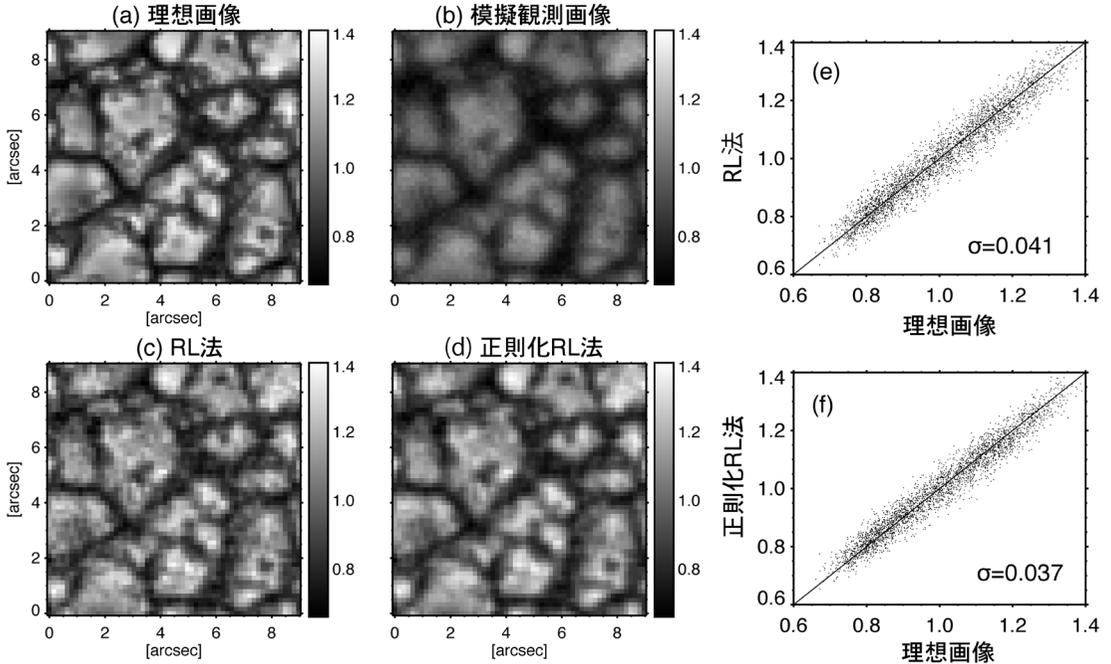


図6 (a): 像劣化のない理想画像. (b): 像劣化を施し、ノイズ成分を加えた画像. (c): 画像 (b) に対して、RL法によって像劣化を補正した結果. (d): 画像 (b) に対して、正則化RL法によって像劣化を補正した結果. (e): 理想画像 (a) と復元画像 (c) の散布図. (f): 理想画像 (a) と復元画像 (d) の散布図. (e)・(f) に記載されている数値は、残差 (理想画像・補正画像間の差) の標準偏差を表します.

の程度改善できるかを検証することが狙いです。

検証には、実際の観測条件に則した理想画像が必要となります。そこで、3次元輻射流体計算による数値シミュレーションデータを用いて生成した模擬太陽表面对流モデル大気を使用しました [22]。さらに、モデル大気に基づいて輻射輸送方程式を解くことで、模擬観測スペクトルを計算しました [23]。

検証結果を図6に示します。理想画像 (a) は今回のテスト画像に用いるものです。この画像に「ひので」の結像性能に基づいた像劣化処理を施し、さらにノイズ成分を含めたものが、模擬観測画像 (b) となります。この模擬観測画像 (b) に対し、RL法を適用した結果が復元画像 (c) です。一方、模擬画像 (b) に対して正則化RL法を適用した結果が復元画像 (d) です。これらの復元画像が理想画像 (a) に近ければ、高精度に補正処理ができていることを意味します。復元画像

(c) を理想画像 (a) と比較すると、コントラストが同程度に復元できている一方で、画像がざらざらとしておりノイズ成分が増幅されていることがわかります。これに対して復元画像 (d) を理想画像 (a) と比べると、コントラストが改善されるだけでなく、画像が比較的滑らかでありノイズ成分の増幅も抑えられていることがわかります。より定量的な評価のため、理想画像 (a)・復元画像 (c) および理想画像 (a)・復元画像 (d) 間の散布図を、それぞれ (e)・(f) に示します。両画像が完全に一致する場合は直線になります。直線からのズレが小さいのは、(f) の方であることがわかります。本検証の結果、正則化RL法はノイズ成分の増幅を効果的に抑制したうえで像劣化を補正できていることを実証できました。

3.3 光球対流運動の鉛直速度場

正則化RL法を実際の観測データ (「ひので」可

視光磁場望遠鏡)に適用した結果を図7に示します。まず、対流速度場の振幅(コントラスト)が大幅に改善されています。解析の結果、 -3.0 km/s (上昇流)から $+3.0\text{ km/s}$ (下降流)まで分布していることがわかりました。上昇流と下降流の各平均速度場を求めると、それぞれ -1.14 km/s , $+1.20\text{ km/s}$ が得られました。下降流速度の方がわずかに速いということになります。比較のため、結像性能補正前のドップラー速度を同様に解析しました。 -2.0 km/s (上昇流)から $+1.5\text{ km/s}$ (下降流)に分布しており、上昇流と下降流の平均速度はそれぞれ -0.64 km/s , $+0.49\text{ km/s}$ となっています。結像性能を補正す

る前は、上昇流の方が高速になっています。

像劣化によって下降流成分が選択的に失われてしまう理由を考えます。これは、像劣化が生じた際に(粒状斑・間隙の信号が足し合わせられたとき)、放射強度の強い粒状斑からの寄与が支配的に効くためです。間隙は放射強度が弱いので、粒状斑からの信号と混ざった際に下降流信号の大部分がキャンセルされてしまうのです。そのため、観測されるドップラー速度は、粒状斑からの寄与である上昇流成分を多く反映することになります。

結像性能補正によって得られた対流速度場は、間隙において卓越した下降流成分を捉えることに成功しており、理論的に予想されていた鉛直速度場の特徴に合致しています。これは、結像性能の補正技術の開発により、これまで得られなかった太陽表面における微細な対流速度場を診断する手法が得られたことを意味します。

3.4 光球対流運動の水平速度場

では、水平ガス運動はどのようになっているでしょうか。前述した通り、ドップラー速度は高緯度側ほど水平ガス運動成分を反映することになりますので、複数の緯度毎のドップラー速度を解析することが有効です。各太陽緯度において求めたドップラー速度を図8に示します[24]。 $\cos\theta=1.0, 0.6$ における速度場の標準偏差はそれぞれ $0.79, 1.09\text{ km/s}$ となっており、太陽の高緯度側で

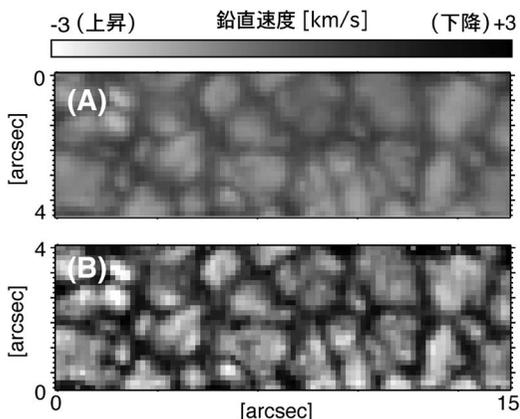


図7 結像性能補正前後における光球のドップラー速度場。(A):補正前,(B):補正後を表します。

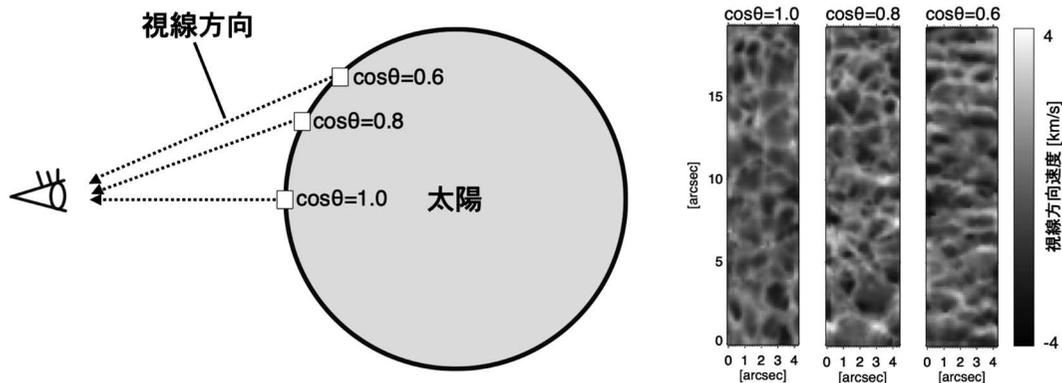


図8 各太陽緯度($\cos\theta=1.0, 0.8, 0.6$)におけるドップラー速度場。

高くなっています。そのため、鉛直速度よりも水平速度の方が高速であることがわかります。

高緯度側であってもドップラー速度は鉛直速度を含んでしまうのですが（太陽を真横から観測しない限り）、水平ガス運動の対流速度は、太陽面中心と太陽縁側のドップラー速度場を比較することで得られます。下記の式は、この関係を示したものです。

$$v_{los, std}^2 = \cos^2\theta v_{z, std}^2 + (1 - \cos^2\theta) v_{x, std}^2$$

$\cos\theta$ は太陽面中心を基準とした余弦成分です。 $v_{los, std}$ は、ある緯度において観測されるドップラー速度です。 $v_{z, std}$ は鉛直速度場であり、太陽面中心で観測されるドップラー速度です。 $v_{x, std}$ は、水平ガス運動です。したがって、太陽面中心のドップラー速度 ($v_{z, std}$) と太陽縁側のドップラー速度 ($v_{los, std}$) を観測すれば、上記の関係式から水平速度場 ($v_{x, std}$) を決定することが可能です。

粒状斑・間隙においてそれぞれ決定した水平速度場の構造を図9に示します。空間構造に注目すると、粒状斑では水平速度場は小さく、間隙では水平速度場は大きくなっています。水平ガス運動が最も高速な領域（図10: Phase b）は、粒状斑・間隙の境界（図10: Phase a）の少し間隙側に存在します。

このようなガス運動の速度場構造を生成するためにはどのような物理機構が必要になるかを考えます。これには、粒状斑において高ガス圧領域が生成されていることが要因と考えられます。粒状斑は太陽内部からガスが上昇する場所に対応しており、ガスが溜まりやすい領域です。そのため、高ガス圧領域となります。水平方向に強いガス圧勾配が生じることで、間隙側までガスが加速されている状況が想定されます。間隙に到達すると、反対側の粒状斑からやってきたガスとぶつかることで減速していき、最後には沈み込んでいくというプロセスです。これまでの間隙の認識は「単に下降流が生じている領域」というものでしたが、

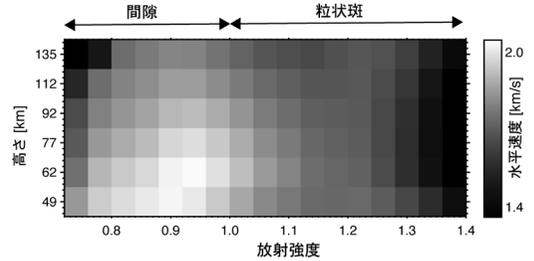


図9 放射強度毎に求めた水平速度場。高さは、太陽表面からの高度を基準としています。

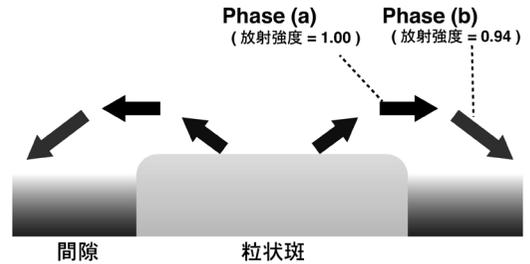


図10 水平速度場の空間構造から予想されるガス運動。

水平ガス運動が非常に卓越した領域であることが初めてわかりました。

本研究により、粒状斑・間隙を空間分解したうえで鉛直速度場を得るだけでなく、水平ガス運動まで捉えることができるようになりました。本研究成果は、平均対流構造の解析に焦点をあてたものでしたが、これまで未解明だった「対流運動が駆動する様々な太陽大気中の物理現象」を解明できる可能性があります。特に微細構造である間隙は、磁束管が集中する領域であることが知られています。今後、対流によるガス運動が与える磁場への作用、つまりエネルギー変換過程について理解が進展できる可能性があります。

4. おわりに

夜空に輝く星は点にしか見えないものですが、太陽を観測すると、表面は数百万個の粒状斑で満たされていることがわかります。本稿では、太陽の高空間分解能観測から明らかにした「星の表面における対流運動の構造」を紹介しました。

今後、対流運動が起因とされている「太陽大気中で生じている様々な物理現象の駆動機構」の理解が、劇的に進むことが期待されます。2020年代では、さらに高空間分解能な観測を実現できる新しい望遠鏡・観測装置が台頭します。1つは、国際大気球太陽観測実験SUNRISE-3です。このミッションは、口径1 mの大型の望遠鏡を搭載し（「ひので」の2倍）、35 km以上上空から太陽を観測することで、大気ゆらぎの影響を受けない高精度観測が可能です。SUNRISE-3に搭載する観測機器のうち、近赤外線偏光分光装置は国立天文台が主導で開発しています[25]。この装置は、多数のスペクトル線を網羅し、太陽表面だけでなく彩層（上空にある1万度の大気）の偏光分光観測も行います。放球は2022年6月を予定しており、間近まで迫っています。さらに2026年には、高感度太陽紫外線分光観測衛星Solar-C（EUVST）の打ち上げが予定されています[26]。空間分解能は0.4 arcsecとなり、「ひので」極端紫外線撮像分光装置のおよそ7倍です。こちらも多数のスペクトル線を観測することで、コロナ（彩層より上空にある100万度の大気）の詳細なプラズマ診断が可能になります。

太陽大気中で生じている物理現象と太陽表面における熱対流にはどのような関係があるのか—これらの理解が2020年代において大きく進展することは間違いありません。

謝辞

本稿の内容は、筆者の博士論文に基づいたものです。研究の遂行にあたり、指導教員の清水敏文先生には終始指導をいただきました。また、新潟大学の飯田佑輔氏にも指導をいただきました。Sami Solanki氏およびTino Riethmüller氏には、数値シミュレーション大気および輻射輸送方程式の計算に関して多くの助言を頂戴しました。心より感謝申し上げます。

参考文献

- [1] Kosugi, T., et al., 2007, SoPh, 243, 3
- [2] Tsuneta, S., et al., 2008, SoPh, 249, 167
- [3] Bray, R. J., et al., 2009, The Solar Granulation (Cambridge Univ. Press, Cambridge)
- [4] Lites, B. W., et al., 2013, SoPh, 283, 579
- [5] Hirzberger, J., et al., 1999, ApJ, 527, 405
- [6] Fischer, C. E., et al., 2017, A&A, 602, L12
- [7] Bonet, J. A., et al., 2008, ApJ, 687, L131
- [8] Steiner, O., et al., 2010, ApJ, 723, L180
- [9] Bellot Rubio, L. R. 2009, ApJ, 700, 284
- [10] Okamoto, T. J., et al., 2007, Science, 318, 1577
- [11] Tomczyk, S., et al., 2007, Science, 317, 1192
- [12] Nesis, A., et al., 2001, A&A, 373, 307
- [13] Jin, C., et al., 2009, ApJ, 690, 279
- [14] Stein, R. F., & Nordlund, Å., 1998, ApJ, 499, 914
- [15] Vögler, A., et al., 2005, A&A, 429, 335
- [16] Ichimoto, K., et al., 1989, PASJ, 41, 333
- [17] Ruiz Cobo, B., et al., 1996, ASP Conf. Ser., 109, 155
- [18] Danilovic, S., et al., 2008, A&A, 484, L17
- [19] Richardson, W. H. 1972, JOSA, 62, 55
- [20] Lucy, L. B., 1974, AJ, 79, 745
- [21] Oba, T., et al., 2017, ApJ, 849, 7
- [22] Riethmüller, T., et al., 2014, A&A, 568, A13
- [23] Frutiger, C., et al., 2000, A&A, 358, 1109
- [24] Oba, T., et al., 2020, ApJ, 890, 141
- [25] Katsukawa, Y., et al., 2020, Proc. SPIE, 11447, 114470Y
- [26] Shimizu, T., et al., 2020, Proc. SPIE, 11444, 114440N

Structure of the Gas Convection in the Solar Surface

Takayoshi OBA

National Astronomical Observatory of Japan,
Solar-C Project, 2-21-1 Osawa, Mitaka, Tokyo
181-8588, Japan

Abstract: A large part of the surface of a star is filled with enormous number of bright-cell called granules and the surrounding dark-lane called intergranular lanes, which is a visible manifestation of gas convection. The granule represents a hot gas drafting up, while the intergranular lane does a radiatively cooled gas submerging below the surface. This turbulent gas convection is believed to trigger dynamical phenomena appeared in the solar atmospheres and to create the multilayer structure of the solar atmosphere. This article introduces a brief summary of the recent studies about the structure of the gas convection.