特集「新・惑星形成論」

低密度ダストからなるダスト層の重力不安定と微惑星形成

道越 秀吾[1], 小久保 英一郎[2]

2021年12月17日受領, 査読を経て2022年2月24日受理

（概要） 微惑星は惑星形成過程の途中で形成される小天体である．その形成過程は解明されておらず様々な説が唱えられているが，その中の１つに，付着成長によって低密度化したダストが急速に成長し，微惑星が形成されるという説がある．この研究では，ダストの付着成長の最終段階におけるダストの運動を調べた．その結果，乱流の強さを表すパラメータである α が10^{-3} 程度より小さい場合では，ダストの質量が10^{13} g 程度まで増加すると，ダスト円盤に対する重力不安定条件が満たされることがわかった．重力不安定が発生した場合，短時間で微惑星が形成される可能性がある．

1 はじめに

惑星形成過程の初期の原始惑星系円盤にはサブミクロンサイズ程度の固体微粒子（ダスト）が含まれており，ダスト集積を経て惑星が形成される．この途中でできる数キロメートル程度の天体を微惑星とよぶ．微惑星が形成されると，微惑星間の衝突・合体を繰り返し，原始惑星とよばれる天体が形成される．原始惑星間の大規模衝突を経て地球型惑星が形成されたり，巨大ガス惑星のコアが形成されたと考えられている．しかし，微惑星の形成過程は現在も解明されていない．

古典的には，原始惑星系円盤とよばれるガス円盤に含まれるダストが赤道面に沈殿してできる高密度ダスト層で重力不安定が発生し，微惑星が形成されると考えられていた．しかし，乱流によってダストが巻き上げられるため重力不安定の発生条件が満たされないことが指摘されている [1]．そのため，現在ではストリーミング不安定など別のメカニズムによる微惑星形成が検討されている [2].

力学的な不安定ではなくダストの付着成長だけによる微惑星形成の可能性も指摘されている．付着成長によって, 密度が10^{-5} g cm^{-3} 程度まで低下する．その結果，成長が速くなり，付着成長だけで十分に成長できる [3]．低密度のダストは，質量が 10^{11} g を超えると，自己重力によって圧縮されて密度が上昇する [4]．最終的には 0.1 − 1.0 g cm^{-3} まで圧縮されて微惑星が形成されると考えられている．

本稿では，この付着成長によってできる低密度のダストの圧縮過程に着目し，この段階におけるダスト円盤の重力不安定の可能性を議論する．この成長段階を詳細に調べ実際に何が発生するのかを明らかにすることは微惑星形成過程を理解する上で重要である．また，もし重力不安定が起きた場合は，そうでない場合と比較して微惑星の質量分布や形成時間に違いが出るはずである．その後の微惑星系の進化を考える上でも形成過程を正確に理解する必要がある．

古典的な議論は，数センチメートルのダストの沈殿に伴う高密度層形成による不安定であった．本稿では，そのような初期段階とは違い1011 g 以上と質量の大きなダスト群の円盤に対する重力不安定を考える．Michikoshi and Kokubo (2016), (2017),Tasuuma et al. (2018) などで本稿で紹介するモデルの詳細が述べられている[5-7]．また，本稿で紹介するモデルの枠組みは一般的であるため

1.京都女子大学データサイエンス研究所
2.国立天文台科学研究部
michikos@kyoto-wu.ac.jp

大質量ブラックホール周りの惑星形成にも応用されている[8] 本稿では，これらの中でも最も単純なモデルであるMichikoshi and Kokubo (2016) による構成に従い説明をする[5].

2 円盤とダストのモデル

2.1 重力不安定の条件

ダストは十分に大きくなり，低密度となった状態を想定する．ガスからの抵抗力が無視できるため，ダスト粒子で構成される円盤の重力不安定として考える．その場合の円盤の重力不安定の条件は，Toomre の Q 値という無次元量で表される [9]．無衝突粒子系における Q 値は

$$Q = \frac{v_x \Omega}{3.36 G \Sigma_\mathrm{d}}, \tag{1}$$

である．ここで G は万有引力定数，v_x は，動径方向のダストの速度分散，Σ_d はダストの面密度，Ω は公転の角速度である．y 軸は公転する方向，z 軸は円盤に対して垂直向きにとる．

軸対称モードに対しては $Q<1$ が不安定条件であるが，非軸対称な摂動については $Q>1$ においても，密度揺らぎが成長する [10]．しかし，Q 値が大きいほど, その密度揺らぎの成長率が小さくなる．数値シミュレーションでは，$1 \lesssim Q \lesssim 2$ が満たされる場合，惑星環でみられるような自己重力ウェイク構造が形成されて，速やかに微惑星に対応する重力で束縛された構造が形成されることがある [11]．従って，ここでは，$Q \lesssim Q_\mathrm{crit} = 2$ を重力不安定条件としておく．

最小質量円盤モデルなどの密度分布を仮定すれば Σ_d の値が与えられる (2.2 節)．また，原始惑星系円盤内におけるダストの運動に関する素過程を考慮すると v_x が計算される (2.4 節)．以上より，Q を計算し，不安定であるかどうかを判定することができる．以下では，具体的な円盤モデルとダストの速度分散の計算方法を説明する．

2.2 原始惑星系円盤モデル

最小質量円盤モデルを標準モデルとして仮定する [12]．つまり，質量 M_* の中心星から距離 a の位置のガスの面密度を

$$\Sigma_\mathrm{g} = 1700 f_\mathrm{g} (a/\mathrm{au})^{-3/2} \mathrm{g\,cm^{-2}}, \tag{2}$$

とする．ただし f_g は無次元パラメータで最小質量円盤モデルには 1 が対応する．ダストの面密度はガスの面密度に比例するとして，

$$\Sigma_\mathrm{d} = f_\mathrm{d} \Sigma_\mathrm{g}, \tag{3}$$

とする．f_d はガスに対するダストの質量比で，雪線より外側の領域を想定し，$f_\mathrm{d} = 0.018$ を採用する [12]

2.3 低密度ダスト

ダストのサイズ分布は考えず，全て同じ大きさとして取り扱う．質量 m_d，半径 r_d のダストが，密度 $\rho_0 = 1 \mathrm{g\,cm^{-3}}$ で半径 $r_0 = 0.1\ \mu\mathrm{m}$ のモノマーで構成されているとする. ダストの形状が球である場合，ダストの平均内部密度は$\rho_\mathrm{int} = m_\mathrm{d}/(4\pi r_\mathrm{d}^3/3)$と定義される．

2.4 ダストの速度分散

ダストの速度分布は等方であると考えて速度分散 $v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 \simeq 3v_x^2$ と仮定する．等方であるという仮定は自明ではないが，非等方性を考慮したより詳細なモデルと比較しても結果は大きく変わらない [6].

ダストの速度分散 v^2 は，さまざまな要因によって変化する．今回のモデルで考慮したのは

- ダスト間の2 体重力相互作用によるランダム速度の増加
- ダスト間の非弾性衝突によるランダム速度の減少
- ガスからの抵抗力によるランダム速度の減少と増加
- 乱流ガスからの重力によるランダム速度の増加

である．これらを足し合わせて，速度分散の時間変化に関する方程式は

$$\frac{\mathrm{d}v^2}{\mathrm{d}t} = \left(\frac{\mathrm{d}v^2}{\mathrm{d}t}\right)_\mathrm{grav} + \left(\frac{\mathrm{d}v^2}{\mathrm{d}t}\right)_\mathrm{col} + \left(\frac{\mathrm{d}v^2}{\mathrm{d}t}\right)_\mathrm{gas,drag} + \left(\frac{\mathrm{d}v^2}{\mathrm{d}t}\right)_\mathrm{turb,stir} + \left(\frac{\mathrm{d}v^2}{\mathrm{d}t}\right)_\mathrm{turb,grav}, \tag{4}$$

のように記述される．以下, 各項の意味を説明する．

2.4.1 二体相互作用

ダスト間の重力による相互作用によって平均的には速度分散は増加する．その増加のタイムスケールは，およそチャンドラセカールの二体緩和の時間スケールに等しい [13]．具体的には以下の式

$$\left(\frac{\mathrm{d}v^2}{\mathrm{d}t}\right)_{\mathrm{grav}} = n_{\mathrm{d}}\pi\left(\frac{2Gm_{\mathrm{d}}}{v_{\mathrm{rel}}^2}\right)^2 v_{\mathrm{rel}}v^2\log\Lambda, \quad (5)$$

を採用した．ここで，$v_{\mathrm{rel}} \simeq \sqrt{2}v$ はダストの典型的相対速度，$n_{\mathrm{d}} \simeq (\Sigma_{\mathrm{d}}/m_{\mathrm{d}})/(\sqrt{2\pi}v_z/\Omega)$ はダストの空間個数密度，$\Lambda = v_{\mathrm{rel}}^2(v_{\mathrm{z}}/\Omega + r_{\mathrm{H}})/(2Gm_{\mathrm{d}})$，$r_{\mathrm{H}} = (2m_{\mathrm{d}}/3M_*)^{1/3}a$ はヒル半径である．

ダスト間の衝突では，非弾性衝突によって運動エネルギーが失われて，結果として速度分散は減少する．ダストは衝突の結果，合体して１つになるとすると，速度分散の変化は

$$\left(\frac{\mathrm{d}v^2}{\mathrm{d}t}\right)_{\mathrm{col}} = -C_{\mathrm{col}}n_{\mathrm{d}}\pi(2r_{\mathrm{d}})^2\left(1+\frac{v_{\mathrm{esc}}^2}{v_{\mathrm{rel}}^2}\right)v_{\mathrm{rel}}v^2, \quad (6)$$

となる．幾何断面積による衝突と重力フォーカシングによる衝突率の増加を考慮した式となっている．ここで $v_{\mathrm{esc}} = \sqrt{2Gm_{\mathrm{d}}/r_{\mathrm{d}}}$ はダストの脱出速度，C_{col} 衝突時の運動エネルギーの変化の割合であり，$C_{\mathrm{col}} = 1/2$ を採用した [14].

2.4.2 ガスとの相互作用

ガスからの抵抗力によって，速度分散の減少と増加のどちらの可能性もある．まず，１つ目としてガスの平均的な速度との差によって，速度分散が減少する効果が考えられる．速度分散が減少すると典型的タイムスケールは，制動時間で決まり [1]，

$$\left(\frac{\mathrm{d}v^2}{\mathrm{d}t}\right)_{\mathrm{gas,drag}} = -\frac{2}{t_{\mathrm{s}}}v^2, \quad (7)$$

と表される．制動時間 t_{s} は

$$t_{\mathrm{s}} = \frac{2m_{\mathrm{d}}}{\pi C_{\mathrm{D}}r_{\mathrm{d}}^2\rho_{\mathrm{g}}u}, \quad (8)$$

である．ρ_{g} は赤道面上のガスの空間密度であり，$\rho_{\mathrm{g}} = \Sigma_{\mathrm{g}}/(\sqrt{2\pi}c_{\mathrm{s}}/\Omega)$，$c_{\mathrm{s}}$ は音速である．音速は温度 T で決まり$c_{\mathrm{s}} = \sqrt{k_{\mathrm{B}}T/m_{\mathrm{g}}}$ である．k_{B} はボルツマン定数，$m_{\mathrm{g}} = 3.9 \times 10^{-24}$ g は平均分子量である．温度 T は $T = T_1(\mathrm{a/au})^{-3/7}$ K とし，$T_1 = 120$ を採用した [15]．u はガスに対するダストの相対速度の大きさであるが，ガスの圧力勾配を考慮した典型的な相対速度の大きさは $u \simeq \sqrt{v^2+\eta^2a^2\Omega^2}$ である．ここで η は無次元化された圧力勾配であり，$\eta = -(1/2)[c_{\mathrm{s}}/(a\Omega)]^2\partial\log(\rho_{\mathrm{g}}c_{\mathrm{s}}^2)/\partial\log a$ である．C_{D} は無次元係数であり，平均自由行程長よりも十分に大きなダストでは，レイノルズ数の関数である．特に今回検討する重要なパラメータ領域ではほぼ定数とみなしてよく $C_{\mathrm{D}} \simeq 0.5$ 程度となる．計算に用いた具体的な式は Michikoshi and Kokubo(2016) で詳しく述べている [5].

ガスからの抵抗力の２つ目の効果は，乱流によって，ランダムな方向の力を受けることによる速度分散の上昇である．その速度分散の変化は乱流の速度分散によって決まっており，

$$\left(\frac{\mathrm{d}v^2}{\mathrm{d}t}\right)_{\mathrm{turb,stir}} = \frac{2\tau_{\mathrm{e}}v_{\mathrm{t}}^2\Omega}{S(\tau_{\mathrm{e}}+S)}, \quad (9)$$

と与えられる [16]．$\tau_{\mathrm{e}} = t_{\mathrm{e}}\Omega$ であり，$S = \Omega t_{\mathrm{s}}$ はストークス数である [2]．なお，τ_{e} は１を採用をした [16, 17]．v_t は乱流によるランダムな速度成分であり，無次元量 α によって，$v_t = \sqrt{\alpha}c_{\mathrm{s}}$ で与えられる．

また，３つ目として，磁気回転不安定乱流によるガスの密度場の揺らぎからの重力の作用によって，ダストの速度分散が上昇する効果が考えられる．それは

$$\left(\frac{\mathrm{d}v^2}{\mathrm{d}t}\right)_{\mathrm{turb,grav}} = C_{\mathrm{turb}}\alpha\left(\frac{\Sigma_{\mathrm{g}}a^2}{M_*}\right)^2\Omega^3a^2, \quad (10)$$

と与えられる [18]．ここでは $C_{\mathrm{turb}} = 0.031$ を採用した．

2.4.3 定常解

これらの速度分散の変化の式を，式 (4) に代入す

[1]制動時間とは、ダストがガスに対して相対運動している場合、抵抗力によってダストがガスに対して停止するまでの典型的な時間尺度である。

[1]ストークス数はガスからの抵抗力の効果を表す無次元量であり，ストークス数が大きいほどガスからの抵抗力の効果が弱い．

ると，速度分散の時間進化を解くことができる．衝突が重要な状況下では速度分散の変化のタイムスケールとダストの質量進化のタイムスケールが近くなるため，厳密には緩和時間を考慮した非平衡効果を検討しなくてはいけない．

ダストの衝突による質量進化が効率的な場合，非平衡性は重要になる可能性がある．しかし，非平衡性を考慮した解析を幅広いパラメータにおいて行った結果，Q 値の最小値には最大でも 10% 程度の差しかないことが明らかとなった．よって，Q 値による重力不安定の発生条件を議論する限り，平衡性を仮定しても結果は変わらない [6]．従って，以下では，定常解，つまり式 (4) の右辺を 0 とおくことによって速度分散の定常値を求め，それより Q を計算する．一般に解析解はないため，数値的に解を求めた．

3 重力不安定の発生

3.1 ダストの進化

モデルパラメータは，中心星からの距離 a，ダストの質量 $m_{\rm d}$ と密度 $\rho_{\rm int}$，最小質量円盤モデルで規格化されたガスの量 $f_{\rm g}$，乱流の強さに対応する α である．その他の量は，2 章で述べた量を用いる．

まずは，標準的なパラメータとして，中心星からの距離 a = 5 au，乱流の強さの $\alpha = 10^{-3}$，ガスの量 $f_{\rm g}$ = 1 の場合を考える．残るパラメータは，ダストの質量 $m_{\rm d}$ と密度 $\rho_{\rm int}$ であるので，この 2 つのパラメータの関数として Q 値を求めてプロットした結果が，図 1 である．幅広いパラメータ領域において，$Q < 2$ が満たされることがわかる．従って，標準的パラメータにおいては，質量が 10^{18}g 以上まで成長する前に重力不安定条件が満たされる．

付着成長の最終段階における自己重力によるダストの圧縮過程が調べられており，質量を与えた時に実現される密度が求められている [4]．この自己重力による静的圧縮における質量・密度関係の進化を図 1 に合わせてプロットした．この圧縮による進化過程はモノマーサイズや密度，転がりエネルギーなどで決まる [4]．質量が増加するに連れて圧縮されて密度が高まっていくため，この線の左下から右上に進化していく．モノマーサイズ 0.1 μm とした標準的なパラメータでは，$Q < 1$ となるため，軸対称モードに対しても不安定となる．

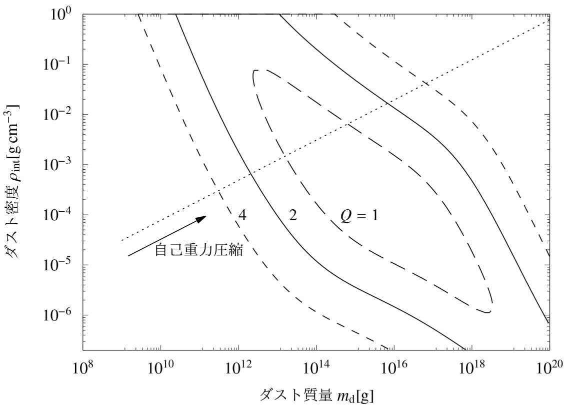

図1: a = 5 au, $\alpha = 10^{-3}$, 最小円盤質量モデル($f_{\rm g}$ = 1) におけるダスト質量 $m_{\rm d}$ とダスト密度 $\rho_{\rm int}$ で決まる Q 値．Q = 1, 2, 4 をそれぞれ示している．矢印と点線では，自己重力による静的圧縮によるダストの質量・密度の進化を示している[4]．

3.2 重力不安定条件が満たされる円盤のパラメータ

3.1 節では，標準的なパラメータにおいて，重力不安定条件が満たされることを議論した．ここでは，パラメータに対する依存性を議論する．

まず，図 2 は，乱流の強さに相当する α を変えた場合での重力不安定の領域 Q = 2 を図示したものである．乱流が強い $\alpha = 10^{-2}$ の場合は，重力不安定の領域が狭く，静的な重力収縮による進化では，重力不安定条件が満たされない．この場合は，重力不安定が発生することなく，微惑星が形成される．一方で $\alpha = 10^{-3}$ では，重力不安定領域が広くなり，重力不安定が発生することがわかる．乱流は，主に粒子のランダム速度の増加に寄与する．従って，α が大きい場合は，安定化に働くため，重力不安定が発生しにくくなる．

次に図 3 は，円盤の最小質量円盤モデルに対する相対的な質量を表す $f_{\rm g}$ を変えた場合での重力不安定の発生するダストのパラメータ領域を図示したものである．$f_{\rm g}$ が大きくなるほど，重力不安定領域が広くなり，重力不安定がより発生しやすくなる傾向である．

実際に重力不安定が発生するかどうかは，これら

のパラメータの兼ね合いによって決まる．図4 に，乱流の強さ α とガスの質量 f_g が与えられた時，ダストの質量･密度が静的圧縮によって進化した場合，重力不安定の条件が満たされるかどうかを示した．乱流が弱く円盤の質量が大きいほど重力不安定が発生しやすいことがわかる．最小質量円盤モデルにおいては，$\alpha \lesssim 7 \times 10^{-3}$ であれば，重力不安定条件が満たされる．

ダストの質量・密度の変化はモノマーサイズなどのパラメータに依存する [4]．従って，厳密に言えば重力不安定が発生するかどうかの条件もこれらに依存する．ところが，図1の場合では，$Q < 2$ となる領域が，10^{-6} g cm^{-3} 以下から 1 g cm^{-3} 以上の範囲まで横切るように広がる．このような場合は，質量・密度がどのように変化をしても，質量が増加すれば，必ず $Q < 2$ が満たされる．つまり，モノマーの性質には依存しない．

このように $Q < 2$ となる領域が広範囲に広がる条件を，速度分散を決定する方程式の近似解を求めることによって，求めることができる．

それは，乱流強度 α が，円盤のパラメータで決まる臨界値 α_{cr} 未満であるという条件

$$\alpha < \alpha_{\rm cr} = 4.70 \times 10^2 \frac{C_{\rm col} Q_{\rm crit}^2 a^2 \Sigma_{\rm d}^3}{\sqrt{C_{\rm turb}\tau_{\rm e}} C_{\rm D} \eta M_* \Sigma_{\rm g}^2}, \quad (11)$$

で表される．実際の円盤モデルを用いて書き換えると

$$\alpha_{\rm cr} = 1.38 \times 10^{-2} \tau_{\rm e}^{-1/2} f_{\rm g} \left(\frac{f_{\rm d}}{0.018}\right)^3 \left(\frac{T_1}{120}\right)^{-1} \times \left(\frac{C_{\rm turb}}{3.1 \times 10^{-2}}\right)^{-1/2} \left(\frac{Q_{\rm crit}}{2}\right)^2 \left(\frac{a}{5\,{\rm au}}\right)^{-1/14},$$

となる．結果は図に合わせて書いているが，2 倍程度の誤差以内で概ね数値計算の結果と一致している．導出や近似の適応可能範囲の詳しい議論は，Mihchikoshi and Kokubo (2016), (2017) で述べてある [5, 6]．

4 重力不安定後の進化

4.1 重力不安定の発生

ここまでは，重力不安定の条件が満たされるかどうかのみを議論したが，以下では，その条件の妥当性とその後の進化について述べる．線形安定性解析では $Q < 1$ は軸対称モードが不安定である．また，$1 \lesssim Q \lesssim 2$ では，スイング増幅によって構造形成が引き起こされる．スイング増幅とは，スパイラルアームのような公転方向波数が0 ではない構造に対して発生する，重力不安定と関連する現象である．N 体シミュレーションや解析モデルなどでその性質が詳細に調べられており，差動回転による構造の回転とエピサイクル振動数が近い場合，密度が動的タイムスケールで増加する [19]．初期の安定状態か

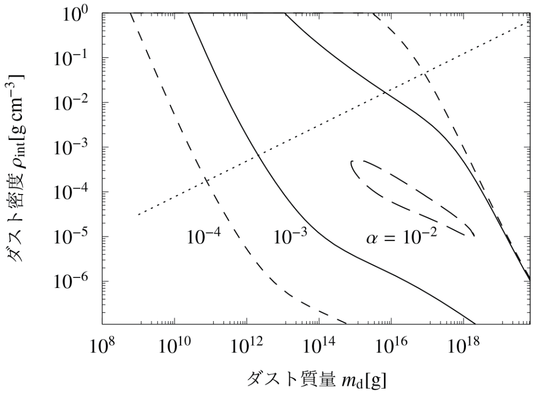

図2: 乱流の強さを $\alpha = 10^{-4}, 10^{-3}, 10^{-2}$ と変えてそれぞれ $Q = 2$ となる領域をダスト質量 m_d とダスト密度 ρ_{int} をパラメータとして表示した．その他のパラメータは標準モデルと同じ $a = 5$ au，$f_g = 1$ である．

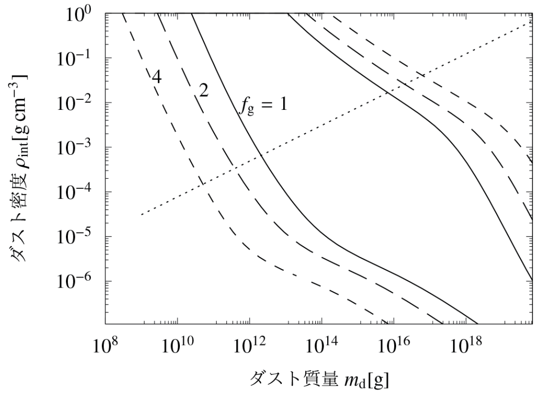

図3: 規格化されたガスの質量を $f_g = 1, 2, 4$ と変えて，それぞれ $Q = 2$ となる領域を，ダスト質量 m_d とダスト密度 ρ_{int} をパラメータとして表示した．その他のパラメータは標準モデルと同じ a = 5 au，$\alpha = 10^{-3}$ である．

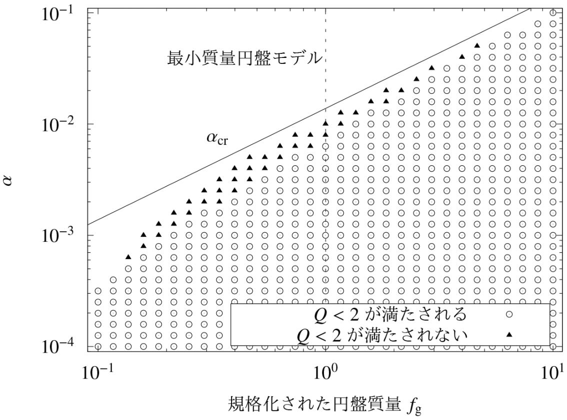

図4：重力不安定条件が満たされるパラメータ領域を規格化されたガスの量 $f_{\rm g}$ と乱流の強さ α で示した．三角で示したパラメータは，重力不安定条件を満たすパラメータ領域が存在するが，質量・密度の進化を考慮すると条件 $Q<2$ が満たされないケース．円で示したパラメータは，質量・密度の進化を考慮しても不安定条件 $Q<2$ が満たされるケースである．

ら徐々に Q が減少していくことを考えると $Q<1$ を満たすよりも先に $1\lesssim Q\lesssim 2$ が満たされる，つまりスイング増幅が先に発生するだろう．

無衝突粒子系におけるシミュレーションでは，$1\lesssim Q\lesssim 2$ が満たされると，スイング増幅により非定常な生成･消失を繰り返す渦状腕を形成するが，重力的に束縛された構造は形成されない．しかし，衝突を考慮した N 体シミュレーションでは，最終的に重力的に束縛された構造，つまり微惑星ができることもある [11]．よって，微惑星が形成されるためには，重力不安定の条件 $Q\lesssim 2$ に加えてなんらかの物理的条件が加われば，微惑星が形成される可能性が考えられるが，現段階では明らかではない．

もし，$1\lesssim Q\lesssim 2$ においてスイング増幅による構造形成が起きるものの微惑星が形成されない場合は，より条件の厳しい $Q<1$ を考える必要がある可能性がある．この場合は，式 (11) に示すように，臨界的 α は $Q^2_{\rm crit}$ に比例するため，α はさらに 1/4 倍小さい必要がある．標準的パラメータで言えば $\alpha\lesssim 2\times10^{-3}$ であれば，$Q<1$ の意味で重力不安定になる．

4.2　重力不安定で形成される微惑星

重力不安定が発生しなくてもダストの質量の増加に伴い自己重力による静的圧縮が起きるため，最終的には密度が十分に高い微惑星が形成されるものと考えられる [4]．重力不安定が発生した場合の惑星形成の進化過程への影響としては，そのタイムスケールと微惑星の初期質量が考えられる．

重力不安定が発生した場合の進化タイムケールは，円盤系の動的タイムスケール，すなわちケプラー時間程度で進む．これは，通常の合体成長のタイムスケールと比べて何桁も速い [5, 6]．

また，重力不安定で形成される構造の質量は，重力不安定波長 $\lambda_{\rm cr}$ で決まる質量程度であると予想される．つまり

$$m_{\rm pl}\simeq\lambda_{\rm cr}^2\Sigma_{\rm d}=1.42\times10^{21}f_{\rm g}^3\left(\frac{f_{\rm d}}{0.018}\right)^3\left(\frac{a}{5\,{\rm au}}\right)^{3/2}\ {\rm g},\tag{12}$$

である．微惑星形成後は，重力相互作用する微惑星系の成長する段階となるが，その後の進化の初期条件となる質量が決められる．

5 おわりに

本稿では，ダストの合体成長の最終段階において発生する可能性があるダスト円盤の重力不安定について紹介した．付着成長のみでダスト質量が増加した場合，最終段階では自己重力による静的圧縮の段階に入る．この時，広いパラメータ領域で重力不安定の指標である Q が十分に小さくなり，重力不安定が発生することがわかった．最小質量円盤モデルにおいては，乱流強度に対応する α が 7×10^{-3} 以下であれば重力不安定条件が満たされる．この乱流強度の臨界値は，円盤の質量に比例して大きくなる．つまり，円盤質量が最小質量円盤モデルよりも大きい場合は，より重力不安定が発生しやすいといえる．重力不安定によって微惑星が形成される場合は，その形成時間は短くケプラー時間の数倍程度であり，微惑星の質量は重力不安定波長で決まるものと考えらえる．

今回紹介したモデルは単純なモデルであったが，速度分散の非定常性や非等方速度分布を考慮して，より一般の円盤モデルに拡張した検証はすでに行っている [6]．その結果，今回考えたモデルでも大部分のパラメータ領域において良い取り扱いであるこ

とがわかっている．また，今回示した結果は，雪線より外側の領域，つまり氷ダストの領域を対象にしてパラメータを検討した．一方で，雪線より内側のシリケイトダストの領域についても，同様の議論によって，乱流の強さやダストガス比によっては，重力不安定が可能なパラメータが存在することもわかっている [7].

最後に今後の展望と課題を述べる．まず 4.1 節で述べたように，重力不安定条件のより詳細な検証が必要である．$Q < 2$ が満たされる場合，スイング増幅によってなんらかの構造はできると考えられるが，重力的に束縛された微惑星が直ちにできるかどうかは検討する必要があるだろう．また，粒子の合体成長・破壊などを考慮した粒子のサイズ分布との共進化，ダストの質量分布の空間的移動の効果などといった他の物理プロセスとの相互作用などは，今回の研究では取り扱ってはいない.

また，重力不安定を経由せずに形成された場合の微惑星との性質の違いや，彗星や小惑星の観測・実験的研究から示唆される性質との比較を行う必要がある．例えば，今回の解析では，一様なダストアグリゲートから微惑星が形成されると考えた. しかし，最近の観測によって彗星は階層的な内部構造をもつことが示唆されている [20]．重力不安定で形成される微惑星がこれらと適合するか，重力不安定後の形成過程のシミュレーションなどで検証していく必要がある.

参考文献

[1] Sekiya, M., 1998, Icarus 133, 298.
[2] Johansen, A. et al., 2007, Nature 448, 1022.
[3] Okuzumi, S. et al., 2012, ApJ 752, 106.
[4] Kataoka, A. et al., 2013, A&A 557, L4.
[5] Michikoshi, S. and Kokubo, E., 2016, ApJL 825, L28.
[6] Michikoshi, S. and Kokubo, E., 2017, ApJ 842, 61.
[7] Tatsuuma, M. et al., 2018, ApJ 855, 57.
[8] Wada, K. et al., 2019, ApJ 886, 107.
[9] Toomre, A., 1964, ApJ 139, 1217.
[10] Julian, W. H. and Toomre, A., 1966, ApJ 146, 810.
[11] Michikoshi, S. et al., 2007, ApJ 657, 521.
[12] Hayashi, C., 1981, Progress of Theoretical Physics Supplement 70, 35.
[13] Ida, S., 1990, Icarus 88, 129.
[14] Inaba, S. et al., 2001, Icarus 149, 235.
[15] Chiang, E. and Youdin, A. N., 2010, Annual Review of Earth and Planetary Sciences 38,493.
[16] Youdin, A. N., 2011, ApJ 731, 99.
[17] Michikoshi, S. et al., 2012, ApJ 746, 35.
[18] Okuzumi, S. and Ormel, C. W., 2013, ApJ 771, 43.
[19] Michikoshi, S. and Kokubo, E., 2016, ApJ 823, 121.
[20] O'Rourke, L. et al., 2020, Nature 586, 697.