

小特集 宇宙プラズマシミュレーションの現状と展望

3. 波動による太陽風と恒星風加熱のシミュレーション

鈴木 建

東京大学 大学院総合文化研究科

(原稿受付：2007年5月22日)

磁気流体波動の非線形減衰によって駆動される、太陽風、恒星風の我々のシミュレーション研究について紹介する。太陽などの表面对流層を持つ恒星では、表面から様々な波動が励起されている。これらの波が上方へ伝搬し、上空で何らかの過程で減衰すると、周囲のガスを加熱、加速し外層は恒星風として外側に流れ出していく。このような過程を、重力（外場）と輻射冷却を考慮した、大局的な1次元磁気流体シミュレーションにより解析した。本稿では特に、上空でのアルヴェン波の非線形減衰に焦点を当て、太陽風、恒星風加速について論じる。

Keywords:

solar wind, stellar wind, MHD wave, nonlinearity

3.1 はじめに

中心での核融合反応をエネルギー源として輝いている天体を恒星と呼ぶ。恒星は誕生後、質量や化学組成の違いにより異なった進化路を辿りながら、死を迎えるわけであるが、すべての恒星はいずれの段階においても、(量の多少はあるものの)表面から物質を恒星風として放出していることが知られている。すなわち、恒星は常にやせ細りながら生きているということになる。

この恒星風の駆動機構は、大きく2種類に分けられる。1つめは、主に大質量星で支配的に働く、輻射圧である。大質量星では輻射強度が強いため、外層が輻射圧により外向きに押され、恒星風が吹き出していくと考えられている。もう1つの機構は、表面对流層を持つ星-太陽に代表される中小質量星や赤色巨星-で重要になる、波動、乱流過程である。このような星では、表面に磁場が生成され、この対流層の運動を起源として、恒星表面からは様々な磁気流体波動が励起されている。この波動や乱流を介して、対流層のエネルギーを外層に受け渡すことにより、恒星風が駆動されていると考えられている(図1)。本稿では、後

者の擾乱駆動型恒星風に関する、我々の理論的研究を中心に紹介していく。

擾乱駆動型恒星風では、磁気流体(もしくはプラズマ)波動や乱流による、プラズマの輸送過程を解析することが主体となる。ここで、地球上のプラズマと大きく異なる点が2つある。1つは、重力の影響が重要になることである。これは、スケールの大きい天体プラズマにおいては、避けられないものである。すなわち、重力は引力のみで斥力がないため、クーロン力のようにデバイ遮蔽が効かず、長距離力としての性質がそのまま現れるのである。恒星風の場合、この重力の影響は、恒星表面から外層に至る大きな密度の減少として最も顕著に現れる。具体的に太陽風の場合、太陽表面(光球)から地球近傍に至るまでに、密度は約16桁(10^{16})減少する。この密度の減少に見合うよう、外向きに伝搬する波動の振幅は増大することとなる。位相速度がどのような変化するかにも依存するが、多くの場合波は上方に伝搬するにつれて、非常に早く非線形(速度振幅 \geq 位相速度)となる。さらに外層での密度や温度の変化に従い、アルヴェン速度や音速も変化する。これら波の伝搬速度の変化のスケールが、典型的な波の波長よりも短くなることもしばしばあり、このような場合、波は波形の変形や反射を受ける。すなわち、恒星風における波動現象では、線型近似やWKB(短波長)近似がほとんど使えない。

地球上のプラズマと異なる2つめの点は、輻射の影響が重要になることである。擾乱駆動型恒星風の場合、複雑な輻射輸送まで取り扱う必要がある場面はあまりないが、イオン(鉄、ケイ素、酸素、炭素など)のエネルギー準位間の遷移による輻射冷却が重要となる。特に恒星表面近傍の密度が高い領域では、ガスの温度がこの輻射冷却と波動や乱流の減衰による加熱との釣り合いで決まっているという状況である。

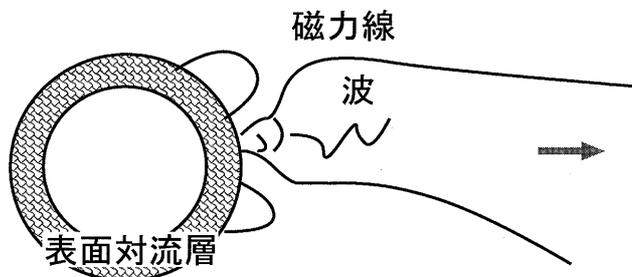


図1 擾乱駆動型恒星風の模式図。表面对流層により励起された波動が上方へと伝わり、減衰することにより、恒星風を駆動する。

3.2 シミュレーション

上に述べたように、恒星風においては波動、乱流は基本的に非線形、かつ、短波長近似ができない状況となる、必然的に、理論的解析には数値シミュレーションが強力な手段となる。しかしながら、重力の影響による密度の成層化(減少)により、恒星表面から恒星風が加速¹されるような外側の領域までをカバーするシミュレーションは、計算機パワー、コードの構築の両面から、かなりの困難を伴う。実は我々が2005年にそのような太陽風のシミュレーションを行う以前は、1次元磁気流体近似の範囲内でも、恒星表面から十分外側の領域までを取り扱うシミュレーションは行われていなかった。それまでの研究では、いくつかの領域に区切ってシミュレーションし、それらをつなぎ合わせて解析していたという状況であった(例えば[1,2])。

我々のシミュレーションを簡単に説明しておこう。計算領域は恒星表面から、恒星風加速がほぼ終了するよりも外側の領域-最低でも20倍の恒星半径程度-までの、1次元磁束管内とする(図2)。磁気流体波動や乱流を1次元で取り扱うことは、一般に良い近似ではないが、大局構造を首尾一貫して扱うため止むを得ずこのようにしている。なお、このことについては後程議論する。恒星表面の境界では、観測されているような対流の速度振幅程度の擾乱を与え、外側の境界では特性線を考慮することにより、物質、波動の両方が流れ出し境界となるようにする。恒星表面の擾乱により様々なモードの磁気流体波動が生成されるが、そのうち圧縮性波動は衝撃波形成等により速く散逸してしまうため[3]、結果として非圧縮性波動であるアルヴェン

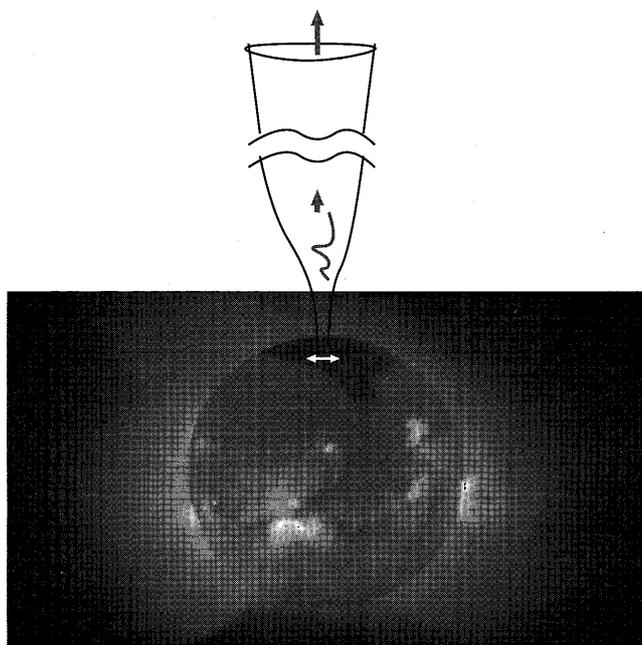


図2 シミュレーションする磁束管の模式図。画像は「ようこう」衛星による太陽の軟X線画像。明るく光っているところが2-3百万度のプラズマに対応している。このことから、太陽外層は高温プラズマにより構成されていることが見てとれる。

波のみが恒星風加速領域まで伝搬し、恒星風の加熱、加速へと寄与するということになる。輻射冷却と熱伝導を考慮した理想磁気流体(1流体)方程式を解き、波動の伝搬、減衰、周囲のガスの加熱を首尾一貫した形で取り扱う。この場合エネルギー方程式には、以下のように普通の磁気流体部分の他に、放射冷却と熱伝導の項が付け加わる。

$$\rho \frac{d}{dt} \left(e + \frac{v^2}{2} + \frac{B^2}{8\pi\rho} \right) + \nabla \cdot \left[\left(p + \frac{B^2}{8\pi} \right) \vec{v} - \frac{\vec{B}}{4\pi} (\vec{B} \cdot \vec{v}) \right] + \vec{F}_c + q_R = 0 \quad (1)$$

なお、 $\frac{d}{dt}$ はラグランジ微分、 ρ 、 e 、 \vec{v} 、 \vec{B} はそれぞれ密度、内部エネルギー、速度、磁場であり、 \vec{F}_c が熱伝導フラックス、 q_R が放射冷却によるエネルギー損失である。時間発展については、磁気流体部分は陽的に解くが、輻射冷却、熱伝導の項ではクーラン条件が厳しくなるため、陰的に時間発展させる。磁気流体のうち圧縮性部分については、非線形ゴドノフ法を用い、非圧縮性部分にはアルヴェン波の特性曲線法を用いる[4]。以下、太陽風とそれ以外の恒星風の場合についての結果を見ていきたいと思う。

3.3 太陽風

太陽外層には、コロナと呼ばれる高温プラズマが存在し、そこから太陽風が吹き出していることが知られている。このコロナの温度は100万度以上と、太陽表面の温度である約6000度に比較して、100倍以上高く、非常に謎である(コロナ加熱問題)。太陽風の駆動を考えるには、このコロナの加熱問題にも同時に取り組む必要がある。

図3は、シミュレーション開始時(破線)と、準定常状態になった後(2573分後;実線)の太陽風構造を、観測データとともにプロットしたものである[5-7]。外層は遷音速的に800 km/s程度まで加速され(左上パネル)、さらに光球(表面)の温度約6000度に対し、100万度程度のコロナが形成されていること(右上パネル)が見てとれる。これは後で述べるよう、表面で励起されたアルヴェン波が外層で減衰し、ガスを加熱、加速したためである。密度は重力による成層化の効果により大きく減少(右下パネル)し、それに見合うようにアルヴェン波の振幅が増加している(左下パネル)ことがわかる(もちろん、アルヴェン波のエネルギーが密度の減少分だけ減少している)。いずれの物理量においても、シミュレーションが観測値を自然に説明しており、アルヴェン波の機構が太陽風加速の有力過程であることを示している。

なぜ、冷たい表面(光球;約6000度)の上に、高温のコロナが形成されるのであろうか?この理由はプラズマ β 値(磁気圧に対するガス圧の比)の変化から説明することができる(図4)。表面付近では $\beta \approx 100$ すなわちガス圧卓越プラズマであるが、高度の上昇とともに、一気に $\beta \approx 0.01$ まで減少し、磁気圧卓越環境になることを示して

1 なお今後、恒星風加速という言葉をしばしば用いるが、ここでいう加速とは非熱的粒子の加速ではなく、熱的粒子が塊となって外側に流れ出していく現象を指す。

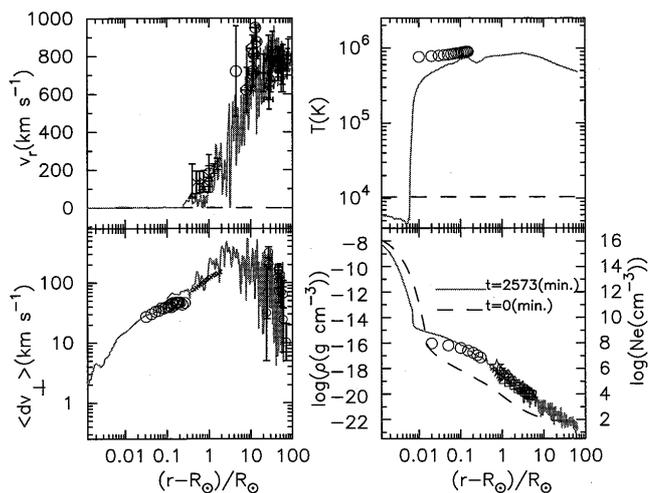


図3 シミュレーションの初期条件(破線)と、準定常状態に落ち着いた後のシミュレーション開始から2573分後(実線)の太陽風構造を観測値(記号)と比較している[8-18]。4つのパネルは、太陽風速度 v_r [km s $^{-1}$]、温度 T (K)、自乗平均したアルヴェン波の振幅 $\langle dv_{\perp} \rangle$ [km s $^{-1}$]、log スケールの密度 $\log(\rho$ [g cm $^{-3}$]) を、光球からの太陽半径(R_{\odot})で規格化した距離 $(r-R_{\odot})/R_{\odot}$ に対してプロットしたものである (r は太陽中心からの距離)。

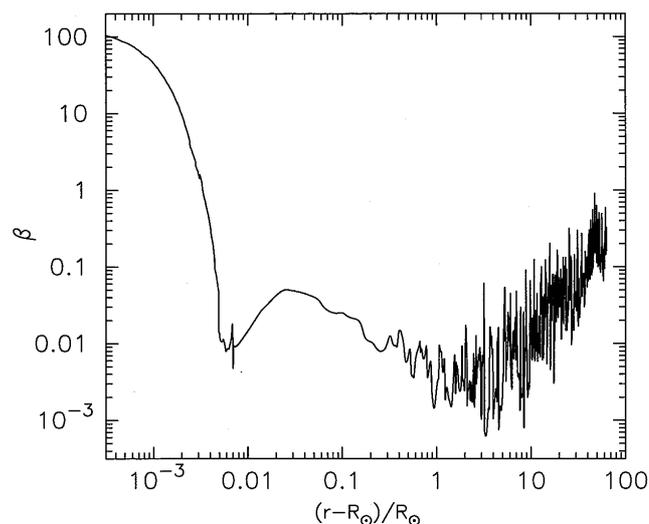


図4 プラズマ β 値を太陽表面からの距離に対してプロットした図。

いる。これは重力の効果による密度の減少により、上空に行くに従いガス圧も減少するからである。一方磁束管の膨張による磁場強度の減少は、このガス圧の減少程急激でないため、相対的に磁気圧が強くなり、結果としてプラズマ β 値が小さくなるのである。この傾向がそのまま続くと、プラズマ β 値はどんどん減少することになる。しかしながらこのような磁気圧卓越プラズマでは、ほんの少し磁場のエネルギーが散逸すると、ガスにとっては多大の加熱になることは、容易に想像できるであろう。この磁場のエネルギーの散逸が、我々の場合はアルヴェン波の減衰により起こり、ガスはコロナの温度 (~ 100 万度) へと加熱されるのである。結果として、 β 値はそれよりもあまり小さくならず、外層でも $\beta \sim 0.01$ 程度に保たれる。

図3の温度のパネルは、外層は数千度から100万度へと

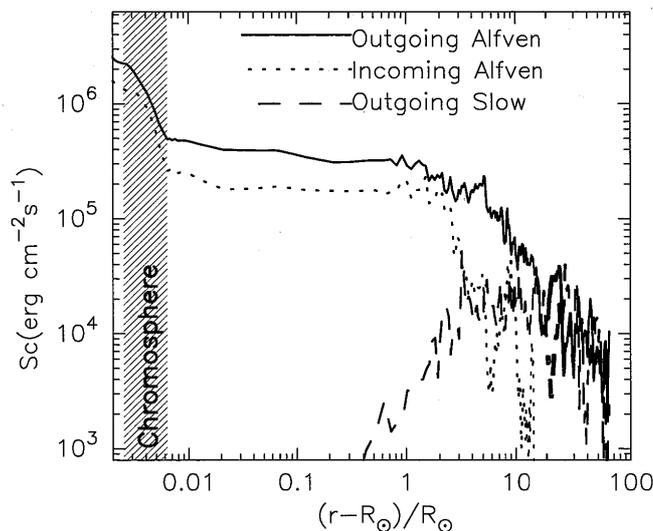


図5 波の各成分の作用 ($\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) の変化。1.02 倍の太陽半径の場所での、磁束管の断面積 A_c で規格化している。実線、点線、破線は、それぞれ外向きアルヴェン波、内向きアルヴェン波、外向き音波を示している。影を付けた領域は彩層である。

一気に上昇することを示している。実はここには、今述べた磁気圧卓越環境下という理由の他に、輻射冷却関数の熱不安定領域の存在が重要な役割を果たしている。数千度から数百万度のガスでは、イオンの準位間遷移による輻射冷却が支配的であるが、特に10万度から数10万度程度の領域では、温度が上がれば上がるほど冷却量が小さくなるという性質がある。すなわち、ガスは熱せられれば熱せられるほど冷やされにくくなるのである[19]。これは、このような温度のガスは熱的に不安定であることを示しており、安定には存在し得ない。したがって、彩層と呼ばれる2万度程度以下の領域から、一気に100万度程度以上のコロナへと温度が上昇するのである。

さてここで、アルヴェン波の減衰について見ておこう。図5は、外向きアルヴェン波、内向きアルヴェン波、外向き音波(磁気圧卓越環境下の遅い磁気流体波)の、波の作用を太陽表面からの距離に対してプロットしたものである。ここで作用は、エネルギーフラックスの単位を持つ断熱不変量であり、波動が減衰しない場合一定に保たれる。図は表面で励起された外向きアルヴェン波は効果的に減衰し、外側境界(60倍の太陽半径:水星軌道程度)では表面での0.1%程度になっていることを示している。実は85%程度は、表面近傍 ($(r-R_{\odot})/R_{\odot} \leq 0.01$) で反射され表面に戻ってしまっている。これは、表面付近での内向きアルヴェン波の作用が、外向きのものに非常に近くなっていることからわかると思う。この反射は、第1節で述べた、波形の変形のために起きる。

残りの15%は、上空のコロナ、太陽風領域まで伝搬し、コロナの加熱、太陽風の加速へと寄与する。図5は、アルヴェン波の他に、上空では外向き音波が生成されているのがわかるが、これは外向きアルヴェン波が、3波共鳴による崩壊不安定性により減衰していることを示している。すなわち、外向きアルヴェン波が、外向き音波と内向きアル

ヴェン波に分かれるのである。このうち圧縮性波動である音波は、波頭の突っ立ちによる衝撃波形成や、磁気鏡を介した無衝突減衰により、最終的に周囲のガスを加熱する（ただし、本磁気流体シミュレーションで扱えるのは、衝撃波加熱のみである）。

崩壊不安定は非線形過程であり、一般に減衰は遅い。しなしながら恒星外層の場合、密度減少による波の振幅の増幅により、たとえ表面での振幅が小さくとも、伝搬の後に外層では非線形となる。このようなことにより、恒星風中では崩壊不安定が非常に効果的に起きる。一様なプラズマ中ではあまり重要とならない過程が、天体プラズマで重要となる一例であろう。ただし、本結果は1次元磁気流体シミュレーションに基づくものである。波動伝搬や乱流輸送には3次元性も重要となる場合が多く、本研究で示した崩壊不安定性とどちらが支配的になるかは、今後の研究で明らかにする必要がある。

3.4 赤色巨星風

擾乱駆動型恒星風は、これまで述べてきたような太陽風だけでなく、他の恒星にも見られる現象である。本稿ではその一例として、赤色巨星風について紹介する。恒星は形成後の大半の時期を、水素からヘリウムを生成する核融合反応により輝く主系列段階で過ごす。中心の水素が枯渇すると、より重い元素の核融合により輝く時代に入り、恒星の半径も膨張していく。このような恒星を赤色巨星と呼ぶ。赤色巨星には太陽と同じく表面对流層が発達しており、ここからは太陽風の場合と同じように、磁気流体波動が励起されていると推測される。

主系列星や進化のまだ進んでいない赤色巨星では、X線が観測されており、このことからこれらの星は太陽と同じく外層に高温のコロナを持ち、そこから高温の恒星風が吹き出していることがわかっている。しかし進化が進んでくるとX線があまり観測されなくなってしまう。これは、恒星の進化とともに、外層が高温のコロナから数万度程度以下の低温のガスへと変化したことを示唆している。本節では、このような恒星風の転移現象を念頭に置き、赤色巨星風について論じる。

図6は、太陽質量の恒星が進化し、半径が膨張した時の恒星風構造の進化を表している[20]。恒星半径が太陽の3.1倍（準巨星と呼ぶ）、10倍（赤色巨星I）、31倍（赤色巨星II）の場合を、太陽と比較している。温度構造（まん中のパネル）から、太陽（主系列）と準巨星の場合、外層は定常的な高温コロナに覆われているが、赤色巨星に進化するとこのコロナが消失し、数万度程度以下の恒星風が吹き出していくようになることが見てとれる。この定常コロナの消失の主要因は、恒星の半径の膨張による脱出速度 $v_{esc} = \sqrt{2GM_*/R_*}$ の減少である。ただしここで、 G は重力加速度、 M_* は恒星の質量、 R_* は恒星の半径である。太陽の場合の表面での脱出速度は約 600 km/s であるのに対し、10万度のコロナの音速は約 150 km/s であるので、重力によって高温プラズマを外層に束縛しておくことが十分可能である。ところが半径が10倍膨張すると、表面での脱出速度は

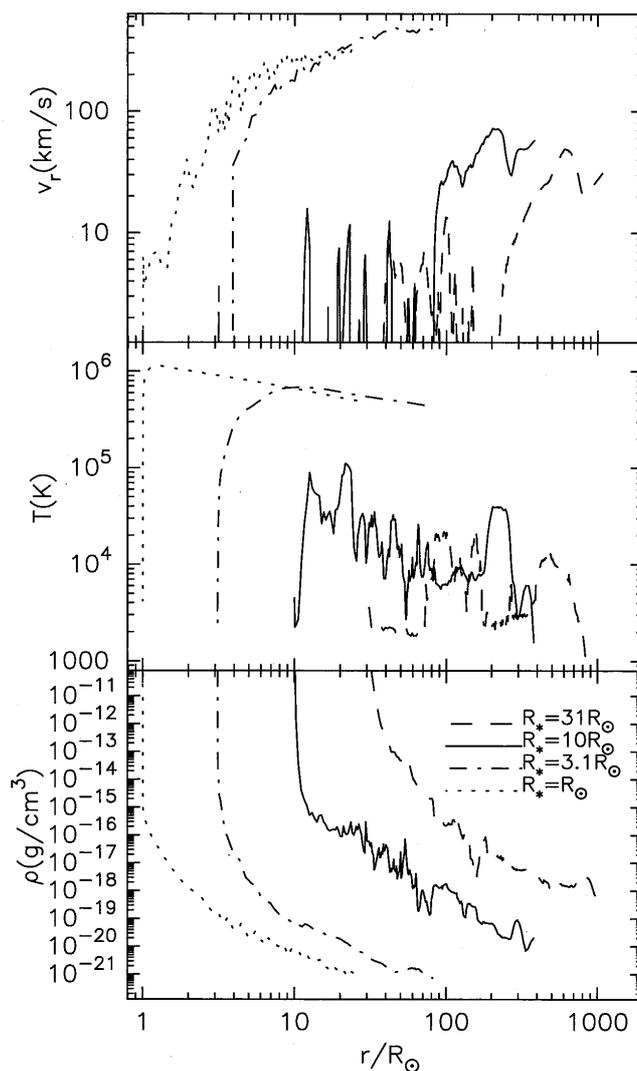


図6 主系列から赤色巨星段階に至る、太陽質量の恒星の恒星風構造の進化。半径が現在の太陽に等しい場合、3.1倍の場合、10倍の場合、31倍の場合を表示している。3つのパネルは上から恒星風速度、温度、密度である。

200 km/s 以下となる。少し上空、例えば2倍の恒星半径まで行くと、脱出速度は10万度のガスの音速を下回ってしまう。もはや恒星の重力では、高温プラズマを外層に保持しておくことができなくなるのである。したがって、外層のガスは加熱される前に、冷たい恒星風としてするすると抜け出してしまうのである。さらに太陽風のところで述べた輻射冷却関数の熱的不安定領域の存在により、10~数十万度程度のガスは安定に存在できないため、一気に数万度以下になってしまう。

外層の密度（下のパネル）は、恒星の膨張とともに小さくなっていく。これは、重力の束縛が弱くなり、外層が膨張しているためである。恒星風速度（上のパネル）は、恒星進化に従い、急激に遅くなっている。これは、恒星の進化とともに恒星風駆動の開始点がどんどん外側になるためである。一般に恒星風は、脱出速度程度以上の速さであれば無限遠まで吹き出すことができるが、この開始点が外側にずれることにより、この脱出速度が遅くなるため、恒星風の速度自体が遅くなるわけである。

3.5 おわりに ー今後の課題ー

本章では、擾乱駆動型恒星風の磁気流体シミュレーション研究を紹介した。重力の影響や輻射冷却等、地球上のプラズマではあまり重要とならない効果について紹介したが、宇宙プラズマ研究の一端を伺い知ることができたと感じていただければ光栄である。本研究は、恒星風の大局的な1次元構造に主眼を置いたものである。本シミュレーションでは扱うことのできていない、波動、乱流輸送の3次元性や、磁気流体近似が適用できない小さいマイクロスケールの加熱現象など、今後解明すべき点は多い。局所的な3次元の電磁粒子シミュレーションなどと、本研究の大局的なシミュレーションを相補的に利用する、あるいは連結階層的につなぎ合わせるにより、粒子スケールから大局的な流体スケールまでの輸送過程を理解することが今後重要である。

参考文献

- [1] L. Ofman, S.P. Gary, A. Miñas, J. Geophys. Res. **A12**, SSH 9-1 (2002).
- [2] T.J. Bogdan *et al.*, *Astrophys. J.* **599**, 626 (2003).
- [3] T.K. Suzuki, *Astrophys. J.* **578**, 598 (2002).
- [4] T. Sano and S. Inutsuka, *private communication* (2007).
- [5] Suzuki and Inutsuka, *Astrophys. J.* **632**, L49 (2005).
- [6] Suzuki and Inutsuka, J. Geophys. Res. **111**, A6, A06101 (2006).
- [7] 鈴木建, 犬塚修一郎: 太陽風はなぜ吹くか? (天文月報 2006年4月号).
- [8] D. Banerjee, L. Teriaca, J.G. Doyle and K. Wilhelm, *Astron. Astrophys.* **339**, 208 (1998).
- [9] L. Teriaca, G. Poletto, M. Romoli and D.A. Biesecker, *Astrophys. J.* **588**, 566 (2003).
- [10] L. Zangrilli, G. Poletto, P. Nicolosi, G. Noci and M. Romoli, *Astrophys. J.* **574**, 477 (2002).
- [11] M. Kojima *et al.*, J. Geophys. Res. **109**, A04103 (2004).
- [12] R.R. Grall, W.A. Coles, M.T. Klinglesmith, A.R. Breen, P. J.S. Williams, J. Markkanen and R. Esser, *Nature* **379**, 429 (1996).
- [13] S.R. Habbal, R. Esser, M. Guhathakura and R.R. Fisher, *Geophys. Res. Lett.* **22**, 1465 (1995).
- [14] A. Fludra, G. Del Zanna, B.J.I. Bromage, *Space Sci. Rev.* **87**, 185 (1999).
- [15] K. Wilhelm, E. Marsch, B.N. Dwivedi, D.M. Hassler, P. Lemaire, A.H. Gabriel and M.C.E. Huber, *Astrophys. J.* **500**, 1023 (1998).
- [16] P. Lamy *et al.*, Fifth SOHO Workshop, The Corona and Solar Wind near Minimum Activity, ed. A. Wilson (ESA-SP 404; Noordwijk:ESA) (1997) p.491.
- [17] R. Esser, S. Fineschi, D. Dobrzycka, S.R. Habbal, R.J. Edgar, J.C. Raymond and J.L. Kohl, *Astrophys. J.* **510**, L 63 (1999).
- [18] A. Canals, A.R. Breesn, L. Ofman, P.J. Moran and R.A. Fallows, *Ann. Geophys.* **20**, 1265 (2002).
- [19] Landini, M. and B.C. Monsignori-Fossi, *Astron. Astrophys. Supp.* **82**, 229 (1990).
- [20] T.K. Suzuki, *Astrophys. J.* **659**, 1592 (2007).