

「2022年度最優秀発表賞受賞論文」

小質量惑星が駆動するガス流れ場： 円盤ダスト面密度と惑星形成への影響

桑原 歩^{1,2,3}, 黒川 宏之^{4,3}, 谷川 享行⁵, 奥住 聡², 井田 茂³

2023年3月27日受領, 査読を経て2023年7月28日受理

(要旨) 近年の観測から, 多くの原始惑星系円盤においてダストの空間分布にリング・ギャップ構造が見つかっている. ダストのリング・ギャップ構造の惑星による起源として, 従来研究の多くは海王星質量以上の惑星(≥ 15 地球質量)によるガスギャップ形成の影響を議論してきた. 本研究は, ~ 1 -20地球質量程度の小質量惑星に着目する. 円盤内に埋もれた小質量惑星は, 自身の重力によって周囲のガスの流れを乱す. 円盤内に存在する小さなダストはガスの流れの影響を強く受ける. 本稿では, 小質量惑星が駆動するガス流れ場がダストの動力学に及ぼす影響に関する我々の研究について解説し, ガス流れ場によるダストのリング・ギャップ構造形成シナリオを新たに提案する. そして, 本稿が提案するシナリオの観測的検証に向けた議論を行い, ガス流れ場が惑星成長率に及ぼす影響と系外惑星の質量・軌道半径分布への示唆についても議論する.

1. ダストの空間分布に見られる リング・ギャップ構造

惑星はガスとダストから成る原始惑星系円盤(以下, 円盤)内で形成される. 近年, 円盤内で進行する惑星形成過程の謎に迫る手がかりが得られてきている. 代表的な例が, Atacama Large Millimeter/submillimeter Array(ALMA)を用いた観測である. ALMAは電波帯で観測を行う望遠鏡であり, 円盤の姿を高空間分解能で捉えることができる. ALMAを用いたダストの熱放射の観測から, 円盤内の特定の位置においてダストが濃集または枯渇した領域が存在していることが明らかになった. ダストの空間分布に見られるこうした特徴は普遍的に存在することが示唆されており[1], その構造は大まかに

にリング・ギャップ構造, 三日月型構造, スパイラル構造の3つに分類される. 本稿では, このうち特にリング・ギャップ構造に着目する.

軸対称のリング・ギャップ構造は現状最も頻繁に見つかっている円盤構造である. ダストの空間分布に構造が見つかっている天体の内, 約8割がリング・ギャップ構造を有する[2]. リング・ギャップ構造は円盤内の ~ 10 -100 auの幅広い半径で見つかっており, リング及びギャップの幅は \sim 数-数十au程度と様々である. 分解能の限界のため円盤内側領域(≤ 10 au)の詳細を観測的に明らかにすることは難しいが, 将来観測によって中心星に近い領域の調査が進み, リング・ギャップ構造の発見数も増える見込みがある[3].

リング・ギャップ構造は一体どのようにして形成されるのか. 鍵を握るのは円盤内におけるダストの運動である. まず, ダストは中心星重力と遠心力が釣り合った運動, すなわちケプラー角速度 Ω_K で中心星周りを回転しようとする. 一方, 円盤ガスには中心星重力と遠心力に加えて圧力勾配力が働くため, ケプラー回転とは異なる回転角速度 $\Omega = \Omega_K(1 - \eta)$ で

1.コペンハーゲン大学GLOBE Institute

2.東京工業大学理学院地球惑星科学系

3.東京工業大学地球生命研究所(ELSI)

4.東京大学大学院総合文化研究科広域科学専攻広域システム科学系

5.一関工業高等専門学校

ayumu.kuwahara@sund.ku.dk

中心星周りを回転する。ここで、 η は円盤ガスの圧力勾配に比例する無次元量である。圧力分布が滑らかであるような典型的な円盤モデルでは通常 $\eta > 0$ となり、円盤ガスはケプラー回転よりも遅く回転する。その結果、ダストはガスからの向かい風を受け、 η に比例した速度で中心星方向に移動する。これをダストの動径移動と呼ぶ。

リング・ギャップ構造を形成するには、何らかの機構によってダストの移動速度を変化させ、ダストをせき止めたり渋滞を引き起こさせる必要がある。これまでに数多くの機構が提案されている。例えば、デッドゾーンと呼ばれる円盤乱流強度が低い領域の縁におけるダスト濃集や[4]、円盤内において氷が昇華する場所であるスノーライン付近における氷ダストの凝縮や焼結[5]、円盤内で生じる様々な不安定性—永年重力不安定性[6]や熱波不安定[7]—、磁気駆動円盤風の影響[8]などが提案されている。

そして、リング・ギャップ構造の形成機構として惑星の影響も考えられている。従来研究の多くは惑星重力によって円盤ガスにギャップが形成される効果に着目する。本稿ではこの機構をガスギャップ機構と呼ぶことにする。円盤と惑星の相互作用の結果、惑星軌道周辺にガス面密度が低下した領域であるガスギャップが形成される。ガス面密度の変化に応じてガスの圧力分布、ひいては η が変化する。ガスギャップの外縁では η の符号が切り替わる。ダストは η に比例した速度で動径方向に移動するため、 η に生じた変化がダストの渋滞やせき止めを引き起こしリング・ギャップ構造が形成される。

リング・ギャップ構造が多く見つかっている ≥ 10 au領域では、典型的には惑星質量が海王星質量以上($\geq 15 M_{\oplus}$)になるとガスギャップ形成が生じる[9]。ここで M_{\oplus} は地球質量である。ガスギャップ形成に伴い、 $\geq \text{mm}$ サイズの大きなダストの空間分布にリング・ギャップ構造が形成される。ただし、ガスギャップ形成基準は惑星質量の他、惑星の軌道長半径や円盤ガスの乱流粘性等にも依存する(後述:5.1小節)。円盤内側領域(≤ 10 au)を考える場合や乱流粘性が小さい場合は、海王星質量以下の惑星でもリング・ギャップ構造形成が可能である[10]。

ガスギャップ機構にはいくつかの課題がある。この機構の特徴として円盤ガスとダストの空間分布に

相関が現れることが期待されるが¹、高空間分解能で複数の円盤のガス及びダストの分布を観測した結果、ガスギャップとダストギャップの位置は必ずしも一致しないことが分かった[11, 12]。観測されたダストギャップが惑星によって形成されたかと仮定し、その幅から惑星質量を推定する試みがなされている。推定された惑星質量は地球質量程度から超木星質量まで幅広い値を取るが、その内約7割が ~ 0.1 – 10 木星質量の範囲に分布する[2]²。こうした大質量惑星の存在は惑星へのガス降着に伴う水素原子の輝線(H α 放射)の検出によっても確かめられると期待される一方、現状惑星由来のものと思われるH α 放射の検出は数例しか報告されていない[13]。中心星から離れた遠方の領域(> 10 au)では惑星の検出が困難なため、惑星の存在頻度は観測的に未だ明らかになっていない。しかし、惑星分布生成モデルと呼ばれる理論モデルの結果や、中心星に近い領域(< 10 au)で観測的に推定されている惑星の存在頻度を遠方領域に外挿する試みによると、 > 10 au領域における > 0.1 木星質量惑星の推定存在頻度は10%を下回ることが予想される[14]。ダストのリング・ギャップ構造は普遍的に存在すると考えられているが、その大半をガスギャップ機構で説明することは難しい。

ここでは、本稿の第一著者が筆頭著者を務める参考文献[15]の内容に基づき、ガスギャップ形成を伴わない小質量惑星によるダストのリング・ギャップ構造形成シナリオについて解説する。なお、本稿では暴走的ガス捕獲に至っていない $\leq 20 M_{\oplus}$ の惑星を小質量惑星と呼ぶことにする³。小質量惑星はその重力によって周囲にガスの複雑な3次元流れ場を形成する[17, 18](3節)。このガス流れ場が $\leq \text{mm}$ – cm サイズの小さなダストの動径移動速度を変化させ、ダストの面密度分布に影響を及ぼす(4–5節)。更に

¹ただし、観測的に検出するのが困難な浅いガスギャップでもダストのリング・ギャップ構造形成が可能であるという報告には注意する必要がある(5.1小節)。

²<http://ppvii.org/chapter/12/>で公開されているデータを使用。ただし、ダストギャップ幅から推定される惑星質量には最大で一桁程度の不定性があることに注意する必要がある。この不定性は、主に乱流粘性などの円盤パラメータに起因する。

³ただし、暴走ガス捕獲が生じる惑星質量は惑星へのダスト集積率や惑星大気中のダスト不透明度に依存する[16]。

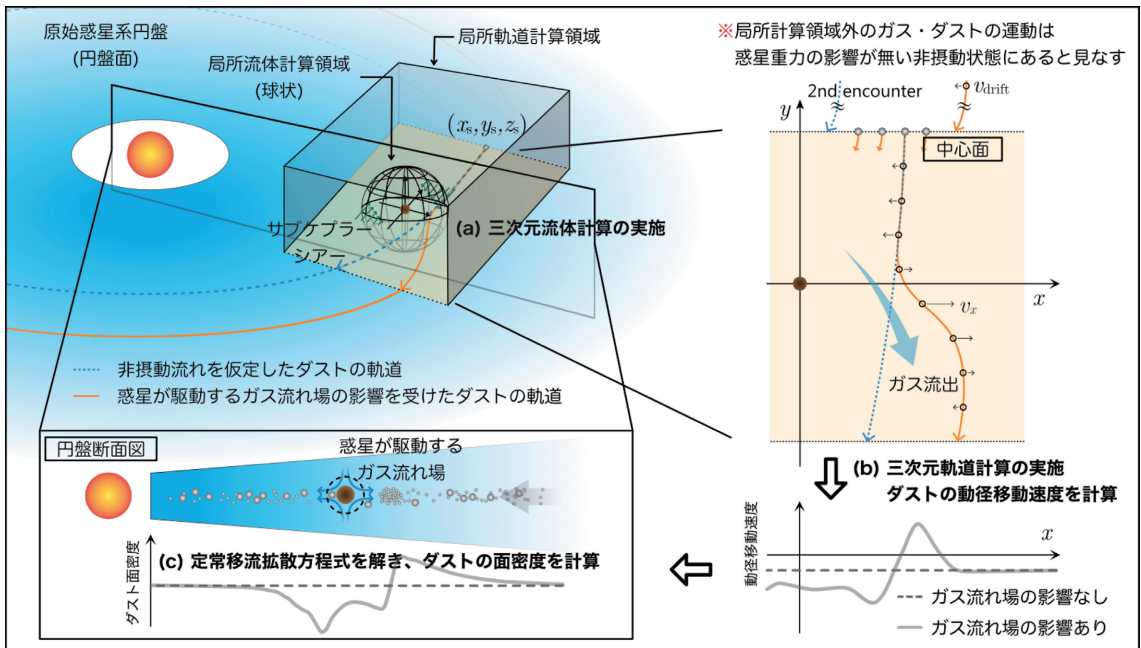


図1: モデル及び手法の概念図. (a) 円軌道に固定された惑星を中心とした局所共回転座標系を用いて3次元流体計算を実施(論文I [19]). 外側境界条件としてサブケプラーシアー流を与える. (b) 流体計算結果を元に、局所共回転座標系においてガス流れ場の影響を受けたダストの軌道を計算する(図中の橙線; 論文II [20]). 各軌道上のダストの位置と速度 v_x をサンプリングし、円盤動径方向(x 軸方向)のダストの平均的な速度を計算する. (c) 得られたダストの速度を移流拡散方程式に組み込み、ダスト面密度を計算する. 右上に示された拡大図中の v_{drift} は非摂動状態におけるダストの動径移動速度(定常ドリフト速度)を表す. Kuwahara et al. [15]を元に改変して掲載.

本稿では参考文献[15]の内容に加え、実際の円盤観測例にも言及しつつ、円盤観測及び惑星系形成過程への示唆を議論する(6-7節).

なお、惑星周りのガス流れ場の性質、及びガス流れ場がダストの運動に及ぼす影響については、本稿の第一著者の別の論文『原始惑星が駆動するガス流: その3次元形態と性質について』(以降、論文I [19])及び『原始惑星が駆動するガス流: ペブル集積への影響』(以降、論文II [20])も合わせて参照されたい.

2. 計算モデルと手法の概要

本稿における状況設定を概観しつつ、計算モデルと手法の概要を簡潔にまとめる(図1). 本稿では円軌道に固定された一つの惑星が円盤内に埋もれている状況を考える. 円盤ガスとダストの自己重力は無視する. (a) 暴走ガス捕獲が生じていない小質量惑星を想定し、惑星周りの円盤ガスの3次元的な流れを計算する. 円盤ガスの乱流粘性等よっては海王星質

量以下の惑星でもガスギャップ形成が生じることもあるが(1節)、本研究では惑星によるガスギャップ形成は考えない. (b) 次に、流体計算結果を元にガス流れ場がダストの動力学に及ぼす影響を調べ、ダストの動径方向の速度を見積もる. (c) 得られたダストの動径移動速度を円盤動径方向1次元の移流拡散方程式に組み込み、ダスト面密度を計算する.

3. 惑星が駆動するガス流れ場の概要

円盤内に埋もれた小質量惑星は周囲に複雑なガス流れ場を形成する(図2a及び3a). 本稿において重要となる点を以下に列挙する. (a) 円盤ガスが惑星重力圏に流入し、円盤中心面を通過して円盤動径方向(惑星軌道の内外)に流出する. (b) 円盤ガスはケプラー回転よりも遅く回転しているので、中心星周りをケプラー回転する惑星は円盤ガスからの向かい風を受ける(1節). このとき、惑星が円盤ガスから受ける向かい風の寄与が強まるほど惑星軌道の外側(内側)

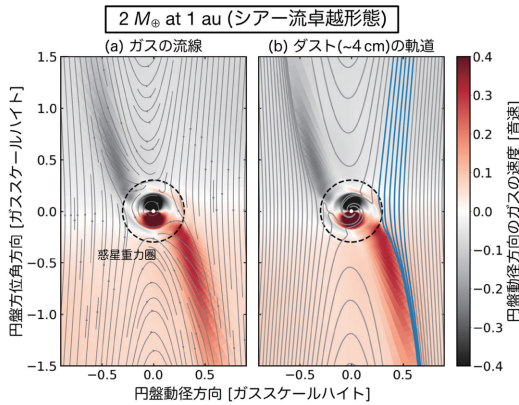


図2: (a) 円盤中心面におけるガスの流れ線(シア一流卓越形態). カラーカウンターは円盤動径方向のガスの速度を表す. 周囲の流れに比べて色が際立っている部分が惑星重力圏からのガス流出を表す. (b) ガス流れ場の影響を受けたダストの軌道. 青で強調した実線はガス流出によって軌道半径が大きく変化するダストの軌道を表す. Kuwahara et al. [15] を元に改変して掲載.

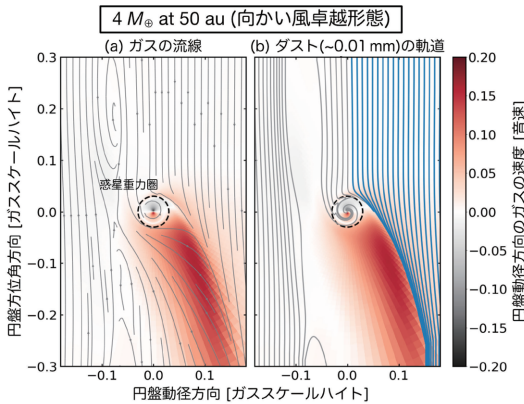


図3: 図2と同様. ただし向かい風卓越形態の流れ場を表す.

に向かって生じるガス流出は強まる(弱まる). 本稿では, 論文 I の定義に基づき, ガス流れ場を「シア一流卓越形態(向かい風が弱いとき; 図2a)」と「向かい風卓越形態(向かい風が強いとき; 図3a)」の2つに分類する. なお, 実際の流体計算では惑星が円盤ガスから受ける向かい風のマッハ数をパラメータとしている. 典型的な粘性降着円盤モデル[e.g., 21]を仮定すると向かい風のマッハ数は円盤外側ほど大きくなる. 詳細は参考文献[15]を参照されたい.

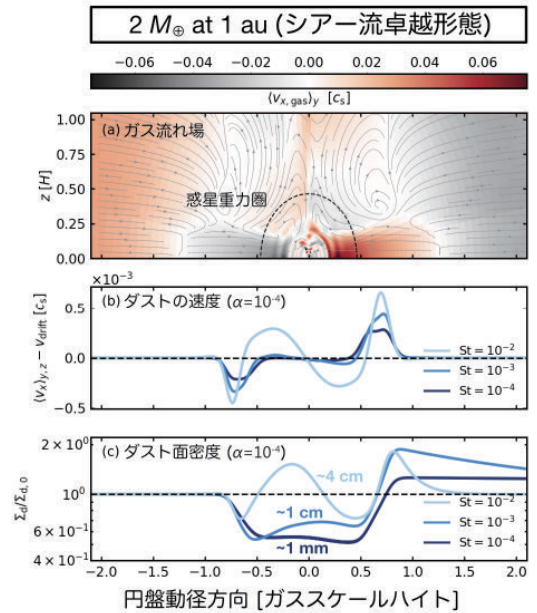


図4: (a) シア一流卓越形態のガス流れ場. カラーカウンターは局所流体計算領域内で y 方向に平均化されたガスの x 方向の速度を表す. (b) ガス流れ場の影響を受けたダストの速度. ただし定常ドリフト速度との差をプロットした. 色の違いはガス抵抗の強さを表すストークス数の違いに対応する. ストークス数が小さいほど強いガス抵抗を受ける. 典型的な粘性降着円盤モデル[21]を仮定し, 1 au において各ストークス数に対応するダストサイズを併記した. (c) ガス流れ場の影響を受けたダスト面密度の定常解. なお, パネルb,c では $\alpha = 10^{-4}$ とした. Kuwahara et al. [15] を元に改変して掲載.

4. ガス流れ場がダスト面密度に及ぼす影響

円盤内に存在する <mm-cm サイズの小さなダストは, 惑星と会合する際にガス流れ場の影響を受けて軌道半径が大きく変化する[22, 23]. すなわち, ガス流れ場がダストの動径移動速度を変化させ, ダストの空間分布に構造を形成する可能性がある(1節). これを調べるために, 筆者らはまずガス流れ場の影響を考慮したダストの軌道力学計算を行った(図2b及び3b). 次に, 軌道計算結果からダストの動径移動速度を求めた. 得られたダストの動径移動速度を定常状態を仮定した移流拡散方程式に代入し, ダスト面密度を計算した. 本稿ではガスの乱流によってダストの拡散が生じると考え, ダストの拡散度合いは乱流の強度を表す無次元パラメータ $a = 10^{-5} - 10^{-3}$

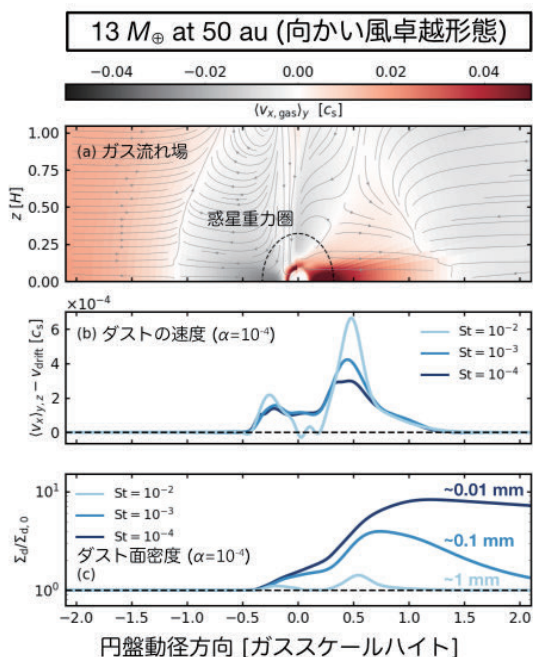


図5: 図4と同様。ただし向かい風卓越形態のガス流れ場とその影響を表す。また、 $\alpha = 10^{-4}$ とした。(c)では50 auにおいて各ストークス数に対応するダストサイズを併記した。

で記述する。 α が大きいほど拡散度合いが強いことを意味する。

続く4.1小節及び4.2小節では、定常移流拡散方程式を解いて得られた結果のうち、代表的な二つの結果を紹介する。なお、流体計算及び軌道計算は局所座標系で行うが、局所計算領域外のガス・ダストの運動は惑星重力の影響が無い非摂動状態にあると仮定し、ダスト面密度を計算する際は局所計算領域外も含めた円盤一周に渡るダストの運動を考慮している(図1)。詳細は参考文献[15]を参照されたい。

4.1 シアー流卓越形態のとき

惑星が円盤ガスから受ける向かい風の寄与が小さいとき、すなわち、惑星が駆動するガス流れ場がシアー流卓越形態であるときの一連の結果を図4に示した。図4aは1 auにおいて $2 M_{\odot}$ の惑星が駆動するガス流れ場を表し、カラーコンターは円盤半径方向のガスの速度を表す。中心星方向に向かって移動するダストが惑星軌道付近に達した際、惑星軌道の内外に向かって生じるガス流出の影響を受けて移動

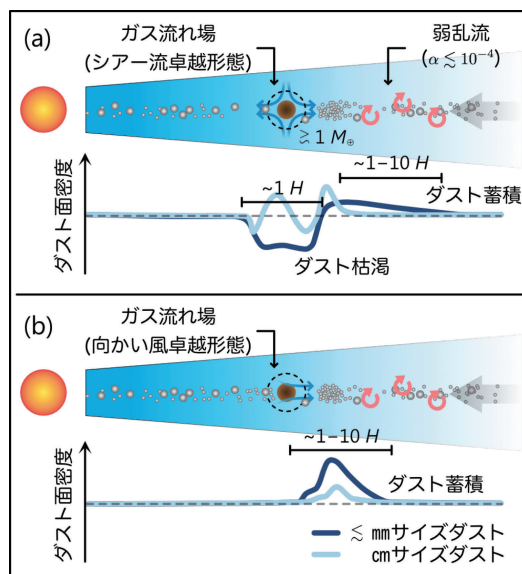


図6: ガス流れ場機構によるリング・ギャップ構造形成シナリオのため。ガス流れ場が(a) シアー流卓越形態、及び(b) 向かい風卓越形態にあるときの結果をそれぞれ示した。Kuwahara et al.[15]を元に改変して掲載。

速度が変化する(図4b)。ガス流出と重なる位置に二つの特徴的なピークが現れている。ガス流出の影響を受け、ダストの中心星方向への移動は惑星軌道の外側で妨げられる一方、惑星軌道の内側では促進される。

ガス流出による惑星軌道外側でのダストせき止め、及び惑星軌道内側でのダスト掃き出しによって、惑星軌道付近でダスト面密度が大きく減少し、ダストギャップが形成される(図4c)。面密度の減少度合いはダストがガスから受ける抵抗の強さに依存する。ここで、ガス抵抗の強さを表す指標としてストークス数 St と呼ばれる無次元量がある。これはダストの運動がガスの流れに馴染むまでにかかる時間をケプラー時間で割った量で定義され、ストークス数が小さいほど強いガス抵抗を受けることを意味する。ストークス数が小さいほどより深いギャップが形成される。ダストギャップの幅はガス流出が支配的に生じる領域の幅と対応し、 $\sim 1 H$ 程度である。ここで、 H は円盤の典型的な厚みを表すガススケールハイトである。

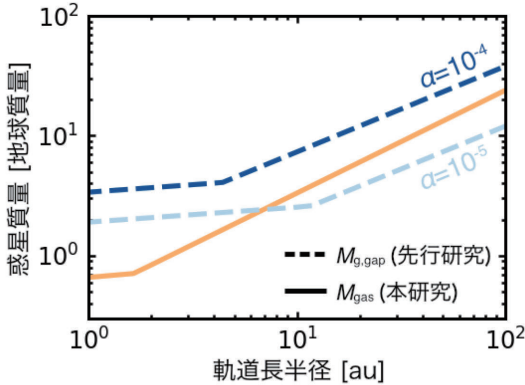


図7: ガス流れ場機構によるリング・ギャップ構造形成が可能な惑星質量の下限値(M_{gas} ; 実線) と、ガスギャップ形成が生じる惑星質量($M_{\text{g, gap}}$ [9]; 破線)。なお、 $M_{\text{g, gap}}$ は $\Sigma_{\text{min}} = 0.5 \Sigma_0$ となる際の惑星質量を表す[9]。線の色の違いは乱流強度の違いを表す。

4.2 向かい風卓越形態のとき

次に、惑星が円盤ガスから受ける向かい風の寄与が大きいつき、すなわち惑星が駆動するガス流れ場が向かい風卓越形態であるときの結果を見る。図5は $13 M_{\oplus}$ の惑星が 50 au に存在する場合に対応する。流れ場がシア一流卓越形態にあるときと異なる点として、円盤中心面付近におけるガス流出は惑星軌道外側でのみ支配的に生じていることが挙げられる(図5a)。そのため、ガス流れ場の影響を受けたダストの速度は正のピークのみを持つ(図5b)。

惑星軌道外側に向かって生じるガス流出によるダストせき止めのみが機能することで惑星軌道外側のダスト面密度が大きく増加し、ダストリングが形成される(図5c)。ダストのストークス数が小さいほどダスト面密度の増加具合は大きくなり、またダストリングの幅も大きくなる。惑星軌道外側でのダストの蓄積具合はダストの移流及び拡散フラックスの釣り合いによって決まるため、形成されるダストリングの幅は乱流強度 α に強く依存するが、典型的には $\sim 1\text{--}10 H$ 程度である[15]。

5. ガス流れ場機構によるダストのリング・ギャップ構造形成

筆者らは図4及び5に示すような計算を幅広いパラメータに対して行った[15]。その結果得られた小質

量惑星周りのガス流れ場によるダストリング・ギャップ形成条件は以下の通りである: (a) 惑星質量が $\geq 1 M_{\oplus}$ であること、かつ (b) ダストサイズが $\leq 1 \text{ cm}$ であること、かつ (c) 円盤ガスの乱流強度を表す無次元パラメータが $\alpha \leq 10^{-4}$ であること。なお、惑星質量及びダストサイズについては実際の数値計算で使用した無次元量を換算した値を記載した。詳細は参考文献[15]を参照されたい。以降、本稿ではこれをガス流れ場機構と呼ぶことにする。図6に上述の条件(a)–(c)をまとめた。

5.1 先行研究との比較

従来研究が提案する機構と我々が新たに提案するガス流れ場機構との間には、想定する惑星質量やダストサイズという点で違いがある。まずは惑星質量という観点から比較を行う。図7にガスギャップ形成が生じる惑星質量 $M_{\text{g, gap}}$ 、及びガス流れ場によるダストリング・ギャップ構造形成が可能な惑星質量 M_{gas} をそれぞれプロットした。ここで、 $M_{\text{g, gap}}$ は金川[9]で与えられる式を用い、ガスギャップ底の面密度 Σ_{min} がギャップ縁のガス面密度 Σ_0 の半分の値になるときの惑星質量として見積もった。現状ダストのリング・ギャップ構造は $\geq 10 \text{ au}$ 領域で多く見つかっているため、典型例として 10 au を考えると、 $\alpha = 10^{-4}$ のとき $M_{\text{g, gap}} \approx 7 M_{\oplus}$ となる。一方、 $M_{\text{gas}} \approx 3 M_{\oplus}$ である(図7)。我々が提案するガス流れ場機構では、ガスギャップ機構が要求する質量よりも軽い惑星によるリング・ギャップ構造形成が可能であり、ガスギャップ機構の課題を解決できる見込みがある(1節)。

ただし、ダストのリング・ギャップ構造形成が可能な惑星質量の見積もりについては、先行研究間でもばらつきがあることに注意する必要がある。ガスギャップ機構について考えると、 α が十分小さい場合 ($\alpha < 10^{-4}$) は本研究が提案するガス流れ場機構よりも軽い惑星によるリング・ギャップ構造形成が可能になる(図7)。また、惑星によるダストの重力散乱を考慮したリング・ギャップ構造形成機構も提案されている[24]。これを重力散乱機構と呼ぶことにする。重力散乱機構はガスギャップを必要とせず、円盤ガスの圧力勾配を無視した場合は地球質量程度の惑星であってもリング・ギャップ構造形成が可能になる[24]。ダストギャップの幅が惑星重力圏の大きさでス

ケールされると仮定し、様々な天体の観測から得られた情報に基づいて惑星質量の推定を行った研究は、最小で $\sim 1 M_{\oplus}$ 程度の惑星によるダストギャップ形成の可能性を議論する[25].

次に想定するダストについての比較を行う。ガス流れ場機構はガス抵抗を受けやすい、すなわちストークス数が小さいダスト($St \leq 10^{-2}$; $\leq \text{mm-cm}$)に対して有効に機能し、またストークス数が小さいほど形成されるダストリング・ギャップの幅や深さが顕著になる。一方、ガスギャップ機構や重力散乱機構は全く対照的な傾向を示す。ストークス数が小さいダストは重力散乱の効果を受けにくく、かつ中心星方向への円盤ガス降着によって運ばれガスギャップを通過するため、従来研究が提案する機構ではストークス数が小さいダストの分布にリング・ギャップ構造は形成されない。

6. 原始惑星系円盤観測への示唆

本節では、理論的・観測的研究に基づく制約を踏まえ、ガス流れ場機構が要求する条件の妥当性について考える。また、ガス流れ場機構を観測的に検証するために必要な情報や個別天体への言及も行う。

6.1 乱流強度

ガス流れ場機構は $\alpha \leq 10^{-4}$ の弱乱流条件を要求する。円盤内における乱流の強さや起源は目下議論が続いている。古くから円盤乱流の起源として考えられてきた機構の一つは磁気回転不安定性(MRI)である[26]。一方、MRIはオーム散逸や両極性拡散といった非理想効果によって安定化させられ、 $\geq 0.1 \text{ au}$ の領域はMRI不活性となり、乱流強度は $\alpha \leq 10^{-4}$ という低い値を取る可能性がある。流体力学的不安定性による乱流駆動機構も提案されている。例えば鉛直シア不安定性(VSI)が盛んに研究されている[27]。VSIはリング・ギャップ構造が多く見つかっているような円盤の外側領域($\geq 10 \text{ au}$)で生じると考えられており、 $\alpha \sim 10^{-4}$ 程度の乱流を駆動する[28].

円盤乱流の強さは観測的にも制約される。例えばHL TauやOph 163131周りに存在する多重リング構造を持つ円盤では、ダストが円盤中心面に沈殿し

ていることが観測的に示唆されており、推定される乱流強度は弱い($\alpha \leq 10^{-5}$ - 10^{-4})[29, 30]。また、同じく多重リング構造が確認されているHD 163296周りに存在する円盤では、COのガス輝線観測から非熱的なガスの運動が直接検出されており、その輝線の広がりから乱流強度が $\alpha \leq 10^{-3}$ であると見積もられている[31]。理論や観測は実際の円盤が弱乱流状態にあることを示唆しており、ガス流れ場機構の妥当性が見込まれる。

6.2 ダストサイズ

ガス流れ場機構では $\leq 1 \text{ cm}$ の小さなダストの空間分布に構造が形成される。氷マントルに覆われたダストを想定した最新のダスト成長モデルは、 ~ 0.1 - 10 mm サイズダストの存在を理論的に支持する[32]。また、例えばHL Tau周りの円盤の偏光観測及びミリ波放射のスペクトルエネルギー分布から、ダストサイズは ~ 0.1 - 1 mm 程度であると見積もられている[33, 34]。こうした理論的・観測的制約は、隕石中に含まれるコンドルールの前駆体が始原的ダストだとした場合、コンドルールサイズが ~ 0.1 - 1 mm であるという物質科学的な示唆とも整合的である[35].

いずれの場合も、円盤内には $\leq \text{mm-cm}$ サイズのダストが豊富に存在している可能性を示唆しており、ガス流れ場機構が要求する条件を満たす。

6.3 観測的検証に向けて

ガス流れ場機構を観測的に検証するためには、以下の2つの条件が共に満たされる必要がある: (a)小さなダスト($\leq 1 \text{ cm}$)の空間分布にのみ構造が見られること、かつ(b)円盤内のガスとダストの空間分布に相関が見られないこと。こうした情報を得るには、特定の天体に対し異なる波長を用いてダストの熱放射や散乱光を観測し、異なるサイズのダストの空間分布を明らかにすること、かつ分子輝線観測からガスの空間分布を明らかにすることが必要になる。

これらの条件は、先行研究で提案されているリング・ギャップ構造形成シナリオとの差別化を行う際にも重要になる。条件(a)については5節で既に述べた。条件(b)について、我々が提案するガス流れ場機構ではダストの空間分布にのみ顕著な構造が現

れる。一方、ガスギャップ機構の場合、ガスとダストの空間分布には相関が現れるはずである。多くの遷移円盤では、円盤内側領域に存在するキャビティ(ダストが枯渇した領域)の縁においてガスの輝線とダストからの熱放射の間に相関が見られており、キャビティ中に超木星質量惑星が存在する可能性が議論されている[36]。また、円盤内に大質量の惑星(≧木星質量)が存在している場合、円盤の表層付近でガスの運動学的特徴が現れる可能性がある。大質量惑星は大規模な子午線面のガスの流れを駆動する[37]。HD 163296周りに存在する円盤では、 ^{12}C Oの観測によって円盤中心面から $\sim 2\text{--}4H$ の高さにおいて音速の $\sim 10\%$ 程度の大きさの鉛直方向のガスの流れが検出されており、 ~ 2 木星質量の惑星の存在が議論されている[38]。

本稿で我々が注目する小質量惑星($\leq 20 M_{\oplus}$)もまた子午線面のガスの流れを駆動する[18]。しかし、その規模は大質量惑星が駆動するガスの流れに比べて小さく、典型的には惑星重力圏スケールで生じる($< H$)。そのため、小質量惑星が存在していたとしても、円盤上層のガスを追跡する ^{12}C Oの観測からガスの運動学的特徴が検出されることはないだろう。一方、分子輝線の放射面の高さは分子種や同位体によって異なる。円盤観測で広く用いられているCO同位体の場合、放射面の高さは ^{12}C O、 ^{13}C O、 C^{18}O 、 C^{17}O の順に円盤中心面に近づく。また、CO以外の分子もトレーサーとして用いる事ができ、例えば C_2H の放射面の高さはCO同位体の放射面よりも更に円盤中心面に近い[39]。異なる分子種、同位体を用いてガスの運動学的特徴を検出する試みも既に行われている[40]。円盤中心面に近い領域でのみガスの運動学的特徴が検出された場合、それは小質量惑星の存在を示唆するものかもしれない。更に、次世代超大型干渉電波望遠鏡群(next-generation Very Large Array, ngVLA)や現状のALMAの空間解像度を数倍向上させることを見込んだ将来計画「ALMA2」によって、円盤内に埋もれた小質量惑星の大気を直接検出できる可能性も議論されている[41]。こうした観測と本研究が提案するシナリオを組み合わせることで、近い将来まだ見ぬ形成途中の惑星の存在を明らかにできる可能性がある。

6.4 個別天体への言及

本小節では、筆者らが行ったパラメータサーベイの結果[15]に基づき、実際の天体で観測されているダストのリング・ギャップ構造を説明し得るパラメータについての議論を行う。ここではHD 100546周りに存在する円盤を取り上げる。この天体では、ダストの熱放射の観測により中心星から約26 au離れた場所において21 au($\sim 10 H$)程度の幅を持つダストリングが見つかっている[42]。更に、ダストリングに沿うようにガスの非軸対称な速度変動(ケプラー回転からのずれ)が検出されており、スーパーアース質量程度の惑星の存在と、惑星周りのガス流れ場の影響が議論されている[42]。

ダストの熱放射は光学的に薄いとみなし、ダストリング中の不透明度及び温度が一定であると仮定すると、観測的に得られる放射強度はダスト面密度のみに比例する。筆者らが以前に行ったパラメータサーベイの結果と照らし合わせると、 $\sim 7.5 M_{\oplus}$ の惑星が存在していた場合、かつ円盤の乱流強度が $a \sim 10^{-4}$ 程度であれば、この天体で見つかっているダストリングの幅をガス流れ場機構によって説明できる見込みがあることが新たに分かった。ただし、観測されているガスの速度変動も説明できるかどうかについてはさらなる検証が必要である。また、この天体の < 20 auの領域はダストに枯渇しており、その特徴をガス流れ場機構のみで説明することは出来ない。円盤内側のダスト枯渇を説明するためには光蒸発や急速なダスト成長の影響も考慮する必要があるかもしれない[42]。今後は模擬観測シミュレーションを実施しより定量的な比較を行う必要がある。

7. 惑星系形成への示唆

惑星は円盤内において $\sim\text{mm}\text{--}\text{cm}$ サイズのダスト(ペブル)を集積して成長すると考えられている[43, 44]。惑星周りのガス流れ場によって生じたダスト面密度変化に伴い惑星の成長率も変化する。本稿の第一著者は論文Ⅱ [20]において、惑星が駆動するガス流れ場の影響により、ダスト集積率が従来に見積もりに比べて $\sim 1\text{--}2$ 桁変動する可能性があることを過去に議論した(ガス流出障壁)。ただし、論文

II [20] ではダスト面密度は一様であると仮定していた。

我々の結果によると、惑星が円盤ガスから受ける向かい風の寄与が小さい円盤内側ではダストギャップが形成されやすく、向かい風の寄与が大きい円盤外側ではダストリングが形成されやすい。この特徴はガス流れ場の形態変化に関連する。軌道長半径の増加に伴い、惑星が円盤ガスから受ける向かい風の寄与は強まる[15]。そのため、円盤外側では惑星が駆動するガス流れ場は向かい風卓越形態になりやすく、ダストリングのみが形成されやすくなる。

円盤内側領域ではダストギャップが形成されやすいため、惑星の成長率はガス流出障壁のみを考慮した場合に比べて更に1桁以上低下する見込みがある。一方、円盤外側の領域ではダストリングが形成されやすいため、惑星軌道付近のダスト面密度が局所的に増加することで、円盤内側よりも効率的な惑星成長が期待できるだろう。こうした特徴は、中心星近傍の領域では巨大ガス惑星よりも小質量惑星の方がより多く見つかっているという現在の系外惑星の質量-軌道半径分布の傾向を説明する手がかりになるかもしれない。今後はダスト成長や惑星の軌道移動などを取り入れたより現実的なモデルを構築し、ガス流れ場が惑星系形成過程に及ぼす影響を調べる必要がある。

8. まとめと今後の展望

本稿では、筆者らが行ってきた研究に基づき、原始惑星系円盤内に埋もれた小質量惑星($\leq 20 M_{\oplus}$)が駆動するガス流れ場がダストの動力学に及ぼす影響について解説した。惑星周りのガス流れ場がダストの動径移動速度を変化させ、ダストのリング・ギャップ構造を形成する。

本研究結果から、 $\leq \text{cm}$ サイズダストの空間分布にリング・ギャップ構造が見られ、かつガスとダストの空間分布が一致しない円盤内には $\sim 1\text{--}20 M_{\oplus}$ 程度の小質量惑星が存在している可能性が示唆される。また、ガス流れ場によってダスト面密度が変化することで、惑星の成長率も大きく変化する。惑星が駆動するガス流れ場が惑星形成における素過程に及ぼす影響を考慮することで、惑星系の多様性の理解

につながる可能性がある。

現状、リング・ギャップ構造は中心星から離れた遠方の領域($\geq 10 \text{ au}$)で多く見つかっている。本研究結果は $\geq 10 \text{ au}$ の領域に未発見の長周期小質量惑星が多数存在する可能性を提示する。このことは、円盤ガスとダストの空間分布に相関が見られない点や、惑星由来のH α 放射の検出例が僅かであることと整合的かもしれない(1節)。将来観測によって長周期惑星の発見数が増える見込みがあり[45]、リング・ギャップ構造の形成機構についても制約が得られるだろう。

今後は円盤の模擬観測シミュレーションを行い、実際の観測結果との比較を行うことでより定量的に本研究が提案するガス流れ場機構の検証を行う予定である。また、惑星周りのガス流れ場がダストの動力学に及ぼす影響を定式化することも検討している。それにより、円盤ダストの観測から得られた結果を元に、円盤内に存在し得る惑星の質量や円盤ガスの乱流強度を推定するためのツールの構築が可能になるだろう。将来的には、小質量惑星が駆動するガス流れ場という現象が円盤内に埋もれたまだ見ぬ成長途中の惑星の存在を間接的に証明するための手がかりとなり得るかもしれない。

9. 謝辞

発表賞選考に携わって頂いた学会賞選考委員の方々に深く感謝致します。本稿の査読者である田中秀和さんには非常に丁寧な査読をしていただき、原稿の内容が大きく改善しました。本研究はJSPS科研費20J20681, 20K04051, 9921K13976, 21H04514の助成を受けたものです。

参考文献

- [1] Andrews, S. M. et al., 2018, ApJ 869, L41.
- [2] Bae, J. et al., 2022, in Protostars and Planets VII, arXiv e-prints, arXiv:2210.13314.
- [3] Ricci, L. et al., 2018, ApJ 853, 110.
- [4] Flock, M. et al. 2015, A&A 574, A68.
- [5] 奥住聡, 2019, 遊星人 28, 285.
- [6] 冨永遼佑ほか, 2019, 遊星人 28, 172.

- [7] Ueda, T. et al., 2021, ApJ 914, L38.
[8] Suriano, S. S. et al., 2017, MNRAS 468, 3850.
[9] 金川和弘, 2022, 天文月報 115, 113.
[10] Zhu, Z. et al., 2014, ApJ 785, 122.
[11] Zhang, K. et al., 2021, ApJS 257, 5.
[12] Jiang, H. et al., 2022, ApJ 924, L31.
[13] 青山雄彦, 2020, 天文月報 113, 469.
[14] Fernandes, R. B. et al., 2019, ApJ 874, 81.
[15] Kuwahara, A. et al., 2022, A&A 665, A122.
[16] Ikoma, M. et al., 2000, ApJ 537, 1013.
[17] Ormel, C. W. et al., 2015, MNRAS 447, 3512.
[18] Fung, J. et al., 2015, ApJ 811, 101.
[19] 桑原歩, 2022, 遊星人 31, 188.
[20] 桑原歩, 2022, 遊星人 31, 203.
[21] Ida, S. et al., 2016, A&A 591, A72.
[22] Kuwahara, A. and Kurokawa, H., 2020a, A&A 633, A81.
[23] Kuwahara, A. and Kurokawa, H., 2020b, A&A 643, A21.
[24] Muto, T. and Inutsuka, S.-i., 2009, ApJ 695, 1132.
[25] Wang, S. et al., 2021, ApJ 923, 165.
[26] Balbus, S. A. and Hawley, J. F., 1991, ApJ 376, 214.
[27] Urpin, V. and Brandenburg, A., 1998, MNRAS 294, 399.
[28] Malygin, M. G. et al., 2017, A&A 605, A30.
[29] ALMA Partnership et al., 2015, ApJL 808, L3.
[30] Villenave, M. et al., 2022, ApJ 930, 11.
[31] Flaherty, K. M. et al., 2015, ApJ 813, 99.
[32] Okuzumi, S. and Tazaki, R., 2019, ApJ 878, 132.
[33] Kataoka, A. et al., 2016, ApJ 820, 54.
[34] Carrasco-González, C. et al. 2019, ApJ 883, 71.
[35] Dodd, R. T., 1976, EPSL 30, 281.
[36] van der Marel, N. et al., 2016, A&A 585, A58.
[37] Morbidelli, A. et al., 2014, Icarus 232, 266.
[38] Teague, R. et al., 2019, Nature 574, 378.
[39] Law, C. J. et al., 2021, ApJS 257, 4.
[40] Yu, H. et al., 2021, ApJ 920, L33.
[41] Zhu, Z. et al., 2022, MNRAS 518, 5808.
[42] Casassus, S. et al., 2022, ApJ 933, L4.
[43] Ormel, C. W. and Klahr, H. H., 2010, A&A 520, A43.
[44] Lambrechts, M. and Johansen, A., 2012, A&A 544, A32.
[45] Penny, M. et al., 2019, ApJS 241, 3.

著者紹介

桑原 歩



東京工業大学理学院地球惑星科学系博士課程修了博士(理学)。コペンハーゲン大学GLOBE Institute 研究員。日本学術振興会特別研究員 (DC1) を経て 2023年4月より現職。

黒川 宏之

東京大学大学院総合文化研究科 広域科学専攻広域システム科学系准教授。

谷川 享行

一関工業高等専門学校教授。

奥住 聡

東京工業大学理学院地球惑星科学系准教授。

井田 茂

東京工業大学地球生命研究所(ELSI)教授。