

分子雲コア収縮過程を考慮した 原始惑星系円盤内の物質混合

安達 俊貴

ADACHI Toshitaka

北海道大学大学院 理学院 宇宙理学専攻

Department of CosmoSciences,
Hokkaido University

2011年2月4日 提出

Abstract

隕石や彗星の物質科学的研究から、太陽系最古の年代を示す CAI を含め、これまでに調べられたほとんどの太陽系固体物質中の元素同位体組成は、一部の同位体分別を受けやすい揮発性元素を除いてほぼ一定であることが知られている。このことは、初期の原始惑星系円盤内において同位体組成が均質化されていたことを示す。しかしながら、プレソーラー粒子や短寿命放射性核種の痕跡の存在から、原始惑星系円盤の母体となる分子雲コア内では同位体組成は不均質だったと考えられている。従って、原始惑星系円盤の形成段階において、太陽系最古の物質形成が始まる前に、同位体組成の均質化を引き起こす物質混合が起きたと考えられる。また、短周期彗星の彗星塵の分析や、周星円盤の赤外観測の結果から、原始惑星系円盤内の低温領域に存在するダストに、結晶質ケイ酸塩がかなりの割合で含まれていることが分かっている。これら結晶質ケイ酸塩は、太陽近傍の高温領域で形成され、円盤全体にわたって輸送されたことが強く示唆される。そのような円盤動径方向の混合は、原始惑星系円盤初期に起きた同位体組成の均質化と同じ機構によってもたらされた可能性がある。

本研究では、形成期の原始惑星系円盤における物質混合過程について、分子雲コアからのガス供給と乱流混合を考慮した 1 次元軸対称円盤モデルを用いて解析した。特に原始惑星系円盤への流入年代と、最高到達温度に応じてガスを区別し、それぞれを独立した成分とみなして乱流による濃度拡散を計算した。流入年代による区別は、分子雲コア内でのガスの存在位置の違いに対応し、したがってその混合について調べることで、円盤内での同位体組成の均質化を表現できる。

主な結果を以下に示す。まず、同位体組成は乱流粘性が大きいほど早く均質化される。これは粘性拡散時間が短くなることを反映している。一方結晶質ケイ酸塩の存在度は、分子雲コアの角運動量が大きいほど小さくなる。これは分子雲コアの角運動量が大きいほど、中心星から離れた領域にガスが流入し、高温環境を経験し結晶化するケイ酸塩の質量比が小さくなるためである。

このようなパラメータの範囲内で、太陽系を説明できる円盤質量 (≥ 0.01 太陽質量)、結晶質ケイ酸塩の存在度を同時に満たすことのできる解が得られた。円盤質量と結晶化度の相関の傾向は、T-tauri 型星の周星円盤の観測結果と整合的である。同位体組成の均質化に関しては、分子雲コア内部の不均質度が $10\% \times (\alpha/10^{-2})$ 程度かそれ以下の場合、 10^6 年以内に円盤ガスの不均質度が 0.1% 以下になることが示された。このことは、原始惑星系円盤内で短寿命放射性核種が消滅する前に同位体組成が均質化され、太陽系最古の物質形成が起こりうることを示唆する。

目次

1	序論	1
1.1	背景	1
1.1.1	太陽系の元素同位体均質性	1
1.1.2	高温起源物質の輸送問題	2
1.1.3	観測から得られる原始惑星系円盤の結晶化度	2
1.1.4	原始惑星系円盤における混合過程を調べた先行研究	3
1.1.5	本論文の目的	4
1.2	本論文の構成	4
2	モデルと基礎方程式	5
2.1	概要	5
2.2	分子雲コアの収縮による中心星と原始惑星系円盤の形成	5
2.3	原始惑星系円盤の構造と進化	8
2.3.1	面密度分布の進化	8
2.3.2	温度構造	12
2.4	パラメータの設定	14

3	結果と考察	15
3.1	リファレンスモデルに対する結果	15
3.2	均質化時間スケールのパラメータ依存性	23
3.3	太陽系を再現する分子雲コアパラメータ	25
4	結論	28

1 序論

1.1 背景

1.1.1 太陽系の元素同位体均質性

地球の岩石から、小惑星や火星に由来する隕石、彗星に由来する微粒子に至るまで、これまでに知られている太陽系物質中の、ほとんどの元素の同位体組成は 0.01 – 0.1% のレベルで一定である (例えば Nagashima et al. 2004). また、始源的隕石に含まれる CAI とコンドリュールのような、原始太陽系星雲において異なる年代に生じた物質同士を比較しても、同位体組成にほとんど差が見られない。このことは、初期の原始惑星系円盤内において同位体組成が均質化されていたことを示す。

しかしながら、原始惑星系円盤の母体となる分子雲コア内では同位体組成は不均質だったと考えられている。なぜなら、分子雲コアは様々な星の残骸から構成され、星によって合成される元素の同位体組成が異なるためである。特に近年、超新星爆発ないしは漸近巨星分枝星 (AGB 星) の質量放出に由来する短寿命放射性核種 ^{60}Fe の痕跡が始源的隕石から見出されており、その初期存在度の大きさから、この核種を含む新たな元素が太陽系形成の直前に付加された可能性が高いと考えられている (例えば Tachibana & Huss 2003). これは星間雲内で物質が十分混合するための時間を経る前に分子雲コアが重力崩壊し、原始太陽系星雲が形成された可能性を示唆する。

従って、同位体組成の均質化を引き起こす物質混合の過程は、原始惑星系円盤の形成段階において起きたと考えられる。実際に形成期の原始惑星系円盤は激しい乱流状態にあると考えられており、それによって物質の混合が起こる可能性がある。しかしながら、この混合過程について調べた研究は後述するように現在のところ少数しかなく、十分には理解されていない。

1.1.2 高温起源物質の輸送問題

星間雲の環境ではケイ酸塩ダストは非晶質 (アモルファス) の状態で存在していることが観測的に知られている。原始惑星系円盤中にもたらされたケイ酸塩ダストは高温環境を経験することにより、結晶化すると考えられている。ケイ酸塩粒子の結晶化には数百 K 以上の高温が必要であり、そのような環境は中心星の比較的に近傍で実現されると考えられる。しかし近年の探査や観測によって、氷が存在する低温領域で形成されたはずの彗星物質のなかに、少なくない割合で結晶質のケイ酸塩が含まれていることが明らかにされてきた。

その第一の証拠に、ヴィルト第 2 彗星からが捕獲回収された塵の中から、その中に、高温環境において生成されるケイ酸塩鉱物 (カンラン石や輝石) が発見されていること (Zolensky et al. 2006) が挙げられる。この短周期彗星はカイパーベルト領域で形成されたと考えられており (Duncan & Levison 1997), その領域に高温環境が存在したとは考えにくい。さらに、長周期彗星であるヘールボップ彗星の赤外観測でも、このような結晶質ケイ酸塩が発見されている (Min et al. 2005)。

これら結晶質ケイ酸塩は、太陽近傍の高温領域で形成され、円盤全体にわたって輸送されたことを強く示唆する。そのような円盤動径方向の混合は、原始惑星系円盤初期に起きた同位体組成の均質化と同じ機構によってもたらされた可能性がある。

1.1.3 観測から得られる原始惑星系円盤の結晶化度

赤外観測の結果から、古典的 T-タウリ型星の星周円盤ダストにも、結晶質ケイ酸塩がかなりの割合で含まれていることが分かっている (e.g. Honda et al. 2003)。観測波長と空間分解能から、これらの観測は円盤の中心部ではなく、中心星から比較的離れた氷が安定に存在する領域を主に捉えていることに注意する。従ってこの結果も円盤の中心部と外側の間で、物質の混合があったことを示唆する。観測で得られている原始惑星系円盤のケイ酸塩ダストの結晶化度は 1~30% 程度と幅があり (van Bockel et al. 2005), 天体によって様々である。結晶化度に円盤の年齢依存性が見られないことから、原始星の段階でケイ酸塩粒子の結晶化が起こったと考えられる。また、円盤ダスト結晶化度と円盤質量の間に

は弱い負の相関が見られている一方で、円盤年齢との間には相関性が見られないことが分かっている。(Honda et al. 2006).

1.1.4 原始惑星系円盤における混合過程を調べた先行研究

Boss (2004, 2006) は、原始惑星系円盤の 3 次元流体力学シミュレーションを行い、円盤内の流体運動に依る同位体組成の均質化について調べている。それによると、原始惑星系円盤内に乱流が生じ、その結果、 ^{26}Al の存在度が、相対濃度差が 10% 以内になるまで均質化される。このモデルは、自己重力不安定が常に起きているような重い、総質量が一定の円盤を仮定し、初期に偏在した短寿命放射性核種を重力不安定に起因する乱流の効果によって混合させるものである。これは 2 つの観点で現実的ではない。1 つは、重力不安定が円盤内で維持される保障は無いという点である。もう 1 つは、短寿命放射性核種が初期に偏在するという設定である。Boss は短寿命放射性核種が超新星爆発によって分子雲コアにもたらされ、爆発の衝撃が分子雲コア収縮の引き金となるか、あるいはすでに形成した円盤に爆発放出物が注入されることを想定している。前者の場合、爆発放出物は分子雲コアの外側にはじめ存在すると考えられる。コア収縮が Inside-Out 収縮 (Shu et al. 1977) に従うとすれば、爆発放出物を含むガスはコア収縮が終了する頃に円盤に流入することになるため、この枠組においては、初期に偏在したという設定は妥当ではない。後者の想定の場合には、円盤質量が重力不安定を起こすほど大きな段階で円盤へ爆発放出物の注入が起こることを仮定することになる。円盤質量が大きく保たれる時間スケールは短く、そのような状況がうまく実現する可能性は低いと考えられる。太陽系初期段階の同位体組成均質化過程をより理解するためには、コアからのガス流入を考慮した円盤形成段階からの物質の輸送を追う必要がある。

原始太陽近傍の高温環境を経た物質が円盤の遠方領域に輸送される機構としては、大きく 4 つ提案されている。1 つ目は、双極分子流によって輸送するモデル (Shu et al. 1996) は、中心星付近で発生する双極分子流が結晶質ケイ酸塩を円盤上空に吹き上げ、円盤全体に再配置するというものである。このモデルでは、結晶質ケイ酸塩の輸送率が定量的に示すことが難しい。2 つ目は、動径混合によって輸送するモデル (例えば Gail 2001) である。このモデルでは、高温を経験したガス成分を、拡散混合 (Morfill & Völk 1984) によって輸送する。3 つ目は、円盤の子午面循環を考慮したモデル (例えば Ciesla 2006) である。このモデルでは円盤を動径鉛直 2 次元で考慮し、円盤表面のガスが円盤内向きの速度を持つ

のに対し、円盤中心面のガスは円盤外向きの速度を持つことで物質が輸送されるとされた。これらのモデルでは分子雲コアからの物質流入が考慮されていない。非晶質ケイ酸塩が円盤に注入されることで、円盤の結晶化度はより複雑に変化するはずである。Dullemond et al. (2006) では、分子雲コアのガス流入を考慮して円盤内の物質混合を解いた。そして、コアから流入するガスの流入半径は分子雲コアの角速度及び音速に依存し、それが結晶化シリケートの存在度に影響を与えると結論づけている。

1.1.5 本論文の目的

本研究では、形成期の原始惑星系円盤における物質混合過程について、分子雲コアからのガス供給と乱流混合を考慮した 1 次元軸対称円盤モデルを用いて解析する。特に原始惑星系円盤への流入年代と、最高到達温度に応じてガスを区別し、それぞれを独立した成分とみなして乱流による濃度拡散を計算する。流入年代による区別は、分子雲コア内でのガスの存在位置の違いに対応する。分子雲コアに同位体組成の空間的な不均質が存在したならば、流入年代の異なるガスの混合について調べることで、円盤内での同位体組成の均質化を表現できる。分子雲コア収縮段階から組成均質化を追うことで、組成均質化の時間スケールと、そのパラメータ依存性を調べる。

また、円盤内での最高到達温度によってもガスを区別し、様々な温度環境を経験したガスの混合過程について調べる。同様の研究は Dullemond et al. (2006) によってもなされているが、同位体組成の均質化が同時に起こるかどうかは調べられていない。本研究では流入年代によってもガスを区別し、同位体組成の均質化についても合わせて調べる点が新しい。太陽系の惑星質量・結晶質ケイ酸塩の存在度と計算結果を比較し、太陽系を実現するパラメータ範囲を示す。

1.2 本論文の構成

第 2 章では原始惑星系円盤進化における基礎方程式を記述する。第 3 章では、基礎方程式に従ってパラメータスタディを行った結果 (組成不均質性および円盤ダスト結晶化度の時間発展と、そのパラメータ依存性) と、それに対する考察を示す。

2 モデルと基礎方程式

2.1 概要

本研究では、分子雲コアの重力収縮に依る原始惑星系円盤の成長を記述する軸対称 1 次元の降着円盤モデル (Nakamoto & Nakagawa 1994) に、円盤内での乱流混合過程を記述する方法を新たに考案し組み込んだ。前で述べたように、分子雲コアには同位体組成の空間的不均質が存在する。後述する Inside-Out 収縮を考えると、コアの中心付近にあるガスほど初期に円盤に流入し、外側にあるガスほど後期に流入する。コアの動径方向に組成が変化しているとすれば、円盤に流入するガスの同位体組成が時間変化すると考えられる。よって、流入した年代によってガスを区別し、これらを独立成分とみなして乱流に起因する円盤内での拡散混合を解くことにより、同位体組成の均質化過程を追う。また同様に、円盤形成過程でガスの最高到達温度に応じてガスを区別することで、異なる到達温度を持ったガス同士の混合を記述する。

2.2 分子雲コアの収縮による中心星と原始惑星系円盤の形成

原始星は、分子雲コアが自己重力により収縮することで生まれる。本論文では分子雲コアの収縮過程について、星形成の有力モデルとして支持されている Inside-Out 収縮モデル (Shu et al. 1987) を用いる。分子雲コアが等温ガス球であると仮定すると、中心星への質量流入率は、

$$\dot{M} = \frac{m_0 c_c^3}{G} \quad (2-1)$$

と書ける。ここで、 c_{core} は分子雲コア中の音速、 G は万有引力定数であり、 m_0 は定数係数で、0.975 という値をとる。コア収縮から時間 t 経過した時点での中心星質量 M_* は、

$$M_* = \dot{M}t \quad (2-2)$$

となる。

磁場に貫かれた分子雲コアは、磁気張力の効果によってほぼ剛体回転をしていると考えられている。そのため、コアを形成するガスの単位質量あたりの角運動量は回転軸から離れるほど大きくなる。分子雲コアの収縮が起きると、大きな角運動量を持った外側のガスほど、遠心力の効果によって中心から離れた位置に落ち込み、ガス円盤が形成される。本論文では円盤形成のモデルとして、Cassen & Moosman (1981) を用いる。この節では、まず円盤に流入する質量流束を定式化する。ここでは以下のことを仮定する。

- Inside-Out 収縮が起こっている。
- 中心星質量に比べて円盤質量は十分小さい。
- 円盤半径は分子雲コア半径に比べて十分小さい。
- 分子雲コアからのガスは、角運動量と力学的エネルギーが保存された弾道軌道を描いて円盤に流入する。

回転軸となす角が θ_0 の軌道面に沿って、時刻 t に円盤に落下したガスを考える。落下開始直後の軌道面に垂直な方向を向いた角運動量 j_n は、円盤に流入するまで保存される。単位質量あたりの角運動量の円盤に垂直な成分 $j = j_n \sin \theta_0$ は、

$$j = r^2 \Omega_c \sin^2 \theta_0 \quad (2-3)$$

である。ここで、 Ω_c は分子雲コアの回転角速度である。時刻 t に円盤に流入するガスが元々いた半径は $c_c t/2$ 程度であるので (c_c は分子雲コア内の音速)、

$$j = \frac{\Omega_c c_c^2}{4} t^2 \sin^2 \theta_0 \equiv j_0(t) \sin^2 \theta_0 \quad (2-4)$$

となる。 j_0 は時刻 t に流入したガスの最大比角運動量である。中心星付近に比べてガスが元々いた位置での運動エネルギー、ポテンシャルエネルギーがかなり小さいため、ガスが流入する軌道は放物線軌道で近似でき、

$$r' = \frac{j_n}{GM_*} \frac{1}{1 + \cos \theta'} \quad (2-5)$$

となる。ここで θ' は近点離角である。この軌道は $\theta' = 2/\pi$ で円盤面と交差し、そのときの r' を落下点半径 R として、

$$R = R_d \sin^2 \theta_0 \quad (2-6)$$

が得られる. ここで, R_d は時刻 t において最大比角運動量を持ったガスが流入する半径で,

$$R_d(t) = \frac{j_0(t)^2}{GM_*(t)} = \frac{\Omega_c^2 c_c t^3}{16} \quad (2-7)$$

となる. ここで, $M_*(t)$ は中心星質量である. 落下総質量が M_* に達したとき ($M_* = c_c^3 t/G$ となるとき) は,

$$R_d = \frac{\Omega_c^2 G^3 M_*^3}{16 c_c^8} \quad (2-8)$$

となる.

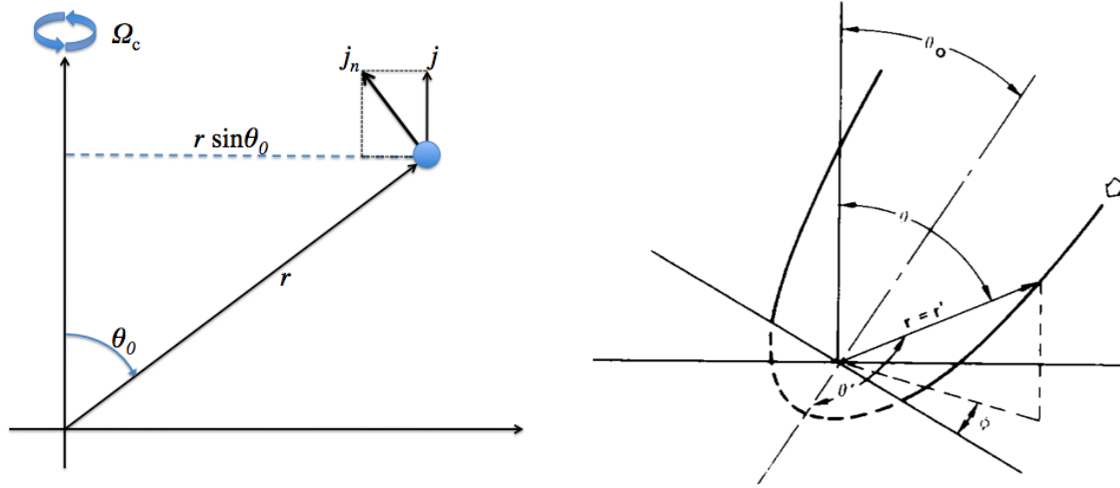


Figure 1 左: 流入ガスの角運動量. 右: 放物線軌道 (Cassen & Moosman 1981 Fig. 1 より)

一方, Inside-Out 収縮を仮定したときの分子雲コア半径が

$$r_c = \frac{GM_*}{2c_c^2} \quad (2-9)$$

となるため, 分子雲コアの全角運動量は (2-3) を全球にわたって積分することで

$$J = \frac{G^2 M_*^3 \Omega_c}{18 c_c^4} \quad (2-10)$$

となり, これを用いて (2-8) から Ω_c を消去すると,

$$R_d = \frac{81}{4} \frac{J}{GM_*^3} \quad (2-11)$$

となる.

次に、円盤へのガス流入フラックスを定式化する。時刻 t の単位時間に半径 R の円盤の単位面積に円盤上下両側から流入するガスの質量を $S(R, t)$ とすると、

$$S \times 2\pi R dR = 2 \times \rho_g |v_r| r d\theta_0 \cdot 2\pi r \sin \theta_0 \quad (2-12)$$

と書ける。ここで ρ_g , v_r はそれぞれ分子雲コアのガス密度、流入速度であり、右辺の $2 \times$ は上方と下方からの 2 つの流れがある効果である。 $\dot{M} = 4\pi r^2 \rho_g |v_r|$, $dr/d\theta_0 = 2R_d \cos \theta_0 \sin \theta_0 = 2R_d(1 - R/R_d)^{1/2} \sin \theta_0$ より、

$$S(R, t) = \frac{\dot{M}}{4\pi R R_d} \left(1 - \frac{R}{R_d}\right)^{-1/2} \quad (2-13)$$

となる。

2.3 原始惑星系円盤の構造と進化

円盤を形成したガスは、粘性拡散によって中心星に降着する。ほぼケプラー回転している円盤では、内側ほど回転角速度が大きいため、粘性トルクにより角運動量は外側に輸送され、円盤ガスの大部分は角運動量を失うことで内側に移動し、外縁部のガスは角運動量を受け取って外側に移動する。この節では、この過程について定式化する。

2.3.1 面密度分布の進化

原始惑星系円盤は非常に薄く、軸対称な構造を持つと仮定する。すると、 z 方向に積分した物理量を用いることで、動径 1 次元の輸送方程式が得られる。中心からの距離が R から $R + \Delta R$ までの円環領域を考える。まず、この領域における質量保存を考える。物質の出入りには円環の境界をよぎる移流による輸送と、分子雲コアからの流入がある。中心から距離 R の位置における移流速度を $v_g(R)$ (動径外向きを正)、ガス面密度を Σ_g とすると、時間 Δt の間のこの円盤領域に存在するガス質量の増分は、

$$2\pi[R\Sigma(R)v_R(R) - (R + \Delta R)\Sigma(R + \Delta R)v_R(R + \Delta R)]\Delta t + 2\pi R\Delta R S(R)\Delta t \quad (2-14)$$

で与えられる。ここで v_R はガスの動径速度である。したがって質量保存則として、

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = -\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R\Sigma v_R) + S(R, t) \quad (2-15)$$

が得られる。

次に、流入年代幅と到達温度幅に応じてガスを区分し、それぞれを独立成分とみなす。各成分は流入年代を表す添え字 i と到達温度を表す添え字 j を用いて表す。 i は 1 から 5 までの値をとり、添字が小さいものほど早い時期に流入した成分を表す。一方 j は 1 と 2 の値をとり、それぞれ到達温度が 800K 以下の成分と、800K 以上の成分を表す。ここで 800K は非晶質ケイ酸塩が結晶化する温度である (Wooden et al. 2006)。移流に加え拡散による物質輸送も考慮する。中心からの距離 R におけるガス種 ij の濃度を $C_{ij}(R)$ 、面密度を Σ_{ij} とすれば、

$$C_{ij} = \frac{\Sigma_{ij}}{\Sigma} \quad (2-16)$$

である。半径 $R \sim R + \Delta R$ の間の円環領域を考えると、時間 Δt の間のガス成分 ij の質量増分は、

$$\begin{aligned} & 2\pi[R\Sigma_{ij}(R)v_R(R) - (R + \Delta R)\Sigma_{ij}(R + \Delta R)v_R(R + \Delta R)]\Delta t \\ & - 2\pi \left[RD(R)\Sigma(R)\frac{\partial C_{ij}}{\partial R} \Big|_R - (R + \Delta R)D(R + \Delta R)\Sigma(R + \Delta R)\frac{\partial C_{ij}}{\partial R} \Big|_{R+\Delta R} \right] \\ & + 2\pi R\Delta R S_{ij}\Delta t \quad (2-17) \end{aligned}$$

となる。ここで、 D は拡散係数である。第 1 項は移流による輸送、第 2 項は拡散による輸送を表す。

第 3 項は分子雲コアからの流入フラックスと、輸送によって高温を経験したガスが増加する効果を合わせたガス成分 ij の供給を表す。分子雲コアから流入するケイ酸塩は全て非晶質であり、到達温度が 800K 以上になると非晶質成分から結晶質成分に転換する ($\Sigma_1 \rightarrow \Sigma_2$) と仮定する (Dullemond et al. 2006)。年代成分に関しては、ある特定の年代に流入することを

$$S_i = A_i S, \quad (2-18)$$

$$A_i = \begin{cases} 1 & (t_{i-1} < t \leq t_i) \\ 0 & (\text{else}) \end{cases} \quad (2-19)$$

と表現する。ここで t_i は i 番目の年代区切りである。

(2-17) が円環領域内のガス種 ij の質量変化に等しいことから、全ガス質量の場合と同

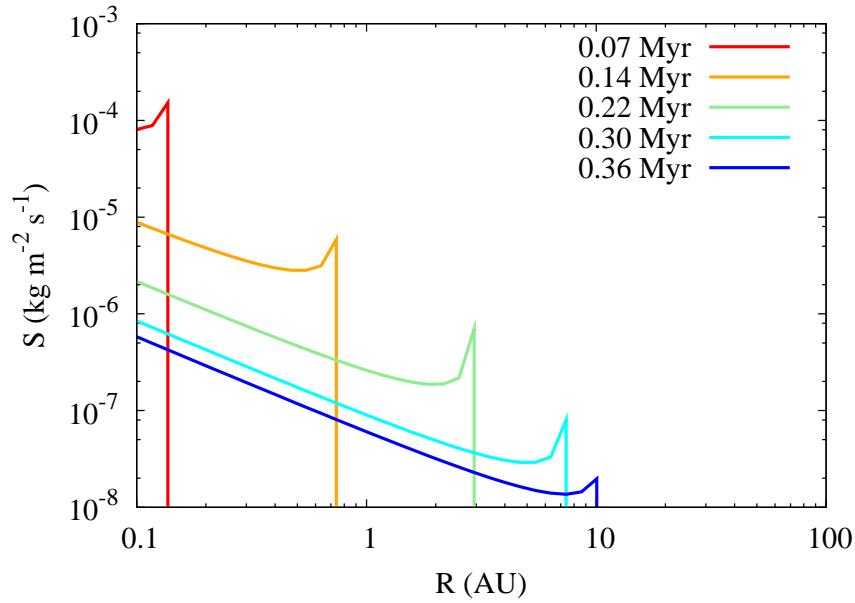


Figure 2 分子雲コアからのガス流入フラックス S . 最大ガス流入半径 R_d で極大値をとる. この図は $\Omega_c = 1 \times 10^{-14}$, $T_c = 15\text{K}$ の場合のもの.

様に,

$$\frac{\partial \Sigma_{ij}}{\partial t} = -\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R \Sigma_{ij} v_R) + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R D \Sigma \frac{\partial C_{ij}}{\partial R} \right) + S_{ij} \quad (2-20)$$

となる. 拡散係数 D と粘性係数 ν がどちらも円盤内の乱流に起因するとすれば, $\nu \sim D$ と見積もることができる.

円盤ガスの乱流粘性は α モデル (Shakura and Sunyaev 1973) により以下のように記述する;

$$\nu \sim \alpha c_d H. \quad (2-21)$$

ここで H は円盤のスケールハイト, c_d は音速, α は無次元パラメータである. ケプラー角速度 Ω_K を用いると, スケールハイトは $H = \sqrt{2} c_d / \Omega_K$ で与えられる (例えば Hayashi 1981).

円盤内の角運動量保存に関しても, 質量保存則と同様の導出により定式化することができる. 単位質量あたりのガスの角運動量を $j = R^2 \Omega$ として (Ω はガスの公転角速度), 成分

を足し上げたガス全体の角運動量保存則は

$$\frac{\partial}{\partial t}(\Sigma j) + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R}(R \Sigma v_R j) = S j_c + \frac{1}{2\pi R} \frac{\partial G}{\partial R} \quad (2-22)$$

と書ける. ここで j_c は分子雲コアから流入したガスが持っていた単位質量あたりの角運動量, $G(R, t)$ は乱流粘性と円盤自己重力によるトルクである;

$$G = G_{\text{vis}} + G_{\text{grav}}. \quad (2-23)$$

α モデルによれば G_{vis} は

$$G_{\text{vis}}(R, t) = 2\pi R \cdot \nu \Sigma R \frac{\partial \Omega}{\partial R} \cdot R = 2\pi \alpha \frac{c_s^2}{\Omega} \Sigma R^3 \frac{\partial \Omega}{\partial R} \quad (2-24)$$

と書かれる. 2番目の辺の1つ目の因子は円環の円周, 2つ目は単位長さあたりの粘性力, 3つ目は中心からの腕の長さである. 一方 G_{grav} は, Nakamoto & Nakagawa (1995) による定式化から,

$$G_{\text{grav}} = 2\pi \alpha_{\text{grav}} \frac{c_s^2}{\Omega} \Sigma R^3 \frac{\partial \Omega}{\partial R} \quad (2-25)$$

$$\alpha_{\text{grav}} = \frac{\pi R^2 \Sigma}{6M_*} 10^{8/Q-8} \quad (2-26)$$

と見積られる. ここで, Q は Toomre の Q 値 (Toomre 1964) である. 上式から, (2-24) における α を α_{vis} と再定義し,

$$\alpha = \alpha_{\text{vis}} + \alpha_{\text{grav}} \quad (2-27)$$

を実効的な粘性パラメータとする.

(2-15) と (2-22) を v_R について解き, $\Omega = \Omega_K = \sqrt{GM_*/R^3}$ とすると,

$$v_R = -\frac{3}{\Sigma \sqrt{R}} \frac{\partial}{\partial R}(\nu \Sigma \sqrt{R}) - \frac{\dot{j}}{j'} + \frac{j_c - j S}{j' \Sigma} \quad (2-28)$$

となる. ここで j' と \dot{j} はそれぞれ j の空間および時間微分である. $j = R^2 \Omega = \sqrt{GM_* R}$, $j_c = (r \sin \theta)^2 \Omega_c = c_c^2 \Omega_c R t^2 / 4R_d$ とすれば, ガスの動径速度

$$v_R = -\frac{3}{\Sigma \sqrt{R}} \frac{\partial}{\partial R}(\nu \Sigma \sqrt{R}) - \frac{\dot{M}_*}{M_*} R + \left(\frac{c_c^2 \Omega_c}{2\Omega_K R_d} t^2 - 2R \right) \frac{S}{\Sigma} \quad (2-29)$$

が導かれる. 右辺の3つの項はそれぞれ, 粘性トルク, 中心星質量の変化, コアからのガス流入に起因する動径速度を表す.

2.3.2 温度構造

この節では、原始惑星系円盤の温度分布を求めるためにエネルギー輸送の定式化を行う。円盤加熱の熱源として、中心星照射、粘性加熱、衝撃加熱（コアからのガス流入による加熱）の3つを考慮し、円盤の加熱と熱放射の平衡状態を考える。すなわち、

$$2\sigma_{\text{SB}}T_{\text{surf}}^4 = \dot{E}_{\text{irr}} + \dot{E}_{\text{vis}} + \dot{E}_{\text{shock}} \quad (2-30)$$

$$2\sigma_{\text{SB}}T_{\text{mid}}^4 = \dot{E}_{\text{irr}} + \eta\tau\dot{E}_{\text{vis}} + \dot{E}_{\text{shock}} \quad (2-31)$$

である。ここで σ_{SB} はステファン・ボルツマン定数、 T_{surf} は円盤表面の温度、 T_{mid} は円盤中心面の温度、 E_i は、それぞれ中心星放射 (irr)、粘性加熱 (vis)、衝撃加熱 (shock) による円盤単位面積あたりの加熱率を表す。また、 η は放射源の分布に関する係数、 τ は光学的深さである。左辺の係数2は、円盤放射が上側と下側の両方からなされることを表す。

まず、中心星照射による加熱率を見積もる。円盤ダストの吸光率は円盤ガスのそれより十分高いため、円盤の加熱はほぼダストの加熱により起こる。太陽放射はダスト粒子に直接入射し、粒子は放射を全て吸収すると仮定する。更に、ダストは一様に加熱される（昼面と夜面で温度差がない）と仮定する。すると、ダストにおける入射と射出の釣り合いから、

$$4\pi d^2\sigma_{\text{SB}}T_{\text{irr}}^4 = \pi d^2 \frac{L_*}{4\pi R^2} \quad (2-32)$$

が成り立つ。照射加熱率は、式変形によって求められる温度 T_{irr} を用い、円盤熱放射が黒体放射であると仮定して、

$$\dot{E}_{\text{irr}} = 2\sigma_{\text{SB}}T_{\text{irr}}^4 \quad (2-33)$$

と表される。

次に、粘性加熱による加熱率を求める。これはガスが粘性によって動径方向に移動するのに伴い、重力エネルギーが解放されることによる加熱である。この際、円盤の自己重力を無視し、発生したエネルギーがその場で熱に変換されると仮定する。単位時間あたりに発生する熱は、

$$\dot{E}_{\text{vis}} = \Sigma\nu \left(R \frac{\partial \Omega}{\partial R} \right) = \frac{9}{4} \Sigma\nu\Omega_K^2 \quad (2-34)$$

と書ける.

円盤が光学的に厚く, 加熱源が円盤中心面に限られる場合, 解放された熱がこもることにより, 円盤中心面は円盤表面より高温になる. 放射輸送の理論から, 光学的に厚い平行平板媒質において, 光学的深さ τ の地点における粘性による加熱率 \dot{E}'_{vis} は,

$$\dot{E}'_{\text{vis}} = \eta\tau\dot{E}_{\text{vis}} \quad (2-35)$$

となる. 単位質量あたりの熱エネルギー発生率が一様だと仮定することで, $\eta = 3/8$ となる. また, 円盤中心面の光学的深さ τ_{mid} は,

$$\tau_{\text{mid}} = \int_{-\infty}^{\infty} \rho\kappa dz = \bar{\kappa}\Sigma \quad (2-36)$$

で与えられる. ここで κ は Rosseland 平均吸光係数であり, $\bar{\kappa}$ はその質量平均である. Cassen (1994) は Pollack et al. (1994) が求めた Rosseland 平均吸光係数を元に, κ に対する次のような近似式:

$$\bar{\kappa} = \begin{cases} 0.5 \times (T/160\text{K})^2 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1} & (T \leq 160\text{K}) \\ 0.5 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1} & (160\text{K} \leq T \leq 1350\text{K}) \\ 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1} & (1350\text{K} \leq T) \end{cases} \quad (2-37)$$

を与えた. $\bar{\kappa}$ の表式が変わる 160K, 1350K が H_2O , ケイ酸塩の昇華点に対応する.

さらに, 衝撃加熱率を見積もる. この加熱は, 分子雲コアから円盤に流入したガスが力学的エネルギーを解放するために起こる. ガスがコアにおいて持っていた単位質量あたりの力学的エネルギーを e_c , 円盤内でのそれを e_d とすると, 加熱率は

$$\dot{E}_{\text{shock}} = S(e_c - e_d) \quad (2-38)$$

と書ける. 円盤ガスがケプラー回転していると, その運動エネルギーは

$$\frac{1}{2}v_K^2 = \frac{GM_*}{2R}, \quad (2-39)$$

ポテンシャルエネルギーは $-GM_*/R$ なので, 単位質量あたりの力学的エネルギーとして,

$$e_d = -\frac{GM_*}{2R} \quad (2-40)$$

が導かれる. 一方, 円盤において半径 R の位置に流入したガスが分子雲コアにおいて持っていた力学的エネルギーは,

$$e_c = \frac{c_c^2 \Omega_c^2 t^2}{8} \frac{R}{R_d} - \frac{2GM_*}{c_c t} \quad (2-41)$$

と見積もることができる. これらを (2-38) に代入することで, 衝撃加熱率が導出される.

2.4 パラメータの設定

上記の方程式系を、パラメータを変化させて解いた。太陽系のような惑星系形成を想定し、分子雲コアの質量は全てのパラメータスタディで $1M_{\odot}$ とした。観測から、分子雲コアの回転角速度は $\sim 10^{-14} \text{ s}^{-1}$ (Goldsmith & Arquilla 1985)、温度は $10 - 20 \text{ K}$ (Goldsmith 1987) と見積もられている。本モデルでは $T_c = 15\text{K}$ とし、 Ω_c を $1 \times 10^{-15} - 1 \times 10^{-13} \text{ s}^{-1}$ の間で変化させた。回転角速度の変化は円盤の空間的サイズと、中心星-円盤の質量比に影響を与える。分子雲コアの角速度と温度のパラメータ範囲から、分子雲コアの全角運動量の値の幅を求めると、 $7 \times 10^{44} - 7 \times 10^{46} \text{ kg m}^2 \text{ s}^{-1}$ となる。能動的円盤の粘性パラメータ α_{vis} は、 10^{-2} のオーダーであるとは見積もられている (例えば Ruden & Lin 1986 や Hartmann et al. 1998) が不定性がある。そのため本モデルでは α_{vis} を $0.003 - 0.03$ の間で変化させ、それが結果に与える影響を調べる。

全ての計算において、初期状態では中心星質量、円盤質量を 0 としている。境界条件は、 $R_{\text{in}} = 0.04\text{AU}$ と $R_{\text{out}} = 10000\text{AU}$ で $\Sigma = 0$ とする。また、アウトフローの効果は無視し、 R_{in} より内側に流れたガスは中心星に組み込まれるとする。

$T_c = 15\text{K}$ の場合、ガス流入継続時間は $t_{\text{acc}} \sim 3.6 \times 10^5$ 年と見積もられる。この t_{acc} を 5 等分し、ガス流入年代の区切りとした。

3 結果と考察

3.1 リファレンスモデルに対する結果

Fig.3 では, $\alpha = 1 \times 10^{-2}$, $\Omega_c = 1 \times 10^{-14}$ というパラメータのもとでの, 円盤面密度と中心面温度を異なる時間ステップで示した. 分子雲コアからのガス流入フラックスは R_d で極大となるため, ガス流入が終了する頃 (~ 0.36 Myr) には, 10AU 付近に面密度プロファイルの膨らみが見られる (Fig.2 を参照されたし). 円盤ガスは時間とともに円盤外側領域に拡散し, 減少していく. その面密度の時間変化は Hartmann et al. (1998) の自己相似解と本質的に同じである.

温度は時間とともに下がっていく. これは, 円盤面密度が減少することで粘性散逸が弱くなること, 円盤が光学的に薄くなることで内部に熱がこもらなくなることによる. 円盤内側では粘性散逸が支配的であり, 外側では中心星の照射が支配的である. 1AU 付近で温度の動径変化が平坦になっているのは, 1350K 以上でダストが蒸発し, 光学的に薄くなることを表す.

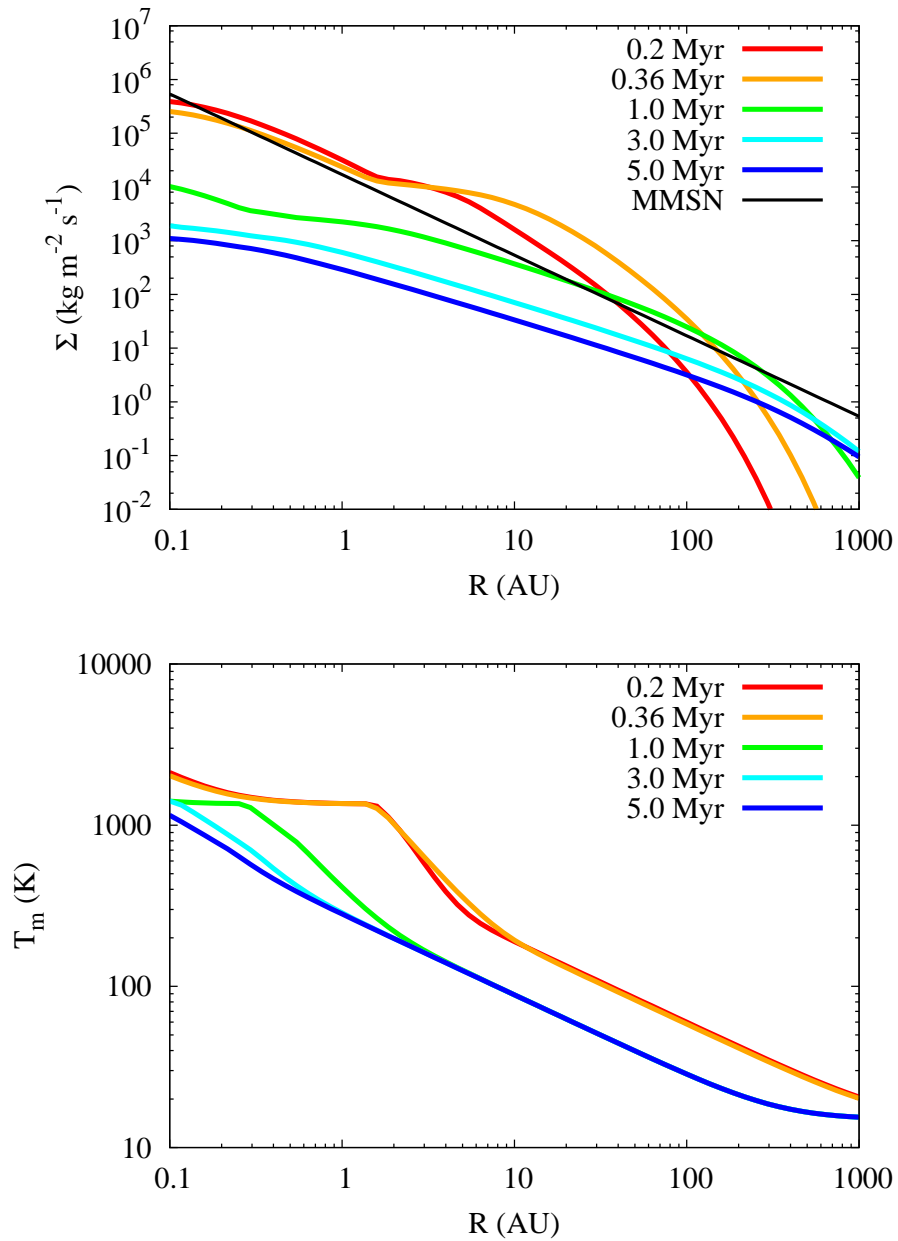


Figure 3 円盤面密度と中心面温度. 0.2, 0.36, 1.0, 3.0, 5.0 Myr 時点での値をプロットした (0.36 Myr は $1.0 t_{\text{acc}}$ を示す). 黒線 は最小質量モデル (Hayashi 1981) での面密度である.

Fig.4～Fig.6 は、流入年代ガス成分濃度の時間変化を示している。 $t < t_{acc}$ の時点では円盤に流入していないガス種があるため、組成均質化は完了しない。全ての時間において、古いガス成分ほど円盤外側領域に高濃度で存在するが、これは若いガス成分が流入する前に内側から外側へ拡散したためである。ガス流入完了直後の円盤の 10AU 以内では組成は均質化されているが (Fig.4), 円盤内側と外側で拡散によるガス成分の混合が起こるため、空間的な均質性を保ったまま、濃度が時間的に変化する。

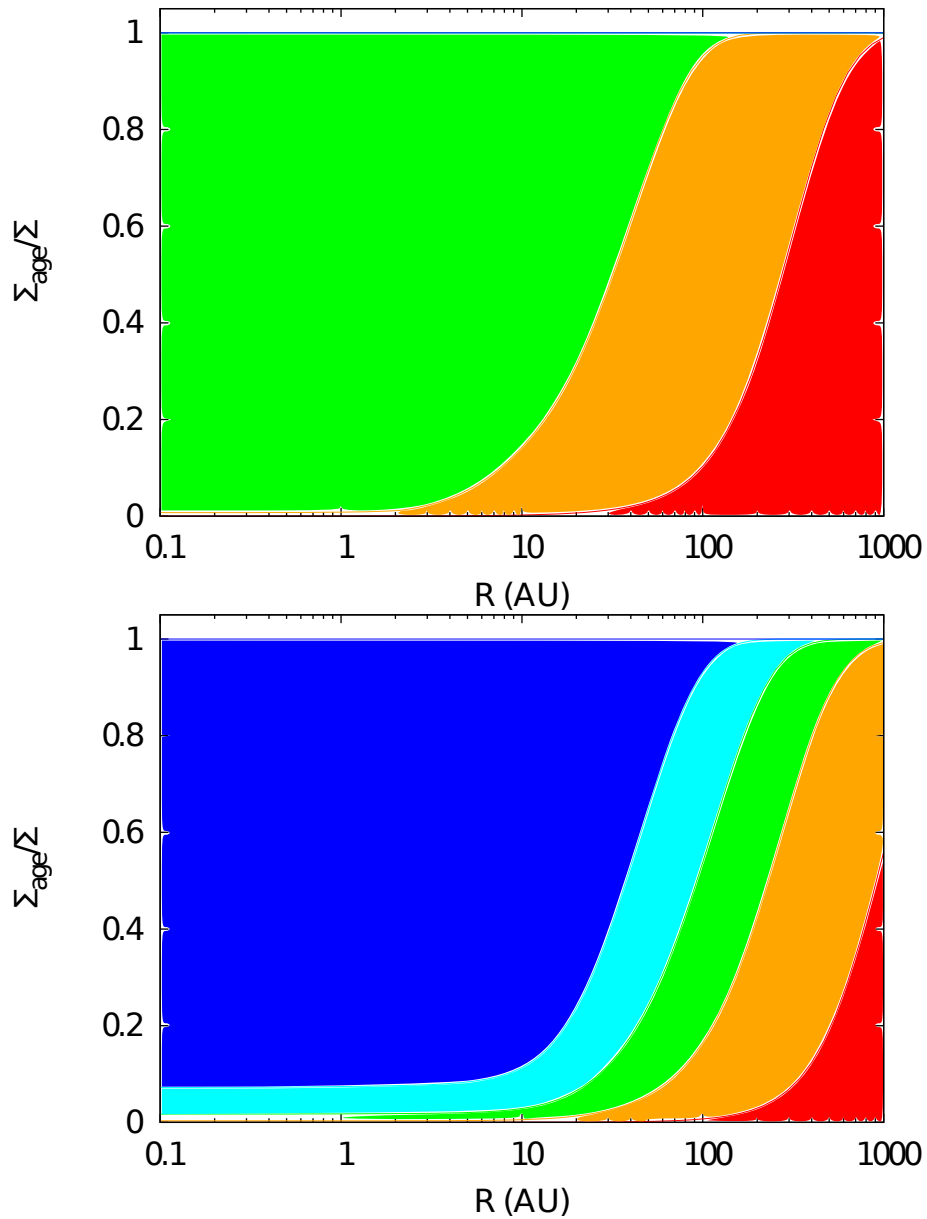


Figure 4 流入年代ごとに区切ったガス成分の濃度のスナップショット. 赤, 橙, 緑, 水色, 青色はそれぞれ, $t \leq 0.2t_{acc}$, $0.4t_{acc}$, $0.6t_{acc}$, $0.8t_{acc}$, $1.0t_{acc}$ の年代に流入したガス成分を表す. 縦軸方向の幅がその成分の濃度を表す.

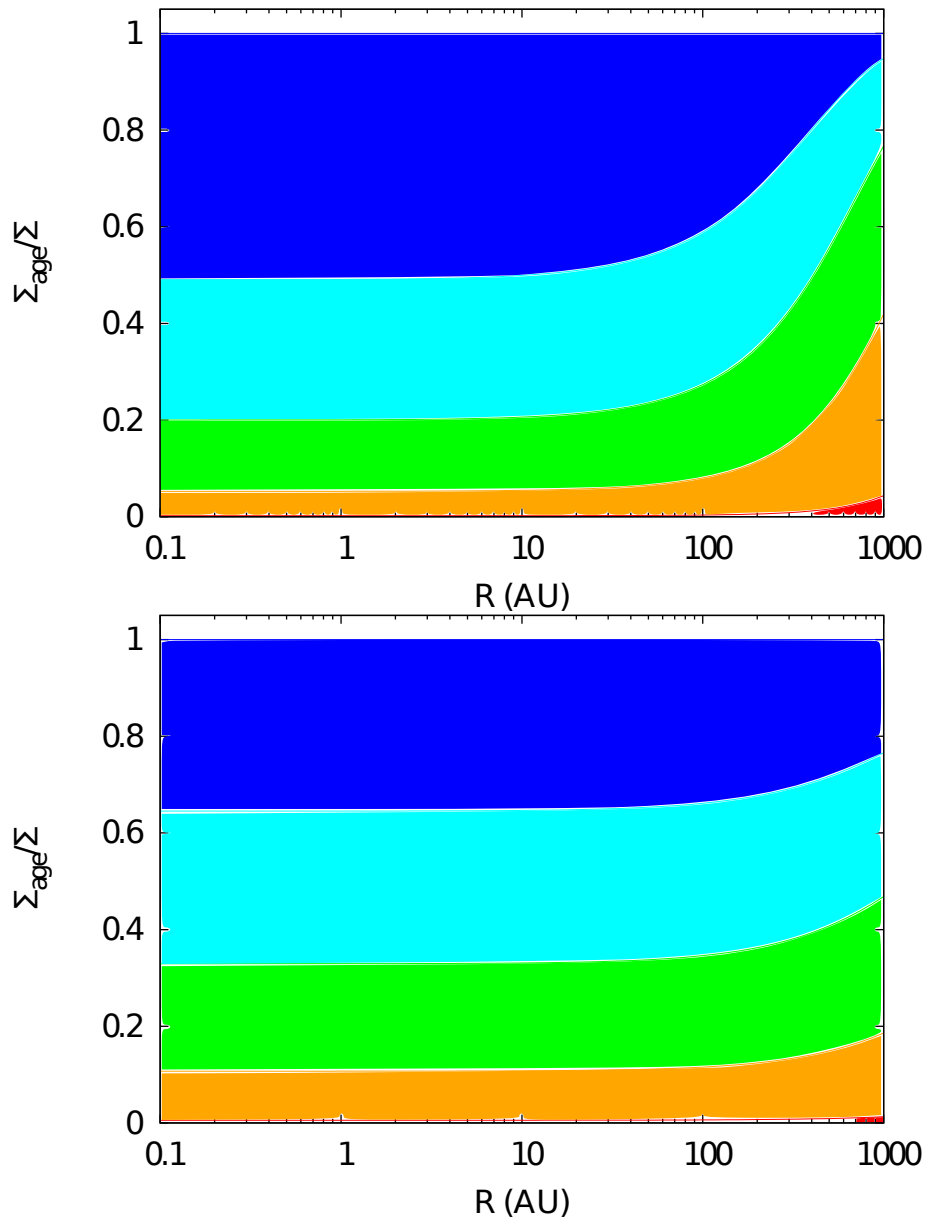


Figure 5 流入年代ごとに区切ったガス成分の濃度のスナップショット. 見方は Fig.4 と同じ.

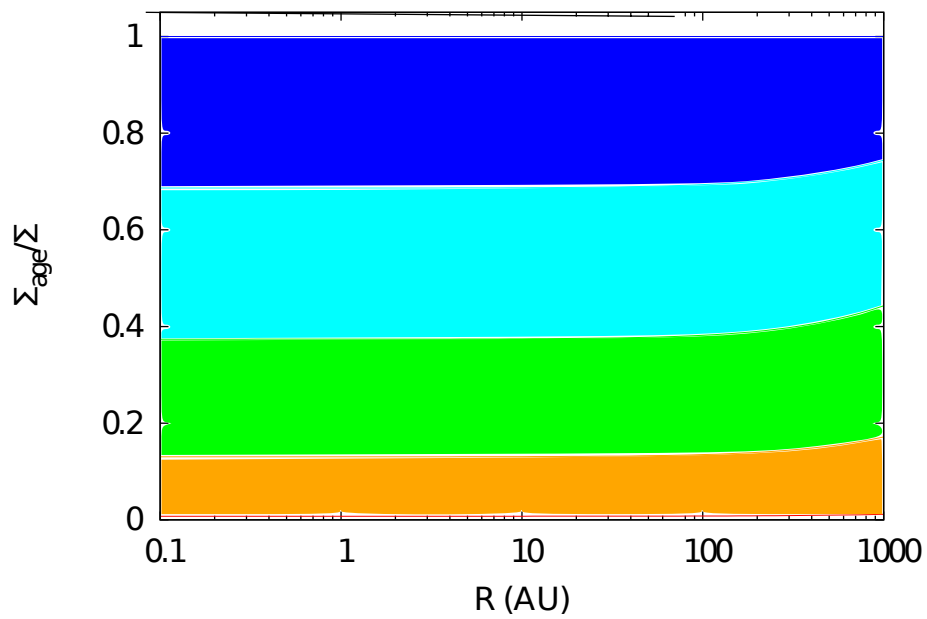


Figure 6 流入年代ごとに区切ったガス成分の濃度のスナップショット. 見方は Fig.4 と同じ.

Fig.7 は, 高温 ($T > 800\text{K}$) を経験したガス成分濃度の時間変化を示している. 円盤内側領域の濃度 100% の領域では, $T > 800\text{K}$ であることを意味する. ガス流入終了直後に 10AU 付近で濃度が下がっているのは, 非晶質物質がそこに多く流入したからである. 円盤外側領域で濃度が上昇するのは, Fig.4 と同様に, 最初期段階に高温を経験したガス成分が拡散したためである. 円盤ダストの運動がガスとよくカップリングしていると仮定すると, 高温経験ガス成分の濃度は, 高温環境で形成された結晶質ケイ酸塩の濃度を示す. このパラメータでは, 円盤全体の結晶質ケイ酸塩の存在度は最終的に 45% 程度になる.

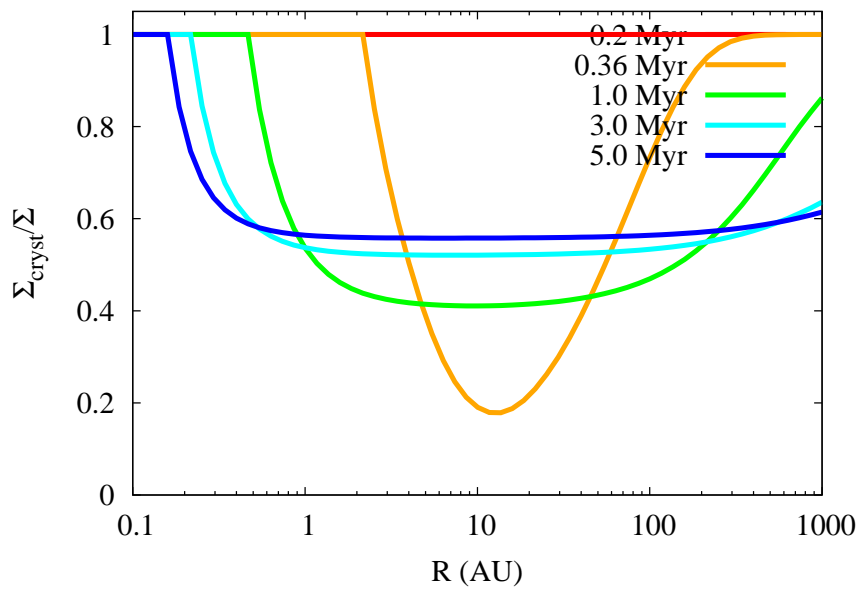


Figure 7 上: $T > 800\text{K}$ を経験したガス成分の濃度.

3.2 均質化時間スケールのパラメータ依存性

Fig.8 は、年代成分の 10AU 以内での標準偏差 σ_{sd} の時間変化を示したものである。標準偏差は、濃度の不均質度を表し、

$$\sigma_i^2 = \frac{1}{c_i M_d} \int_{0.04\text{AU}}^{10\text{AU}} [c_i(r) - \bar{c}_i]^2 \cdot 2\pi \Sigma R dR, \quad (3-1)$$

$$\sigma_{sd} = \sum_i \sigma_i. \quad (3-2)$$

と表される。ここで c_i , \bar{c}_i , σ_i はそれぞれ i 成分の濃度とその 10AU 以内での平均及び標準偏差であり、 M_d は 10AU 以内での円盤質量である。計算の結果、 Ω_c より α に強く依存し、 α が大きいほど均質化時間スケールが早いことがわかった。これは α が大きいほど、粘性拡散時間 $t_{diff} = r^2/\nu$ が小さくなることによる。Fig.8 の上の図から、標準偏差と粘性パラメータの間に、近似的に

$$\sigma_{sd}(t) \propto \alpha^{-1} \quad (3-3)$$

の関係が見出される。 $t_{diff} \propto \alpha^{-1}$ であることから、標準偏差と粘性拡散時間に比例関係があるといえる。

^{60}Fe の半減期が $\sim 1.49 \times 10^6$ 年であり、その他の短寿命放射性核種の半減期も 10^6 年のオーダーである一方で、太陽系最古の CAI を含めた太陽系物質の同位体組成の不均質度は 0.1% 程度であることから、短寿命放射性核種が消滅しきる前 ($\sim 10^6$ 年以内) に組成不均質度 σ_{sd} が 0.1% を下回っている必要がある。Fig.8 と (3-3) から、 10^6 年時点での不均質度は

$$\sigma_{sd}(10^6 \text{yr}) \sim 1\% \times \left(\frac{\alpha}{10^{-2}}\right)^{-1} \quad (3-4)$$

と表現できる。図は分子雲コア内部での不均質度 σ_c が 100% である場合の円盤の不均質度を表している。 $\sigma_c \times \sigma_{sd} \leq 0.1\%$ となればよいので、分子雲コア内部での不均質度が、

$$\sigma_c \leq 10\% \times \frac{\alpha}{10^{-2}} \quad (3-5)$$

であれば、短寿命放射性核種が消滅する前に同位体組成が均質化し、太陽系最古の物質が形成したことを説明できる。

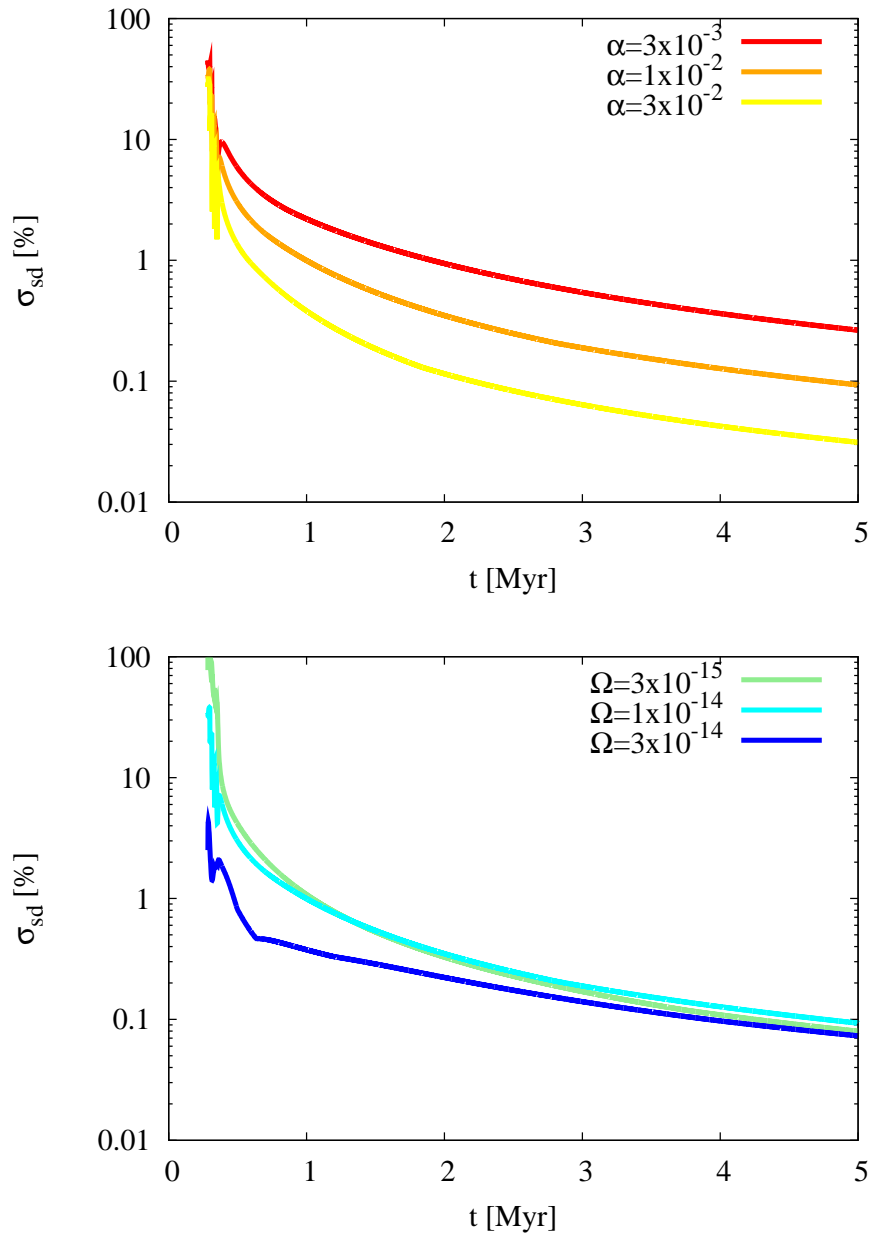


Figure 8 標準偏差の α 依存性, Ω_c 依存性. 上の図は $\Omega_c = 1 \times 10^{-14} \text{s}^{-1}$, 下の図は $\alpha = 1 \times 10^{-2}$.

3.3 太陽系を再現する分子雲コアパラメータ

Fig.9 は、10AU 地点での結晶質成分濃度 (結晶化度) の時間変化を示したものである。計算の結果、均質化時間スケールとは対照的に、 α より Ω_c に強く依存し、 Ω_c が大きいほど結晶化度が小さくなることがわかった。これは、 Ω_c が大きいほど円盤外側の低温領域にガスが多く流入し、非晶質成分の割合が増えるためである。分子雲コアからのガス流入終了直後に結晶化度が極小となるが、円盤内側の結晶化成分と外側の非晶質成分の混合と、高温領域での非晶質成分の結晶化が起き、結晶化度が増加していく (Fig.7 も参照されたい)。

Fig.10 では、 1×10^6 年時点での年代成分の円盤質量と結晶化度を示す。円盤質量は、コアの自転角速度が大きいほど大きくなるという結果を得た。これは、自転角速度が小さいと分子雲コアから中心星に直接流入するガスの割合が増えるのに対し、自転角速度が大きいと、より円盤に流入するガスの割合が増えるためである。Fig.9 と Fig.10 から、円盤ダストの結晶化度は円盤の年齢には依存しないことと、円盤質量が大きいほど円盤ダストの結晶化度が小さいことがわかる。これは Honda et al. (2006) の結果と整合的である。

ハールボップ彗星の塵に含まれる結晶質ケイ酸塩の割合は 7.5% と見積もられている (Min et al. 2005)。この結晶化度を再現する分子雲コアの自転角速度は $\sim 3 \times 10^{-14} \text{s}^{-1}$ であり、分子雲コアの観測から得られる値 (Goldsmith & Arquilla 1985) と矛盾しない。さらに、この値での円盤質量は、惑星形成が可能な円盤質量 $\sim 0.01 M_\odot$ (e.g. Hayashi 1981) より大きいため、太陽系惑星を形成できる可能性が十分にある。

原始惑星系円盤の観測からは、円盤ダストの結晶化度が 1-30% 程度であることが報告されている (van Boekel et al. 2005)。一方、今回の計算結果は総じて円盤ダストの結晶化度が高めであり、特に、 $\Omega_c < 6 \times 10^{-15} \text{s}^{-1}$ の場合円盤ダスト全てが結晶化した。これは、円盤内側に流入するガスが円盤外側のガスにせき止められる効果を見逃したために、高温領域に流入するガスを多く見積もっていること、円盤ダストが十分細かく、ガスと共に運動すると仮定しているために、外側へ拡散する結晶化成分の量を多く見積もっていることが原因である可能性がある。

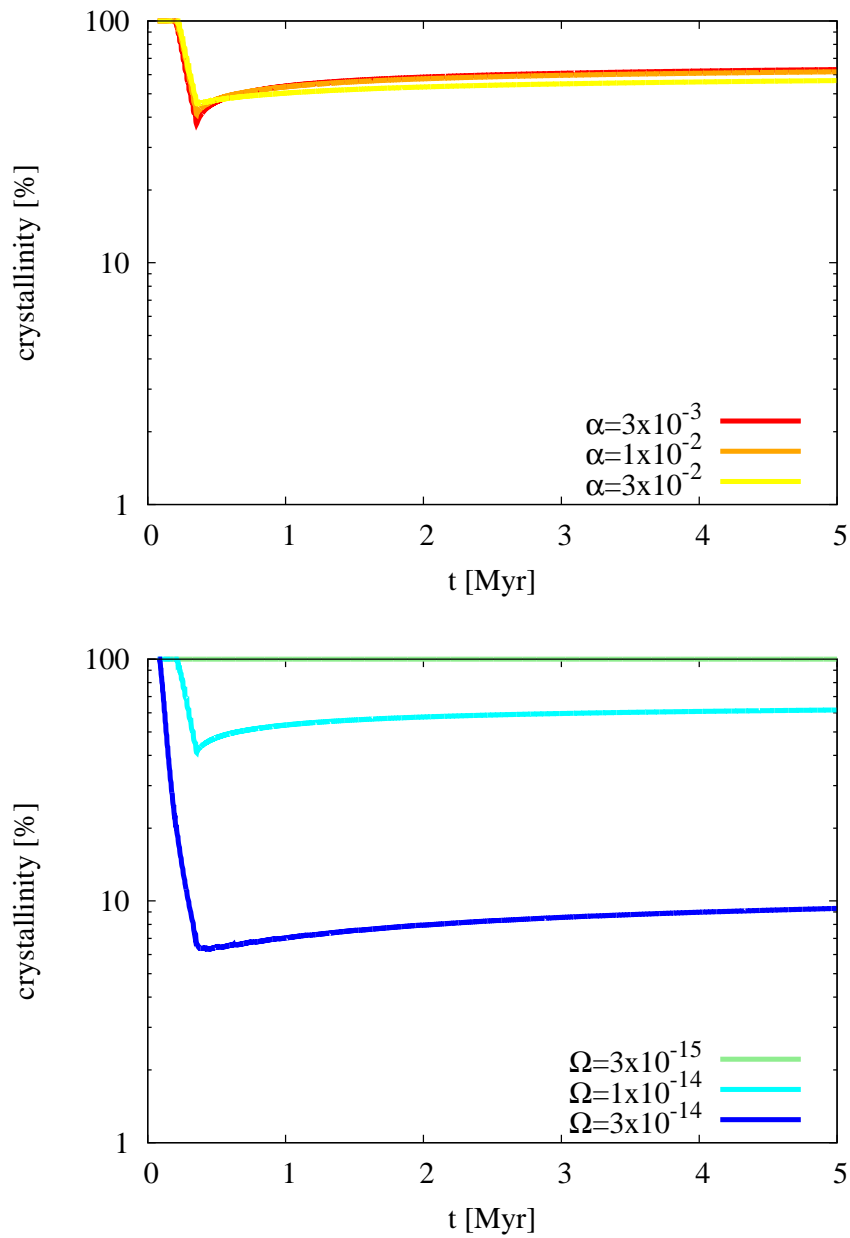


Figure 9 円盤結晶化度の α 依存性, Ω_c 依存性. 上の図は $\Omega_c = 1 \times 10^{-14} \text{s}^{-1}$, 下の図は $\alpha = 1 \times 10^{-2}$.

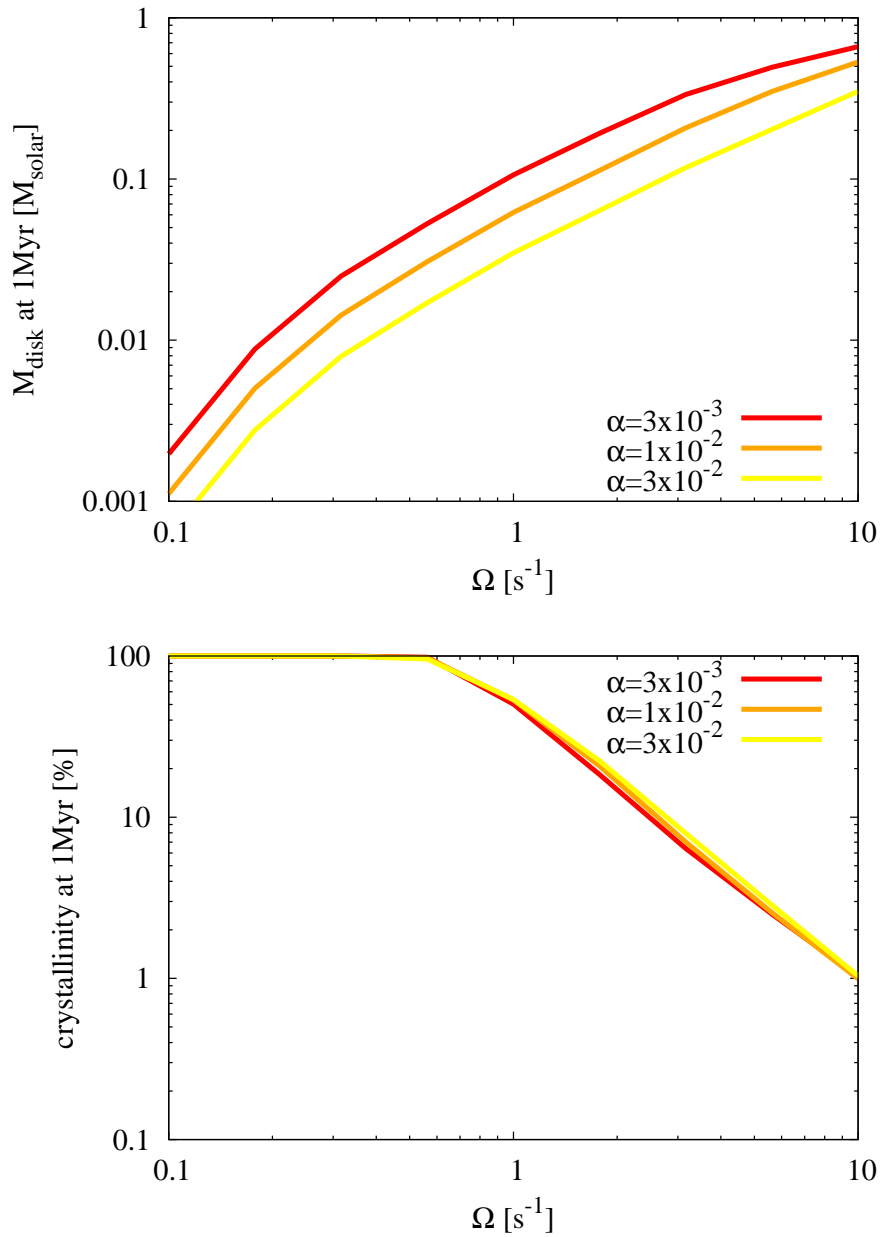


Figure 10 分子雲コア自転角速度に対する, 1×10^6 年時点での円盤質量, 結晶化度.

4 結論

本研究では、分子雲コア収縮段階からの原始惑星系円盤の粘性進化を解きつつ、分子雲コアから原始惑星系円盤への流入年代と、円盤内での最高到達温度に応じてガスを区別したガス成分混合モデルを構築し、パラメータスタディを行った。流入年代を区別してその混合を解くことにより、分子雲コア内部の異なる領域に存在したガスの混合を表現することができ、分子雲コア内部での同位体組成不均質が解消される過程を追うことができる。

シミュレーションの結果、同位体組成均質化の時間スケールは乱流粘性の強さに依存することがわかった。これは、乱流粘性が強いほど粘性拡散時間が短くなることを反映している。さらに、分子雲コア内部における同位体組成の不均質度が

$$\sigma_c \leq 10\% \times \frac{\alpha}{10^{-2}}$$

ならば、分子雲コア収縮開始から 10^6 年という時間スケールで、原始惑星系円盤内の組成不均質度が 0.1% 以下になることを見出した。この結果は、短寿命放射性核種が消滅しきる前に原始惑星系円盤内で同位体組成が均質化され、その後太陽系最古の CAI が形成した可能性を示唆する。この不均質性と粘性パラメータの制約条件は、今後の円盤観測、分子雲観測の新たな指標となるだろう。

また、観測範囲内の分子雲コア自転角速度で、彗星放出ダストの結晶化度と太陽系惑星の形成に十分な円盤質量を共に実現可能であることを見出した。円盤ダストの結晶化度の円盤質量との相関性、円盤年齢との無相関性は観測結果と整合的な傾向が得られたが、モデルの円盤ダスト結晶化度は観測よりも高くなった。この原因として、円盤内側に流入するガスが円盤外側のガスにせき止められる効果を無視したために、高温領域に流入するガスを多く見積もっていること、円盤ダストが十分細かく、ガスと共に運動すると仮定しているために、外側へ拡散する結晶化成分の量を多く見積もっていることが挙げられる。

謝辞

まず、私がこの世に生まれ落ちてから今日までに会った全ての方に感謝致します。誰か一人でも縁が欠けていたら、私という人間の性質は現在とは異なるものとなり、故に本論文の性質も異なるものとなっていたでしょう。以下では特に、本論文の執筆にあたり直接的な援助を頂いた方々に感謝の旨を記述します。

指導教官である倉本圭教授には、研究テーマの提示や、研究に対する助言や激励をして頂き、出来の悪い私を最後まで指導して頂きました。それだけでなく、物事の捉え方や、価値を発信する際の心構えなど、様々な面で学ばせて頂きました。

研究室の先輩である福井隆さんには、私の拙い質問に丁寧に答えて頂きました。また、その質問の拙さをも嫌な顔をせず教えて頂きました。

低温科学研究所の山本哲生教授、田中秀和准教授、惑星宇宙グループの橋元明彦准教授には、研究セミナーなどの際に、研究の意義や方向性、課題についての助言を多く頂きました。

惑星宇宙グループに所属する教員・研究員・学生の方々には、研究に関して忌憚のない意見を述べて頂いただけでなく、研究に拘らない興味深い話題を提供することで、私の心を癒して頂きました。

最後に、経済的支援や精神的支援をして頂いた、弓の仲間、家族、そして妻に感謝致します。

参考文献

Amelin, Y.; Krot, Alexander N.; Hutcheon, Ian D.; Ulyanov, Alexander A., 2002, Lead Isotopic Ages of Chondrules and Calcium-Aluminum-Rich Inclusions, *Science*, 297, pp. 1678-1683.

Bizzarro, M.; Baker, J. A.; Haack, H., 2004, Mg isotope evidence for contemporaneous formation of chondrules and refractory inclusions, *Nature*, 431, pp. 275-278.

Boss, Alan P., 2004, Evolution of the Solar Nebula. VI. Mixing and Transport of Isotopic Heterogeneity, *The Astrophysical Journal*, 616, pp. 1265-1277.

Cassen, P.; Moosman, A., 1981, On the formation of protostellar disks, *Icarus*, 48, p. 353-376.

Cassen, Patrick, 1994, Utilitarian models of the solar nebula, *Icarus*, 112, p. 405-429.

Ciesla, Fred J., 2007, Outward Transport of High-Temperature Materials Around the Midplane of the Solar Nebula, *Science*, 318, pp. 613-.

Dullemond, C. P.; Apai, D.; Walch, S., 2006, Crystalline Silicates as a Probe of Disk Formation History, *The Astrophysical Journal*, 640, pp. L67-L70.

Duncan, M. J.; Levison, H. F., 1997, A scattered comet disk and the origin of Jupiter family comets, *Science*, 276, pp. 1670-1672.

Gail, H.-P., 2001, Radial mixing in protoplanetary accretion disks. I. Stationary disc models with annealing and carbon combustion, *Astronomy and Astrophysics*, 378, p.192-213.

Goldsmith, P. F.; Arquilla, R., 1985, Rotation in dark clouds, In: Protostars and planets II, University of Arizona Press, p. 137-149.

Goodman, A. A.; Benson, P. J.; Fuller, G. A.; Myers, P. C., 1993, Dense cores in dark clouds. VIII - Velocity gradients, *The Astrophysical Journal*, 406, p. 528-547.

Hartmann, Lee; Calvet, Nuria; Gullbring, Erik; D'Alessio, Paola, 1998, Accretion and the Evolution of T Tauri Disks, *The Astrophysical Journal*, 495, p.385.

Hayashi, C., 1981, Structure of the Solar Nebula, Growth and Decay of Magnetic Fields and Effects of Magnetic and Turbulent Viscosities on the Nebula, *Progress of Theoretical Physics Supplement*, 70, pp. 35-53.

Hayashi, C.; Nakazawa, K.; Nakagawa, Y., 1985, Formation of the solar system, In: Protostars and planets II, University of Arizona Press, p. 1100-1153.

Honda, Mitsuhiro; Kataza, Hirokazu; Okamoto, Yoshiko K.; Miyata, Takashi; Yamashita, Takuya; Sako, Shigeyuki; Takubo, Shinya; Onaka, Takashi, 2003, Detection of Crystalline Silicates around the T Tauri Star Hen 3-600A, *The Astrophysical Journal*, 585, pp. L59-L63.

Honda, Mitsuhiro; Kataza, Hirokazu; Okamoto, Yoshiko K.; Yamashita, Takuya; Min, Michiel; Miyata, Takashi; Sako, Shigeyuki; Fujiyoshi, Takuya; Sakon, Itsuki; Onaka, Takashi, 2006, Subaru/COMICS Study on Silicate Dust Processing around Young Low-Mass Stars, *The Astrophysical Journal*, 646, pp. 1024-1037.

Hueso, R.; Guillot, T., 2005, Evolution of protoplanetary disks: constraints from DM Tauri and GM Aurigae, *Astronomy and Astrophysics*, 442, pp.703-725.

Huss, Gary R., 1997, The survival of presolar grains in solar system bodies, *Astrophysical implications of the laboratory study of presolar materials*, 402, pp. 721-748.

Huss, Gary R.; Lewis, Roy S., 1995, Presolar diamond, SiC, and graphite in prim-

itive chondrites: Abundances as a function of meteorite class and petrologic type, *Geochimica et Cosmochimica Acta*, 59, pp.115-160.

Kita, N. T.; Huss, G. R.; Tachibana, S.; Amelin, Y.; Nyquist, L. E.; Hutcheon, I. D., 2005, Constraints on the Origin of Chondrules and CAIs from Short-lived and Long-Lived Radionuclides, *Chondrites and the Protoplanetary Disk*, 341, p.558.

MacPherson, G. J.; Davis, A. M.; Zinner, E. K., 1995, The distribution of aluminum-26 in the early Solar System - A reappraisal, *Meteoritics*, 30, p. 365.

Min, M.; Hovenier, J. W.; de Koter, A.; Waters, L. B. F. M.; Dominik, C., 2005, The composition and size distribution of the dust in the coma of Comet Hale Bopp, *Icarus*, 179, p. 158-173.

Morfill, G. E.; Voelk, H. J., 1984, Transport of dust and vapor and chemical fractionation in the early protosolar cloud, *The Astrophysical Journal*, 287, p. 371-395.

Myers, P. C., 1985, Molecular cloud cores, In: *Protostars and planets II*, University of Arizona Press, p. 81-103.

Nagashima, Kazuhide; Krot, Alexander N.; Yurimoto, Hisayoshi, 2004, Stardust silicates from primitive meteorites, *Nature*, 428, pp. 921-924.

Nakamoto, Taishi; Nakagawa, Yoshitsugu, 1994, Formation, early evolution, and gravitational stability of protoplanetary disks, *The Astrophysical Journal*, 421, p. 640-650.

Nakamoto, Taishi; Nakagawa, Yoshitsugu, 1995, Growth of protoplanetary disks around young stellar objects, *The Astrophysical Journal*, 445, p. 330-336.

Pollack, James B.; Hollenbach, David; Beckwith, Steven; Simonelli, Damon P.; Roush, Ted; Fong, Wesley, 1994, Composition and radiative properties of grains in molecular clouds and accretion disks, *The Astrophysical Journal*, 421, p. 615-639.

Pringle, J. E., 1981, Accretion discs in astrophysics, In: Annual review of astronomy and astrophysics, 19, p. 137-162.

Ruden, S. P.; Lin, D. N. C., 1986, The global evolution of the primordial solar nebula, The Astrophysical Journal, 308, p. 883-901.

Shakura, N. I.; Sunyaev, R. A., 1973, Black Holes in Binary Systems: Observational Appearances, Astronomy and Astrophysics, 24, p. 337-355.

Shu, F. H., 1977, Self-similar collapse of isothermal spheres and star formation, The Astrophysical Journal, 214, p. 488-497.

Shu, Frank H.; Shang, Hsien; Lee, Typhoon, 1996, Toward an Astrophysical Theory of Chondrites, Science, 271, pp. 1545-1552.

Tachibana, S.; Huss, G. R., 2003, The Initial Abundance of ^{60}Fe in the Solar System, The Astrophysical Journal, 588, pp. L41-L44.

Tachibana, S.; Huss, G. R.; Kita, N. T.; Shimoda, G.; Morishita, Y., 2006, ^{60}Fe in Chondrites: Debris from a Nearby Supernova in the Early Solar System?, The Astrophysical Journal, 639, pp. L87-L90.

Toomre, A., 1964, On the gravitational stability of a disk of stars, The Astrophysical Journal, 139, p. 1217-1238.

Visser, R.; Dullemond, C. P., 2010, Sub-Keplerian accretion onto circumstellar disks, Astronomy and Astrophysics, 519, id.A28

Visser, R.; van Dishoeck, E. F.; Doty, S. D.; Dullemond, C. P., 2009, The chemical history of molecules in circumstellar disks. I. Ices, Astronomy and Astrophysics, 495, pp.881-897.

Zolensky, Michael E.; Zega, Thomas J.; Yano, Hajime; Wirick, Sue; Westphal, An-

drew J.; Weisberg, Mike K.; Weber, Iris; Warren, Jack L.; Velbel, Michael A.; Tsuchiyama, Akira; and 65 coauthors, 2006, Mineralogy and Petrology of Comet 81P/Wild 2 Nucleus Samples, Science, 314, p. 1735-.

福井 康雄; 犬塚 修一郎; 大西 利和; 中井 直正; 舞原 俊憲; 水野 亮 [編], 2008, 星間物質と星形成 (シリーズ 現代の天文学 6), 日本評論社.

井田 茂, 2007, 系外惑星, 東京大学出版会.

宮本 英昭; 橘 省吾; 平田 成; 杉田 精司 [編], 2008, 惑星地質学, 東京大学出版会.

松井 孝典 [編], 1997, 岩波講座 地球惑星科学 〈12〉 比較惑星学, 岩波書店.

松田 准一; 坂本 尚義 [編], 2008, 宇宙・惑星化学, 培風館.

坂下 志郎; 池内 了, 1996, 宇宙流体力学, 培風館.

渡部 潤一; 井田 茂; 佐々木 晶 [編], 2008, 太陽系と惑星 (シリーズ 現代の天文学 9), 日本評論社.