

「2015年度最優秀発表賞受賞論文」

# 磁気流体波動がガス惑星の大気散逸と大気構造に与える影響

田中 佑希<sup>1,2</sup>, 鈴木 建<sup>1,3</sup>, 犬塚 修一郎<sup>1</sup>

2016年3月29日受領, 査読を経て2016年4月26日受理.

(要旨) ホットジュピターのような短周期ガス惑星では, 大量の質量放出が発生していることが紫外線でのトランジット観測から明らかになっているが, その詳細なメカニズムについてはまだ解決されていない点が多く残されている. 我々はガス惑星大気中の磁気流体波動の伝播とその散逸によって, 惑星からの大気の流れ力学的な流出が駆動されるというモデルを提案し, 磁気流体力学シミュレーションを行うことによってそのモデルの検証を行った. その結果, 磁気流体波動の散逸によってガス惑星の高層大気は高温に加熱され, 大気の乱流が一定の強度以上であれば, 観測されている値と整合的な質量放出率が得られることが判明した. さらに質量放出率と大気構造の, 惑星質量や半径などのパラメータ依存性についても議論し, 質量放出率は大気の圧力スケールハイトに強く依存している事を示した. またこのモデルを大気散逸が観測されている惑星 GJ 436b に対して適用した結果, 従来の大気散逸駆動モデルでは説明が困難であった観測的特徴を説明出来るパラメータが存在することが判明した. 我々の研究は, ガス惑星大気中の磁気流体波動は大気散逸や大気構造に大きな影響を与える事を意味するものである.

## 1. はじめに

現在までに多数の太陽系外惑星が様々な検出手法によって発見されており, その個数は2000個を超える. 特に, 宇宙望遠鏡であるケプラーによるトランジット観測によって, 惑星の検出個数は飛躍的に増加した [1]. 最近では, 軌道長半径や惑星の質量といった基本的な物理量のみならず, 惑星の組成や構造といった情報も明らかにされつつあり, 系外惑星は非常に多様性に富んでいる事も分かっている. このような多様な姿をした惑星系がどのように形成され, どのように進化してきたのかという点は, 惑星科学や天文学における非常に重要な研究課題の一つである. また, 惑星系の形成や進化を考える上では, 個別の惑星がどのような特性を持っているかを知ることも重要であり, 観測, 理論の両面から多くの研究が行われている.

系外惑星は, その軌道長半径や質量などの特徴によって様々に分類される. その一例が, 本稿で着目するホットジュピターと呼ばれるタイプの惑星である. ホットジュピターとは, 主星に極めて近い位置を公転している巨大ガス惑星のことであり, 主星からの強い輻射を受けているため, 名前の通り表面温度は1000 Kを超える高温となっている. ホットジュピターは, 質量や半径, 軌道長半径的に比較的検出や観測が行いやすい惑星であり, 初めて存在が確認された主系列星まわりの系外惑星であるベガス座51番星bも, ホットジュピターに分類される惑星である [2]. 系外惑星探査の黎明期には, このようなホットジュピターが多く発見された.

系外惑星の特性を探る上で非常に重要な手法がトランジット法である. 地球から見て惑星が主星の手前を横切る位置関係になる場合, 主星からの光が惑星によって遮られる事によってわずかに減光を起こす. この減光を捉えることによって惑星を検出する事ができ, また減光率と主星の半径から惑星の半径を決定するこ

1. 名古屋大学理学研究科

2. 国立天文台

3. 東京大学大学院総合文化研究科

yuki.tanaka@nao.ac.jp

とが可能となる。同じく主要な系外惑星の検出手法である視線速度法と組み合わせることによって惑星の質量を決定することが出来るため、惑星の平均密度が判明し、惑星の組成に関する重要な情報が与えられる。さらに惑星がトランジットを起こしている時は、主星からの放射の一部は惑星の大気を通過してやってくることになる。そのため、惑星がトランジットしている時としていない時のスペクトルの変化から、惑星の大気の情報を引き出すこともでき、このような観測(トランジット分光観測)も近年盛んに行われている。例えば、可視光、近赤外線領域では、惑星大気中のアルカリ金属や分子種の検出、大気温度構造の推定などが行われており、また近紫外線領域も含めた広い波長帯での観測からは、大気中におけるレイリー散乱やエアロゾルによる散乱、雲やヘイズの有無といった様々な大気特性が明らかにされつつある[e.g., 3].

このように、系外惑星の多波長でのトランジット観測からは非常に興味深い情報を得ることができ、様々な惑星の現在の様子や進化を理解する上で重要な手段である。さらに波長の短い紫外線領域でのトランジット観測も同様に重要である。紫外線は吸収断面積が比較的大きく、惑星の希薄な高層大気を探るのに適している。これまでに行われた紫外線のトランジット観測からは、惑星の高層大気や散逸していく大気に関する非常に興味深い結果が得られている[e.g., 4]. ホットジュピターのようないくつかの短周期惑星では、大量の大気散逸が発生している事を示唆する観測が得られており、このような大気散逸現象を説明するための理論的モデルも提案されている[e.g., 5]. しかし既存の理論では説明が難しい現象も報告されており、よく理解されているとは言えないのが現状である。本研究では磁気流体力学(MHD)計算を用いて、これまでに提案されてきた大気散逸駆動機構とは異なる、惑星大気中での磁気流体波動が関与する質量放出機構について考察を行ったので、その内容について報告する。本稿ではまず、過去のホットジュピターの紫外線トランジット観測から明らかになった惑星の高層大気や大気散逸、これまでに提案されている大気散逸の駆動機構について簡単に触れる。続いて本研究でのモデルについて説明し、その結果と応用について述べる。

## 2. 短周期ガス惑星の大気散逸と大気構造

### 2.1 短周期ガス惑星の紫外線トランジット

上述のように、短周期惑星、特にホットジュピターの紫外線領域でのトランジット観測から、惑星の高層大気と大気散逸の様子を探ることが可能となる。初めての紫外線トランジット観測は、2003年にホットジュピター HD 209458b に対して行われた[4]. この観測では水素のライマンアルファ線での強い吸収が観測されている。非常に興味深いのは、紫外線でのトランジット時の減光率が、可視光での減光率と比べてずっと大きかったということである。HD 209458bの可視光線でのトランジット減光率は $\sim 1.5\%$ であるのに対し、紫外線(ライマンアルファ線)での減光率は $\sim 15\%$ であった。トランジットの減光率は惑星の大きさに対応しているため、各波長でトランジットの減光率が異なるということは、異なる波長で見た時の惑星の見かけの大きさが大きく異なるという事になる。可視光での減光率は、この惑星の半径が $\sim 1.38 R_J$ であることに対応している( $R_J$ は木星半径)。一方で紫外線でのトランジット深さは、半径に焼き直すと $\sim 4.3 R_J$ に対応し、可視光と比べて遥かに大きな値になる事が分かる。この観測結果は、このホットジュピターが可視光での半径よりもずっと大きく広がった、希薄で高温の水素からなる高層大気を持っている事を示している[4].

ホットジュピターの紫外線トランジット観測はこれまでに複数の惑星系で行われており、HD 209458bの他に、HD 189733b[6]. WASP-12b[7]. かに座55番星 b[8]で、紫外線領域での可視光よりも深いトランジットが観測されている。とりわけ、かに座55番星 bの場合は、可視光ではトランジットを起こしていないにも関わらず、広がった高層大気の部分が主星をかすめるようにトランジットを起こすため、紫外線領域でのみトランジットを観測できているという特異なケースとなっている。また、最近ではホットジュピターよりも小さいサイズの短周期惑星の紫外線トランジット観測も行われており、海王星程度の質量とサイズを持つ短周期惑星、いわゆるホットネプチューンと呼ばれるタイプの惑星である GJ 436b においても、可視光よりも遥かに深い紫外線での減光が観測されている[9].

紫外線における大きな減光率は、単に惑星が広がった高層大気を持っているということだけを意味するのではなく、大気が散逸している事も示唆している。例えば先述のHD 209458bの場合、この惑星のロッシュローブの半径は $\sim 3.6R_J$ と紫外線で見た時の見かけの半径よりも小さい[4]。そのため、高層大気的外部領域は惑星の重力が支配的でない領域にまで広がっている事になる。

さらに紫外線でのトランジットでは、光度曲線の形状が非対称になる場合があることが知られている。惑星が主星の手前を横切ることによる光度の時間変化を示すトランジット光度曲線は、可視光や近赤外線の場合は概ね対称な形状となる。しかしいくつかの紫外線トランジットでは、可視光、近赤外線でのトランジットよりも長い時間減光が続くことが知られている[e.g., 4]。これは、散逸していく希薄な大気が惑星の進行方向の後方に彗星の尾のような構造を形成し、この構造が主星からの紫外線を吸収するために発生していると解釈することが出来る。惑星本体がトランジットを終えた後も、散逸する大気によって主星が隠されるため、紫外線で観測した場合は減光がまだ続いているということである。従って、トランジット光度曲線の非対称な形状は、惑星からの大気散逸を強く示唆するものである。

紫外線トランジット時の分光観測からは、散逸する大気の力学や成分に関する情報が得られている。散逸する大気によるライマンアルファ線の吸収は青方偏移しており、この青方偏移の大きさから、HD 209458bから散逸していく大気の視線方向の速度は $\sim 100 \text{ km s}^{-1}$ 、HD 189733bの場合は $\sim 230 \text{ km s}^{-1}$ とどちらも音速を大きく超える速度に達していることが分かっている[4, 6]。また水素原子以外の重い元素による吸収線も検出されており、散逸する大気中には水素だけではなく酸素や炭素、ケイ素、マグネシウムが含まれていることが示されている[e.g., 10-12]。大気散逸を起こしている惑星はどの程度の質量放出率を持つのかという見積もりも数多くなされており、観測結果と散逸していく大気モデリングからは、初めて紫外線のトランジット観測が行われたHD 209458bにおいては少なくとも $10^{10} \text{ g s}^{-1}$ の質量放出率であると推定されている[4]。惑星や用いるモデルによって違いはあるものの、ホットジュピターからの質量放出率は $10^{10} \text{ g}$

$\text{s}^{-1}$ かそれ以上であると考えられている[e.g., 6]。

## 2.2 大気散逸の駆動機構

観測から推定される大量の質量放出率や、超音速にまで加速された散逸大気、大気中に含まれる重元素といった特徴は、ホットジュピターからの大気散逸現象はジーンズ散逸のような大気の“蒸発”ではなく、流体力学的な“流出”（ハイドロダイナミックエスケープ）であることを強く示唆している。ガス惑星の高層大気からのハイドロダイナミックエスケープを駆動する機構として有力視されているのが、主星からのX線と極端紫外線(XUV)による加熱が大気散逸を駆動するというモデルである[e.g., 5]。このモデルでは、主星からのXUV放射の一部がホットジュピターの高層大気中で光解離や光電離を介して熱化され、それによってハイドロダイナミックエスケープが駆動されるとしている。このモデルにおいては、惑星が受け取ったXUVのエネルギーのうちどれだけの割合が大気散逸の駆動に使われるかを表す加熱効率が重要なパラメータとなっている。このモデルに基づいたホットジュピターの高層大気の数値シミュレーションも多数行われており、その多くが観測から推定されている質量放出率である $\geq 10^{10} \text{ g s}^{-1}$ を再現するものとなっている。例として、Yelle(2004)では、大気中での化学反応を含んだ1次元のシミュレーションを行い、大気中での $\text{H}_3^+$ 分子による冷却が効くことによって加熱効率が下がることや、典型的なホットジュピターからの質量放出率は $\sim 10^{10} - 10^{11} \text{ g s}^{-1}$ 程度になる事が示されている[13]。さらに、散逸していく大気を加速するための機構として、主星の放射による放射圧や、高温の恒星風中の陽子との電荷交換が重要であるという指摘もなされている[14, 15]。

惑星からの大気散逸の駆動については、XUVの加熱を考慮した数値計算が多く行われ理解が進んでいる。しかし未だに解決されていなかったり、理解が不十分であると考えられたりする点は複数残されている。例えば、ホットジュピターからの質量放出率や高層大気構造の大きな時間変動性がその一例として挙げられる[16]。先述のように、短周期惑星からの大気散逸や高層大気構造は紫外線でのトランジット観測を用いて探られているが、同じホットジュピターの紫外線トランジットの結果が異なる時期の観測で大きく異なってい

たという報告が存在する。これは、そのホットジュピターの高層大気構造や質量放出率が一定ではなく、非常に大きな変動を伴う現象であることを強く示唆する結果である。変動を起こしうる要因としては主星からのXUV放射の大きな変動が考えられており、恒星フレアや彩層活動、コロナ活動などによってXUV光度が大きく変動した場合は、それに対する応答としてホットジュピターの高層大気構造や大気散逸の様子も変動する可能性がある。しかし、観測された時間変動が主星のXUV光度と相関があるかについてはあまり理解が進んでいないのが現状である。

また、散逸する大気を高速に加速する機構の理解も不十分である。既存のXUVによる加熱によって部分的に説明は可能であるが、一部の天体においては既存のモデルでは観測を説明できるほどの速度までガスを加速出来ない事が指摘されている[16]。さらには、惑星が持つ磁場の効果を考慮した大気散逸のモデル化やシミュレーションはあまり行われていない。電離した散逸大気が惑星の磁力線に捕らえられて質量放出率を下げる効果を含んだモデルや、電離圏内でのMHD計算を行った先行研究はあるが[17]、惑星の磁場そのものが大気散逸現象に関与することについての研究はこれまでに存在しなかった。そこで我々は、惑星大気内でのMHD計算を用いて、惑星の磁気的活動が関与する大気散逸の駆動の可能性を検証し、未解決の問題を解決出来るかについて検討を行った。

## 2.3 系外惑星の磁場

大気散逸現象からはやや話が逸れるが、後に述べる我々が提案している大気散逸の駆動モデルにおいて重要であるため、我々のモデルの説明に入る前に系外惑星の磁場についてもここで簡単に紹介しておきたい。

現在のところ系外惑星の磁場の直接の観測的な証拠は存在しないが、磁場の存在を示唆する観測や、磁場の強度に制限を与えようという観測が行われている。その一例が、多数のホットジュピターに対する150 MHzの電波での二次食の観測である[18, 19]。二次食とは、惑星が主星を隠すトランジットとは逆で、観測者から見て惑星が主星の背後に回ることによって惑星からの放射光や反射光が見えなくなる現象のことである。可視光や近赤外線での二次食観測はこれまでに盛んに行われており、惑星表面での反射光や熱放射の検出、大

気構造や大気循環への示唆などを与える重要な観測的手段の一つとなっている。惑星が強い磁気圏を持ち、それに由来する電波放射がある場合は、二次食の最中にその電波放射が遮られ弱くなることで惑星からの電波放射を検出することが可能となる。これまでに行われた150 MHzでの電波の二次食観測では、ごく一部を除くほとんどのホットジュピターでは二次食は検出限界以下であり、この波長帯における電波放射は弱いという結果が得られている。また二次食と思われる減光が検出された一部についても、惑星磁気圏由来の電波放射かどうかは未確定である。これらの観測からは、多くのホットジュピターにおける磁場の上限値は $\sim 50$  Gであるという制限が付けられている[18, 19]。惑星磁気圏からの電波放射の典型的な波長は磁場の強度に依存するため、SKAなどを用いた今後の電波観測によって、将来的には系外惑星の磁気圏からの電波放射の検出が期待されている。

その他には、ホットジュピターの紫外線トランジット観測と大気散逸のモデリングとの組み合わせから、ホットジュピターの磁気モーメントの大きさを推定した研究も存在する。これによると、HD 209458bの磁気モーメントの大きさは木星の $\sim 10\%$ と推定されており、自転周期が潮汐固定されているホットジュピターは木星より弱い磁場を持つという複数の理論的な予測を支持する結果となっている[20]。さらに、近紫外線でのトランジット光度曲線の特異な形状を、ホットジュピターの持つ磁気圏と恒星風の相互作用によって形成されたバウショックによって説明を試みた理論モデルも存在する。このモデルは、惑星の公転の先行方向にバウショックが形成され、その部分に物質が集まって近紫外線に対して不透明になるために、近紫外線でのトランジットの開始が可視光よりも早くなるというものであり、これによってWASP-12bの近紫外線トランジットの光度曲線が説明出来るとしている[21]。ただし近紫外線での光度曲線の形状をバウショックで説明するモデルには異論も存在し[22]、今のところ明確な結論は出ていない。

## 3. 磁気流体波動が駆動する質量放出

ここでは、我々が提案している磁気流体波動による質量放出の駆動モデルについて紹介する。ガス惑星大

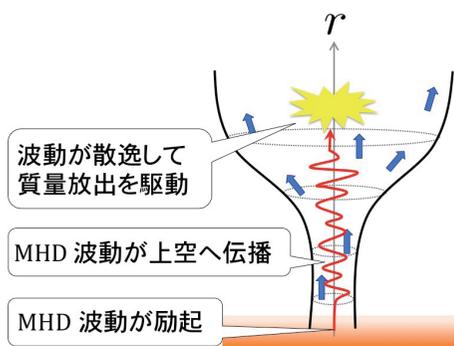


図1：磁気流体波動による質量放出モデルの模式図。図中の $r$ 軸は天体中心からの動径方向を示している。天体が磁場を持っており、表面に一定の強さの乱流が存在する場合、表面で磁気流体波動が励起されて上空へ伝播する。上空で波動が散逸してガスを加熱し、またガス流を駆動することで質量放出が駆動される。

気中における磁気流体波動の大気構造と大気散逸への影響を定量的に評価するため、我々は太陽風加速とコロナ加熱に関する数値計算モデルのガス惑星への拡張を行った[23, 24]。磁場を持つ天体の表面に乱流が存在する場合、様々な種類の磁気流体波動が励起される[25]。磁気流体波動とは電離したプラズマの中を伝播する波動のことであり、磁場の効果を考慮した磁気流体力学において重要な役割を果たす。磁気流体波動にはその特徴に応じて様々な種類があるが、ここで特に重要になるのは磁力線に沿って伝播するアルフヴェン波である。アルフヴェン波は磁気張力を復元力として伝わる非圧縮波であり、イメージとしては磁力線上を伝わっていく横波である。磁場を持つ天体の表面に擾乱が存在する場合、磁力線にも擾乱が与えられ、アルフヴェン波を含む磁気流体波動が生まれることとなる。このような状況下では、アルフヴェン波が様々な散逸過程を介してエネルギーを上空へ運ぶことによって上空を加熱し、天体からの質量放出を駆動することが知られている[e.g., 26]。太陽のような中小質量星の場合は表面对流層に由来する乱流が存在し、対流層のエネルギーが磁気流体波動の散逸を介して上空へ伝わることによって質量放出が駆動、加速されていると考えられている。図1が我々のモデルの模式図である。磁場を持つ天体の表面に何らかの理由による乱流が存在する場合、磁力線に磁気流体波動が励起され、それが上空へ伝播して散逸している様子を表現している。

天体の表面で励起された磁気流体波動は大気中を伝播するが、大気は成層構造を成しており、上空に行くにつれて密度は大きく減少している。そのため大気中でのアルフヴェン速度は上空になるにつれ急激に大きくなり、上空へ向かう波動の大部分は反射してしまうことになる。どの程度の波動が反射し、どの程度が透過できるかは大気構造や磁場の特徴に依存するが、例えば我々の惑星大気中での数値シミュレーションにおいては、外向きのアルフヴェン波のうちのわずか数%のみが上空へ透過して高層大気の加熱や質量放出の駆動に寄与し、残りのほとんどは反射されるということが分かっている[24]。さらに、上空に透過したアルフヴェン波は縦波による磁気音波を励起する。励起された音波はすぐに衝撃波を生じ、磁気流体波動の持つエネルギーが熱エネルギーとして高層大気に与えられ、またガスが加速される。結果として、天体表面の乱流のエネルギーが磁気流体波動を介して上空へ伝わり、高層大気の急激な加熱や質量放出の駆動を引き起こすという現象が発生する。

我々は、数値シミュレーションを用いて、1次元の磁束管内における磁気流体波動の伝播と散逸、それによって引き起こされるガスの加熱の時間発展を追った。磁束管の形状は図1に示したように上空で大きく開いた形状を仮定している。磁束の保存より、以下の関係式が成り立つ。

$$B_r r^2 f(r) = B_{r,0} r_0^2 f_0. \quad (1)$$

ここで、 $r$ は動径方向の座標、 $B_r$ は磁場の動径方向の成分、 $f(r)$ は動径方向の座標 $r$ における開いた磁束管のフィリングファクターを表している。また、添字の0は表面での値であることを示している。式(1)中の磁束管のフィリングファクター $f(r)$ は、簡単に言えば磁束管の形状を表すものであり、ここでは以下の関係式を用いている[27]。

$$f(r) = \frac{\exp\left(\frac{r-r_0-h_1}{h_1}\right) + f_0 - (1-f_0)/e}{\exp\left(\frac{r-r_0-h_1}{h_1}\right) + 1}. \quad (2)$$

ここで、 $h_1$ は閉じた磁気ループ構造の典型的な高さである。

式(2)で表される球対称1次元の開いた磁束管におけるMHDの基礎方程式は以下のとおりである。

$$\frac{d\rho}{dt} + \frac{\rho}{r^2 f} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 f v_r) = 0, \quad (3)$$

$$\rho \frac{dv_r}{dt} = -\frac{\partial p}{\partial r} - \frac{1}{8\pi r^2 f} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 f B_{\perp}^2) + \frac{\rho v_{\perp}^2}{2r^2 f} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 f) - \rho \frac{GM_p}{r^2}, \quad (4)$$

$$\rho \frac{d}{dt} (r\sqrt{f}v_{\perp}) = \frac{B_r}{4\pi} \frac{\partial}{\partial r} (r\sqrt{f}B_{\perp}), \quad (5)$$

$$\rho \frac{d}{dt} \left( e + \frac{v^2}{2} + \frac{B^2}{8\pi\rho} - \frac{GM_p}{r} \right) + \frac{1}{r^2 f} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r^2 f \left\{ \left( p + \frac{B^2}{8\pi} \right) v_r - \frac{B_r}{4\pi} (\mathbf{B} \cdot \mathbf{v}) \right\} \right] + \frac{1}{r^2 f} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 f F_c) + q_R = 0, \quad (6)$$

$$\frac{\partial B_{\perp}}{\partial t} = \frac{1}{r\sqrt{f}} \frac{\partial}{\partial r} [r\sqrt{f}(v_{\perp}B_r - v_rB_{\perp})]. \quad (7)$$

これらの式中の  $\rho$ ,  $\mathbf{v}$ ,  $p$ ,  $e$ ,  $\mathbf{B}$  はそれぞれ、ガスの密度、速度、圧力、単位質量あたりのエネルギー、磁場強度である。添字の  $r$  と  $\perp$  は各変数の動径方向と垂直方向の成分を示している。また、 $d/dt$  はラグランジュ微分、 $\partial/\partial t$  はオイラー微分を表している。 $G$  は万有引力定数、 $M_p$  は惑星の質量である。開いた磁束管の形状の効果は方程式中に  $r\sqrt{f}$  の項として現れており、 $f=1$  とすると通常の球対称1次元の座標系となる。式(6)のエネルギー保存の方程式中の  $F_c$  は熱伝導フラックスを表す項であり、ここでは以下の関係式を用いている。

$$F_c = \kappa_0 T^{5/2} \left( \frac{dT}{dr} \right). \quad (8)$$

ここで  $T$  はガスの温度であり、 $\kappa_0$  はCGS単位系で  $\kappa_0 \approx 10^{-6}$  である。また、 $q_R$  は輻射冷却もしくは加熱を表す項であり、ここでは大気中での輻射輸送を二流近似を用いて計算した結果から導出している。

本モデルの元となっている太陽風や恒星風の計算においては、天体の光球面を計算の内側境界としている[28, 29]。ここでは、ガス惑星大気の圧力が0.1 barとなる場所を表面とし( $p_0 = 0.1$  bar)、そこを計算の内側境界とした。またその場所での温度を惑星の表面温度とし、与えられた表面温度で  $p_0$  となるようなガス密

度を計算の内側境界での密度  $\rho_0$  とした。外側境界は惑星半径の約360倍の位置まで取り、計算格子数は6000とした。格子間隔は内側で細くなるように取っており、最も内側の領域では格子間隔は惑星半径の1万分の1に固定し、表面からの距離が大きくなるに連れて徐々に格子間隔も大きくなるように設定した。数値計算には、非線形磁気流体ゴドノフ法と特性曲線法を用いている[30]。このスキームにおいては、アルフヴェン波によって励起された圧縮性波動が、衝撃波を経て熱化される過程が自然に含まれるため、基礎方程式に特別な散逸項を含むことなく磁気流体波動の伝播と散逸を取り扱うことが出来る。

先述のように系外惑星の磁場の詳細については不明であり、大きな不定性がある。そのためここでは開いた磁束管の特徴は太陽磁場の観測結果を参考としている。太陽の場合、磁束管は表面付近では細いが、上空へ行くに従って断面積は1000倍程度と大きく広がる形状をしている[e.g., 31]。そのため光球面におけるフィリングファクターは1/1000のオーダーとなる。本研究のモデルにおいては、惑星全体で平均した磁場強度は木星と同程度とし、磁束管の根本では断面積が小さくなり、フィリングファクターに応じた強い磁場領域が存在すると仮定した。ここでは表面における磁場の動径方向の大きさを  $B_{r,0}=1.59$  kG とし、フィリングファクターは  $f_0=1/1600$  としている。そのため、開いた磁束管領域によってもたらされる平均の磁場強度は、おおむね1 G程度となる。

温度の境界条件として、ホットジュピターに典型的な値と考えられる  $T_0=1000$  K を我々のモデルにおける標準値としている。ただし惑星の表面温度は主星からの距離や主星の光度によって大きく変わるため、これをパラメータとして変化させることも可能である。惑星表面で磁力線に与える擾乱は、ガスに一定の大きさの速度分散を与えることで表現している。標準値としては  $\delta v_0 = 0.2 c_{s,0}$  を与えている。ただし  $\delta v_0$  は惑星表面での大気ガスの速度分散、 $c_{s,0}$  は表面での音速である。また、 $\delta v_0$  のスペクトルは周波数の逆数に比例させる形で与えている。結果の項で紹介するように、この値をパラメータとして標準値から変化させることで、惑星大気構造や質量放出率の乱流強度への依存性を調べる事が出来る。式(2)で表されている磁力線の形状について、磁気ループの典型的な高さは  $h_1 =$

0.5 $r_0$ としている。この高さは、磁束管が急速に拡大する高度に対応している。この値はその他のパラメータに依存して変化するが、ここでは大気圧力スケールハイトに依存して変化するものと仮定している。そのため、例えば惑星の表面温度を変化させた場合は、 $h_1$ は表面温度に比例して変化する。

天体表面における乱流の起源に関して、太陽のような中小質量星の光球面の場合は表面对流層によって引き起こされる乱流が存在する。太陽表面の場合は、乱流による音速の20–30%の大きさの速度分散が存在することが分かっている[32]。しかしホットジュピターのような系外惑星大気中での速度分散は不明であり、観測的に確認することも困難である。またホットジュピターでは、輻射層と対流層の境界は非常に深い場所に存在する事が理論的に示されている[33, 34]。これは主星からの強い加熱によって境界面が押し下げられることが原因であり、このためホットジュピターは表面に厚い輻射層を持つことになる。しかしこのような場合でも、対流のオーバーシュートや対流層からの波動の伝播がガス惑星表層の速度分散の起源となる可能性はある。また、対流層起源ではない乱流も存在すると考えられる。その一例が、ガス惑星大気の流れや循環によるものである。最近のガス惑星大気、特にホットジュピターのような環境の惑星大気の3次元モデルからは、ガス惑星は強い経度方向の大気循環を持つことが示唆されている[e.g., 35]。この強い大気循環の流速は2–5 km s<sup>-1</sup>と音速を超える流れになる事もあると予測されており、ホットジュピター大気中の強い大気循環の存在を支持する観測結果も得られている[e.g., 36]。そのため、このような強い大気の流れに起源を持つ乱流によって、惑星大気が一定の大きさの速度分散を持つことは自然であると考えられる。

## 4. 結果

### 4.1 速度分散依存性

まずは惑星の大気構造や質量放出率の、惑星表面での乱流の強度への依存性について述べる。本モデルでは、惑星表面の乱流によって磁力線にMHD波動が励起されるという状況を考えているため、乱流が強く大きな速度分散を持つ場合ほど、より多くのエネルギー

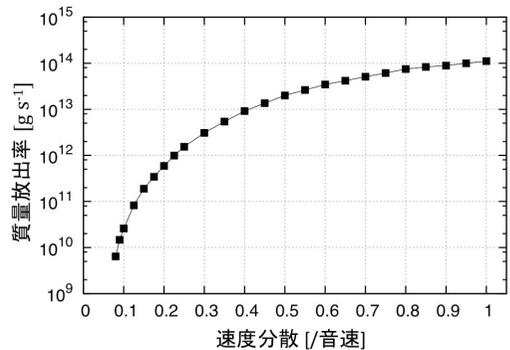


図2：惑星表面での速度分散の大きさと惑星からの質量放出率の関係。横軸は惑星表面での速度分散を音速で規格化したもの、縦軸は質量放出率である。この計算では、惑星のパラメータは木星質量、木星半径とし、表面温度は1000 Kに固定している。また磁場強度は木星と同じ値を与えている。

が磁力線に注入されているということになる。図2は、ガス惑星からの質量放出率の速度分散依存性を示している。表面での速度分散が大きいほど、つまり磁力線に注入されるエネルギーが大きいほど、質量放出率も増加していることが分かる。特に速度分散が小さい範囲では、質量放出率の速度分散への依存性は非常に大きくなっている。一方で速度分散が大きい範囲では、質量放出率の変化は鈍くなっている。これはより多くのエネルギーが注入されることで上空へ持ち上げられるガスの量が大きくなり、散逸していく大気が加速されにくくなることや、上空での大気密度が大きくなることによって輻射冷却によるエネルギーの損失が大きくなることによって引き起こされている。

質量放出率は、表面での速度分散が音速の10%の時は $2.6 \times 10^{10} \text{ g s}^{-1}$ 、音速の20%の時は $5.9 \times 10^{11} \text{ g s}^{-1}$ であった。観測から推定されているホットジュピターからの質量放出率は $\geq 10^{10} \text{ g s}^{-1}$ であるため、惑星表面で音速の $\sim 10\%$ 程度かそれ以上の速度分散が存在する場合、観測からの示唆と整合的な量の質量放出率を得られるという事が分かる。そのため、我々が提案している磁気流体波動が駆動するガス惑星からの質量放出モデルでは、観測値を十分に説明するだけの質量放出を駆動することが出来るという事が判明した。さらに、この値は従来提案されていたXUV加熱による大気散逸の駆動のモデルと同程度か、あるいはそれを上回る値を取りうるという事も分かる。従って、この大気散逸の駆動機構は、これまでに提案されてきた

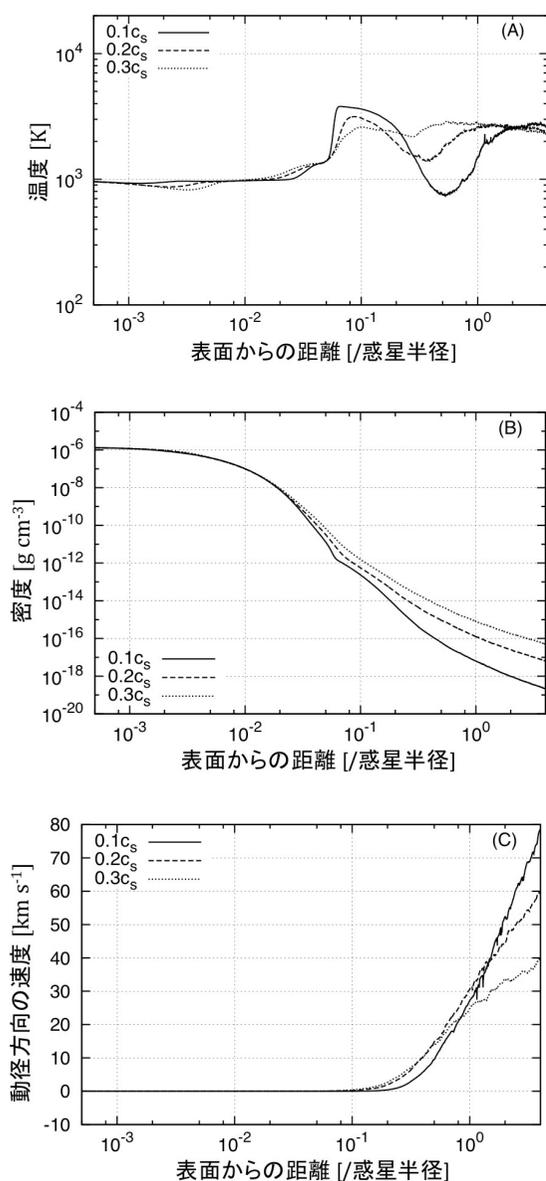


図3: 大気構造の速度分散への依存性。(A)は大気温度構造、(B)は密度分布、(C)は動径方向の速度分布の時間平均を示している。横軸は、惑星表面からの距離を惑星の半径で規格化したものであり、対数スケールで示している。温度構造と密度分布については縦軸は対数スケールで示している。実線、破線、点線はそれぞれ、表面での速度分散が音速の10%、20%、30%の時を表している。

XUV駆動の大気散逸と並んで重要な大気散逸の駆動源である可能性がある。

次に大気構造の速度分散依存性を紹介する。図3は、大気温度構造、密度分布と動径方向の速度分布の時

間平均を示したグラフである。まず大気温度構造(A)を見ると、大気の下層部分では温度はほぼ等温になっていることが分かる。大気の下層部分でもMHD波動の散逸は発生しているものの、まだガスの密度・圧力が高く、MHD波動の散逸によるエネルギーの解放が大気に与える影響は限定的である。しかしガス圧が低下する上空では急激に加熱が効きはじめ、数千Kの高温層が形成されている事が分かる。惑星の表面で励起されたMHD波動が大気の下層部を通過して高層大気に到達して散逸することにより、このような急激な加熱が発生している。従って、惑星大気中の磁気流体波動はガス惑星の大気構造、特に高層大気温度構造に非常に大きな影響を与えることが示された。次に密度分布(B)を見ると、どのケースも上空で密度分布の傾きが緩やかになっていることが分かる。これはMHD波動の散逸によって大気が上方へ持ち上げられていることを意味している。また表面での速度分散を大きくした場合は、高層大気の密度が大きく上昇していることも分かる。惑星表面で与えた速度分散が音速の30%の場合、高層大気の密度は速度分散が10%の場合よりも2-3桁ほど大きくなっている。より多くのエネルギーがMHD波動として注入されているため、より多くの大気を散逸させることが出来るということを示している。一方で大気動径方向の速度分布(C)では、速度分散を大きくするにつれて高層大気は低速になっている。惑星表面での速度分散が大きい場合は、密度分布の図から分かるように大気高層部分の密度が大きくなる。そのため、大気を加速させづらくなっていることが、速度分散を大きくすると散逸していく大気速度が低下する理由の一つである。さらに高層大気の密度が大きい場合は、ガスからの輻射冷却によるエネルギーの損失も大きくなる。散逸して解放されたMHD波動のエネルギーの一部は散逸していく大気の運動エネルギーへと変化するが、高層大気が比較的高密度の場合は輻射で損失してしまう割合も増加するため、結果的にエネルギーの注水量を多くしても大気の加速には使われないという結果を示している。しかしいずれのケースにおいても、ガスは音速を超える速度にまで急激に加速されていることが分かる。ホットジュピターの紫外線トランジット観測からは、散逸していく大気は超音速にまで加速されていることが分かっているが[4, 6]、この結果は磁気流体波動は散

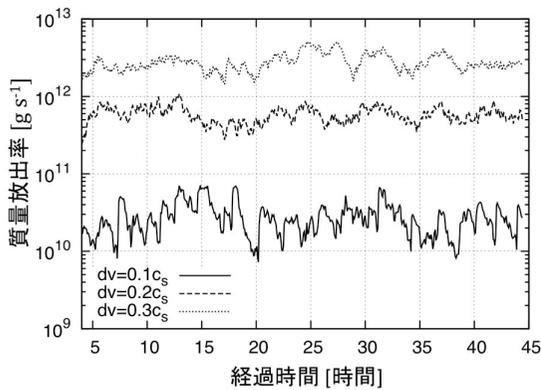


図4：質量放出率の時間依存性。横軸は計算開始からの経過時間で単位は時間、縦軸は質量放出率を示している。実線(下)、破線(中)、点線(上)はそれぞれ表面での速度分散が音速の10%、20%、30%の時の質量放出率の時間変動を示している。全てのケースにおいて、惑星の半径と質量は木星と同じ値とし、表面温度は1000 Kに固定している。

逸する大気を加速する機構としても有望であるということの意味している。また、(C)で大気の急激な加速が始まっている高度周辺は、温度構造(A)では温度の低下が発生している高度に対応している。これはガス流の急激な加速によって大気が断熱膨張することによって温度が低下することが原因である。また、速度分散が大きい場合は散逸する大気の色度が小さくなるため、断熱膨張による温度低下の影響は小さくなる。

図2と図3では、それぞれ質量放出率と大気構造は十分長い時間で平均した結果を示した。しかしこの現象は、惑星大気中におけるMHD波動の非線形な散逸過程によって非常に大きな時間変動性を示す。図4は、質量放出率の時間変動を表したグラフである。表面での速度分散が音速の10%の場合(実線)、およそ数時間の周期の変動が見られ、その変動の幅は最大で1桁程度になっている。そのため、磁気流体波動が駆動する質量放出現象では、質量放出率はしばしば短いタイムスケールで大きな変動を起こしうることが予想される。表面での速度擾乱が大きい場合は質量放出率が大きくなるが(破線、点線)、時間変動の振幅は小さくなる。しかし数時間程度のタイムスケールでの質量放出率の変動が起きていることが分かる。この質量放出率の時間変動性は、より大きな速度分散を与えた場合でも同様に発生することをシミュレーションによって確認することが出来た。図5は大気構造のスナップシ

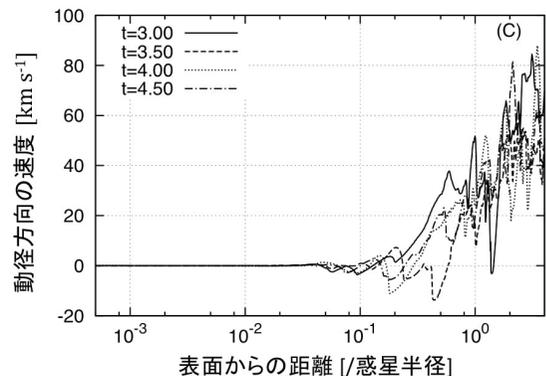
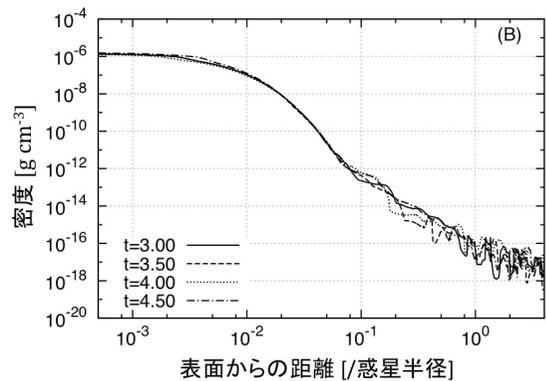
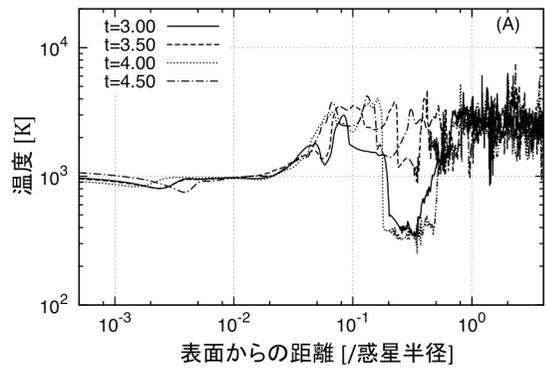


図5：大気構造のスナップショット。(A)が大気温度構造、(B)が密度分布、(C)が動径方向の速度分布を示している。これらのグラフは、惑星表面での速度分散を音速の20%とした時の計算結果を示している。実線、破線、点線、一点鎖線はそれぞれ、計算の開始からの経過時間が $t = 3.00, 3.50, 4.00, 4.50$ の時の大気構造である。なおこの経過時間は惑星の横断時間で規格化してある。

ットを示したグラフである。ここでは大気密度構造と動径方向の速度分布を載せている。図中の時刻は、計算開始からの経過時間を示したものであり、経過時

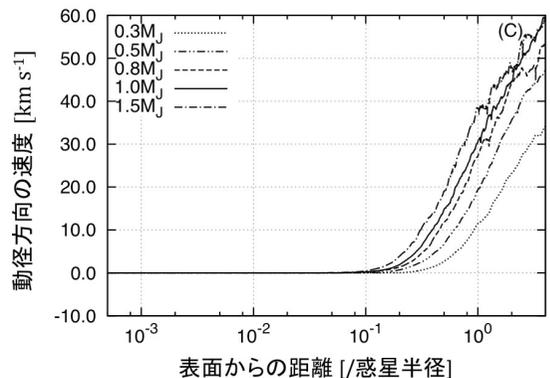
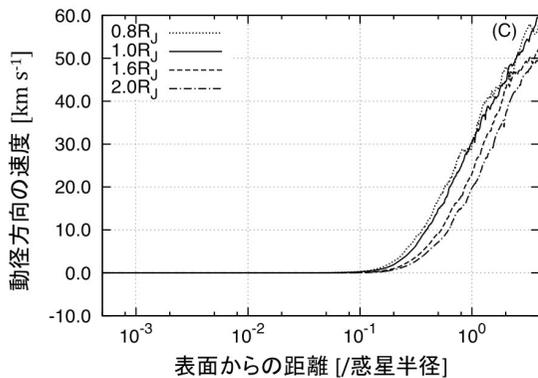
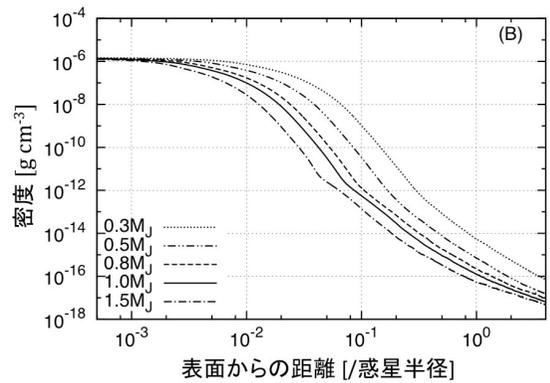
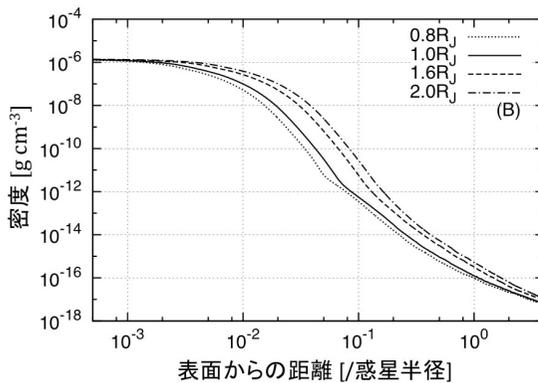
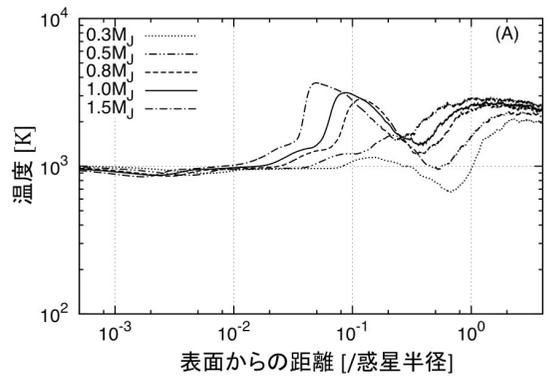
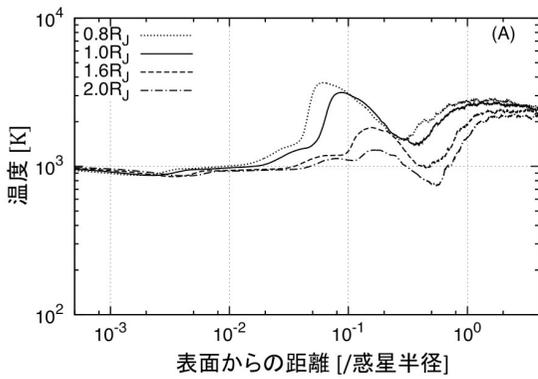


図6：大気構造の惑星半径依存性。(A)は大気構造，(B)は密度分布，(C)は動径方向の速度分布である。点線，実線，破線，一点鎖線はそれぞれ，惑星半径を木星半径の0.8, 1.0, 1.6, 2.0倍にしたときの大気構造を示している。ここでは惑星質量は $1.0M_J$ とし，表面での速度分散は音速の20%，表面温度は1000 Kとしている。

図7：大気構造の惑星質量依存性。(A)は大気構造，(B)は密度分布，(C)は動径方向の速度分布である。点線，二点鎖線，破線，実線，一点鎖線はそれぞれ，惑星質量を木星質量の0.3, 0.5, 0.8, 1.0, 1.5倍にしたときの大気構造を示している。ここでは惑星半径は $1.0R_J$ とし，表面での速度分散は音速の20%，表面温度は1000 Kとしている。

間は惑星の横断時間  $t_{\text{cross}} = R_p / c_s$  で規格化したものである。このグラフの計算におけるセットアップでは， $t_{\text{cross}} = 1.0$  は実時間にすると  $\sim 7.4$  時間に対応している。

従って，グラフ中の実線，破線，点線，一点鎖線はそれぞれ計算開始から22.2時間，25.9時間，29.6時間，33.3時間に対応している。温度構造，密度分布，動径

方向の速度分布のどれも、MHD波動の散逸が発生している大気高層部で大きな変動性を持っていることが分かる。高層大気での温度(A)はおおむね $\sim 1000$  Kから $\sim 7000$  Kの範囲を激しく変動しているが、急激な大気の加速に伴う断熱膨張による冷却によって、数百K程度にまで温度が低下する層がしばしば出現することが分かる。時間平均した大気構造を示した図3(A)では高層大気の温度は $\sim 3000$  Kかそれを下回る程度の温度になっていたが、時間変動まで見るとより高温の層が形成されていることが分かる。また高層大気の温度は一様ではなく、高温領域と比較的低温の領域が複雑に存在していることを示す結果となった。(B)の密度分布では、高層大気の密度は短いタイムスケールで2桁程度の変動を示していることが分かる。このことから、MHD波動の散逸によって駆動される質量放出は定常的に流れていくものではなく、大きな変動性を持ってクランプ状に流れていくということが分かる。これが、図4で示した短いタイムスケールでの質量放出率の時間変動を引き起こす原因となっている。さらに、(C)の動径方向の速度分布も同様に非常に大きな時間変動性を持つ。全体的な傾向としては、時間平均した分布と同様に高度が上がるに従って速度も大きくなっているが、スナップショットではその中でさらに大きな変動があることが分かる。散逸していく大気の色は $\sim 0 - 100 \text{ km s}^{-1}$ の間を激しく変動し、時には小さいながらも負の値、すなわち一時的な降着を起こすことがあるということが読み取れる。これらの、質量放出率や高層大気構造における大きな時間変動性は、磁気流体波動の散逸によって駆動されるガス惑星からの質量放出現象の特徴の一つである。

## 4.2 半径・質量依存性

次に、惑星の半径と質量に対する依存性について述べる。これまでに発見されているホットジュピターの半径や質量は多様性に富んでいるが、これらの違いは大気構造や質量放出率に大きく影響を及ぼすと考えられる。ここでは、ガス惑星の半径を $0.8R_J$ から $2R_J$ まで、質量を $0.3M_J$ から $1.5M_J$  ( $M_J$ は木星質量)まで変化させてシミュレーションを行った。

まずは惑星の半径を変えた時の大気構造の変化から紹介する。図6は惑星の半径を変化させた時の大気構造を示している。温度構造(A)を見ると、どのケー

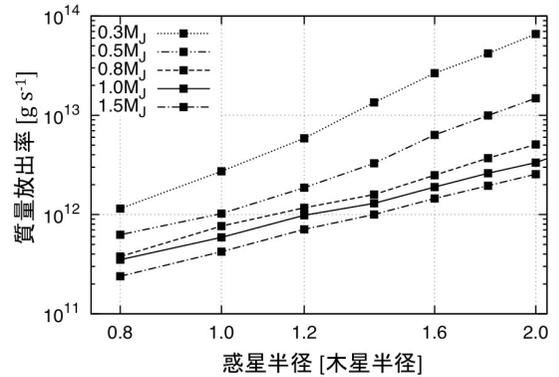


図8: 惑星の半径・質量と惑星からの質量放出率の関係。横軸は惑星半径を木星半径で規格化したもの、縦軸は質量放出率である。点線、二点鎖線、破線、実線、一点鎖線はそれぞれ惑星質量を木星質量の0.3、0.5、0.8、1.0、1.5倍にしたときの質量放出率を表している。この計算では、惑星表面での速度分散を音速の20%とし、表面温度は $1000$  Kに固定している。また磁場強度は木星と同じ値を与えている。

スにおいてもMHD波動の散逸によって高層大気は高温に加熱されていることが分かる。しかし加熱が急激に効き始める高度はそれぞれ異なり、惑星半径が大きい場合は温度が上昇し始める高度は高くなる傾向がある。密度分布(B)はどのケースも似た形状をしているが、惑星半径が大きいほど上空での密度が大きくなっている。動径方向の速度分布(C)も同様に似た形状をしているが、惑星半径が大きくなるに連れて高層大気での速度は僅かに低下していることが分かる。惑星半径が大きいときに温度が上昇し始める高度が高くなるのは、高層大気の密度が大きくなり、加熱しづらくなるのが原因である。また同じ理由により、密度の高い高層大気は加速しづらくなるため、動径方向の速度も僅かではあるが低下する。

次に、惑星半径を固定し、惑星質量を変えた時の大気構造の変化を紹介する。図7は惑星の質量を変化させた時の大気構造である。全体的な振る舞いは図6と類似していることが分かる。惑星質量が重い場合は温度が急激に上昇する高度は低く、また上空での密度も小さくなる。また、その場合の散逸する大気の動径方向の速度は高速になっている。この場合の大気構造の振る舞いも惑星半径を変化させた場合の振る舞いと同様に解釈することができ、惑星質量が軽い場合は上空の密度が大きくなるため加熱が比較的効きづらくなり、加速もされづらくなる。

図8は、惑星からの質量放出率の惑星半径と質量への依存性を示したグラフである。この結果からは、重く小さいガス惑星からの質量放出率は小さく、軽く大きなガス惑星からは大量の質量放出が発生するという明確な関係性を読み取ることができる。これは直感的にも理解しやすい結果である。

図6や図7、図8の結果から、大気構造や質量放出率の惑星半径・質量への依存性は、惑星大気の圧力スケールハイトに依存していることが推測される。圧力スケールハイトの惑星半径・質量への依存性と、散逸する大気のエネギー収支を考慮すると、質量放出率の惑星半径・質量への依存性の大きな依存性を導出することが出来る。質量放出率には、次のような依存性があると考えられる。

$$\frac{1}{2} \dot{M} v_{\text{esc}}^2 \propto 4\pi R_p^2 \rho(r_c) v_A \langle \delta v^2 \rangle. \quad (9)$$

ここで $\dot{M}$ は質量放出率、 $v_{\text{esc}}$ 、 $v_A$ 、 $\delta v$ はそれぞれ表面での脱出速度、アルフヴェン速度、表面での速度分散である。また $r_c$ は、MHD波動の散逸によって大気が急激に加速され始める場所である。式(9)の左辺は単位時間あたりに惑星から散逸していく大気が運ぶ運動エネルギー、右辺は $r_c$ の位置でのエネルギーフラックスを意味する。質量放出率は、惑星からの質量放出が駆動されている高度での密度が大きい方がより大きくなる。すなわちここでの $r_c$ の位置での密度が質量放出率を大きく左右することになる。ここで、静水圧平衡と等温大気を仮定した場合の大気の密度分布は

$$\rho(r) = \rho_0 \exp\left(-\frac{r - R_p}{H_0} \frac{R_p}{r}\right) \quad (10)$$

となる。ただし $H_0$ は大気の圧力スケールハイトである。ホットジュピターからの大気散逸現象は流体力学的であり、さらに我々のモデルである磁気流体波動の散逸による質量放出の駆動の場合は散逸する大気は激しい時間変動性を持っているため、大気の高層部分ではもはや静水圧平衡でも等温でもない。しかし、質量放出が駆動されている高度より下の領域では、大気は十分に静水圧平衡で近似でき、またほとんど等温であるとみなすことが出来る。そのため、質量放出が駆動されている高度の大気密度を求めるときに式(10)を用いることが出来る。式(9)と(10)より、質量放出率のパラメータ依存性は次のように表すことが出来る。

$$\dot{M} \propto \frac{R_p^3}{M_p} \exp\left(-\frac{G r_c - R_p}{c^2} \frac{M_p}{R_p}\right). \quad (11)$$

これが、ガス惑星からの質量放出率の、惑星の半径・質量への依存性を表す関係式である。この部分に関するより詳細な記述は、我々の論文[23]を参照されたい。

## 5. 議論

### 5.1 ホットネプチューンGJ 436bへの応用

ここまでは、主にホットジュピターの高層大気構造や大気散逸現象に磁気流体波動が及ぼす影響について

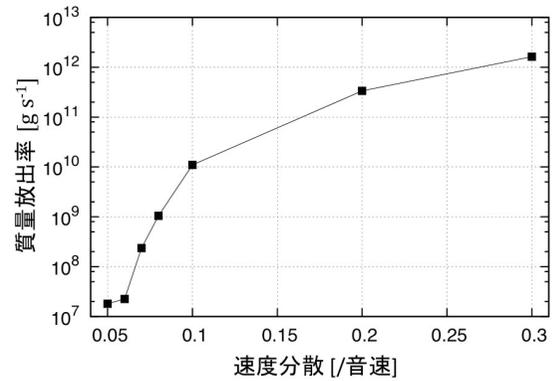


図9：惑星表面での速度分散と質量放出率の関係性。横軸は速度分散を表面での音速で規格化した値、縦軸は質量放出率である。

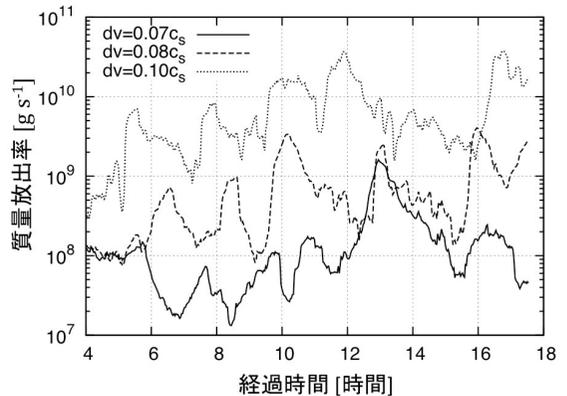


図10：質量放出率の時間変動性。横軸が計算開始からの経過時間、縦軸が質量放出率を表している。実線、破線、点線はそれぞれ表面での速度分散の値が音速の7%、8%、10%の場合の質量放出率の変化を表している。

の数値シミュレーションを行い、結果の考察を行った。ホットジュピターからの大気散逸現象はこれまでに数例観測されているが、最近はさらに小さい惑星からの大量の大気散逸の兆候を検出したという報告もある。ここでは、GJ 436bにおける大気散逸現象の観測結果と従来の大気散逸の理論モデルの間の問題点について概説したのち、この惑星へ我々のモデルである磁気流体波動による質量放出の駆動機構を適用した結果について紹介する。

GJ 436bは太陽系から比較的近い位置にあるM型星GJ 436まわりにある、視線速度法によって発見された惑星である[37]。後にトランジットも検出されており[38]、質量や半径がよく調べられている惑星である。この惑星の質量は1.35海王星質量であり[9]、半径も海王星とほぼ同程度である[39]。また、軌道長半径は0.029 AUと主星に非常に近い所を公転している惑星であり、典型的な短周期惑星の一種である。そのため、高温の海王星型惑星ということで“ホットネプチューン”と呼ばれることが多い。(主星の光度が小さいため軌道長半径が小さいものの惑星の表面温度はやや低く、“warm Neptune”と表現されることもある)。最近になってGJ 436bの紫外線でのトランジット観測が行われ、この惑星が大量の大気散逸を起こしていることや、巨大な外気圏を持っていることが分かってきている[40, 9]。この惑星の可視光でのトランジット深さは、惑星のサイズが小さいためわずか $\sim 0.69\%$ である。しかし、紫外線のライマンアルファ線でのトランジット観測では、トランジット深さは可視光よりも遥かに深い $\sim 56.2\%$ という値を示したことが分かっている[9]。またトランジットへの入りは可視光よりも2時間ほど早く、トランジット継続時間も遥かに長時間であった。さらに紫外線でのトランジット光度曲線は大きな非対称性を持つことも明らかにされた。この特異な紫外線トランジットの特徴は、この惑星から散逸していく大気によって作られる、巨大な彗星の尾のような構造によって引き起こされていると考えられている[9, 41]。

GJ 436bから散逸する大気の粒子シミュレーションがBourrierらによって行われており、散逸する大気への主星からの輻射圧を考慮することによって彗星の尾状の構造が形成されることが示され、またその構造によって観測的な特徴を説明出来ることも分かっている[41]。彼らのモデルでは、惑星の重力圏外端を計算

の内側境界に取っており、その場所での物理量(質量放出率や大気の動径方向の速度)は境界条件として手与えている。それによると、GJ 436bからの質量放出率は $10^8 - 10^9 \text{ g s}^{-1}$ 、重力圏外端での動径方向の速度が $\geq 30 \text{ km s}^{-1}$ であった場合、紫外線トランジットの観測的特徴を再現できるということが指摘されている。しかし、従来のXUV加熱による大気散逸駆動モデルをこの惑星に適用した結果として得られる重力圏外端における動径方向の速度は $1 - 10 \text{ km s}^{-1}$ であり、観測結果を再現するのに必要な速度まで加速することが出来ないということも指摘されている[41]。さらに、質量放出率や外気圏の構造に時間変動性があることも示唆されているため、これらの特徴を説明するためには従来のモデルとは別の(あるいは追加の)メカニズムが必要であると考えられている。

我々はこの惑星のパラメータに合わせたMHDシミュレーションを行い、GJ 436bの観測的特徴を説明するための条件を実現できるかについて考察した。惑星の半径と質量はGJ 436bの値とし、表面温度は主星の光度と軌道長半径から得られる平衡温度である800 Kとした。惑星表面での速度分散(=乱流の強さ)は不明であるため、これをパラメータとして扱い、惑星の大気構造や質量放出率の依存性を調べた。また、磁場強度は惑星全体で平均して $\sim 1 \text{ G}$ となるように設定し、磁束管のフィリングファクターは3章で設定したものと同一値を用いている。3次元の大気モデルからは、ホットジュピターの大気と同様に、ホットネプチューンの大気の場合も大気の金属量に関わりなく高速の大気循環を持つことが示唆されている[42]。従って、GJ 436bの大気にも強い大気循環に起因する一定の強度の乱流が存在し、大気の色散があることが期待される。

まずは質量放出率の結果から紹介する。図9は惑星表面での速度分散を変化させた時の質量放出率の依存性を示したグラフである。これまでの結果と同様に、速度分散を大きくすると惑星からの質量放出率も大きくなっていることが分かる。観測から示唆されるGJ 436bからの質量放出率は $10^8 - 10^9 \text{ g s}^{-1}$ であるため[9, 41]、表面での速度分散が音速の $\sim 7 - 8\%$ の場合は、質量放出率を説明することが出来るということが分かる。また図10は質量放出率の時間変動を示している。図9で示した質量放出率は十分長い時間で平均を取っ

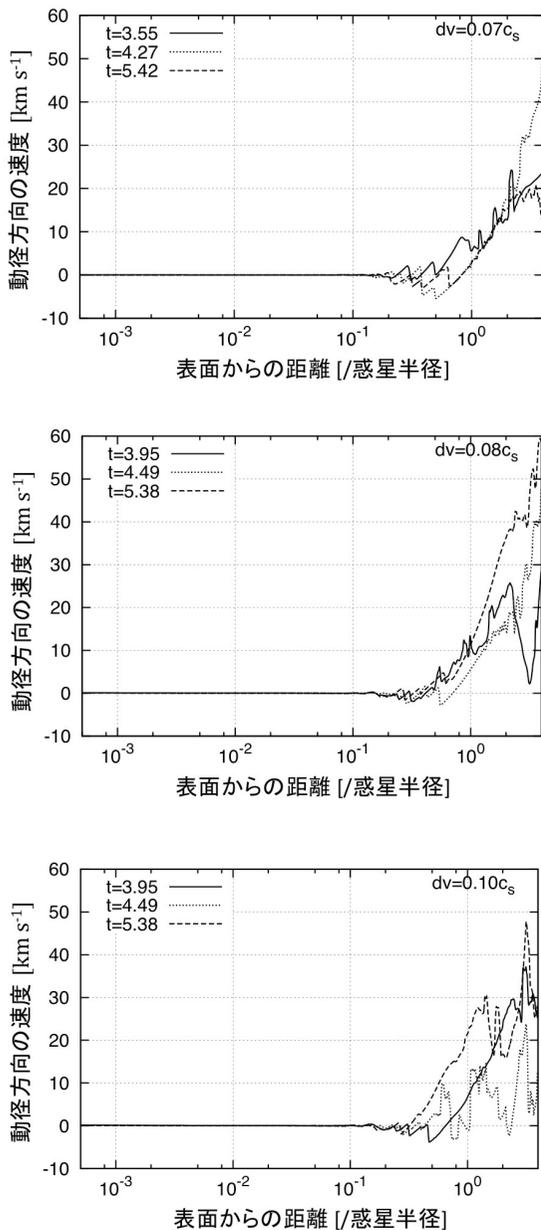


図11: 動径方向の速度のスナップショット。横軸に惑星表面からの距離を惑星半径で規格化した値、縦軸に動径方向の速度を取っている。この図においては、グラフの右端が重力圏の外端に相当する位置になっている。図はそれぞれ、表面での速度分散が音速の7%、8%、10%の時のものである。また時刻は、計算開始からの経過時間を惑星の横断時間で規格化したものを表示している。

たものだが、時間変動を見ると1-2桁程度の質量放出率の変動があることが分かる。表面での速度分散が音速の7%の時は質量放出率は $\sim 10^7 - 10^9 \text{ g s}^{-1}$ の間

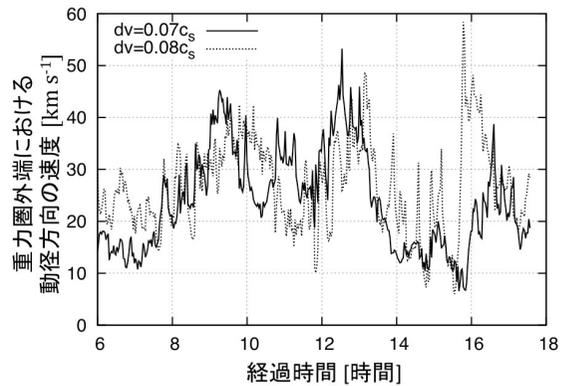


図12: 重力圏外端における、散逸する大気の動径方向の速度の時間変動。横軸は計算開始からの経過時間を時間を単位として表しており、縦軸は重力圏外端での動径方向の速度である。実線、点線はそれぞれ表面での速度分散が音速の7%、8%の場合を表している。

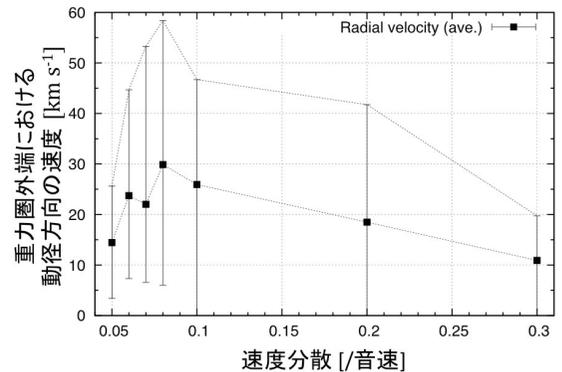


図13: 重力圏外端における動径方向の速度と、惑星表面での速度分散の依存性。横軸が惑星表面での速度分散を音速で規格化した値、縦軸が重力圏外端での散逸する大気の動径方向の速度である。黒の四角が、それぞれの速度分散の時の動径方向の速度の平均値を示したものであり、エラーバーの範囲は速度の変動の幅を示している。すなわち、エラーバーの上端はそれぞれの速度分散の時の動径方向の速度の最大値、下端は最小値を表している。

を変動し、音速の8%の時は $\sim 10^8 - 10^9 \text{ g s}^{-1}$ の間を変動しており、おおむね観測から示唆される質量放出率の範囲の値を取っている。

計算の結果、GJ 436bからの質量放出率は我々のモデルを用いて説明出来るだけの値が得られることが分かった。しかしもう一つの重要な要素は、散逸していく大気の重力圏外端における動径方向の速度である。まずは動径方向の速度分布の様々な時刻でのスナップショットを図11に示す。表面での速度分散が音速の7

%, 8 %, 10 % の場合の3種類の結果を示している。時間は惑星の横断時間で規格化しており、このセットアップの場合は、 $t = 1.0$  が ~2.9 時間に対応している。全てのケースと時刻において、大気下層部ではほぼ静水圧平衡状態にあり、速度もほぼ  $0 \text{ km s}^{-1}$  である。上空ではMHD波動の散逸によって大気が急激に加速されていることが分かる。大気の動径方向の速度は時間変動性が大きく、重力圏の外端に相当する位置(グラフの右端)での速度は、場合によっては ~ $60 \text{ km s}^{-1}$  に到達することもあることが分かった。

さらに、重力圏外端での散逸していく大気の動径方向の速度の時間変動を図12に示した。図11に現れているような、速度の激しい時間変動がこの図にも現れていることが分かる。重力圏外端における動径方向の速度は、低速時は ~ $10 \text{ km s}^{-1}$ 、高速時は ~ $50 \text{ km s}^{-1}$  に達し、速度分散が音速の8%の時は最大で ~ $60 \text{ km s}^{-1}$  に達することもあることが示された。速度の変動は、1時間程度の短い周期での変動や、数時間周期の長い周期での変動などがあり、速度が複雑に変動している様子が分かる。先行研究による大気散逸の粒子シミュレーションによると、観測結果の再現には重力圏外端で  $\geq 30 \text{ km s}^{-1}$  の速度が必要であったが、磁気流体波動の散逸を考慮した本モデルでは、時間変動はあるものの動径方向の速度は  $30 \text{ km s}^{-1}$  よりも十分高速に加速され得るということが分かる。ここで強調しておきたいのは、図12に示されている、動径方向の速度が十分高速に加速されている時は、質量放出率も観測から示唆される値と整合的な値を取るという点である。これらの結果は、GJ 436bからの大気散逸現象においては、惑星大気中での磁気流体波動の散逸によって質量放出が駆動され、同時に大気が高速に加速されているという事を強く示唆している [43]。

最後に、散逸する大気の重力圏外端における動径方向の速度の、惑星表面での速度分散への依存性を示したものが図13である。質量放出率は表面での速度分散の増大に対して単調に増加しているが、散逸する大気の速度の依存性は単調ではないことが分かる。速度分散が小さい領域では、動径方向での速度は速度分散が大きくなるにつれて速くなる。速度分散が小さい場合はMHD波動として注入されるエネルギーが小さいことを意味しており、その分だけ大気の運動エネルギーに変換できるエネルギー自体が小さいことになる。

さらにこの場合、MHD波動の散逸によって上空に持ち上げられる大気が少ないため大気密度の減少が急になる。このような大気の密度勾配が急な状況では、大気中でのMHD波動の反射が増幅されて上空に到達するエネルギーが少なくなることにより、散逸する大気を十分に加速することができなくなる。そのため速度分散が比較的小さい領域では、速度分散を大きくすると上空の速度はより大きくなる。一方で、さらに速度分散を大きくすると今度は上空の速度が減少に転じることが分かる。今回のGJ 436bのパラメータで行った計算においては、重力圏外端における動径方向の速度の最大値(時間平均した値)は、表面での速度分散が音速の8%の時に最大値 ~ $30 \text{ km s}^{-1}$  を取ることが判明した。また、最高速度で見た場合にも、同じ速度分散の時に最大値 ~ $60 \text{ km s}^{-1}$  を取ることが分かる。速度分散が大きい時はより多くのエネルギーがMHD波動として注入されていることになり、より多くの大気を持ち上げて大気散逸を促進することが出来る。そのため質量放出率は右肩上がりで増加していくが、上空の大気密度が大きくなることによって逆に加速がしづらくなるという現象が発生している。これは、密度が高いために加速がしづらくなっているということと、輻射損失によって失われるエネルギーが増加してしまう事に起因している。そのため、散逸する大気の動径方向の速度という点では、最も加速がされやすいエネルギーの注入量というものが存在するという事になる。

これらの結果より、GJ 436bからの大気散逸現象において、大気中の磁気流体波動の散逸によって駆動される質量放出と散逸する大気の加速は重要な役割を果たしていることが示唆される。惑星表面での速度分散が音速の ~7-8% の場合、観測から示唆されている質量放出率と整合的な値が得られることが分かった。さらにその際に、従来のXUV加熱による大気散逸では説明が困難であった、散逸する大気の動径方向の大きな速度も同時に説明出来ることも示した [43]。さらに我々のモデルでは大気構造や質量放出率には大きな時間変動性があるため、観測から存在が示唆されている紫外線トランジットの時間変動についても、磁気流体波動の散逸による質量放出の駆動によって説明が出来る可能性がある。今後の更なる研究から、質量放出率や大気構造などから、惑星表面での乱流や磁場の強

度などの物理量に制限をかけることが期待される。

## 5.2 磁気流体波動が駆動する質量放出の観測的特徴

本稿で度々触れたように、ガス惑星からの質量放出や高層大気構造は紫外線でのトランジット観測から探ることが出来る。ここでは、磁気流体波動の散逸によって駆動される質量放出現象の観測的特徴やその検出可能性について簡単に議論したい。質量放出の駆動源として有力視されているものは、主星からのXUV加熱による流体力学的流出の駆動であり、これによって観測値を説明出来るだけの質量放出率( $\geq 10^{10} \text{ g s}^{-1}$ )が得られることが分かっている[e.g., 5]。しかし我々は、磁気流体波動の散逸による質量放出の駆動によっても、XUV加熱による駆動と同程度の、あるいはそれを上回る程度の質量放出率が得られることを示してきた[23]。そのため、これらの2つを質量放出率の値のみから区別する事は困難だと考えられる。

しかし、質量放出率の値以外の特徴、例えば質量放出率や大気構造の時間変動性は、両者を区別するための手段となり得るかもしれない。XUV加熱による質量放出の場合は、質量放出率は主星からのXUV輻射の光度に依存する。主星からのXUV光度は主星の性質によって、短期的・長期的に変動しうる。例えば、主星でのフレア現象や、彩層活動、コロナ活動による変動などである。そのため、もしガス惑星からの質量放出率や高層大気構造の時間変動が観測され、その変動が主星のXUVにおける活動と相関がある場合は、その変動はXUV加熱起源である可能性が高い。しかし主星の光度変化が無いにも関わらず質量放出率や高層大気構造の大きな時間変動が見られる場合、あるいはその変動が主星の変動との相関が見られない場合は、XUV加熱だけでは説明が困難である。このような場合は、磁気流体波動の散逸による質量放出の駆動によって大量の大気散逸が発生しており、またそれに伴う大きな時間変動性が見えていることが示唆される。

さらに我々のモデルは、主星からの強いXUV照射を受けていないガス惑星からでも大量の質量放出が発生しうることを予言する。仮に、受け取るXUVのエネルギーが小さいにもかかわらず大量の大気散逸が発生しているガス惑星が観測された場合は、その惑星では磁気流体波動駆動の大気散逸が起きているはずだと予

想できる。これまでの研究では主に、ホットジュピターやホットネプチューンのような短周期ガス惑星の環境を念頭に置いてシミュレーションを行っているが、短周期惑星ばかりが高温であるわけではない。例えば、形成直後のガス惑星は高温であり、また大きな半径を持っていると考えられる。このような環境では、主星からの距離が遠くXUVの照射は弱いものの、惑星が磁場を持ち大気に一定の強度の乱流が存在すれば、磁気流体波動が駆動する質量放出が発生する可能性がある。半径が大きくスケールハイトも大きい分だけ質量放出率も大きくなることが期待されるため、ガス惑星の形成段階から形成直後の進化に影響を及ぼす可能性も考えられる。もちろん、形成直後のガス惑星の磁場の強度や形状、大気の乱流の様子などは未知数であり、今後はその不定性も考慮したモデルも構築したい。

## 5.3 その他のパラメータ依存性

4章では、質量放出率や大気構造の速度分散依存性と、惑星質量と半径への依存性について述べた。その他に結果に影響を与える要素としては、惑星磁場の強度や、磁束管のフィリングファクターなどが考えられる。これらの依存性についても簡単に紹介したい。

磁場強度への依存性については、惑星表面で同じ大きさの速度分散を与えた場合、定性的には磁場強度が弱い場合は質量放出率が増加する傾向にある。これは、磁場が弱い場合に磁気流体波動が大気中で散逸する効率が上昇し、高層大気を加熱したり質量放出を駆動したりするのに使われるエネルギーの割合が増加することが原因である。先述の通り、惑星表面で注入された磁気流体波動のエネルギーのうち大部分は大気中で反射されて表面へと戻ってしまい、高層大気の加熱と質量放出の駆動に使われるのはごく一部である。磁場が弱い場合は磁気流体波動の散逸がより効率的に起きるため、反射されずに散逸して質量放出に寄与できるエネルギーの割合が大きくなるため、質量放出率は大きく増加する。逆に磁場が強い場合は磁気流体波動の散逸の効率が悪くなるため、質量放出率は減少する傾向にある。どの磁場強度の範囲までこの傾向が見られるのかという点については、今後のさらなる計算で明らかにしていきたい。

また磁束管のフィリングファクターは、惑星の持つ磁場の強度や形状によって変化する。フィリングファ

クターが小さく磁束管の開きが小さい場合は、大気中での磁気流体波動の反射が増幅されるため上空へ通過できるエネルギーが減少し、質量放出率は減少すると考えられる。これらの磁場強度や磁場の形状への依存性の定量的な理解も、今後の研究の中で追求していきたい。

## 6. まとめと今後の展望

本研究では、ガス惑星大気中における磁気流体波動の散逸によって引き起こされる質量放出現象について、MHDシミュレーションを行うことによって定量的な評価を行った。ガス惑星が固有の磁場を持ち、惑星表面に乱流が存在する場合は、MHD波動が励起されて上空へ伝播し、高層大気でMHD波動が散逸することによって高層大気を加熱する。また高層大気からの流体力学的流出を駆動して、大きな質量放出率が実現されることが分かった。ホットジュピターに典型的と考えられるパラメータを用いてシミュレーションを行ったところ、様々な紫外線トランジット観測から推定されているホットジュピターからの質量放出率である  $10^{10} - 10^{12} \text{ g s}^{-1}$  と整合的な値を取り得ることが分かった。またこの値は、これまでに提案されていた主星からのXUV加熱による大気散逸の駆動モデルと同程度になることも分かった。そのため、磁気流体波動の散逸が駆動する質量放出は、XUV加熱モデルと並んでガス惑星からの主要な大気散逸の駆動機構になり得ることが示された。さらに磁気流体波動の散逸によって高層大気は数千K以上に加熱され、高層大気構造や質量放出率は大きな時間変動性を持つということも分かった。これは、ガス惑星大気中での磁気流体波動は惑星の大気構造を考える上で無視できない影響を及ぼすという事を意味している。

質量放出率や大気構造は、様々なパラメータに依存する。ここでは惑星表面での大気の乱流の強度に対応する、大気速度分散への依存性と、惑星の半径と質量への依存性について評価を行った。その結果、質量放出率は速度分散が大きくなるに連れ増大し、また速度分散が音速の10%程度より大きければ観測値を説明できることが分かった。また、大きく軽い惑星では質量放出率は大きく、小さく重い惑星では小さくなる。この特性は大気の加熱が起き、質量放出が駆動されて

いる高度における大気の密度と密接に関係しており、大気圧力スケールハイトと散逸する大気エネルギー収支から、質量放出率の惑星半径・質量への依存性を解析的に導出することが出来た。

さらにこのモデルを、紫外線で特徴的なトランジットを示すホットネプチューンGJ 436bに適用した。その結果、表面での速度分散が音速の7-8%の時に観測からの推定値と整合的な質量放出率が得られることが判明し、従来のモデルであるXUV加熱では説明が困難だった、散逸する大気の動径方向の大きな速度も我々のモデルによって説明できることも示した。そのため、この惑星からの大気散逸現象では、磁気流体波動の散逸が駆動する質量放出現象が重要な役割を果たしているということが強く示唆される。

今後の展望としては、XUV加熱による大気散逸の駆動と組み合わせたモデルを構築し、どのような環境でどちらの大気散逸駆動機構が支配的になるかという点や、その観測の特徴や観測可能性について追求していきたい。我々のモデルでは、質量放出率、高層大気構造共に、主星の活動との相関がない大きな時間変動の存在を予言する。そのため、これらの時間変動の詳細な観測と理論の組み合わせによって、ガス惑星での質量放出の駆動機構についての理解が進むことが期待される。また、ホットジュピターやホットネプチューン以外の惑星、例えばより低温のガス惑星であったり、高温の大気を保持する岩石惑星などからの磁気流体波動駆動の質量放出現象の可能性についても検討したい。

## 謝辞

本研究の遂行や本稿の執筆に関して、名古屋大学の小林浩氏に多くの有意義なコメントや助言を頂きました。また、東京工業大学の黒川宏之氏、名古屋大学の國友正信氏には、本研究に関する様々な議論に付き合ってくださいました。この場を借りて皆さまに感謝いたします。本研究を遂行するにあたり、名古屋大学博士課程教育リーディングプログラム「フロンティア宇宙開拓リーダー養成プログラム」からの援助を頂きました。

## 参考文献

- [1] Borucki, W. J. et al., 2010, Science 327, 977.

- [2] Mayor, M. and Queloz, D., 1995, *Nature* 378, 355.
- [3] Charbonneau, D. et al., 2002, *ApJ* 568, 377.
- [4] Vidal-Madjar, A. et al., 2003, *Nature* 422, 143.
- [5] Lammer, H. et al., 2003, *ApJL* 598, L121.
- [6] Lecavelier des Etangs, A. et al., 2010, *A&A* 514, A72.
- [7] Fossati, L. et al., 2010, *ApJL* 714, L222.
- [8] Ehrenreich, D. et al., 2012, *A&A* 547, A18.
- [9] Ehrenreich, D. et al., 2015, *Nature* 522, 459.
- [10] Vidal-Madjar, A. et al., 2004, *ApJL* 604, L69.
- [11] Schlawin, E. et al., 2010, *ApJL* 722, L75.
- [12] Vidal-Madjar, A. et al., 2013, *A&A* 560, A54.
- [13] Yelle, R. V., 2004, *Icarus* 170, 167.
- [14] Holmström, M. et al., 2008, *Nature* 451, 970.
- [15] Ekenbäck, A. et al., 2010, *ApJ* 709, 670.
- [16] Lecavelier des Etangs, A. et al., 2012, *A&A* 543, L4.
- [17] Adams, F. C., 2011, *ApJ* 730, 27.
- [18] Lecavelier Des Etangs, A. et al., 2011, *A&A* 533, A50.
- [19] Sirothia, S. K. et al., 2014, *A&A* 562, A108.
- [20] Kislyakova, K. G. et al., 2014, *Science* 346, 981.
- [21] Vidotto, A. A. et al., 2010, *ApJL* 722, L168.
- [22] Alexander, R. D. et al., 2016, *MNRAS* 456, 2766.
- [23] Tanaka, Y. A. et al., 2014, *ApJ* 792, 18.
- [24] Tanaka, Y. A. et al., 2015, *ApJ* 809, 125.
- [25] Matsumoto, T. and Suzuki, T. K., 2012, *ApJ* 749, 8.
- [26] Goldstein, M. L., 1978, *ApJ* 219, 700.
- [27] Kopp, R. A. and Holzer, T. E., 1976, *Solar Physics* 49, 43.
- [28] Suzuki, T. K. and Inutsuka, S.-i., 2005, *ApJL* 632, L49.
- [29] Suzuki, T. K. and Inutsuka, S.-i., 2006, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 111, 6101.
- [30] Sano, T. et al., 1999, *Proceedings of the International Conference on Numerical Astrophysics 1998*, 383.
- [31] Tsuneta, S. et al., 2008, *ApJ* 688, 1374.
- [32] Matsumoto, T. and Kitai, R., 2010, *ApJL* 716, L19.
- [33] Burrows, A. et al., 2003, *ApJ* 594, 545.
- [34] Fortney, J. J. et al., 2007, *ApJ* 659, 1661.
- [35] Showman, A. P. and Guillot, T., 2002, *A&A* 385, 166.
- [36] Knutson, H. A. et al., 2007, *Nature* 447, 183.
- [37] Butler, R. P. et al., 2004, *ApJ* 617, 580.
- [38] Gillon, M. et al., 2007, *A&A* 472, L13.
- [39] Knutson, H. A. et al., 2011, *ApJ* 735, 27.
- [40] Kulow, J. R. et al., 2014, *ApJ* 786, 132.
- [41] Bourrier, V. et al., 2015, *A&A* 573, A11.
- [42] Lewis, N. K. et al., 2010, *ApJ* 720, 344.
- [43] Bourrier, V. et al., 2016, *A&A*, accepted.