

# 原始惑星系円盤におけるダストと磁気乱流の共進化

奥住 聡<sup>1</sup>, 廣瀬 重信<sup>2</sup>

2011年1月11日受領, 2011年1月28日受理.

(要旨) 原始惑星系円盤における主要な乱流は、磁場とガスとの相互作用がもたらす磁気乱流である。乱流はダスト粒子の拡散や衝突速度の増加を引き起こすため、固体の成長進化に決定的な影響を与える。一方、微小なダスト粒子は、磁場とガスとの結合を生み出す電離ガスを効率良く取り除き、磁気乱流を安定化させる。これらの事実は、ダストと乱流が互いに影響を及ぼし合いながら進化することを示唆している。筆者らは、微小なダストが円盤内のガスの運動をどの程度安定化させるかを磁気流体シミュレーションによって調べ、これに基づいて微惑星形成における衝突破壊の問題の検証を行った。その結果、ダストの主成分が氷であるような円盤領域では、巨視的なダスト塊の一部が破壊されるだけで、破片として生じる微小なダスト粒子がガスの運動を十分に安定化し、残ったダスト塊のそれ以上の衝突破壊を防ぎうることを明らかにした。ダストと磁気乱流の共進化は、直接合体成長などによる氷微惑星の形成を駆動すると考えられる。

## 1. はじめに

我々の太陽系をはじめとする惑星系の形成は、星の形成とともにその周囲に作られる原始惑星系円盤において始まったと考えられている。標準的な惑星系形成シナリオであるコア集積モデルでは、円盤に含まれる固体微粒子(ダスト)からまず微惑星と呼ばれる固体天体が形成され、それらが重力で集積しあうことによって固体惑星とガス惑星コアが作られるとされる。しかしながら、微惑星形成にはそれを阻む数多くの障壁が存在すること、惑星が円盤内で大規模な移動を起こしてしまうことなど、従来のシナリオの問題点が次々と明らかになってきている。これらの過程は、舞台である原始惑星系円盤の状態に強く依存しているため、円盤の構造をより十分に理解することが必要とされている。

円盤ガスの乱流は、惑星形成の過程に対して最も大きな影響を与える要素の1つである。なかでも、ガスとダストの摩擦相互作用が重要となる微惑星の形成過

程に対しては、乱流の影響は決定的なものとなる。古典的な微惑星形成シナリオには、ダストが赤道面へ沈殿して薄い層を形成し、これが自己重力によって分裂・収縮することで微惑星ができると考えるもの(重力不安定説[1])と、ダスト粒子が衝突合体を通じて微惑星サイズにまで成長すると考えるもの(直接合体成長説[2])がある。強い乱流が存在すると、ダストの赤道面からの巻き上げ(拡散)が起こり、ダスト層の重力分裂を妨害してしまう[2]。また、強い乱流は巨視的なサイズのダスト塊(アグリゲイト)の衝突破壊を引き起こすため、直接合体成長による微惑星形成をも困難にする[3]。近年、二流体不安定性(ストリーミング不安定性)と呼ばれる沈殿とは別の機構でダストを濃集させ、重力不安定を引き起こすシナリオが提唱されている[4]が、これも巨視的なダストの衝突破壊が起こると困難になる。また、乱流がもたらす密度揺らぎは、微惑星以上の大きさの固体天体とは重力的に相互作用しあう。これは、微惑星の離心率を増幅してそれらの集積を妨げたり、原始惑星の移動をランダムウォーク化させたりする可能性がある。さらに、乱流は円盤における角運動量輸送の起源であり、円盤の散逸や惑星重力による面密度の溝(ギャップ)の形成に深く関与す

1. 名古屋大学大学院理学研究科

2. 海洋研究開発機構

okuzumi@nagoya-u.jp

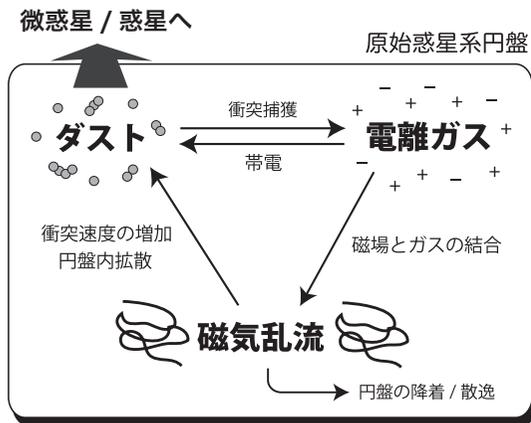


図1：原始惑星系円盤におけるダストと磁気乱流の関わり。磁気乱流のつくるガスの運動速度の揺らぎ(速度分散)は、ダスト粒子の衝突速度の増幅や拡散を引き起こし、ダストの進化に大きな影響を与える。一方、微小なダスト粒子は電離ガスを効率良く吸着し、磁気乱流の生成に必要な磁場とガスとの結合を大幅に弱める。このことは、ダストと磁気乱流が互いに影響を及ぼし合いながら進化することを意味する。

る。このように、原始惑星系円盤において乱流がいつ・どこで・どの程度の強さをもって存在するかを明らかにすることは、惑星形成を理解するうえで欠くことのできない作業である。

本稿で紹介するのは、原始惑星系円盤における磁気乱流とダストとの相互作用である。原始惑星系円盤における最も普遍的な乱流の生成機構は、磁気回転不安定性[5]と呼ばれる、磁場流体力学起源の不安定性である。この不安定性は円盤と磁場との相互作用が本質的であり、したがって電離度がある程度高い領域でのみ作用する。一方、後で述べるように、ダスト粒子は周囲の電離度を大幅に低下させることが可能であり、不安定性が作用する領域はダストのサイズ分布や空間分布に応じて強く制約を受ける[6]。このことは、ダストと乱流は一方的な関係にあるものではなく、むしろ互いに影響を及ぼしながら進化するものであることを意味する(図1)。しかしながら、このような観点からダストの進化シナリオを構築する取り組みはこれまでほとんどなされていない。

本稿では、ダストと磁気回転不安定性駆動の乱流(本稿では「磁気乱流」と呼ぶ)の関わりに焦点を当て、ダストと磁気乱流の共進化がどのような微惑星形成経路を導くかを示していく。まず2節では、共進化の鍵と

なるプロセスである、微小ダストによる円盤電離度の低下と、それによる磁気乱流の安定化について詳しく解説する。3節では、著者による数値磁気流体シミュレーションの結果を紹介し、磁気乱流が安定化される領域(デッドゾーン)を含む円盤の鉛直構造とダストの拡散について議論する。デッドゾーンが形成されると、その場の乱流が安定化した分だけガスの運動速度の揺らぎ(速度分散)が抑えられる。一方、デッドゾーンの外部での磁気乱流の運動は、音波の形で円盤全体へと伝わるため、デッドゾーンの内部であってもガスの速度分散を完全に抑えることはできない。この音波はデッドゾーン中でのダストの拡散を引き起こし、ダストの沈殿に頼る古典的な重力不安定シナリオを極めて困難なものにする。4節では、数値シミュレーションの結果に基づき、微小なダスト粒子のつくるデッドゾーンが巨視的なダスト塊の衝突速度をどの程度抑えることができるかを検証し、この効果が氷ダストの衝突破壊を防ぎうることを示す。このことから、ダストと磁気乱流の共進化が、直接合体成長による、あるいは二流体不安定を経由した重力不安定による氷微惑星の形成を可能にすると期待される。

なお、ダストの電離ガス捕獲の直接的な帰結であるダストの帯電とそれによる静電反発力の発生については、本稿では述べないことにする。この静電反発は、円盤の広範囲にわたって微小なダストの合体成長を著しく妨げる可能性があり、微惑星形成シナリオの再構築にとって無視することのできない効果であることがわかってきた。この話題について興味のある読者は、本稿の筆頭著者による『天文月報』の記事[7]をご覧ください。

## 2. 原始惑星系円盤における磁気乱流の構造とダストの重要性

### 2.1 原始惑星系円盤の電離度

磁気回転不安定性は磁場とガスとの相互作用に起因し、(1)磁場がある程度弱くかつ(2)円盤が磁場と結合するのに十分な電離度をもつ場合に必ず作用する[8]。非線形段階まで含めた数値シミュレーションはこれまで数多くなされており、磁場の指数関数的な増幅とつなぎかえ(リコネクション)の繰り返しを通じて準定常的な磁気乱流が維持されることがわかっている。

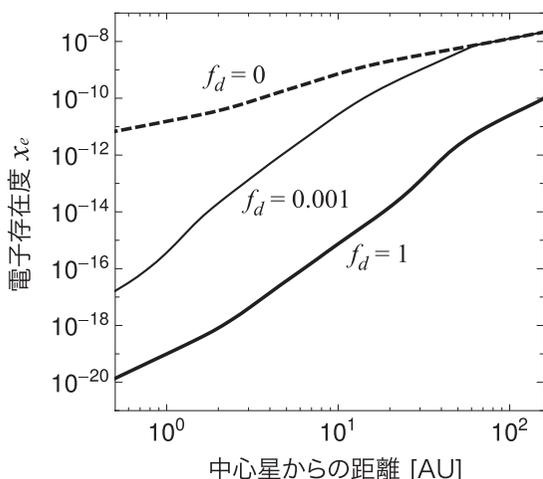


図2：標準的な原始惑星系円盤モデル(林モデル)における、ガス電離状態と微小なダスト粒子の量の関係。横軸は中心星からの距離、縦軸は円盤赤道面での電子存在度である。実線と破線はそれぞれ、 $0.1\mu\text{m}$ のダスト粒子がある場合と無い場合のプロファイルを表す。 $f_d$ はダストの量を表す無次元パラメータである(本文参照)。

近年、円盤の成層構造と上層での境界条件を正しく考慮した数値流体シミュレーションが行なわれるようになり、磁気乱流が強力な円盤風をも駆動しうることが明らかになってきている[9]。

ダストがこの不安定性に影響を及ぼすのは、上記の不安定条件(2)に対してである。原始惑星系円盤は、中心星のごく近傍を除けば1000 K以下の低温環境であり、大部分において熱的な電離は無視できる。主要な電離源は宇宙線、中心星からのX線、円盤内部の放射性元素などである。円盤の各場所での電離度は、ダストが存在しなければ、電離とそれによって形成される電離粒子(イオンと電子)のガス中での衝突再結合(気相再結合)との釣り合いで決まる。一方、ダストが存在すると、ダスト粒子表面への荷電粒子の吸着も実効的に再結合として寄与し、その分だけ釣り合いの電離度は下がる。実は、原始惑星系円盤では、ダストによる電離ガスの捕獲が気相再結合に比べて圧倒的に効くことがわかっている。以下ではこの点について詳しく紹介しておこう。

ダストの存在がいかに円盤電離度に対して大きな影響を与えるかを、具体的な例で示しておく。図2は、円盤赤道面における電子存在度(電子と中性分子の数密度の比)の分布を、異なるダストの量に対してプロ

ットしたものである。ここでは、円盤の密度・温度構造は標準的な原始惑星系円盤モデル(林モデル[10])のものを採用し、電離源は宇宙線および短寿命放射性元素 $^{26}\text{Al}$ [11]を仮定している。ダスト粒子のサイズは $0.1\mu\text{m}$ であるとし、それらの総質量は円盤質量の $0.01 f_d$ 倍とする。ここで、 $f_d$ は無次元のパラメータで、 $f_d=1$ は星間空間における典型的な値である。破線は、電離と気相再結合との釣り合いだけから電離平衡を計算したもので、微小なダスト粒子が存在しない場合( $f_d=0$ )に対応する。一方、実線は、ダスト粒子による電離粒子捕獲まで考慮して電離平衡を計算したものであり、 $f_d=1$ と $f_d=0.001$ の2通りに対して示している。 $f_d=0$ では、電子存在度はほとんどの領域で $10^{-12}$ を上回る。このような値の電離度は非常に小さく思われるかもしれないが、実は2.2節で述べるように、ガスが磁場と結合するためには十分な値である。それに対し、わずかな量でもダストが存在すると( $f_d=0.001$ )、電子存在度は(特に円盤の内側で)大幅に低下し、 $f_d=1$ では電子存在度の低下は最大で8桁にも及ぶ。このことから、ダストが原始惑星系円盤においていかに強力な電離ガスの吸収源であるかがおわかりいただけると思う。

ここで、ダストの進化、特に衝突合体によるダスト粒子の成長が上記の結果にどう効くかについて言及しておこう。ダストが電離平衡を支配している場合、電離度は単位体積あたりに含まれるダスト粒子の断面積の総和におおむね反比例する<sup>\*</sup>[12]。ダスト粒子の集まりが塊へと成長すると、断面積の総和は多かれ少なかれ減少する(つまり、上記の $f_d$ が実効的に下がる)ので、その分電離度は上昇することになる。ただし、衝突合体を通じてどの程度総断面積が減るかは、成長の段階に依存することに気をつけなければならない。例えば、ダスト粒子が微小なうちは、非常に低速度で衝突しあうため、極めて空隙率の高い塊が形成されると考えられる[13]。このような塊は構成粒子のほとんど全てが外部にさらされているため、成長を通じて断面積の総和はほとんど減少しない。したがって、高空隙率の塊がつくられるダスト成長の初期の段階においては、ダストの合体成長は電離度に対してほとんど影響を与えない[12]。一方、塊がある程度の大きさにまで

\*1. より詳細には、ダストの静電容量の総和に対する依存性もある。

成長すると衝突による圧縮が効くようになり[14]，断面積の総和の減少が起こり始める．このような成長段階に至ってはじめてダストと磁気乱流の連動した進化が始まると考えるべきである．

## 2.2 ダストによる「デッドゾーン」の形成

上で見たような電離度の差は，円盤ガスと磁場との結合に対して決定的な相違をもたらす．円盤内の各場所でのエルサッサー数 (Elsasser number)  $\Lambda = B_z^2 \sigma_c / (\rho_g c^2 \Omega_K)$  の大きさを評価できる．ここで， $B_z$  は磁場の鉛直成分， $\sigma_c$  はガスの電気伝導度， $c$  は光速， $\rho_g$  はガス密度， $\Omega_K$  はケプラー角速度である<sup>※2</sup>．線形解析[8]および数値シミュレーションによって，磁気回転不安定性の成長率は  $\Lambda < 1$  で減少することがわかっている． $\Lambda$  が1よりはるかに小さければ，磁気回転不安定性は事実上安定化されると考えてよい．このことから， $\Lambda$  が1を下回る領域は，磁気乱流が発展しないという意味で「不活性領域」あるいは「デッドゾーン」と呼ばれる[15]．電気伝導度  $\sigma_c$  は電子存在度  $x_e$  に比例するので， $\Lambda$  は電離度に比例して大きくなる量である．したがって，2.1節の結果より，ダストがある場合と無い場合では， $\Lambda$  の値は最大で8桁にも異なる違いが現れることがわかる．

エルサッサー数が1を超えるのに必要な電子存在度は，円盤の温度や密度，貫く磁場の大きさに依存するが，典型的には  $10^{-15}$  から  $10^{-13}$  といったところである[15]．図2からわかるように，ダストが無い場合は円盤の全域でこの条件が満たされるので，円盤のいたるところで磁気乱流が形成される．一方，微小なダストが存在すると，この条件が満たされない領域，つまりデッドゾーンが生じてくる．図3は，ダスト粒子が存在する場合のデッドゾーンの断面図を模式的に表したものである．熱電離が効く中心星のごく近傍(ガス温度が 1000K を超える領域，林モデルでは 0.1AU 以内)

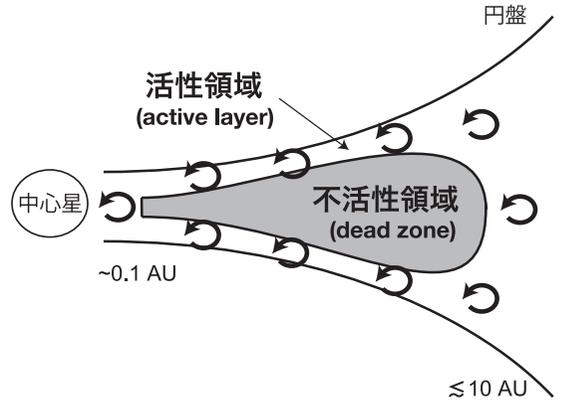


図3：微小なダストによる電離度の低下がもたらす，原始惑星系円盤の2層乱流構造の概念図．熱電離が効く円盤内縁部とガス密度の低い円盤上層部および外縁部では十分に電離度が起こり，磁気乱流が維持される(活性領域)．一方，円盤の深い領域では電離度が低すぎて磁気回転不安定性が安定化される(不活性領域，デッドゾーン)．デッドゾーンの大きさは微小なダスト粒子の量とサイズに依存し，すべてのダスト粒子が星間塵サイズであれば中心星から数十AUの距離にまで広がりをうる．

では，鉛直方向全体にわたって  $\Lambda$  が1を上回り，磁気回転不安定性が活性化される．一方，より遠方では，ガス密度の薄い円盤上層部および外縁部のみ  $\Lambda > 1$  が満たされ<sup>※3</sup>，これらの領域に挟まれた部分がデッドゾーンとなる．このように，円盤の上層のみで磁気乱流が形成されるような構造は，しばしば層状降着円盤 (layered accretion disk) と呼ばれる[15]．

デッドゾーンの広さは微小なダストの量に依存するが，わずかな量でもデッドゾーンの形成に寄与しうる．例えば，磁気回転不安定性の活性化に必要な電子存在度を  $10^{-13}$  であるとし，これと図2の電子存在度分布を比べると， $f_d = 1$  であれば円盤の 30AU までがデッドゾーンに覆われ， $f_d = 0.001$  であっても 3AU 程度まではデッドゾーンが広がりをうることがわかる．

## 3. デッドゾーンをもつ円盤におけるガスの速度分散

本稿の冒頭で述べたように，乱流はダスト粒子の拡散やそれらの衝突速度の増幅をもたらすため，微惑星

※2. ここではGauss単位系を用いており， $\Lambda$  は無次元量であることに注意．エルサッサー数は，磁気回転不安定の典型的な成長波長と成長時間がそれぞれ  $L \approx B_z / (\Omega_K \sqrt{4\pi\rho_g})$ ， $T \approx \Omega_K^{-1}$  であり，磁場の拡散係数が  $\eta = c^2 / (4\pi\sigma_c)$  であることを使うと， $\Lambda \approx L^2 / (\eta T)$  と書ける．これは，磁場の拡散の典型的な時間  $L^2 / \eta$  と増幅の典型的な時間  $T$  の比になっている (いわゆる磁気レイノルズ数の1つの特殊な形である)． $\Lambda$  が1より小さいと，磁場の増幅に比べて拡散がより速く起こり，不安定性が抑制される．

※3. 一般に，ガスの密度が薄い領域ほど電離度が大きくなる．理由は2つあり，1つは密度が低いほど外部からの電離源が届きやすくなるため，もう1つは，外部からの電離源による電離がガス密度の1乗に比例する過程であるのに対して，再結合(ダストによる捕獲を含む)が密度の2乗に比例する過程であるためである．

形成の阻害要因となりうる。一方、前節で見たように、ダストの進化が阻害されているような状況ではデッドゾーンが形成され、磁気乱流の形成領域が円盤の上層部や外縁部に限られてくる。デッドゾーンの存在は、ダストの拡散や衝突速度の増幅をどれだけ抑制することができるだろうか？ 拡散や衝突速度の増幅といった効果は、ガスの速度分散(乱れた速度成分)の大きさで決まる。したがって、デッドゾーンをもつ円盤におけるガスの速度分散の鉛直構造が定量的にモデル化できれば、ダストの進化への影響を議論することが可能になる。

筆者らは、デッドゾーンを含む円盤におけるガスの速度分散の鉛直構造を、3次元局所数値流体シミュレーションを用いて体系的に調べた[16]。ここで言う「局所」とは、円盤の厚みに比例する大きさの空間領域を取り出して計算することを意味し、円盤の鉛直方向の成層構造は正しく考慮している。また、このシミュレーションでは等温を仮定しており<sup>※4</sup>、時間をケプラー角速度の逆数  $\Omega_K^{-1}$  で、速度を音速  $c_s$  で、ガス密度を初期の赤道面における値  $\rho_0$  でそれぞれスケールしている。このようにすることで、シミュレーションの結果を中心星からの距離が異なる任意の領域に対して適用することが可能になる。先に述べたように、電離度はダストの成長や沈殿に応じて様々な空間分布をとりうる。電離度分布に対して速度分散の構造がどのように依存しているかを調べるため、我々は電離度の鉛直分布を複数のパラメータをもつ簡単な解析関数でモデル化し、約20通りのパラメータの組に対して数値シミュレーションを行なった。デッドゾーンを含む円盤の鉛直構造をこのように体系的に調べた研究はこれが初めてである。

### 3.1 磁気乱流の鉛直構造

いくつかの電離度モデルに対する数値シミュレーションの結果を図4に示す。ここで紹介するのは、(a)電離度が十分大きくデッドゾーンを持たない場合、(b)小さなデッドゾーン ( $|z| < 0.6H$ ) を持つ場合、(c)より大きいデッドゾーン ( $|z| < 1.8H$ ) をもつ場合に対する結果である ( $z$  は赤道面からの距離で、 $H = \sqrt{2}c_s/\Omega_K$

はガスのスケール高さを表す)。上側のパネルはガスの運動エネルギー密度および磁気エネルギー密度の揺らぎ  $\langle \rho \delta v^2/2 \rangle$ 、 $\langle B^2/8\pi \rangle$  の鉛直構造、下側のパネルはガスの速度分散  $\langle \delta v^2 \rangle$  の鉛直構造をそれぞれ示している(括弧  $\langle \dots \rangle$  は、各  $z$  における水平方向および時間方向平均を意味する)。デッドゾーンの領域は灰色の帯で示してある。

図4の下パネルの比較からわかるように、デッドゾーンがある場合と無い場合とでは赤道面付近の速度分散に2桁程度の違いがあり、デッドゾーンの存在が円盤中の速度分散の抑制をもたらすことが見て取れる。一方、デッドゾーンが大きいような場合でも、デッドゾーン中にある程度の速度分散が存在しているように見える。実際、円盤質量のうち活性領域の占める割合は、モデル(b)ではおよそ40%、モデル(c)では1%に満たないにも関わらず、赤道面での速度分散は両者の間で5倍程度しか変わらない。

デッドゾーンの内部での速度分散の起源はいったい何だろうか？ 磁気エネルギー揺らぎの空間分布(上パネルの破線)を見ると、デッドゾーンの内部で揺らぎが急激に減少しているのがわかる。これは、この領域で磁気回転不安定性が安定化されており、乱流の生成が実際に起こっていないことを示している。一方、運動エネルギーの揺らぎ(上パネルの実線)は全く異なった構造を持ち、デッドゾーンの内側か外側かに関わらず、鉛直方向におおむね一様な分布を示している。これは、上層の活性領域におけるガスの乱流運動が、音波の形で鉛直方向全体に伝播していることを意味している。この音波がデッドゾーンの中での速度分散の起源である。実は、磁気回転不安定性によって誘起される乱流は、ガス圧 ( $\propto$  ガス密度) が磁気圧に対して相対的に弱くなる高層のほうでより激しくなることがわかっている[9]。低層領域のデッドゾーンが多少広がっても、依然として高層領域では強い音波が作られているのである。

### 3.2 デッドゾーン内部におけるダストの拡散

このような円盤上層部から赤道面へ向かう音波が存在すること自体は、先行研究でも認識されていた[9]。ただ、この音波がデッドゾーン中のダストの運動に対してどのような影響を及ぼすかは、これまで十分に理解されていたわけではない。例えば、乱流中ではダ

※4. 現実には、乱流が散逸する場所ではガスの加熱が起こるので、温度構造は等温からずれるが、この効果は今回のシミュレーションでは無視している。

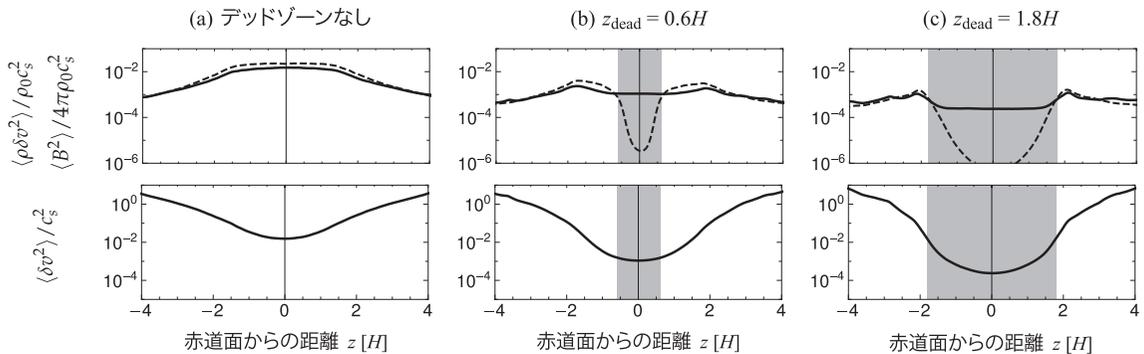


図4：4数値流体シミュレーションから得られた，異なる電離度構造を持つ円盤におけるエネルギー密度揺らぎ(上パネル)および速度分散(下パネル)の垂直構造．左から順に，(a)デッドゾーンを持たない円盤，(b)小さなデッドゾーンをもつ円盤，(c)大きなデッドゾーンを持つ円盤に対する結果を表す．デッドゾーンは灰色の領域で示してある．上パネルにおいて，実線とは破線はそれぞれ運動エネルギー密度と磁気エネルギー密度の揺らぎ  $\langle \rho \delta v^2 / 2 \rangle$ ， $\langle \delta B^2 / 8\pi \rangle$  を  $\rho_0 c_s^2 / 2$  で規格化したものを表す ( $\rho_0$  は初期の赤道面のガス密度， $c_s$  は音速)．下パネルの実線は，ガス速度分散  $\langle \delta v^2 \rangle$  を  $c_s^2$  で規格化したものである．

ストが拡散することは良く知られているが，このような音波も拡散を引き起こすのかどうかは不明であり，それどころか逆に赤道面への集積を促す可能性まで指摘されていた[9].

そこで我々は，活性領域に挟まれたデッドゾーン中のダストの沈殿の様子を数値流体シミュレーション上で調べてみた．具体的には，ガスの乱流構造が準定常的になった段階で，ダスト流体(摩擦を受けながら運動する，圧力ゼロの流体)をガス密度に比例する密度分布で“注入”し，その後の時間進化をシミュレートした．図5は，大きなデッドゾーンを含む円盤モデル(図4の(c))を用いた計算の例で，制動時間  $\tau$  が  $0.001 \Omega_K^{-1}$  であるようなダストの沈殿による赤道面密度の時間進化を表している．ここで，制動時間とは摩擦抵抗で終端速度に達するまでの時間で，ダスト粒子が受けるガス摩擦がどれだけ弱いかを表す量である． $\tau$  は一般にダスト粒子のサイズが大きいほど長くなり， $\tau = 0.001 \Omega_K^{-1}$  はミリメートルないしセンチメートル程度のサイズのコンパクトなダスト球に対応する．実線は，数値流体シミュレーションから得られた結果で，比較のため，鉛直方向全域で乱流が無い円盤(層流円盤)での時間発展を点線で示してある．層流円盤では，ダストの沈殿によって赤道面密度は単調に増加する．一方，活性領域を含む円盤では，赤道面密度の増加は時間が経つと次第に鈍くなり，最終的には一定の密度で落ち着いてしまうことがわかる．

この結果は，上層の活動領域から伝搬してくる音波

が拡散を引き起こしていることを示唆する．このことをより明確に示すため，我々は移流拡散方程式による比較を試みた．ここで言う移流拡散方程式とは，以下のような空間1次元の偏微分方程式である[17].

$$\frac{\partial \rho_d}{\partial t} = -\frac{\partial(\rho_d V_z)}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left( D \rho_g \frac{\partial \rho_d}{\partial z} \right) \quad (1)$$

ここで， $\rho_d$  と  $\rho_g$  はそれぞれダストとガスの密度， $V_z = -\Omega_K^2 \tau z$  は層流円盤におけるダストの速度の  $z$  成分，そして  $D$  は鉛直方向の拡散係数である．磁気回転不安定性のつくる乱流中では，拡散係数はガスの鉛直方向の速度分散  $\langle \delta v_z^2 \rangle$  を用いて  $D \sim \langle \delta v_z^2 \rangle / \Omega_K$  でよく表されることが知られている[18]．我々の計算では，デッドゾーンの内部においてもこの関係が成り立つと仮定し，数値流体シミュレーションから得られた速度分散の鉛直分布を用いて<sup>\*5</sup>移流拡散方程式の時間発展を数値的に求めた．図5の破線は， $D = 0.5 \langle \delta v_z^2 \rangle / \Omega_K$  としたときの計算結果である．移流拡散モデルが数値流体シミュレーションの結果を見事に再現しているのがわかる(実際，このモデルは赤道面のみならず鉛直方向全体にわたってダストの密度分布の進化をよく再現している)．このように，活性領域の磁気乱流がデッドゾーンでのダストの拡散を引き起こすことが明確に示された．

デッドゾーンの内部でもダストの拡散が起こるという事実は，微惑星形成の重力不安定シナリオに対して

<sup>\*5</sup> シミュレーションの結果より， $\langle \delta v_z^2 \rangle \approx \langle \delta v^2 \rangle / 3$  であることがわかっている．

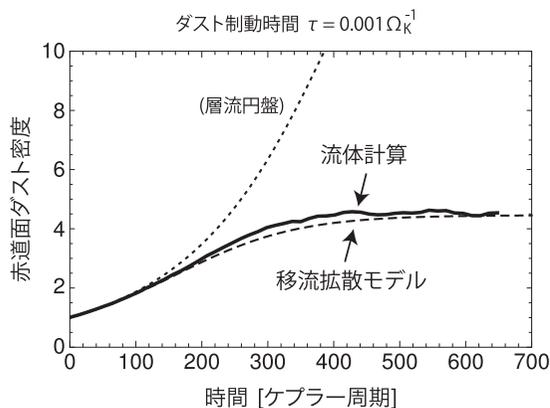


図5：大きなデッドゾーンを含む円盤(図4のモデル(c))におけるダストの沈殿。横軸はダストの運動が開始してからの時間(ケプラー周期 $2\pi/\Omega_K$ で規格化)、縦軸は赤道面でのダスト密度(初期時刻での値で規格化)を表す。ダスト粒子の制動時間は $\tau = 0.001\Omega_K^{-1}$ を仮定している(0.1-1cmのコンパクトなダスト球に対応)。実線は3次元数値流体シミュレーションの結果、破線は、拡散係数の空間分布を $D=0.5\langle\delta v_z^2\rangle/\Omega_K$ と仮定し、1次元移流拡散方程式を解いた結果である。点線は、拡散がない( $D=0$ )場合の時間進化である。

強い制約をもたらす。ダスト層が重力的に不安定になるためには、そこでのダスト密度がダスト層形成前に比べて1万倍程度高くならなければならない[1]。これに対し、図5からわかるように、ミリメートルサイズ程度( $\tau \sim 0.001\Omega_K^{-1}$ )のダスト粒子の沈殿で達成可能な赤道面ダスト密度は、広いデッドゾーンをもってしても最大で初期の4倍程度である。仮に、制動時間 $\tau$ が公転周期 $\sim \Omega_K^{-1}$ と同程度の、大きさでいえばメートルサイズ程度の巨大なダスト粒子を考えたとしても、赤道面密度は100倍程度までしか上がらない(ダスト層の赤道面密度はダスト粒子の制動時間と拡散係数の比の平方根 $\sqrt{\tau/D}$ に比例する[17])。このように、デッドゾーンの内部といえども、「沈殿によって濃集したダストが重力分裂を引き起こす」という古典的な重力不安定シナリオが実現される可能性は極めて低いことがわかる。

ただし、ダストの濃集は必ずしも、沈殿の効果だけで引き起こされるものではない。近年、ダストとガスの公転速度差に起因する二流体不安定性(ストリーミング不安定性)が発見され、これが乱流場中においてもメートルサイズ程度のダストを効率良く濃集して重力不安定を誘発しうることがわかってきている[4]。このような“新しい”重力不安定シナリオは、拡散に対してより頑強であるという意味では、“古典的な”

重力不安定シナリオよりも魅力的である。一方で、前者が後者の最大の魅力を引き継いでいないことに注意しなければならない。つまり、メートルサイズなどといった巨視的なサイズのダスト塊の形成が必要となり、直接合体成長シナリオと同様に衝突破壊の問題を回避しなければならないということである。

このように、直接合体成長シナリオにしる二流体不安定性を援用する重力不安定シナリオにしる、巨視的なダスト塊の合体成長が可能かどうかが微惑星形成の成否を決める。それでは、デッドゾーンの形成による速度分散の低減は、巨視的なダストの合体成長をどれだけ救うことができるだろうか？ この点は4節で詳しく検証することにする。

### 3.3 速度分散構造のモデル公式化

我々が今回行った数値シミュレーションは、円盤電離度を固定した計算である。実際は、前節で強調したように、電離度はダストの進化とともに変動する。しかし、現実的な状況では、ダストの成長の時間スケールは乱流の運動時間スケールであるケプラー周期よりもはるかに長い。このため、ダストのサイズ分布の進化と乱流構造の進化を数値流体シミュレーションで同時に追跡するなどということは、残念ながら現在の計算機資源では非常に困難である。

しかし、上で述べた事実は同時に、ダストの進化に伴う乱流構造の変化が「準定常的」であることを意味する。つまり、ダストの進化時間より短い時間スケールでは、乱流構造は我々の数値シミュレーションから得られる定常的な構造とほとんど変わらないはずである。我々はこの事実に注目し、電離度分布を与えたときのガスの速度分散の定常な鉛直構造をよく記述する経験公式を導くことにした。そのような経験公式を利用すれば、ダストと磁気乱流の長時間進化を、数値流体シミュレーションに頼らずに追跡することが可能になるからである。結果、さいわいにも、速度分散の構造は電離度分布の詳細によらずにデッドゾーンの広さ( $\Lambda=1$ となる高度)だけで記述できることがわかり、速度分散の鉛直分布をデッドゾーンの広さの関数として非常に良くモデル化することができた[16]。このモデル公式は詳細な説明には相当の分量を要するので、ここでは重要な点だけ述べておく。デッドゾーンがある程度の大きさをもつとき、円盤赤道面におけるガス

の速度分散は、活性領域の面密度の減少に対して非常にゆるやかにのみ減少する。これは、3.1節で述べた、円盤上層の活性領域から届く音波の効果を表現している。

#### 4. 惑星形成への応用：“塵”は“岩”の成長を救うか？

上で述べたように、電離度の分布を与えたときの円盤内での磁気乱流の構造はモデル化できた。この節では、このモデル公式を利用し、ダストと磁気乱流の相互作用が、どのようなダストの進化を導くかを見てみることにする。

ここでは1つの例題として、ダストの衝突破壊の問題を取り上げる。冒頭で触れたように、乱流は巨視的なサイズのダスト塊の相対速度を励起し、それらの衝突破壊を引き起こす可能性がある。例えば、メートルサイズ程度の大きなダスト塊では、塊どうしの衝突速度がガスのランダム速度と同程度まで上昇する[3]。円盤の鉛直方向全体にわたって磁気乱流が発展する場合、赤道面におけるガスのランダム速度は音速の約10%程度に及ぶ（このことは、図4(a)下パネルからも見て取れる）。原始惑星系円盤における音速はおおむね  $1 \text{ km s}^{-1}$  であるから、このことは塊どうしの衝突速度が  $100 \text{ m s}^{-1}$  に及ぶことを意味する。これに対し、ダスト塊どうしが大規模な破壊を起こさずに合体できる最大の衝突速度（臨界破壊速度）は、氷ダストであれば  $50 \text{ m s}^{-1}$  程度で、シリケートダストであればそれよりさらに1桁程度小さいことがわかっている[19]。このことから、磁気乱流は直接合体成長による微惑星形成の深刻な障害になると認識されている。さらに、3.2節で述べたように、巨視的な塊が形成可能かどうかは、ダストが二流体不安定を通じて濃集できるかどうかを決定づける。したがって、磁気乱流による衝突破壊を回避することは、重力不安定性による微惑星形成にとっても重要である<sup>※6</sup>。

一方、ダストの塊が衝突破壊すると、それを構成する微小なダスト粒子が大量にばらまかれる[19]。これらの粒子は、円盤の電離度を下げ、磁気乱流を安定化するはずである。このように考えると、一部のダスト塊の衝突破壊が、残りの塊の合体成長を助ける可能性があることに気づく。このような機構がどの程度有効であるかを検証するため、以下の2つの簡単なモデ

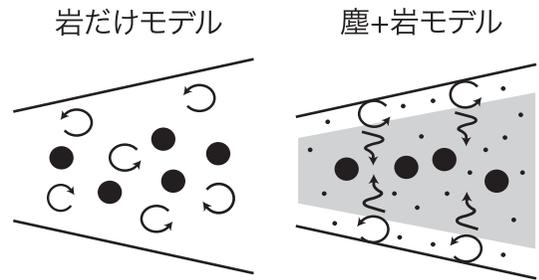


図6：微小なダスト粒子の重要性を検証するための、2つの簡単なダスト進化モデル。「岩だけモデル」は、ダストが均一にメートルサイズ程度の“岩”へと成長し、円盤の鉛直方向全体にわたって磁気乱流が発展するようなモデルである。「塵+岩モデル」は、ダストの一部が微小な“塵”として残り、円盤上層部を除いてデッドゾーン(灰色の領域)が形成される場合である。

ルを考えてみる（図6）。1つは、ダストが均一に大きな“岩”へと成長していくようなモデル、もう1つは、一部のダストが微小な“塵”として円盤内に残るようなモデルである。ここでは、前者を「岩だけモデル」、後者を「塵+岩モデル」と呼ぶことにしよう。簡単のため、“塵”は星間塵サイズとし、“岩”は衝突破壊が問題となるメートルサイズ程度の大きさとする。「岩だけモデル」では、微小なダスト粒子が存在しないためにガスの電離度が高くなり、円盤の鉛直方向全体にわたって磁気乱流が発展する。一方、「塵+岩モデル」では、“塵”の存在によって電離度は低く抑えられ、その量に応じた広さのデッドゾーンが形成される。

数値流体シミュレーションから得られた速度分散公式を用いると、デッドゾーンの広さからガスのランダム速度が計算できる。そこで、さまざまな“塵”の量に対して円盤電離度を計算し、推定されるデッドゾーンの広さから円盤赤道面における“岩”どうしの衝

※6. 本稿では、磁気乱流に起因する衝突破壊に焦点を絞って議論を進める。乱流とは別の要因で衝突破壊を引き起こす可能性があるものとしては、ダスト粒子の中心星落下(radial drift)がある[20]。これは、ダストよりわずかに遅く公転するガスがダスト粒子の軌道角運動量を摩擦力で奪い取り、粒子を中心星方向へドリフトさせるというものである。中心星落下の速度はメートルサイズのダストで最も速くなり、木の円盤モデルであれば  $50 \text{ m s}^{-1}$  にも及ぶ。この運動がもたらす相対速度は、特にシリケートダストの成長に対して大きな障害となりうる[19]。一方で、ダストがガスよりも濃くなると中心星落下が抑えられることが知られており[21, 4]、中心星落下の原因であるガスとダストの公転速度差を(局所的にだが)打ち消す機構も提唱されている[22]。したがって、磁気乱流に起因する衝突破壊問題を中心星落下に起因する問題と切り離して議論することは意味のあることである。

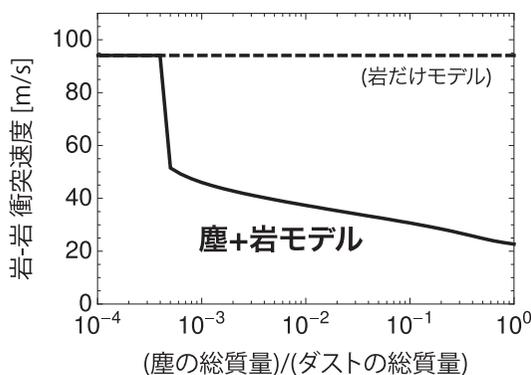


図7：“塵”の量に対する“岩”どうしの衝突速度。横軸は固体の総質量に対する塵の質量の割合で、固体の総質量はガスの質量の1%であると仮定している。実線が「塵+岩モデル」に対する結果で、比較のため、“塵”が存在しない「岩だけモデル」に対する結果を破線で示してある。

衝突速度を求めてみた。結果の例を図7に示す。この例は、林モデル円盤を仮定し、軌道半径(中心星からの距離)が5AUの位置での衝突速度を調べたものである。横軸はダストの総質量に対する“塵”の質量の割合で、ダストの総質量はガスの質量の1%であると仮定している。この例では、“塵”の割合が $10^{-3}$ に満たない場合、鉛直方向全域にわたって磁気乱流が発展し、“岩”どうしの衝突速度は $100 \text{ m s}^{-1}$ 近くに及ぶ。一方、“塵”の割合がそれより大きくなると、赤道面付近がデッドゾーンとなり、“岩”の衝突速度は $50 \text{ m s}^{-1}$ を下回るようになる。 $50 \text{ m s}^{-1}$ といえば、数値実験から示唆される氷ダスト塊の臨界破壊速度[19]とちょうど同程度である(実際、いま考えている円盤モデルでは、この軌道半径における固体の主成分は氷であると考えてよい)。これは、ごく一部の“岩”が破壊を通じて“塵”に戻るだけで、残った“岩”の衝突破壊が回避されうることを意味している。このことから、ダストと磁気乱流の共進化は、直接合体成長や(二流体不安定性を経由した)重力不安定性による氷微惑星の形成を可能にしようと言うことができる。ただし、“塵”の割合をもっと増やせば何桁も衝突速度が下回るというわけではなく、ダストの半分が“塵”だとしても $25 \text{ m s}^{-1}$ 程度の衝突速度が残ることに注意がいる。これが前節で見た、デッドゾーンより上層での乱流が作る音波の影響である。

また、軌道半径が1AUの場所で同様の計算を行な

うと、デッドゾーンの形成に必要な最小の“塵”の量は5AUの場合に比べて小さくなるものの、“塵”の量を大きくしても“岩”の衝突速度はやはり $20 \text{ m s}^{-1}$ 程度残ることがわかる。このような軌道では固体の主成分はシリケートであり、 $20 \text{ m s}^{-1}$ の衝突速度は推定されるシリケートダスト塊の臨界破壊速度よりかなり大きい。シリケートダストの衝突破壊問題の回避は、“塵”によるデッドゾーンの形成をもってしても難しそうである。

## 5. まとめ

ダストから惑星が形成されるまでの過程を理解する上で、その舞台である原始惑星系円盤の乱流状態を明らかにすることは必須の作業である。原始惑星系円盤における主要な乱流生成機構である磁気回転不安定性は、ダストの電離ガス捕獲によって安定化されることが明らかになっている。このことは、ダストと磁気回転不安定性のもたらす乱流が連動して進化することを示唆する。

本稿では、このような共進化の全貌を明らかにするための著者の取り組みとして、数値磁気流体シミュレーションによるガスの速度分散構造の定量的なモデル化と、これを用いたダストの成長過程の検証を紹介した。微小なダストによる電離度の低下は、「デッドゾーン」と呼ばれる磁気乱流の生成されない領域を円盤内にもたらす。シミュレーションの結果より、デッドゾーンでは乱流が安定化される分だけガスの速度分散が低減することがわかった。一方、非常に広いデッドゾーンを考へても速度分散はある程度は残り、ダスト粒子の拡散や衝突速度の増加を完全に抑えることはできないことも明らかになった。これは、デッドゾーンより上層で発展する磁気乱流の運動が、音波の形で円盤全体に伝わるためである。特に、この音波の引き起こす鉛直方向の拡散は、「ダストの赤道面沈殿層が重力分裂して微惑星をつくる」という古典的な重力不安定シナリオを極めて困難にする。直接合体成長か、もしくは二流体不安定性を経由した重力不安定であれば、音波による拡散は問題にはならないため、可能な微惑星形成シナリオの候補として残る。ただし、どちらの場合でも、巨視的なダスト塊の衝突破壊の問題を回避することが必要である。

以上の点を考慮して、微小なダストのつくるデッドゾーンが巨視的なダストの衝突速度をどの程度抑えることができるかを、数値シミュレーションの結果と簡単なダスト進化モデルを用いて定量的に検討した。その結果、氷と岩石の微惑星の形成に対してそれぞれ以下のような示唆を得た。まず、付着力の比較的強い氷ダストについては、わずかな量の塵が破壊を通じて生成されるだけ、より大きなダスト塊の衝突破壊が防がれることがわかった。このことから、ダストと磁気乱流の共進化は、二流体不安定性を経由した重力不安定や直接合体成長による氷微惑星の形成を駆動すると予想される。一方、付着力のより弱いシリケートダストについては、塊が衝突破壊を免れて成長し続けることは広いデッドゾーンをもってしても難しい。このことは、ダストと磁気乱流の共進化と従来の微惑星形成モデルを単純に組み合わせるだけでは、岩石微惑星の形成を説明するには不十分であり、さらなるアイデアが必要であることを示唆する。これらの点をふまえながら、惑星形成シナリオを再構築していくことが必要である。

## 謝 辞

本稿を執筆する機会を与えてくださった田中秀和氏と、本稿の構成に関して的確なコメントをくださった査読者の竹内拓氏に感謝します。本研究に関し、筆頭著者は日本学術振興会特別研究員研究奨励費(22・7006)の助成を受けています。

## 参考文献

- [1] Goldreich, P. and Ward, W. R., 1973, *ApJ* 183, 1051.  
 [2] Weidenschilling, S. J. and Cuzzi, J. N., 1993, in *Protostars and Planets III*, 1031.  
 [3] Weidenschilling, S. J., 1984, *Icarus* 60, 553.  
 [4] Johansen, A. et al., 2007, *Nature* 448, 1022.  
 [5] Balbus, S. A. and Hawley, J. F., 1991, *ApJ* 376, 214.  
 [6] Sano, T. et al., 2000, *ApJ* 543, 486.  
 [7] 奥住聡, 2011, *天文月報* 104, 126.  
 [8] Sano, T. and Miyama, S. M., 1999, *ApJ* 515, 776.  
 [9] 鈴木建ほか, 2009, *遊星人* 18, 147.  
 [10] Hayashi, C., 1981, *Prog. Theor. Phys. Suppl.* 70, 35.  
 [11] Umebayashi, T. and Nakano, T., 2009, *ApJ* 690, 69.  
 [12] Okuzumi, S., 2009, *ApJ* 698, 1122.  
 [13] Okuzumi, S. et al., 2009, *ApJ* 707, 1247.  
 [14] 陶山徹ほか, 2008, *遊星人* 17, 177.  
 [15] Gammie, C. F., 1996, *ApJ* 457, 355.  
 [16] Okuzumi, S. and Hirose, S., in preparation.  
 [17] Dubrulle, B. et al., 1995, *Icarus* 114, 237.  
 [18] Fromang, S. and Papaloizou, J., 2006, *A&A* 452, 751.  
 [19] 和田浩二, 2009, *遊星人* 18, 216.  
 [20] Weidenschilling, S. J., 1977, *MNRAS* 180, 57.  
 [21] Nakagawa, Y. et al., 1986, *Icarus* 67, 375.  
 [22] Kretke, K. A. and Lin, D. N. C., 2007, *ApJ* 664, L55.