

「2024年度最優秀発表賞受賞論文」 原始惑星系円盤における輝線の圧力広がり の初検出とガス面密度測定手法としての応用

吉田 有宏^{1,2}

2025年3月30日受領, 査読を経て2025年7月22日受理

(要旨) 原始惑星系円盤中のガス面密度分布を観測的に決定することは、惑星系形成過程を議論する上で極めて重要であるが、これまでは有効な手法がなかった。我々は、これまで見過ごされてきた効果である輝線の圧力広がりを用いると、ガス面密度分布が精度良く測定可能であることを見出した。さらに、アルマ望遠鏡による観測により、3つの原始惑星系円盤において圧力広がりによる輝線ウィングを初めて検出するとともに、ガス面密度を推定することに成功した。これらの円盤には惑星系形成に十分な量のガスが存在することが明らかになったほか、ガス圧力極大へのダスト集積などの重要な物理過程が実際に起きていることが示された。本稿では、提案手法を解説するとともに、これまでの観測結果を紹介する。

1. 導入

1.1 惑星形成の舞台・原始惑星系円盤におけるガス

惑星系の形成は、若い星を取り巻く原始惑星系円盤(以下、円盤)で起こる(図1)。近年のアタカマ大型ミリ波サブミリ波干渉計(ALMA)等による高空間分解能観測により、円盤にはダストのリングやギャップなどの構造が存在することが明らかになってきた。これらの構造は惑星形成を促進するほか、構造自体が惑星によって作られる場合もあると考えられている。円盤の物理構造を観測的に調べることは、惑星形成過程を解明するための鍵である。

このような構造を形成する円盤の物質は星間物質から形成された分子雲に由来し、主に水素分子からなるガスと鉱物や氷からなるダストから構成される。惑星形成論(コア降着モデル)によれば、ダストは合体・成長を繰り返すことで地球型惑星や巨大ガス惑星のコアになり、ガスは巨大ガス惑星の大気となる。この過程では、ガスが大きな役割を果たす。まず、ガ

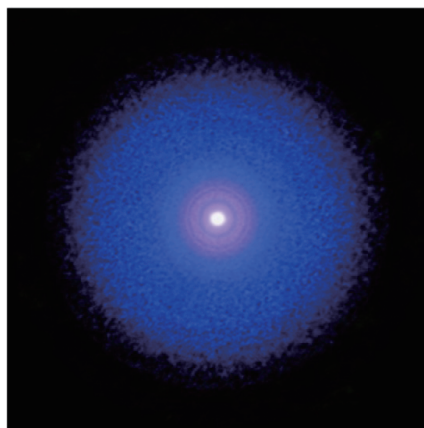


図1: TW Hya周りの原始惑星系円盤のALMA観測画像。赤色がミリ波でみた固体ダスト成分、青色がCO分子ガス成分を表す。この画像に反映されている質量は全体の1%以下に過ぎない。[1,2]を元に作成。

スは円盤のほとんどの質量を占め、そこで形成される惑星系のほとんどの質量を担う。例えば、円盤ガスが1木星質量より少ない量しか存在しなければ、そこで木星は形成し得ないだろう。さらに、ガスはダストの運動に影響を与える。例えば、ガス圧力が何らかの理由で極大値を持つ場合には、ダストはその位

1.国立天文台

2.総合研究大学院大学物理科学研究科天文科学専攻
tomohiroyoshida.astro@gmail.com

置にトラップされ、先に述べたようなダストリング構造を形成しうる。このように、ガスの分布は円盤の構造・時間進化を記述するあらゆる理論モデルに登場する最も基本的な物理量の一つである。それにも関わらず、現実の円盤におけるガス分布の定量的な制約は非常に難しく、あまり行われてこなかった。それに伴って、例えば、これまでの理論的研究はいわゆる最小質量原始太陽系円盤[3,4]のようなガス面密度¹分布を仮定して議論を進めていた。しかし、現実の円盤がそれに従っている保証は当然ない。

1.2 円盤ガス面密度測定の困難

ガス分布（あるいはそれを空間的に積分した、ガス質量）の測定が困難なのは、ガスのほとんど（99.99%程度）を占める水素分子が永久双極子モーメントを持たないため、円盤の典型的な環境下では観測可能な放射を出さないことに由来する。ガスは実質的に「見えない」のである。従って、これまでは以下のような間接的手法が用いられてきた。

(1) ダストからの放射を用いるもの[5]

円盤にはダストが存在し、質量の大部分を担う中心面（赤道面）領域はミリメートル程度の波長でトレースできる。ダストの光学特性が既知であれば、その面密度が測定可能である。さらに、ダストとガスの面密度（あるいは質量）の比を例えば1/100と仮定することで、ガス面密度もわかる。このアプローチは最もよく使われているものである。しかし、そもそも惑星形成はダスト・ガス比が何桁も変化していく過程である。実際、近年の観測によりダストとガスは異なる空間分布を持ち、場所によってダスト・ガス比が変化していることがわかっている[6]。また、ダストの光学特性には不明な点が多く、そこから得られるダスト面密度にも少なくともファクター倍程度の不定性が残る[7]。

(2) 一酸化炭素同位体の輝線放射を用いるもの[8]

円盤ガス中で、水素分子、ヘリウム原子に次いで多い分子の一つである一酸化炭素分子(CO)は、比較的よく放射を出す。メインの同位体である $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$ (以

下、単にCOと表記)は多くの場合光学的に厚い²ため、放射強度は質量に比例しないが、その希少同位体($^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ など)は光学的に薄い場合が多く、定量が比較的しやすい。 $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ の質量が求めれば、それをCO/ H_2 比で割ることで水素分子の質量が求められる。この手法もサーベイ観測などでこれまでよく使われている[9]。最大の問題は、変換係数であるCO/ H_2 比の不定性が非常に大きく、理論モデルおよび観測的示唆によれば円盤の化学進化に伴って 10^{-3} から 10^{-6} まで変化しうることである[10-12]。この不定性は推定される面密度にも伝播するだろう。

(3) 重水素輝線を用いるもの[13, 14]

重水素分子(HD)は遠赤外線領域で純回転遷移放射を出す。HD/ H_2 比は精度良く求まっており、COとは異なり円盤中ではあまり大きく変化しないと考えられている。したがって、比較的有望だと考えられる手法の一つである。実際、ハーシェル宇宙天文台によって3天体で検出が報告され、質量が推定されている[13, 15]。この手法の問題点としては、空間分解した観測が不可能であり全質量は求められても面密度の推定には向かないこと、輝線のエネルギー準位の関係で推定される質量が温度の仮定に強く依存すること、ダストによる減光が効くため、質量の大部分を担う円盤中心面には感度がないことなどが挙げられる[14]。さらに、現在は観測可能な装置が存在しないことも問題である。

(4) 回転曲線を用いるもの[16, 17]

円盤のガスの回転速度は大まかには、各半径における中心星の重力、半径方向の圧力勾配力、円盤の自己重力によって決まっている。したがって、ガスの回転速度の半径依存性(回転曲線)を精度良く測定し、モデリングすることで円盤自己重力成分を推定し、そこから全質量を求めることができる。この手法は特に円盤質量が中心星質量の~10%以上と非常に重たい時に有効である。しかし、回転曲線は例えば巨大惑星の存在や円盤風などによっても影響を受ける[18]。

²電磁波がある物質を通過する間に吸収される程度を表す無次元量を「光学的厚さ」といい、それが1より大きい時「光学的に厚い」、1より小さい時「光学的に薄い」という。

¹ガスの空間質量密度を円盤鉛直方向に積分した量。

(5) 一酸化炭素同位体と N_2H^+ を用いるもの[19]

手法 (2)の問題点は CO/H_2 比が大きく変化することにあった。この手法では、 CO/H_2 と反相関する N_2H^+ 分子輝線を観測し化学反応モデルを用いることで CO/H_2 比を補正する。この手法は比較的有望だと考えられるが、円盤の電離度の不定性に大きな影響を受けるという弱点がある。

(6) 非局所熱力学平衡効果を用いるもの[20]

ある分子からの輝線放射強度が、低水素ガス密度領域で密度に対して変化することがある(非局所熱力学平衡効果)。円盤は一般に比較的高密度であるが、円盤上層部に存在するシアラジカル(CN)など一部の分子ではこの効果が期待でき、上層部の水素ガス密度であれば推定することができる。円盤ガスの大部分は中心面に存在するので、この密度からは円盤面密度の下限值が与えられるだろう。

以上のような各手法の特性に伴って、現在の円盤質量の推定には非常に大きな不定性があることが知られている。実際、地球から最も近い原始惑星系円盤であるTW Hya円盤における、さまざまな全ガス質量の推定結果をまとめると、手法によって0.001太陽質量から0.1太陽質量まで2桁程度のばらつきがある[21]。既存の手法では、原始惑星系円盤が惑星系を形成するに足る質量があるか、という基本的な問いにさえも答えることができないのである。さらに、全質量に対してもこれだけばらつきがあるのであるから、ガス面密度についてはより大きな不定性が見込まれるだろう。

2. 輝線の圧力広がりを用いる新手法

2.1 円盤から観測される輝線の形状

我々は、この問題を解決すべく、輝線の圧力広がりを用いる新たな手法を提案している[2, 22, 29]。本手法の詳細を説明する前に、観測される輝線の形状が、(1)ミクロな線幅拡大、(2)マクロな線幅拡大、(3)観測装置の分解能によって決まることを解説する。

(1) ミクロな線幅拡大

輝線放射は量子力学的な過程で起こり、その遷移エネルギーには不確定性関係に起因する幅が存在

する。この線幅拡大はローレンツ関数に従う。その特徴的な幅は自然幅と呼ばれ、これは各輝線のアインシュタインA係数の逆数程度の値に対応することが知られている。次に、分子は熱運動をしており、放射は運動速度に応じてドップラーシフトする。これはガウス関数に従う線幅拡大効果で、その幅は熱幅と呼ばれる。円盤からの輝線放射の線幅を主に決めているのはこの効果である。さらに、比較的高密度な環境では、分子同士の衝突が起こる。例えば、円盤中のCO分子放射を考える場合、COは主に H_2 分子に衝突される。このとき、衝突により、放射の位相が変わることがある。位相のランダムな変動は周波数の変化と同じであるから線幅は拡大する。この効果は圧力広がりあるいは衝突広がりと呼ばれ、ローレンツ関数に従う輝線形状を生み出す。その特徴的な線幅を圧力幅と呼ぶ。このほかに、ミクロな線幅拡大には磁場や電場の影響によるもの(ゼーマン効果やシュタルク効果による)もあるが、これらは熱幅と比較し十分小さいため、ここでは省略する。

(2) マクロな線幅拡大

(1)で挙げた効果に加えて、円盤の分子はマクロなスケールで運動をしている。例えば、円盤中には弱い乱流が存在すると考えられている。乱流による分子の相対速度はガウス関数に従うだろうから、この効果もガウス関数状の線幅拡大を生み出すだろう。乱流の空間スケールが十分小さければ、これはミクロな効果として取り扱うこともできる(乱流幅)。さらに、円盤中にはガスのマクロな流れが存在する。これは例えば、ケプラー回転、ガスギャップ構造への粘性拡散、円盤風、惑星の存在などによって引き起こされるだろう。このようなマクロな流れが視線方向に異なれば、最終的な放射の輝線形状は局所的なものよりも幅広なものになる。以上に加えて、視線方向の輻射輸送を考慮すると、輝線の線中心が光学的に厚い時には、光子の自己吸収と再分配による線幅拡大が起こる。これはオパシティブロードニングとも呼ばれる効果であり、光学的に厚い極限では輝線形状は矩形関数になり、その幅は光学的厚みに依存する。

(3) 観測装置の分解能

以上のようにして円盤からの輝線は元々ある形状

の広がりを持つが、実際に観測される輝線形状は、観測装置の影響も受ける。輝線の元々の形状をできるだけ正確に復元するためには、まず、周波数分解能が十分高い必要がある。幸いにして、我々が用いるALMAなどの電波干渉計では、熱幅を分解できるほど高い周波数分解能が実現されている。さらに、単色の輝線に対して装置がどう振る舞うかを決定する周波数応答については、観測設定によっても異なるが、ALMAでは中心から5周波数分解能要素程度離れたところで中心の0.1%，15分解能要素離れば0.01%など、十分分解できている輝線に対してはほとんど無視できる。空間分解能も実質的な周波数分解能を制限する。例えば、低い空間分解能で空間的な速度勾配がある円盤を観測すると、一つの空間分解能要素（ビームサイズ）内に異なる速度を持つ放射が入り込んでしまい、線幅が拡大しているように見えてしまう。

以上の効果は、すべて同時に起こりうる。ミクロな乱流を含むミクロな線幅拡大の効果は、視線上の各点で起こると考えられ、その輝線形状はガウス関数とローレンツ関数の畳み込みであるフォークト関数で記述できる。そのほかの効果は状況に応じて適切に取り扱う必要がある。

2.2 円盤における圧力広がり

前節の(1-3)に挙げた効果のうち、円盤ガス面密度測定の観点からは、圧力広がり特に興味深い。なぜならば、圧力幅は分子密度に依存し、高密度ほど大きくなるからである。例えばCOがH₂に衝突される場合、CO輝線の圧力幅は水素分子密度で決まる。この効果を検出し、うまく用いることができれば、水素分子密度をダイレクトに測定することができるかもしれない。しかも、この効果は1.2節(6)で挙げた非局所熱力学平衡効果を用いる手法とは異なり、密度が高いほど顕著になる。すなわち、円盤の質量を担う中心面により高い感度があると予想できる。ひとたび中心面のガス密度が求まれば、ガスが鉛直方向に静水圧平衡にあることさえ考えれば、ガス面密度までも導出することができる。面密度を空間方向に積分すれば、質量も求められるだろう。

それでは、現実的な円盤では、どの程度の圧力幅が期待されるだろうか。観測しやすいCO $J=3-2$ 分

子輝線を例に、その圧力幅をHITRANデータベース[23]にある分光学的定数を用いて見積もってみる。圧力幅は、温度 T 、水素分子密度 n_{H_2} に対して

$$\Gamma = 10^{-4} \left(\frac{T}{100 \text{ K}} \right)^{0.34} \left(\frac{n_{\text{H}_2}}{10^{12} \text{ cm}^{-3}} \right) \text{ km s}^{-1} \quad (1)$$

程度である。ここで温度と密度は最小質量太陽系円盤モデル[3, 4]における中心星から5 auにおける円盤中心面程度の値を用いて規格化している。この値は、自然幅よりは8桁程度大きいものの、熱幅に対しては2-3桁程度小さい。この場合、熱幅と圧力幅を考慮したフォークト関数の半値幅は熱幅に支配されるので、それを直接測定するのは難しそうである。このような事情もあるからか、これまで原始惑星系円盤や惑星形成の分野では、圧力広がり完全は無視されており、円盤観測を解釈する際には、熱幅と乱流幅だけで決まるようなガウス関数が常に用いられてきた³。

しかし、興味深いことに、円盤においても圧力広がり効果が無視できなくなる場合がある。それは、輝線中心の光学的厚みが非常に大きいときである。光学的厚み $\tau(v)$ は、線中心からの速度 v の関数として、 $\tau(v) = \tau_0 \phi(v)$ と書くことができる。ここで τ_0 が線中心での光学的厚み、 $\phi(v)$ は輝線形状（熱幅と圧力幅で決まるフォークト関数）である。フォークト関数は、線中心近くでは熱幅だけで決まるガウス関数で近似できるが、線中心から離れたところでは、

$$\phi(v) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{\Gamma}{\Delta v_D} \left(\frac{v}{\Delta v_D} \right)^{-2} \quad (2)$$

となる。ここで、 Δv_D は熱幅である。すなわち、圧力幅 Γ が熱幅 Δv_D より3桁程度小さかったとしても、線中心での光学的厚みが 10^4 程度ありさえすれば、 $v = 3\Delta v_D$ での光学的厚みはおおよそ1に達する。さらに、 $v = 10\Delta v_D$ の線中心から非常に離れたところでも、線中心での光学的厚みが 10^5 あれば同程度の光学的厚みになる⁴。実際、円盤で特に豊富なCO分子の輝線は 10^{4-5} といった非常に高い光学的厚みを持

³一方で、密度が数桁以上高くなれば、圧力幅は熱幅程度かそれ以上になるので、惑星大気等の分野では常に考慮されている自明な現象なようである。

⁴これは実質的にオパシティブロードニング(2.1節)と同じ現象である。

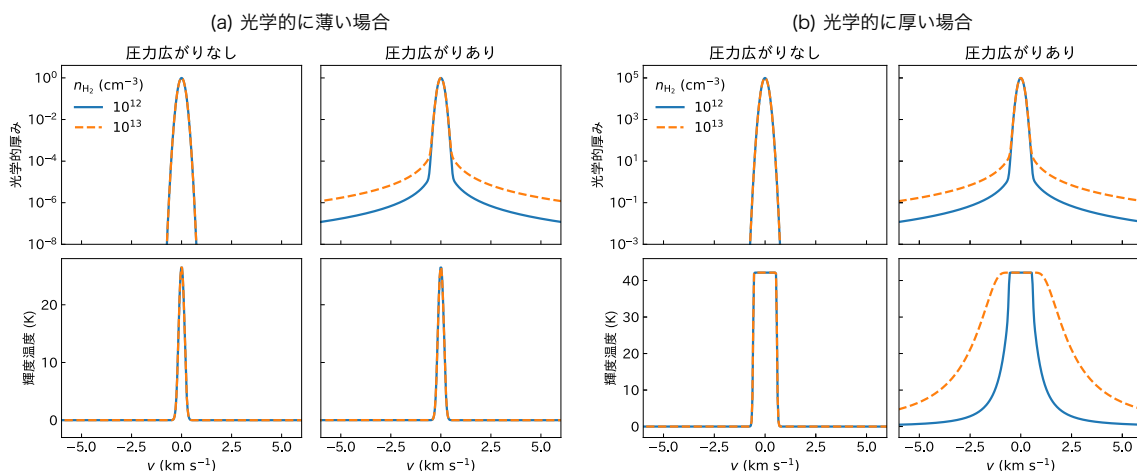


図2: (a) CO $J=3-2$ 輝線を例にして、線中心での光学的厚みが1の場合の異なる水素分子密度に対しての光学的厚み (上段) と輝度温度 (下段) のスペクトルを、圧力広がりを含んでいない場合 (左側) と考慮に入れた場合 (右側) についてプロットしている。この場合は圧力広がり有無により光学的厚みのスペクトルにはウィング部で違いが見られるもの、実際に観測できる輝度温度のスペクトルにはほとんど違いが見られない。(b) (a) と同じものを線中心での光学的厚みが 10^5 の場合にプロットしている。この場合、輝線ウィングでの光学的厚みが有意な値を持つため、輝度温度スペクトルの形状が水素分子密度に依存する (右下のパネル) ことがわかる。本手法ではこの効果を用いる。

ちうる。ガス面密度を 100 g cm^{-2} として、 $\text{CO}/\text{H}_2 = 10^{-4}$ とすると、CO 分子柱密度は $3 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ に達するが、 $T = 100 \text{ K}$ とした時の光学的厚みが 10^5 程度である。さらに、式 (1,2) から、線中心の光学的厚みが十分大きい時には、線中心から離れたウィングでの光学的厚みが水素分子密度に依存することがわかる。最終的な放射強度は光学的に薄いウィングでは光学的厚みに比例するから、観測される放射強度も水素分子密度に依存する。以上の効果は図2にまとめられている。

ちなみに、熱幅によるガウス関数的な線幅拡大のみを考えた場合には、光学的厚みが線中心からの速度に対して指数関数的に減衰する。これは圧力幅の場合の冪関数的な依存性 ($\propto v^{-2}$) よりもはるかに速く、例えば、 $v = 3\Delta v_D$ では光学的厚みは線中心に比して $\exp(-3^2) \sim 10^{-4}$ 程度になってしまう。

2.3 ガス面密度の測定

前節では、圧力広がりウィングが水素分子密度に依存することをみた。ここでは、より具体的に、ガス面密度がどのようにして求められるかを説明する。まず、線中心での光学的厚み (τ_0) が CO 分子柱密度 (N_{CO}) に比例することと、式 (1, 2) を用いると、圧力

広がりによる CO 輝線ウィングの放射強度は、線中心から十分離れた放射が光学的に薄くなる領域で、 $B(T) \tau_0 \phi(v) \propto B(T) N_{\text{CO}} n_{\text{H}_2}$ に比例する。ここで、 $B(T)$ は温度 T に対するプランク関数である。さらに、CO の柱密度はガス面密度 Σ_g と CO/ H_2 比 X_{CO} の積に比例する。加えて、円盤は鉛直方向には静水圧平衡状態にあることを考えると、ガス面密度は中心面の密度に比例するから、結局

$$I_{\text{CO}} \propto B(T) X_{\text{CO}} n_{\text{H}_2}^2 \quad (3)$$

と書ける。ところで、光学的に薄い CO 同位体輝線を用いたこれまでのガス面密度測定法 (1,2) では、そのピーク放射強度のパラメータ依存性は

$$I_{\text{CO, iso}} \propto B(T) N_{\text{CO}} \propto B(T) X_{\text{CO}} n_{\text{H}_2} \quad (4)$$

と書ける。以上の2つの式を比較すると、CO 輝線ウィングの放射強度は CO 同位体の放射強度よりも n_{H_2} に強く依存することがわかる。これを利用することで、 X_{CO} の大きな不定性を減らすことができる。すなわち、 X_{CO} が3桁変化したとしても、 n_{H_2} には $\sqrt{10^3}$ しか不定性が伝播しない。さらに、2つの式の比をとると

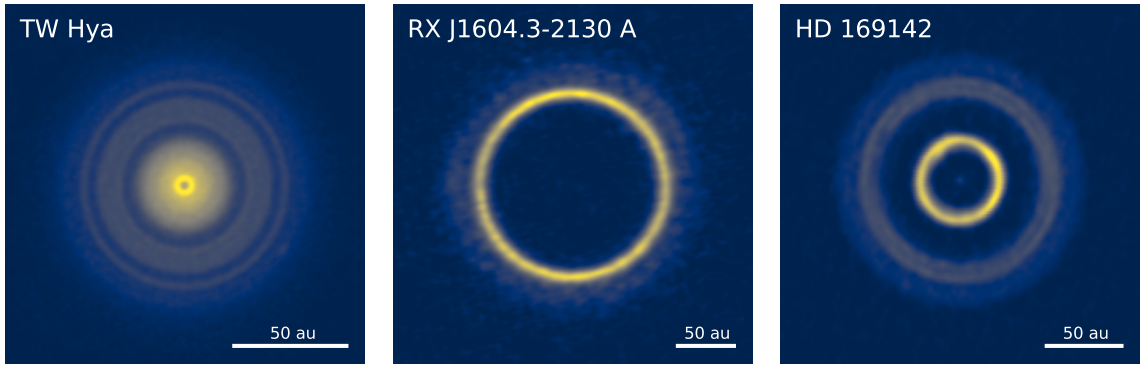


図3: 本研究で解析した3つの原始惑星系円盤 (TW Hya, J1604, HD 169142)の波長1 mmの連続波画像 [1, 24, 25]. ダストの熱放射分布を表している. 右下の線分の長さが50 auに対応する.

$$\frac{I_{\text{CO}}}{I_{\text{CO, iso}}} \propto n_{\text{H}_2} \quad (5)$$

が得られる. つまり, CO輝線の圧力広がりウィングとその同位体輝線の両方を観測することによって, H_2 密度が CO/H_2 比や温度に依存することなく求められるのである⁵. 水素分子密度が測定されれば, 温度を仮定・あるいは測定し鉛直方向の静水圧平衡を考慮することで, ガス面密度に変換可能である. また, CO/H_2 比も同様に求められる.

このガス面密度測定手法では, 不定性の大きい変換係数を仮定する必要がない. また, 光学的に薄いウィングの放射を用いており, 円盤面密度の大部分を担う円盤中心面近くに感度がある. さらに, 高い空間分解能が得られる電波領域の輝線に適用可能であり, 面密度の空間分布も得ることができる. このような特長はユニークなものであり, 従来手法では不可能だったロバストなガス面密度測定を可能にする.

3. 観測と解析

3.1 円盤における圧力広がり初検出

我々は, これまでに3つの円盤 TW Hya, RX J1604.2-2130 A (以下, J1604), HD 169142円盤

(図3)においてCO輝線の圧力広がりを初めて検出することに成功している. いずれもALMA望遠鏡による観測データを用いている.

TW Hya円盤 [2]: TW Hya円盤は, 地球から最も近い (60 pc)円盤である. 中心星の年齢は 3-10 Myrと推定され, 円盤を持つ天体としては比較的歳をとっている. 一方で, 円盤中で今まさに惑星形成が進行している示唆も得られている [1, 26]. この円盤には, これまでに多数の研究と観測データが存在する. 我々は, これまでにALMAを用いて観測されたCO $J=3-2$ 輝線のアーカイブデータをほとんど全て結合し, 全積分時間が10時間に達するほどの深いイメージキューブ⁶を得た. さらに, 光学的に薄いCO同位体輝線である $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ $J=3-2$ の検出がある[27]円盤中心部に着目し, 中心~10 au領域でのスペクトルを得た(図4).

J1604円盤 [22]: J1604円盤は, 地球から160 pcに位置する. 中心星の年齢は3-5 Myrとされ, これも比較的高年齢とされる. この円盤のダスト成分は比較的大きな (半径90 au)1つのリングからなり, リングの内側には木星質量惑星の存在が示唆されている [24]. リング周辺は分子ガスに富んでいることが知られている. 本研究では, ALMA大型プログラム exoALMA[28]で新たに取得されたCO $J=3-2$ 輝線のデータ(積分時間6.5時間)を用いた. この円盤では, さまざまな分子の放射が最も明るいダストリング

⁵厳密には, 圧力幅には弱い温度依存性 (ここでは0.34乗)がある. また, 2輝線の周波数間でのプランク関数の比も残るが, これは近い周波数の遷移を選べば問題にならない. さらに, CO同位体比は仮定する必要がある(4節参照).

⁶電波天文学の用語で, 空間2次元, 周波数1次元のデータのこと.

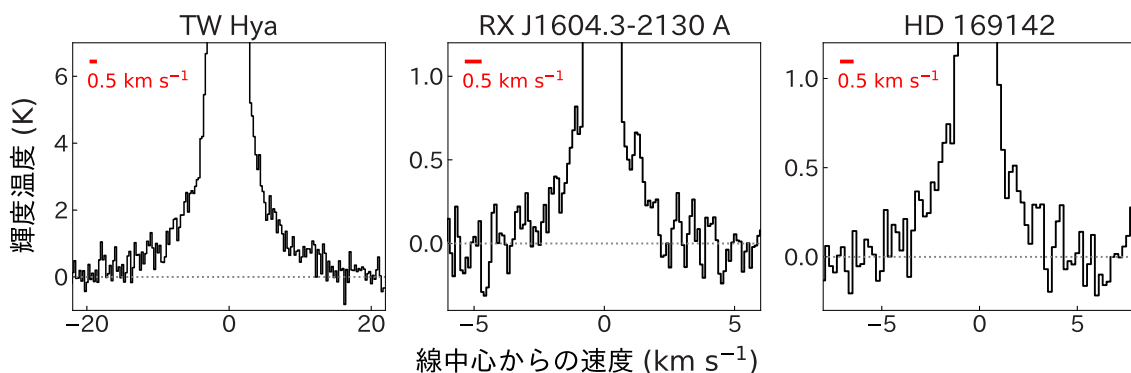


図4: 観測されたCO輝線のスペクトル. TW Hyaは円盤中心部 (~10 au)での, 他2天体は外側リング周辺 (J1604で $r \sim 80$ au, HD169142で $r \sim 60$ au)で方位角方向に平均したスペクトルのウィング部を拡大してプロットしている. 左上の線分は典型的な熱幅を表す. 熱幅よりもはるかに幅広いウィングが存在することがわかる. [2, 22]を元に作成(CC BY 4.0, <https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>).

付近に着目した解析を行う. 各円盤半径において, ケプラー回転を補正しつつスペクトルの方位角平均をとった半径-線中心からの速度に対する2次元スペクトルを作成した. 図4には中心星からの距離が $r = 80$ au付近にあるリングピーク付近でのスペクトルを示している.

HD 169142円盤 [29]: HD 169142円盤は, 地球から120 pcに位置する. 中心星の年齢は10 Myr程度と考えられる. ダスト円盤は複数のリングからなり, 1つ目と2つ目のリングの間に惑星と考えられる赤外線点源が検出されている [30]. この天体は他の2天体とは異なり, ハービッグ型星と呼ばれる比較的若い星である. 円盤内では数多くの分子の検出が報告されており, 分子ガスに富んでいると考えられる [31]. これまでに ALMAを用いて観測されたCO $J=2-1$ 輝線のアーカイブデータを結合し, 積分時間6.6時間に達する深いイメージキューブを得た. この天体では, 中心星からの距離が $r = 60$ au付近の外側リング付近に着目した解析を行った. J1604円盤と同様に, 方位角平均スペクトルを得た(図4).

いずれの観測も, 0.1-0.15秒角 (10-20 au)の空間分解能と $0.03-0.2 \text{ km s}^{-1}$ の速度分解能を達成している. さらに, どの円盤も天球面からの傾斜角が0に近く, ケプラー回転による速度勾配が小さいため, 本来の輝線形状が得やすい(c.f. 2.1節)という利点もある.

得られたスペクトル (図4)を見ると, いずれの天体でも, 数 km s^{-1} 以上に広がった輝線ウィングが存在することがわかった. 特に, TW Hyaでは, 10 km s^{-1} 程度にまで顕著な放射が検出されている. このようなウィングを熱運動や乱流によって説明するには, 非常に高い温度(数1000 K)や, 超音速乱流が必要であったりし, 円盤からのCO放射としては現実的ではない. さらに, TW Hyaでは放射が完全には空間分解できていないため, 輝線形状はケプラー回転による輝線広がりの影響を受けている. しかし, 高速度成分の放射は円盤の ~ 5 au程度の領域まで広がっていることがわかった. そのような領域でのケプラー回転速度は高々 1 km s^{-1} 程度であるため, ウィングはケプラー回転では説明できない. 他の2天体では, リングが空間分解できており, この影響は無視できるだろう. さらに, すべての天体で, 注目している領域におけるケプラー回転からのガスの運動のずれは高々数 100 m s^{-1} 程度であることが確認されている [2, 24, 25]. すなわち, 惑星による速度擾乱などでは幅広い線幅は説明できない. いずれの天体でも, 注目している領域では円盤中心面に光学的に厚いダスト円盤が存在する [29, 32, 33]. この場合, 円盤風のような大域的な流れが存在するとしても, 観測者から遠ざかる赤方偏移する成分は一部または全部がダスト円盤に隠されてしまい, 観測されたような線中心に対して対称的なスペクトルは実現されないだろう. さらに, 観測に用いられた周波数分解能や

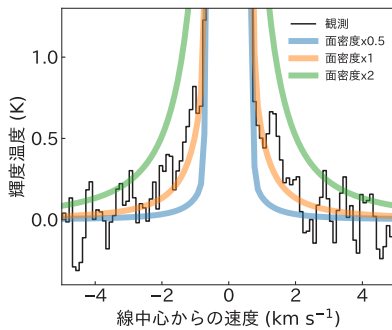


図5: J1604におけるモデルと観測データの比較の例。ベストフィットモデル (面密度 $\times 51$)はウィング成分をよく説明できている。一方、ベストフィットのガス面密度を0.5, 2倍した場合にはそれぞれウィング放射を過小, 過大評価してしまう。ここから、ウィングが実際にガス面密度に感度があるということがわかる。[22]を元に改変(CC BY 4.0)。

周波数応答でもこのようなウィングは説明できない。以上より、このような幅広なウィングは光学的に厚い輝線に対する圧力広がりでしか説明ができない。

3.2 3つの円盤におけるガス面密度の分布の制約

(1) 手法

ガス面密度の分布を制約するにあたり、完全には空間分解できていないTW Hya円盤と、空間分解できている他の2天体では異なる手法をとる必要がある。

まず、TW Hyaでは、円盤中心部に対応する、電波干渉計の直接の観測量である複素ビジビリティをパラメトリックな輻射輸送モデルを用いて前進モデリングするアプローチを用いた。具体的には、まず、軸対称な円盤構造を考え、0次元の輻射輸送 (いわ

ゆる平板モデル)とケプラー回転を考慮に入れた上で、各周波数における放射マップを作成し、それを模擬観測してモデルビジビリティを得た。ここで、ガス面密度分布は、半径の冪乗で変化しつつ、ある半径以内において、ある割合だけ減少しているというパラメトリックなものを用いた。これはダスト面密度が円盤中心部で大きく減少していることに動機付けられている (図3)。このように得られたモデルを観測データにフィットし、ガス面密度のベストフィットパラメータを探った。TW Hyaでは、 $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ 輝線の観測がある[27]ため、その情報もあわせて用いて CO/H_2 を同時に決定する。

次に、J1604とHD 169142では、半径ごとに方位角平均したスペクトルが得られている。したがって、あるガス面密度の時に考えられるモデルスペクトルを観測スペクトルに半径ごとにフィットした。この手法の利点は、半径方向のガス分布の関数形状 (冪乗など)を仮定する必要があるないことである。これらの天体では、 $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ 等の光学的に薄い輝線の観測がまだ存在しないため、 CO/H_2 比を 10^{-4} に一旦固定して議論を行なう。

(2) 結果と議論

いずれの天体に対しても、モデルは観測データによく適合した。図5では、J1604円盤を例として、ベストフィットモデルと観測データを比較している。ベストフィットモデルは観測データのウィングを良く説明している一方で、ガス面密度を変化させると観測データとは適合しなくなる。すなわち、ウィングは実際に

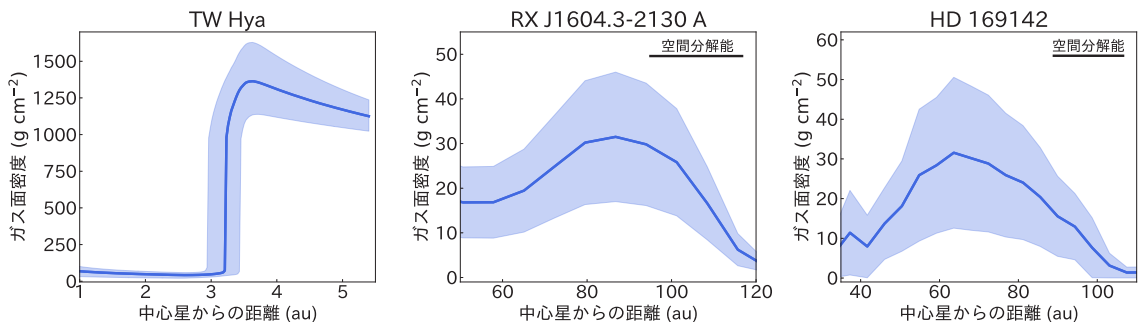


図6: 測定されたガス面密度分布。塗りつぶし領域は不定性の範囲を表す。いずれの円盤でも、ガス面密度分布は単純な冪乗則に従っていないことがわかる。特に、TW Hya円盤では、 $r = 5$ auでのガス面密度が 1000 g cm^{-2} を超えていることが示された。これは最小質量太陽系円盤の8倍程度であり、ガス質量の点で惑星形成が可能であることを意味する。[2, 22]を元に作成(CC BY 4.0)。

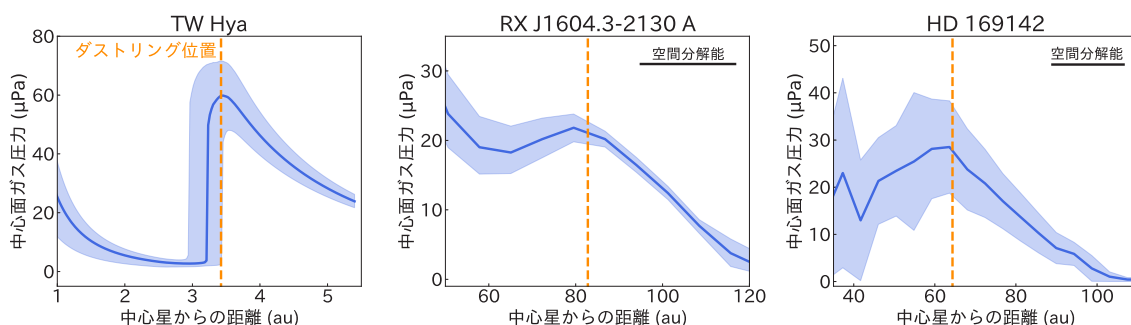


図7: 中心面ガス圧力分布とダストリングの位置. ガス圧力が極大になるところにダストリングがあることがわかる. [2, 22]を元に作成(CC BY 4.0).

ガス面密度に感度があることがわかる. TW HyaやHD 169142でも同様であった.

フィッティングの結果, TW Hya円盤では, 5 auでのガス面密度が 1000 g cm^{-2} に達するなど, ガスが多量に存在することがわかった (図6). その一方, X_{CO} は 10^{-6} 程度であることもわかった. 残りの2天体では, 光学的に薄いCO同位体輝線の観測がないため, X_{CO} 由来の不定性が残る (2.3節). しかし, X_{CO} が 10^{-4} よりも小さい場合には, ガス面密度が, 自己重力不安定で円盤分裂が起こるような閾値に達することがわかった. これらの円盤は高い軸対称性を持つことが知られているため, そのような値は非現実的である. したがって, $10^{-4} < X_{\text{CO}} < 10^{-3}$ であると考えられ, これに対応するガス面密度分布が導かれた (図6). J1604とHD 169142のリングピーク (~84 au) 付近でのガス面密度は $18\text{--}44 \text{ g cm}^{-2}$, $13\text{--}51 \text{ g cm}^{-2}$ と求められた⁷. 以上から見積られるリング内のガス質量は, TW Hya, J1604, HD 169142でそれぞれ7, 50-100, 22-90木星質量であった. いずれの円盤も, 比較的歳をとっているものであり, ダスト質量から見積られた典型的な円盤の散逸タイムスケール (~3 Myr [35]) を超えているが, 惑星形成に十分な質量のガスが存在することがわかる. これは, 単に円盤の初期質量が非常に重かった可能性もあるが, 円盤形成後も星間物質からの質量供給があるという最近提案されているシナリオでも説明できるかもしれない [36]. X_{CO} については,

⁷J1604はTタウ型星周りの円盤としては温度が特異的に高い天体であり, それに起因する不定性に関しては[22]で詳しく議論している. ここで示している値にはその不定性も考慮に入れている.

TW Hyaでは星間空間での値(10^{-4})に対して大きく減少していることがわかったが, 他の2天体では星間空間での値と同程度であることが示唆された. このことは, TW Hyaが特に化学的に進化が進んだ段階にあることを意味するのかもしれない.

ガス面密度分布には半径方向に局所的な構造が存在することもわかった. このような構造は, 例えば, 埋没した惑星の存在などによって形成される. それぞれの面密度の極小値付近に惑星が存在すると仮定すると, それらの質量は, 0.03-0.3 (TW Hya), 0.1-2 (J1604), 0.1-3 (HD 169142)木星質量と見積られた. 実際, J1604では, ガスの運動から, 40-50 au付近に0.3-3木星質量の惑星が存在することが示唆されている[24]ほか, HD 169142では, 40 au付近に惑星と解釈できる赤外線点源が確認されており[30], 本研究はこれらの先行研究と整合的である.

図7には, 中心面ガス圧力分布と共にダストリングの位置を示している. ガス圧力には極大値が存在し, それがダストリングの位置と対応していることがわかる. これは, ダストがガス圧力の極大値にトラップされていることを示唆する. この現象は, ダストの半径ドリフトを抑制することで微惑星形成を促進するメカニズムとして長い間理論的に予言されてきたものであるが, 観測によって直接的に示されたのはこれが初めてである.

この場合, ダストの半径分布は, ガスの乱流強度によって特徴付けられる. すなわち, 乱流が強ければ, ダストはガスと同じ分布に近づくし, 乱流が弱ければ, ダストは強くガス圧力のピークに集積するだろ

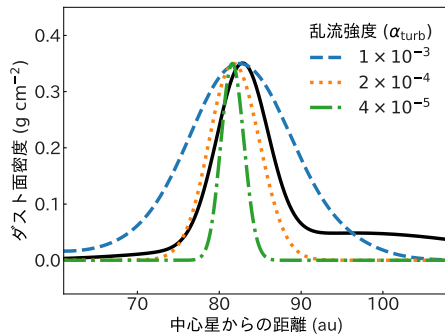


図8: J1604円盤における、観測されたダスト面密度分布(実線)と、観測されたガス面密度分布から様々な乱流強度に対して予測したダスト面密度分布。 $\alpha_{\text{turb}} = 2 \times 10^{-4}$ のときよく整合する。[22]を元に改変(CC BY 4.0)。

う[37]。J1604で制約されたガス面密度分布と、他波長ダスト連続波解析から見積もられた最大ダストサイズ(~ 1.4 mm)に対して、乱流強度を変えながら、予測されるダスト面密度分布を計算したところ、乱流パラメータ α_{turb} が 2×10^{-4} 程度であるとき、観測された幅をよく再現することがわかった(図8)。このような弱い乱流強度は磁気回転不安定性などで予測されるものである。円盤中心面付近での乱流強度を、ガス面密度を人為的に仮定しない形で求めることができたのは、これが初めてである。さらに、この乱流による衝突破壊によってダストサイズが制限されているとすると、ダストの衝突破壊臨界速度が $\sim 1 \text{ ms}^{-1}$ と推定できる。この値はこれまで典型的に考えられていたものよりも小さく、ダストが脆いことを意味するが、近年他の円盤で示唆されている値 [38, 39] とは整合的であり、円盤では脆いダストが一般的である可能性を暗示する。以上のような重要な物理過程の定量的な議論は、ガス面密度分布の観測的制約により初めて可能になったことは強調しておきたい。

さて、ダストのガス圧力極大へのトラップが起これば、ガス-ダスト比が 10 程度まで減少することが予想され、ストリーミング不安定性などを介してさらに効率的に微惑星形成が進むかもしれない [40]。しかし、興味深いことに、ガス-ダスト比はリングピークで約 80 (TW Hya), 70-400 (J1604), 17-104 (HD 169142) と見積られ、ダストの極端な濃集は観測されなかった。これは、リングから内側へのダストの漏れ出しがあるか、あるいはダストが観測できない微惑

星などへと既に成長していることを示唆するのもかもしれない。

4. 手法の限界と今後の展望

本手法は、CO/H₂ などの変換係数に依存せず円盤中心面近くに感度があるという点でユニークなものであるが、いくつかの弱点が存在する。まず、円盤の質量はほとんどの場合外側領域に支配されているが、本手法は円盤外側の密度が低い領域には感度がない場合が多く、円盤全質量を求めるためには適していない。むしろ、本手法は、円盤内側の高密度領域のガス面密度を測定するのに適している。この特徴は円盤外側に感度がある他の手法と相補的であるほか、TW Hya 円盤で示したように、太陽系惑星の形成領域 ($r < 30$ au) に匹敵する中心領域の物理構造を明らかにできるという点で興味深い。また、本手法では、CO 分子同位体比 (例えば、CO/¹³C¹⁸O) は仮定する必要がある。この値は、近傍の円盤では高々ファクター倍しか変動しないと考えられる [41, 43] もの、必要な精度によっては注意を払う必要がある。ただし、複数の同位体種を用いることで同位体比自体を測定することも可能かもしれない [27]。さらに、本手法は、ケプラー回転による速度勾配による効果 (2.1 節) を防ぐため、円盤の傾斜角が大きい天体には適用しにくい。これは、圧力広がりケプラー回転の効果を上回るほど顕著である場合には問題ないが、そうでない場合にはより良い前進モデリング手法などを開発する必要があるだろう。

それでも、本手法が既に適用できる円盤は、本研究で扱った 3 天体以外にもいくつかある。我々は、ALMA サイクル 10, 11 において新たに 4 天体を対象としたパイロットサーベイを提案・実施している。そのうち観測が終了したある天体を暫定的に解析すると、圧力広がりによると考えられる輝線ウィングが今回示したものよりもさらに遥かに顕著に現れていた。今後、詳細に解析し、ガス面密度分布やその他の構造を決定する予定である。これが成功した暁には、さらに多くの天体を観測し、原始惑星系円盤の物理構造を包括的に理解したい。また、本稿では触れることができなかったが、圧力広がりウィングは、円盤中心面近くをトレースする光学的に薄い放射とし

ては、他の放射(e.g. CO同位体輝線)と比べて圧倒的に高い信号-雑音比を得ることができる。我々は、このことを利用し、2つのCO輝線を用いることで、TW Hya円盤において円盤中心面の温度を初めてモデル非依存な形で測定することに成功した。中心面温度の測定結果は、ダストの組成や構造の制約などに用いることができる [39]。このような、圧力広がりユニークなガストレーサーとしての応用についても研究を進めていきたい。

5. まとめ

我々は、これまで見逃されてきたCO輝線の圧力広がりを用いた原始惑星系円盤のガス面密度の測定手法を考案した。さらに、実際に3つの円盤 (TW Hya, J1604, HD 169142) の ALMA 観測データ中に圧力広がりによる輝線ウィングを発見することに成功し、それらの天体でガス面密度をこれまでよりもロバストに制約することに成功した [2, 22, 29]。その結果、全ての天体で、惑星形成に十分な量のガスが存在することがわかった。さらに、J1604円盤で乱流強度を推定することができるなど、惑星形成の重要な物理過程への示唆を与えられた。本記事では、ページ数の都合で一部の結果、議論しか掲載できていないため、研究内容の詳細については我々の原著論文をご覧くださいいただければと思う。

謝辞

本稿の査読者である大橋聡史氏には丁寧な査読と有益なコメントをいただき、感謝しております。本研究は、指導教員である野村英子氏をはじめとする41名(うち、exoALMAコラボレーションから33名)の方との共同研究です。皆様の助け無しには本研究は成り立ちませんでした。御礼申し上げます。また、学会賞選考委員の皆様にも深く感謝いたします。本研究は日本学術振興会特別研究員(DC1)奨励費(JP23KJ1008)の助成を受けて行いました。

参考文献

- [1] Tsukagoshi, T. et al., 2019, ApJL 878, L8.
- [2] Yoshida, T. C. et al., 2022a, ApJL 937, L14.
- [3] Weidenschilling, S. J., 1977, MNRAS 180, 57.
- [4] Hayashi, C., 1981, PThPS 70, 35.
- [5] Ansdell, M. et al., 2016, ApJ 828, 46.
- [6] Pinte, C. et al., 2016, ApJ 816, 25.
- [7] Birnstiel, T. et al., 2018, ApJL 869, L45.
- [8] Miotello, A. et al., 2014, A&A 572, A96.
- [9] Miotello, A. et al., 2017, A&A 599, A113.
- [10] Aikawa, Y. et al., 1996, ApJ 467, 684.
- [11] Krijt, S. et al., 2020, ApJ 899, 134.
- [12] Zhang, K. et al., 2020, ApJL 891, L17.
- [13] Bergin, E. A. et al., 2013, Nature 493, 644.
- [14] Trapman, L. et al., 2017, A&A 605, A69.
- [15] McClure, M. K. et al., 2016, ApJ 831, 167.
- [16] Veronesi, B. et al., 2021, ApJL 914, L27.
- [17] Andrews, S. M. et al., 2024, ApJ 970, 153.
- [18] Teague, R. et al., 2019, Nature 574, 378.
- [19] Trapman, L. et al., 2021, A&A 649, A95.
- [20] Teague, R. and Loomis, R. A., 2020, ApJ 899, 157.
- [21] Miotello, A. et al., 2023, in Protostars and Planets VII (San Francisco: Astro.nomical Society of the Paci.c), 501.
- [22] Yoshida, T. C. et al., 2025, ApJL 984, L19.
- [23] Gordon, I. E. et al., 2022, JQSRT 277, 107949.
- [24] Stadler, J. et al., 2023, A&A 670, L1.
- [25] Garg, H. et al., 2022, MNRAS 517, 4.
- [26] Yoshida, T. C. et al., 2024, ApJL 971, L15.
- [27] Zhang, K. et al., 2017, Nat. Astron. 1, 0130.
- [28] Teague, R. et al., 2025, ApJL 984, L6.
- [29] 吉田有宏ほか, 2024, 日本天文学会2024年秋季年会.
- [30] Hammond, I. et al., 2023, MNRAS 522, L51.
- [31] Booth, A. S. et al., 2023, A&A 678, A146.
- [32] Ueda, T. et al., 2020, ApJ 893, 125.
- [33] Macías, E. et al., 2021, A&A 648, A33.
- [34] Andrews, S. M. et al., 2012, ApJ 744, 162.
- [35] Haisch, K. E., Jr. et al., 2001, ApJ 553, L153.
- [36] Winter, A. et al., 2024, ApJL 972, L9.

- [37] Dullemond, C. P. et al., 2018, ApJL 869, L46.
- [38] Jiang, H. et al., 2024, A&A 682, A32.
- [39] Yoshida, T. C., 2025b, ApJ 980, 50.
- [40] Youdin, A. N. and Goodman, J., 2005, ApJ 620, 459.
- [41] Yoshida, T. C., 2022b, ApJ 932, 126.
- [42] Bergin, E. A., 2024, ApJ 965, 147.
- [43] Lee, S. et al., 2024, ApJ 969, 41.

著者紹介

吉田 有宏



総合研究大学院大学物理科学研究科天文科学専攻5年一貫制博士課程5年。日本惑星科学会，日本天文学会，日本地球惑星科学連合に所属。