

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

桑原 歩^{1,2}

2022年3月22日受領, 査読を経て2022年5月2日受理

(概要) 原始惑星系円盤内に埋もれた成長途中の惑星は、自身の重力によって周囲のガスの流れを乱す。高解像度の3次元流体シミュレーションから、原始惑星周りに複雑な3次元ガス流れ場が存在していることが明らかになった。原始惑星が駆動するガス流れ場には、シア一流卓越形態と向かい風卓越形態の2つの形態が存在する。本稿では、筆者がこれまで行ってきた研究に基づき、原始惑星が駆動するガス流についての紹介を行う。特に、原始惑星周りのガス流が、惑星質量及び惑星が受ける円盤ガスからの向かい風にどのように依存するかを解説する。更に、原始惑星が駆動するガス流がペブル集積に及ぼす影響を調べ、惑星形成過程への示唆についても議論する。

1. 系外惑星分布： スーパーアース普遍性

今日に至るまで、数千を超す太陽系外惑星が発見されている。見つかった系外惑星の中で、とりわけ豊富に存在しているものが短周期スーパーアースである。短周期スーパーアースの半径及び質量は、ケプラー宇宙望遠鏡を用いたトランジット観測や視線速度観測によって制約されており、半径は地球の約1-4倍程度、質量は地球の約2-20倍程度と推定されている[1, 2]。太陽型星の約半数は短周期スーパーアースを保持していることがわかっており[1]、現状、これらの天体は宇宙で最も普遍的に存在する惑星である。

しかし、宇宙における短周期スーパーアースの普遍性は、従来の惑星形成理論の予測に反する。惑星は若い星周りに形成されるガスとダストからなる原始惑星系円盤(以下、円盤)内で形成される。1次元静的な円盤ガス捕獲モデルによると、円盤内で形成されたスーパーアース質量天体は円盤ガスが散逸する前に暴走的なガス捕獲を引き起こし、木星の

ような巨大ガス惑星へと成長すると考えられる[e.g., 3]。ところが、系外惑星分布における巨大ガス惑星の存在頻度は約1-10%程度であると推定されており[4, 5]、短周期スーパーアースの普遍性は惑星形成理論における大きな謎の一つとなっている。

短周期スーパーアースの形成過程を知る上で重要になるのは、これらの天体がいかにして暴走的なガス捕獲を免れたか、という点である。大まかに2つの形成仮説が存在する[6]。1つは、後期コア形成説と呼ばれるもので[7]、スーパーアースの形成は円盤ガスが散逸しきる直前に完了したとするモデルである。スーパーアース形成時点において周囲に円盤ガスがほとんど残っていなければ、暴走ガス捕獲を免れることができる。

一方、近年盛んに議論されているペブル集積モデル[8, 9]によると、スーパーアースが多数存在しているような中心星近傍の領域では、成長途中の原始惑星に多量のペブル(~mm-cmサイズの粒子¹)が集

¹ここでは、典型的な円盤モデルを仮定した際の大まかな換算サイズを記載した。惑星科学分野における「ペブル」は、粒径ではなくガスの流れに対する追従度合いによって定義される((25)式)。一方、堆積学の分野における「ペブル」とは、径が4-64mmのものとして定義されている。

1. 東京工業大学 理学院 地球惑星科学系

2. 東京工業大学 地球生命研究所(ELSI)
kuwahara.a.aa@m.titech.ac.jp

積することで惑星が急速に成長する可能性がある。そのため、後期コア形成説の実現可能性は惑星の成長率に強く依存する。

もう1つは大気リサイクリング説と呼ばれるものである[10]。これは、原始惑星系円盤ガスが豊富に残っているような円盤進化の早期段階を想定しており、円盤ガス中に埋没した原始惑星が自身の重力によって周囲のガスに影響を及ぼすことで生じる流体力学的機構に着目している。近年の高解像度等温3次元流体計算から、成長途中の原始惑星大気には、円盤ガスが恒常的に流入・流出していることが明らかになった[e.g., 10, 11]。このリサイクリング機構によって、惑星大気の冷却・収縮が抑制され、その後の暴走的な降着が妨げられる可能性がある。

ところが、輻射冷却を考慮した現実的な非等温流体シミュレーションから、リサイクリング流れとは孤立した大気が原始惑星周囲に形成されることが明らかになった[12]。非等温条件下では、等温モデルの推定よりもリサイクリング効率が低下し、惑星大気の冷却・収縮、及び暴走的なガス捕獲を抑制できない可能性が示唆された。したがって、スーパーアースの形成は円盤ガスが散逸する直前に完了する必要があることを意味する。

ここまでの流れを踏まえた上で、スーパーアース形成シナリオを再考する。なお、本稿では原始惑星系円盤ガス中に埋もれた原始惑星はペブル集積によって成長するという立場をとることとする。前述の2つのシナリオのそれぞれの課題をクリアするためには、何らかの機構によってペブル集積を抑制し、後期コア形成を達成する必要があると言える。この点について、我々は円盤ガスの流れがペブルの運動に及ぼす影響に着目する[13]。円盤ガス中に埋没した原始惑星はそれ自身の重力によって周囲のガスの流れを乱し、特徴的なガス流れ場を形成する[e.g., 10, 11]。ペブルは円盤ガスからのガス抵抗を強く受けながら運動するという性質を持つため、原始惑星によって駆動されるガスの流れがペブル集積に影響を及ぼす可能性がある。原始惑星が駆動するガス流によるペブル集積抑制説を検証するために、調査すべき課題として以下の2点が挙げられる: (1)原始惑星が駆動するガス流れ場の性質は、惑星質量や円盤パラメータにどのように依存するのか。(2)原始惑星が

駆動するガス流れ場がペブルの運動に及ぼす影響は、ペブルサイズに応じてどのように変化するのか。

本稿では、筆者らの近年の研究[13]に基づき、特に前者についての解説を行う。後者の点については、筆者らによる研究[14, 15]、または本号の解説記事[16]を参照されたい。以降、本稿を論文I、ガス流れ場がペブル集積に及ぼす影響を解説する記事を論文II [16]と呼ぶことにする。2節では、本稿で取り扱う座標系の導入を行うとともに、まずは惑星重力の影響を無視した場合における原始惑星系円盤ガスの流れを考える。実際は、円盤内に存在する惑星は周囲のガスに影響を及ぼす。3節では、惑星重力に対するガス円盤の応答についての定性的な振り返りを行う。(1)惑星質量が十分小さく、したがって惑星重力が周囲のガスの流れに及ぼす影響は依然として無視できる場合、(2)惑星が成長し、大気を獲得し始める段階、そして(3)惑星質量が十分大きく、惑星軌道付近からガスが取り除かれるようになる段階の3つに大別し簡単なまとめを行う。その後、本稿で特に着目する円盤ガス中に埋もれた小質量の惑星(原始惑星)が駆動するガス流の3次元構造について解説する(4.2小節)。そして、原始惑星が駆動するガス流の円盤パラメータ依存性(4.3小節)、惑星質量依存性(4.4小節)について解説し、最後に惑星形成への示唆及びスーパーアース普遍性への示唆を議論する(5節)。

2. 非摂動状態における原始惑星系円盤ガスの流れ

惑星によって駆動されるガス流についての詳細に踏み込む前に、円盤ガスへの惑星重力の影響は無視した状態(非摂動状態と呼ぶことにする)を考えると、ところから始めよう。図1に本稿で取り扱う座標系を示した。円軌道に固定された惑星を中心とする局所共回転座標系を考え、 x, y, z 軸は、それぞれ円盤動径方向、方位角方向(円盤回転方向)、鉛直方向を表す。

まず簡単のために、円盤ガスは中心星重力と遠心力が釣り合った状態、すなわちケプラー角速度 Ω_K で回転していると仮定する。ケプラー角速度は中心星からの距離の $-3/2$ 乗に比例するので、円盤の曲率が無視できるような惑星の近傍領域を考えると、

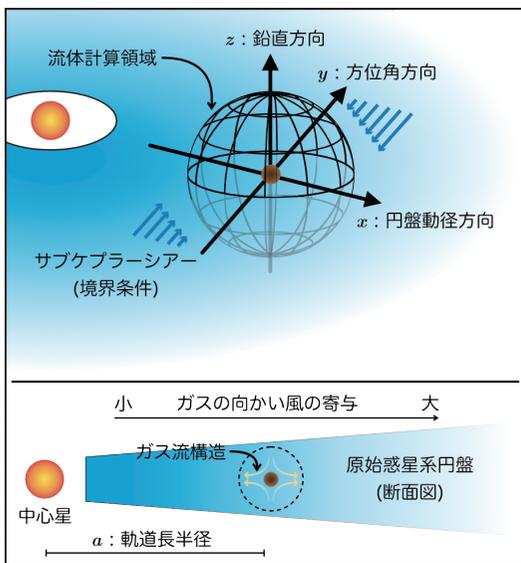


図1: 計算設定の概念図。円軌道に固定された惑星を中心とした局所共回転座標を考える。惑星周囲のガスの流れを詳細に解像するため、惑星に近づくほどグリッドが細くなるような球状の流体計算領域を採用する。外側境界条件としては、サブケプラーシアア流(ケプラーシアア流+ガスの向かい風)を与える。

ケプラー回転は線型速度シア(中心星周りの公転半径が異なることによって生じる速度差)で近似でき、 $-3/2\Omega_K x$ と表せる。実際には、円盤ガスの圧力勾配力が働くことにより、ガスはケプラー回転とは僅かに異なる速度で回転する。ケプラー回転からのずれを考慮した回転角速度は $\Omega = \Omega_K(1 - \tilde{\eta})$ と書ける。ここで、 $\tilde{\eta} = -1/2(c_s/v_K)^2 d \ln P / d \ln a$ であり、 $v_K = a\Omega_K$ はケプラー速度、 c_s は等温音速、 P は円盤ガスの圧力、 a は惑星の軌道長半径である。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 $dP/da < 0$ となり、ガスはケプラー回転よりも少し遅い速度で回転する(サブケプラー回転)。

惑星は円盤内をケプラー速度で回転しているので、 $dP/da < 0$ のとき惑星はガスからの向かい風を受けることになる。向かい風の速さは

$$v_{hw} = \tilde{\eta}v_K, \quad (1)$$

で与えられる。よって、惑星を中心とする共回転座標系から見ると、非摂動状態における円盤ガスの速度は

$$\mathbf{v}_{g,\infty} = \left(-\frac{3}{2}\Omega_K x - v_{hw} \right) \mathbf{e}_y, \quad (2)$$

で表される。 \mathbf{e}_y は円盤回転方向の単位ベクトルである。惑星とガスの軌道速度が一致する点を共回転半径と呼ぶ。共回転半径の x 座標は(2)式において $\mathbf{v}_{g,\infty} = 0$ とすることによって得られ、 $x_{g,\text{cor}} = -2v_{hw}/(3\Omega_K)$ である。

3. 惑星が原始惑星系円盤ガスに及ぼす影響

原始惑星系円盤内に存在する惑星は、周囲のガスに影響を及ぼす。本節では、惑星重力に対するガス円盤の応答について、(1) 惑星周囲のガスの流れに対する惑星重力の影響が依然として無視できるほど惑星質量が小さいとき、(2) 惑星が成長し大気を保持できるようになったとき、そして(3) 惑星質量が十分大きくなり、周囲のガスを押しよけるようになるときの3つに大別し簡単なまとめを行う。ここで重要となる長さスケールとして、惑星重力圏の大きさと円盤の典型的な厚みであるガススケールハイトがある。

惑星重力圏の大きさは、大気が束縛される領域の目安として考えることができる。本稿では、惑星重力圏の大きさをボンディ半径またはヒル半径で定義する。ボンディ半径とは、惑星表面からの脱出速度がガスの熱運動速度(音速)になる半径で、

$$R_{\text{Bondi}} = \frac{GM_{\text{pl}}}{c_s^2}, \quad (3)$$

と表される。 G は万有引力定数、 M_{pl} は惑星質量である。ヒル半径は、中心星-惑星-粒子の3体運動を考えた際、中心星重力よりも惑星-粒子間に働く重力の方が支配的になる領域の半径で、

$$R_{\text{Hill}} = a \left(\frac{M_{\text{pl}}}{3M_*} \right)^{1/3}, \quad (4)$$

と表される。 M_* は中心星質量である。以降、惑星重力圏の半径を $R_{\text{grav}} = \min(R_{\text{Bondi}}, R_{\text{Hill}})$ で表すこととする。図2に惑星の物理半径、ボンディ半径、及びヒル半径をそれぞれプロットした。

ガススケールハイトは、円盤ガスの密度が中心面

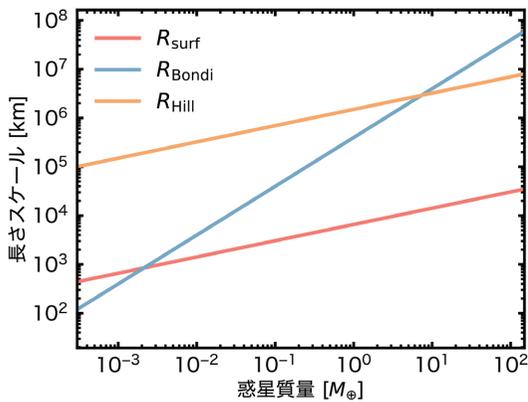


図2: 1 au における惑星の物理半径 R_{surf} 、ボンディ半径、ヒル半径。惑星の内部密度を 5 g/cm^3 、音速を $c_s = 10^5 \text{ cm/s}$ とし、太陽質量の中心星を仮定した。横軸は地球質量で規格化。

の $1/e$ になる高さを表し、

$$H = \frac{c_s}{\Omega_K} \simeq 0.03 \left(\frac{a}{1 \text{ au}} \right)^{5/4} \text{ au},$$

$$\simeq 4.5 \times 10^6 \left(\frac{a}{1 \text{ au}} \right)^{5/4} \text{ km}, \quad (5)$$

と表される。なお、円盤の温度構造が

$T = 270(a/1 \text{ au})^{-1/2} \text{ K}$ で与えられる円盤モデル[e.g., 17]を仮定し、 $c_s = 10^5 \text{ cm/s} (a/1 \text{ au})^{-1/4}$ とした。また、太陽質量の中心星を仮定した。

惑星重力圏の大きさ及び円盤ガススケールハイトの大小関係を元に、惑星が円盤ガスに及ぼす影響について簡単に振り返る。2節において、非摂動状態における原始惑星系円盤ガスの流れを導入した。円盤ガスへの惑星重力の影響は、ガスの熱運動速度が惑星表面からの脱出速度よりも大きければ無視できる。これは、ボンディ半径が惑星の物理半径よりも小さい状況に相当する($\lesssim 10^3 \text{ km}$ サイズ、または $\lesssim 10^{-3} - 10^{-2} M_{\oplus}$ の天体; 図2)。

惑星が成長し、惑星重力圏の大きさが物理半径を上回るようになると、惑星の周りには重力によって引きつけられた円盤ガスによる大気(1次大気)が形成される($\gtrsim 10^{-3} - 10^{-2} M_{\oplus}$; 図2)。なお本稿では、惑星重力圏の大きさが円盤の典型的な厚みであるガススケールハイト H よりも小さいとき、惑星は円盤内に「埋没」していると呼び、そのような関係を満たす質量範囲に特に着目する。4節以降は

$R_{\text{surf}} < R_{\text{grav}} < H$ なる小質量惑星(成長途中の原始惑星)を取り扱う($M_{\text{pl}} \sim 10^{-3} - 10^1 M_{\oplus}$; 図2)。²⁵

惑星が円盤ガス中に埋没しているとき、円盤ガスと惑星の間の重力的な相互作用の結果、惑星のごく近傍のガスは惑星に引き付けられる。一方、惑星から離れた場所には密度波が励起され[e.g., 18]、その反作用によって惑星は円盤内を動径方向に移動することが知られている。惑星が励起する密度波が伝搬する領域($> R_{\text{grav}}$)を解像した流体シミュレーションも行われており[e.g., 19]、円盤ガス中に埋没した惑星の重力圏スケールよりも外側の領域のガスの流れはよく調べられてきている。そして近年、原始惑星が纏う大気スケール($\lesssim R_{\text{grav}}$)を細かく解像できるような高解像度の3次元流体シミュレーションが行われてきている[e.g., 10, 11]。それにより、円盤内に埋没した原始惑星の近傍には複雑な3次元ガス流れ場が存在していることが明らかになった。これは、1節で簡単に触れたように、原始惑星へのペブル集積過程に影響を及ぼす可能性がある。しかし、原始惑星周りの3次元ガス流れ場が見出された当初は、ガス流れ場の性質が惑星質量や円盤パラメータにどのように依存するかという点や、ペブル集積過程への影響については詳細に調べられていなかった(4節以降で議論する)。

惑星重力圏の大きさが円盤ガススケールハイトよりも大きくなると、重力トルクによって円盤ガスが惑星軌道周辺から取り除かれ、ガス面密度が低下した領域(ガスギャップ)が形成される[20]。また、原始惑星系円盤から周惑星円盤への3次元的なガス降着流が生じることが3次元数値流体シミュレーションから明らかになっている[21]。円盤ガスにギャップを開けるような巨大惑星周りのガス流れ場については、谷川氏らによる解説記事を参照されたい[22]。

次節以降は、筆者らの近年の研究成果を踏まえ、円盤ガス中に埋没した惑星($R_{\text{surf}} < R_{\text{Bondi}} < H$)の重力によって摂動を受け、その構造が複雑に変化したガスの流れ場についての解説を行う。そして、原

²⁵ 5節で議論するペブル集積過程もまた同様にある程度成長した惑星($\gtrsim 10^{-4} M_{\oplus}$)を想定している。そのため、円盤ガス中に埋没した惑星が駆動するガス流れ場とペブル集積過程を同時に考えることが極めて重要になる。詳細については論文II [16]を参照されたい。

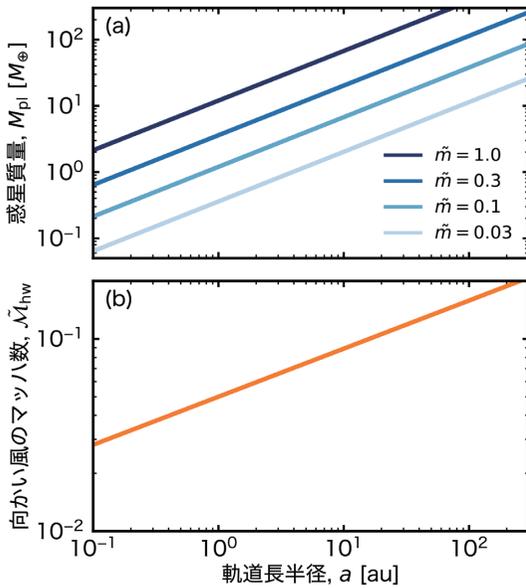


図3: 惑星質量((10)式)と向かい風のマッハ数((11)式)の軌道長半径依存性.

始惑星が駆動するガス流が惑星形成に及ぼす影響を議論する.

4. 原始惑星が駆動するガス流

近年の高解像度3次元流体計算から、円盤内に埋没した成長途中の惑星周りには複雑な3次元ガス流れ場が形成されることが明らかになった[e.g., 10, 11]. このガス流れ場は、原始惑星へのペブル集積過程に影響を及ぼす可能性がある. しかし、原始惑星周りのガス流れ場の性質が惑星質量や円盤パラメータにどのように依存するかという点や、ペブル集積過程への影響についてはこれまで詳細に調べられていなかった. 本節では、3次元流体計算によって得られた惑星周りのガス流れ場の性質について紹介する.

4.1 無次元単位系の導入

以降の議論のため、無次元量を定義する. 本稿では長さ・時間・速度をそれぞれ円盤の典型的な厚みであるガススケールハイト H 、惑星位置におけるケプラー角速度の逆数 Ω_K^{-1} (ケプラー時間)、等温音速 c_s で規格化した無次元単位系を導入する. 本稿では、無次元量には全てチルダ記号を付けて表記する. こ

の単位系において、無次元化した惑星質量

$$\tilde{m} = \frac{R_{\text{Bondi}}}{H}, \quad (6)$$

を定義する. 惑星は円盤内をケプラー回転するので、円盤ガスからの向かい風を受ける((1)式). よって、向かい風のマッハ数

$$\tilde{\mathcal{M}}_{\text{hw}} = \frac{v_{\text{hw}}}{c_s} \propto \frac{c_s}{v_K}, \quad (7)$$

を定義できる. 図3に無次元量と実次元量の対応を示した.

また、その他に無次元化したヒル半径

$$\tilde{R}_{\text{Hill}} = \left(\frac{\tilde{m}}{3}\right)^{1/3}, \quad (8)$$

無次元化したガスの共回転半径の x 座標

$$\tilde{x}_{\text{g,cor}} = -\frac{2}{3}\tilde{\mathcal{M}}_{\text{hw}}, \quad (9)$$

をそれぞれ定義できる.

本稿では、太陽質量の中心星を仮定し、円盤の温度構造が $T = 270(a/1\text{ au})^{-1/2}\text{ K}$ で与えられる円盤モデルを仮定する[e.g., 17]. このとき、 $c_s \propto T^{1/2} \propto a^{-1/4}$ より

$$M_{\text{pl}} \simeq 12\tilde{m} \left(\frac{a}{1\text{ au}}\right)^{3/4} M_{\oplus}, \quad (10)$$

及び

$$\tilde{\mathcal{M}}_{\text{hw}} \simeq 0.05 \left(\frac{a}{1\text{ au}}\right)^{1/4}, \quad (11)$$

と表される[12](図3).

本稿では円盤ガス中に埋没した小質量の惑星に着目する. したがって、主に $\tilde{m} \lesssim 1$ ($R_{\text{Bondi}} \lesssim H$)なる惑星を取り扱う. また、原始惑星系円盤の典型的な半径は $\sim 100\text{ au}$ であるとし、(11)式より $\tilde{\mathcal{M}}_{\text{hw}} \lesssim 0.1$ の場合のみを考える.

4.2 流れ場の構造

ここでは、惑星重力圏スケールを細かく解像したグリッドを用い、輻射冷却を考慮した現実的な3次元非等温流体計算から得られた結果[12, 14, 15]を元に解説を行う. ガス是非粘性・圧縮性の理想気体であるとし、円軌道に固定された惑星を中心とする局所共回転座標系から見た流れ場を考える(図1).

シアー流卓越形態の流れ場

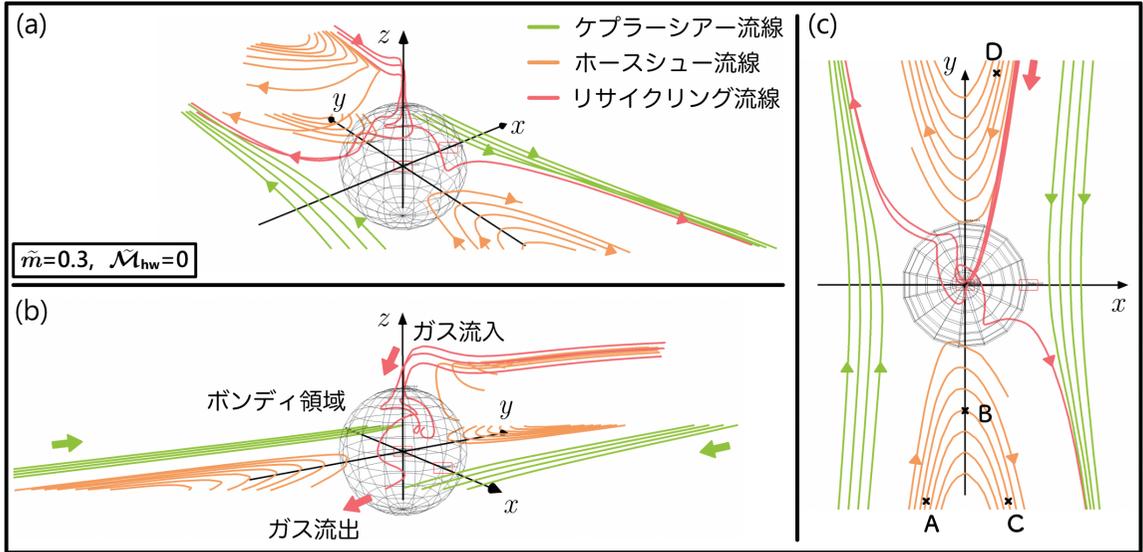


図4: 惑星が駆動するガス流(シアー流卓越形態)の3次元構造. 無次元化惑星質量及びマッハ数は $\dot{m} = 0.3$, $\dot{M}_{hw} = 0$ の場合. 色付きの実線はそれぞれ特徴的な流線を表す. みやすさのため, 主に円盤中心面を流れるガスの流線をプロットした. 孤立エンベロープの流線はプロットしていない. ガスは図中に示した矢印の方向にむかってながれる. 軸のスケールは省略したが, 図中のボンディ領域の半径は $0.3 [H]$ である. 図中のA, B, C, D点はそれぞれホースシュー流線上の特徴的な点に対応する(本文参照). $\dot{M}_{hw} = 0$ ゆえ, ガスの共回転半径は図のy軸と一致する. 流体計算データはKuwahara & Kurokawa [14] で得られたものを使用.

惑星近傍の流れ場は, 後述するリサイクリング流線の構造に応じて, 「シアー流卓越形態」と「向かい風卓越形態」の2つに分類される(図4及び5). まずは, それぞれの形態に共通する特徴から見ていこう.

(a) 孤立エンベロープ³

惑星の周囲には, 孤立したエンベロープ(大気)が形成される. これは, 惑星近傍のガスと円盤ガスとの間のエントロピー勾配に由来する浮力障壁によってエンベロープ深部へのガス流入(後述するリサイクリング流れ)が妨げられ, 惑星近傍のガスが周囲のガスの流れから孤立するためである[12].

惑星周囲のガスの圧力構造は惑星重力との静水圧平衡によって決まる. 輻射冷却によって温度構造

は均され, 背景場の温度に近づいていく. その結果惑星周囲のエントロピーは低下する. 惑星重力圏内に流入するガスを構成する流体素片を考える. シミュレーション結果の解析から, 惑星重力圏に流れ込むガスは亜音速の流れであることが分かっている. そのため, 流入する流体素片の圧力は背景場のガスの圧力と変わらない. 一方, 惑星に近づくほど流体素片の温度は増加するので(断熱圧縮), 流体素片の密度は低下する. それによって生じた浮力障壁によって, 惑星重力圏深部へのさらなるガス流入が抑制され, 孤立エンベロープが形成される. 孤立エンベロープの大きさは, 大気サイズは惑星重力圏の大きさと等しいという仮定をおいていた従来の1次元モデル[e.g., 23]とは異なり, $\sim 0.3\text{--}0.5R_{\text{grav}}$ 程度の大きさになる[12, 24, 25].

(b) ケプラーシアー流線

惑星軌道の内外に存在する(図4及び図5の緑線). 惑星とともに回る局所座標系から見たとき, 原始惑

³惑星が孤立大気を獲得するかどうかは温度についての条件によって異なる. 等温条件下では, 孤立した静的な大気は形成されず, 後述するリサイクリング流によって常に惑星重力圏内のガスが入れ替わり続けるという描像が得られている[10]. 等温流れ場の解析結果については, 4.4小節で紹介する.

星系円盤ガスのケプラー回転を線形速度シアで近似できることは2節で述べた通りである。惑星に近い場所では重力の影響を受けてやや歪んだ形状をしているが、いずれも惑星に降着することなく通り過ぎていくガスの流れを表している。

(c) ホースシュー流線

惑星の軌道運動の方向(円盤の方位角方向)に存在する(図4及び図5の黄色線)。円盤一周に渡って一続きの構造を持っており、馬の蹄のような形状をしていることからホースシュー流線と呼ばれる。

例として、惑星軌道の内側かつ軌道運動方向の後方の点Aからスタートした流体素片の運動を追跡してみよう(図4)。A点を出発したガスは惑星軌道よりも内側に存在するため、惑星よりも大きな軌道速度を持ち、惑星を追い越そうとする。惑星重力によってその場を流れているガスに正のトルクがかかり、ガスを構成する流体素片の軌道角運動量が増加する。このため、流体素片の軌道長半径は増加し、軌道速度は減少する。

やがてガスの軌道速度と惑星の軌道速度が一致する位置(B点: 共回転半径, (9)式)を超えると、ガスの軌道速度は惑星の軌道速度よりも遅くなり、惑星から見るとガスはUターンカーブを描きながら遠ざかっていくように見える(C点)。A→B→Cを辿るような流体素片の運動を、本稿ではホースシューターンと呼ぶことにする。

共回転半径の外側を流れるガスは、1会合周期を経て今度は惑星の前方から近づいてくることになる(D点)。以下、同様の過程を繰り返す。

ホースシュー流線は、ほぼ一定の幅を保ったまま鉛直方向に連なった柱状の構造をしている。図4a及び4bに鉛直構造の一部を示した。これは、テイラー・ブラウドマンの定理によって部分的に理解される[11, 24]。惑星とともに回る共回転座標系において(図1)、ガスの運動方程式(オイラー方程式)は

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\frac{\nabla P}{\rho} - \nabla \Phi_{\text{grav}} - \boldsymbol{\Omega} \times (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{R}) - 2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u}, \quad (12)$$

と書ける。 \mathbf{u} , ρ はそれぞれガスの速度及び密度、 Φ_{grav} は重力ポテンシャル、 $\boldsymbol{\Omega} = (0, 0, \Omega_K)$ は系の

回転角速度ベクトル、 \mathbf{R} は位置ベクトルである。右辺第3項は遠心力、第4項はコリオリ力を表す。

ここでは、以下の手順に従い(12)式右辺第4項(コリオリ力項)が左辺第2項(移流項)よりも支配的であるとみなして移流項は無視しよう。典型的な速度、長さのスケールをそれぞれ V, L とすれば、移流項とコリオリ力項の比は $R_o = V/\Omega_K L$ と書ける⁴。

まず、ホースシュー領域を運動するガスの典型的な速度を見積もる。ホースシュー領域の幅は惑星質量に依存し、係数などを無視すれば $\sim \sqrt{m}$ と表されることが先行研究の3次元流体計算結果から明らかになっている[26]。したがって、本稿で着目する惑星質量範囲($m \lesssim 1$)では、ホースシュー領域の幅は $\lesssim 1[H]$ となる。(2)式で $x \sim H$ とすることにより、ホースシュー領域を運動するガスの典型的な速度は $V \sim c_s$ 程度と見積もれる。ホースシュー領域は円盤一周に渡る大規模な構造を持っているので、典型的な長さスケールは円盤の直径としよう。以上より $R_o \sim c_s/(\Omega_K \times 2\pi a) \sim H/a \ll 1$ (\because (5)式)となつて、コリオリ力が支配的であることが分かる。

次に、惑星重力によるガス密度への摂動が無視できる、すなわちガスの非圧縮性を仮定する⁵。非圧縮近似は、惑星重力圏外における亜音速の流れを考える場合は良い近似として用いることが出来る。更に定常を仮定すると、(12)式は

$$-\nabla \left(\frac{P}{\rho} + \Phi_{\text{grav}} - \frac{1}{2} |\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{R}|^2 \right) - 2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u} = 0, \quad (13)$$

と書き直すことができる⁶。上式の両辺の回転を取ることで

$$\nabla \times (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u}) = (\boldsymbol{\Omega} \cdot \nabla) \mathbf{u} = 0, \quad (14)$$

が得られる⁷。(14)式は、速度 \mathbf{u} が $\boldsymbol{\Omega}$ の方向には変化しないことを意味している。今、 $\boldsymbol{\Omega}$ は鉛直成分しか

⁴ R_o はロスビー数と呼ばれる無次元量である。

⁵このとき、 $\nabla P/\rho = \nabla(P/\rho)$ となる。

⁶遠心力項について $-\boldsymbol{\Omega} \times (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{R}) = 1/2 \nabla |\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{R}|^2$ を用いた。

⁷ベクトル解析の公式

$\nabla \times (\mathbf{A} \times \mathbf{B}) = -(\mathbf{A} \cdot \nabla) \mathbf{B} + (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{A} + \mathbf{A}(\nabla \cdot \mathbf{B}) - \mathbf{B}(\nabla \cdot \mathbf{A})$ を用い、更に非圧縮性、及び $\boldsymbol{\Omega}$ が一定であることを用いた。

向かい風卓越形態の流れ場

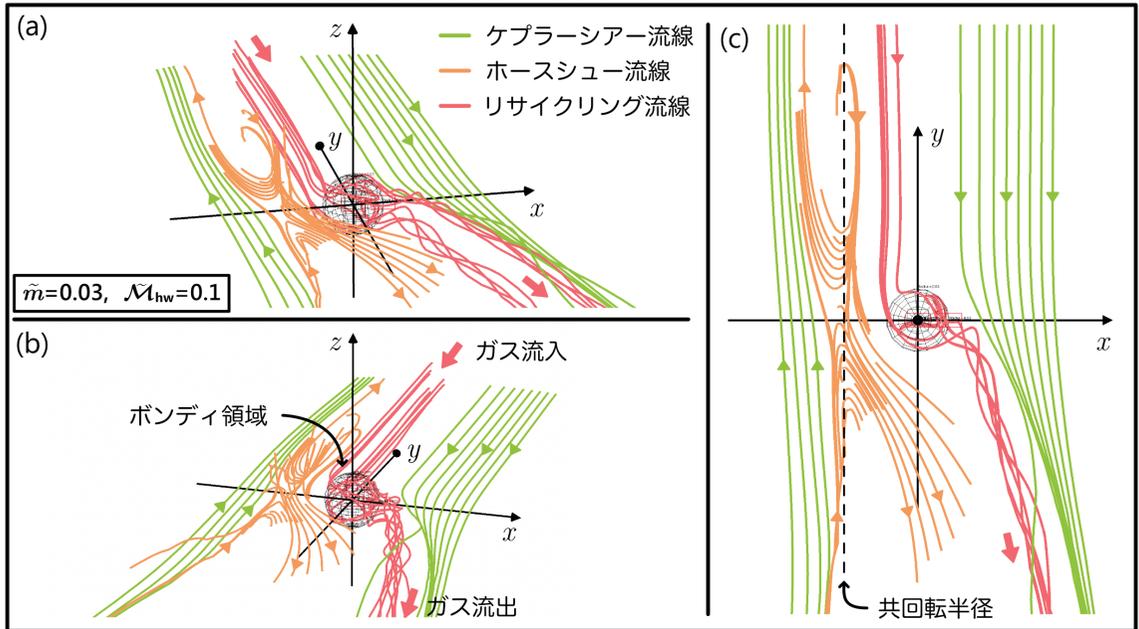


図5: 図4と同様. ただし向かい風卓越形態の流れ場の3次元構造を表す. みやすさのため, 主に円盤中心面を流れるガスの流線をプロットした. 孤立エンベロープの流線はプロットしていない. 無次元化惑星質量及びマッハ数は $\dot{m} = 0.03$, $\dot{M}_{hw} = 0.1$ の場合. 図中のボンディ領域の半径は $0.03 [H]$ である. パネルcに示した破線はガスの共回転半径の位置を表す. 流体計算データはKuwahara & Kurokawa [15] で得られたものを使用.

持たないので, ホースシュー流線に沿ったガスの運動を考えたとき, 惑星重力による密度への摂動が無視できるような領域では, 鉛直方向の速度変動が生じないという結果が導かれる. 故にホースシュー流線は高さによらず共通の構造を持つ. しかし, 惑星重力の影響が無視できなくなるような惑星重力圏の近傍領域では密度一定という仮定が破綻し, ホースシュー流線に沿ったガスの流れには鉛直方向の変動が生じることが知られている[11, 24].

次に, 「シアー流卓越形態」及び「向かい風卓越形態」を特徴づけるリサイクリング流線を見る.

(d) リサイクリング流線

惑星周りを流れるガスの一部は, 惑星重力圏に流入した後, 孤立エンベロープ(4.2小節(a))の表面をなぞるようにして流出する. 本稿では, これをリサイクリング流と呼ぶことにする⁸(図4及び図5の赤線). リサイクリング流線の構造は, 円盤ガスの圧力勾配

に由来する向かい風の寄与の大きさに応じて変化する[10, 12]. 本稿では, リサイクリング流線の構造に応じて, 流れ場をシアー流卓越形態(図4) または向かい風卓越形態(図5) にそれぞれ分類する.

流れ場の形態変化についての詳細は後述するが(4.3小節), 事前に定性的な説明を与えておく. 本稿で仮定した円盤モデルでは, 向かい風の寄与は軌道長半径の増加に伴って大きくなる((11)式)⁹. したがって, 向かい風が弱い円盤内側領域では流れ場はシアー流卓越形態に分類されやすく, 向かい風が強

⁸4.2小節(a)で述べた通り, 非等温条件下ではリサイクリングしない孤立エンベロープ(大気)が形成される. そのため, リサイクリング流という名称には違和感を覚えるかもしれない. 本稿では, 等温を仮定(孤立エンベロープが形成されない)して行われた先行研究[10, 13]においてリサイクリングという言葉が用いられていたという経緯に基づき, 惑星重力圏に流入・流出するガスの流線をリサイクリング流線と呼ぶことにする.

⁹より一般的には, 円盤の温度分布が $T \propto r^{-q}$ と表せるとき, $q < 1$ となる円盤モデルであれば同様のことが言える.

い円盤外側領域では流れ場は向かい風卓越形態に分類されやすい。

まずはシア一流卓越形態の流れ場におけるリサイクリング流線を見ていく(図4)。重力圏高緯度からのガス流入、及び円盤中心面からのガス流出が生じている。このとき、リサイクリング流線の大本は円盤中心面よりも高高度を流れるホースシュー流線につながっている[11]。

ホースシュー領域の高高度を流れるガスを考える。密度一定の定常状態であれば、ガスは高度を保ったままホースシューターンを経験するのみだが(4.2小節(c))、実際には惑星重力による密度ゆらぎの影響を受け、ホースシューターンの途中で急激に高度が低下し、惑星重力圏の高緯度領域から流れ込む。このとき、ガスがもともと持っていたポテンシャルエネルギーが運動エネルギーに変換され、ガスはラグランジュ点L1, L2¹⁰付近から円盤中心面を通して惑星重力圏外へと流出する。

次に、向かい風卓越形態の流れ場におけるリサイクリング流線に着目する(図5)。シア一流卓越形態の流れ場とは異なり、円盤中心面からのガス流入、及び惑星重力圏の中～高緯度領域からのガス流出が生じている。

4.2小節(b)で述べたように、ホースシュー領域にあるガスは共回転半径の内外において惑星に対する相対運動の向きを変える。すなわち、ホースシューターンの頂点の位置は共回転半径と一致する(9式)。惑星に対する向かい風の影響が強く、共回転半径が惑星軌道から十分離れたところにある場合、孤立エンベロープは向かい風に直に晒されることになる(後述; 4.3小節)。また、ホースシュー流線が惑星軌道から遠ざかることで、シア一流卓越形態において実現していた重力圏高緯度からのガス流入が生じなくなる。そのため、向かい風卓越形態においては支配的なガス流入は向かい風が担い、円盤中心面付近で流入フラックスが最大となる。更に、惑星付近にやってきた向かい風はコリオリ力によって運動方向を曲げられ、惑星近傍で旋回するようにして惑星軌道の外側へと流れていく。このとき、惑星付近でガ

スが圧縮され、これを減圧するために円盤中心面よりも上空、惑星重力圏の中～高緯度からの流出が実現する。

4.3 流れ場の遷移質量

ここでは、前小節において定性的な説明に留めていた流れ場の形態変化に関して、筆者らの研究[15]に基づき定量的な見積もりを与える。向かい風のマッハ数の増加に伴い、ガスの共回転半径の x 座標、ひいてはホースシュー領域が中心星側に移動していく。共回転半径が惑星軌道から十分に離れた位置まで移動し、孤立エンベロープ(惑星大気)が完全に向かい風に晒されるような状況になったとき、流れ場は向かい風卓越形態に遷移するとみなす[15]。

惑星軌道から見てホースシュー領域が惑星大気に重ならなくなるのは

$$\tilde{x}_{g,cor} + \tilde{w}_{HS} = -0.5\tilde{R}_{grav}, \quad (15)$$

のときである。 \tilde{w}_{HS} はホースシュー領域の幅であり、数値計算結果から $\tilde{w}_{HS} \sim 2\tilde{R}_{Bondi}$ と見積もられる¹¹。上式の右辺は孤立エンベロープの大きさに対応し、シミュレーション結果から $0.5\tilde{R}_{grav}$ であるとした[12]。なお、4節の冒頭で述べたが、本稿では $\tilde{M}_{hw} \lesssim 0.1$ の範囲のみを考えている。このとき、共回転半径の x 座標は $\tilde{x}_{g,cor} \gtrsim -0.1[H]$ となるので、流れ場の遷移は $\tilde{m} \lesssim 0.1$ の場合のみ生じると考えて差し支えない。このとき、常に $\tilde{R}_{Bondi} < \tilde{R}_{Hill}$ であるから、(15)式において $\tilde{R}_{grav} = \tilde{R}_{Bondi} = \tilde{m}$ とすることにより、流れ場遷移質量

$$\tilde{m}_{t,flow} = \frac{4}{15}\tilde{M}_{hw}, \quad (16)$$

が得られる[15]。

$\tilde{m} \leq \tilde{m}_{t,flow}$ のとき、流れ場は向かい風卓越形態に分類される。(16)式は局所流体シミュレーションの結果をよく説明できることがわかった[15]。今、 \tilde{M}_{hw} は軌道長半径の増加に伴って増加する状況を考えているので、無次元化惑星質量 \tilde{m} を固定した場合、

¹⁰円制限三体問題における直線平衡解。中心星と惑星を結ぶ線上に存在し、L1は惑星軌道内側、L2は惑星軌道外側に位置する。

¹¹ $\tilde{m} \lesssim 0.1$ のとき、本研究の局所流体計算から得られたホースシュー領域の幅は、円盤の方位角方向1周を考慮した先行研究[e.g., 26]のグローバル流体計算に基づく見積もりよりもファクターで2倍程度小さくなることがわかった。そのため、後述する流れ場遷移質量(16式)は上限を与えている可能性がある。

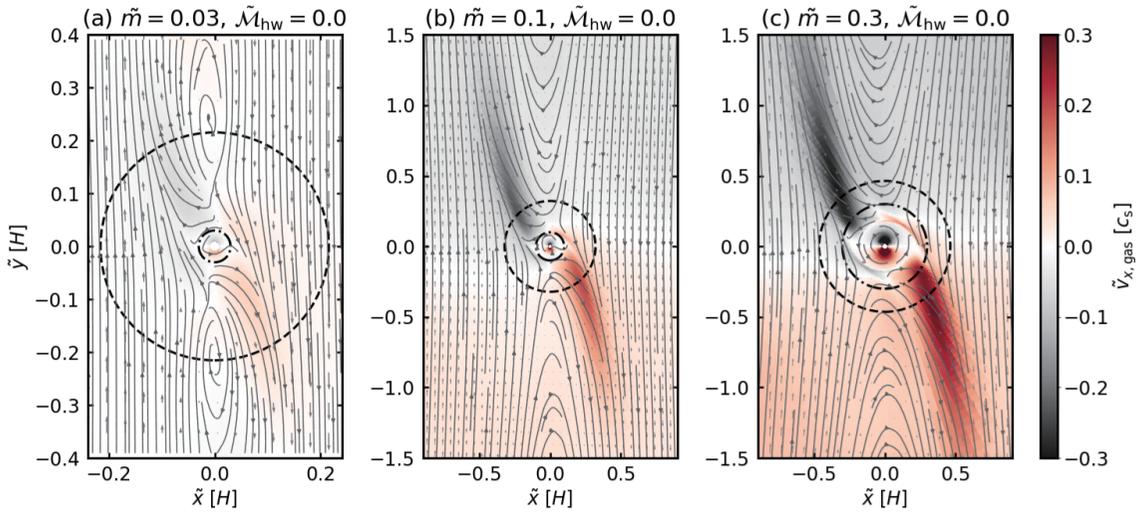


図6: 円盤中心面における x 方向のガスの速度. 周囲の流れに比べて色が際立っている部分が惑星重力圏からのガス流出を表す. ガスの向かい風の影響は無視し, 無次元化惑星質量のみを変化させた. 実線はガスの流線を表す. 点破線はボンディ半径を表し, 破線はヒル半径を表す. このときの流れ場はすべてシア一流卓越形態に分類される. 流体計算データはKuwahara & Kurokawa [14] で得られたものを使用.

円盤外側ほど向かい風卓越形態になりやすいことがわかる. (10)式と同様に, 最小質量円盤を仮定して次元付きの惑星質量に換算すると,

$$M_{t, \text{flow}} = 0.16 \left(\frac{a}{1 \text{ au}} \right) M_{\oplus}, \quad (17)$$

と書ける.

4.4 ガス流出速度の惑星質量依存性

本小節では, 筆者らが行った研究[13]を元に, 惑星重力圏からのガス流出速度の惑星質量依存性について解説する. 以降, 簡単のため等温を仮定¹², またガスの向かい風の影響は無視する($\tilde{M}_{\text{hw}} = 0$). すなわち, シア一流卓越形態における流れ場のみに着目する(図4).

図6に, 円盤中心面における x 方向(円盤動径方向)のガスの速度を示した. ガスの向かい風の影響は無視しているので, 流れ場は全てシア一流卓越形態に分類され, その3次元構造は惑星質量によらず

共通している. 一方, 惑星重力圏からのガス流出速度は, 惑星質量の増加に伴って増加している様子が見て取れる.

このことを理解するために, 筆者らはガス流出速度の解析的な見積もりを行った. ガス流出速度は, ベルヌーイの定理を用いて定量的に見積もることができる. 今, 惑星が駆動する流れ場は定常状態に達しているとみなすと, 流線に沿って以下のベルヌーイ関数が保存する:

$$B = \frac{u^2}{2} + c_s^2 \ln \rho_g(z) + \Phi_{\text{eff}}. \quad (18)$$

ここで, u はガスの速度である. $\rho_g(z)$ はガスの質量密度で,

$$\rho_g(z) = \rho_0 \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{z}{H} \right)^2 \right], \quad (19)$$

である. ρ_0 は円盤中心面における値を表す. Φ_{eff} は有効ポテンシャルを表し,

$$\Phi_{\text{eff}} = -\frac{\Omega_K^2}{2} (3(x^2 + a^2) - z^2) - \frac{GM_{\text{pl}}}{R}, \quad (20)$$

である. 第一項は潮汐ポテンシャル, 第二項は惑星の重力ポテンシャルを表す. R は座標中心にある惑星からの距離を表し, $R = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ である.

¹²4.2節(a)の脚注2において触れたが, 等温・非等温計算の違いは孤立エンベロープの存在の有無にある. ガスの流入・流出を考える上で重要になるのはリサイクリング流線なので, 孤立エンベロープの有無は後述するベルヌーイ関数を用いた解析手法に大きく影響しないと考えられる.

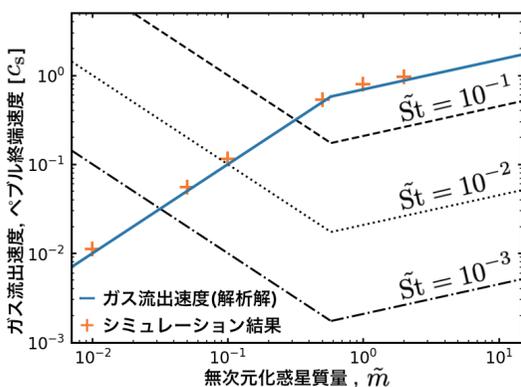


図7: シアー流卓越形態におけるガス流出速度とペブルの終端速度の比較. 実線: ガス流出速度の解析解((22), (23)式). クロスシンボル: 等温流体シミュレーションから得られた円盤中心面におけるガス流出速度の最大値. 破線, 点線, 点破線: 異なるストークス数に対するペブルの終端速度((27), (28)式). Kuwahara et al.[13] を元に改変して掲載.

惑星重力圏の極から流入し, 円盤中心面から流出するリサイクリング流線を考える. このリサイクリング流線上に2点 P_1, P_2 を取り, $P_1 = (0, 0, z_1)$, $P_2 = (x_2, y_2, 0)$ とする. P_1 はガスの流入点であり, P_2 は流出点である. P_1, P_2 におけるガスの速度を u_{in}, u_{out} とすると, 各点におけるベルヌーイ関数より,

$$|u_{out}| = \left\{ |u_{in}|^2 + 2c_s^2 \ln \frac{\rho_g(z_1)}{\rho_g(0)} + 3x_2^2 \Omega_K^2 + z_1^2 \Omega_K^2 + 2GM_{pl} \left(\frac{1}{\sqrt{x_2^2 + y_2^2}} - \frac{1}{z_1} \right) \right\}^{1/2}, \quad (21)$$

が得られる. このうち, 等温流体シミュレーション結果の解析に基づき, P_1 におけるガスの運動エネルギーは無視できることが分かったので, $|u_{in}|^2 \ll c_s^2$ として(21)式の右辺第一項は無視する. 右辺第二項と第四項は $\ln \rho_g$ と恒星重力ポテンシャルとの釣り合い(静水圧平衡)によって打ち消し合う. 更に, 質量フラックスの解析から, ガスはボンディ領域またはヒル領域のどちらか小さい方(惑星重力圏)から支配的に流入及び流出している事がわかった[13]. そのため, P_1, P_2 をそれぞれ惑星重力圏半径上にとると, 右辺第5項も消える.

よって(21)式のうち, 潮汐ポテンシャルの寄与である第三項のみが残る. 等温流体シミュレーション

結果の解析から, $x_2 \sim R_{grav}/\sqrt{2}$ において最も速いガス流出が生じていることがわかった. よって, この点をガスの流出点と定義すれば, ガス流出速度は

$$|u_{out}| \simeq \begin{cases} \sqrt{\frac{3}{2}} \tilde{m} c_s & (\tilde{R}_{Bondi} < \tilde{R}_{Hill}), \\ \sqrt{\frac{3}{2}} \left(\frac{\tilde{m}}{3}\right)^{1/3} c_s & (\tilde{R}_{Bondi} \geq \tilde{R}_{Hill}), \end{cases} \quad (22)$$

と表される.

図7に(22), (23)式と等温流体シミュレーションから得られたガス流出速度を示した. 得られたガス流出速度の解析解は, シミュレーション結果をよく再現できる事がわかった. ガス流出速度は惑星質量と共に増加し, ボンディ半径とヒル半径の大小関係に応じて霧が変化する.

5. 惑星形成への示唆

本節では, 筆者らが行った研究[13]で得られたガス流出速度の解析解を元に, 惑星形成への示唆を議論する

5.1 ガス流出障壁によるペブル集積抑制

近年, kmサイズの微惑星集積による惑星形成モデルに代わり, ~mm-cmサイズの固体物質(ペブル)集積による新たな惑星形成モデルが盛んに議論されている[e.g., 8, 9]. 微惑星集積とペブル集積, 両者の間の大きな違いは, ペブルが惑星との重力相互作用の他に, 円盤ガスからの抵抗を受けながら運動するという点にある. 粒子に働くガス抵抗は,

$$F_{drag} = \frac{m_p \Delta v}{t_{stop}}, \quad (24)$$

と書ける. m_p は粒子の質量, Δv は粒子と周囲のガスとの相対速度, t_{stop} は粒子の運動がガスの流れに馴染むまでの時間(制動時間)である. 制動時間を円盤ガスのケプラー時間で割った(ケプラー角速度をかけた)無次元量として, 粒子のストークス数

$$\tilde{St} = t_{stop} \Omega_K, \quad (25)$$

を定義する. 惑星科学分野における「ペブル」とは, $10^{-3} \dots 10^0$ の粒子として定義される[27].

kmサイズ微惑星の集積による惑星形成モデルと

ペブル集積モデルの大きな違いは、集積時におけるガス抵抗の寄与の有無にある。ガス抵抗というブレーキがかかることによって、惑星重力圏付近を通過するペブルを多数集積できることから、ペブル集積は効率的な惑星成長に繋がる可能性がある[8, 9]。これまで、ペブル集積モデルの大半は、円盤ガスは惑星からの重力による影響が反映されていない非摂動流れ、すなわち単なるケプラーシアール流(+円盤ガスの圧力勾配に由来する向かい風)であるという仮定のもとで議論されてきた[8, 28]。ところが、ペブルは円盤ガスからの抵抗を強く受けるため、原始惑星が駆動するガス流がペブル集積に影響を及ぼす可能性がある。

ここでは、簡単のためにペブルに働くガス抵抗と惑星重力とが釣り合った状況(終端運動)を考え、原始惑星が駆動するガス流の影響を見積もってみよう。このとき、

$$\frac{\Delta v}{t_{\text{stop}}} = \frac{GM_{\text{pl}}}{R^2}, \quad (26)$$

が成り立つ。筆者らの研究[13]から、円盤内に埋没した原始惑星の重力圏付近では、音速程度のガス流出が生じることがわかった(図7)。(26)式において $R = R_{\text{grav}}$ とすることにより、惑星重力圏の位置におけるペブルの終端速度は、それぞれ

$$v_{\text{term}} = \begin{cases} \frac{\tilde{St}}{\tilde{m}} c_s & (R = R_{\text{Bondi}}), \\ 3^{2/3} \tilde{m}^{1/3} \tilde{St} c_s & (R = R_{\text{Hill}}), \end{cases} \quad (27)$$

と表される[13]。図7に、様々なストークス数に対するペブルの終端速度((27)及び(28)式)を重ねて示した。

図7、及び $|u_{\text{out}}|$ と v_{term} の比較から、

$$\tilde{m} \gtrsim \sqrt{\tilde{St}}, \quad (29)$$

のとき、惑星重力圏の位置におけるガス流出速度が、同じく惑星重力圏の位置におけるペブルの終端速度を上回ることがわかる。したがって、原始惑星が駆動するガス流がペブル集積を阻害する可能性が示唆された[13]。筆者らはこれを「ガス流出障壁」と名付けた。

5.2 スーパーアース普遍性への示唆

前節までの内容を踏まえ、1節で触れたスーパーアース普遍性について議論する。(29)式から、ガス流出障壁によってペブル集積が抑制される可能性が示唆された。ガス流出障壁によるペブル集積抑制が生じるか否かは、ペブルのストークス数(ペブルサイズ)に依存する。スーパーアースが多数発見されている領域 ($\lesssim 1$ au) では、ペブルは主にシリケート粒子として存在していると考えられている。シリケート粒子は衝突によってくっつきにくく成長しにくい性質を持つため、ペブルのストークス数は小さくなる ($\tilde{St} \sim 10^{-3}$) [e.g., 29]。

このことから、次のようなシナリオが考えられる。原始惑星は原始惑星系円盤内側の領域において、 $\tilde{St} \sim 10^{-3}$ の小さなペブルの集積によって次々成長すると仮定する。(29)式から、原始惑星の質量が $\tilde{m} \sim 0.03$ ($\sim 0.3 M_{\oplus}$ ($a/1 \text{ au}$)^{3/4}) に達すると、ガス流出障壁によるペブル集積抑制が機能し始め、原始惑星の成長は止まる。暴走的なガス降着は惑星コア質量が $\sim 10 M_{\oplus}$ 程度に達すると生じると考えられているため[3]、これらの小質量原始惑星は暴走ガス降着を免れることができる。小質量の原始惑星が円盤内側領域でいくつか形成された後、円盤ガスが散逸し始める段階でそれらが軌道不安定を引き起こし、巨大衝突を経験することによって最終的にスーパーアース質量天体が形成される。

6. まとめと今後の展望

本稿では、筆者らが行った研究に基づき、原始惑星系円盤内に埋没した原始惑星が駆動するガス流に関する解説を行った。近年の高解像度3次元流体シミュレーションによって、円盤ガス中に埋もれた成長途中の惑星周りには複雑な3次元ガス流れ場が形成される事が示された。原始惑星の重力圏には、ガスが流入・流出する。また、原始惑星周りのガス流れ場には2つの形態が存在し、これらは原始惑星が受けるガスの向かい風の寄与によって「シアール卓越形態」及び「向かい風卓越形態」に分類することができる。

近年、小質量惑星周りの流れ場に関する研究は多

数行われている。筆者らが中心となって行った研究で初めて明らかになった点を改めてまとめておく：

(a) 流れ場遷移質量の導出

シア一流卓越形態及び向かい風卓越形態を分類するための遷移質量は、(16)式で記述される。 $\dot{m} \leq \dot{m}_{t,flow}$ のとき、流れ場は向かい風卓越形態に分類される。

(b) ガス流出速度の惑星質量依存性の解明

シア一流卓越形態の流れ場について、シミュレーション結果と整合的な解析解を導出することができた。惑星重力圏からのガス流出速度は、惑星質量と共に増加することがわかった((22)及び(23)式)。

(c) 原始惑星が駆動するガス流がペブル集積に及ぼす影響の解明

原始惑星が駆動するガス流出速度とガス抵抗を受けやすい小さな粒子(ペブル)の相対速度とを比較することにより、原始惑星が駆動するガス流がペブルの運動に影響を及ぼす可能性が示唆された((29)式)。これは、近年盛んに議論されているペブル集積モデルに影響を及ぼす可能性があり、系外惑星分布におけるスーパーアース普遍性に関する説明の一助となるかもしれない。

なお本稿では、原始惑星が駆動するガス流が惑星形成に及ぼす影響を考えるにあたり、シア一流卓越形態の流れ場を想定した上で円盤中心面におけるガス流出速度とペブルの終端速度の比較を行い、その影響を議論した。しかし、図4及び5に示すように、流れ場は3次元的な構造を有しているだけでなく、ガスの向かい風の寄与によってその形態を変化させる。したがって、ペブル集積への影響を定量的に見積もるためには、原始惑星が駆動するガス流の影響を考慮したペブルの3次元軌道計算が必要であろう。この点については、筆者らが行った研究[14, 15]、及び論文II [16]を参照されたい。

惑星によって駆動された流れ場の影響は、単にペブルの集積率(ひいては惑星の成長率)に影響を及ぼすだけにとどまらない。本稿では円軌道に固定された惑星を考えたが、原始惑星系円盤内に埋没した惑星は周囲のガスと重力的に相互作用し、円盤内を

動径方向に移動することが知られている[18]。移動にかかる時間は円盤の典型的な寿命よりも短くなると見積もられており、形成された惑星が中心星に落下してしまうことから「惑星落下問題」と呼ばれている[30]。惑星移動に関する従来研究では、惑星が駆動するガス流の影響は取り入れられていない。近年の3次元流体シミュレーションから、惑星が駆動するガス流の影響を考慮することによって惑星の軌道移動にかかる時間が従来研究の見積もりよりも遅くなる可能性が示唆された[11]。これにより、惑星を円盤内にとどめておくことができるかもしれない。しかし、惑星が駆動するガス流れ場が軌道移動時間に及ぼす影響の惑星質量及び円盤パラメータ依存性は未解明である。更に、惑星が離心率を持っている場合にも特徴的な流れ場を形成することがわかってきている。先行研究の2次元流体シミュレーションから、惑星の軌道運動方向の後方に卵型の流線の特徴づけられるガスの流れが存在することが明らかになった[31]。離心率を持った天体へのペブル集積過程について調べた先行研究は僅かであり[28]、流れ場を考慮した場合の影響についても未解明である。

更に、ガスの流れ場があることによって惑星とペブルのぶつかり方そのものが変化するため、ペブルが惑星に与える自転角運動量にも影響が出る可能性がある。惑星が駆動するガス流れ場が円盤内に存在するダストのグローバルな空間分布に影響を及ぼす可能性も浮かび上がってきている。本稿で解説したガス流れ場は惑星重力圏付近の局所スケールで生じる現象だが、この局所スケールで生じる物理が惑星形成における様々な素過程に影響し得ることが次々と明らかになってきている。したがって、惑星周りのガスの流れの詳細を理解することは惑星形成過程を調べる上で極めて重要であると言える。今後も幅広い視点からその影響を考慮していく必要があるだろう。

7. 謝辞

本稿を執筆するにあたり、お声がけくださった編集委員の荒川創太氏、及び野津翔太氏に感謝いたします。本稿は、筆者が第一著者である参考文献[13]、

[14], 及び[15] の内容から主に構成されています。これらの研究の共同研究者である井田茂氏, 黒川宏之氏の両氏に深く御礼申し上げます。そして, 本稿の査読者である武藤恭之氏には, 極めて丁寧な査読をして頂きました。この場を借りて感謝致します。流体計算については国立天文台天文シミュレーションプロジェクトの共同利用計算機Cray XC50 を用いて行われました。本研究はJSPS科研費15H02065, 16H04073, 17H01175, 17H06457, 18K13602, 19H01960, 19H05072, 20J20681 の助成を受けたものです。

参考文献

- [1] Fressin, F. et al., 2013, *Astrophys. J.* 766, 81.
- [2] Weiss, L. M. and Marcy, G. W., 2014, *Astrophys. J.* 783, L6.
- [3] Mizuno, H., 1980, *Prog. Theor. Phys.* 64, 544.
- [4] Johnson, J. A. et al., 2010, *Publ. Astron. Soc. Pac.* 122, 905.
- [5] Fernandes, R. B. et al., 2019, *Astrophys. J.* 874, 81.
- [6] 黒川宏之, 2019, *遊星人* 28, 266.
- [7] Lee, E. J. et al., 2014, *Astrophys. J.* 797, 95.
- [8] Ormel, C. W. and Klahr, H. H., 2010, *Astron. Astrophys.* 520, A43.
- [9] Lambrechts, M. and Johansen, A., 2012, *Astron. Astrophys.* 544, A32.
- [10] Ormel, C. W. et al., 2015, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 446, 1026.
- [11] Fung, J. et al., 2015, *Astrophys. J.* 811, 101.
- [12] Kurokawa, H. and Tanigawa, T., 2018, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 479, 635.
- [13] Kuwahara, A. et al., 2019, *Astron. Astrophys.* 623, A179.
- [14] Kuwahara, A. and Kurokawa, H., 2020a, *Astron. Astrophys.* 633, A81.
- [15] Kuwahara, A. and Kurokawa, H., 2020b, *Astron. Astrophys.* 643, A21.
- [16] 桑原歩, 2022, *遊星人* 31, 203.
- [17] Hayashi, C. et al., 1985, in *Protostars and Planets II*, 1100.
- [18] Goldreich, P. and Tremaine, S., 1979, *Astrophys. J.* 233, 857.
- [19] Paardekooper, S. -J. and Papaloizou, J. C. B., 2009, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 394, 2297.
- [20] Lin, D. N. and Papaloizou, J., 1986, *Astrophys. J.* 307, 395.
- [21] Tanigawa, T. et al., 2012, *Astrophys. J.* 747, 47.
- [22] 谷川享行ほか, 2011, *遊星人* 20, 262.
- [23] Ikoma, M. and Genda, H., 2006, *Astrophys. J.* 648, 696.
- [24] Lambrechts, M. and Lega, E., 2017, *Astron. Astrophys.* 606, A146.
- [25] Cimerman, N. P. et al., 2017, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 471, 4662.
- [26] Masset, F. S. and Benítez-Llambay, P., 2016, *Astrophys. J.* 817, 19.
- [27] Ormel, C. W., 2017, *Astrophys. Space Sci. Lib.* 445, 197.
- [28] Liu, B. and Ormel, C. W., 2018, *Astron. Astrophys.* 615, A138.
- [29] Okuzumi, S. and Tazaki, R., 2019, *Astrophys. J.* 878, 132.
- [30] Tanaka, H. et al., 2002, *Astrophys. J.* 565, 1257.
- [31] Mai, C. et al., 2020, *Astrophys. J.* 899, 54.

著者紹介

桑原 歩



東京工業大学 理学院 地球惑星科学系 及び 東京工業大学 地球生命研究所 博士後期課程3年. 日本学術振興会特別研究員 (DC1). 専門は惑星形成論. 日本天文学会, 日本惑星科学会, 日本

地球惑星科学連合に所属.