# 最新の磁気流体力学の知見に基づいた新しい 原始惑星系円盤モデルの温度構造:スノーライ ンの移動と地球型惑星形成シナリオへの示唆

# 森昇志

2021年10月11日受領, 査読を経て2021年10月29日受理

(要旨)太陽系の地球型惑星は水に枯渇した惑星であるため、原始太陽系円盤の水スノーラインの内側 で形成したと考えられる.そのためスノーラインの軌道進化を知ることで、地球型惑星の形成過程を制 約できる.これまで円盤の古典的なモデルとして乱流粘性によって降着が駆動される円盤モデルが受け 入れられてきた.しかし最新の磁気流体力学の理解によれば乱流は抑制され、むしろ磁気的な円盤風に よって円盤の角運動量が引き抜かれ、層流的に降着することが分かってきた.本稿では磁場によって層 流的に降着するこの新しい円盤モデルを紹介し、著者らが構築した新しい温度モデルを紹介する.また スノーラインの軌道進化を計算することで、地球型惑星の形成シナリオに対する制約についても議論する.

# 1. はじめに

地球型惑星とは主に岩石から構成される惑星であ り、特に太陽系の地球型惑星はその低い含水率で 特徴付けられる。例えば地球は、その表面を海で覆 われているものの、内部に含まれていると推定され る含水量は多くても質量の1%程度である[1].その 他の太陽系地球型惑星の含水率についても、議論 の余地はあるが、せいぜい1%であることが予想され ている[2,3].それに対して太陽系の遠方由来の天 体(例えば彗星)の含水率は10%以上である[4,5]. このような地球型惑星の含水率の違いがどのように して生まれたのかを知ることで、地球型惑星の形成 過程に迫ることができる。

この含水率の違いの原因を知る上で、それらの天 体が形成した領域の温度が重要な要因である.惑星 は原始惑星系円盤の中で、固体微粒子がどうにかし てたくさん集まることで形成する.原始惑星系円盤 中のダストの成分は、スノーラインとよばれる水の昇 華・凝縮境界を境に大きく異なる.スノーラインより 外側のダストは主に氷と岩石からなる.一方,スノー ラインより内側では水は気体として存在するために, ダストの主成分は岩石となる.したがって,含水率の 低い地球型惑星はスノーライン内側で形成したのだ ろうと考えられている.

スノーラインの位置は原始惑星系円盤の温度構 造から決まるが、円盤の温度構造は円盤の力学にも 依存する.本稿では磁気流体力学に基づいた新しい 円盤モデルを紹介し、その円盤モデルにおいてどの ような温度構造になるか、またどのようにスノーライ ンが移動するかを紹介する.さらにその円盤モデル における地球型惑星の形成過程を議論する.

## 2. スノーラインの移動

スノーラインの位置を正しく知るためには, 原始 惑星系円盤の温度構造を正しく知る必要がある. 水 の昇華凝縮は温度に対し非常に敏感であり, 温度が おおよそ170K程度となる位置がスノーラインとなる. 円盤が光学的に薄い極限では, 中心星の光が円盤 の赤道面を照らし, 円盤の温度分布は入射するエネ ルギーと放射するエネルギーの釣合いとなる. 中心

<sup>1.</sup>東北大学大学院理学研究科天文学専攻 mori.s@astr.tohoku.ac.jp



図1: 粘性降着円盤におけるスノーラインの位置の質量降着率依 存性. 質量降着率を時間軸と読み替えればスノーラインの位 置の時間進化を示す. 点線は1auの位置を表しており, スノー ラインが1auに到達するのは~3×10<sup>.9</sup> 太陽質量/年であるこ とが分かる. 計算パラメーターの中心星質量は太陽質量, 中 心星光度は太陽光度, 乱流粘性パラメーターα=0.01, オパ シティは5 cm<sup>2</sup>/gとした. [10]の図6を再現した.

星の光度を現在の太陽光度だとすると、その温度分 布は林モデルで知られる温度分布になり、スノーラ インは中心星から2.7auに位置する[6].

しかし残念ながら,惑星形成段階の温度分布はこ れよりはるかに複雑である.原始惑星系円盤は多く のダストを含み,特に地球型惑星が形成するような 円盤内側の領域では基本的に中心星からの照射に 対して光学的に厚い.中心星からの光は円盤表面に しか到達せず,加熱された円盤表面の再放射によっ て円盤赤道面が温められる.星からの光は円盤表面 に鋭角に入射するため,単位面積あたりの受け取る エネルギーはその入射角の分だけ減少する[7].その ため,光学的に厚い円盤において照射加熱で決まる 温度は,光学的に薄い円盤よりも低くなる.

一方で、そのような光学的に厚い領域では照射加 熱に加えて「降着加熱」[8]も温度構造を決定する上 で重要である.降着加熱は、円盤ガスが中心星に向 かって落下する際に、解放される重力ポテンシャル をエネルギー源として円盤を加熱する加熱機構であ る.ここで古典的なモデルである乱流的な円盤を考 える[9].乱流によって粘性が実効的に大きくなるた め、その乱流粘性によって動径方向に円盤の角運 動量輸送が起き、円盤が降着する.それと同時に円 盤降着によって解放された重力エネルギーは乱流に よって散逸し,熱へと変換される.このような乱流粘 性によっておきる降着加熱を特に粘性加熱と呼ぶ. 粘性加熱の発熱率は密度に比例することから,解放 された熱は赤道面付近に集中する.赤道面付近では 光学的に厚く輻射冷却に時間がかかるため,熱が円 盤に蓄積することで円盤を効率良く暖めることがで きる.これをブランケット効果と呼ぶ.円盤の内側領 域(典型的には≤10au)では,重力ポテンシャルが深 いためにエネルギー発生率が大きくなるだけでなく, 光学的厚みも大きいため,円盤温度は降着加熱に よって決定されると考えられている.

これらの加熱機構を考慮し円盤の温度構造を計 算すればスノーラインの位置を求めることができる. ここで重要な点は、スノーラインは円盤の温度構造 の時間進化と共に移動するということである[10]. 降着率は時間と共に減少するため,降着加熱の加熱 率も時間と共に減少する。図1に古典的な円盤モデ ルにおけるスノーラインの軌道進化を示す. 質量降 着率は円盤形成から円盤散逸するまでに減少してい くため、横軸は時間軸と読みかえることもできる、例 えば、質量降着率がおよそ3×10<sup>9</sup>太陽質量/年の時 が星形成後1000万年後に対応する。質量降着率が 減少すると加熱率が減少し、円盤温度が低下し、ス ノーラインが円盤内側へと移動する.今回の場合, 質量降着率が10-10太陽質量/年未満になってくると、 スノーラインの位置は照射加熱によって支配される ようになる、円盤寿命はおおよそ1000万年なので、 地球型惑星が形成する間, 1au付近の円盤温度は降 着加熱によって支配されていると考えられる.

このようにスノーラインは円盤進化と共に外側か ら内側へと大きく移動する.このことは地球型惑星 の形成過程に制約を与える.例えば地球が現在の 軌道(lau)で形成したとすると、スノーラインがlau に到達した後に形成した惑星は、現在の地球よりも はるかに多量の水を獲得してしまうだろう.つまりス ノーラインが惑星形成領域を通過する時間が分かる ことで、惑星形成時間に制約を与えることができる. より一般的には、惑星が形成後に移動する可能性を 考慮し、スノーラインの軌道進化を知ることで「地球 型惑星がいつ・どこで形成したか」を制約することが できると言える.

### 3. 磁気的に降着する原始惑星系円盤

前節で円盤の温度構造は乱流による降着加熱が 重要であることを述べた.しかし最新の磁気流体力 学の理解によれば,円盤が乱流状態であるかどうか は疑わしい.ここでは現状の降着機構の理解を整理 し,層流的に降着する新しい円盤モデルについて説 明する.

長らく原始惑星系円盤では、磁気回転不安定[11] と呼ばれる磁場の不安定性により生じる磁気的な 乱流によって、降着が駆動されていると考えられてき た.磁気回転不安定は、原始惑星系円盤のような作 動回転する円盤中でガスと磁場が十分相互作用する 場合に引き起こる.作動回転によって磁場が引き延 ばされると円盤回転方向の磁場が増幅する.十分磁 場が伸びると磁気リコネクションと呼ばれる「磁場の 繋ぎかえ」が生じ、それまで溜めていた磁気エネル ギーを運動エネルギーへと変換し乱流を駆動する. そのため磁気回転不安定はたとえ初期の磁場が弱 くても、磁場を増幅し激しい磁気乱流を生成する. その乱流粘性的なガスの角運動量輸送は円盤年齢 を説明しうる、原始惑星系円盤の降着機構として期 待されてきた.

しかし最近では、原始惑星系円盤の大部分の領 域で、磁気回転不安定由来の乱流は起きない、あ るいは抑制されることが指摘されている[12,13]. そ の鍵を握るのが、原始惑星系円盤の電離度である。 元々、中性子星やブラックホール周りの降着円盤の 降着機構として乱流が期待されており[9]、もっとも らしい乱流源として磁気回転不安定が提案された. 磁気回転不安定乱流は原始惑星系円盤の降着機構 としても期待され、その後粘性降着円盤モデルを仮 定した惑星形成の研究が盛んに行われた。一方でそ れと並行して. 原始惑星系円盤で磁気回転不安定 が降着機構としてどれほど重要であるかは長らく議 論されていた。原始惑星系円盤がその他の系と違う 点は、低温かつ高密度のため電離度が非常に低いと いう点である、電離度が十分低いと、磁場とガスの 間の相互作用が弱まり、磁力線とガスが独立に運動 するようになる、そのような磁場とガスが分離するこ とによって生じる効果を,非理想磁気流体力学効果

(非理想MHD効果)と呼ぶ. 非理想MHD効果には, オーム散逸,ホール効果,両極性拡散の3種類があ る. そのうちオーム散逸と両極性拡散は磁場を拡散 するため,磁気回転不安定を安定化し,磁気乱流も また抑制する. つまり原始惑星系円盤の電離度構造 が円盤構造および円盤進化を決める上で重要である.

原始惑星系円盤の電離度構造を計算し磁気回転 不安定な領域を示すと、磁気回転不安定は円盤最 内縁の高温領域か、円盤外側の低密度な領域での み発達することが分かる[14].円盤最内縁では、円 盤ガスが高温なためにアルカリ金属の熱電離が起こ り電離度が上昇する.また円盤外側では、銀河宇宙 線が円盤赤道面まで到達できるので電離度が高い. それ以外の大部分の領域では、銀河宇宙線や中心 星からのX線などは円盤赤道面まで到達しないため に、電離度がかなり低くなる.このことは解析的にも 示されていたが、最近では磁気流体力学シミュレー ションの発展などにより、数値実験的にも原始惑星 系円盤の大部分の領域で非理想MHD効果による 磁気回転不安定の抑制が確認されている[12,13].

原始惑星系円盤で乱流が発達しないとしたら、ど のようにして円盤の角運動量を抜き、円盤を散逸さ せるかが問題になってくる.現段階でもっともらしい 機構は、円盤を貫く大局的な磁場による角運動量の 抜取りである[15,16].まず円盤は、分子雲コアが重



図2:磁気円盤風が駆動する円盤降着機構の模式図.この場合, 磁力線が円盤の回転に引きずられることで,円盤表面では 動径方向に正の電流が流れる.一方で円盤上層では,遠方 に向かうにつれて磁力線の巻きつきは弱くなるため,動径方 向に負の電流が流れる.これらの電流がなすローレンツカ は,円盤表面では回転方向と逆向きに働き,円盤上層では 回転方向の方向に働く.その結果として,円盤表面では角運 動量を失ったガスが降着し,円盤上層では円盤風として角 運動量を得たガスが外側に移動する.[17]のモデルを参照. 力的に収縮することで形成する.その際,分子雲コ アにある磁場は円盤へと引きずられるため,円盤は 大局的な磁場に貫かれる.電離している円盤表面で は磁場は円盤の回転によって引きずられ,回転方向 の磁場が増幅する.磁場は円盤表面のガスの角運動 量を抜き,磁力線を介してより上層のガスに角運動 量を受け渡す.角運動量を得たガスは円盤の外側へ と移動する.この機構によって,円盤表面のガスは中 心に向かって降着する一方で,円盤からはガスが流 出する(より具体的な力学に関しては図2を参照).こ のようなガス流出過程を磁気円盤風と呼ぶ.円盤内 部の電離度が小さくとも,磁気円盤風は十分円盤降 着を駆動できうるため,原始惑星系円盤の降着機構 として期待されている.

以上の最近の理解をまとめると,特に内側領域で は磁気流体力学的な角運動量輸送によって層流的 に降着する.本稿ではそのような円盤モデルを「(層 流)磁気降着円盤モデル」と呼び,磁気乱流によって 粘性的に降着が駆動される「(乱流)粘性降着円盤モ デル」と区別することにする.次節では,この層流磁 気降着円盤モデルの温度構造について述べる.

## 4. 磁気降着円盤における新たな 温度モデルとスノーラインの移動

### 4.1 磁気流体力学シミュレーションから 明らかになった鉛直加熱分布

前節で円盤の降着機構は乱流粘性ではなく,磁 気円盤風による角運動量の引き抜きがもっともらし いということを述べた.次なる疑問は、「層流磁気降 着円盤モデルのもとで惑星形成がどのように進むの か」ということである.従来は古典的な乱流粘性降 着円盤モデルをもとに多くの惑星形成に関する理論 が構築されてきた.そのような粘性降着円盤に基づ いた理論は新たに見直す必要がある.著者らは地球 型惑星の形成過程において非常に重要な降着加熱 過程に着目し、磁気降着円盤モデルにおける温度構 造を調べた[18].本節ではその研究を紹介する.

粘性降着円盤と磁気降着円盤では,降着加熱過 程が大きく異なる.降着加熱を考慮する上で重要な ことは,どのように降着時に発生したエネルギーを



図3: Mori et al. 2019 [18]の局所磁気流体力学シミュレーショ ンの概要. x方向は動径方向, yは円盤回転方向, zは鉛直 方向. 緑色の線は磁力線, 青色の矢印はガス速度, オレンジ 色のもやは電流の強度を表す. 赤道面付近はデッドゾーン になっているが, そのすぐ上に電流層が存在する. さらに上 層では円盤風が吹く.

散逸するかという点である.磁気降着円盤では基本 的に乱流がない状態,つまり層流であるため,エネ ルギー散逸過程として乱流散逸は期待できない.そ のためエネルギー散逸は,大局的な磁場構造がつく る電流のジュール散逸によって起きる.ジュール散 逸(加熱)は,有限な抵抗中を電流が流れるとエネル ギーが散逸(発熱)するという過程である.低電離度 であるほど電気抵抗が強いため,磁場分布と電離度 分布を整合的に解くことで正しい加熱分布を得るこ とができる.

磁気降着円盤における温度構造を調べるために, Mori et al. 2019 [18]では非理想MHD効果を全 て考慮した磁気流体力学シミュレーションを行った. シミュレーションでは,円盤のある半径近傍の局所 的な領域を計算領域にとる.計算初期に鉛直磁場を 与え,ガス流と共に磁場が発展し,ある程度時間が 経つと飽和状態に到達する.図3に1auにおける代 表的な計算結果の概要を示す.赤道面付近にはデッ ドゾーンと呼ばれる,電離度が低すぎるために磁気 拡散が強い領域がある.そのすぐ上層に電流層があ り,ここでエネルギー散逸が起きる.また電流層付 近で磁場が増幅されることで,磁気圧の勾配を駆動 力とする円盤風が吹く.

より詳細な鉛直分布を調べるために、エネルギー散逸 分布とそれをもとにした温度分布を計算した.図4は(a) エネルギー散逸率分布と(b)そのときの温度分布である. ここで分かったことは、ジュール散逸は円盤表層で起き るということである. 円盤表層では光学的に薄いために 冷却が速い、そのため、ブランケット効果(光学的に厚い 領域で加熱した際に起きる)は効かず、赤道面付近で加 熱が起きる粘性降着円盤とくらべて、円盤ガスの温度は ずっと低くなる. 実際にここではおおよそ2スケールハイト より上層では光学的に薄く、光学的に薄い領域で加熱が 起きている.得られたジュール加熱率分布に基づいて降 着加熱を計算すると、その理由により、磁気降着円盤の 赤道面の温度が粘性降着円盤モデルに比べて低くなる. また加熱分布に加え、円盤風が吹くことでガス降着時に 発生したエネルギーを流出させるという効果もある. これ らの結果として、得られた赤道面温度が照射加熱で決ま る赤道面温度より低くなる。このことは、1au付近でも照



図4: 1auの局所磁気流体力学シミュレーションから得られた物 理量の鉛直分布.(a)磁気拡散によるエネルギー散逸率の 鉛直分布.高さが3スケールハイトの付近にエネルギー散逸 が集中する.単位は赤道面ガス圧と角速度の積.(b)エネル ギー散逸率分布をもとに計算した平衡温度の鉛直分布.エ ネルギー散逸率分布に基づいて計算した降着加熱による温 度(青実線),降着率を固定して乱流粘性によるエネルギー 散逸を仮定したときの降着加熱による温度(赤波線),照射 加熱のみを考慮した場合の温度(灰色点線).粘性降着円盤 モデルの赤道面温度が310Kなのに対し,磁気降着円盤モ デルの赤道面温度は90Kとなる.[18]の図を改変.

射加熱が加熱機構として重要になりうるということ を示唆している.

上層で加熱が起きる理由は、電離度の鉛直分布 にある、円盤の電離度は、中性ガスの電離と荷電粒 子の再結合の釣合いできまる. 原始惑星系円盤の電 離源は、銀河宇宙線、中心星からのX線・紫外線、短 寿命放射性核種から出る放射線などが主である. 銀 河宇宙線、X線、紫外線は円盤の外から来るが、ガ ス面密度の高い円盤の内側領域などではそれらの 電離源は円盤赤道面に到達しない。 そのため円盤赤 道面では主に短寿命放射性核種によって電離する が、円盤上層の1/10程度の電離率しかない[19]、そ のため円盤赤道面に近づくにつれて電離率は低くな る、一方で円盤赤道面に近づくほど、荷電粒子の吸 着・再結合を起こすダストが豊富に存在するため、再 結合率は高くなる、そのような事情から円盤ガスの 電離度分布は、円盤表面では電離度が高く、赤道面 に近づくにつれて電離度が下がるという分布になる. 電離度が低い領域では、上述の非理想MHD効果 が働き、磁場が拡散される、そのような領域では、電 流は維持できず(非常に短い時間で電流が拡散され る).結果としてジュール加熱は非常に弱くなる。一方 で円盤表層に近づくと磁場とガスが共に運動するこ とができるようになる.特に、磁場が拡散する時間 スケールと磁場がガス運動によって増幅する時間ス ケールが同程度になる高度で、ジュール加熱が最大 になる. その高度よりさらに上層では、電離度が高 いために磁気拡散が弱く. 磁場のエネルギー散逸も また遅い、そのため、ちょうどよく電離している高度 で加熱が集中するという加熱分布をとるのである.

#### 4.2 層流磁気降着円盤の温度モデル

以上の磁気流体力学シミュレーションの計算から,磁気降着円盤では層流的になり,降着加熱は非常に非効率であることが分かった.図5にこの結果に基づいた,予想される円盤の温度構造の模式図を示す.円盤は高温な乱流領域と低温の層流領域の二つに分けられる.

・中心星からごく近傍の高温領域(T≥1000K)では、熱電離を起こす、熱電離したガスは磁場と十分相互作用するため、磁気回転不安定が発達でき



図5:予想される原始惑星系円盤の温度分布の模式図.中心星 近傍にある熱電離によって維持される磁気乱流領域と、全 体的に層流なデッドゾーンの2つに区別できる.[20]の図1 を改変.

る.磁気乱流が発達すると、乱流的にエネルギー 散逸が起き,熱が光学的に厚い円盤内部で解放さ れるため,降着加熱によって効率的に円盤赤道面 が温まる.

ひとたび熱電離が効かなくなると、乱流が発生しないために円盤は層流的になる。この領域では降着加熱は非常に非効率であり、中心星の照射加熱が温度を支配する可能性がある。

円盤内側領域の全体的な描像を得ることができ たが,次にスノーラインの軌道進化を定量的に明ら かにするため,円盤の温度分布をモデル化する.こ こでは[20]を紹介する.

円盤の加熱高度z<sub>heat</sub>に加熱率が集中するとき,降 着加熱によって決まる赤道面温度T<sub>acc</sub>は次のように 書くことができる[17]:

$$T_{\rm acc} = \left[ \left( \frac{3 \,\dot{M} \Omega^2}{32 \,\pi \sigma_{\rm SB}} \right) \left( \tau_{\rm heat} + \frac{1}{\sqrt{3}} \right) \right]^{1/4} \,. \tag{1}$$

ここで $\dot{M}$ は質量降着率,  $\Omega$ はケプラー角速度,  $\sigma_{SB}$ は ステファンボルツマン定数,  $\tau_{heat}$ は加熱高度 $z_{heat}$ にお けるダスト放射の光学的厚み

$$\tau_{\rm heat} = \int_{z_{\rm heat}}^{\infty} \rho \kappa dz , \qquad (2)$$

κはダストのロスランド平均オパシティである. ここで は簡単のためオパシティは一定とし, 密度は静水圧 平衡が成り立つという仮定を置く. そうすると,加熱 高度さえ分かれば解析的に赤道面の温度を計算す ることができる.具体的には,

$$\tau_{\text{heat}} = \frac{\kappa \Sigma}{2} \operatorname{erfc}\left(\frac{z_{\text{heat}}}{\sqrt{2}H}\right)$$
 (3)

と表される. ここでΣはガス面密度, Hはガススケー ルハイト.

Mori et al. 2021[20]ではMori et al. 2019[18] で得られたシミュレーション結果に基づいて加熱高 度を経験的にモデル化した.シミュレーションの計 算結果は,磁気拡散がある程度弱まったところで電 流が集中するという傾向を示す.そのため,磁気拡 散とガス流による磁場増幅の時間スケールの比であ る,エルサッサー数が加熱高度を予言するのに使え るという予測が立つ.シミュレーション結果によれ ば,飽和状態では両極性拡散が円盤の磁気拡散を 支配する.両極性拡散のエルサッサー数は,

$$Am = \frac{v_A^2}{\eta_{AD}\Omega}$$
(4)

と書ける. ここで, υ<sub>A</sub>はアルフベン速度, η<sub>AD</sub>は両極 性拡散の磁気拡散係数である。Am≪1のとき、両極 性拡散の磁気拡散が強く,円盤の差動回転による 磁場増幅を抑制する. したがってAm ~ 1の高度で 加熱が集中すると期待できる。アルフベン速度は磁 場に比例するが、基本的にn<sub>AD</sub>は磁場の二乗に比例 するため、Amは磁場によらず電離度のみの関数と なる. 図6に、 横軸に Am<sub>crit</sub>=0.3 における 柱密度(加 熱高度より上層のガス面密度)縦軸に加熱高度にお ける柱密度をとり、[18]で行った様々なパラメーター セットの計算結果をプロットした. シンボルの違いは 磁場の向き(初期に与える磁場が円盤回転軸と平行 か反平行)を表し、非理想MHD効果のホール効果 が磁場の向きに依存して磁場構造を変える. 加熱高 度は磁場の向きに依存するということが分かる.し かしここでより重要なことは、ほとんどの場合で加熱 高度の柱密度はAm<sub>crit</sub>での柱密度を下回るというこ とである、したがって、加熱高度をAmeritから与える ことにより降着加熱で決まる温度の上限値を与える ことができる. このように降着加熱による温度を過 大評価した場合にも照射加熱の方が強ければ、降 着加熱はもはや重要ではないと言える.

図7に電離度構造から得られる両極性拡散のエル



図6:ある基準となるAmの高度より上層の柱密度に対する,加熱高度より上層の柱密度.破線,点破線,点線はそれぞれ,両者の比が1,0.1,0.01になるときを示す.丸のシンボルは磁場と円盤回転軸が平行な場合,三角は反平行の場合に対応する.[20]の図12を改変.

サッサー数分布Amの一例を示す. この場合, 両極 性拡散は赤道面付近では非常に低い値をとり, ガス スケールハイトの3倍程度の高度でAm ~ 1となる. 本モデルでは上記の磁気流体力学シミュレーション の結果に基づき, AmがAm<sub>crit</sub>(=0.3)となる高度で 電流が流れ, 重力ポテンシャルが熱に変換されると 仮定する. 得た加熱高度をもとに式(3)および式(1)を 計算すれば, 降着加熱によって決まる赤道面温度を 得ることができる.

上記の磁気降着円盤の温度モデルを用いて,動 径方向の温度分布の時間進化を計算する.降着率 の時間進化は,降着率と星年齢を推定した円盤観測 データから得られる経験的解析式 [21]を使う.今回 用いる降着率と星年齢の関係を図8に示す.定常降 着円盤を仮定し,降着率に応じた円盤ガス面密度を 与える.また降着加熱だけでなく星からの照射加熱 も考える.照射加熱の温度分布は[7]に従う.中心星 の光度は[22]の計算結果を用いる.図9に今回用い る光度進化を示す.

ある時刻・ある半径における赤道面温度を決定す る計算の流れは以下の通りである.まず初期にある 温度を仮定し,その温度における鉛直方向の電離度 分布・エルサッサー数分布Amを計算する.Am分布 から加熱高度を予想し,その高度における光学的厚



図7: 両極性拡散のエルサッサー数Amの鉛直分布の一例. Am<sub>crit</sub>=0.3 の高度に電流層が位置すると仮定する. [20]の 図4を改変.

みを式(3)から計算する.得られた光学的厚みを用い て降着加熱によって決まる赤道面温度を式(1)から 計算する.さらに照射加熱を考慮し<sup>1</sup>,赤道面の温度 を計算する.以上の計算を,新たに得られた赤道面 温度に対して十分収束するまで繰り返し行う.最終 的な温度分布は,初期に仮定する温度分布に依存し ない.

#### 4.3 スノーラインの移動

星形成後10万年から1000万年まで動径方向の温 度分布を計算した.図10に温度分布の一例を示す. 粘性降着円盤モデルでは1auで温度が600Kに達し ているのに対し,磁気降着円盤モデルでは170Kと なっており,温度に大きな違いがあることが分かる. また粘性降着円盤モデルでは乱流による粘性加熱 が支配的なのに対し,磁気降着円盤モデルでは照 射加熱が1au以遠の温度を決めていることが分か る.これは星形成後60万年という若い円盤の温度分 布であるが,この時刻以降も基本的にはこのような 温度構造となる.

氷の昇華温度が170Kであると仮定して,各時刻 における赤道面上のスノーラインの位置を特定し, スノーラインの位置の時間進化を計算した(図11).

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>照射加熱で決まる温度を $T_{irr}$ ,降着加熱で決まる温度を $T_{acc}$ とすると、両者を考慮した赤道面の温度は $(T_{irr}^4+T_{acc}^4)^{14}$ と書ける.



図8: 円盤の降着率と星年齢の経験式[18]. 影は, 降着率の観測 的な分散に由来する不定性(×10<sup>±0.5</sup>)を表す. [20]の図2を 改変.



図10:赤道面温度の動径方向分布の一例.時刻は磁気降着円盤 のスノーラインが1auに到達した時刻(60万年)にとった.赤 の実線が粘性降着円盤の場合,青の実線が磁気降着円 盤の場合.破線は粘性降着円盤において粘性加熱のみを 考慮した場合,点破線は磁気降着円盤において降着加熱 のみを考慮した場合,点線は照射加熱のみを考慮した場合 の温度分布.[20]の図5を改変.

ここから磁気降着円盤の場合,円盤進化の早期段 階であっても,スノーラインが1au付近に存在すると いうことが分かった.例えば,粘性降着円盤モデル のスノーラインが1auを通過するのに1000万年かか



図9: 中心星の光度の時間進化 [19]. [20]の図3を改変.



図11: スノーラインの時間進化.青の実線は磁気降着円盤モデルの場合、赤の点線は粘性降着円盤モデルの場合、破線は照射加熱のみを考慮した場合.影は、降着率の観測的な分散に由来する不定性[11]を示す.矢印はスノーラインが1auを通過するときの星年齢を示しており、磁気降着円盤モデルでは60万年、粘性降着円盤モデルでは1000万年.ダストモデルにおいてダストガス比は0.01、ダスト粒子サイズは0.1 μmを仮定した.また両モデルとも粘性パラメーターaが0.01程度になるようにした.降着率の時間進化は[18]、中心星光度の時間進化は[19]を使用した.[20]の図6を改変.

るのに対し,磁気降着円盤モデルは60万年と非常に 早い段階で,円盤の内側へと移動する.また,両者 でスノーラインの移動を駆動する機構が違うことも



図12:磁気降着円盤におけるスノーラインの移動を考慮した、地球型惑星の形成シナリオ.

分かる.粘性降着円盤モデルの場合,スノーライン の進化は粘性加熱に駆動されているのに対し,磁気 降着円盤モデルの場合は中心星光度の進化によっ てスノーラインの進化が駆動されている.

磁気降着円盤モデルでは粘性降着円盤よりも早 期にスノーラインが地球型惑星の軌道に達すること が分かった.しかしまだ不定性は存在する.今回の 計算ではダスト存在度はガス質量の1%で粒子サイ ズは0.1 µmと仮定したが、ダストが成長し粒子サイ ズが大きくなることで電離度・オパシティに影響を与 える.定性的には粒子サイズが大きくなることで、電 離度は減少し加熱高度が低下する一方で、オパシ ティも減少し光学的に薄くなる高度も減少する.その ため両者の影響は打ち消し合う可能性もあるが、定 量的には電離度とオパシティの両方に整合的なダス トモデルを使って検証する必要がある.これについ ては東京工業大学の近藤克氏らと研究中であり、現 在論文投稿の準備中である.

また今回は考慮していない流体不安定による乱流 が生じ,その乱流によりエネルギー散逸する可能性 もある.詳細は省略するが磁場による不安定性以外 にも,円盤内のエントロピー勾配を駆動力にした流 体不安定性などが存在し,それらが発達すると乱流 を生み出す.したがって,それらの流体不安定が発 達するかどうか,発達するとしたら乱流強度はどのく らいであるかが重要になってくる.現段階ではいず れも結論はでていない.これらの流体不安定は最近, 勢力的に研究されており今後の発展に期待したい.

### 5. 地球型惑星形成シナリオ

前節で得たスノーラインが正しいと仮定した際 に、どのような地球型惑星の形成シナリオがありう るか考えてみる.ここでは地球を例に話を進める.こ こで紹介するシナリオの概要を図12に示す.

スノーラインは星形成後わずか60万年で1auに到 達する. そこでまずは地球が現在の軌道1auで形成 したと仮定する. スノーラインが1auを通過すると, それ以降1auはスノーラインの外側となるため,固体 粒子は氷を含むようになる. そのため後に地球とな る大部分の質量は,60万年までに微惑星・原始惑星 程度まで成長している必要がある.言い方を変える と,原始地球は星形成後60万年という若い原始惑 星系円盤で形成し終えていたと言える.したがって 地球型惑星の形成時間を大幅に制約することがで きる.

一方でこのシナリオには、スノーライン通過後も原 始地球の含水率を低く保たなければならないという 難題が存在する. [23]によれば、スノーラインの外側 では十分成長した氷ペブル(数センチから数メートル のサイズで、岩石だけでなく氷も多く含む)が円盤の 外側から断続的に移流してくる. そうした氷ペブルを 原始地球が捕獲してしまうことで、地球の含水率は 上昇し容易に現在の含水率を超えてしまう. 原始地 球サイズの天体が一旦水を捕獲すると、それを完璧 に取り除くのはなかなか難しい.

この問題の解決策の一つは、氷ペブルの落下を地

球軌道の外側でせきとめることである[24]. 例えば 木星が形成すると,木星は軌道付近のガスを散乱し 円盤に溝をつくる.氷ペブルは溝の外縁にせきとめ られるため,スノーラインが1auを通過した後も原始 地球は低含水率を保つことができる.この場合,若 い原始惑星系円盤で既に木星が溝を作る程成長し ていなければいけない.したがって,いつ木星が円 盤に溝をつくったのかが地球の進化過程において重 要になりうるということを意味する.

また他の解決策として、地球の形成領域が現在の 地球軌道ではなかったという可能性も考えられる. 地球が現在の地球軌道よりも太陽近傍で形成する 場合には、スノーラインが形成領域に到達する時間 を遅らせられるので、原始地球の形成時間の制約を 伸ばすことができる.しかしその場合の問題は、は たして原始地球程度の天体を~0.1auから1auまで 運ぶことができるかという点である.原始惑星天体 の外側移動機構としてはいくつか可能性[25,26]は あるがまだまだ不明な点が多く、今後の発展に期待 したい.

### 6. まとめ

本稿では、最近の磁気流体力学シミュレーション の結果に基づいて、大局的な磁場に降着が駆動さ れる層流的な原始惑星系円盤モデルと、その円盤モ デルの温度モデル、スノーラインの時間進化、地球 型惑星の形成シナリオの可能性を紹介した。磁気流 体力学に基づくと、降着加熱は従来のモデルよりも 非常に非効率であることが分かった.また本研究は 地球型惑星の形成過程において、電離度分布や磁 気流体力学、中心星の光度進化、円盤の流体不安 定、木星形成など様々な要因が重要であることを意 味する.今後も原始惑星系円盤の物理素過程に基 づいて円盤構造を詳細に理解していき、正しく惑星 形成過程を解明していきたい.

### 謝辞

本稿を執筆する機会を与えて下さった,田中秀和 氏に感謝いたします.また本稿で紹介した研究の共 同研究者である奥住聡氏,Xuening Bai氏,國友 正信氏,近藤克氏らに感謝いたします.本稿を査読 していただいた藤井悠里氏にも感謝申し上げます.

# 参考文献

- [1] Nomura, R. et al., 2014, Science 343, 522.
- [2] Elkins-Tanton, L. T. et al., 2007, Journal of Geophysical Research 112, E04S06.
- [3] Kurokawa, H. et al., 2014, Earth and Planetary Science Letters 394, 179.
- [4] A'Hearn, M. F. et al., 2011, Science 332, 1396.
- [5] Rotundi, A. et al., 2015, Science 347, aaa3905.
- [6] Hayashi, C., 1981, Progress of Theoretical Physics Supplement 70, 35.
- [7] Chiang, E. I. and Goldreich, P., 1997, ApJ 490, 368.
- [8] Lynden-Bell, D. and Pringle, J. E., 1974, MN-RAS 168, 603.
- [9] Shakura, N. I. and Sunyaev, R. A., 1973, A&A 24, 337.
- [10] Oka, A. et al., 2011, ApJ 738, 141.
- [11] Balbus, S. A. and Hawley, J. F., 1991, ApJ 376, 214.
- [12] Bai, X.-N. and Stone, J. M., 2013, ApJ 769, 76.
- [13] Gressel, O. et al., 2015, ApJ 801, 84.
- [14] Simon, J. B. et al., 2015, MNRAS 454, 1117.
- [15] Uchida, Y. and Shibata, K., 1985, PASJ 37, 515.
- [16] Bai, X.-N. et al., 2016, ApJ 818, 152.
- [17] Shibata, K. and Uchida, Y., 1986, PASJ 38, 631.
- [18] Mori, S. et al., 2019, ApJ 872, 98.; https://doi. org/10.3847/1538-4357/ab0022
- [19] Umebayashi, T. and Nakano, T., 2009, ApJ 690, 69.
- [20] Mori, S. et al., 2021, ApJ 916, 72.; https://doi. org/10.3847/1538-4357/ac06a9
- [21] Hartmann, L. et al., 2016, ARA&A 54, 135.
- [22] Feiden, G. A., 2016, A&A 593, A99.
- [23] Sato, T. et al., 2016, A&A 589, A15.
- [24] Morbidelli, A. et al., 2016, Icarus 267, 368.
- [25] Ogihara, M. et al., 2015, A&A 579, A65.
- [26] Guilera, O. M. et al., 2019, MNRAS 486, 5690.