# 原始惑星が駆動するガス流: ペブル集積への影響

# 桑原 步<sup>1,2</sup>

2021年12月9日受領, 査読を経て2022年5月2日受理

(概要)近年,~mm-cmサイズの粒子(ペブル)が多数集積することによって惑星が成長するという新し いモデル(ペブル集積モデル)が盛んに研究されている.ペブルは惑星との重力相互作用の他に,原始惑 星系円盤ガスからの抵抗を受けながら運動するため,原始惑星系円盤ガスの流れ場が極めて重要な役割 を果たす.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 すため,ペブル集積に基づく惑星形成を議論する際は,惑星-原始惑星系円盤ガス-ペブルの相互作用を考 慮する必要があることが最近の研究で明らかとなってきた.本稿では,惑星周りのガスの流れ場がペブ ル集積に及ぼす影響について,筆者がこれまで行ってきた研究を紹介する.そして,惑星系の成り立ちに ついての考察を行い,惑星形成における様々な素過程への影響も議論する.

# 1. はじめに

本稿(以降, 論文II) は、『原始惑星が駆動するガ ス流:その形態と性質について』と第する論文(以降, 論文I[1])の続編として執筆されたものである. 論 文I, IIでは, 共通の変数, 無次元量を使用してお り、本稿では必要に応じて論文Iの図や式を引用す ることがある.

# 2. 新たな惑星形成モデル: ペブル集積モデル

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,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<sup>1</sup>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., 2, 3].

ペブル集積モデルを簡単に表すならば,円盤ガス が豊富に存在する環境において,それ自身の重力を 無視できるような小さな粒子(ペブル)が、大きな重 力を持つ天体(惑星)に降り積もる現象である。微惑 星集積とペブル集積、両者の大きな違いは、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。ここで、円 盤内に存在する質量 mpの粒子が受けるガス抵抗は

$$\boldsymbol{F}_{\text{drag}} = -m_{\text{p}} \frac{\boldsymbol{v}_{\text{p}} - \boldsymbol{v}_{\text{g}}}{t_{\text{stop}}}, \qquad (1)$$

と書ける. v<sub>p</sub>は粒子の速度, v<sub>g</sub>は周囲のガスの速 度, t<sub>stop</sub>は粒子の運動がガスの流れに馴染むまでの 時間(後述; 制動時間((10), (11) 式)) である. ペブル 集積による惑星形成を考える際は, 円盤ガスの影響 を考慮することが極めて重要になる. ガス抵抗とい うブレーキが掛かることによって, 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 ル集積モデルは効率的な惑星成長につながる可能 性がある[2, 3].

<sup>1.</sup>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

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>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 空気力学的に小さい粒子(粒子の運動がガスの運動に馴染むま での時間が、円盤のケプラー時間よりも短い)として定義される. 一方、堆積学の分野における「ペブル」とは、径が4-64 mm のも のとして定義されている.

本稿では論文Iと同様に,惑星重力圏の大きさ をボンディ半径  $R_{Bondi}$  またはヒル半径  $R_{Hill}$  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) になる半径である.ヒ ル半径とは、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 ほうが支配的になる領域の半径を表す(論文Iの (3),(4) 式を参照[1]).以降,惑星重力圏の半径を  $R_{grav} = \min(R_{Bondi}, R_{Hill})$ で表すこととする.ボン ディ半径,ヒル半径の大小関係については論文Iの 図2 を参照されたい[1].

これまで、ペブル集積モデルの大半は、円盤ガス は惑星の重力による影響が反映されていない流れ、 すなわち単なるシアー流であるという仮定のもとで 議論されてきた.しかし近年、円盤内に埋もれた成 長途中の惑星の重力圏スケール(≲ Rgrav)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 ションによって、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 [e.g., 4, 5].ペブルはガス抵抗を強く受けるため、こ のガス流れ場はペブル集積に影響を及ぼす可能性 がある[1, 6].

本稿では、筆者らの近年の研究成果[7.8]を踏ま え、惑星の重力によって摂動を受け、その構造が複 雑に変化したガス流中におけるペブル集積過程につ いてまとめる.3節では、まず原始惑星系円盤ガスへ の惑星重力の影響を無視した場合を考え、円盤内 におけるガス・粒子の運動の基礎に立ち返る.具体 的には円盤内に存在する粒子がガス抵抗を受けな がら中心星方向に移動することを述べる(粒子の動 径ドリフト: 3.1小節). 粒子がやがて惑星軌道に達す ると、その一部が惑星に集積する、その際、粒子の 集積過程は3つに大別することができ、そのうち沈殿 レジームと呼ばれる過程がペブル集積に対応するこ とを述べる(3.3小節).ペブル集積と呼ばれる過程が どのような大きさの粒子, どのような質量の惑星を想 定しているのかについて理解した上で(3.4小節). ペ ブル集積を考える際は原始惑星周囲のガスの流れ 場の存在を考慮する必要があることを論じ、惑星が 駆動するガス流れ場中におけるペブルの軌道(4.1.2 小々節),及びペブル集積率を調べる(4.2.3小々節). そして、原始惑星が駆動するガス流が惑星形成に及



図1: 概念図. 原始惑星系円盤内に存在する粒子と, 円軌道に固定された惑星を考える. 円盤ガスには圧力勾配力が働くため, ガスはサブケプラー回転する((2)式). 粒子は円盤ガスからの向かい風を受けて角運動量を失い, 中心星方向へ移動し(動径ドリフト), やがて惑星軌道に達する. 惑星の近傍では複雑なガス流れ場が形成される(4節). 本稿では, 円盤モデルとして最小質量円盤[9]を仮定する. このとき, 惑星・粒子が受ける向かい風の寄与は軌道長半径とともに増加する(論文Iの(11) 式を参照[1]).

ぼす影響や,惑星形成における様々な素過程への影響も議論する(4.3小節).

なお,原始惑星が駆動する3次元ガス流れ場の詳細については,筆者らによる研究[6],または論文 I を参照されたい[1].

# 非摂動状態におけるガス・粒子の 運動

原始惑星系円盤内に存在する粒子が惑星にどの ように集積するか(粒子の集積レジーム)は、ガスの 流れに対する粒子の追従度合いや惑星質量に応じ て様々異なる.本節では、まず従来的な仮定のもと での粒子の集積レジームについてまとめ、「ペブル集 積」と呼ばれる現象を具体化することを目指す.すな わち、ペブル集積と呼ばれる過程がどのような大き さの粒子、またどのような惑星質量を想定するのか について考える.



図2:惑星とともに回る共回転座標系(図1) における粒子-惑星間 相互作用の模式図. 簡単のため,円盤中心面でのみ考える. 図の作成にあたり,[11]を参考にした.

はじめに、本稿における状況設定を概観する(図 1). 円軌道に固定された1つの惑星と、それ自身の重 力が無視できるような粒子が円盤内に豊富に存在し ているとする. ただし、現時点においては円盤ガスへ の惑星重力の影響は一切無視する(非摂動状態と呼 ぶことにする). ペブル集積過程に馴染みのある読者 は、4節以降から読み進めても構わない.

### 3.1 粒子の動径移動

原始惑星系円盤内に存在する物質に働く中心星 重力と遠心力が釣り合っているとき、物質はケプラー 角速度Ωκでケプラー回転していると言う.本小節で は、まず円盤内におけるガス・粒子の運動を振り返 ろう.簡単のために円盤中心面のみを考え、粒子の 運動に影響を及ぼすような円盤乱流の影響も無視す る.また、惑星重力も無視する.このとき、ガス・粒子 それぞれの運動方程式は

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{v}_{\mathrm{g}}}{\mathrm{d}t} = -\frac{\rho_{\mathrm{p}}}{\rho_{\mathrm{r}}} \frac{\boldsymbol{v}_{\mathrm{p}} - \boldsymbol{v}_{\mathrm{g}}}{t_{\mathrm{rterr}}} - \frac{GM_{*}}{r^{3}}\boldsymbol{r} - \frac{\nabla P}{\rho_{\mathrm{r}}},\qquad(2)$$

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{v}_{\mathrm{p}}}{\mathrm{d}t} = -\frac{\boldsymbol{v}_{\mathrm{p}} - \boldsymbol{v}_{\mathrm{g}}}{t_{\mathrm{stop}}} - \frac{GM_{*}}{r^{3}}\boldsymbol{r}, \qquad (3)$$

と表せる. Gは万有引力定数, M<sub>\*</sub>は中心星質量, ρ<sub>p</sub>, ρ<sub>g</sub>は粒子, 及び円盤ガスの質量密度, Pは円盤ガ スの圧力, rは中心星からの距離を表す(図1). 以降  $\mu_p/\rho_g \ll 1$ とし, 粒子からガスへの反作用は無視す ることにしよう.

(2) 式から、円盤ガスには圧力勾配力が働くため、 実際にはケプラー回転とは異なる速度で回転するこ とが分かる.ケプラー回転からのずれを考慮した回 転角速度は $\Omega = \Omega_{\rm K}(1 - \tilde{\eta})$ と書ける.ここで、 $\tilde{\eta}$ は  $\tilde{\eta} = -1/2(c_{\rm s}/v_{\rm K})^2 d \ln P/d \ln r$ で表される無次元量 であり、 $c_{\rm s}$ は等温音速、 $v_{\rm K} = r\Omega_{\rm K}$ はケプラー速度で 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/dr < 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).このとき、円盤内でケプラー回転する物体は、 ガスからの向かい風を受ける.その速度は

$$\boldsymbol{v}_{\rm hw} = \tilde{\eta} \boldsymbol{v}_{\rm K} \boldsymbol{e}_{\phi}, \qquad (4)$$

と書ける.  $\phi$ は円盤の方位角方向を表す. なお,本稿 では無次元量にはチルダ記号をつけることとする. ここで,円盤モデルとして最小質量円盤[9]を仮定す ると, $\tilde{\eta} = 1.8 \times 10^{-3} (r/1 \, \mathrm{au})^{-1/2}$ となる.したがって, ケプラー回転からのずれはほんの僅かであると言え る.しかし,この僅かなずれが粒子の運動に影響を 及ぼす.

さて、粒子には圧力勾配力が働かないので<sup>2</sup>、ガ ス抵抗がないとき、(3) 式から粒子はケプラー回転す ることがわかる.一方、ガス抵抗がある場合はどう だろうか.ここでは簡単のため、粒子は十分小さく、 したがってガスの運動に直ちに馴染むとすると、粒 子は中心星重力とガス抵抗とが釣り合った運動(終 端運動)をする.(2)、(3) 式で定常を仮定し、更に  $|v_{p,r}|, |v_{p,\phi} - v_{K}| \ll v_{K}$ とすることにより( $v_{p,r}, v_{p,\phi}$ は粒子の速度の $r, \phi$ 成分)、以下の定常解を得る事が できる[10]:

$$v_{\mathrm{p},r} = -\frac{2t_{\mathrm{stop}}\Omega_{\mathrm{K}}}{1 + (t_{\mathrm{stop}}\Omega_{\mathrm{K}})^2} \tilde{\eta} v_{\mathrm{K}},\tag{5}$$

$$v_{\mathrm{p},\phi} = v_{\mathrm{K}} - \frac{\eta v_{\mathrm{K}}}{1 + (t_{\mathrm{stop}}\Omega_{\mathrm{K}})^2}.$$
 (6)

(6) 式から, 粒子がガスからの向かい風を受けることによってφ方向(円盤回転方向)の回転速度がケプ

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>ここでは粒子の内部密度はガスの質量密度よりも十分大きく、し たがって粒子が受けるガスからの圧力勾配力(浮力) は無視でき るとみなす.

ラー回転から減速されている事がわかる. ガス抵抗に よって角運動量が失われることにより, r方向(動径方 向)には向かい風に比例した速度で移動することにな る((5)式). これを粒子の動径ドリフトと呼ぶ(図1).

なお,制動時間にケプラー角速度をかけた(ケプ ラー時間で割った)無次元量はストークス数と呼ば れ,本稿では,以降

$$\tilde{St} = t_{stop}\Omega_K,$$
 (7)

と表す.

#### 3.2 3 つの時間スケール

粒子がガス抵抗によって中心星方向にドリフトし, やがて惑星軌道にまで達すると,粒子の一部は惑星 に集積する(図1).ここからは,粒子のガスの流れに 対する追従度合いや,惑星質量に応じて集積レジー ムを分類し,「ペブル集積」と呼ばれる過程を具体化 することを目指そう.本小節では,まず時間スケール に着目する.

図1に基づき状況設定を振り返る.本小節では, 円軌道に固定された惑星を中心とする局所共回転座 標系を考える.ただし,現時点においては円盤ガス への惑星重力の影響は無視する(非摂動状態).引き 続き簡単のため円盤中心面でのみ考える.図1のx, y軸はそれぞれ円盤動径方向,円盤回転方向に対応 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 惑星の近傍領域では,ケプラー回転は線形速度シア (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, $-3/2\Omega_{Kx}$ と書ける.したがっ て,(5),(6)式より,惑星を中心とする共回転座標か ら見ると,x,y方向の粒子の速度は

$$v_{\mathbf{p},x} = -\frac{2\tilde{\mathbf{St}}}{1+\tilde{\mathbf{St}}^2}\tilde{\eta}v_{\mathbf{K}},\tag{8}$$

$$v_{\mathrm{p},y} = -\frac{3}{2}\Omega_{\mathrm{K}}x - \frac{\tilde{\eta}v_{\mathrm{K}}}{1 + \tilde{\mathrm{St}}^2},\tag{9}$$

と表せる.

次に、粒子の集積レジームを分類するに当たり重 要となる3つの時間スケールを導入する。

#### (a) 制動時間

粒子の運動がガスの流れに馴染むまでの時間を

表す. (1) 式から,  $t_{stop} \rightarrow 0$  の極限では粒子の軌道 はガスの流線に一致し,  $t_{stop} \rightarrow \infty$ の極限では粒子 はガスと完全に独立して運動する. 制動時間は粒子 半径sと円盤ガスの平均自由行程 $\lambda$ との間の関係に よって,

$$t_{\text{stop}} = \begin{cases} \frac{\rho_{\bullet}s}{\rho_{\text{g}}c_{\text{s}}} & (s \le \frac{9}{4}\lambda: \, \text{エプスタイン則}), \quad (10) \\ \frac{4\rho_{\bullet}s^{2}}{9\rho_{\sigma}c_{\text{s}}\lambda} & (s > \frac{9}{4}\lambda: \, \text{ストークス則}), \quad (11) \end{cases}$$

と表される. なお、平均自由行程は $\lambda \sim 1/n\sigma \propto \rho_{g}^{-1}$ と書けるので、ストークス則では制動時間はガス密度に依存しないという特徴がある. ここで、nはガスの数密度、 $\sigma$ はガス分子同士の衝突断面積である.

#### (b) 遭遇時間

簡単のため、円盤中心面での粒子の運動を考え る.このとき、惑星の軌道半径と粒子の軌道半径の 差はbであるとする(図2).y方向に惑星との相対速 度v<sub>p,y</sub>で接近してくる粒子が、惑星付近を通過する 際に惑星重力を感じながら運動する距離を2bとする と、遭遇時間は

$$t_{\rm enc} = \frac{2b}{v_{\rm p,y}},\tag{12}$$

と書ける.

(9), (12)式から, 粒子の接近速度に応じて遭 遇時間の依存性を定性的に調べることができ る. ここでは,本稿で主に取り扱う,ガス抵抗 が重要となるような小さい粒子( $\hat{St} \ll 1$ )を考え,  $v_{p,y} \sim -(3/2\Omega_K x + v_{hw})$ としよう.惑星質量が大き いほど重力圏の大きさも大きくなるので,粒子が惑 星重力を感じる長さbも大きくなる(bの典型的な長 さは惑星重力圏の大きさでスケールされる.後述の (16), (17)式を参照). このとき, (9)式の第一項が卓越 するので, $x \sim b$ より $t_{enc} \sim \Omega_K^{-1}$ が得られる.すなわ ち,粒子と惑星との遭遇はケプラー時間程度で生じ る.一方,惑星質量が小さいときは第二項が卓越し,  $t_{enc} \sim 2b/v_{hw}$ となる.すなわち,遭遇時間はbが小さ いほど,向かい風が強いほど短くなる.

#### (c) 沈殿時間

ガス抵抗によって速度 vsettle で終端運動する粒子



図3:惑星を中心とする共回転座標系(図1) における粒子の軌道(オレンジ: 惑星に集積,青:未集積). x,y軸はそれぞれ惑星半径 R<sub>p</sub>で規格化 されている. 各レジームの違いを判別しやすくするため,惑星の軌道運動方向の前方から粒子が近づいてくる場合の軌道を示した.「ペブ ル集積」と呼ばれる過程は, (b) の沈殿レジームにおける粒子集積のことを指す.

が,惑星に「沈殿」3するのにかかる時間を表す.

惑星から距離bだけ離れた位置にある粒子を考える(図2). このとき, 粒子に働くガス抵抗と惑星重力は 釣り合っている, すなわち終端運動しているとすると,

$$\frac{GM_{\rm pl}}{b^2} = \frac{v_{\rm settle}}{t_{\rm stop}},\tag{13}$$

より終端速度vsettleが得られる.ここで, Mpl は惑星 質量である.vsettleで運動する粒子がbだけ移動する のにかかる時間として, 沈殿時間

$$t_{\text{settle}} = \frac{b}{v_{\text{settle}}} = \frac{b^3}{GM_{\text{pl}}t_{\text{stop}}},$$
(14)

が得られる. ここで, 粒子の「沈殿」を考える際は, ガ ス抵抗の効果が本質的に重要であることに注意が 必要である. ガス抵抗が働かない極限(*t*stop → ∞) を考えると, (14)式から*t*settle → 0 となり, 粒子が一 瞬で惑星に沈殿するように思える. しかし, この場合 の集積は, 後述する三体レジームで生じ, むしろ集積 は抑制される. ゆえに, 直感的な意味での「沈殿」が生 じるかどうかは詳しく調べる必要がある(3.3 小節).

### 3.3 粒子の集積レジーム

前小節で導入した3つの時間スケールを用いるこ とで、粒子の集積過程を分類することができる[2]. 図3にそれぞれのレジームに対応する粒子の軌道を 示した.

#### (a) 弾道レジーム

遭遇時間が沈殿時間より短いとき(*t*<sub>enc</sub> < *t*<sub>settle</sub>), 集積は弾道的に生じる(図3a).条件式から,

$$\frac{GM_{\rm pl}}{b^2} < \frac{v_{\rm p,y}}{2t_{\rm stop}},\tag{15}$$

が得られる. すなわち, 惑星重力によって粒子を引っ 張り切る前に, 粒子が惑星を通り過ぎてしまう状況 を表している.

惑星重力が小さいとき,粒子の運動に及ぼされる 惑星重力の影響も小さい.このとき,惑星に対する 粒子の相対運動はほとんど乱されず,粒子の運動に 対するガスの影響も無視できるため,集積断面積は 惑星の幾何断面積でスケールされる.惑星成長の初 期段階における粒子の集積は,このレジームで生じ る.粒子の大半は惑星を通り過ぎていくので,弾道レ ジームにおける惑星成長は極めて非効率である.

#### (b) 沈殿レジーム

「ペブル集積」と呼ばれる過程は、このレジーム

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup>集積過程において、粒子がガス抵抗を受けながら惑星の重力場 中に「沈殿」していく様子から、settling(沈殿)という名前が用い られた[2]. ここでは円盤中心面への粒子の沈殿(z方向の運動; 図1)を考えているわけではないことに注意.

で生じる粒子集積のことを指す[11]. 以下の2 つの 条件(沈殿条件): (1) 制動時間が遭遇時間より短 い( $t_{stop} < t_{enc}$ ), (2) 沈殿時間が遭遇時間より短い ( $t_{settle} < t_{enc}$ )を満たすとき,粒子の集積は沈殿レ ジームで生じる(図3b). この過程ではガス抵抗が重 要な役割を果たす.惑星が成長し質量が大きくなる と,沈殿時間は減少する((14)式).惑星付近を通過 する粒子が惑星重力による引っ張りとガス抵抗の両 方を経験しながら減速し,やがて惑星に集積する.

3.2 小節(b) で述べた遭遇時間の定性的な振る
 舞いを元に、このときの集積断面積を見積もってみよう. 沈殿条件の2 つ目から、t<sub>settle</sub> = t<sub>enc</sub>よりそれぞれ

$$h \sim \int R_{\text{Hill}} \tilde{\text{St}}^{1/3} \equiv b_{\text{sh}}, \quad (t_{\text{enc}} \sim \Omega_{\text{K}}^{-1})$$
(16)

$$\sqrt{\frac{2GM_{\rm pl}t_{\rm stop}}{v_{\rm hw}}} \equiv b_{\rm hw}, \quad (t_{\rm enc} \sim 2b/v_{\rm hw}) \quad (17)$$

が得られる. すなわち, 沈殿レジームにおける集積 断面積は, 惑星重力圏の大きさでスケールされる(図 3b). 弾道レジームに比べ, 集積断面積が著しく増加 していることがわかる.

#### (c) 三体レジーム

制動時間が遭遇時間より長いとき(tenc < tstop), 集積は三体レジームで生じる(図3c). 粒子の運動は, 粒子-惑星-中心星の三体相互作用によって決まり, 惑星重力圏付近における粒子の軌道は複雑な様相 を呈する.多くの粒子が惑星重力圏に侵入するもの の, 沈殿レジームとは異なりガス抵抗による減速が 効きにくく,大半は重力散乱を経験するため,最終的 に惑星に集積するものは少ない. なお, 微惑星集積 と呼ばれる過程はこのレジームに対応する.

### 3.4 ペブル集積とは

前小節までの内容を踏まえると、「ペブル集積」は ガス抵抗を受けた粒子の惑星への「沈殿」で特徴づ けられることがわかった.もう少し定量的にペブル集 積を特徴づけるために、ペブル集積が開始する惑星質 量、及び重要となるストークス数を見積もってみよう.

惑星の成長に伴い,集積は弾道レジームから沈殿 レジームに移行するのだった.惑星成長の初期段階 における遭遇時間は $t_{enc} \sim 2b/v_{hw}$ と見積もれるので (3.2小節(b)), 先に求めた $b_{hw}$ ((17式))と沈殿条件の 2 つ目から,  $t_{enc} = b_{hw}/v_{hw} = t_{stop}$ より, 弾道レジー ムから沈殿レジームへの遷移質量として,

$$M_{\rm pl} = \frac{v_{\rm hw}^3 t_{\rm stop}}{8G},$$
  

$$\simeq 2.4 \times 10^{-4} M_{\oplus} \left(\frac{a}{1\,{\rm au}}\right)^{3/2} \left(\frac{M_*}{M_{\odot}}\right)^{-1/2} \left(\frac{\tilde{\rm St}}{1}\right),$$
(18)

が得られる<sup>4</sup>. ここで,最小質量円盤[9]を仮定し,  $\tilde{\eta} = 1.8 \times 10^{-3} (a/1 \, \text{au})^{-1/2}$ を用いた. aは惑星の軌 道長半径, $M_{\oplus}$ は地球質量, $M_{\odot}$ は太陽質量を表す.

なお, 惑星の成長に伴い(9)式においてシアーの寄 与が増すと, 遭遇時間は $t_{enc} \sim \Omega_{K}^{-1}$ となるので(3.2 小節(b)), 沈殿条件の1 つ目よりストークス数の上限 として

$$\tilde{St} \lesssim 1,$$
 (19)

が得られる.

以上より、ペブル集積とは、ガスの影響を受け やすい粒子<sup>5</sup> ( $\tilde{St} \leq 1$ )がある程度成長した惑星 ( $\gtrsim 10^{-4} M_{\oplus}$ )の重力とガス抵抗を受けながら減速 し、惑星に集積する現象のことを指す、と具体化で きる.このことは、惑星重力によって摂動を受けた円 盤ガスの流れの影響を考慮する必要があることを示 唆している(後述;4節).

ストークス数が1程度のとき,ペブルは円盤内を動 径方向に大きく移動する.ペブル集積モデルでは, 円盤外側からの粒子のドリフトに伴う連続的な物質 の供給によって惑星が成長する(図1).したがってペ ブル集積モデルは大局的なモデルと捉えることがで きる.

一方, 微惑星集積モデルでは,惑星は自身の軌道 付近に存在する微惑星のみを集積して成長する. 微 惑星(Št ≫ 1)はガスの流れとは独立して運動し,か つ微惑星同士は稀にしか近接相互作用しないので, 微惑星の運動は基本的に中心星周りのケプラー運

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup>小惑星ケレスの質量はおよそ1.5×10<sup>-4</sup> M⊕なので、ペブル集 積が開始する質量の目安としてしばしば引き合いに出される.

<sup>&</sup>lt;sup>5</sup>なお、ペブルが惑星に集積するためには、粒子がある程度成長 し、中心星方向へのドリフトを経て惑星軌道付近にまで達する必 要がある、ストークス数が小さいとき、ドリフト速度もまた遅くなる ((5)式). そのため、ストークス数に下限値を設けて、惑星科学分野 では $10^{-3...-2} \leq St \leq 1$ という基準を満たす粒子のことを「ペブ ル」と呼んでいる[11].



図4:円盤中心面におけるペブルの軌道. 右上: 従来同様, 非摂動流れ(円盤ガスへの惑星重力の影響を無視) を仮定した場合. 右下: 惑星に よって駆動されるガス流(シアー流卓越形態) の影響を考慮した場合. 左上: 概念図(図1と同様). 左下: 流体計算結果. 横軸: 円盤動径 方向. 縦軸: 円盤回転方向. それぞれ円盤ガススケールハイトで規格化. 青線: 惑星を通過. 橙線: 惑星に衝突. 惑星質量, 及び向かい風 のマッハ数は 亦 = 0.3, M<sub>nw</sub> = 0. データはKuwahara & Kurokawa [7] で得られたものを使用.

動になるためである[12]. 従って微惑星集積モデル は局所的なモデルと見なすことができる.

### 3.5 ペブル集積率

ペブル集積による惑星成長を考える上で鍵となる 要素は,惑星へのペブル集積率である.前小節まで は円盤中心面にのみ着目してきた.しかし,円盤ガス の乱流によってペブルが円盤中心面から巻き上げら れる可能性がある.乱流による巻き上げによって得 られるペブル層の厚さは,

$$H_{\rm p} = \left(1 + \frac{\tilde{\rm St}}{\tilde{\alpha}} \frac{1 + 2\tilde{\rm St}}{1 + \tilde{\rm St}}\right) H,\tag{20}$$

と表される[13]. ここで, *H*は円盤の典型的な厚みで あるガススケールハイト, *α*は円盤乱流の強さを表す 無次元のパラメータで[14], 理論・観測から示唆され る典型的な値は $\tilde{\alpha} \sim 10^{-4}$ - $10^{-2}$ 程度である.  $\tilde{\alpha}$ が大 きいほど, Stが小さいほどペブルはより円盤の上層 まで巻き上げられることを意味する.

ペブル層の厚みに応じて、ペブル集積率を大ま かに見積もることができる。ペブル層の厚みが十 分小さいとき、したがってペブルが円盤中心面に集 中している場合は、ペブル集積は2次元的に生じる とみなせる。その集積率は、惑星質量が小さく、主 に向かい風によって遭遇時間が決まっているとき (tenc~2b/vhw), bは(17)式によって見積もれるので、

$$\dot{M}_{2\rm D} \sim 2v_{\rm p,y}b\Sigma_{\rm p} \sim \sqrt{8GM_{\rm pl}v_{\rm hw}t_{\rm stop}}\Sigma_{\rm p},$$
 (21)

と表せる. Σ<sub>p</sub>はペブルの面密度である. 一方, 惑星

質量が大きく,  $t_{enc} \sim \Omega_K^{-1}$ のとき, bは(16)式によって 見積もれるので, 集積率は

$$\dot{M}_{2\mathrm{D}} \sim 2v_{\mathrm{p},y}b\Sigma_{\mathrm{p}} \sim \tilde{\mathrm{St}}^{2/3}R_{\mathrm{Hill}}^2\Omega_{\mathrm{K}}\Sigma_{\mathrm{p}},$$
 (22)

と表すことが出来る.

一方,ペブル層の厚みが集積断面積よりも大きくな ると,ペブル層の内の一部のペブルが惑星に集積す るようになる.すなわち,ペブル集積は3次元的に生 じるとみなせて,

$$\dot{M}_{\rm 3D} \sim \pi b^2 v_{\rm p,y} \rho_{\rm p} \sim 2\pi G M_{\rm pl} t_{\rm stop} \rho_{\rm p}, \qquad (23)$$

と書ける.

ペブルの巻き上げが大きいほど,惑星にとって は取りこぼすペブルが増えることを意味するので,  $\dot{M}_{3D} \leq \dot{M}_{2D}$ となる.非摂動流れを仮定した場合のペ ブル集積率は詳細に調べられている[15].しかし, 先行研究では惑星が駆動するガス流の影響が考慮 されていないため,ペブル集積率を見直す必要があ る(後述:4節).

# 原始惑星が駆動するガス流が ペブル集積に及ぼす影響

これまで、ペブル集積モデルの大半は、原始惑星 系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 アー流れ(+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。

ところが,円盤ガス中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 [1].近年,原始惑星の重力圏スケール(≲ Rgrav)を細 かく解像できるような高解像度3次元流体シミュレー ションが行われてきている.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[e.g., 4, 5].

ペブル集積が開始する段階に入るということは、 ペブルを集める惑星自身がある程度成長しているこ とを意味する( $\gtrsim 10^{-4} M_{\oplus}$ ; (18)式). このとき、惑星 重力圏の大きさは惑星の物理半径よりも大きくなり 得る(論文Iの図1を参照[1]). ペブルの集積断面積 は惑星重力圏でスケールされるので((16), (17)式), 惑星重力圏が重要な空間スケールの一つであると言 える。そしてなにより「ペブル」とはガス抵抗を受けや すい粒子のことを指す(St ≤ 1).したがって、ペブル 集積による惑星形成過程を考える際は、惑星重力圏 スケールで生じる3次元ガス流れ場の影響を考慮す ることが極めて重要になる.

### 4.1 研究手法

ここからは、筆者らの研究に基づき[7,8]、原始 惑星が駆動するガス流中におけるペブル集積過程に ついてまとめる、改めて状況設定を概観する、円軌 道に固定された惑星を中心とする局所共回転座標 系を考える(図1).以降の議論のため、論文Iと同様 に長さ・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 $\Omega_{\kappa}^{-1}$ (ケプラー時間),等温音速 csで規格化した無次元単位系を導入する(論文Iの 4.1 小節を参照[1]). この単位系において, 無次元化 惑星質量を $\tilde{m} = R_{\text{Bondi}}/H$ , 向かい風のマッハ数を  $\tilde{\mathcal{M}}_{hw} = v_{hw}/c_s$ で定義する(論文Iの(6),(7)式を参 照[1]). 無次元量を次元付きの量に変換する場合は 論文Iと同様に最小質量円盤モデルを仮定する[9]. 無次元量と実次元量の対応や、 *m*, *M*<sub>bw</sub>の軌道長半 径依存性は論文1の図3を参照されたい[1].

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ガスの速度は $\tilde{v}_{g,\infty} = (-3/2\tilde{x} - \tilde{M}_{hw})e_y$ と書ける<sup>6</sup>. 惑星とガスの軌道速度が一致する点をガスの共回転半径と呼ぶ. ガスの共回転半径のx 座標は $\tilde{v}_{g,\infty} = 0$ とすることによって得られ、

$$\tilde{x}_{\rm g,cor} = -\frac{2}{3}\tilde{\mathcal{M}}_{\rm hw},$$
(24)

である.

### 4.1.1 3次元流体計算

図1 に示した局所共回転座標において, 原始惑星 の近傍 ( $\lesssim R_{\text{grav}}$ )を細かく解像し, 輻射冷却を考慮し た3 次元非等温流体計算を実施する. 惑星質量 $\hat{m}$ , 及び向かい風のマッハ数  $\hat{M}_{\text{hw}}$ を様々変えたシミュ レーションを行い, 原始惑星周囲のガスの速度場, 密度構造を得る[16]. ガス流れ場の構造は図4, 5 に

 $<sup>^{6}(9)</sup>$  式において $\tilde{St} \rightarrow 0$ とした式であると言える.

示すが,詳細については筆者らの研究[6],または論 文Iを参照されたい[1].以下で簡潔に流れ場の特 徴をまとめる.ここで重要となる点は,惑星が受け る円盤ガスからの向かい風の寄与の程度に応じて, 原始惑星が駆動するガス流れ場は「シアー流卓越 形態」と「向かい風卓越形態」の異なる2つの形態に 分類されることである.流れ場は,主に3種類の流 線から成る.

#### (a) ケプラーシアー流線

惑星軌道の内外に存在する,惑星を通り過ぎてい く流れ.惑星とともに回る局所座標系から見たとき,原 始惑星系円盤ガスのケプラー回転を線形速度シアーで 近似できることは3.2小節で述べた通りである。

#### (b) ホースシュー流線

惑星の軌道運動方向に存在する. 惑星の近傍で Uターンカーブを描くような軌跡を辿る(本稿では, これをホースシューターンと呼ぶことにする). 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[5].

#### (c) リサイクリング流線

惑星重力圏に流入・流出するガスの流線.惑星が 受ける円盤ガスからの向かい風の寄与の大きさに よって、「シアー流卓越形態(向かい風が弱いとき)」 及び「向かい風卓越形態(向かい風が強いとき)」に分 類される.シアー流卓越形態では惑星重力圏高緯度 からのガス流入,円盤中心面からのガス流出が生じ る.向かい風卓越形態では円盤中心面からのガス流 入,惑星重力圏中~高緯度からのガス流出が生じる [4].

### 4.1.2 ペブルの3次元軌道計算

得られた流体計算結果を用いて,ペブルの軌道を 計算する.以下に手法の概略を示す.引き続き円軌 道に固定された惑星を中心とする局所共回転座標系 を考える(図1). x,y,z軸は,それぞれ円盤動径方向, 方位角(円盤回転)方向,鉛直方向を表す.先に導入 した単位系において,無次元化したペブルの運動方 程式は,

$$\frac{\mathrm{d}\tilde{\boldsymbol{v}}}{\mathrm{d}\tilde{t}} = \begin{pmatrix} 2\tilde{v}_y + 3\tilde{x} \\ -2\tilde{v}_x \\ 0 \end{pmatrix} - \frac{\tilde{m}}{\tilde{R}^3} \begin{pmatrix} \tilde{x} \\ \tilde{y} \\ \tilde{z} \end{pmatrix} + \tilde{\boldsymbol{F}}_{\mathrm{drag}}, \qquad (25)$$

#### と書ける. R は惑星からの距離を表し,

 $\tilde{R} = \sqrt{\tilde{x}^2 + \tilde{y}^2 + \tilde{z}^2}$ である.右辺第一項はコリオリカ と潮汐力<sup>7</sup>,第二項は惑星重力,第三項はガス抵抗を 表し,

$$\tilde{F}_{\rm drag} = \begin{cases} -\frac{\tilde{v}_{\rm p} - \tilde{v}_{\rm g}}{\tilde{\rm St}/\tilde{\rho_{\rm g}}}, & (エプスタイン則) \quad (26) \\ -\frac{\tilde{v}_{\rm p} - \tilde{v}_{\rm g}}{\tilde{\rm St}}, & (ストークス則) \quad (27) \end{cases}$$

と書ける. Št はパラメータで, 軌道計算中は常に固 定の値を用いる. (25)式を数値積分することにより, ある初期位置, あるストークス数に対するペブルの 軌道を計算することができる. 初期位置の $\tilde{y}$ 座標は  $\tilde{y}_{s} = |40\tilde{R}_{\rm Hill}|$ とし[17], 初期位置の $\tilde{x}$ ,  $\tilde{z}$ 座標を様々 変えて計算を行う. ペブルの初速度は(8), (9)式で与 える.

初期位置は惑星から十分離れた場所にあるため、 ペブルははじめ、流体シミュレーションによって流れ を計算した領域( $\lesssim 1-10\tilde{R}_{\rm Hill}$ )の外側を運動する.こ のときのガスの背景場としては、 $\tilde{v}_{\rm g} = \tilde{v}_{\rm g,\infty}$ を与える (円盤ガスへの惑星重力の影響を無視した非摂動流 れ).ペブルが流体シミュレーションによって流れを 計算した領域内に入った時点から、流体計算によっ て得られたガスの速度・密度を用いて、(25)式のガ ス抵抗を計算する.なお、使用するガスの流れ場は 流体計算から得られたデータで固定し、時間変化、 及びペブルからガスへの反作用は考慮しない.また、 計算はすべて局所座標で行い、ペブルが惑星に集 積、または $|\tilde{y}| = 40\tilde{R}_{\rm Hill}$ に達した時点で計算を終了 し、その後の軌道は追跡しない.

以上の手法により,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る.ただし,4.2.1,4.2.2 小々節ではストークス数がガス密度に依存しない(ス トークス則;(11)式)と仮定した場合の軌道のみを紹 介する.エプスタイン則を適用した場合も軌道の特 徴は変わらない.

<sup>&</sup>lt;sup>7</sup>ここでは, 乱流によるペブルの巻き上げと潮汐力の鉛直成分が 釣り合っているとして, 潮汐力の鉛直成分は無視した[7,8].



図5:図4と同様. ただし,惑星質量,及び向かい風マッハ数は m = 0.03, M<sub>hw</sub> = 0.1 であり,惑星が駆動するガス流れ場は向かい風卓越形態 にある. データはKuwahara & Kurokawa [8] で得られたものを使用.

### 4.2 結果

### 4.2.1 シアー流卓越形態の流れ場中に おけるペブル集積

惑星が受ける円盤ガスからの向かい風の寄与が 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にあるときのペブルの軌道を見 ていこう、図4 に非摂動流れ、及び惑星が駆動する ガス流中におけるペブルの軌道をそれぞれ示した.  $St \gtrsim 10^0$ のとき、ペブルはガスの影響を受けにくい ため、惑星が駆動するガス流中におけるペブルの軌 道は、非摂動流れを仮定した場合とほぼ一致する (図4c, f).

ストークス数が小さくなると、惑星が駆動するガス 流の影響が顕著になる.ここでは、 $\hat{St} = 10^{-2}$ の場合 を例に、シアー流卓越形態における軌道の特徴を見 ていこう(図4d).

惑星軌道( $\hat{x} = 0$ )から十分離れた軌道半径( $|\hat{x}| \gtrsim 1$ ; 図4d)にあるペブルは、ほぼシアー運動する((9)式). この傾向は非摂動流れを仮定した場合と共通してい るが、原始惑星が駆動するガス流中では惑星重力に よってシアー流が惑星付近で曲げられるため、ペブ ルの軌道にもその特徴が現れている.

惑星軌道付近(|症| ≤1; 図4d) から惑星に近づい てくるペブルはホースシュー流れの影響を受け, 惑星 重力圏に侵入することなく惑星から遠ざかっていく (ホースシューターンする). この描像は非摂動流れを 仮定した場合には見られない(図4a)<sup>8</sup>.

ケプラーシアー流れとホースシュー流れの間の狭 い領域から惑星に近づいてきたペブルのみが惑星

<sup>&</sup>lt;sup>8</sup>ストークス数が大きい場合の軌道にもホースシューターンが現れ ているが、これは中心星-惑星-ペブルの三体相互作用によって生 じるものである(三体レジーム; 3.3小節)



図6:シアー流卓越形態の流れ場中における3次元的なペブル ( $\hat{S}t = 10^{-2}$ )の軌道. 惑星質量,及び向かい風マッハ数は  $\hat{m} = 0.3, M_{hw} = 0. 上: 3次元プロット. 下: 軌道を各平面$  $に投影した図. <math>\hat{x}$ 軸: 円盤動径方向.  $\hat{y}$ 軸: 円盤回転方向.  $\hat{z}$ 軸: 円盤鉛直方向. それぞれ円盤のガススケールハイトで 規格化. 破線はヒル半径,点破線はボンディ半径を表す. ペブルの初期位置の高度は $\hat{z} = 0.2$  [H]とした. データは Kuwahara& Kurokawa [7] で得られたものを使用.

重力圏内に侵入し,惑星に集積する.図4a,dを比 較すると,惑星が駆動するガス流を考慮した場合は ペブルの集積断面積が大きく減少している事がわか る.なお,図4d-fより,集積断面積はストークス数が 小さいほど小さくなるという明らかな傾向が見られ る.惑星重力圏付近を運動するペブルに対しては, 重力圏付近からのガス流出が重要な役割を果たす (4.1.1小々節(c)).たとえ惑星重力圏内に侵入できた



図7:図6と同様. ただし、向かい風卓越形態の流れ場中における 3次元的なペブル(Ŝt = 10<sup>-4</sup>)の軌道を表す. 惑星質量、及 び向かい風マッハ数は m̃ = 0.03, M̃<sub>hw</sub> =0.1の場合. データ はKuwahara & Kurokawa [8] で得られたものを使用.

としても、ガス流出によって軌道が大きくそらされ、 集積が妨げられる場合もある.これによって、図4d の第2,4象限に隙間が生じている.これは3次元流 体計算によって得られた惑星近傍の複雑なガス流 の影響を考慮することで初めて明らかになった特徴 である<sup>9</sup>.

<sup>9</sup>シアー流卓越形態の流れ場では,惑星重力圏高緯度からのガス 流入によって,円盤中心面からのガス流出が生じる.したがって, リサイクリング流れは純粋に3次元的な効果によって生じる.2次 元ではリサイクリング流れが再現できず,よって惑星重力圏からの ガス流出も存在しないので,軌道に隙間は生じない[18].



図8:ペブル集積率. (28) 式を元に計算. その際, ペブル巻き上 げに関する乱流強度は ā = 10<sup>-3</sup> とした. パネル(a) では Št < 10<sup>-3</sup>の計算を行っていないため, データ点が存在しな い. データはKuwahara & Kurokawa[7, 8] で得られたも のを使用.

次に、惑星によって駆動されるガス流中における ペブルの3次元的な軌道に着目する(St = 10<sup>-2</sup>; 図6). ペブルの軌道は、円盤中心面における軌道と共通し た特徴を持つ.これは、惑星が駆動するガス流の鉛 直構造に起因する.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構造をしている [5].そのため、ペブルが円盤中心面から離れた高度 を運動している場合もまた、ホースシューターンの特 徴が軌道に現れている(図6の赤,紫線).

図6の黄色線はガス流出による軌道偏向を経験し たペブルの軌道を表す.惑星重力圏からのガス流出 は円盤中心面で最も卓越するが,鉛直方向にも広が りをもって流出する.典型的な幅は~0.5Rgrav程度 である.そのため,円盤中心面における軌道ほど顕 著ではないものの,高高度を運動するペブルの軌道 にもガス流出の影響が軌道に現れる[7].

円盤中心面では見られなかった特徴として,ケプ ラーシアー流れとホースシュー流れに挟まれた狭い 領域を通って惑星に近づいてきたペブルが,惑星重 力圏近傍で惑星に向かって急激に降下している様子 が確認できる(図6の青線).これは,惑星重力圏の 極付近で生じる惑星重力圏へのガス流入が影響し ている(4.1.1小々節(c)).

リサイクリング流に巻き込まれたペブルは惑星重 力圏に突入する.このとき,惑星重力圏内のガスは 惑星周りをゆっくりと回転している.遅く回転する理 由は,惑星重力圏内では静水圧平衡を保つためにガ ス密度が急激に増加するためである.この遅い流れ 場にペブルが突入すると,ペブルとガスの相対速度 が増加,すなわち強いガス抵抗を受けてペブルは急 激に減速する.これにより遭遇時間((12)式)が増加 し,沈殿条件が満たされやすくなるため,ペブルは惑 星に集積する.

円盤中心面付近ではガス流出によってペブル集積 が妨げられることは先に述べた.しかし,ガス流出 の鉛直スケールは~0.5*R*grav なので,それよりも上 空から惑星に近づくペブルの集積はガス流出の影響 を受けにくい.惑星によって駆動されるガス流がシ アー流卓越形態にあるとき,ガス流出の鉛直スケール よりも高高度の領域が,いわば惑星に向かって近づい てくるペブルにとっての「窓」となり,高高度における集 積幅は円盤中心面におけるそれと比べてやや広がる ことが筆者らの研究から明らかになった[7].

ただし、リサイクリング流に巻き込まれたペブル が最終的に惑星に集積するかどうかは実効的なス トークス数に依存する.ガス抵抗則としてエプスタイ ン則((10)式)を適用すると、惑星重力圏内のガス密 度は惑星に近づくほど指数関数的に増加するため、 実効的なストークス数が指数関数的に減少する.こ のとき、ガスと強く結合したペブルがガスとともに惑 星重力圏外へと流出し得る.実際、エプスタイン則 を適用した場合は集積率が大幅に減少する(後述; 4.2.3小々節).

## 4.2.2 向かい風卓越形態の流れ場中に おけるペブル集積

惑星が受ける円盤ガスからの向かい風の寄与が 大きいとき、すなわち惑星が駆動するガス流れ場が 向かい風卓越形態にあるときのペブルの軌道を見て いこう、まずは円盤中心面における軌道に着目する.



# 図9:円盤の各領域におけるペブル集積率、集積率の計算にあたり, ň = 0.03の惑星を仮定した. Kuwahara& Kurokawa [7] を元に改変して掲載.

図5 に非摂動流れ及び惑星が駆動するガス流中に おけるペブルの軌道をそれぞれ示した.

 $\hat{St} = 10^{-4}$ の場合を例に、向かい風卓越形態に おける軌道の特徴を見ていこう(図5d).まず、惑星 軌道( $\tilde{x} = 0$ )から離れた軌道半径にあるペブルは ( $|\tilde{x}| \gtrsim 0.2$ ; 図5d),ほぼシアー運動する.この傾向は 非摂動流れを仮定した場合と共通している.

惑星軌道の少し内側( $\tilde{x} \sim -0.1$ ; 図5d) では,非 摂動流れを仮定した場合には見られなかったペブル のホースシューターンが現れている.ホースシュー軌 道が惑星軌道内側で見られるのは,向かい風の寄与 が強まるにつれ,ガスの共回転半径((24)式) とともに ホースシュー流線も中心星側(惑星軌道内側) による ためである.惑星軌道のやや外側( $\tilde{x} \sim 0.1$ ; 図5d) で は、ガス流出によってペブルの軌道がそらされている.

惑星軌道と重なるような軌道半径を運動するペブ ルが惑星に集積する<sup>10</sup>. 図5a, dより, 惑星が駆動 する流れ場を考慮した場合の方が集積断面積が増 加することがわかった. これは, リサイクリング流に 巻き込まれたペブルが惑星に集積するためである (4.2.1小々節).

次に,惑星によって駆動されるガス流中における ペブルの3次元的な軌道に着目する(図7). リサイク リング流れが生じるような,鉛直方向に≲ R<sub>grav</sub>の範 囲に着目したとき,惑星軌道付近におけるペブルの 軌道は円盤中心面のもとの似た特徴を持つことがわ かった.流れ場が向かい風卓越形態にあるとき,ガ スは惑星重力圏の中~高緯度から流出する.このた め,ガス流出によってペブルがより高高度へと巻き上 がられている様子も見られる(図7の赤線以外).

ペブルが円盤中心面から離れた高度を運動する 場合も、リサイクリング流に巻き込まれたペブルの 一部が惑星に集積する(図7の赤線).ペブルは惑星 重力圏内に突入後,惑星を周回しながら惑星に近づ き,最終的には強い重力を受けて惑星に集積する. 図7 ではSt = 10<sup>-4</sup>という小さなストークス数を仮定 したが,惑星重力圏内ではガスとは異なる速度で運 動することがわかった[8].これにより、非摂動流れ を仮定した場合に比べ,集積断面積が増加すること がわかった[8].

### 4.2.3 原始惑星が駆動するガス流中に おけるペブル集積率

ここまで,惑星が駆動するガス流れ場がペブル集 積に及ぼす影響を,主に軌道に着目して議論してき た.本小々節では,軌道計算結果を元にペブル集積 率を見積もる.

4.2.1, 4.2.2小々節の内容を振り返ると, 大まかな 傾向として, 非摂動流れを仮定した場合に比べてシ アー流卓越形態の流れ場中では集積断面積が狭ま り(図4), 向かい風卓越形態の流れ場中では広がる 傾向が見られた(図5). しかし, この結果を集積率に 焼き直す場合は注意が必要である. ペブル集積率 は惑星への集積が可能な範囲を通過するペブルの 質量フラックスとして定義され, すなわち

$$\dot{M}_{\rm p} = \int_{\text{$\sharp$ fifmind$ $\sharp$}} \rho_{\rm p} v_{{\rm p},y} \mathrm{d}x \mathrm{d}z, \qquad (28)$$

と書ける. したがって, *M*<sub>p</sub>は*v*<sub>p,y</sub>に依存することに注 意する必要がある.

図8に, 筆者らの研究[7,8] に基づいて得られたペ ブル集積率を示した.まず,ストークス数がガス密度 に依存しない場合を見る(ストークス則;図8の実線).

図8aは,流れ場がシアー流卓越形態にあると きの集積率の惑星質量及びストークス数依存性を

<sup>&</sup>lt;sup>10</sup>ストークス数が小さいときの傾向.ストークス数が大きくなると, 三体相互作用が効き始めるので,惑星軌道付近ではホースシュー ターンが現れる.したがって,集積断面積は惑星軌道から離れた 場所に位置する.

示す.  $\hat{m} = 0.03$  (図8の赤線)のとき、 $\hat{St} \lesssim 10^{-2}$ において、 $\dot{M}_{\rm p}$ は非摂動流れを仮定した場合に比べて小 さくなることがわかった.これは、惑星が駆動するガ ス流によって集積断面積が減少したためであると直 感的に理解することができる.このパラメータセット の場合はその理解で問題はない.

一方,  $\hat{m} = 0.3$ のときは, 惑星が駆動するガス流を 考慮した場合のほうが $M_p$ は大きくなっている.これ は次の理由による.惑星が駆動するガス流を考慮し たとき,ペブルはケプラーシアー流れとホースシュー 流れに挟まれた狭い領域を通って惑星に集積する (4.2.1小節;図4).すなわち,非摂動流れを仮定した 場合と比べて,惑星の軌道半径よりも遠い軌道半径 を運動するペブル( $|v_{p,y}|$ が大きい)が集積する.この ため,集積断面積の減少が相対速度の増加によって 打ち消される.結果, $\hat{m} = 0.3$ の場合は正味で $M_p$ が 増加する.ホースシュー領域の幅は惑星質量とともに 増加する[30]. $\hat{m} = 0.03$ のときは,ホースシュー領域 の幅が狭いため,集積断面積の減少分を打ち消しき れず,結果正味で $M_p$ は減少していたのである.

図8bは、流れ場が向かい風卓越形態にあるとき の結果を表す.  $\hat{St} \lesssim 10^{-3}$ のとき、 $\dot{M}_{p}$ は非摂動流れ を仮定した場合と比べて大きくなる(図8bの実線). 集積断面積の位置は変わらない一方(図5)、その大 きさは増加するので、集積断面積の変化が $\dot{M}_{p}$ の変 化に直接反映されている.

ストークス数がガス密度に依存するとき(エプス タイン則: 図8の破線),ストークス数が小さい場合 ( $\hat{St} \leq 10^{-3}$ )は、流れ場の形態によらず $\dot{M}_p$ は従来の 見積りよりも小さくなった.惑星重力圏内での急激 なガス密度の増加に伴い実効的なストークス数が桁 で減少するため((26)式),ペブルはほとんどガスと一 体となって運動するようになり,惑星周囲を流れるガ スによって運ばれ,集積断面積が大幅に減少するか らである(4.2.1小々節).

### 4.3 惑星系形成への示唆

惑星が駆動するガス流は,ペブル集積に影響を及 ぼす.この事実がペブル集積モデルに基づく惑星形 成理論にどのような影響を及ぼすかについての議論 を以て,本稿を締めくくりたいと思う.重要となる要 素は,以下の2点である:(1)惑星が駆動する流れ場 は2形態存在する.(2)惑星が駆動する流れ場はス トークス数が小さいペブルに対して強く影響する.

前者について,流れ場の形態変化は向かい風の 寄与によって決まる.円盤モデルの例として最小質 量円盤を仮定すると[9],向かい風のマッハ数は軌道 長半径の増加に伴って強まるので<sup>11</sup>,円盤内側領域 ではシアー流卓越形態の流れ場(小さなペブルの集 積を抑制する),円盤外側領域では向かい風卓越形 態の流れ場(小さなペブルの集積を促進する)と大 雑把に言い換えることもできる<sup>12</sup>.

後者について、円盤内に存在する粒子のサイズに ついては理論的・観測的な制約がなされる.たとえば 水スノーラインより内側に存在する固体物質は主に 衝突によってくっつきにくく成長しにくいシリケイト粒 子からなると考えられるため、粒子のストークス数は 小さくなる[e.g., 19].一方、水スノーラインよりも外側 では、氷をまとった粒子はくっつきやすいという性質か らストークス数は大きくなる.従って、惑星が駆動する 流れ場の影響は、円盤内側領域においてペブル集積 の抑制という形で顕著に現れる可能性がある.

また,ペブル集積率は円盤乱流の強さにも依存す る(3.5小節).惑星が円盤中心面に位置している場 合,乱流によるペブルの中心面からの巻き上げが大 きければ,ペブル集積率は低下する.筆者らは,理 論・観測から予測される円盤内の粒子サイズ分布[19] 及び乱流強度分布[20,21]を用いて,各領域におけ るペブル集積率を見積もった(図9).その結果,従来 の見積もりに比べ,円盤内側領域における惑星の成 長が強く抑制され得ることを示した.

この結果を元に、系外惑星分布について議論 する. 観測から、太陽型星の約半数が短周期スー パーアースを持つことがわかっている[22, 23]. 短 周期スーパーアースは、軌道周期が $\lesssim 85$ 日、半径が ~ 1-4 $R_{\oplus}$  ( $R_{\oplus}$ は地球半径)、質量が~ 2-20 $M_{\oplus}$ であ るような惑星のことを指す.また、太陽型星の約1% がホットジュピター( $\lesssim 0.1$  au に存在)を、約10%が コールドジュピター(~ 1-10 au に存在)を有する[24,

<sup>&</sup>lt;sup>11</sup>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.

<sup>&</sup>lt;sup>12</sup>惑星質量を固定した場合.惑星質量が大きいと、向かい風卓越 形態に移行するために必要な向かい風の強さもまた大きくなるため、円盤外側領域でもシアー流卓越形態の流れ場は容易に駆動 され得る[8].

25]. これらの惑星は半径が~10-20  $R_{\oplus}$ , 質量が  $\gtrsim 100 M_{\oplus}$ の巨大惑星である. 惑星がペブル集積に よって成長すると仮定すると,惑星が駆動するガス の流れ場を無視した場合は円盤の幅広い領域で高 い集積率が達成される(図9の破線). 結果,惑星は 暴走的なガス降着が生じるとされる臨界コア質量に 達し(~10  $M_{\oplus}$ ; [26]), 至るところで巨大惑星が作ら れる可能性がある.

一方,惑星が駆動する流れ場を考慮すると、粒 子のストークス数が小さいと考えられる円盤内側領 域でペブル集積が抑制される(図9の実線). 筆者 らの研究[1,6]から、惑星が駆動するガス流によ るペブル集積抑制は $\tilde{m} \ge \sqrt{\tilde{St}}$ のときに有効に機 能することが示されている(ガス流出障壁:論文] の(29) 式を参照[1]). 円盤内側領域におけるストー クス数をSt~10-3とすると、原始惑星の質量が  $\tilde{m} \sim 0.03 \, (\sim 0.3 \, M_\oplus \, (a/1 \, {\rm au})^{3/4})$ に達した段階でガス 流出障壁によるペブル集積抑制が機能し始め, 原始 惑星の成長は抑制される. これらの小質量惑星は暴 走ガス降着を免れることができるので、円盤ガス散 逸後、系の内側領域には小質量の岩石惑星が残る ことになるだろう. またこれらの小質量惑星が軌道 不安定を引き起こし巨大衝突を経験すれば. 最終的 にスーパーアース質量天体が形成される可能性があ る. 従って惑星が駆動する流れ場は, 系外惑星分布 にみられる偏り――中心星近傍には短周期スーパー アースなどの小質量惑星が豊富に存在し、遠方には コールドジュピターなどの大質量惑星が多く存在す るといった惑星系の姿を決定づける要因の一つと なっているかもしれない.

# 5. まとめと今後の展望

本稿では、惑星が駆動する3次元ガス流がペブル 集積に及ぼす影響について、筆者らが中心となって 進めてきた一連の研究成果をまとめた[6-8].近年、 惑星形成理論において、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 粒子(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.ペブル集積モデルは、従来 の微惑星集積モデルでは説明が困難な点を克服で きる可能性がある.ペブル集積モデルと微惑星集積 モデルの大きな違いは、ペブルが惑星との重力相互 作用の他に、原始惑星系円盤ガスの抵抗を受けな がら運動するという点にある.従って、ペブル集積に よる惑星形成を考える際は、円盤ガスの影響を考慮 することが極めて重要になる.従来のペブル集積モ デルの大半は、惑星重力による摂動を受けていない ガスの流れを仮定した上で議論されてきた.しかし、 最新の3次元流体計算から、形成途中の惑星の周囲 には惑星重力によって駆動される3次元的なガス流 れ場が存在することが明らかになった[e.g., 4].こ の流れ場はペブル集積に影響を及ぼす可能性があ る[1].

筆者らは、まず惑星周りの円盤ガス流についての 3次元流体計算を実施した.そして,流体計算結果 を元に、惑星重力によって駆動されるガス流の影響 を考慮してペブル軌道計算を行った. 軌道計算結果 から. 惑星重力によって駆動されるガス流中におけ るペブルの軌道は、従来仮定されていた非摂動流れ におけるそれとは大きく異なることがわかった. より 小さなペブルはガスの影響をより強く受けるため、惑 星重力によって乱された流れの影響が重要になる. 惑星によって駆動されるガス流れ場中におけるペブ ル集積率は、従来の見積もりに比べ~1-2桁増減す ることがわかった.惑星が駆動するガス流中におけ るペブル集積率を解析的に見積もる研究も行われ 始めている[27]. 今後,ペブル集積モデルに基づく 惑星形成を議論する際は、惑星重力によって摂動を 受けた流れ場の影響の考慮が不可欠になる.

本稿では円軌道に固定された惑星を考えたが,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で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[28].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[29],流れ場を考慮した場合の 影響についても未解明である.また,惑星によって駆 動された流れ場の影響は,単に集積率に影響を及 ぼすだけにとどまらない.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.円盤ガス及びダストの観測を行うことによっ て、円盤内に埋没した小質量惑星の存在を間接的に 示すことが出来るかもしれない.

# 6. 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[6],[7]、及び[8]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] 桑原歩, 2022, 遊星人 31, 188.
- [2] Ormel, C. W. and Klahr, H. H., 2010, Astron. Astrophys. 520, A43.
- [3] Lambrechts, M. and Johansen, A., 2012, Astron. Astrophys. 544, A32.
- [4] Ormel, C. W. et al., 2015, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 446, 1026.
- [5] Fung, J. et al., 2015, Astrophys. J. 811, 101.
- [6] Kuwahara, A. et al., 2019, Astron. Astrophys. 623, A179.
- [7] Kuwahara, A. and Kurokawa, H., 2020a, Astron. Astrophys. 633, A81.
- [8] Kuwahara, A. and Kurokawa, H., 2020b, Astron. Astrophys. 643, A21.
- [9] Hayashi, C. et al., 1985, in Protostars and Planets II, 1100.

- [10] Nakagawa, Y. et al., 1986, Icarus 67, 375.
- [11] Ormel, C. W., 2017, Astrophys. Space Sci. Lib. 445, 197.
- [12] 井田茂, 2007, 系外惑星(東京大学出版会).
- [13] Youdin, A. N. and Lithwick, Y., 2007, Icarus 192, 588.
- [14] Shakura, N. I. and Sunyaev, R. A., 1973, Astron. Astrophys. 24, 337.
- [15] Ormel, C. W. and Liu, B., 2018, Astron. Astrophys. 615, A178.
- [16] Kurokawa, H. and Tanigawa, T., 2018, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 479, 635.
- [17] Ida, S. and Nakazawa, K., 1989, Astron. Astrophys. 224, 303.
- [18] Ormel, C. W., 2013, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 428, 3526.
- [19] Okuzumi, S. and Tazaki, R., 2019, Astrophys. J. 878, 132.
- [20] Malygin, M. G. et al., 2017, Astron. Astrophys. 605, A30.
- [21] Lyra, W. and Umurhan, O. M., 2019, Publ. Astron. Soc. Pac. 131, 072001.
- [22] Fressin, F. et al., 2013, Astrophys. J. 766, 81.
- [23] Weiss, L. M. and Marcy, G. W., 2014, Astrophys. J. 783, L6.
- [24] Johnson, J. A. et al., 2010, Publ. Astron. Soc. Pac. 122, 905.
- [25] Fernandes, R. B. et al., 2019, Astrophys. J. 874, 81.
- [26] Mizuno, H., 1980, Prog. Theor. Phys. 64, 544.
- [27] Okamura, T. and Kobayashi, H., 2021, Astrophys. J. 916, 109.
- [28] Mai, C. et al., 2020, Astrophys. J. 899, 54.
- [29] Liu, B. and Ormel, C. W., 2018, Astron. Astrophys. 615, A138.
- [30] Masset, F. S. and Benítez-Llambay, P., 2016, Astrophys. J. 817, 19.

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.