

磁気流体数値実験で探る恒星コロナ加熱

鷺ノ上 遥 香

〈大阪大学大学院理学研究科宇宙地球科学専攻 〒560-0043 大阪府豊中市待兼山町 1-1〉
 e-mail: washinoue@astro-osaka.jp



表面对流を持つ小質量星の上空には、温度が100万度以上の高温コロナ大気が存在します。恒星コロナからは紫外線やX線が絶えず放射されており、それらは惑星系の形成・進化や星間ガスの電離状態など、周囲環境に大きな影響をもたらします。このような宇宙における恒星コロナ放射の役割を理解するためには、コロナ加熱のメカニズムおよび様々な恒星環境におけるコロナの性質や活動性を明らかにする必要があります。本稿では、磁気流体数値実験によって調査した高温コロナの形成条件と多様性について、さらにはコロナの金属量依存性についての研究成果をご紹介します。

1. はじめに

1.1 恒星コロナ

太陽を含む小質量恒星の大気は、物理状態の異なる複数の層から構成されています。図1は太陽大気の大気温度・密度構造を示したものです。約6000度の光球から上空へ向かうと温度は低下していきませんが、ある場所 ($T=T_{\min}$) から温度が上昇に転じます。ここから数千~1万度程度の彩層があり、その上に温度が急上昇する遷移層、そして最上部に100万度を超えるコロナが存在しま

す。我々はこの高温プラズマ（電離した気体）から放射される紫外線やX線を捉えることによってコロナを観測することができます。

コロナではどのようにして約100万度という高温状態が実現されているのでしょうか。コロナ加熱のエネルギー源は、星表面の対流運動にあります。対流と恒星磁場の相互作用によって生成されたポインティングフラックス（電磁場のエネルギー流束）が、何らかの磁気的なプロセスによって上方へ輸送され、その場で散逸することで周りのガスを加熱していると考えられています。有力な加熱機構の候補としては光球から発生する磁気流体波の散逸や、磁気リコネクションによるエネルギー解放などが提案されています。コロナ加熱機構の物理的詳細については、過去の天文月報にわかりやすい解説記事が掲載されていますので、そちらをご覧くださいと思います [1, 2]。

太陽に限らず、表面对流が存在する星の上空にはコロナ大気が形成されます。実際、1978年に打ち上げられた Einstein 衛星による X 線観測から始まり今日に至るまで、たくさんの恒星コロナ活動が検出されています。さらにこれらの観測を通じて、スペクトル型や年齢、組成といった星の特徴量の違いに応じてコロナからの X 線光度が幅広

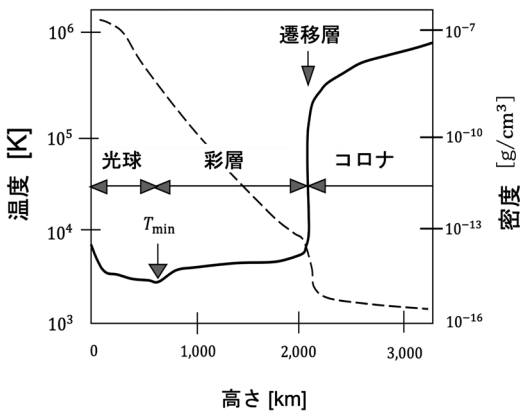


図1 小質量恒星大気の大気温度（実線）・密度（点線）構造。スケールは太陽大気を想定。

い値をとることが明らかになっています [3].

1.2 多様な恒星コロナ環境の理解へ

近年の観測性能や数値計算技術の向上によって、コロナ加熱の理解は格段に進んでいます。これまで、コロナ加熱の研究は我々にとって最も身近な太陽を中心に発展してきました。その結果、コロナ加熱をはじめ太陽大気中で観測される様々な現象（フレアや太陽風など）を理論的に説明したり、数値計算によってそれらを再現することが可能となりつつあります。一方、前節で述べたように恒星環境の多様性にも注目が集められています。最近ではコロナ加熱機構が太陽や他の太陽型星において普遍的であることが観測的に強く示唆されているほか [4]、太陽以外の晩期型星におけるコロナ加熱を数値計算によって再現する試みもなされています [5, 6]。加えて最近の惑星科学の進展により、惑星系の多様性や生命の起源を探るうえで、中心星からのX線・紫外線放射特性を理解する必要性がますます高まっています。このような背景のなか、私は紫外線やX線を放射する高温コロナはどのような条件下で形成されるのか、コロナ大気の物理状態や放射特性は星によってどのように違うのかを明らかにしたいと考えました。

小質量星大気は図2（左）に示されているような様々な温度・長さスケールのループ構造から構

成されており、このうち高温なものはコロナループと呼ばれています。コロナループはコロナ大気の基本構成要素であり、恒星からの高エネルギー放射の大部分を担っています。本研究では、恒星表面から伸びるループ上の磁力線構造を模擬し（図2（右））、磁気ループ中のエネルギー輸送とガス加熱を解く磁気流体数値計算を行うことで恒星コロナの形成と多様性の解明に迫りました。以降はこれらに関する2つの研究内容についてご紹介します。

2. 高温コロナの形成条件

2.1 さまざまな彩層温度構造

コロナ加熱を理解するためには、光球からコロナまでの大気層においてエネルギーがどのように輸送され、それがどのような効率で散逸するかを調べる必要があります。低層からのエネルギー輸送を調べる上で、本研究では光球とコロナの間に位置する“彩層”に着目しました。

彩層は、様々な物理状態の遷移が生じる複雑な領域として知られています。例えば、彩層下部から上部へ向かうにつれてプラズマは部分電離状態から完全電離状態に変化するほか、光学的に厚い状態から薄い状態に遷移します。また、ガス圧と磁気圧の比で定義されるプラズマベータの値も1以上から1未満と変動し、上部は磁場の効果が重

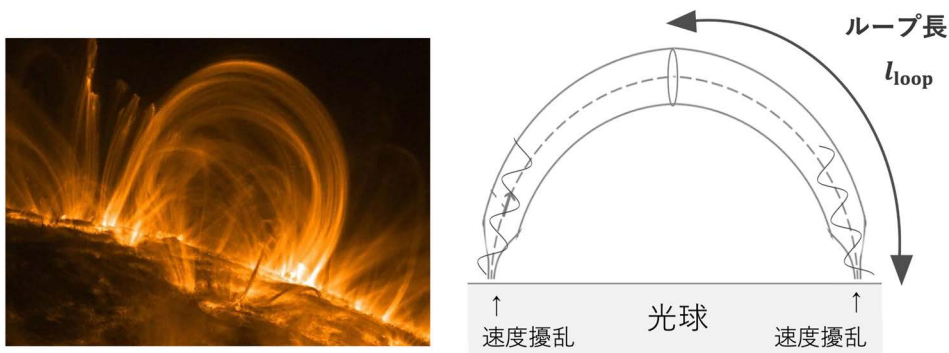


図2（左）太陽観測衛星TRACE（Transition Region and Coronal Explorer）によって撮影されたコロナループ画像。（右）本研究で用いた磁気ループのモデル。磁力線（点線）に沿った磁気流体数値実験を行った。

要になる領域となります。

このような複雑な物理状態をもつ彩層は図1のような平行平板大気ではなく、実際には様々な温度構造を持ちうるということが、近年の理論・観測双方の研究から明らかになっています。特に、これまで彩層下部に位置する温度最低値は $T_{\min} \sim 4000$ K程度と認識されてきましたが、 T_{\min} に大きな不確定性があり、太陽観測や数値計算の結果からは $T_{\min} < 2000$ Kから $T_{\min} \sim 5000$ Kまでの幅広い値をとることが示唆されています [7, 8]。先述したように、コロナ大気は星表面における対流運動のエネルギーが光球・彩層を通じて輸送され、上空で散逸・熱化することで形成されると考えられています。 T_{\min} の違いは彩層の温度構造や密度構造の違いにも対応するため、低空から上空へのエネルギー伝搬、すなわち高温コロナ形成に大きく影響を与える可能性があるのです。

一方、過去の研究では彩層やコロナで起こる物理現象はそれぞれ個別に調べられる傾向が強く、光球から彩層、コロナまでのエネルギー輸送を一貫して理解するための試みは十分とは言えない状況がありました。複数の大気層を扱う数値計算は2000年代以降可能となってきたものの [9-11]、そのような計算では複雑な物理過程（非理想磁気流体力学的効果や非局所的熱力学平衡輻射輸送）を考慮する必要のある彩層が簡易的にモデル化されてしまっているという問題がありました。彩層に対しては古くから使われてきた経験的モデル ($T_{\min} \sim 4000$ K程度の温度最低層を持つ彩層 [12]、図1) が多く採用されてきました。したがって、実際に観測されている低温 ($T_{\min} < 4000$ K)・高温 ($T_{\min} > 4000$ K) の彩層が存在している場合に、上空大気の物理状態がどのように応答するかが理解されていないという現状があります。このような背景を踏まえ、我々はコロナ加熱における彩層熱構造の役割について調査を行いました。

2.2 コロナ形成における彩層温度の影響

我々はコロナ大気の基本構成要素である磁気

ループに沿った1次元の磁気流体数値計算を行い、コロナ加熱に対する彩層温度の影響を調べました。ここでは図2のように、ループの両足元から速度擾乱を注入することで磁気流体波を発生させ、このうちのアルフベン波が衝撃波や乱流生成を介して散逸し、ガスを加熱する過程を計算しています。本研究ではループの長さや彩層温度を変えた複数の計算を実行し、大気構造の比較を行いました。なお、彩層温度は輻射冷却のカットオフ温度を導入することによって設定しました。計算中でガスの温度がカットオフ温度よりも低くなった時に輻射冷却を遮断するという処理をすることで、大気の最低温度 T_{\min} および彩層の温度構造を決めています。

今回数値実験を行ったすべての場合の結果に対し、ループ長と彩層最低温度（時間平均値）との対応を図3にまとめました。以降の結果では、彩層温度を特徴付ける量として大気の最低温度である T_{\min} を用います。図中の白点はコロナが形成さ

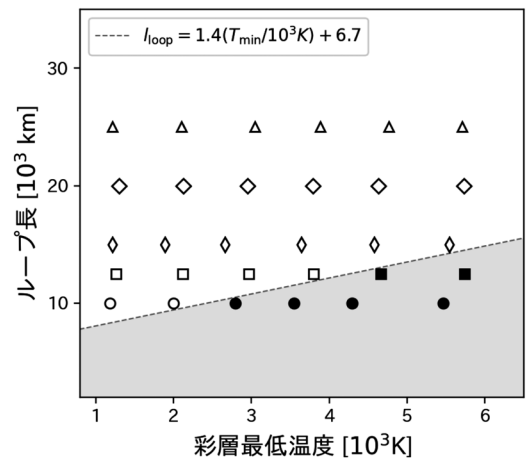


図3 異なる彩層温度とループ長に対するコロナ加熱数値計算結果をまとめた図 ([13] の図13を改変)。白い点は高温コロナが形成された場合（ループトップ温度が50万 K以上）、黒い点はコロナが形成されなかった場合（ループトップ温度が50万 K未満）をあらわす。図中灰色部分は式を満たさず、高温コロナが形成されない領域に対応する。

れた場合を、黒点は形成されなかった場合を示しています。この結果から、コロナ形成はループ長と彩層温度によって制御されているということがわかります。

例えばループ長が5万 km 以上の場合は、彩層の温度に依らず全てのケースで100万度以上のコロナが形成されています。一方、ループ長が1.25万 km 以下と短い場合(図中の四角、丸)では、彩層温度が高い場合には高温のコロナが形成されなくなるという結果が得られました。以上をまとめると、ループ長が短く、彩層温度が高くなるにつれてコロナが形成されなくなるという傾向が現れます。

ループ長が短く、かつ高温彩層を持つ場合になぜ上空でコロナが形成されなくなるのでしょうか。これは、ループを占める彩層の長さ割合の違いに関係しています。まず、彩層の温度が高いと大気のスケーラハイトが大きくなることから厚い彩層が形成されます。厚い彩層が形成されると、彩層が磁気ループの長さの大部分を占有することになります。

ここで、いったん上空大気が高温(～100万度)まで加熱された場合を考えます。加熱されたループ上部のガスは主に熱伝導によって冷却されますが、熱伝導効率にはコロナ領域の長さの2乗に反比例するため、短いループでは熱伝導冷却が促進されます。したがって、この高い熱伝導効率に対抗して高温コロナを維持するための加熱が不足し、厚い高温彩層を持つ短いループではコロナが形成されなくなるのです。

数値実験の結果をまとめると、我々はコロナの形成条件が以下のような形式で書けることを見出しました;

$$l_{loop} > a (T_{min} / 10^3 \text{ K}) + l_{th}. \quad (1)$$

l_{loop} はループ長、 T_{min} は彩層の最低温度を表しており、 a, l_{th} は定数です。太陽コロナループにおいてはコロナ磁場強度が10 G程度の場合、 $a=1.4 \times$

$10^3 \text{ km}, l_{th}=6.7 \times 10^3 \text{ km}$ が得られています(図3)。

本研究で得られた重要な知見は、彩層の熱構造とその上空のコロナ加熱は密接に関係しており、特にループ長が短い場合、彩層の加熱はコロナ形成を妨げる働きをする可能性があるということです。この結果および式(1)を観測によって検証するためには、ループ長と彩層-コロナまでの温度構造、そしてコロナ磁場強度を得る必要があります。現在のところこれらを同時に測定した観測例はありませんが、例えば今後は次世代太陽観測衛星 SOLAR-C によって、幅広い大気層の温度データ取得の実現が可能となる見込みです。このような観測によって、近い将来我々の結果の整合性が検証されることを期待しています。

3. コロナの性質に対する金属量の影響

3.1 異なる金属量環境下での磁気流体数値実験

宇宙にはたくさんの恒星が存在し、そのうちの大部分を占める小質量星がコロナ大気を有しています。コロナの物理的性質やX線・紫外線放射の強さは星によってどのように変わるのでしょいか。この問いに向き合うため、私は星の特微量の1つである“金属量”(もしくは元素組成)に着目しました。ここで言う金属量とは水素とヘリウム以外の元素量を表します。

私が金属量の違いに焦点を当てている理由は、金属量が大气の輻射冷却効率に大きく影響するためです。図4は、光学的に薄いプラズマに対する金属量(Z)ごとの放射冷却関数($\Lambda(T)$)を示しています。例えば太陽大気では高階電離した鉄イオンなどの輝線放射が主な冷却を担っていますが、金属量の違いはこのような冷却を担う元素の存在量の違いに対応します。したがって金属量が異なると冷却効率も大きく変わることになり、金属量はコロナの物理状態を決める上で非常に重要なパラメータであると考えられます。しかしながら、恒星コロナの性質に対する金属量依

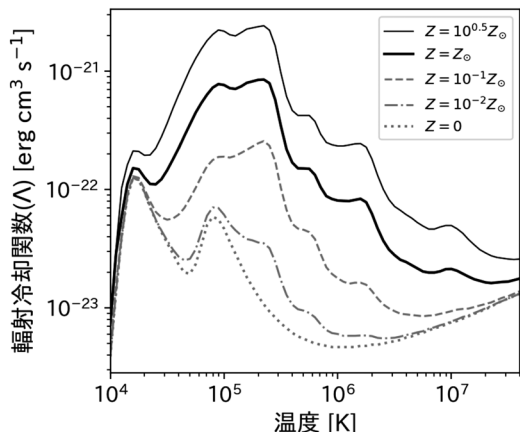


図4 光学的に薄いガスの輻射冷却関数 [14] ([15] の図1を改変). 異なる線種は異なる金属量の関数を表す.

存性についてはこれまでは観測・理論ともに十分な調査が行われていませんでした.

本研究では、様々な金属量環境下で形成されるコロナループ加熱の磁気流体数値実験を行いました. ここでは金属量依存性をわかりやすく理解するために、星やループのパラメータは全て同一に設定し、金属量のみを変えた計算を行いました. 具体的には、計算で解くエネルギー方程式に含まれる輻射冷却関数を異なる金属量のものに変えて計算を実行し、コロナ形成とその性質の違いを調べました (図4).

我々の数値実験の結果、全ての金属量の場合で100万度以上の高温コロナが形成されることが確認されました. 図5は、形成されたコロナループ上部における温度・密度の時間平均値を金属量 (太陽金属量で規格化した値) に対してプロットしたものです. この結果から、金属量が少ないほどコロナの温度が高く、密度も高くなっていることが分かります. これは、先述した輻射冷却効率の違いがもたらす傾向です. 金属量が少ないと、輻射冷却が抑制されることでガスがより高温の状態に保たれます (ただし、温度は熱伝導 $\propto T^{7/2}$) によって緩和されるために温度の違いはそれほど顕著に現れません). 一方、コロナ中での輻射冷

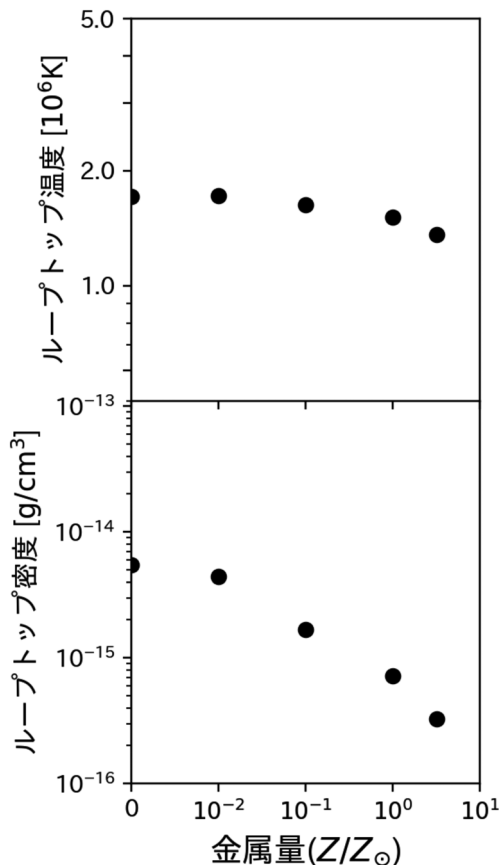


図5 時間平均したコロナ温度・密度の金属量依存性 ([15] の図4を改変). 横軸は太陽金属量で規格化した値に対応する.

却率は冷却関数 $\Lambda(T)$ と密度の二乗を掛け合わせることで計算できます. 金属量が低い場合は Λ の値が小さい分、同じ100万度程度の大気形成にはより高い密度が必要になります. このような釣り合いを考えると、金属量が少ないほどコロナの密度が高くなるということが説明できます.

コロナ密度に対する強い金属量依存性は、コロナからのエネルギー放射を考えるうえで非常に重要です. そこで、金属量が異なる恒星大気からのエネルギー放射を見積もるために、計算したコロナループを典型的構成要素とするコロナ大気からのX線放射フラックスを算出しました. 図6は、星からのX線放射フラックスの金属量依存性を示

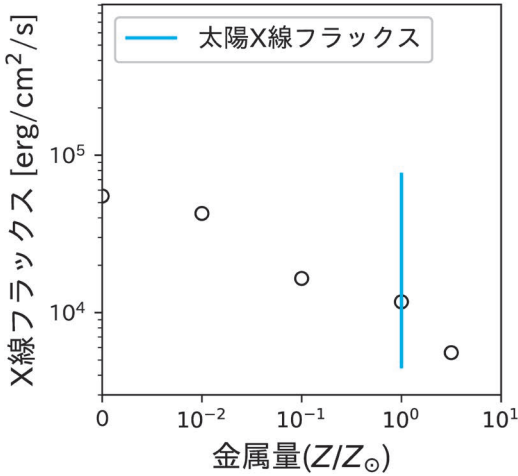


図6 X線光度フラックスの金属量依存性 ([15]の図5を改変)。縦線は観測されている太陽X線フラックスの範囲を表す [16].

したものです。図中の縦線は観測されている太陽のX線放射フラックスの範囲に対応しています。我々が見積もった値が観測値の範囲内に収まっていることから、ここでのフラックス算出法がおおよそ妥当であることが分かります。金属量の違いに注目すると、低金属量側で放射フラックスが大きくなっています。コロナ密度は金属量に大きく依存するため、密度の2乗に比例する放射光度フラックスも金属量によって大きく影響を受けるのです。

低金属量コロナからのX線は、1990年代にROSAT衛星によって観測されています [17, 18]. この調査では、低金属量星は一般に年齢が古いため星の磁気活動性が弱く、サンプルの多くはX線で比較的暗いものとして観測されました。しかしながら、年齢が古いにも関わらず太陽よりもはるかに強いX線放射を示す低金属量星が一部存在することも報告されています。我々の結果は、このような一部の観測的特徴（金属欠乏星からの強いX線放射の傾向）を説明することができます。

3.2 恒星コロナのスケーリング則

前章では、コロナ大気物理量は金属量に依存するというを磁気流体数値実験の結果から説

明しました。本研究ではさらに、この依存性をより定量的かつ体系的に理解するため、定常コロナの物理量を結ぶスケーリング関係式の導出を行いました。

太陽物理学の分野では、定常コロナループの物理量を関係づける伝統的なスケーリング則 (RTV 則) がよく知られています [19]. RTV スケーリング則は定常コロナ中で加熱 (E_H) と放射冷却 (E_R), 熱伝導冷却 ($-\nabla \cdot F_c$) が釣り合うという以下のエネルギー平衡式から導くことができます;

$$E_H + E_R - \nabla \cdot F_c = 0. \tag{2}$$

ここでループ内の圧力一定を仮定し、太陽金属量の輻射冷却関数 (図4の太実線) を冪乗則で近似すると、最終的に以下の関係式が導かれます;

$$T_{\max} \approx 1400 (Pl)^{1/3},$$

$$E_H \approx 9.8 \times 10^4 P^{7/6} l^{-5/6}. \tag{3}$$

ここで、 T_{\max} , P , l , E_H はコロナの最大温度、圧力、ループ長、加熱率を表します。これらの関係式は、太陽コロナ観測や数値計算結果の解釈のために広く用いられてきました。

しかし、RTV スケーリング則は他のすべての恒星コロナに対しても適用できるわけではありません。式 (3) の導出には、太陽金属量・元素組成の輻射冷却関数 (図4の太実線) を冪乗則で近似した式が用いられています。したがって、太陽とは異なる金属量・元素組成を持つ恒星コロナには直接適用することができないのです。

このことから、私はこれまでの太陽RTV スケーリング則を拡張し、あらゆる恒星コロナに対して適用できる一般的なスケーリング則が必要であると考えました。導出過程はRTV 則と同じ単純なものです。我々は輻射冷却項に関わる部分を修正して以下のように式を一般化しました;

$$T_{\max} = a(\alpha, \chi) (Pl)^{b(\alpha)},$$

$$E_H = c(\alpha, \chi) P^{d(\alpha)} I^{e(\alpha)}. \quad (4)$$

$a - e$ は α, χ の関数であり、これらは輻射冷却関数の形に依存する値をとります ($\Lambda(T) \approx \alpha T^\chi$). 形式は少し複雑になりますが、これらの式によって太陽コロナに限らず様々な金属量・元素組成を持つ恒星コロナの定常物理状態を記述することができます。この太陽RTVスケーリング則の一般化は、太陽-恒星-惑星間の接続的研究の需要が高まる現代において有用なアップデートであると考えています。

今回解析的に導出したスケーリング則(式(4))は、前章の磁気流体数値計算の結果とも整合的であることが確認されています。数値計算では乱流や衝撃波生成を含む磁気流体力学的効果を取り入れた動的なループを扱いましたが、時間平均したコロナの物理量は、静的ループの仮定から導出されたスケーリング則から算出された物理量とほぼ一致するという結果を示しました。これは、エネルギー平衡状態にある静的ループの仮定から導出したスケーリング則であっても、実際の恒星コロナ大気の平均的な物理状態を表すことができ、今後の観測との比較にも有用であることを示唆します。

4. 今後の挑戦

本研究では、恒星コロナ大気の形成と性質について新たに以下の結果を得ることができました；

- 1) 高温コロナ大気は

$$l_{loop} > a (T_{min} / 10^3 K) + l_{th}.$$

を満たす場合に形成される。

- 2) 形成されたコロナループの定常物理状態は

$$T_{max} = a(\alpha, \chi) (PI)^{b(\alpha)},$$

$$E_H = c(\alpha, \chi) P^{d(\alpha)} I^{e(\alpha)}$$

というスケーリング則によって記述される。

本稿の内容は様々な恒星環境を理解するための土台となる研究として位置づけられます。いずれの関係式も、これから本格的な運用が始まるSOLAR-CやXRISMといった高性能観測によって検証され、さらに恒星大気の物理量診断に役立つことを期待しています。

本稿では恒星のうち、特に主系列段階にある星のコロナ研究についてご紹介しました。しかし実際には、前主系列星や赤色巨星といった幅広い星の進化段階においてもコロナ大気は存在します。また、星からの紫外線・X線放射源は定常的なコロナ放射だけではなく、大気中の爆発現象であるフレアに代表されるような非定常な高エネルギー放射も存在します。本研究を起点に今後はさらに研究の幅を広げ、星の磁気活動(コロナやフレア)に由来するエネルギー放射の性質を統一的に理解したいと考えています。

恒星コロナの研究意義は星単体の理解だけではなく、コロナからの紫外線・X線放射による恒星周囲環境への影響の解明にもあります。具体的には、惑星系形成に伴う原始惑星系円盤の進化[20]、惑星の大気散逸等による惑星環境への影響[21]、周囲のガス電離による宇宙の構造進化への影響[22]などが挙げられます。これらは星・惑星形成、宇宙化学/生物学、観測的宇宙論といった様々な分野とクロスオーバーする研究課題です。系全体の進化を議論する際、現在は星からの放射が単純な定数のようなものとして取り扱われる場合が多く、太陽・恒星物理学の知見が十分に活用されていない印象があります。このような問題意識をベースに、今後は幅広い天文分野との接続的研究を展開していくことで、宇宙における星の放射の役割について理解を深めていきたいです。

謝辞

本稿の内容は、筆者の出版済み論文[13, 15, 23]および博士論文の内容に基づいています。大学院生時代の指導教官であり共同研究者の鈴木建

氏には、これらの研究を進めるにあたり手厚くご指導していただきました。この場を借りて深く感謝申し上げます。また、共同研究者の庄田宗人氏をはじめ、研究活動を支えてくださった皆様に心より感謝いたします。最後に、本稿の執筆を勧めてくださいました編集委員の鳥海森氏、岡本文典氏に感謝申し上げます。

参考文献

- [1] 鈴木 建, 犬塚修一郎, 2006, 天文月報, 99, 205
 [2] 松本琢磨, 2015, 天文月報, 108, 175
 [3] Güdel, M., 2004, A&A Rev., 12, 71
 [4] Toriumi, S., & Airapetian, V. S., 2022, ApJ, 927, 179
 [5] Cranmer, S. R., & Saar, S. H., 2011, ApJ, 741, 54
 [6] Sakaue, T., & Shibata, K., 2021, ApJ, 919, 29
 [7] Leenaarts, J., et al., 2011, A&A, 530, A124
 [8] da Silva Santos, J. M., et al., 2020, A&A, 634, A56
 [9] Suzuki, T. K., & Inutsuka, S.-i., 2005, ApJ, 632, L49
 [10] Matsumoto, T., 2018, MNRAS, 476, 3328
 [11] Shoda, M., et al., 2018, ApJ, 853, 190
 [12] Vernazza, J. E., et al., 1981, ApJS, 45, 635
 [13] Washinoue, H., et al., 2022, ApJ, 938, 126
 [14] Sutherland, R. S., & Dopita, M. A., 1993, ApJS, 88, 253
 [15] Washinoue, H., & Suzuki, T. K., 2023, ApJ, 953, 74
 [16] Johnstone, C. P., & Güdel, M., 2015, A&A, 578, A129
 [17] Fleming, T. A., & Tagliaferri, G., 1996, ApJ, 472, L101
 [18] Ottmann, R., et al., 1997, A&A, 322, 785
 [19] Rosner, R., et al., 1978, ApJ, 220, 643
 [20] Gorti, U., & Hollenbach, D., 2009, ApJ, 690, 1539
 [21] Sanz-Forcada, J., et al., 2011, A&A, 532, A6
 [22] Washinoue, H., & Suzuki, T. K., 2021, MNRAS, 506, 1284
 [23] Washinoue, H., & Suzuki, T. K., 2019, ApJ, 885, 164

Studies on Stellar Coronae Using Magneto-hydrodynamic Simulations

Haruka WASHINOUE

Osaka University, Department of Earth and Space Science, 1-1 Machikaneyama, Toyonaka, Osaka 560-0043, Japan

Abstract: Stars with surface convections possess hot coronae whose temperature is above 1 million Kelvin. Stellar coronae continuously emit ultraviolet and X-rays, and they could have a significant impact on its surroundings such as the formation and evolution of planetary systems and the ionization history of our Universe. To understand a role of coronal emission in our universe, we need to elucidate the mechanisms of coronal heating and coronal activity under various stellar environments. In this article, we discuss our latest research that studies the condition of coronal formation and coronal properties with different metallicities using magnetohydrodynamic simulations.