

特集「新・惑星形成論」

ペブル集積と惑星形成

小林 浩¹

2021年12月17日受領, 査読を経て2022年4月13日受理

(要旨) 太陽系において木星は最も重く、他の惑星の形成にも多大な影響をもたらす。本稿では、太陽系の木星のような巨大ガス惑星の形成について主に紹介したい。古典的な惑星形成論では、原始惑星系円盤の中で全ての固体が微惑星になり、その微惑星円盤の中で、微惑星が衝突・合体をくりかえして固体惑星やガス惑星の固体核が形成されたと考えられていた。しかし、固体核形成には時間がかかりすぎるため、ガス惑星が作れないという大問題があった。そこで、近年熱心に議論されているのが、小石(ペブル)集積である。微惑星集積に比べて、小石集積はずっと早いのでガス惑星の形成には有利である。一方で、小石集積では、ほとんどの小石が惑星に集積されずに失われるため、大きな惑星を作るには莫大な小石が必要になる。小石集積は本稿で紹介するように長所や短所もある。そして、小石集積の最近の研究の結果、微惑星や小石に限らずさまざまなサイズの天体が惑星形成には重要であることがわかってきた。

1. 序文

星形成の副産物として星の周りに原始惑星系円盤(本稿では以下、円盤と呼ぶ)が形成される(円盤形成は塚本[1]を参照)。この円盤の中で惑星は形成される。古典的な惑星形成モデル[2]では、まず円盤の中で微惑星が形成される。微惑星は仮想的な天体で明確な定義はないが、彗星(キロメートル大)から典型的な小惑星や外縁天体(100キロメートル大)の大きさの固体天体を想定してもらえると良い。微惑星円盤の中で暴走成長により原始惑星が作られ、原始惑星は残った微惑星を集積し成長する。原始惑星が地球の10倍程度の質量にまで成長すると、固体核となり周囲のガスを急速に集積して木星や土星のような巨大ガス惑星が形成される[3]。太陽系の中で、木星は最も重く「王様」とも言える惑星である(木星の特性については堀[4]を参照)。太陽系形成機構を明らかにする上で、木星形成は最も重要な惑星形成の一つ

である。

この標準モデルで、ガス集積を起こすような重い原始惑星を微惑星集積により形成する時間は、1千万年以上かかると見積もられる。この固体核形成時間は、原始惑星系円盤からガスを集積するために、円盤ガスの寿命よりも短くなければならない。原始惑星系円盤のガスの寿命は、円盤からの赤外線フラックスの減少時間から数百万年と見積もられている[5]。また、重い原始惑星は円盤との相互作用により惑星移動が引き起こされ、移動により中心星に落下する前に固体核は形成されなくてはならない。移動時間は数十万年と見積もられ、非常に短い[6]。つまり、巨大ガス惑星を作るには、固体核形成時間を、微惑星集積で見積もられた時間に比べ100倍ほど短くしなくてはならない(つまり0.01倍ほどの時間にすることであるが著者はこのような表現を好むためご容赦いただきたい)。

微惑星集積の過程については、個々の微惑星を質点として取り扱い、さらに衝突に伴った完全合体を仮定した N 体シミュレーションによって詳細に調べら

1.名古屋大学大学院理学研究科素粒子宇宙物理学専攻
hkobayas@nagoya-u.jp

れてきた[7-9]. 原始惑星が微惑星を集積する集積率は、微惑星の質量と数密度、集積の断面積、そして、原始惑星と微惑星の相対速度の積で与えられるが、 N 体シミュレーションの結果の解析によりこれらがどのように与えられるかが明らかになっている。その結果、次節で述べるように非常に不確定性が小さく微惑星集積の時間を見積もることができる。その後の研究で、原始惑星の大気によるガス抵抗で微惑星の運動エネルギーが減少し原始惑星が捕獲しやすくなる効果により集積断面積が大きくなることなどが微修正されたが[10]、100倍ほども集積時間を短くする効果はなかった。

巨大ガス惑星の固体核形成の困難を解決しようとして提案された仮説が小石(ペブル)集積シナリオである。学会の発表等では「ペブル集積」と記述されることも多く、本稿のタイトルもペブル集積を含むものにした。しかし、意味が理解しやすい日本語の表現が好ましいと考え、以下では小石集積で統一させてもらう。小石という言葉から岩石を想像する読者も多いと思うが、大体メートルサイズ以下の氷天体のことである。また、惑星形成論における小石(ペブル)は天体のサイズでは定義されておらず、第3節で述べるように円盤ガスのガス抵抗により定義されることにもご注意いただきたい。

2010年、OrmelとKlahr[11]は、微惑星よりずっと小さい小石のサイズの天体の原始惑星への集積断面積を調べた。後述する通り、彼らが得た集積断面積は原始惑星の大気の効果で得られる集積断面積と同程度で、特別に集積断面積が大きかったわけではない。しかし、微惑星の代わりに小石を集積して原始惑星を成長させるという新しい概念を広めた功績は大きい。小石を集積するというモデルは、その後の10年間で非常に多くの研究で調べられている。

微惑星集積が見直されるようになってきたもう一つの理由は微惑星形成の機構が不明であったこともある。原始惑星系円盤赤道面に非常に薄いダスト層が形成され、そこで重力不安定が起きて微惑星が形成されたと信じられてきた[12]。しかし、重力不安定を起こすような非常に薄いダスト層の形成が困難である。微惑星形成にはさまざまな研究が行われているが、さまざまな重力不安定に伴う微惑星形成の研究は冨永ら[13]の論文に非常によくまとめられて

いるので参照してほしい(その他の微惑星形成の機構については[14]参照)。微惑星形成が非常に難しい理由の一つが、小石サイズの天体はガス抵抗の効果強く受け、中心星に向かってらせん軌道を描きながら落下してしまうことである。

一方、微惑星形成には非常に大問題であった小石落下が、原始惑星系円盤の外側で形成された小石を内側に提供する機構となる。小石形成に伴い次々と小石が外側の円盤から提供されることと小石集積の集積断面積が大きいことを併せることで、小石集積による原始惑星成長のシナリオの骨子が出来上がった[15]。その結果、巨大ガス惑星形成の新しい標準モデルとして小石集積が議論されるようになってきたが、小石集積シナリオに内在する問題点も明らかになってきた。

本稿では、第2節において古典的惑星性モデルである微惑星集積について紹介する。そして、第3節において地球程度の質量の原始惑星周りの小石程度のサイズの天体の軌道を示し、小石の原始惑星の集積断面積だけでなく微惑星の集積断面積も紹介して比較する。第4節では、小石集積を考慮したときの巨大ガス惑星の固体核の形成時間を見積もる。第5節では、巨大ガス惑星の固体核形成における小石集積の問題点についてまとめる。第6節では、巨大ガス惑星以外の惑星の形成についても簡単に説明する。そして、第7節では、小石に注目した研究によって広がってきた新たな惑星形成理論の興りについて紹介する。

2. 微惑星集積率

古典的な惑星形成モデルによる巨大ガス惑星の固体核形成の物理過程を説明する。微惑星が暴走成長を起こして原始惑星が形成されるとき、原始惑星質量に応じた一定の軌道間隔を開けて一つずつ原始惑星が形成される。原始惑星は微惑星に比べてずっと大きく、月質量から火星質量の原始惑星が形成される。原始惑星の周りには大量の微惑星が残っているため、原始惑星は微惑星を集積することで、さらに大きく成長していく。原始惑星の微惑星集積率は、原始惑星と微惑星の軌道によって決まる。一方、微惑星と原始惑星の間で衝突を伴わない近接相

相互作用(重力散乱)により、微惑星と原始惑星の両方の軌道は変化していく。例えば90度散乱で見積もられる近接相互作用の断面積は、衝突断面積よりも大きい。そのため、原始惑星の微惑星集積による成長の間に原始惑星と微惑星の軌道は時間進化する。この近接相互作用により、原始惑星と微惑星の間でエネルギー等分配がなされる。その結果、原始惑星の軌道離心率や軌道傾斜角は、微惑星に比べて非常に小さくなる。つまり、原始惑星は赤道面を円軌道に近い軌道で公転すると考えることができる。一方、微惑星間のエネルギー等分配により、微惑星の軌道離心率は、軌道傾斜角の2倍になる。ここで、軌道傾斜角はラジアン単位で考えるように注意してほしい。

微惑星集積率は、微惑星の質量と数密度、衝突断面積、微惑星と原始惑星の相対速度の積から見積もることができる。衝突は、軌道交差する原始惑星と微惑星の間で起き、相対速度は軌道交差する点でのケプラー運動の速度の差で近似的に与えられる。軌道離心率や軌道傾斜角が十分に小さいときには、円軌道の公転速度と離心率の積で相対速度は与えられる。この相対速度に応じて重力フォーカシングを考慮することで衝突断面積が決まる。また、微惑星の面密度 $\Sigma_{\text{固体}}$ が与えられているとき、数密度は鉛直方向の分布により決まる。鉛直方向の分布は軌道傾斜角により与えられる。このようにして決まる微惑星の数密度、相対速度、衝突断面積を用いて、微惑星集積率は求められる。

求められた微惑星集積率は、微惑星離心率の自乗に反比例する。微惑星の離心率は、原始惑星との近接相互作用により上昇し、ガス抵抗によって減少する。このつり合いが離心率を決める。面白いことに、原始惑星のHill半径を軌道長半径で割った無次元Hill半径の関数として微惑星の平均的な軌道は与えられて、微惑星の離心率は無次元Hill半径の数倍程度の大きさになる[8]。

この微惑星集積率は、原始惑星の半径に比例している。原始惑星は月質量よりも重くなると原始惑星系円盤のガスを大気としてまとうようになる。本来、原始惑星と衝突しない微惑星もこの大気を通る場合、ガス抵抗を受け運動エネルギーを失い、原始惑星に捕獲されやすくなる。そのため大気により実質の衝突半径は大きくなる[10]。10倍地球質量の原

始惑星に10kmサイズ($\sim 10^{19}$ g)の微惑星が集積する場合、大気を考慮した衝突半径は原始惑星の物理半径の2-3倍程度になる[16]。

このようにして微惑星集積率は求められる。最小質量円盤モデル[2]のような標準的な原始惑星系円盤の固体面密度を微惑星面密度と仮定し、10kmサイズの微惑星集積率を用いて、現在の木星軌道(~ 5 au)での10倍地球質量の原始惑星の形成時間を使って見積もると1千万年以上になる[17]。ここで注意が必要だが、微惑星集積率は微惑星サイズに依存する。微惑星サイズが小さいほどガス抵抗が効くため、微惑星の軌道離心率が小さくなり、原始惑星の衝突半径は大きくなる。また、小さい微惑星ほど、大気の効果により衝突半径が増加しやすくなる。つまり、小さい微惑星の方が重い原始惑星の形成時間は短くなる。微惑星が1kmサイズだと20倍ほど形成時間は短くなるが、それだけでは原始惑星の形成問題の解決することは難しい。そのため、現在の木星軌道で木星の固体核を微惑星集積により形成するには、微惑星の面密度を大きくするなど他の効果が必要である[16]。

3. 小石集積率

第1節で述べた通り、困難のある微惑星集積に対して、最近10年間熱心に研究されてきたのが小石集積である。本節では、小石の原始惑星周りの軌道や集積断面積について説明する。

Ormel & Klahr [11]では、先駆的に原始惑星に対する小石集積率を求めた。小石サイズの天体はガス抵抗力を強く受けるため、微惑星の軌道と異なる軌道になる。Ormel & Klahrは、ガス抵抗力や中心星と原始惑星の重力を考慮して、小石サイズの天体の軌道計算を行い、それをもとに小石集積率を求めた。その結果、集積断面積は小石のガス停止時間と中心星周りの公転の角速度 Ω の積で与えられる無次元停止時間(St , ストークス数とも呼ばれる)の関数として与えられた。

微惑星の場合、 $St \gg 1$ である。一方、惑星形成理論では、 $St < 1$ の天体を小石と呼んでいる。小石のような天体は、ガスの流れに乗って運動している。図1-3では、地球質量程度の質量を持つ原始惑星周りの

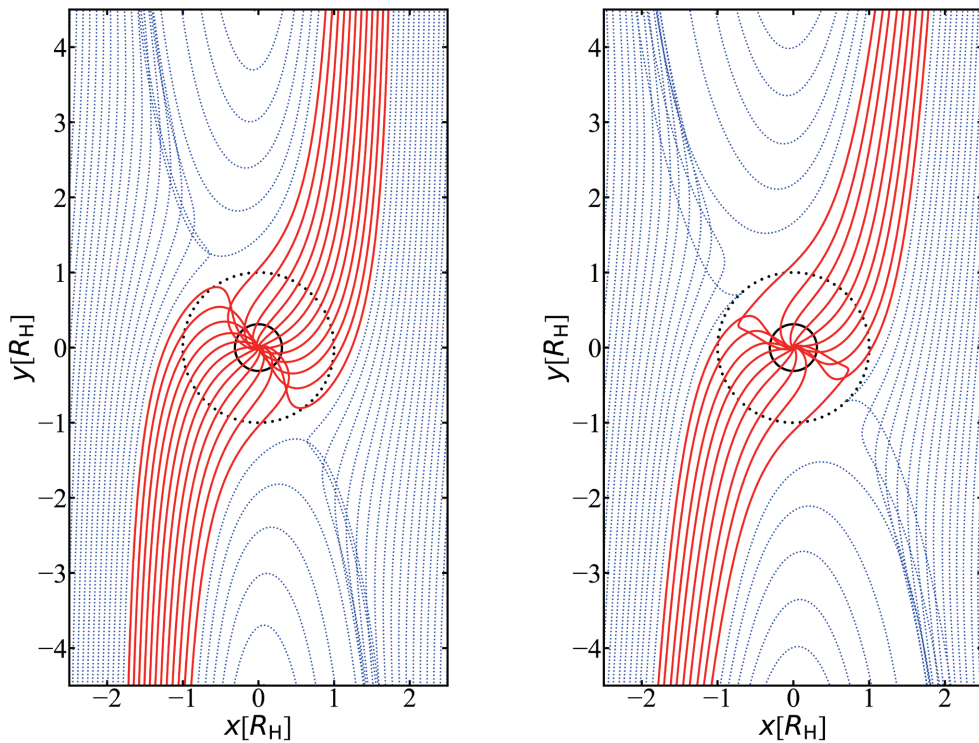


図1: 1.2地球質量で1auを公転する原始惑星の周りの小天体($St=1$)の軌道。公転する惑星を原点に固定し、 x 軸を動径方向 y 軸を公転方向とした座標でのプロットしてある。(赤)実線が原始惑星に衝突する軌道で、(青)点線が衝突せずに通り過ぎる軌道である。左図が原始惑星系円盤の流れをケプラー軌道と仮定したものであり、右図は原始惑星系円盤の流れや密度を流体シミュレーションにより求めたものを使い計算している。原点周りの円は、半径Hill半径(点線)、半径Bondi半径(実線)。この図では、円軌道の原始惑星が原点に静止する系で、 x が負の方向に中心星があり、 y が正の方向に原始惑星が公転している。 $x < 0$ では、小天体は原始惑星より速く公転するため原始惑星に追い抜こうとする。つまり、小天体は y が負の領域から y が正に向かう方向に原始惑星に近づく。一方、 $x > 0$ では、小天体の運動は逆になる。また、 x や y の長さの単位は原始惑星のHill半径(R_H)としている。

$St=1, 0.1, 0.01$ の小石の軌道を示している。それぞれの左側の図がOrmel & Klahrと同様に円盤は円軌道で密度一定とした仮定のもと小石の軌道を導出している。軽い原始惑星(地球質量未満)では、ガス円盤が惑星より遅く公転することによる惑星への向かい風の効果が重要になる。向かい風の効果は小石集積率を低下させるが、詳細は第5節で述べる。

図1に示す $St=1$ の場合、原始惑星の軌道半径と同じような軌道半径を持つ小石は原始惑星に近づく、軌道を曲げられてUターンして遠ざかっていく(馬蹄形軌道)。しかし、原始惑星からHill半径(R_H)程度の距離を小石が通るときに、原始惑星重力によりじわりじわりと惑星の方に軌道がずらされて、原始惑星に集積される。 $St=1$ の時に集積断面積が最も大

きく、Hill球に入ってきた小石はほとんど集積できる(図1)。 St が非常に小さい時はガス抵抗がよく効くため、原始惑星重力により軌道をずらしにくいので大きな集積断面積は期待できない。 St が小さくなるにつれて、原始惑星と衝突できる軌道の幅は狭くなり、原始惑星に近い軌道だけが衝突するようになる。このような軌道計算をもとにOrmel & Klahrは、小石集積率(小石集積により決まる原始惑星の成長率)が $St^{2/3} R_H^2 \Sigma_{\text{固体}} \Omega$ に比例するという公式も導出している。ここで $\Sigma_{\text{固体}}$ は、 St を持つ小石の固体面密度である。

Ormel & Klahrは先駆的な研究だったため、非常に簡単化された設定で集積断面積が求められており、それにより小石集積率は過大評価されること

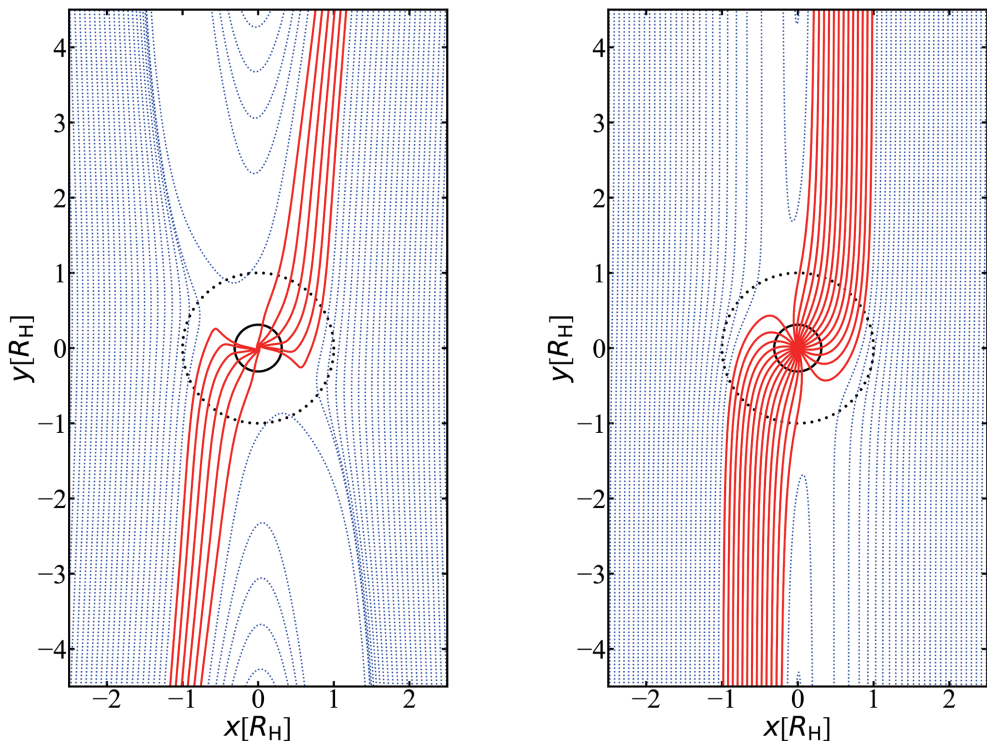


図2: 図1と同様の図だが, $St=0.1$ の小天体の軌道.

になった. ガス抵抗を計算する上で, ガスの流れと密度が重要であるが, 彼らの仮定では密度一定で円軌道のガス流を仮定した. この仮定が小石集積率を求める上で大問題となることを以下で説明する.

Ormel & Klahrの仮定は, $St \sim 1$ 程度ではそれほど悪くないが, St が小さくなってくると良い近似ではなくなってくる. 彼らは, ガスの流れを円軌道と近似したが, 原始惑星の重力を受けて, ガスの流れや密度分布は変化する. 図1-3の右側の図は, 流体計算によって求められた密度と流れを持つ原始惑星系円盤中での小石の軌道を示している. $St \ll 1$ の小石は原始惑星とOrmel & Klahrの近似では原始惑星の軌道付近の小石が集積している. しかし, 円盤ガスも $St \sim 1$ の小石の軌道のように馬蹄形軌道をとるので, 馬蹄形軌道に乗る小石は衝突できない(図2右)[18-20]. また, 原始惑星の周りに大気が形成される[21]. そして, 原始惑星の上空から大気に向かって下降流

が起こり, それにより大気の周りに強い流れが作られる. この大気の周りの強い流れは, 円盤赤道面付近で大気から離れていく流れになり, 集積を阻害する(図3右)[23]. この流れに乗って, 小石は流れていくので, 小さい St では小石集積はほとんどできない[22,24].

本節では, 小石集積について議論してきたが, 集積断面積は St の関数として表されるので, 広い St の範囲に拡張して議論をしたい. $St > 1$ の大きな天体(つまり, 微惑星)の集積断面積は大気による捕獲が重要になる[10]. さまざまな St の天体の集積断面積を調べた結果, 大気による捕獲で決まる集積断面積と小石集積断面積は St の関数として滑らかにつながっていることが明らかになった(図4)[24]. 小石集積断面積は $St \sim 1$ が最大でHill半径程度で決まるようになっていたが, 大気で決まる断面積は $St = 1-100$ が最大で同様にHill半径程度で決まっている. 孤立し

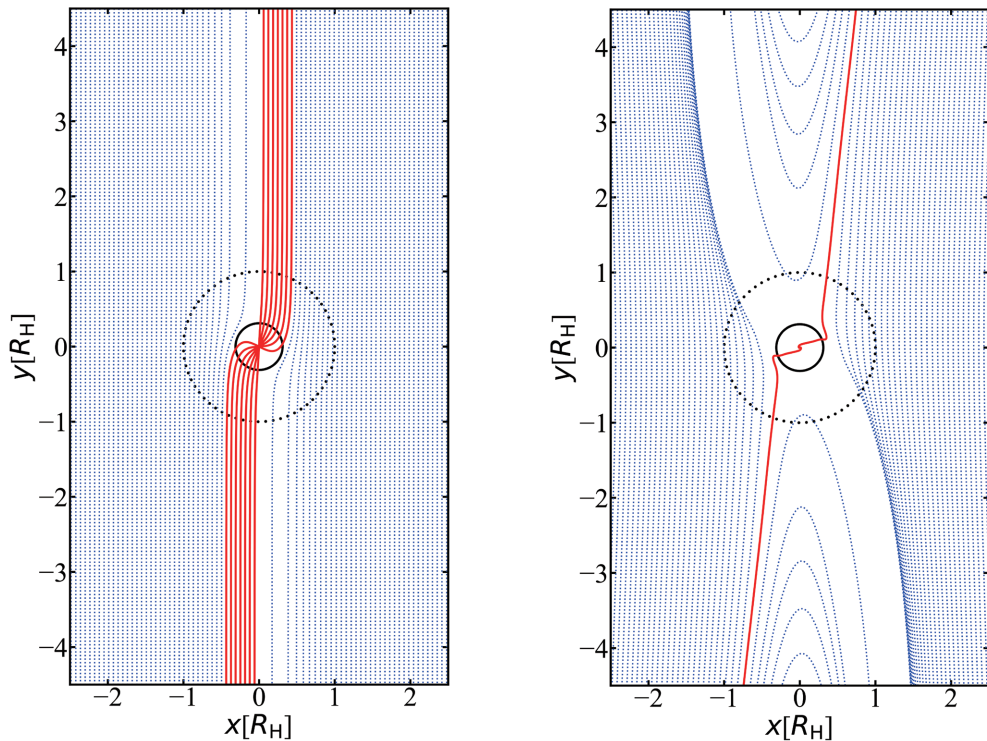


図3: 図1と同様な図だが, $St=0.01$ の小天体の軌道.

て閉じた流線を持つ大気が作られるのは原始惑星
 周りBondi半径の内側だが[21], 原始惑星重力に
 よってガス密度が上げられる領域はHill半径の内側
 の領域である[24]. その結果, 小石集積と大気捕獲
 の集積率の最大値が同程度になる.

4. 小石集積による巨大ガス惑星形成

小石集積を考慮して, ガス集積を開始できるほど
 重い原始惑星の形成時間を考えてみよう. このモデル
 の前提として, 地球程度の質量の原始惑星が形成
 されているとする. そして, その原始惑星が10倍地
 球質量にまで成長するとしよう.

小石は円盤の外側に形成される. 原始惑星系円
 盤の中でダストが衝突合体をくり返し成長し小石サ
 イズ($St \sim 0.1$)になると, 衝突成長時間よりもガス抵抗
 による落下時間の方が短くなり落下する. 原始惑星

系円盤の中では, 中心星に近い方が公転時間は短
 く, 数密度も多いため, ダストの衝突成長は早く起
 くる. リング状のダストの成長前線は時間とともに原
 始惑星系円盤の外側に移動していく. ダストは観測波
 長と同程度のサイズで最も明るくなるので, ダストが
 数mmサイズまで成長すると, 電波観測したときに明
 るくなる. つまり, 原始惑星系円盤の電波観測では,
 ダスト成長前線の位置にリング構造を作る. 若い原
 始星(Class0/1天体)周りのリング構造の半径と星
 の年齢の関係を調べると, ダストが完全衝突合体で
 成長したというシンプルな成長前線モデルのリング
 で説明できる[25]. そのため, 外側円盤でダストの衝
 突合体により成長により小石が形成され, その小石
 が内側に移動するというモデルで小石の提供率を与
 えることは円盤観測とも整合的である. 内側に移動
 しながら惑星軌道を横切る小石の総量($\dot{M}_{小石}$)は, 固
 体質量とガス質量の比や円盤の温度の関数で簡単

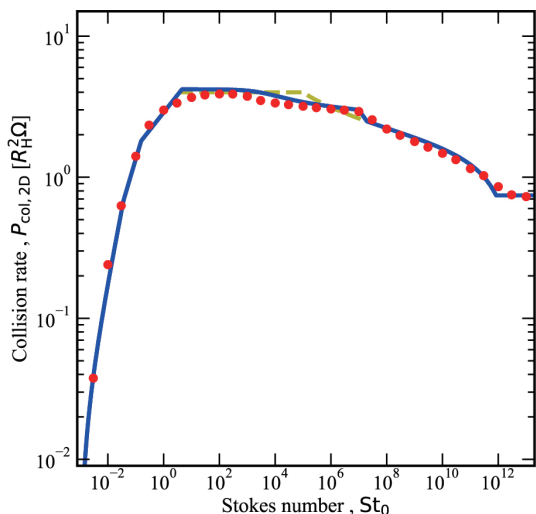


図4: 固体面密度で規格化された集積率($P_{\text{col}} = \dot{M}_{\text{原惑}} / \Sigma_{\text{固体}}$)を St の関数で表した。(赤)点は数値計算により求めた。線は Okamura & Kobayashi [24]により求められた、解析解である。図は、小天体の鉛直方向の分布が小さいときの結果である、鉛直分布が大きい時はOkamura & Kobayashi [24]を参照。(Okamura & Kobayashi [24], Fig. 6)

に与えられ、乱流の強さには依存しない[15]。

小石が、原始惑星の周りまで到達すると、一部が集積される。落ちてきた小石の中で、集積される小石の割合 ϵ は、非常に小さく10%以下である。上述の $\dot{M}_{\text{小石}}$ と ϵ の積で、原始惑星の成長率は与えられる。この式を使い重い原始惑星の成長時間を見積もると、数十万年となる。これは、惑星移動時間と同程度である。そのため、木星のように5auに軌道半径を持つ巨大ガス惑星の形成は、原始惑星が数十auから落下しながら成長するモデルが考えられている[26]。

5. 小石集積モデルの問題点

小石集積は原始惑星が十分に大きくなると効果を発揮しない。まずは、どの程度原始惑星が大きくなると小石集積による成長が期待できないかを見積もってこよう。原始惑星系円盤は原始惑星の公転速度よりも遅い速度で公転しており、原始惑星が受ける向かい風の速度は $v_{\text{向}} = 20\text{--}50\text{ m/s}$ 程度である[27]。小石のようにガスに強く同期した天体は、この向かい風が速すぎると原始惑星との衝突

が阻害される。一方、原始惑星が十分に大きくなると、原始惑星の重力により流れを作るので、向かい風の効果を見捨てるほど小さくする。原始惑星の大気の半径(Bondi半径、 R_B)と原始惑星の公転角速度の積で与えられる速度に比べ、向かい風の速度 $v_{\text{向}}$ が小さければ、向かい風の効果は無視できる。Kuwahara & Kurokawa[28]では流体シミュレーションに基づいて数係数も含めた条件式を導出しており、この式を用いて見積もる($R_B \Omega > 4v_{\text{向}}/15$)。また、大気半径は円盤の温度に依存するため、標準モデル[2]による温度を仮定する。5auにおける向かい風が無視できる原始惑星の質量は、

$$M_{\text{原惑}} > 0.8 \left(v_{\text{向}} / 50 \text{ m s}^{-1} \right) M_{\text{地球}}$$

となる。ここで $M_{\text{地球}}$ は地球質量である。つまり、原始惑星が地球質量程度より大きくなれば、小石集積を考える上で原始惑星とガスの相対速度は重要でなくなる。図1で紹介した結果は地球質量程度の原始惑星を考えており、この向かい風の効果は十分に小さいため、無視している。

円盤外側から落下してくる小石は、乱流によって巻き上げられるため、鉛直方向に $\sqrt{\alpha/St} H_g$ 程度の広がりを持つ。ここで、 α は乱流の強さを決める無次元量であり、 H_g は円盤の半分の厚さ(スケールハイト)である。この鉛直方向の広がりが、原始惑星のHill半径よりも大きいと効率的な小石集積は期待できない[30]。Hill半径が十分に大きく小石集積が期待できる条件は、軌道長半径 a の原始惑星に対して、 $M_{\text{原惑}} > 0.6 (H_g/0.1a)^3 (\alpha/10^{-3})^{3/2} (St/0.1)^{-3/2} M_{\text{地球}}$ と与えられる。つまり、地球質量程度の原始惑星にならなくては、効率的な小石集積は期待できない。

つまり、効果的な小石集積が可能になる地球質量程度まで、どうやって原始惑星を大きくするかを考えなくてはならない。もちろん、効率の悪い状態の小石集積による原始惑星成長を考えている研究もあるが、微惑星集積と小石集積を併せて考えている研究もある。微惑星集積を併せた研究では、モデルにもよるが、原始惑星は月質量から地球質量程度までは主に微惑星集積で成長し、それ以後は主に小石集積により成長する[29]。しかし、それだけでは根本的な問題解決にはなっていないことを以下に述べる。

ガス集積を起こすような重い原始惑星を形成する

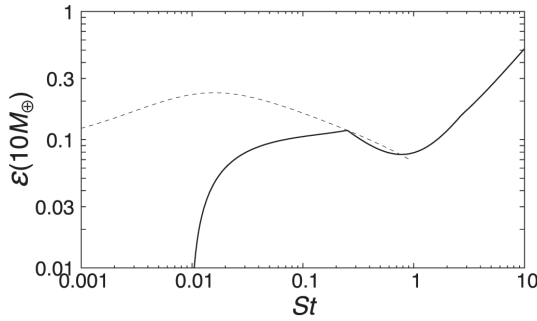


図5: 原始惑星質量が10地球質量の時の集積効率 ϵ と小石の無次元停止時間 St の関係。実線は現実的なガス流を考慮したOkamura & Kobayashi[24]の公式をもとに描画した。一方、破線は円軌道のガス流によるOrmel & Liu [30]の解をもとに描いている。円盤の条件はKobayashi & Tanaka [17]を参照してほしい。(Kobayashi & Tanaka [17], Fig. 1)

のに、必要な小石の質量を見積もってみよう。前節で述べたように、小石集積による原始惑星の成長率は

$$dM_{\text{原始惑星}}/dt = \epsilon \dot{M}_{\text{小石}} \quad (1)$$

で与えられる。第4節で述べた通り $\dot{M}_{\text{小石}}$ は円盤外側での小石形成により決まるので、原始惑星質量に依存しない。一方、集積効率 ϵ は、原始惑星が地球質量以上ではHill半径の自乗に比例しているため、 $M_{\text{原始惑星}}^{2/3}$ に比例している[11,24]。この依存性を考慮すると、式(1)は解析的に積分できる。その結果、 $M_{\text{原始惑星}} = 10M_{\text{地球}}$ となるために最低限に必要な小石の総量($M_{\text{総小石}}$)が以下のように得られる。

$$M_{\text{総小石}} = 300 \left[\epsilon(10M_{\text{地球}})/0.1 \right]^{-1} M_{\text{地球}} \quad (2)$$

ここで、初期の原始惑星は $10M_{\text{地球}}$ よりもずっと小さいと仮定した。また、 $\epsilon(10M_{\text{地球}})$ は原始惑星が $10M_{\text{地球}}$ の時の集積効率 ϵ である。一般的な原始惑星系円盤の固体総量はせいぜい $200M_{\text{地球}}$ 程度である[31]。つまり、上記の見積もりにより、集積効率 ϵ が 0.15 よりも小さいと、一般的な $200M_{\text{地球}}$ 程度の固体を持つ原始惑星円盤で、ガス集積を起こす重い固体核を作ることには難しい。

多くの研究が小石集積効率をOrmel & Klahr [11]か、それを発展させたOrmel & Liu[30]によって与えられた公式を用いて調べている。しかし、これらの研究では原始惑星の周りの流れが入ってい

ないため、小石集積率 ϵ を過大評価している。特に、 5au 程度軌道半径で質量 $M_{\text{原始惑星}}$ の原始惑星では、 $St < 2 \times 10^{-3} (M_{\text{原始惑星}}/M_{\text{地球}})^{2/3}$ のときに、大気周りのガス流により小石集積は阻害され、ほとんど集積が起きない[24]。原始惑星が $10M_{\text{地球}}$ の時の集積効率 ϵ を図5に示した。Ormel & Liu[30]の公式で見積もると、 St が小さいときに、 ϵ は 0.1 よりも大きくなる。しかし、彼らが無視した原始惑星周りの流れにより集積効率 ϵ は著しく下げられるため、実際の ϵ は 0.1 よりもずっと小さくなる。式(2)で見積もられるように ϵ が 0.1 よりもずっと小さいときは、必要な固体質量が 300 地球質量よりもずっと大きくなる。つまり、現実的な原始惑星系円盤中で小石集積を起こしても、原始惑星の成長中に小石の質量が足りなくなるため巨大ガス惑星の固体核は形成できない。このことから、小石集積が重い原始惑星の主要機構にはなり得ないと分かる[24]。

6. 集積の終焉とさまざまな惑星の形成

微惑星集積では、微惑星の移動がほとんど起こらないので、原始惑星は周りの微惑星を食べ尽くすと成長が止まる。実際に10倍のHill半径程度の幅のリング状領域の微惑星は原始惑星に集積でき、これによって決まる最終的な原始惑星質量は、孤立質量と呼ばれる[8]。ここで注意が必要だが、微惑星は全て集積可能として議論しているが、実際は微惑星同士の衝突により壊されて失われるなどの効果を考えると、原始惑星の最終質量は孤立質量と異なり、多くの場合で孤立質量よりも小さくなる[16, 32, 33]。

小石集積では第5節で議論したように、全ての小石が内側に落下し枯渇すると原始惑星の成長は止まる。しかし、小石が十分に外側円盤から提供されていても、原始惑星が大きくなり過ぎると集積が止まってしまう。原始惑星系円盤の中で木星のような重い惑星ができると、惑星の軌道周りのガスが惑星重力により掻き出されて溝(ギャップ)ができることが知られている。当然、この溝は小石の落下に影響を及ぼすが、溝を作るほど重くない原始惑星でも小石は影響を与える。原始惑星は、原始惑星系円盤に重力相互作用で「さざなみ」を立てる。天王星や海王星程度

の原始惑星(地球の20倍程度の質量)は小石の落下を阻止するのに十分な「さざなみ」を立てることが流体シミュレーションから指摘されている[34].「さざなみ」により小石が落ちてこなくなると小石集積が止まる. この原始惑星質量は小石孤立質量と呼ばれる. 小石孤立質量の理論をもとに, 天王星や海王星, そして, スーパーアース(地球の10倍程度の質量で系外惑星)の形成の議論がなされている(荻原[35]の記事も参照).

また, これまでに議論してきた小石の主成分は氷である. 現在は, 地球軌道である1au付近では氷は蒸発してしまうが, 原始惑星系円盤の中ではダストによる遮蔽効果で温度が上がらないため, 地球軌道付近でも蒸発しない[36]. そのため, 原始地球は氷の小石を集積できるが, その結果として現在の地球の含有量を有意に超えてしまうという新たな問題が生じた[37]. 一方, 原始地球の大気温度等を考慮すると氷の小石を集積しない可能性もある[38].

7. 新たな惑星形成モデル

古典的な惑星形成理論では, 原始惑星系円盤中の固体(ダスト)がすべて微惑星になってできた微惑星円盤から, 微惑星集積により惑星形成が起こると考えられてきた. しかし, この古典的な微惑星集積による惑星形成は形成時間がかかりすぎるという困難があった. 本稿で取り扱ったように, 移動する小石の集積を新たに考慮する研究が新たに行われてきた. この取り組みにより, 惑星形成時間が大幅に見直され, 短くなった. 一方, 小石集積だけではさまざまな困難があることも明らかになっている. これらは, 本稿で紹介した. しかし, 古典的な微惑星円盤での惑星形成とは異なる新たな惑星形成モデルが芽生え出している.

上で紹介したように, 小石サイズの天体が直接原始惑星に集積するのは困難があった. しかし, 小石の直接合体成長やガスと小石の相互作用による不安定性により微惑星が形成できる[39-41]. 小石は落下速度が速いのでほとんど惑星の材料にならず浪費されてしまうが, 小石が微惑星になると落下速度は十分に遅くなる. 微惑星集積では集積効率 ϵ が十分に大きくなるため, 材料がなくなる困難が解

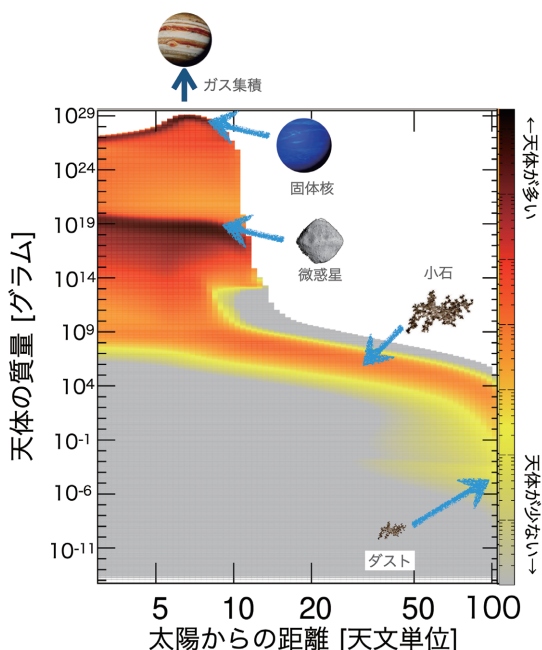


図6: ダストから惑星までの統一シミュレーションによる固体核形成の結果[17]. 約20万年後の天体の質量分布. 6-7au程度で, 10倍の地球質量程度の固体核が作られている. 一方で, 円盤の外側(20au以遠)では, 衝突成長により作られた小石が, 円盤内側に移動している. 一方, 10au以内では小石は微惑星まで衝突成長するため[39], 浪費されることなく固体核に集積する.

消される. 一方で, 第2節で議論したように微惑星集積だけでは固体面密度が少なすぎるため, 巨大ガス惑星の固体核の形成時間が長過ぎる問題があった. しかし, 小石集積のシナリオのように小石が移動してくることで内側に惑星形成の材料を提供し, 移動している小石から微惑星が形成されれば固体面密度が上げられる. これにより, 小石移動と微惑星集積の合わせ技で固体核形成時間の問題が解決できるかもしれない. このような, 外側から移動してきた小石が途中で微惑星になるというシナリオは, 地球型惑星形成にも都合がいいかもしれない. なぜならば, 微惑星になれば小石のように地球軌道まで落下しなくなるので, 小石集積により地球に過剰な水が集積される問題を解決することができるからである.

今後の惑星形成では, 全てのサイズの天体を包括的に取り扱って, 構築していく必要があるだろう. このように考えることで, 惑星形成の時間スケールは一

新される可能性がある。例えば、ダストから惑星まで統一的に取り扱うことで、上記のように円盤外側から内側に移動してきた小石から微惑星が継続的に形成されることで、数十万年程度という超短時間で固体核形成が完了し、木星がつくられる(図6)[17]。惑星形成の「常識」が変わったことで、今後の惑星形成論はどんどん書き換えられていくであろう。

謝辞

本論文の執筆の機会を与えてくれた、特集ゲストエディターの奥住聡氏に感謝したい。また、本稿の図1-3は、岡村達弥氏がOkamura & Kobayashi[24]の結果に加えて、追加計算を行い作成したものである。岡村達弥氏に感謝する。また、本稿執筆時に共同研究者である田中秀和氏から激励をいただいた。このことにも大変感謝している。執筆者は、科学研究補助金(21K03642, 20H04612, 18H05436, 18H05438, 17H01103, 17H01105)による助成を受けている。

参考文献

- [1] 塚本裕介, 2022, 遊星人 31, 6.
- [2] Hayashi, C. et al., 1985, *Protostars and Planets II* (Tucson: University of Arizona Press), 1100.
- [3] Mizuno, H., 1980, *PThPh* 64, 544.
- [4] 堀安範, 2022, 遊星人 31, 42.
- [5] Haisch, K.E.J. et al., 2001, *ApJ L* 553, 153.
- [6] Tanaka, H. et al., 2002, *ApJ* 565, 1257.
- [7] Kokubo, E. and Ida, S., 1996, *Icarus* 123, 180.
- [8] Kokubo, E. and Ida, S., 1998, *Icarus* 131, 171.
- [9] Kokubo, E. and Ida, S., 2000, *Icarus* 143, 15.
- [10] Inaba, S. and Ikoma, M., 2003, *A&A* 410, 711.
- [11] Ormel, C. W. and Klahr, H. H., 2010, *A&A* 520, 43.
- [12] Goldreich, P. and Ward, W. R., 1973, *ApJ* 183, 1051.
- [13] 富永遼佑ほか, 2019, 遊星人 28, 172.
- [14] Johansen, A. et al., 2014, in *Protostars and Planets VI* (Tucson: University of Arizona Press), 547.
- [15] Lambrechts, M. and Johansen, A., 2014, *A&A* 572, 107.
- [16] Kobayashi, H. et al., 2011, *ApJ* 738, 35.
- [17] Kobayashi, H. and Tanaka, H., 2021, *ApJ* 922, 16.
- [18] Ormel, C.W., 2013, *MNRAS* 428, 3526.
- [19] Popovas, A. et al., 2018, *MNRAS* 479, 5136.
- [20] Popovas, A. et al., 2019, *MNRAS* 482, L107.
- [21] Kurokawa, H. and Tanigawa, T., 2018, *MNRAS* 479, 63.
- [22] Kuwahara, A. and Kurokawa, H., 2020a, *A&A* 633, A81.
- [23] Kuwahara, A. et al., 2019, *A&A* 623, 179.
- [24] Okamura, T. and Kobayashi, H., 2021, *ApJ* 916, 109.
- [25] Ohashi, S. et al., 2021, *ApJ* 907, 80.
- [26] Johansen, A. et al., 2019, *A&A* 622, 202.
- [27] Adachi, I. et al., 1976, *PThPh* 56, 1756.
- [28] Kuwahara, A. and Kurokawa, H., 2020b, *A&A* 643, A21.
- [29] Brügger, N. et al., 2020, *A&A* 640, A21.
- [30] Ormel, C. W. and Liu, B., 2018, *A&A* 615, 178.
- [31] Mulders, G. D. et al., 2021, *ApJ* 920, 66.
- [32] Kobayashi, H. et al., 2010, *Icarus* 209, 836.
- [33] Kobayashi, H. and Tanaka, H., 2018, *ApJ* 862, 127.
- [34] Bitsch, B. et al., 2018, *A&A* 612, A30.
- [35] 萩原正博, 2022, 遊星人 31, 31.
- [36] Oka, A. et al., 2011, *ApJ* 738, 141.
- [37] Sato, T. et al., 2016, *Astron. Astrophys.* 589, A15.
- [38] Johansen, A. et al., 2021, *Sci. Adv.* 7, eabc0444.
- [39] Okuzumi, S. et al., 2012, *ApJ* 821, 82.
- [40] Tominaga, R. et al., 2020, *ApJ* 900, 182.
- [41] Tominaga, R. et al., 2021, *ApJ* 923, 34.