

高温コロナと太陽風の生成駆動機構 —アルフベン波の輸送散逸過程—

松本 琢磨

〈宇宙科学研究所太陽系科学研究系 〒252-5210 神奈川県相模原市中央区由野台3-1-1〉

e-mail: mtakuma@solar.isas.jaxa.jp



冷たい光球上空に熱いコロナが存在するのはなぜか、そしてコロナから高速の太陽風が吹き出すのはなぜかという問題について、いまだ明確な説明はなされていない。アルフベン波が加熱と加速の鍵を握っていることはわかっているが、波動のエネルギーがどのような過程を経て散逸するのは十分には理解されていない。そこで筆者らはアルフベン波が光球から星間空間に及ぶ広い領域を伝播する過程を2次元磁気流体シミュレーションを用いて調べた。その結果、光球から注入されたアルフベン波が上空に伝播し散逸することで、高温のコロナと高速太陽風が同時に生成・維持されることを示した。さらに、遷移層下の彩層においては衝撃波による圧縮的加熱が支配的である一方、コロナ中においては磁気シアの散逸に伴う非圧縮的加熱が優勢であることがわかった。

1. コロナ加熱問題とは

太陽の光球は約6,000度であるにもかかわらず、その上空大気であるコロナは100万度もの高温にまで加熱されていることが知られている。コロナがなぜ100万度もの高温にまで加熱されているかという問いは、コロナ加熱問題と呼ばれ太陽物理学における難問の一つである。熱せられたコロナガスは重力ポテンシャルを振り切り、太陽風プラズマとして宇宙空間に流出する。太陽風による質量損失は、太陽の長期的進化や太陽系の惑星形成史に大きな影響を与えると考えられている。また、太陽以外の恒星にもコロナや恒星風が観測されているため、太陽コロナや太陽風の生成駆動機構を突き止めることは天文学的に重要である。

図1は太陽大気の温度構造とエネルギー損失機構を模式的に示したものである。光球では上に行くほど温度が低くなり、彩層では逆に温度が上昇し始める。このため、コロナ加熱問題とは別に、彩層をどう加熱するのかも問題になる。その後、

薄い遷移層を経て急激に温度が上昇し高温のコロナが形成される。100万度のコロナは、より低温な光球への熱伝導、輻射による冷却や太陽風によって絶えずエネルギーを損失している。したがってエネルギーバランスを考えると、高温コロナを維持するには非熱的なプロセスによるエネルギー流入を考えなければならない。現在最も広く受け入れられている輸送プロセスは、光球の表面对流と磁場との相互作用によるものである。例えば、対流運動によって生じた磁気擾乱のエネルギーの一部は、アルフベン波と呼ばれる磁力線に沿って伝わる横波の形で上層大気に輸送される。

アルフベン波は非常に散逸しづらい性質をもつため、彩層においても減衰することなくコロナへエネルギーを輸送できる有力な手段の一つと考えられている。コロナへと輸送された後、アルフベン波の磁気エネルギーは、コロナガスの熱エネルギーへ変換されなければならない。しかしながら太陽大気のように物理状態が場所や高さによって変化に富んでいる媒質中において、どのような散

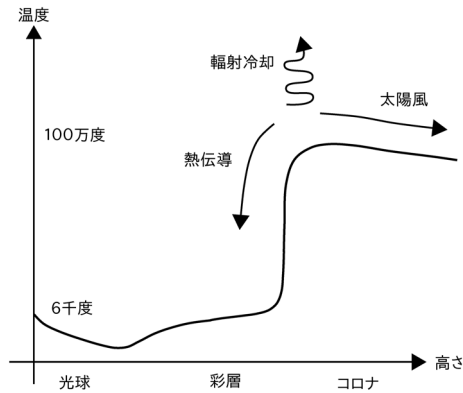


図1 太陽大気の温度構造とコロナ中のエネルギー損失機構。コロナからのエネルギー損失としては、光球への熱伝導、輻射冷却、太陽風による損失などがあることを示す。

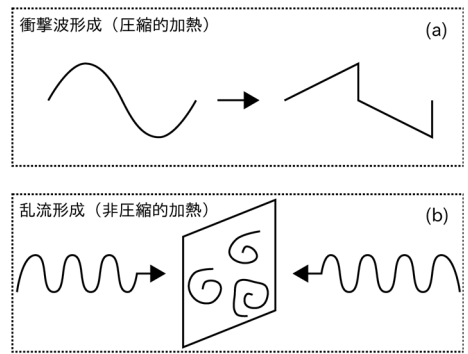


図2 アルフベン波の散逸機構の例。(a) 衝撃波形成による圧縮的加熱。アルフベン波が突っ立ち衝撃波になる様子を示した。(b) 波動相互作用で駆動された乱流による非圧縮的加熱機構。

逸過程を経て波動が熱化するのかを解析的に調べるのは非常に困難である。

これまでの研究により、さまざまなアルフベン波の散逸過程が提案されてきた。本稿の目的は、それらの散逸過程の競合関係を数値計算を用いて明らかにし、どの過程が最も効率良く働くのかを調べることである。本稿では特に、アルフベン波の散逸過程を、衝撃波加熱に代表される圧縮過程と、乱流加熱等による非圧縮過程に大別し、それぞれがどの程度加熱に寄与しているのかを検証していく。

2. 圧縮的加熱過程

太陽プラズマ中を伝わる波動には非圧縮性波動であるアルフベン波のほかに、磁気音波と呼ばれる圧縮性波動が存在する。アルフベン波の振幅が大きいとき、あるいは背景の磁場や密度が非一様などときには、アルフベン波のエネルギーの一部が磁気音波のエネルギーに変換されるモード変換と呼ばれる機構が働くことが知られている¹⁾。磁気音波はアルフベン波に比べて小振幅でも衝撃波を形成しやすい。衝撃波はプラズマの運動エネルギーあるいは磁気エネルギーを効率良く熱エネルギーに変換する物理過程である。したがってアル

フベン波のエネルギーをいったん磁気音波に渡して衝撃波を作ることによって効率良く熱エネルギーに変換するという圧縮的加熱過程が提案されている。また、大元のアルフベン波自体が大振幅の場合には直接衝撃波を形成して波のエネルギーを熱化することができる(図2a)。

圧縮的加熱過程の効率を決めるのは、位相速度に対する振幅の大きさ、すなわちマッハ数(非線形性)である。マッハ数が大きいと衝撃波の形成時間が短くなり波動が散逸しやすくなる。アルフベン波の駆動源である対流の擾乱速度はおよそ秒速1 km程度であるのに対して、光球でのアルフベン波の位相速度(アルフベン速度)は秒速10 km程度である。マッハ数0.1程度では衝撃波形成による熱化は期待できないが、重力成層大気中かつ非一様磁場中を伝播するアルフベン波のマッハ数は場所によって変化する。線形理論によると散逸のない場合には、アルフベン波のマッハ数はガスの密度の1/4乗に比例し、磁場強度の1乗に反比例することが知られている。したがって磁力線に沿って密度の減少よりも磁場強度の減少が著しい場合にはマッハ数が増加し、効率良く衝撃波を形成することが可能になる。このような密度・磁場構造は、光球上に多数点在するパッチ状

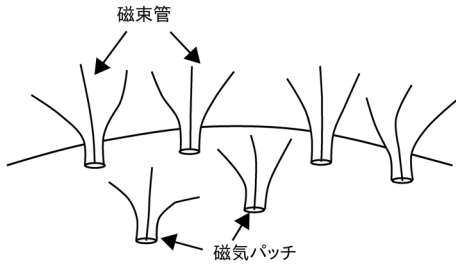


図3 太陽極域にある磁気パッチとそこから伸びる磁束管の概念図。われわれの研究では複数ある磁気パッチと磁束管のうち、一組を取り出してモデル化する。

に集中した強磁場領域の上空で期待される（図3を参照）。

3. 非圧縮的加熱過程

非線形性の効果として、波の突っ立ちによる衝撃波形成以外にも、波動乱流によるエネルギーの散逸も考えられる。波動乱流理論によると、二つの異なるアルフベン波が衝突することで磁力線に垂直方向に次々と細かい構造が生じる（カスケードする）ことが知られている²⁾。カスケードが進み、構造の大きさが散逸スケールにまで達するとエネルギー散逸が可能になる（図2b）。また、線形理論の範囲内でも、非一様な密度・磁場構造が存在すれば、局所的に磁気・速度シアが大きくなり、効率良くエネルギーを散逸できるとも考えられている（位相混合³⁾、共鳴吸収⁴⁾など）。非一様な構造は、コロナループに代表されるように太陽の磁場と重力で維持されており、線形理論による加熱も無視できない。ここで挙げた散逸過程は線形・非線形いずれの場合も基本的に非圧縮過程であり、本稿ではこれらをまとめて非圧縮的加熱過程と呼ぶことにする。

非圧縮的加熱過程の効率は、例えば波動乱流の場合にはアルフベン波の振幅と反射率によって決まる。対流によって生成された太陽表面外向きのアルフベン波と反射によって生じた内向きのアルフベン波がほぼ同量ある場合に最も効率の良い散

逸が起こる。反射率を決めるのはやはり密度・磁場構造であり、温度が100万度まで急激に上昇する遷移層（密度は遷移層において急激に減少する）や、コロナ上空の重力成層大気においてアルフベン波が反射される。近年、太陽風中での磁気乱流の理論をコロナや彩層に適用する試みがなされてきている⁵⁾が、非圧縮流体の理論を圧縮性が顕著な大気にまで応用できるかは自明ではない。

4. これまでの試み

コロナが高温であることが発見されて以来、コロナ加熱機構に関してさまざまな議論がなされてきた。特に、磁力線が星間空間までつながっている「開いた磁場領域」の上空大気の加熱過程は、太陽の質量損失に直接関与しているため非常に重要である。本稿では特にこの開いた磁場領域上空の大気モデルでかつ、光球の境界条件（エネルギー注入）から直接質量損失率を求めることが可能なモデルにのみ着目する。開いた磁場領域上空で、コロナ加熱と太陽風を同時に扱った最初のモデルはHammerによるもので、恒星の質量と半径、加熱の総量と場所をパラメーターとして恒星からの質量損失率を求めるものであった⁶⁾。加熱機構は特定されてはいないものの、加熱の量と場所に対して、コロナや太陽風の構造がどう応答するかを系統的に調べた先駆的な研究であった。

その後、Hollwegは加熱機構として波動乱流の現象論を用いた定常モデル計算を行い、コロナの温度や太陽風による質量損失率を物理過程に基づいて求めることを可能にした⁷⁾。ここでは衝撃波加熱などの圧縮的加熱過程は無視されている。一方で鈴木らは、アルフベン波の非線形モード変換を介した衝撃波加熱によっても、コロナや太陽風の動的構造を再現できることを示した⁸⁾。さらに、磁力線の構造（開き具合）を変えることで、太陽風の高速成分と低速成分の分岐を説明することも示した。しかしながら、この計算では乱流

による加熱は含まれていない。以上のことより、少なくとも太陽と同様のパラメーター領域においては、圧縮・非圧縮的加熱機構のいずれによっても、観測とそれほど矛盾のない質量損失率の値を得られることが示された。しかしながらいずれのモデルも、圧縮または非圧縮の加熱過程のどちらか一方しか含まないため、両加熱過程の競合関係は未解明であった。

衝撃波加熱と乱流加熱の競合関係の解明に初めて取り組んだのがCramerらであり、両方の加熱過程を現象論的にモデルに取り込んでコロナ・太陽風構造を計算した⁹⁾。彼らの計算により、彩層中は衝撃波加熱が、コロナ中は乱流加熱が支配的になることが示された。しかしながら彼らのモデルは定常を仮定しており、彩層や遷移層のように極めて動的な大気中ではその妥当性は自明ではない。また、衝撃波および乱流による加熱率の計算には現象論が用いられていた。そこでわれわれの研究^{10), 11)}では、圧縮的加熱と非圧縮的加熱の両方を考慮した動的な大気モデルを第一原理（ここでは磁気流体方程式）に基づいて構築し、両者の競合関係を数値計算を用いて明らかにすることを目標とした。

5. 計算方法・結果

太陽の極域は、高速太陽風と呼ばれる地球近傍で秒速800 kmを超えるプラズマ流の源と考えられている。高速太陽風は、太陽からの質量損失を担う主要な成分である。太陽の極域においては、パッチ上の磁場が多数観測されており、そこから上空に伸びる磁束管は、極域の磁場を構成する最小単位の要素であるといえる（図3）。そこで筆者らは、太陽極域のパッチ上磁場の一つから伸びる磁束管内の大気を、磁気流体力学を用いてモデル化した。手法としては2次元磁気流体シミュレーションを用い、熱伝導や輻射冷却の効果も取り入れた現実的なエネルギー方程式を解いている。また、計算領域としては光球表面から太陽風

加速領域まで、密度が14桁以上も変化する領域を用いた。初期状態ではコロナはなく、1万度程度の低温の成層大気を与えている。この初期大気に、光球表面から対流運動と同程度の速度擾乱（秒速1 km）を与えると、励起したアルフベン波が上空に伝播していく。反射や屈折を伴いながら上空に到達したアルフベン波は、磁気流体力学の基礎方程式に基づく散逸過程を通して、磁気エネルギーを熱エネルギーに変換する。本シミュレーションではこのように、光球からの継続的なエネルギー注入に対して、上空の大気がどのように応答し、どのような定常構造を形成するかを調べた。

光球からアルフベン波を注入し続けた結果、初期には冷たかった上空大気は、アルフベン波の散逸によって100万度にまで加熱され、高温コロナを生成・維持できることが示された（図4a）。また加熱されたコロナからは、ガス圧と磁気圧によって駆動された高速な太陽風が吹き出すことも示された（図4b）。得られた質量損失率は毎年 $10^{-14} M_{\odot}$ 程度であり、観測値と同程度であった。

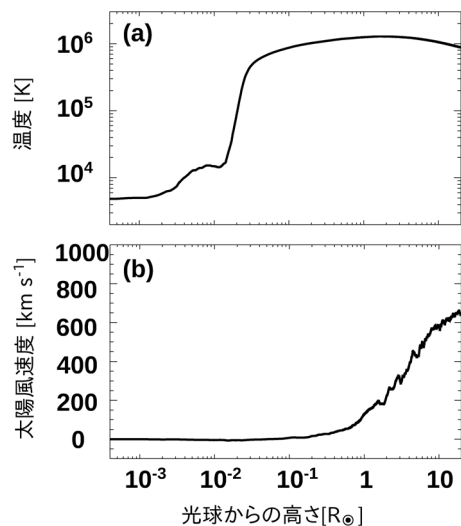


図4 数値計算で得られた温度構造 (a)、大気の動径方向速度構造 (b) を示した。高速太陽風と高温コロナが生成されていることがわかる。

ここで重要なのは、シミュレーション内のアルフベン波の散逸は、磁気流体方程式を直接解くことで発生しており、人為的な加熱関数や乱流の現象論を導入しなくても計算できたことである。また高温コロナと高速太陽風の再現のほかにも、太陽彩層で見られるスピキュールと呼ばれる動的なジェット現象の速度や構造の長さなどを再現できている¹²⁾。

6. 加熱機構の特定

次に、磁気流体シミュレーションで得られた動的な大気の数値解を元に、どのような加熱機構が働いているのかを解説する。まず、彩層中においては主に衝撃波による加熱が効いていることがわかった。光球で励起されたアルフベン波は伝播するとともに背景磁場の急激な減少に伴い非線形性を増す。今回のモデル大気においてはアルフベン波のマッハ数は彩層において平均的に1程度にまで増大した。それに伴いアルフベン波の一部のエネルギーは磁気音波を介して衝撃波で散逸し、アルフベン波自身も衝撃波を形成して散逸する。図5では、彩層中の加熱の様子を示した。図5a

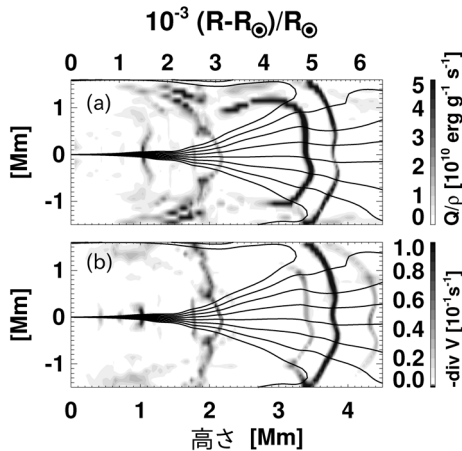


図5 彩層における加熱の様子。(a) 単位質量当たりの加熱率。(b) 速度場の発散(負符号を掛けたもの)。黒実線は磁力線を表す。速度場の発散と加熱率の空間分布が似ており、加熱が衝撃波によるものであることがわかる。

は単位質量当たりの加熱率の空間分布を、図5bは速度場の発散(図では符号を逆にしてある、つまり $-\text{div } V$) を表しており、両者の空間分布はよく似ていることがわかる。速度場の発散は衝撃波によってガスが圧縮されている場所を示しているため、加熱は衝撃波によってもたらされていると考えられる。

その一方で、コロナ底部での加熱はむしろ、非圧縮過程が卓越していることがわかった。コロナ中の加熱率の空間分布は高さ方向に伸びた筋状の構造をしている(図6)。解析の結果、この構造は磁気シア(鉛直方向の電流)と対応しているが、速度場の発散は伴わないことがわかった。この構造は彩層中で生成された衝撃波、特にアルフベン波自身が非線形性により衝撃波になったものが遷移層と衝突しコロナに突入することで、衝撃波がいくつかの不連続面に分裂した結果生じたものである。コロナに突入した衝撃波はファーストショックやスローショックと呼ばれる磁気音波の衝撃波と回転不連続面(アルフベン波)に分裂す

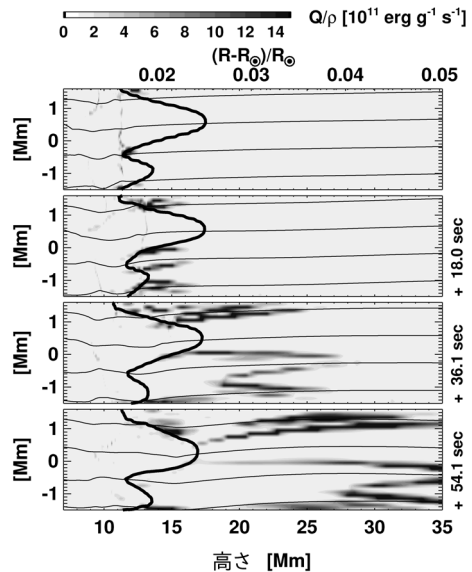


図6 遷移層・コロナ下部における、単位質量当たりの加熱率。上から順に18秒間隔の時系列を示した。細実線は磁力線、太実線は遷移層を表している。

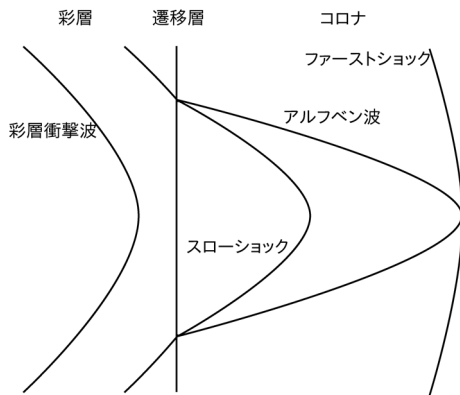


図7 加熱機構の模式図。彩層で生じた衝撃波が遷移層と衝突することで、スローショック、アルフベン波、ファーストショックに分裂する。

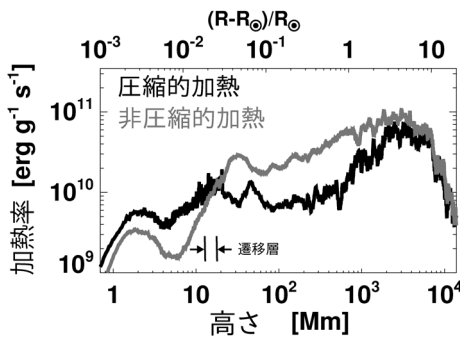


図8 圧縮的加熱率と非圧縮的加熱率の高さ分布。遷移層を境に圧縮的加熱と非圧縮的加熱の大小関係が入れ替わっている。

る(図7)。その中で、最もエネルギーをもつのは磁気シアの不連続をもつ回転不連続面であり、シミュレーション中では、この磁気シア領域での加熱が支配的となっていた。

圧縮的加熱と非圧縮的加熱の割合の空間分布を定量的に示したのが図8であり、遷移層を境に両者の大小関係が入れ替わっていることがわかる。このことは上述の考察と整合している。彩層では圧縮的過程である衝撃波が卓越し、彩層衝撃波が非圧縮構造である磁気シアに分裂してコロナでの加熱を引き継ぐというシナリオである。

彩層では圧縮的加熱、コロナでは非圧縮的加熱が支配的になるという以上の結果は前述の

Cranmerらの結果と同じである。Cranmerらはコロナ中での加熱を波動-波動相互作用による乱流の現象論を用いて説明した。一方、筆者らの研究では、コロナ加熱は彩層衝撃波が分裂して生じた回転不連続面の散逸で起こることを示した。これは、動的な多次元シミュレーションを解析することで初めてわかったものである。

7. 残された問題点

筆者らは、2次元磁気流体シミュレーションを行い、計算機中に高温コロナと高速太陽風を再現することに成功した。筆者らの解析によって数値計算内では、彩層で衝撃波加熱、コロナでは衝撃波起源の回転不連続面での加熱が効いていることが明らかになった。しかしながら、これでコロナ加熱問題が解決されたわけではない。数値計算の解像度は現実の粘性や抵抗を再現できるほど大きくないため、現実の加熱過程が再現できていない可能性がある。衝撃波による加熱は、ランキン・ユゴニオ関係式を満たす限り粘性や抵抗に依存しないと考えられるが、回転不連続面付近での加熱は解像度に依存するかもしれない。しかしながら、筆者らの計算により、非線形な加熱過程がどのように変遷するのかを示す重要なヒントは得られたはずである。

また、3次元性がもたらすであろう効果も見逃してはならない。磁気乱流の理論によると、3次元と2次元の乱流の性質は大きく異なることが知られており⁵⁾、より効率の良い散逸が得られるかもしれない。さらに、3次元性を考慮することで、磁気リコネクションと呼ばれる磁力線のつなぎ替えによるエネルギー解放過程も起きる可能性がある。磁気リコネクションによるナノフレアの加熱や波動生成¹³⁾は、加熱機構を定性的・定量的に変える可能性がある。

最後に、太陽風中で観測されている温度非等方性やイオンの選択的加熱も問題として挙げられる¹⁴⁾。これらの観測は通常、イオン・サイクロ

トロン波動と呼ばれる、磁力線方向に高振動数（対流運動が0.01ヘルツ程度に対して1万ヘルツ程度）で伝播する波動によって説明される。イオン・サイクロトロン波動の励起源としては、太陽表面の磁気リコネクションや、磁気乱流によるものが考えられている。しかしながら、太陽表面起源の波動は酸素や鉄等の重イオンによって吸収されてしまうし、非圧縮的な磁気乱流では磁力線方向に高振動数の波動を作ることはできない¹⁵⁾。今回の計算においても、磁力線に平行方向には際立った乱流カスケードは見られず、イオン・サイクロトロン波動の起源は依然として謎のままである。

8. 終わりに

コロナ加熱と太陽風駆動の機構を理解することは、他のさまざまな問題に応用するうえでの基礎になる。さまざまな問題とは例えば、太陽風を構成する低速風と高速風、その両者を分岐させる物理やその源泉については十分に理解されていない。磁力管の根元の構造が鍵となると考えられるが、どのような過程を経て分岐が起こるのかを今後詳細に調べる必要がある。これらの物理が明らかになれば、太陽の全球を覆うようなグローバル計算¹⁶⁾に加熱や加速機構の本質を取り入れることで、観測から得られるような高速・低速風の分布を自然に説明できるかもしれない。太陽風の全球モデルは、宇宙における自然災害を予報する宇宙天気予報への応用として極めて重要になる。

太陽風流速の長期変動の問題もまた興味深い問題である。太陽風の分布は太陽活動の11年周期と共に低速・高速風の割合が大きく変わるが、質量流速はほぼ一定に保たれることが知られている。しかしながら、活動性が極端に低かった今回の異常な太陽サイクル中では、質量流速そのものが低下している¹⁷⁾が、その原因はいまだ明らかにされていない。またより長期的な変動に関する謎も残されている。恒星の進化計算からは、昔

の太陽が今より少し暗く、地球が全球凍結していることが予想されているが、その一方で、地質学的にはその時代に液体としての水が存在することが示唆されている。この矛盾は暗い太陽のパラドックス（faint young sun paradox）として知られている。これを解決するアイデアとして、初期太陽からの質量損失が現在よりも大きく、昔の太陽は理論的予測よりも明るかった可能性も検討されている¹⁸⁾。

また、本研究で用いたモデルは、対流起源のアルフベン波によるコロナ加熱モデルであるので、磁場と対流が存在すれば基本的に他の恒星についてもほぼ同じモデルを適用できると考えられる。スペクトル型でF型星より後期の恒星は対流層もっていると考えられており、磁気擾乱が恒星風駆動の基本機構であると考えられる。このような恒星の表面情報に基づいて本モデルを適用することで、情報の少ない恒星風による質量放出率を理論的に予言することができる。恒星からの質量放出は、恒星自身の進化や、恒星を取り巻く惑星系、銀河のガスやダストの進化、惑星の大気散逸などに深く関与し、天文学的に非常に重要であるといえる。

謝辞

本稿で紹介した結果は、名古屋大学の鈴木 建氏と共著で出版した論文に基づくものです。数値計算は国立天文台天文シミュレーションプロジェクト（CfCA）のCray XC30、ならびに京都大学基礎物理学研究所（YITP）のSR16000を用いて行われました。最後に本稿の執筆を薦めてくださった鈴木 建氏、勝川行雄氏に感謝いたします。

参考文献

- 1) Hollweg J. V., Jackson S., Galloway D., 1982, Sol. Phys. 75, 35
- 2) Matthaues W. H., et al., 1999, ApJ 523, L93
- 3) Heyvaerts J., Priest E. R., 1983, A&A 117, 220
- 4) Ionson J. A., 1978, ApJ 226, 650
- 5) van Ballegooyen A. A., et al., 2011, ApJ 736, 3
- 6) Hammer R., 1982, ApJ 259, 767
- 7) Hollweg J. V., 1986, J. Geophys. Res. 91, 4111
- 8) Suzuki T. K., Inutsuka, S., 2006, J. Geophys. Res. 111, 6101
- 9) Cranmer S. R., van Ballegooyen A. A., Edgar, R. J., 2007, ApJ 171, 520
- 10) Matsumoto T., Suzuki T. K., 2012, ApJ 749, 8
- 11) Matsumoto T., Suzuki T. K., 2014, MNRAS 440, 971
- 12) Kudoh T., Shibata K., 1999, ApJ 514, 493
- 13) Kigure H., et al., 2010, PASJ 62, 993
- 14) Kohl J. L., et al., 1997, Sol. Phys. 175, 613
- 15) Cranmer S. R., 2009, Living Reviews in Solar Physics 6, 3
- 16) Linker J. A., et al., 1999, J. Geophys. Res. 104, 9809
- 17) Janardhan P., et al., 2011, Geophysical Research Letters 38, 20108
- 18) Suzuki T. K., et al., 2013, PASJ 65, 98

Driving Mechanisms of Hot Coronal Wind —Propagation and Dissipation Processes of Alfvén Waves—

Takuma MATSUMOTO

*Institute of Space Astronautical Science (ISAS),
Japan Aerospace Exploration Agency (JAXA),
3-1-1 Yoshinodai, Sagami-hara, Kanagawa
252-5210, Japan*

Abstract: It is not still clearly explained why the hot corona exists above the cool photosphere and the high-speed solar wind emanates from there. Although Alfvén wave is invoked to play a central role in heating and accelerating the solar atmosphere, the history of the energy conversion processes has not been understood yet. We report results of the first two-dimensional self-consistent numerical experiments directly covering the huge density contrast from the photosphere to the interplanetary space. The convectively driven Alfvénic wave from the photosphere travel upward, and eventually dissipate to drive the hot coronal wind. While the shock heating plays a primary role in the chromosphere, the incompressible heating with dissipation of the magnetic shear is dominant in the corona.