「2013年度最優秀研究者賞受賞記念論文」

ダストから微惑星へ: 衝突密度進化と急速合体成長

奥住 聡1

2014年9月16日受領, 2014年10月20日受理.

(**要旨**) ダスト微粒子から微惑星が形成される過程は多くの謎に包まれている. ダストの合体成長を阻む最大の困難の1つは, ダストが原始惑星系円盤の中で成長するよりも速く中心星の方向に落下してしまうという, いわゆる「ダスト落下問題」である. 筆者らは, 近年の数値衝突実験によって明らかになってきた「ダストの衝突合体に伴う低密度化」を新たに考慮し, ダスト落下問題の再検討を行った. その結果, 低密度化に伴うダストの空気力学的特性の変化がダストの急速な成長をもたらし, ダストが大規模な落下を経験せずに微惑星サイズにまで成長することが可能になることを明らかにした. 本稿ではこの研究成果についてできるだけ丁寧に解説し、その適用限界についても議論する.

1. 導入

微惑星の形成は惑星形成の第一歩である. 惑星形成の舞台となる原始惑星系円盤は、分子雲コアからの星の形成とともに誕生する. 誕生直後の円盤において、水素・ヘリウムを除く物質の大部分はミクロンサイズないしサブミクロンサイズの固体微粒子(ダスト微粒子*1)として存在していると考えられており、これらが惑星形成の出発物質となる. 微惑星とは、これら固体微粒子が何らかの集積過程を経て、1-100 kmの大きさの固体天体となったものを指す. このような大きさにまで成長すると、固体天体は互いの重力相互作用によって合体できるようになる. 標準的な惑星形成モデルでは、微惑星が重力的な衝突合体を繰り返すことで、より大きな固体天体である原始惑星が形成されると考えられている.

ところが、微惑星の形成は力学的には非常に困難な プロセスである。微惑星形成の理論モデルはこれまで にさまざまなものが提案されている(例えば文献[1]の 第1節を参照)。最もシンプルなモデルは、ダスト粒 子やその集積物(アグリゲイト)が円盤の中で付着成長 をひたすら繰り返し、微惑星サイズの固体天体を形成すると考えるもの(直接合体成長説)である.しかしながら、アグリゲイトがどの程度の大きさまで大規模な衝突破壊を免れて合体成長できるのかは、ダストの組成や円盤ガスの乱流状態にも依存する非常に微妙な問題であり、「衝突破壊問題」と呼ばれている(例えば[1,2]を参照).加えて、ある程度の大きさをもつダストは、ガス円盤の中で速い速度で中心星の方向に移動してしまうことが知られている[3].この運動はダストの「落下」と呼ばれ、ダストが成長するよりも速く落下してしまうことを「ダスト落下問題」と呼ぶ、特にダスト落下問題は、(微)惑星形成論における長年の未解決問題の1つであり、この問題を回避するために多くの微惑星形成モデルが提唱されてきたと言っていい.

本稿では、ダストの衝突合体に関する最新の描像に基づいて、微惑星形成に対するダスト落下問題の再検討を行う。近年、ダストアグリゲイトの衝突過程の詳細が、実験や数値シミュレーションによって急速に明らかにされてきている。とりわけ数値シミュレーションは、衝突合体を繰り返すアグリゲイトの内部密度進化に対する我々の理解を飛躍的に発展させた。最も驚

^{1.} 東京工業大学 大学院理工学研究科 okuzumi@geo. titech. ac. jp

^{※1.} 本稿では、微惑星より小さな固体物体を総称して「ダスト」 と呼ぶことにする. また、「ダスト」が微粒子の集積物である ことを強調する場合は、「アグリゲイト」と呼ぶことにする.

くべき予言の1つは、ダストは微惑星へと至る衝突合体進化の途中段階で極めて低い内部密度をもつアグリゲイトへと進化するというものである。筆者は、このような内部密度進化を組み込んだ微惑星形成シミュレーションに取り組み、低密度化するアグリゲイトがダスト落下の壁を乗り越えて急速に微惑星サイズへと成長することを明らかにした[4]。本稿ではこの研究成果について、研究背景を含めて解説することにする。

本稿は日本惑星科学会2013年度最優秀研究者賞の受賞記念論文として執筆させていただいたものである. 受賞対象には本稿で紹介する研究に加えて、微小なダストの成長に対する静電障壁についての研究(文献[5]など), 乱流円盤中における惑星形成についての研究(文献[6]など)が含まれている. 本稿ではこれらも含めて広く(浅く)紹介するべきかどうか迷ったが、これらについてはすでに日本語の紹介記事[1,7]を書かせていただいていることもあり、あえてダスト落下問題に焦点を絞ってそのぶん丁寧に解説することにした. 本稿の内容と筆者の他の研究内容とのリンケージについては、本稿の最後の節で簡単に言及する.

2. ダスト落下問題

まずこの節では、微惑星形成における長年の問題である「ダスト落下問題」とは一体どのようなものなのかを説明する。2.1節では、原始惑星系円盤におけるダストの落下運動に関する基本事項についてまとめる(詳しい読者は読み飛ばしても良い)。2.2節では、ダストの落下と成長を同時に考慮した理論計算の例を紹介する。

2.1 円盤中でのダストの落下

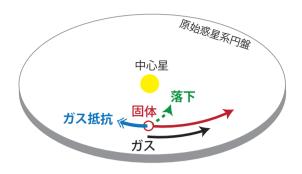
ダストの落下は、ダストと円盤ガスの公転速度差によって引き起こされる現象である[3](図1上図). 円盤ガスは自身の圧力の影響によって、ケプラー速度に比べてわずかに遅い速度で公転する. 一方、ダストのような固体粒子は、(ガス抵抗さえなければ)ケプラー速度で公転しようとする. このため、ダストをガス円盤の中に置くと、ダストはガスに比べてより速い速度で公転しようとする. つまりダストには、公転する方向と逆向きの「向かい風」が吹くことになる. この向かい風はダストに対して、公転方向と逆向きの摩擦抵抗

力を与える.これによって、ダストは公転しながら少しずつ角運動量を失い、中心星の方向に向かって落下 していくのである.

落下速度はダストの大きさ、より正確には円盤内での制動時間(stopping time)に依存する。制動時間とは、円盤ガスの空気抵抗によってダストの運動が終端運動に到達するまでの時間であり、ガス抵抗がダストの運動にどの程度の影響を与えるかを表す(制動時間が短いほどガス抵抗の影響は大きい)。一般に、ダストのサイズが大きくなるにつれて制動時間は長くなる。例えば代表的なガス円盤である太陽系最小質量円盤モデル[8]を仮定すると、地球軌道でミクロンサイズの微粒子の制動時間は約1秒、メートルサイズのコンパクトな巨礫の制動時間は約1年、キロメートルサイズの微惑星の制動時間は約1000年といったところである。具体的に制動時間がダストのサイズや内部密度にどのように依存するかはすぐあとでもう少し詳しく述べる。

落下速度は、ダストの制動時間がある一定の範囲内 にあるときに限って大きな値をとる。図1下図は、ダ ストの落下速度 v_{drift} を制動時間 t_{stop} の関数としてプロ ットしたものである。図が表すように、落下速度が最 大になるのは、制動時間がその軌道半径でのケプラー 角速度 Ωの逆数程度. つまりそこでの公転周期程度 になったときである. $t_{\text{stop}} \ll \Omega^{-1}$ の場合, ガス抵抗が 強すぎるため、ダストはガス円盤に対してほんの小さ な相対速度しか持てなくなってしまう. 逆にt_{stop}≫ Ω^{-1} の場合、ガス抵抗が小さすぎるためにダストは向 かい風からの影響をほとんど受けない。 ガス円盤に対 してある程度の相対速度を持つことが許され、かつ向 かい風から受ける影響もある程度大きいような中途半 端な場合 $(t_{ston} \sim \Omega^{-1})$ に限って、ダスト落下は素早く起 こるのである。落下速度の最大値は典型的にはおよそ 50 m s⁻¹. 言い換えれば1 AUの距離を約100年で横切 る速さである(この値は円盤モデルによって0.5-2倍程 度は変わりうる). 例えばメートルサイズのコンパク トなダストは公転周期程度の制動時間を持つので、ほ ぼ最大の落下速度を持つことになる.

次項へ進む前に、制動時間とダストのサイズ・密度 との関係(いわゆる抵抗則)についても、本稿の内容に 関係することに限って説明しておく、物体の抵抗則に は、そのサイズ(球であれば半径)と周囲のガスの平均 自由行程の大小に応じて、2通りのものがある**²(図2).



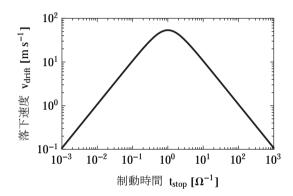


図1:上図:原始惑星系円盤におけるダストの中心星方向の落下を表す概念図.下図:ダストの落下速度 $v_{\rm drift}$ をダストの制動時間 $t_{\rm stop}$ の関数として表したもの.制動時間はケプラー角速度の逆数 Ω^{-1} で規格化してある.

- (a) **エプスタイン則**:物体のサイズがガスの平均自由 行程より十分に小さいうちは、抵抗を与えるガスの 流れは自由分子流としてふるまう.このとき、制動 時間は内部密度と半径に比例する.
- (b) **ストークス則**:物体のサイズがガスの平均自由行程より十分に大きくなると,ガスの流れは粘性流体としてふるまうようになる.このとき,制動時間は内部密度,およびサイズの2乗に比例する.

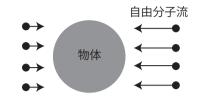
太陽系最小質量円盤モデルでは、ガスの平均自由行程は1 AUで約1 cm、5 AUで約1 mである。

2.2 成長と落下の競合

ダスト落下問題とは、微粒子と微惑星の中間的なサイズをもつダストが、成長するよりも速く落下してし

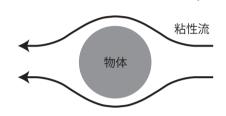
※2. ここでは簡単のため、ダストまわりのガス流のレイノルズ数が1より小さいことを仮定している、レイノルズ数が1より十分に大きくなると、抵抗則はストークス則からニュートン則に切り替わる、ニュートン則が落下問題に対して大きな影響を与えないことについては筆者の論文[4]で議論している。

(a) エプスタイン抵抗 ($a << \lambda_{mfn}$)



制動時間 a 内部密度 x 半径

(b) ストークス抵抗 (*a>>λ* (*a*)



制動時間 x 内部密度 x (半径)2

図2:物体にかかるガスの抵抗を表す概念図.ガス抵抗は、(a)物体のサイズaがガス分子の平均自由行程 λ_{mh} に比べて小さいときはエプスタイン則に従い、(b)逆の場合はストークス抵抗に従う。

まうことをいう. ミクロンサイズ程度の微粒子は、非常に小さい落下速度しか持たないため、ほとんど落下を経験することなく成長することができる. ところが、ダストが巨視的なサイズへと成長していくと、落下速度は次第に無視できなくなってくる. もしある段階で落下速度が成長速度を上回ってしまうと、ダストはその段階で中心星の方向に落ち込んでしまうことになる. 成長と落下を同時に考慮した理論計算は従来から行われており、ダストは1-10 cm程度にまで成長したところで落下することが示されている[9,10]. ただし従来の計算では、ダストは固体の物質密度(~1g cm³)と同程度の内部密度をもつ、比較的コンパクトなアグリゲイトとして扱われていた. このことに注意しておこう.

落下現象がコンパクトなダストの成長をどのように 阻むかを、著者が行った円盤ダストの進化シミュレー ション[4]の結果を用いて具体的に見てみよう(図3). このシミュレーションでは、円盤内の異なる軌道半径

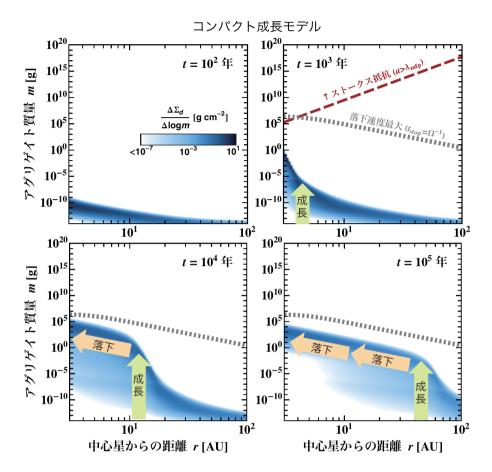


図3: 内部密度一定(1 g cm $^{-3}$)で進化するダストの成長・落下シミュレーションの結果、4つのパネルは、ダストが円盤内で成長を開始してから時刻t(= 10^2 , 10^3 , 10^4 , 10^5 年)だけ経過した後のダストの空間・サイズ分布 $\Delta \Sigma_{a'}/\Delta \log m$ を示す。ここで $\Delta \Sigma_{a'}/\Delta \log m$ は、各軌道半径における、アグリゲイトの質量1桁あたりのダスト面密度である(単位はg cm 2 . 色と数値の対応は左上パネルに記している)。右上のパネルにおいて、破線はダスト半径がガスの平均自由行程と等しくなるときのダスト質量を表し、点線は落下速度が最大になるときのダスト質量を表す。文献[4]の図2を改変。

に位置するダストの集団を、軌道半径ごとのサイズ分布として表現している。各場所であるダストが他のダストと衝突する頻度は、他のダストの個数密度、相対速度、衝突断面積の積で与えられる。衝突結果(完全合体か、それとも破片の生成を伴うか、など)をあらかじめモデル化しておけば、すべての衝突ペアに対する衝突頻度と衝突結果を足し上げることによって、衝突に伴うダストサイズ分布の時間進化が計算できる。また、ダストの落下速度は軌道半径とダストサイズの関数としてすでにわかっているので、落下に伴うダスト空間分布の時間進化も同時かつ簡単に計算することができる。このような統計的手法は、円盤におけるダストや微惑星の衝突進化計算で広く用いられている。

特にここで紹介するシミュレーションでは、ダストは 衝突時に破片を出すことなく完全に合体すると仮定し ている。冒頭で述べたように、ダストが衝突破壊を経 験せずに成長できるかどうかは微惑星形成における大 問題の1つである。ここであえて完全合体を仮定する のは、衝突破壊の問題とは独立にダスト落下問題とい うものが存在することを強調するためと理解していた だきたい、ガス円盤のモデルとしては前述の太陽系最 小質量円盤モデルを仮定している。また、ダストは約 1gcm⁻³の内部密度を保ったまま成長するという、従 来の一般的な仮定を採用している。

図3は、シミュレーションによって得られた、ダストの空間・サイズ分布の時間進化を示したものである.

初期時刻にはダストは円盤全体で0.1ミクロンのサイ ズをもっていたと仮定している(初期サイズに関する 仮定はここでは重要でない). ダストの成長は一般に 中心星に近い領域ほど速いので、大きなダストの形成 はまず円盤の内側のほうから始まっていく、ダストが ある程度の大きさにまで成長すると、落下速度は成長 速度と同程度にまで上昇する。その結果、ダストはそ の場にとどまって成長することができなくなり、中心 星の方向に落下してまう. 落下するダストの制動時間 はおよそ $0.1\,\Omega^{-1}$ であり、ダスト質量はおよそ $1\,g$ 、半 径はおよそ1 cmである. さらに時間が経過しても. より遠方のダストが同様の成長と落下を経験するだけ であり、いつまで経っても微惑星サイズにまで成長す るダストが現れることなはい、ここで示したモデル計 算では、中心星から1 AU以遠の全領域で成長が落下 に負けてしまう.

このような結果に終わってしまうのは、ダストの運動を支配するガスの抵抗則のふるまいが大きく影響している。図3の右上のパネルにおいて、ダストの半径がガスの平均自由行程と一致するときのダスト質量を破線で示した。コンパクトなダストの進化は常にこの線の下方、すなわちガス抵抗がエプスタイン則に支配されるようなサイズ領域で起こっていることがわかる。比較のため、落下速度が最大になるときのダスト質量を点線で示してある。実は、エプスタイン抵抗のもとでの成長の時間スケールは円盤モデルにあまり依らずに落下の時間スケールを上回ってしまうことが、解析的な見積もりによって示されている*3[10]. 円盤モデルにあまり依らないという点が、ダスト落下問題を難しくしている。

では、落下速度が小さいうちに、ダストのサイズが ガスの平均自由行程を上回るような状況は、どのよう にすれば実現されるだろうか? ひとつの重要なパラ メータはダストの内部密度である。上で紹介したシミ ュレーションでは、内部密度が物質密度に近い、コン パクトなダストを仮定していた。制動時間は内部密度に比例するので(2.1節),より低密度のダストはより大きなサイズにまで成長しないと落下速度が上昇しない。したがって、もしダストの内部密度が非常に低いのであれば、ダストは大きな落下速度を獲得する前に、エプスタイン則に支配されるサイズ領域を突破することができるかもしれない。ダストが円盤で実際に低い内部密度を持ちうることは3節で、エプスタイン則を突破した先では実はダストの急速な成長が起こることは4節で見ることにする。

3. ダストの内部密度進化

前節の最後で述べたように、原始惑星系円盤でダストの内部密度がどのように進化するかを明らかにすることは、ダスト落下問題の再検討をする上で非常に重要な課題である。この節では、特に衝突合体に伴う密度進化に焦点を当て、近年の研究で明らかになってきたダスト密度の描像を筆者の研究も交えながら紹介していく。

3.1 フラクタル成長と衝突圧縮

衝突合体にともなうアグリゲイトの密度進化は、そ の衝突エネルギーに応じて2種類のものに分けられる. 図4はこれを概念的に表したものである. 図4(a)のよ うに、2つのアグリゲイトがある相対速度をもって衝 突したとしよう. 衝突エネルギーが小さい極限(図4 (b))では、合体後のアグリゲイトは合体前の2体がそ れぞれの先端で触れ合ったような形をもつ、このよう な衝突変形を伴わないような合体では、接触した2体 のあいだに大きな空隙が生じる(その体積は、衝突前 の2体のうち小さいほうの体積に匹敵する).このため、 合体後のアグリゲイトは、合体前の2体よりも低い平 均内部密度を持つようになる. このような衝突合体が 繰り返されると、アグリゲイトの内部密度は成長とと もに急激に減少していく、特に、衝突する2体のサイ ズ比が常に1対1の場合、アグリゲイトの内部密度は 質量の平方根に反比例して減少することが知られてい る(例えば文献[12]). 筆者らの数値実験によると、繰 り返し衝突する2体の体積比が1対100程度であって も、ほぼ同様の質量-密度関係が実現される[13]. 形 成されるアグリゲイトはフラクタルな(自己相似的

^{※3.} さらに言うと、ダストのモデルの詳細にも依存しないことが示されている[10, 11]. ダストの衝突頻度(成長時間の逆数)は、ダストの相対速度、断面積、数密度のそれぞれに比例する。相対速度は一般に制動時間の関数である。一方、ダストがみな一様に成長すると仮定すると、数密度はダストの質量に反比例するので、断面積と数密度の積は(断面積)/(質量)∞1/[(内部密度)×(半径)]に比例する。これはエプスタイン則のもとでは、制動時間に反比例する量である(図2a参照). このように、衝突頻度は全体としてダストの制動時間のみの関数となり、それ以外のダストのパラメータには依らなくなる。

な)構造を持ち、このためこのような成長は「フラクタル成長」と呼ばれている*4. 原始惑星系円盤では、ダストの合体成長はこのようなフラクタル成長から始まる. なぜなら、微小なダストの衝突エネルギーは非常に小さい(相対速度も質量も小さい)からである.

フラクタル成長が進行し、衝突エネルギーが大きく なってくると、合体の際に内部の圧縮が起こるように なる(図4(c)). 低密度化したアグリゲイトがどのよ うな衝突圧縮を経験するかについては、近年のN体数 値シミュレーションによって詳しく調べられてきた。 ここで言うN体シミュレーションとは、アグリゲイト の全構成粒子を付着力を持つ弾性体球[14, 15]として 表現し、それらの運動を直接解くことによってアグリ ゲイトの衝突破壊や圧縮を調べるものである(微粒子 の接触力学モデルについては、和田や陶山らによる過 去の遊星人記事[2.12]で詳しく解説されているので参 照されたい). このようなシミュレーションによって 明らかになってきたことは、低密度アグリゲイトの衝 突圧縮が驚くべきほどに不効率であることである。和 田ら[16]は、等しいサイズのフラクタルなアグリゲイ ト2体を衝突合体させ、合体後のアグリゲイトの内部 密度が衝突エネルギーにどのように依存するかを調べ た. その結果. 合体後のアグリゲイトの内部密度が. その質量で決まるある値よりも大きくならないことを 見いだした. 具体的には、構成粒子の質量および密度 をそれぞれ m_0 , ρ_0 , アグリゲイトの質量および平均密 度を m, ρ としたとき、 ρ が $\rho_0(m/m_0)^{-1/5}$ より大きく ならない**5ことがわかったのである。このことが衝 突圧縮を繰り返し経験するアグリゲイトに対しても成 り立つことは、陶山ら[12,17]によって示されている。

3.2 円盤ダストの超低密度化

以上の最新の密度進化モデルを、原始惑星系円盤でのダスト成長に適用しよう、驚くべきことに、ダストは微惑星に至る途中段階で極めて低い内部密度をもつアグリゲイトとして成長することがわかる。図5は、ダストが円盤内で成長とともにどのような衝突密度進化をたどるかを、ひとつの具体例で示したものである。ここでは簡単のため、同一サイズのダストどうしの衝

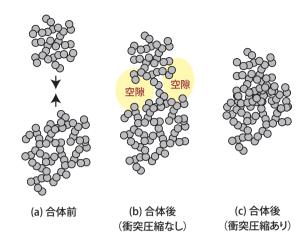


図4:アグリゲイトの衝突密度進化を表す概念図. 衝突エネルギーが小さいと、合体後のアグリゲイトには大きな空隙が付加され、平均内部密度は合体前に比べて下がる(b). 衝突エネルギーが大きくなると、アグリゲイトの変形とそれにより圧縮が起こる(c). 文献[4]の図1を改変.

突が成長を支配する(ダストが狭いサイズ分布を保ったまま成長する)と仮定し、また中心星から5 AUの距離で落下することなく成長するとしている。合体に伴う密度進化の計算には、陶山と筆者らが導いた、N体計算に基づく密度進化公式[18]を用いている。この公式は、内部密度の変化を、衝突エネルギーと圧縮に要するエネルギーの比などの関数として与えるものである。図5の例では圧縮強度を氷の物性値から計算し、衝突エネルギーは円盤内でのダストの運動に基づいて算出している。

図5からわかるように、衝突圧縮を伴わないフラクタル成長は、アグリゲイトの質量が 10^{-5} g程度になるまで継続する。フラクタル成長が終わる頃には、アグリゲイトの内部密度はおよそ 10^{-5} g cm $^{-3}$ という非常に低い値まで低下する(このときのサイズはおよそ1 cmである)。これより大きいサイズでは、衝突圧縮が効き始めて密度低下は起こらなくなる。しかし、前述のとおり衝突圧縮は非常に不効率な過程であるため、内部密度は増大に転じることもなく 10^{-5} g cm $^{-3}$ 程度の値が維持される。この結果、アグリゲイトは極めて低い内部密度を維持したまま、落下速度が最大となる段階($t_{\text{stop}}=\Omega^{-1}$ となる段階)を迎えることがわかる。ここ

^{※4.} 密度が質量の平方根に反比例することは、そのアグリゲイトのフラクタル次元が2であることを意味する. フラクタル次元の定義については文献[16]などを参照.

^{※5.} 最大衝突圧縮を経験したアグリゲイトは、自己相似構造を もち、そのフラクタル次元は2.5であることがわかっている[16]. 本文で言及している質量-密度関係式は、アグリゲイトのフラ クタル次元が2.5であることからただちに導かれる。脚注※4も 参昭

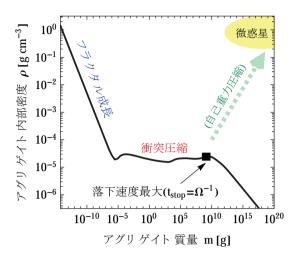


図5:原始惑星系円盤における、衝突合体に伴うダストの内部密度進化の例(仮定については本文を参照). はじめは衝突圧縮を伴わないフラクタル成長を通じて低密度化し、衝突圧縮が始まると内部密度は下がり止まる. 円盤での落下速度が最大になる段階(四角印)でも10⁵ g cm³程度の内部密度が維持される. さらにダストが成長すると、重要にはダスト自身の自重による圧縮が衝突圧縮よりも重要となる. このため、実際のダスト内部密度は点線矢印のように進化する[19,20].

で重要なことは、落下速度が最大になった段階でのアグリゲイトのサイズはもはやメートルサイズではなく、それをはるかに上回っていることである。具体的には、この段階でのアグリゲイトの質量は 10^{10} g程度、内部密度は 10^{5} g cm 3 程度であり、したがって半径は1 kmにも及ぶ。このようにアグリゲイトが巨大化するまで落下速度が上がらないのは、ひとえに低密度のアグリゲイトの制動時間がなかなか大きくならない(制動時間は内部密度に比例する)からに他ならない。次の節で見るように、この結果はアグリゲイトの成長と落下の競合の描像を大きく変化させる。

図5に示した密度進化曲線は、アグリゲイトが最大の落下速度を経験したあとの段階では現実的でない.ここで用いた密度進化公式は、衝突圧縮の効果のみを記述している。しかし現実には、アグリゲイトの圧縮は衝突圧縮だけでなく、円盤ガスから受ける動圧(向かい風の圧力)やアグリゲイトの自己重力によっても起こりうる。これら非衝突の圧縮の効果は、片岡と筆者らによる最近の研究[19, 20]で調べられたところである。ガスの動圧を考慮すると、アグリゲイトの内部密度は10⁻⁴gcm⁻³程度まで上がりうる。さらに自重による圧縮まで考慮すると、最大落下速度を経験したあ

とくらいの段階から、内部密度は急激な上昇を始める。 その結果、微惑星程度の質量をもつアグリゲイトは、 太陽系の小惑星や彗星と矛盾のない大きさの内部密度 を持つようになる(図5の点線矢印). ただし、これら の非衝突圧縮はダストの落下問題に対しては大きな影響を与えない。

4. 密度進化するダストの急速成長

いよいよ本節では、3節で述べたダストの密度進化 の最新の描像に基づいて、2節で説明したダスト落下 問題の再検討を行うことにする.

筆者がこれまでに取り組んできた. ダストの合体成 長・落下・内部密度進化を考慮した数値シミュレーシ ョン[4]を紹介する。2節で紹介したシミュレーション は、衝突合体および落下にともなうダストのサイズ分 布の進化を統計的に計算したものであった。 ここでは 新たに、N体計算から導かれているアグリゲイトの密 度進化公式[18]を用いて、合体によるダストの内部密 度変化も計算する. 密度進化計算に必要な衝突エネル ギーは、衝突する2体の円盤内での運動速度差から計 算できる. このようにしてダストの成長・落下・内部 密度進化の3点を同時かつ無矛盾に追跡するようなシ ミュレーションは、筆者らのグループが世界に先駆け て行ったものである**6. 技術的な話になるが、ダスト を記述する新たな変数(いまの場合、内部密度)を安直 に導入して統計シミュレーションを行うと、計算コス トが大幅に増大してしまう. 筆者は過去の研究[13]に おいて、統計シミュレーション上で計算コストをうま く抑えながら内部密度進化を追跡する手法*7を開発 しており、ここで紹介するシミュレーションでもこの 手法を採用した.

結果を見てみよう.図6は、内部密度進化を考慮したシミュレーションにおけるダストのサイズ・空間分布の進化を示している.ここでは内部密度進化は示していないが、例えば中心星から5 AUの距離であれば密度進化は図5のものとほぼ同じである.図6を見ると.

^{※6.} 内部密度進化を追跡せずに一定の低い内部密度を仮定するようなシミュレーションは、田中らの過去の日本語記事[21]で紹介されている。彼らはすでに、低密度のダストがより急速に成長することを指摘している。

^{※7.} 具体的には、各サイズのダストの内部密度分布は狭いと仮定し、各サイズに対する平均内部密度のみを追跡している。この手法の妥当性は筆者の過去の研究[13]で確認してある。

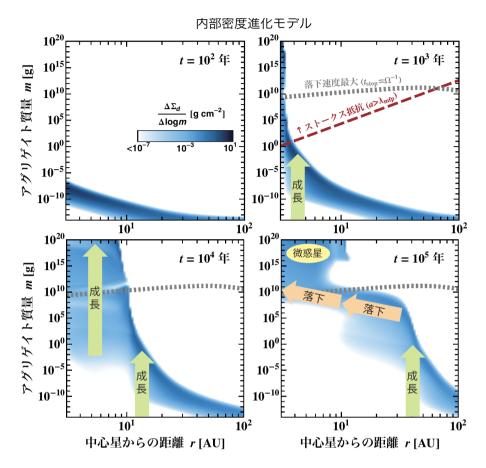


図6: 内部密度進化を考慮したダストの成長・落下シミュレーションの結果、図の見方については図3のキャプションを参照、文献[4]の図5を改変、

中心星から10 AU以内の距離でダストが大規模な落下を経験することなく、微惑星程度の質量をもつ天体へと成長しているのがわかる。5 AUでのダストのサイズ進化を詳しく見てみると、約2200年の時間をかけて質量10³ g程度の巨視的アグリゲイトが形成され、そこから約100年という短時間で質量10¹⁵ g程度の微惑星サイズ天体が形成されている。一方、10 AUより遠方にあるダストの成長は、3節でみたコンパクトダストの成長と定性的に同じである。ある段階までは成長するものの、やがて落下速度が成長速度を上回って円盤のより内側のほうへ落下する。落下してくるダストの一部はすでに形成されている微惑星サイズ天体に捕獲され、残りはさらに中心星に近い領域へ落ち込んでいく。

低密度化したダストはなぜ落下の壁を乗り越えて成

長できたのだろうか、これはすでに示唆したとおり、 低密度ダストが大きな落下速度を持つ前に、ガスの平 均自由行程よりも大きなサイズを獲得したことによる。 図6の右上のパネルにおいて、落下速度が最大になる ときのダスト質量(点線)と、ダストの半径がガスの平 均自由行程と一致するダスト質量(破線)を示してある。 図3とは異なり、ここではダストの内部密度が10⁻⁵ g cm⁻³であると仮定して線を引いてある。10 AUより 内側の領域では、ダストが最大落下速度を獲得するよ りもはるかに早い段階で平均自由行程以上のサイズを 獲得しているのがわかる。つまり、このような領域で は、最大落下速度をもつダストはストークス抵抗則に 従って運動しているのである。実は、ストークス則の もとでのダストの成長速度を見積もってみると、ダストの半径が平均自由行程よりも50倍以上大きければ、 成長速度が最大落下速度を上回ることが示される[4]. この結果には、ストークス則のもとでの制動時間がエ プスタイン則のもとでのそれに比べてより急激なダス トサイズ依存性を持つことが効いている*8.

ダストの急速成長が起こる領域は、円盤の質量(ガス密度)にも依存する。具体的には、ダスト/ガス質量比を固定したまま円盤の質量を大きくすると、ダストの急速成長が起こる領域はより遠方まで広がる。これは、ガスが高密度になると平均自由行程が短くなり、より小さなダストもストークス抵抗のもとで運動するようになるからである。例えば、太陽系最小質量円盤より10倍重い円盤を仮定してシミュレーションを行うと、中心星から30 AUの距離であっても微惑星サイズにまで成長するダストが出現することがわかる。

5. まとめと議論

本稿では、微惑星形成における最重要未解決問題の1つであるダストの中心星方向への落下に焦点を当て、ダストの内部密度進化がこの描像をどのように変えるかを見てきた。ダストの低密度化は、ダストの運動を支配するガス抵抗則の変化をもたらし、これによってダストは急速な合体成長を経験する。この急速成長のおかげで、円盤の10 AU程度以内の領域ではダストは落下の壁を乗り越えて微惑星サイズにまで成長することが筆者らの数値シミュレーションによって明らかになった。ダストが微惑星に至るまで連続的に成長するというシンプルな仮定を維持し、なおかつガス円盤のモデルに修正を加えることなく、微惑星形成に対するダスト落下問題を正面から突破できることを示した意義は非常に大きい。

本稿で紹介したシミュレーションでは、ダスト落下 問題に焦点を絞るため、アグリゲイトの衝突破壊を完 全に無視した.このため、我々の微惑星形成モデルが 適用できるのは、アグリゲイトが少なくとも大規模な 破壊を経験せずに成長できるような状況に限られる.

本稿を閉じるに当たり、その適用限界について明確に しておこう、まず、アグリゲイトの衝突に関するこれ までの室内および数値実験の結果を総合すると、岩石 質のダストアグリゲイトが大規模に壊れることなく微 惑星サイズにまで合体成長することは非常に難しいと 考えられる[2, 22, 23]. したがって現状では、本稿の 微惑星形成の描像は、岩石微惑星の形成には適用でき ない可能性が高い.一方、氷の微粒子あるいは氷マン トルを持つ微粒子で構成されたアグリゲイトは、より 高い破壊強度を持ち、円盤の中で破壊を免れて成長し 続けられることが示唆されている[2,23]. これが真実 であれば、我々のシミュレーション結果は氷微惑星の 形成に対しては適用可能であると結論づけることがで きる. ただし、氷の昇華が起こるスノーラインの近く では、焼結による氷アグリゲイトの分裂が起こること が城野によって指摘されている[24]、そのような領域 では、氷微惑星形成の描像は我々の予言するものと大 いに異なるであろうことには注意しなければならない.

ダストの大規模な破壊が実際に起こるかどうかは. それらの衝突速度, すなわち円盤の中でのダストの運 動状態にも依存する。衝突速度の駆動源の1つは円盤 ガスの乱流運動であり、円盤の乱流状態によってはダ ストの衝突速度は非常に大きなものになる。原始惑星 系円盤における代表的な乱流の一種である磁気流体力 学的乱流(磁気乱流)を例にとると、ガスの電離度が高 く磁気乱流が活発に生成される領域では、氷のアグリ ゲイトであっても大規模な破壊を経験しうる[1].幸い, 惑星形成領域である約10 AU以内の領域では、ガス の電離度は円盤表層部でのみ高く、赤道面付近におけ るガスの運動状態は比較的穏やかであると考えられて いる. しかしながら. 磁気乱流の強度は円盤を貫く磁 場の強さにも依存し、磁場の強さによっては磁気乱流 がダストの成長を妨げうることが筆者らの理論計算に よって示されている[6]. 円盤を貫く磁場の強さは理 論的にも観測的にもあまり制約がついていないため. 今後のさらなる研究が求められる.

内部密度の低下はダストの成長をいつでも促進するというわけではない. 低密度のアグリゲイトはコンパクトなものに比べてより低い破壊強度をもつ[2,23,25]. また,ダストのフラクタルな成長は円盤ガス中でのダストの帯電の影響で著しく遅れることが著者のこれまでの研究によって示されている[5,7]. 円盤ガ

^{※8.} 直観的ではないが、脚注※3でおこなった議論を繰り返すと説明はできる。脚注※3で述べたように、衝突頻度は一般に(衝突速度)/(内部密度)×(半径)に比例し、また衝突速度は制動時間の関数である。ストークス則では、(制動時間) ∞ (内部密度)×(半径) 2 であるから(図2b参照)、(内部密度)×(半径) ∞ (制動時間)/(半径)と書くことができる。したがって、衝突頻度は制動時間依存性に加えて半径に比例する形になり、半径が大きくなればなるほどダストの成長時間は短くなる。

スのように弱く電離したガスの中では、ダストは負に偏って帯電する傾向にあるのだが、フラクタルダストは相対速度が小さい(制動時間が短い)ために静電反発の影響をより大きく受けるのである。著者の見積もりでは、静電反発によるフラクタル成長の遅れは100万年前後である[26]。もし成長の遅れがこれよりも長いようなことがあると、有限の寿命(数百万年)をもつ原始惑星系円盤の中での惑星形成に影響が生じてくる。一方、円盤の赤外観測の結果からは、年齢が100万年前後の円盤にもある程度の量の微小なダストが残留していることが示唆されている[27]。このことを説明するためにはむしろフラクタルダストの成長の遅れは好都合である。実際、本稿の図3や図6からわかるように、微小なダストの合体成長は円盤観測を説明するにはあまりにも速すぎるのである[28]。

最後に、ダストの著しい低密度化はあくまでも従来の数値衝突実験の結果に基づくものであることを強調しておこう。数値実験ではアグリゲイトの構成粒子を滑らかな球でモデル化しているが、実際に微惑星のもととなったダスト微粒子がどのような形状であったかは明らかでない。アグリゲイトの圧縮に関して言うと、接触する構成粒子が互いの表面上を滑らかに転がることができるという点が、数値実験の結果を決めている。構成粒子が多面体のような形状であるとか、接触面が焼結による太いネックを持つなどの理由で、接触粒子が滑らかに転がることができないような場合は、アグリゲイト圧縮の描像はこれまでの数値実験の予言するものと大きく異なる可能性がある。

いずれにせよ、これまでの数値実験の予言を、実際のアグリゲイトを用いた実験や天文観測などによって裏付けていくことが必要であろう。低密度のアグリゲイトはコンパクトなものとは異なる光学特性を持つため[29]、この違いを利用して原始惑星系円盤における低密度ダストの存在を天文観測から実証することができるかもしれない。片岡と筆者らはこの点に注目し、内部密度進化を検証するのに有効なアグリゲイトの光学的性質の特定を進めているところである[30]。また、ダストがある軌道半径より内側で急速に成長を遂げるという我々の予言も、円盤の撮像を通じて検証できるのではと考えている。実際、内側領域でダストの放射光や散乱光が欠損している円盤はこれまでにも多く見つかっている[31]。これらの円盤のいくつかは、我々

のモデルで説明できるかもしれない.

謝辞

本稿は日本惑星科学会2013年度最優秀研究者賞受賞記念論文として執筆しました。受賞対象となった過去5年間の研究成果は、多くの方々との共同研究によって得られたものです。共同研究者である田中秀和、大塚修一郎、廣瀬重信、阪上雅昭、竹内拓、小林浩、和田浩二、陶山徹、Chris Ormel、片岡章雅、藤井悠里、谷川享行の各氏に、この場を借りてお礼を申し上げます。また、本稿の査読者の城野信一氏にも丁寧な査読をしていただきましたことを感謝いたします。受賞対象となった研究は、日本学術振興会特別研究員研究奨励費(22·7006)、同会研究活動スタート支援(25887023)、文部科学省科学研究費(23103005)の助成を受けました。

参考文献

- [1] 奥住聡, 廣瀬重信, 2011, 遊星人 20, 42.
- [2] 和田浩二, 2009, 遊星人 18, 216.
- [3] Adachi, I. et al., 1976, Prog. Theor. Phys. 56, 1756.
- [4] Okuzumi, S. et al., 2012, ApJ 752, 106.
- [5] Okuzumi, S., 2009, ApJ 698, 1122.
- [6] Okuzumi, S. and Hirose, S., 2012, ApJL 753, L8.
- [7] 奥住聡, 2011, 天文月報 104, 126.
- [8] Hayashi, C., 1981, Prog. Theor. Phys. Suppl. 70, 35.
- [9] 渡邊誠一郎, 井田茂, 1997, 岩波講座地球惑星科学 12, 比較惑星学第3章, 187.
- [10] Brauer, F. et al., 2008, A&A 480, 859.
- [11] Takeuchi, T., & Lin, D. N. C., 2005, ApJ 623,482.
- [12] 陶山徹ほか, 2008, 遊星人 17, 177.
- [13] Okuzumi, S. et al., 2009, ApJ 707, 1247.
- [14] Johnson, K. L. et al., 1971, Proc. R. Soc. Lond. A., 324, 301.
- [15] Dominik, C., & Tielens, A. G. G. M., 1997, ApJ 480, 647
- [16] Wada, K. et al., 2008, ApJ 677, 1296.
- [17] Suyama, T. et al., 2008, ApJ 684, 1310.
- [18] Suyama, T. et al., 2012, ApJ 753, 115.
- [19] Kataoka, A. et al., 2013, A&A 554, A4.
- [20] Kataoka, A. et al., 2013, A&A 557, L4.

- [21] 田中秀和ほか, 2008, 低温科学 66, 47.
- [22] Güttler, C. et al., 2010, A&A 513, A56.
- [23] Wada, K. et al., 2009, ApJ 702, 1490.
- [24] Sirono, S., 2011, ApJ 735, 131.
- [25] Shimaki, Y. and Arakawa, M., 2012, Icarus 218, 737.
- [26] Okuzumi, S. et al., 2011, ApJ 731, 96.
- [27] Furlan, E. et al., 2005, ApJ 628, L65.
- [28] Dullemond, C. P. and Dominik. C., 2005, A&A 434, 971.
- [29] 木村宏, 2006, 遊星人 15, 58.
- [30] Kataoka, A. et al., 2014, A&A 568, A42.
- [31] Williams, J. P. and Cieza, L. C., 2011, Annu. Rev. Astron. Astrophys. 49, 67.