

特集「若い惑星および周惑星円盤・ 衛星形成研究最前線」その2 原始ガス惑星が放出するH α 放射に関する 流体シミュレーション

高棹 真介¹, 青山 雄彦², 生駒 大洋³

2024年6月18日受領, 査読を経て2024年10月9日受理

(要旨) 若い星PDS70の周囲でガスを降着する惑星候補天体からH α 放射が検出されたことを契機に、降着に起因する放射の起源や観測結果の解釈に関する議論が活発化している。H α 放射源として降着衝撃波が有力視されているものの、衝撃波は惑星表面から周惑星円盤にわたる広い範囲で形成しうするため、観測結果の解釈は容易ではない。理論的な困難の一つは、原始ガス惑星周りの大局的な降着構造と、放射スペクトルの性質を決める衝撃波の微細構造の両方を解く必要性である。本稿では、このスケールギャップを克服するために我々が取った数値的なアプローチや、シミュレーションの結果明らかとなった動的な降着過程について紹介する。

1. 降着を受ける惑星からのH α 放射

惑星系の中で最も重い巨大ガス惑星は、惑星系の構造に大きな影響を持つ。そのため原始惑星系円盤の中で成長している巨大ガス惑星の性質を知ること、惑星系の形成を明らかにする上で重要な課題となっている。多くの場合、ガスを降着(集積)している原始ガス惑星は重力エネルギーを解放することでより明るく輝くことができる。しかし、それでも星に比べて非常に暗いため、観測での検出は容易ではない。

図1に、過去の研究[1, 2等]をもとに予想される原始ガス惑星周りの構造の概念図を示す。原始ガス惑星は主星を取り巻く原始ガス惑星の中で誕生する(左パネル)。その領域を拡大したものが図1の中央であり、中心星に対する惑星の重力圏の大きさを表すHill球が破線で示されている。矢印は惑星静止系でみたガスの流れを表している。原始惑星系円盤のガスは惑星重力によって引き込まれるが、惑星周りに

角運動量を持つため惑星の周囲に遠心力と惑星重力がほぼ釣り合っているような円盤を形成すると考えられている。この円盤は周惑星円盤と呼ばれ、本記事が特に注目する構造である。惑星近傍をさらに拡大すると(図1右)、原始惑星系円盤から降り注ぐガスが周惑星円盤の表面や惑星表面に降り注ぐ構造が見えると予想される。この降着流がほぼ自由落下している場合、速度は超音速となる。したがって降着流は円盤や惑星の表面で衝撃波(降着衝撃波)を形成する(図1右の赤線)。降着衝撃波はガスの運動エネルギーを熱化する役目を持つため、重力エネルギー解放過程に伴う加熱現象の一要因としてしばしば注目される。

今から5年程前、PDS70と呼ばれる星の系において、惑星への降着由来と思われる放射が初めて明確に検出された[3-5]。PDS70は原始星段階後の前主系列星段階に対応するT Tauri型星に分類され、質量が太陽よりやや軽い程度の星である。降着由来の放射は、水素スペクトルのバルマー系列に含まれるH α 線である。この輝線は単原子水素の電子状態の主量子数が3から2へと遷移する際に放射されるものなので、H α の放射には電子準位が基底状態から励起された水素原子が必要となる。励起状態は基底状態

1.大阪大学大学院理学研究科宇宙地球科学専攻

2.School of Physics and Astronomy, Sun Yat-sen University

3.国立天文台科学研究部, 総合研究大学院大学,

東京大学大学院理学系研究科地球惑星科学専攻

takasao.shinsuke.sci@osaka-u.ac.jp

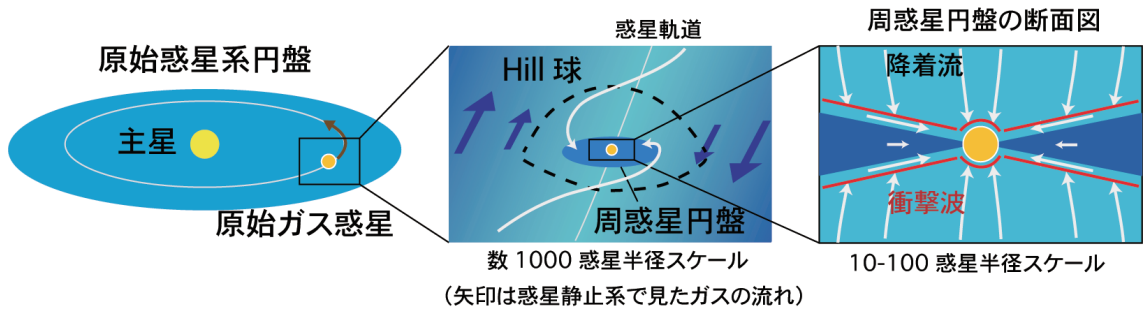


図1: 原始惑星系円盤中における原始ガス惑星周りの構造の概念図(文献[2]の図17の描像をもとに作成)。

に比べて10 eV以上のエネルギー差を持つが、そのエネルギー差は温度に換算すると10万K程度に対応する。これよりやや温度が低くともガスはH α を放射できるが、原始惑星系円盤の温度は一般にH α 放射を出す温度に比べて非常に小さい。したがって、円盤から発せられたH α 放射は惑星へのガス降着(重力エネルギーの解放)に伴う加熱現象に由来すると考えられる。この系においては2つの惑星候補天体が確認されており、それらはPDS70 b, c と名付けられている。PDS70の惑星候補天体におけるH α 放射機構や惑星パラメータへの理論的制限に関しては、それぞれ本特集における青山氏と芝池氏の記事も参照されたい。

PDS70での発見を皮切りに、降着由来の放射に関する理論研究がより盛んに行われるようになった。H α 放射が惑星表面での降着衝撃波あるいは降着流自体から出ているという仮定に基づき、H α 輝線の強度や輝線幅を解釈する理論が提案されてきた[6, 7]。それらの研究によると惑星候補天体PDS70 b, cの質量は木星質量の数倍から10倍程度と見積もられ、PDS70 b, cが降着を受ける巨大ガス惑星である可能性が濃厚となった。しかし、前述の理論研究では放射領域を仮定していることに注意したい。例えば古典的T Tauri型星(T Tauri型星の中でも質量降着率が高く、強いH α 輝線を示すもの)のような強い磁場を持つ星への降着モデルを応用した研究では、惑星磁場中を落下する降着流がH α 放射領域だと仮定している [7]。しかし惑星や周惑星円盤の表面に形成される降着衝撃波が主な放射源である可能性も議論されている[6, 8](図1右)。最も重力ポテ

ンシャルの深い位置にあるが表面積の小さい惑星表面からの放射と、重力ポテンシャルは浅いが表面積の大きな周惑星円盤からの放射では、どちらの寄与が大きいのだろうか? H α 輝線のスペクトル情報は間違いなく惑星の質量や降着率と結びついているだろうが、実際の放射領域が十分理解されていないために、惑星質量や降着率の推定に関して不定性が残ってしまっている。

この不定性を取り除くためには、惑星周りの大局的な降着構造の中で、降着衝撃波のような小スケールの放射領域がどのように形成されるのかを明らかにする必要がある。そして複雑なガスの流れを追うためには流体シミュレーション研究が必要不可欠であり、前述のような小スケールからの放射スペクトルの性質までを予言できるモデルが求められる。本稿では、このような背景の中で我々が行った数値的研究について紹介したい[9]。

2. スケールギャップを克服するためのアプローチ

降着衝撃波に由来するH α 放射の性質を予言するには、放射領域を空間分解する必要がある。しかし衝撃波後面のガスは一般に惑星半径よりも非常に小さいスケールを持つため、一つの流体シミュレーションで大局的な降着構造と放射領域の微細構造を同時に解くことは極めて困難である。例えば衝撃波後面ガスからの放射を計算する青山らの空間1次元輻射流体モデル[8]によると、降着速度が 100 km s^{-1} 、降着密度が 10^{11} cm^{-3} の場合、放射領域の厚みは100

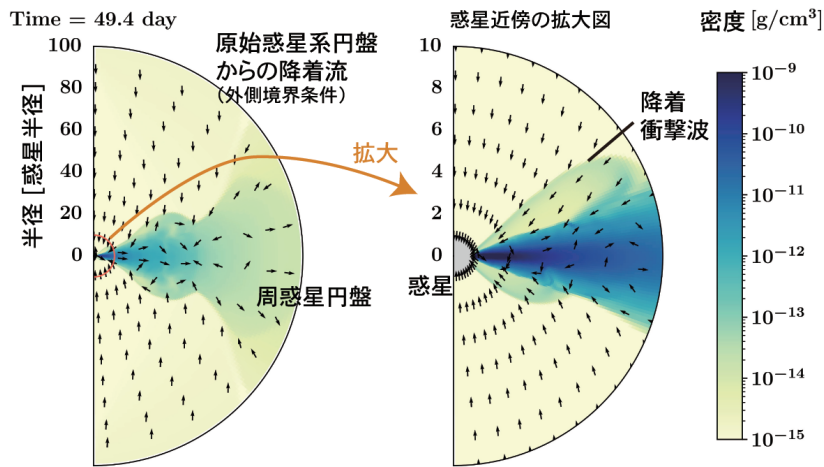


図2: 降着構造の全体図。色はガスの質量密度を表す。左: 全計算領域, 右: 惑星近傍の拡大図(左図のオレンジ線より内側の領域に対応)。矢印はガスのポロイダル面(球座標系 (r, θ, ϕ) における $r\theta$ 平面)における速度の向きを表している。矢印の大きさは速さと無関係で一定の値を取っていることに注意。

kmにも満たないと見積もられる。

周惑星円盤周りの大域的な降着と小スケールな降着衝撃波という大きく隔たったスケールを同時に考慮するため、我々は次のようなアプローチを取ることにした。まず原始ガス惑星周りの大域的な降着構造として、図1の描像を仮定する。原始ガス惑星は質量が約10木星質量、半径が約2木星半径とし、0.8太陽質量の質量を持つ主星から約20 au離れた半径にしていると(これらのパラメータは、2021年頃にPDS 70bに対して考えられていたものに对应)。この時、中心星に対する惑星の重力圏の大きさを表すHill半径(図1中央の破線領域のサイズ)は約 $3 \times 10^3 R_p$ (R_p は惑星半径)となる。本研究では重力ポテンシャル的にH α 放射に特に関係しうる惑星周り $R \leq 100 R_p$ の領域(図1右)だけに注目した。過去の谷川らの流体シミュレーション[2]によると、降着流はHill球に対しておおよそ鉛直方向に流入し、Hill球中にいる原始ガス惑星と周惑星円盤へと降り注ぐ。我々はこの描像に従い、惑星近傍の降着構造を流体シミュレーションによって調査することにした。シミュレーションでは簡単のために軸対称性を仮定し、球座標系における2次元軸対称流を考察した。計算領域の外側境界から降り注いできたガスは惑星と周惑星円盤の

表面に超音速で衝突していく(図1右)。その結果生じる衝撃波由来の放射を計算するため、2次元流体シミュレーションと青山らの1次元輻射流体モデル[8]を組み合わせることにした。1次元輻射流体モデルは衝撃波後面の水素原子の電離・エネルギー準位変化などのミクロな過程を考慮した上で水素の輝線を計算しているため、降着由来の放射を計算するモデルとしては第一原理計算に近いものとなっている。

衝撃波由来の放射を計算するには、衝撃波前面のガスの物理量がわかれば十分である。そこで2次元流体計算の各時刻で衝撃波面を特定し、衝撃波前面のガスの物理量を測定する。その結果を1次元輻射流体モデル[8]の境界条件として与えることで、衝撃波面の各位置におけるH α 放射の強度やスペクトルを計算する。惑星表面は計算領域の内側境界として扱っているので、惑星表面からの放射を計算するには惑星表面に超音速で流入するガスの物理量を用いた。この方法により、2次元流体シミュレーションで大域的な流れを捉えつつ1次元輻射流体モデルによって小スケールからのH α 放射を計算することに成功した。

2次元流体シミュレーションに関するその他の設定もついて簡潔に述べておく。計算には公開コード

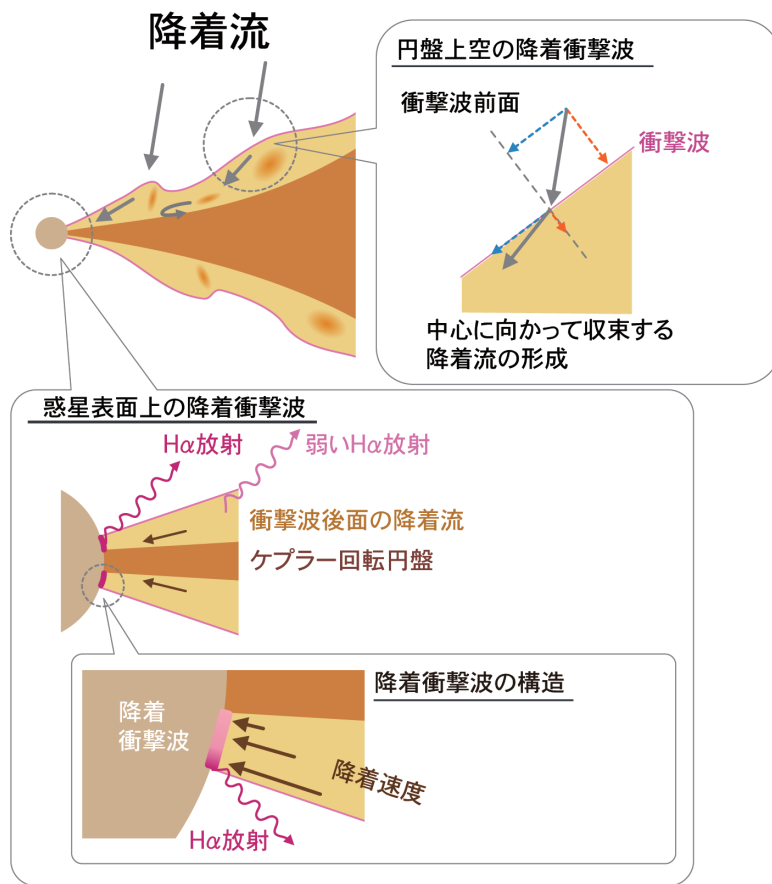


図3: 本研究で得られた, 原始ガス惑星まわりの降着構造に関する概念図. 左上パネルにおける色むらは密度揺らぎを表す.

Athena++[10]を用いている. 計算領域に降り注ぐガスの物理量分布は(計算領域の外側境界条件の設定に対応), 谷川らの3次元流体シミュレーション[2]を参考に決めている. この領域に降り注ぐガスはある角運動量分布を持ってほぼ鉛直方向に流入すると考え, 彼らのシミュレーション結果をもとに質量フラックス・角運動量分布を決めた. 今回の計算では惑星スケールよりも小スケールな降着構造を高時間分解能で追うために周惑星円盤の形成過程を解くことは諦め, 周惑星円盤を力学平衡回転円盤として初期に与えている. 原始ガス惑星周りの不透明度の性質も不明な点が多いため, 輻射輸送を解かず実効的な比熱比 γ を1に近い値にした理想気体の状態方程式を用いた. $\gamma \sim 1$ は放射冷却が効率的でガスがほぼ等温的に振る舞う極限に対応する. 基準とするモデ

ルでは, $\gamma = 1.01$ としている. また周惑星円盤での降着機構が十分理解されていないこともあり, 周惑星円盤内の乱流などに起因する角運動量輸送を表す実効的粘性も無視した. 磁場の影響も考慮しない. 外部からの質量流入率は, 時間平均した惑星への降着率が約 $10^{-8} M_J \text{yr}^{-1}$ となるように設定した(M_J は木星質量).

過去の研究との比較についても触れておく. 過去のシミュレーションとの大きな違いの一つは, 解像度である. 我々のモデルでの最小メッシュサイズは ~ 0.01 惑星半径となっている. それに対し谷川らの計算[2]での最小メッシュサイズは ~ 0.25 木星半径である. Szulágyi & Ercolano (2020)[11]では最小メッシュサイズが2木星半径であり, 重力ポテンシャルの発散を防ぐために導入したソフトニング長は木

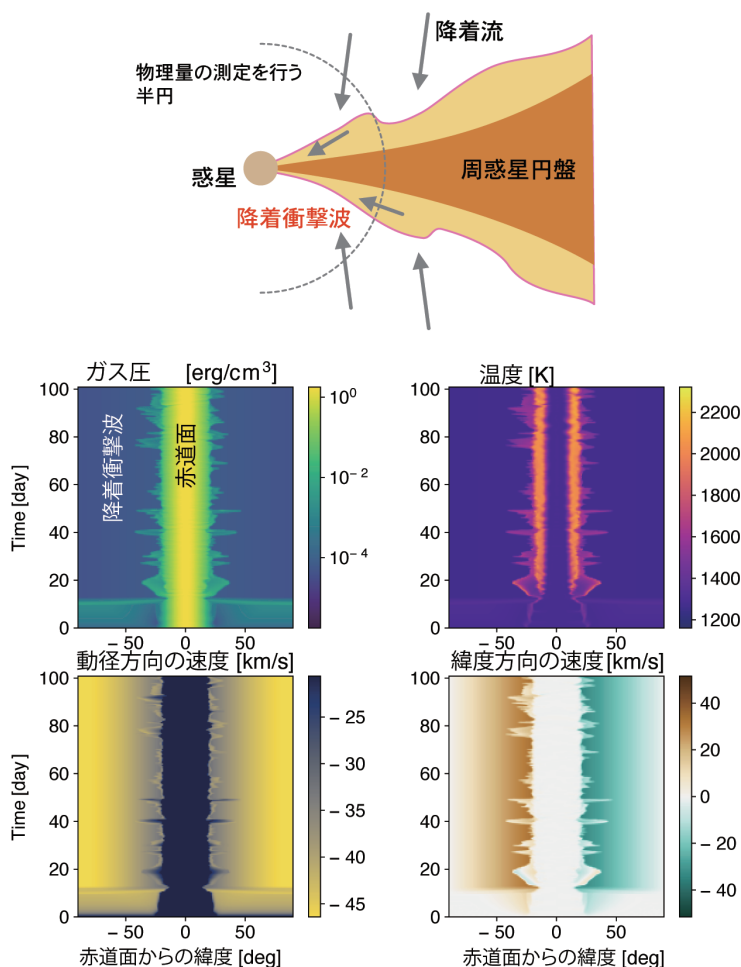


図4: 惑星中心から惑星半径の10倍の距離にある円上で測定した、各種物理量の時間発展の様子(測定場所については上パネルを参照)。下4パネル: 横軸・縦軸はそれぞれ緯度・時間を表す。左上から右下に向かって、ガス圧、温度、速度の動径方向成分、緯度方向の成分が示されている。

星半径よりも大きな値に取っているため、惑星表面付近から生じる降着由来の放射を計算するには不十分であった。このように、2次元近似という制約はあるものの我々のモデルは過去最高の解像度で原始ガス惑星周りの降着構造を計算している。また本研究では衝撃波加熱が考慮される状態方程式を用いているため、等温ガスの状態方程式を用いた過去の研究([2]など)との比較を通じて加熱の影響を調べることができる。

3. 原始ガス惑星周りの動的な降着構造

図2はある時刻における惑星周りの密度分布を見せており、降着構造の全体像を示している。図左は計算領域の全体を、図右は惑星半径10倍以内の構造を表している。周惑星円盤上空の降着衝撃波は、密度の不連続面として現れている。この図から、周惑星円盤上空の降着衝撃波が半径方向に非常に乱れた構造を取っていることがわかる。図3左上に降着構

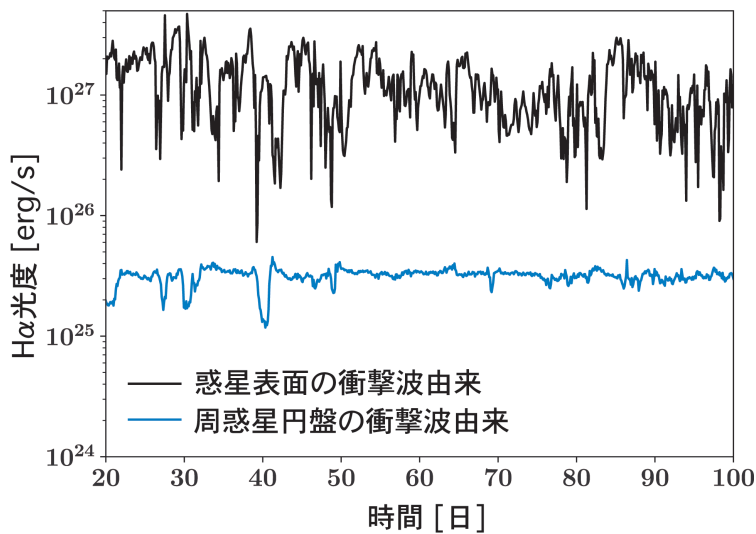


図5: 降着衝撃波由来のH α 光度の時間発展の様子. 黒線は惑星表面上の降着衝撃波に由来する成分を, 青線は周惑星円盤上空の降着衝撃波に由来する成分を表している. 光度の計算には, 北半球と南半球のデータを両方用いている.

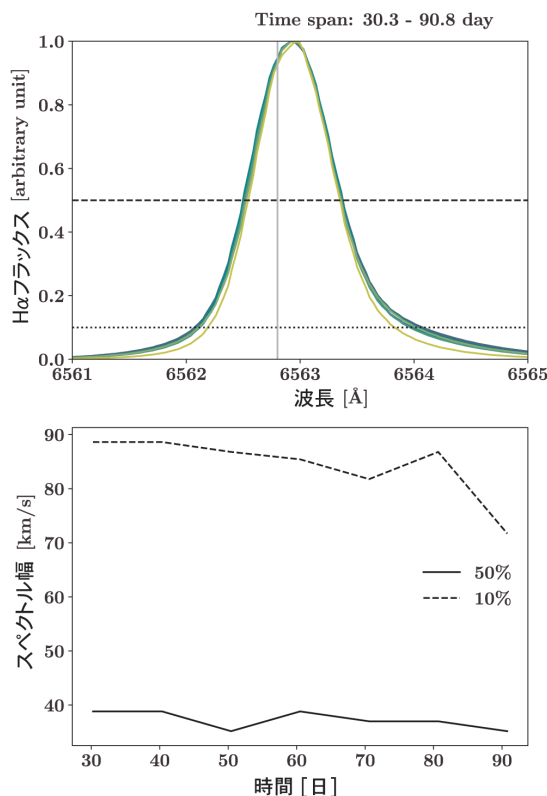
造の概略図を示す. 等温ガスの状態方程式を用いた過去のモデルでは円盤表面と衝撃波面が一致していたが, 我々のモデルでは衝撃波加熱によって両者が分離している. 周惑星円盤に向かってほぼ鉛直方向に落下してきたガスは, 降着衝撃波によって惑星方向に収束され, 円盤表面を沿うような降着流を形成する(図3右上も参照). 惑星に落下するガスは, 南北の極域から直接惑星表面に到達するガスと, 円盤表面の降着流のうち遠心力に打ち勝って惑星に落下してきたものの2成分となっている. 我々のモデルでは周惑星円盤内での実効的粘性を無視しているため, 円盤赤道面を通じた降着は無視できる.

複雑な構造をもつ周惑星円盤上空の降着衝撃波は, 激しく時間変動することがわかった. 図4は惑星中心から惑星半径の10倍の距離にある円上で測定した各種物理量の時間発展を示している. 横軸は赤道面から測った緯度を表し, 縦軸は時間軸に対応する. 圧力分布の不連続面は衝撃波の緯度方向の位置に対応している. 圧力分布から, 周惑星円盤上空に形成された衝撃波が, 時々刻々とその高さを変動させていることがわかる. 温度分布からは, 衝撃波の後面でガスが加熱を受けていることを確認できる. 衝撃波はガスの速度成分のうち衝撃波に垂直な速度成分のみを減速させる働きを持つ. 言い換え

ば, 衝撃波の前後で衝撃波面に平行な速度成分は変化せず, 垂直な速度成分のみが減速を受ける(斜め衝撃波の重要な性質). その結果, 衝撃波を経由したガスの流れは惑星方向に収束されるため(図3右上も参照), その様子が速度の動径方向の成分の増大と緯度方向の成分の減少として見える.

時間変動性は観測量の解釈に影響を及ぼす可能性があるので, 原因を明らかにすることは重要である. 流体素片を模したガスの流れに従って動く粒子を用いた解析によって, 降着ガスを感じる遠心力が原因であることがわかった. 外部から流入してきたガスは各半径に異なる角運動量を持って周惑星円盤に降り注ぐ. つまり, 周惑星円盤表面を流れるガス素片はそれぞれ異なる遠心力半径を持っていることになる. 円盤表面流の中のガス素片は遠心力で減速し外向きに動くようにするため, 外側から流れてくるガスと衝突してガスの流れに渋滞を引き起こす(図3左上の密度揺らぎ). その渋滞を引き起こした場所ではガス圧が上がるため, 衝撃波がより上空へと押し上げられる(図2や図3左上の揺らいだ衝撃波面を見たい). 衝撃波が押し上げられて降着流に対する衝撃波の角度が変わると, 表面降着流の速度も変わる. すると渋滞が起きる場所も影響を受ける. このような連鎖が様々な位置で起きるため, 周惑星

(a) 約10日ごとのサンプリング



(b) 約0.1日ごとのサンプリング

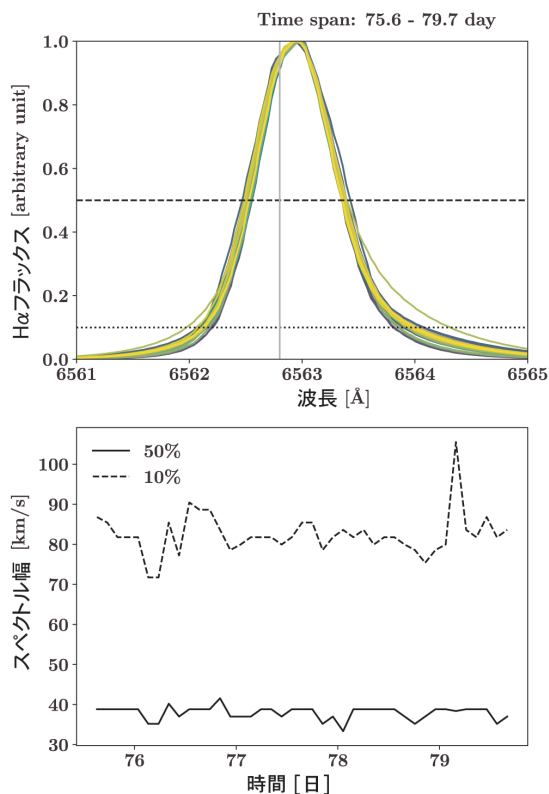


図6: 各時刻で規格化されたH α 輝線のスペクトル構造の時間発展の様子. (a), (b)のパネルはそれぞれ約10日, 0.1日ごとにデータをサンプリングした時の結果. 上段において, 異なる時刻のH α 輝線のプロファイルは異なる色の線で表されている(色が濃い緑色から黄色に向かうにつれて時間が経過). 縦線は空気中でのH α 輝線の波長6562.801 Åを表す. 水平な波線と点線はそれぞれ全輝線幅の50%, 10%を示す. 下段は, 全輝線幅の50%, 10%に相当するライン幅の時間発展の様子を示している. この図では, 北半球のデータのみを用いている.

円盤上空の衝撃波が激しく時間変動することになっている. この時間変動性が観測量に与える影響について, 次節(4節)で詳しく見ていく.

4. H α 放射の性質

降着衝撃波は惑星と周惑星円盤のそれぞれの表面上に形成されるが, 惑星由来のものが全体のH α 放射を支配することがわかった. 図5は惑星・周惑星円盤由来のH α 放射強度の時間発展を示している. 惑星由来の放射が周惑星円盤由来の寄与をほぼ常に1-2桁上回っていることがわかるだろう. 周惑星円盤上空の衝撃波が惑星のものより大きな面積を持つにも関わらず弱い放射しか出さないのは, 惑星表面の

降着衝撃波と比較して, 衝撃波上流の密度・速度が小さいためである.

図5は, 惑星に由来する放射が1日またはそれ以下の時間スケールで変動している様子も示している. 我々のモデルでは惑星由来のH α 放射が卓越しているため, 観測者にはこの時間変動するH α 放射が主成分として捉えられると予想される. 時間変動の原因は後に詳しく説明するが, 3節で述べた周惑星円盤上空の降着衝撃波の時間変動に起因している. つまり周惑星円盤上空の降着衝撃波は放射強度に対して無視できるが, 惑星由来の放射の時間変動の性質を決める上で重要な働きをしている.

観測されるH α 放射の光度は激しい変動を示すが, H α スペクトルの形状はほとんど変動しないこと

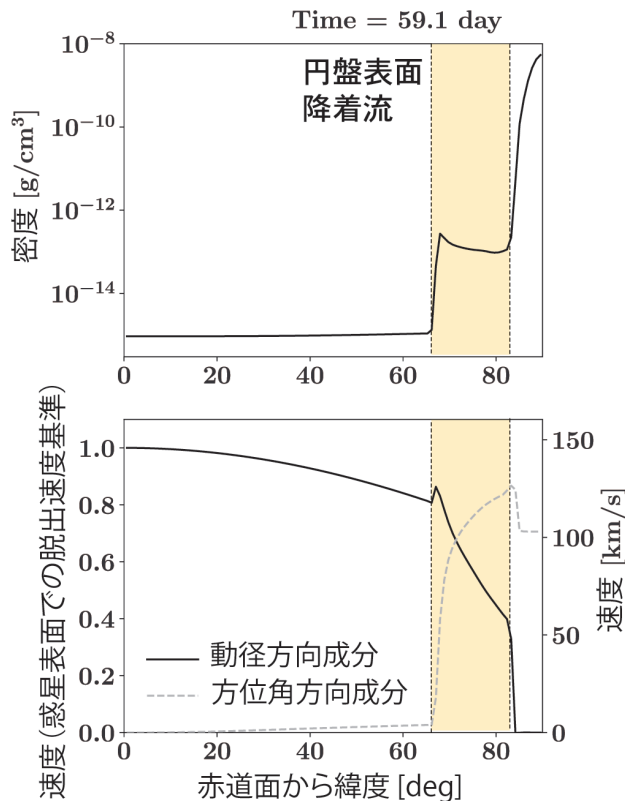


図7: 惑星表面における、密度(上)と速度(下)の緯度分布。ここでの緯度は北極から測った角度で表されている。下のパネルでは、黒の実線とグレーの破線がそれぞれ動径内向き方向と方位角方向の速度成分を示している。オレンジ色で示された角度範囲は、円盤表面の降着層の緯度範囲を表している。

がわかった。図6は惑星表面由来のH α 線スペクトルの時間変化を示している。パネル(a)は約10日ごとにデータをサンプリングした結果を示しており、ほとんどH α の線幅(輝線の波長方向の広がり)に時間変化が見られないことがわかる。観測頻度(観測の時間分解能)の影響を見るため、図6(b)に約0.1日ごとのデータサンプリングの結果を載せているが、こちらでもごく一部の時間を除いて顕著な変化は見られない。

H α スペクトルの形状がほとんど時間変化しないという結果は、やや不思議に思える。というのも、スペクトルのピーク波長や広がり、一般に放射を出す物体の速度分布に依存するためである。今回のモデルでは放射体であるガスが激しく時間変動しているため、上述の結果はそのような一般的な感覚に基づ

く解釈に反している。この理由を探るには、H α 放射を支配する流れ構造を詳細に調べる必要がある。降着光度の緯度分布を見てみると、円盤表面降着流の表層部が最も強くH α 放射を出すことがわかった。1次元輻射流体モデルによれば、今回調べている降着流の密度の範囲だとH α 線プロファイルの形はほぼ降着速度だけに依存し、降着流による吸収といった密度に依存する効果はあまり現れない。したがって、H α の線幅があまり時間変化しないということは、円盤表面降着流の表層部における降着速度が時間的に大きく変化しないことを示唆している。これを踏まえて、惑星に降り注ぐ降着流の物理量分布を見てみよう。

図7は惑星表面における密度と速度の緯度分布を示している。緯度が約83度を超えるような極域には

降着衝撃波を経由していない低密度のガスが流入しており、それより低緯度(色付けされた角度範囲)に円盤表面を流れる降着流が見える。円盤表面の降着流中のガスは、衝撃波面での圧縮と幾何学的な圧縮(ガスが広い範囲からより小さい領域に集まることによる圧縮)の両方を経験しているため、極域よりも高い密度を持っている。また、惑星に向かう降着流は衝撃波の後面に近いほど大きな速度を持っていることにも注意されたい。これは周惑星円盤上空の斜め衝撃波によって降着ガスが惑星の向きに方向転換させられた結果である(図1右や、図2右・左下の流れ場構造も参照)。ほぼ自由落下してきた降着ガスの向きが衝撃波によって方向転換し、降着速度も惑星表面での脱出速度の8割程度に達している。すなわち、最も強いH α 放射を出す場所の速度がほぼ脱出速度程度に維持されるため、H α 線プロファイルは弱い時間変動しか示さなかった。極域の降着は速度としては大きいものの降着ガスの密度が小さいため、H α 光度への寄与は無視できるほどしかなかった。

5. まとめと議論

本研究では大局的な流れを計算する高解像度2次元流体シミュレーションと降着衝撃波後面のミクロな1次元輻射流体モデルを組み合わせることにより、惑星から周惑星円盤に渡る広い範囲からのH α 放射を、時間変動や輝線プロファイルも含めて計算することに成功した。その結果得られた全体像が図3である。降着衝撃波は周惑星円盤上空と惑星表面の両方に形成されるが、主なH α 放射源は惑星表面であった。特に円盤表面降着を受ける緯度範囲が最も明るいこともわかった。円盤表面の降着流では遠心力などによって密度揺らぎが生じるため、降着光度は激しい時間変動を示す。しかし最も強くH α 放射を出す円盤表面降着流の表層部分で降着速度があまり変化しないために、H α 線プロファイルは強い変動を見せない。これらが今回仮定した流体モデルの示す降着の特徴である。このようにH α 放射領域が惑星表面に局在化している場合、H α スペクトルから惑星の質量や降着率といった情報を引き出すことができるだろう[6]。

今回の研究では惑星磁場を無視したが、原始ガス

惑星も進化のある時点で古典的T Tauri型星のように磁気圏降着を起こしているかもしれない。ここで磁気圏降着とは、中心天体の磁場がガス円盤の回転を急速に減速させることによって円盤内縁を削り取るような降着である。円盤ガスが中心天体に落下する時、その天体の磁場に沿ってほぼ自由落下する。古典的T Tauri型星と同様に、若い惑星質量天体のスピンはブレークアップ値より十分小さい値を取っていることが観測的にわかっている[12]。そのため惑星質量天体もある段階では磁気圏降着を受けていて、磁場を介した惑星・円盤間の角運動量輸送によって小さなスピンの値を保っている可能性がある[13, 14]。

今回の流体モデルで見られた降着と磁気圏降着を比較し、予想される観測的特徴の違いについて簡潔に議論する。ここではH α 線プロファイルに対する影響と時間変動性、そして惑星表面上の降着衝撃波が占める面積の割合(あるいは被覆率)の3点に着目する。流体モデルで主なH α 放射を担う降着流は、遠心力や衝撃波による減速によって脱出速度よりもやや小さい速度を持つ。そのため、脱出速度でガスが落下してきたと仮定してH α 線の線幅を解釈すると惑星質量を過小評価する恐れがある。H α 放射が示す時間変動性についてはこれまで説明したことに加えて、惑星の自転の影響が弱いという予想もできる。その理由は、降着衝撃波が惑星表面上にリング状に形成され回転角方向に顕著な構造を持たないと考えられるためである。惑星表面の降着衝撃波が持つ被覆率は円盤表面降着流の厚みによって決まり(惑星表面の降着衝撃波の分布については図1下を参照)、今回調べたパラメータでは0.1のオーダーであった。ただし降着流の厚みは衝撃波後面ガスの冷却過程の詳細に依存するため、この値はあくまで参考値と考えるべきだろう。

磁気圏降着の観測的特徴を、古典的T Tauri型星の観測をもとに考察してみる。惑星磁場に沿って自由落下するファンネル状の降着流自体がH α 放射源となれば[7]、H α 線中心のドップラーシフトが見えるだろう。また磁軸と回転軸が傾きを持っている時などは明るい降着衝撃波が自転に伴って観測者から見え隠れして、衝撃波由来の光度が周期的に変動すると期待される。さらにファンネル降着流が降着衝

撃波を隠せば、衝撃波由来の放射が減光を受けた形で観測者に届くだろう[15]. 古典的T Tauri型星での降着衝撃波の被覆率は典型的に 10^{-3} - 10^{-2} 程度と観測的に見積もられており[16], この値は流体モデルの値よりも十分小さい. モニター観測によってこのような観測的特徴を検証することができれば, 降着構造の特定だけでなく惑星質量に対する制限もより厳しいものへとなっていくだろう.

最近の顕著な進展として, 輻射輸送を解いたシミュレーション研究[17]の登場や, 観測による時間変動天体の発見[18]を挙げておきたい. Marleau et al. [17]は我々と同様の枠組みで輻射輸送計算も行い, 円盤表面降着流の密度・速度構造が輻射冷却によって強く影響を受ける可能性を示した. その結果, 彼らのモデルでは惑星の極域の方が表面降着流部分よりもH α で強く輝く予想になっている(つまり, 被覆率がオーダー1程度). ただし原始惑星系円盤のギャップ内や降着衝撃波周辺のダストの性質が十分理解されていないため, 不透明度に対する不定性が残っている. 今後はこのような輻射冷却に関わる素過程に対して理解を深めることが課題だろう. Demars et al. [18]は約14.5木星質量のGSC 06214-00210 bから来る水素のPa β 放射が数10分程度の時間スケールで変動していることを見つけた. 年・月スケールの変化も報告されている. 今後はこのような変動天体に対して密なモニター観測を実施し, 周期変動の探査をすることで降着モードの特定を進めていくことが重要である.

謝辞

本研究のきっかけは, 筆者(高棹)が2019年に国立天文台在籍時に教員として参加したサマースチューデントプログラムです. 当時東北大の3年生だった榎本晴日(現・東京科学大学)さんが「惑星に関係するシミュレーションをやってみたい」と希望を出してくれたため, 必死に文献を調べてこのテーマを思いつき, シミュレーションをしたことが始まりです. このような展開のきっかけを与えてくださり, 感謝申し上げます. また本研究はJSPS科研費JP18K13579, JP17H01153, JP18H05439の助成を受けています. そして本稿の推敲にあたっては奥住聡氏(東京科学

大学)から詳細なアドバイスを頂きました. この場を借りて感謝申し上げます.

参考文献

- [1] Machida, M. N. et al., 2008, ApJ 685, 1220.
- [2] Tanigawa, T. et al., 2012, ApJ 747, 47.
- [3] Wagner, K. et al., 2018, ApJL 863, L8.
- [4] Haffert, S. Y. et al., 2019, NatAs 3, 749.
- [5] Hashimoto, J. et al., 2020, AJ 159, 222.
- [6] Aoyama, Y. and Ikoma, M., 2019, ApJL 885, L29.
- [7] Thanathibodee, T. et al. 2019, ApJ 885, 94.
- [8] Aoyama, Y. et al., 2018, ApJ 866, 84.
- [9] Takasao, S. et al. 2021, ApJ 921, 10.
- [10] Stone, J. M. et al., 2020, ApJS 249, 4.
- [11] Szulágyi, J. and Ercolano, B., 2020, ApJ 902, 126.
- [12] Bryan, M. L. et al., 2018, NatAs 2, 138.
- [13] Batygin, K., 2018, AJ 155, 178.
- [14] Hasegawa, Y. et al., 2021, ApJ 923, 27.
- [15] Alencar, S. H. P. et al., 2010, A&A 519, A88.
- [16] Ingleby, L. et al., 2013, ApJ 767, 112.
- [17] Marleau, G.-D. et al., 2023, ApJ 952, 89.
- [18] Demars, D. et al., 2023, A&A 676, A123.