

修士論文

降着末期段階における  
原始惑星系円盤の組成進化と  
始源的隕石の起源

Compositional Evolution  
at Late Stage of Protoplanetary Accretion Disk  
and the Origin of Primitive Meteorites

福井 隆

Fukui Takashi

北海道大学 大学院理学研究科 地球惑星科学専攻  
惑星物理学研究室

平成 18 年 2 月 16 日

### 要旨

近年、理論的・観測的研究の進歩により、惑星系の母体である原始惑星系円盤の力学的進化 (円盤降着率の時間変化や、面密度・温度分布などの円盤構造の進化) に関する理解が深まりつつある。一方、原始惑星系の物質科学的な進化については、その複雑な性質により、十分な理解の得られていない問題が数多く残されている。このような問題を考える上で、太陽系で最も始源的な物質の 1 つであるコンドライトは、原始惑星系における物質進化の記録を保持しているという点で重要である。

コンドライト中に  $^{16}\text{O}$  に富む CAI と  $^{16}\text{O}$  に乏しいコンドリュールが共存することは、円盤の酸素同位体組成が不均質であったことを示唆している。CAI と大部分のコンドリュールの形成年代差が 2, 3 Myr であることを考慮すると、円盤の酸素同位体組成がこの期間に大きく変化したと考えられる。また、一部の CAI では鉱物毎に酸素同位体組成が異なっており、この物質の形成領域では酸素同位体組成がより複雑に変動していたと考えられる。さらに、コンドライト物質の示す酸化還元状態の多様性は、原始惑星系円盤の C/O 比もまた不均質であったことを示唆する。例えば、エンスタタイトコンドライト中の Oldhamite (CaS) は C/O > 0.95 の環境下でしか形成されないが、太陽組成は C/O  $\sim$  0.5 でしかない。

そこで本研究では、このような組成不均質がどのように形成されるかを調べた。まず、ダスト蒸発領域において円盤の組成を変動させる一連の過程 (ダスト-ガス分別過程と蒸発による濃集) を定式化し、円盤が力学的に進化するのに伴い組成的にも進化することを示す。その際、ダストサイズやダスト/ガス速度比の動径依存性などを考慮する。次に、主要な O, C のキャリアー (シリケイト, 有機物, 水氷) について上述の過程による濃集および円盤中の移流拡散による物質輸送を計算し、コンドライト物質が形成されたと考えられる円盤内側領域の組成がどのように、どの程度のタイムスケールで進化するかをシミュレートした。

これにより次のような結果が得られた。まず、Yurimoto and Kuramoto (2004) による酸素同位体組成不均質の形成が再現され、彼らの議論では不明確であった組成進化のタイムスケールが明らかになった。得られた値 (数十万年から数百万年) は CAI と大部分のコンドリュールの形成年代差と調和的である。また、初期の CTTS でよく見られる急激な降着率の上下動によって、一部の CAI が示唆する複雑な酸素同位体組成の変動も再現された。酸化還元状態については、Nakano et al. (2003) が有機物の蒸発による不均質の形成を提案していたが、彼らのモデルでは円盤内の物質輸送過程が考慮されていなかった。本論文の結果から円盤中の移流拡散を考慮

しても、有機物の蒸発領域に還元的な環境が形成されることが分かった。原始惑星系円盤の環境として妥当な計算条件の下で、還元的なコンドライト物質の形成に必要な  $C/O > 0.95$  という条件が満たされる。また、このような環境が維持される時間は数十万年程度であり、1つのコンドライトタイプに属するコンドリュールの形成期間として考えられている値 ( $< 0.3$  Myr, Scott and Krot 2005) とも整合的である。さらに、ある条件下では円盤中心に近い高温領域で還元的な環境が形成される場合がある。この環境が実際の原始惑星系円盤内で実現されていたとすると、太陽系内で SiC のような鉱物が形成された可能性がある。もし同位体組成が太陽組成である SiC が存在したとすると、この物質の付加過程によりエンスタタイトコンドライトの還元的な性質および Si の過剰を説明できる可能性がある。

## 目次

<b>1. 序論</b>	<b>1</b>
1.1 研究背景	1
1.1.1 惑星系形成論の進展	1
1.1.2 “物質科学的” 惑星系起源論へ	1
1.1.3 コンドライトの起源に関する問題と必要な知識	3
1.2 本論文の目的	10
<b>2. モデルと基礎方程式</b>	<b>12</b>
2.1 円盤の組成変動過程	12
2.1.1 ダスト-ガス分別過程	12
2.1.2 ダストサイズの見積り	21
2.1.3 ダスト成分の濃集過程	23
2.1.4 移流拡散による輸送	29
2.2 円盤構造のモデル	32
2.2.1 最小質量モデル (Hayashi et al. 1985)	32
2.2.2 降着による加熱を考慮したモデル (Cassen 1994)	34
2.3 パラメータの設定	37
2.3.1 円盤降着率の変化	37
2.3.2 C, O の各キャリアーへの分配	38
<b>3. 結果</b>	<b>41</b>
3.1 リファレンスモデルに対する結果	41
3.2 降着率変動のタイムスケールに対する依存性	44
3.3 円盤質量に対する依存性	44
3.4 円盤の温度モデルに対する依存性	44
3.5 spike 型の降着率変動による組成進化	48
<b>4. 議論</b>	<b>57</b>
4.1 酸素同位体不均質の形成	57
4.2 還元的なコンドライト物質の形成	59
4.3 太陽組成の SiC の形成可能性	63

5. まとめ	65
謝辞	66
参考文献	67

## 1. 序論

### 1.1 研究背景

#### 1.1.1 惑星系形成論の進展

1980年代に構築された太陽系形成の標準モデル (e.g., Hayashi et al. 1985) は、現在の太陽系の重要な諸性質 (地球型・木星型各惑星の形成とその位置など) を説明するのに成功している。その後の研究でいくつかの問題点 (ダスト落下問題, 微惑星形成問題, 海王星形成問題など。ダスト落下問題については後述) が指摘されているものの、現在でもこのモデルは大筋で正しいものと考えられている (図 1.1 に模式図)。

標準モデルは復元モデル (現在の太陽系の姿から、その元となった原始惑星系円盤を復元し、それを初期条件として太陽系の形成過程を議論するモデル) とも呼ばれる。このような方法を取ったのは、星周円盤の構造を分子雲収縮による星形成の理論から決定するのが難しく、さらに当時は原始惑星系円盤を実際に観測することが出来なかったためである。1990年代に、それまでは理論上の産物であった原始惑星系円盤の存在が初めて観測により実証された。これにより、惑星系形成の初期条件となる円盤の構造について直接情報を得ることが可能となった。

さらに 1995年には太陽系外に初めて惑星が発見され、現在では系外惑星系の形成過程をも説明しうる“汎”惑星系形成論の構築が試みられている。この目的に対して、現在の太陽系の姿から復元された原始惑星系円盤のモデルだけを用いて議論を進めることは不適當である。このような要請も手伝って、原始惑星系円盤のより一般的なモデルが整備されてきた。これまでの理論的・観測的研究により、円盤の構造 (温度・面密度分布など) や質量降着率の時間変化などがかなり詳細に分かってきている (円盤モデルについては例えば Hayashi et al. 1985, Cassen 1994, 降着率の進化については例えば Calvet et al. 2000)。

#### 1.1.2 “物質科学的” 惑星系起源論へ

こうした研究は、言うなれば原始惑星系の“力学的な”進化に着目したものである。標準モデルによれば、例えば太陽から 1 AU の位置には岩石主体の比較的小さな惑星が形成されることが予想される。力学的な惑星系形成論の立場では、地球の形成が説明されたことになる。ところが、物質科学的な観点から見ると、現在でも地球の復元には成功できていない。

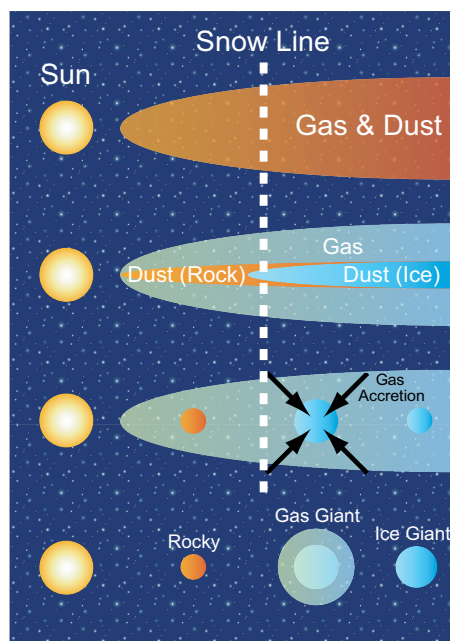


図 1.1: 惑星系形成の標準モデルの模式図. 中心星と, それを取り巻くガス・ダストからなる原始惑星系円盤 (最上段). 中心星の重力により, 円盤赤道面にダストが沈殿し, ダスト層が形成される. snow line 以遠では水も凝縮するため, 惑星コアの材料物質が増加する. ダスト層が十分薄くなると重力不安定により数 km サイズの微惑星が形成される (2 段目). 微惑星が相互の合体成長により, 惑星へ成長していく. snow line のすぐ後ろでは大きな質量 ( $\sim 10 M_{\oplus}$ ,  $M_{\oplus}$  は地球質量.) を持った原始惑星が形成され, ガス降着が始まる. 成長速度は内側ほど速いため, より離れた領域にある原始惑星はまだガス降着を起こせる質量に達していない (3 段目). 円盤ガスが散逸し, 惑星形成プロセスが終了する. snow line より内側に岩石型惑星, snow line の外側かつ比較的中心に近い領域に巨大ガス惑星, 中心から最も遠い領域に巨大水惑星が位置する.

例えば, 地球の primitive upper mantle (地殻と分化する以前の始源的なマントル) の Mg/Si-Al/Si 比はどの始源的隕石とも一致しないことが知られている (e.g., Drake and Righter 2002). 隕石の母天体は小惑星で, これは惑星形成期に原始惑星の building block となった微惑星の生き残りであると考えられている. 地球も微惑星の集積を経て形成されたはずであるから, 隕石と地球の組成が一致しないことは実に興味深い事実である.

太陽系の物質科学的な起源に関する未解決問題はこれだけにとどまらない. 上に示した問題は, 惑星原物質である始源的隕石から地球の組成を説明出来ない, と

いうものであった。ところが、始源的隕石の起源自体、現在でも議論が続いている一大問題である(問題の詳細については、1.1.3 節を参照)。

太陽系、より一般的に惑星系の物質科学的起源を明らかにすることは、近年隆盛を見せているアストロバイオロジーなどとも関連して今後ますます重要となるであろう。本研究の大きな目標は、従来の惑星系形成論に物質科学的視点を加え、原始惑星系で起こったであろう様々な物質形成プロセスを明らかにすることである。

### 1.1.3 コンドライトの起源に関する問題と必要な知識

上述の様々な未解決問題のうち、本論文では特に惑星原物質である始源的隕石(コンドライト)の起源に関する問題を扱う。コンドライトは母天体において融解過程を経験しておらず、太陽系最古の物質の1つであると考えられている。そのため、惑星形成以前に起きた物質形成プロセスや、原始惑星系円盤の組成進化を解明するための貴重な情報源となってきた。加えて、地球などの岩石型惑星の組成の起源を一般的に議論するためにも、惑星原物質の起源に関する情報が必要となる。例えば、太陽系のどの位置でどのタイプのコンドライトが形成されたかが分かれば、その場所で形成される惑星の組成に制約を付けることが可能となるかもしれない。

コンドライトに関してこれまでの研究から得られている知識は膨大である。これら全てと調和的な組成進化モデルを最初から構築するのは難しいため、扱う問題を取捨選択しなければならない。本論文ではコンドライト及びその主要構成要素であるコンドリュールと難揮発性包有物(以降 CAI, Ca-Al rich Inclusion と呼ぶ<sup>1)</sup>)の、酸素に関する2つの性質に注目する。すなわち、酸素同位体組成および酸化還元状態に関する性質である。酸素は宇宙元素存在度の下で豊富な元素であり、また岩石の主要な構成成分であるため、原始惑星系の物質進化を考える上で重要である。

ここでは特に、変成度の小さい(岩石学的タイプ 3.0 に近いコンドライトから得られた)サンプルについての分析結果(例えば、Jones et al. 2005, Scott and Krot 2005 などのレビュー)に着目する。なぜならば、これらの物質の起源を調べるためにはその形成時(最後の加熱イベント終了時)に得られた性質だけを取り出す必要があり、母天体集積後の変成(水質変成、熱変成)などにより得られた性質は除いて考えなければならないからである。

以降、上述の2つのレビューおよび Ciesla (2005), MacPherson et al. (2005)などを主に参照しながら、これらの物質の興味ある性質について記述していく。

<sup>1)</sup>厳密には、難揮発性包有物には AOA (Amoeboid Olivine Aggregate) と呼ばれる物質も含まれるが、本論文では扱わない。



## ● 形成機構

コンドリュールは主としてケイ酸塩鉱物からなる mm サイズの球粒状物質である。形状的特徴から、自由空間中で加熱されて液化し、表面張力により球形となった後固化したと考えられている。一部のコンドリュール中には、中心部がくすんだ Fe-rich なシリケートの粒子 (dusty relict olivine) が含まれている。この粒子は周囲の Mg-rich なシリケートとは非平衡な組成を持っているため、コンドリュール形成の前から存在していた物質であると考えられている (Hutchison 2004)。relict olivine の存在は、コンドリュールが気相からの凝縮により形成されたのではなく、前駆物質の融解により形成されたことを示唆する。

シリケートメルトの安定条件や鉱物の組織的特徴などから、コンドリュール形成時の最高到達温度や冷却速度に制限が付される (それぞれ 1700-2100 K, 10-1000 K/hr, Ciesla 2005 のレビューより)。こうした条件を満たしうるコンドリュール形成機構として、近年では双極流モデル (Shu et al. 1996) および衝撃波加熱モデル (例えば Nakamoto et al. 2005) が有力視されている。前者は若い恒星によく見られる双極流によって前駆物質が原始惑星系円盤の外へ巻き上げられ、そこで中心星の強い輻射による加熱を受けてコンドリュールが形成されるとするモデルである。後者は原始惑星系円盤中で様々な原因 — 微惑星の前面に形成される bow shock や円盤の重力不安定により形成される渦状腕 (Boss and Durisen 2005 のレビュー)、T-タウリ型星に見られる X 線フレア (Nakamoto et al. 2005) — により衝撃波が発生し、これが前駆物質を加熱・融解させるとするモデルである。現在のところ、どの機構がコンドリュールを形成したのかは未決着の問題である。しかし、後述するコンドリュールの酸化還元状態の多様性を説明するには、円盤の広い範囲でコンドリュールを形成できる後者のモデルの方が適していると思われる。本論文においても、後者の形成過程を念頭に置いている。

CAI はその名の通り Ca および Al に富むシリケートからなる。平衡凝縮論から、太陽組成の下では最も高温で凝縮する ( $> 1400$  K) 物質であることが知られている。CAI 中の鉱物粒子のサイズにより、細粒状のもの ( $< 50\mu\text{m}$ , fine grained CAI) と粗粒状のもの ( $> 50\mu\text{m}$ , coarse grained CAI. CV コンドライトには mm サイズの結晶粒を含む CAI が見つかる) に分類され、前者は高温ガスからの直接凝縮により、後者はコンドリュールと同様にメルト

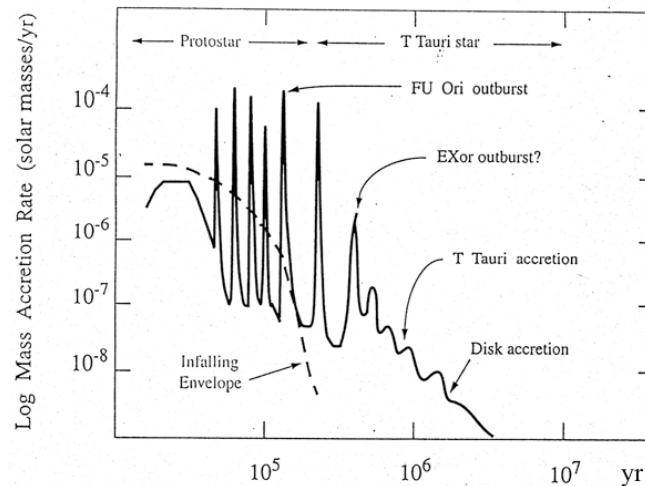


図 1.2: 円盤降着率の時間変化. Calvet et al. (2000) より引用.

から形成されたと考えられている.

CAI に見られる  $^{10}\text{B}$  の過剰は, CAI がその形成時に消滅核種  $^{10}\text{Be}$  を保持していたことを示している.  $^{10}\text{Be}$  は恒星中の核反応ではなく, 宇宙線や原始太陽由来の高エネルギー粒子による反応で生成されたと考えられている (Goswami et al. 2005). このことから, CAI の形成場所は原始太陽のごく近傍であったとする説が現在広く支持されている (MacPherson et al. 2005). これが正しいとすると, 様々なタイプのコンドライト中に CAI が見つかることから, 中心星付近で形成された CAI を円盤の外側領域へ輸送する機構がなくてはならない. このような機構としては, コンドリュール形成機構の部分でも触れた双極流 (Shu et al. 1996) などが考えられている. 本論文でも, こうした形成過程を念頭に置くことにする.

### ● 形成時期

Pb-Pb 年代測定によって, CAI の形成年代として 4567 Ma (CV コンドライト中のサンプルに対して. Ma は百万年前を表す) という値が得られている (Amelin et al. 2002). この時代の中心星は, 原始星から CTTS (Classical T Tauri Star, 古典的 T タウリ型星. 典型的な円盤降着率は  $> 10^{-8} M_{\odot}/\text{yr}$ ) といった強い円盤降着の存在する段階にある (例えば, Cuzzi et al. 2005). ま

た, こうした恒星進化の初期段階においては円盤降着率は大局的には時間とともに減少するが, 短い時間スケールでは激しく増減する. 特に, FU ori と呼ばれる中心星に円盤ガスが間欠的に落下する現象では,  $\sim 0.1$  Myr 程度のタイムスケールで円盤降着率が数オーダー増減する. 図 1.2 に, 分子雲収縮開始時を始点とした円盤降着率の時間変化の模式図 (Calvet et al. 2000 による) を示した.

コンドリュールの形成年代については, Pb-Pb 年代測定および消滅核種  $^{26}\text{Al}$  を用いた形成年代測定の結果から CAI よりも数百万年ほど遅く形成された, と考えられていた (Amelin et al. 2002). CAI-bearing chondrule (内部に CAI のかけらを含むコンドリュール) の存在はこの解釈を支持するものである. しかし, 最近の研究ではコンドリュールの  $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$  比は CAI よりもばらつきが大きく, CAI と同程度の値を持つものも発見されている (Bizzarro et al. 2004). さらに, chondrule-bearing CAI (コンドリュールのかけらを含んだ CAI) が発見されている (Ito and Yurimoto 2003). これらのことから, 現在では CAI とコンドリュールの形成時期はオーバーラップしており, 後者の方が数百万年ほど長く続いた, という考え方が主流となっている. 以上のことから, コンドリュール形成イベントが終了したのは CAI の形成時代に比べて円盤降着が弱くなった段階, すなわち CTTS 末期あるいは WTTS (Weak-line T Tauri Star, 弱輝線 T タウリ型星. 円盤降着率は  $< 10^{-8} M_{\odot}/\text{yr}$  程度) への遷移段階のような時代であったと考えられる.

## ● 酸素同位体組成

酸素には  $^{16}\text{O}$ ,  $^{17}\text{O}$ ,  $^{18}\text{O}$  の 3 つの安定同位体が存在する. 各物質の酸素同位体組成は, ある基準物質を選び, それに対する同位体組成のずれ

$$\begin{aligned}\delta^{17}\text{O} &\equiv \frac{(^{17}\text{O}/^{16}\text{O})_{\text{sample}} - (^{17}\text{O}/^{16}\text{O})_{\text{standard}}}{(^{17}\text{O}/^{16}\text{O})_{\text{standard}}} \times 1000 \quad (\text{‰}) \\ \delta^{18}\text{O} &\equiv \frac{(^{18}\text{O}/^{16}\text{O})_{\text{sample}} - (^{18}\text{O}/^{16}\text{O})_{\text{standard}}}{(^{18}\text{O}/^{16}\text{O})_{\text{standard}}} \times 1000 \quad (\text{‰})\end{aligned}\quad (1.1)$$

を用いて表すことができる. ここで, 添字 sample および standard はそれぞれ着目するサンプルと基準物質を表す. この  $\delta^{17}\text{O}$  と  $\delta^{18}\text{O}$  を用いた, 太陽系物質の three-oxygen isotope diagram を図 1.3 に示す. 原点 (基準物質) は地球の標準平均海水 (SMOW, Standard Mean Ocean Water) である. この図において着目すべき点は以下の 2 つである;

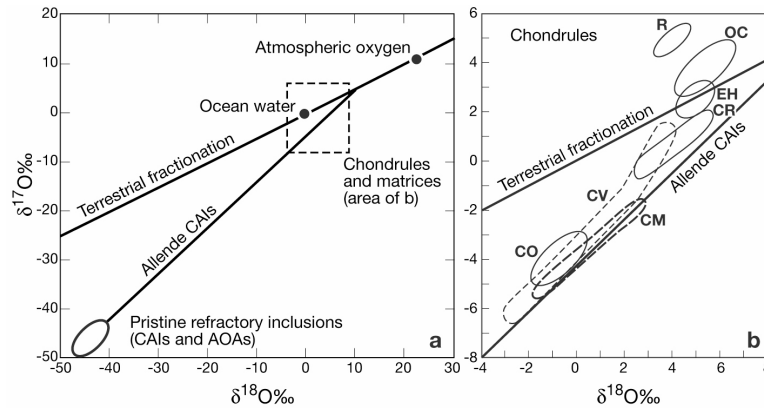


図 1.3: 地球物質およびコンドライト物質の酸素同位体プロット. Scott and Krot (2005) より引用. 基準物質として地球の標準平均海水を取った. (a) 地球物質およびコンドライト構成物質の酸素同位体組成. コンドライト中の未分化な CAI は  $^{16}\text{O}$ -rich, コンドリュールは原点に近い  $^{16}\text{O}$ -poor な組成を示す. また, 大部分の CAI は傾き 1 の直線上にプロットされ, 非質量依存分別過程を受けたことを示している. (b) (a) 図中の点線領域を拡大したもの. 各種コンドライト中の大型コンドリュールの酸素同位体組成.

1. 地球上の物質はほぼ全て  $\delta^{17}\text{O} \sim 0.52\delta^{18}\text{O}$  で表される直線上にプロットされる. これは同位体質量に依存した分別過程に起因するものである<sup>2)</sup>. ほとんどの物理的・化学的分別過程が質量依存性を示す. 地球物質の描く分別線は特に TF line (Terrestrial Fractionation line, 地球分別線) と呼ばれる. 地球以外にも, 火星, 小惑星ベスタ, 月といった天体から酸素同位体組成が得られており, どれもほぼ傾き約 0.5 の直線を描くことが知られている (但し, 火星とベスタの分別線はわずかに TF line からずれる. 例えば, Scott (2001) を参照).

<sup>2)</sup>基準物質が分別作用を受けて酸素同位体組成が変化する場合を考える. 分別後,  $^{16+\Delta x}\text{O}$  の個数が  $f(16+\Delta x)(^{16+\Delta x}\text{O})_{\text{standard}}$  のように変化するものを質量依存分別という.  $(^{16+\Delta x}\text{O})_{\text{standard}}$  は分別前の個数である.  $\Delta x$  が元素の質量数に比べ十分小さいならば,

$$\left(\frac{^{16+\Delta x}\text{O}}{^{16}\text{O}}\right)_{\text{sample}} = \frac{f(16+\Delta x)}{f(16)} \left(\frac{^{16+\Delta x}\text{O}}{^{16}\text{O}}\right)_{\text{standard}} \sim \left(1 + \frac{f'(16)}{f(16)}\Delta x\right) \left(\frac{^{16+\Delta x}\text{O}}{^{16}\text{O}}\right)_{\text{standard}}$$

のようになる. (1.1) 式を用いて,  $\delta^{17}\text{O}$ ,  $\delta^{18}\text{O}$  の比を取ると,

$$\frac{\delta^{17}\text{O}}{\delta^{18}\text{O}} = \frac{(^{17}\text{O}/^{16}\text{O})_{\text{sample}} - (^{17}\text{O}/^{16}\text{O})_{\text{standard}}}{(^{18}\text{O}/^{16}\text{O})_{\text{sample}} - (^{18}\text{O}/^{16}\text{O})_{\text{standard}}} \sim \frac{\Delta x}{2\Delta x} = 0.5$$

2. これに対し、コンドライトの構成物質は地球分別線とは異なる同位体組成を示す (Clayton 1993). コンドライト中の未分化な CAI は  $^{16}\text{O}$ -rich (または  $^{17,18}\text{O}$ -poor) な組成を持ち ( $\delta^{17,18}\text{O}_{\text{SMOW}} \sim -50 \text{ ‰}$ ), コンドリユールは  $^{16}\text{O}$ -poor (または  $^{17,18}\text{O}$ -rich) で地球に比較的近い組成を持つ. また, Allende 隕石 (CV コンドライト) をはじめほとんどの隕石中の CAI は傾きが約 1 の直線上にプロットされる. つまり, 同位体質量に依存しない分別過程が存在したことを示す. この直線は CCAM line (Carbonaceous Chondrite Anhydrous Mineral line) と呼ばれる.

コンドライト物質のこのような TF line からのずれの成因として, (i) 太陽・宇宙線起源の高エネルギー粒子による核反応, (ii) 非質量依存分別過程の存在 (Thiemens and Heidenreich 1983), (iii) 異なる酸素同位体組成を持った 2 物質 (リザーバ) の混合, などが考えられてきた (Clayton 1993 に詳しい総説がある). しかし, 他の元素には同位体異常が見つかっていないため, (i) の過程を成因と考えるのは難しい. また, (ii) の過程は太陽組成の下では minor な成分 ( $\text{O}_2$ ,  $\text{O}_3$ ,  $\text{CO}_2$  など) のガス中でのみ起こる反応であり, 隕石の大部分を占めるコンドライトの酸素同位体異常をこの反応だけで説明できるかは疑問である.

こうして, 残されたのは (iii) の過程である. この過程は原始惑星系円盤が酸素同位体的に不均質であったことを仮定している. つまり, 異なる酸素同位体組成を持った 2 種のリザーバ (一方は CAI よりも  $^{16}\text{O}$ -rich な組成を持った物質, もう一方は地球やコンドリユールよりも  $^{16}\text{O}$ -poor な組成を持った物質) が存在し, これらの物質が量比を変えて混合することにより原始惑星系円盤の組成が変動した, と考えるのである. もしこの解釈が正しいとすると, CAI と大部分のコンドリユールの年齢差  $\sim 2, 3 \text{ Myr}$  (e.g., Amelin et al. 2002) の間に円盤の酸素同位体組成が  $^{16}\text{O}$ -rich から  $^{16}\text{O}$ -poor へ変わったことになる. しかし, この過程についても酸素同位体組成の異なるリザーバをどうやって作るか, また原始惑星系円盤においてどうやってその混合比を変動させるか, などの点が不明であった.

### ● コンドライトの酸化還元状態

コンドライトはその酸化還元状態により, エンスタタイト (最も還元的), 炭素質 (最も酸化的), 普通 (中間的) の 3 タイプに大別される. この酸化還元

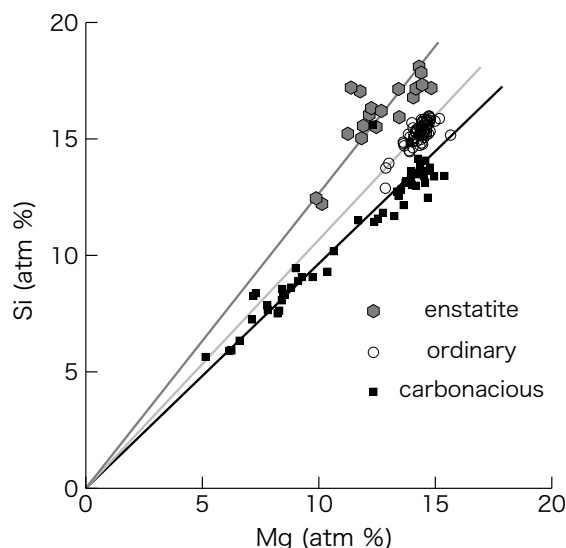


図 1.4: コンドライトタイプと Si/Mg 比の関係性. コンドライト中の Si, Mg の存在度を原子数の割合 (atm %) でプロットした. サンプルがコンドライトタイプ毎に一本の直線上にプロットされることが分かる. 各直線の傾きがそのコンドライトタイプの Si/Mg 比を示す.

状態による分類は、コンドライトを構成する主要元素の組成とも相関がある. ここでは特に、Si/Mg 存在度比に着目する. 図 1.4 は各コンドライトタイプ毎にその Si, Mg 原子数 (%) をプロットしたものであるが、タイプ毎に Si/Mg 比が一定で還元的なものほど Si の割合が高くなっていることが分かる.

多様な酸化還元状態を持ったコンドライトが形成されるためには、原始惑星系円盤の酸化還元状態が空間的または時間的に不均質であったことが要求される. 例えば、エンスタタイトコンドライト中に見られる還元的な鉱物 (例えば Oldhamite, CaS) を形成するためには、 $C/O > 0.95$  を満たす環境が必要となるが (Krot et al. 2000), 太陽組成の C/O 比は  $\sim 0.5$  でしかない (2.3.2 節). 原始惑星系円盤中にこうした還元的な環境を作るプロセスとしては、これまで主に以下の 2 つのものが考えられてきた; すなわち、内側円盤における  $H_2O$  の欠乏 (Stevenson and Lunine 1988, Ciesla et al. 2005), 及び炭素に富むダストの付加 (Krot et al. 2000, Nakano et al. 2003) である.

前者のモデルでは、内側円盤の  $H_2O$  gas が拡散によって snow line (原始惑星系円盤における  $H_2O$  の昇華・凝結位置. Sasselov and Lecar 2000 に詳しい) の外側へ輸送される. snow line より外側では、 $H_2O$  は凝結し、固体とな

る。このとき、この領域の固体物質が  $\sim$  km サイズの天体 (微惑星) を形成していると、凝結した水氷はこの天体にトラップされ、円盤内側領域へ再度運ばれることはない。このようにして、内側円盤の  $\text{H}_2\text{O}$  が欠乏し、そこに還元的环境が形成される。

後者のモデルは、付加する C-rich ダストの種類に関して幾つかのタイプがある。Nakano et al. (2003) は、星間ダストに多量に含まれる有機物質に着目した。星間有機物を模した物質の蒸発実験を行うことにより、円盤の温度が  $\sim$  350–450 K 程度の領域で有機物が蒸発、還元的环境が形成されるとした。一方、Krot et al. (2000) は、隕石中にプレソーラーグレイン<sup>3)</sup> として発見される SiC などの物質が濃集した領域が円盤中にあれば、同様に還元的环境が形成される可能性を示した。彼らは、このプロセスはエンスタタイトコンドライトの Si 存在度が大きいことと調和的であるとしながらも、実際のサンプルには Si の同位体異常が見られないことを理由に多量のプレソーラー SiC の付加は考えにくいとしている。

## 1.2 本論文の目的

コンドライト物質の酸素同位体組成及び酸化還元状態の特徴は、どちらも原始惑星系円盤が空間的・時間的に不均質であったことを示唆している。これらの特徴と調和的な円盤組成進化モデルを構築しようとする研究がこれまでも行われてきたが、以下のような問題点が残されている。

酸素同位体組成の特徴については、分子雲起源の  $^{16}\text{O}$ -rich な CO gas および  $^{16}\text{O}$ -poor な  $\text{H}_2\text{O}$  ice が後述 (2.1 節) のダスト-ガス分別プロセスによって量比を変えて混合した結果形成された、とするモデルが提唱された (Yurimoto and Kuramoto 2004)。彼らのモデルは CAI-コンドリュール間の  $\delta^{17,18}\text{O}$  の差や、組成進化の方向 ( $^{16}\text{O}$ -rich から  $^{16}\text{O}$ -poor な方向へ) をうまく説明しているが、どの程度のタイムスケールで円盤組成が変化したのかについてはあまり議論されていない。このタイムスケールを知ることは、隕石年代学との比較を行うことができるという点で重要である。

酸化還元状態の特徴については、前述の通り Nakano et al. (2003) が有機物の蒸発による還元的环境の形成を指摘しているが、彼らのモデルでは円盤ガスの移流拡散が考慮されていない。実際の円盤では、C/O 比は蒸発領域で濃集した炭素に富

<sup>3)</sup>C, N などの同位体組成から、太陽系形成以前に作られたと考えられる粒子

むダスト蒸気の輸送や、より外側の領域で蒸発する  $\text{H}_2\text{O}$  の影響を大きく受けるはずである。

そこで本研究では、Yurimoto and Kuramoto (2004) が用いた降着円盤の準定常的組成進化プロセスを拡張し、円盤の非定常組成進化を数値的に解くことにより調べる。まず、ダスト蒸発領域において円盤の組成を変動させる一連の過程 (ダスト-ガス分別過程と蒸発による濃集) を定式化し、変動の度合いが円盤の力学的進化と共にどのように変化するかを調べる (2 節)。その際、ダストサイズやダスト/ガス速度比の動径依存性などを考慮する。次に、主要な O, C のキャリアーについて上述の過程による濃集および円盤中の移流拡散による物質輸送を計算し、コンドライト構成物質が形成されたと考えられる円盤内側領域の組成がどのように、どの程度のタイムスケールで進化するかを調べる (3 節)。また、得られた結果とコンドライトが示唆する組成進化の様子とを比較し、モデルの妥当性を検討する (4 節)。最後に、得られた結果を元にした原始惑星系円盤の物質形成シナリオを提示する (同じく 4 節)。



## 2. モデルと基礎方程式

### 2.1 円盤の組成変動過程

不均質な円盤組成を生み出すメカニズムとして、ダスト-ガス間の分別過程が以前から考えられていた (Morfill and Völk 1984). Cuzzi and Zahnle (2004) および Yurimoto and Kuramoto (2004) は、一連の分別過程のうち特にダストの選択的な動径落下プロセスに着目して原始惑星系円盤の組成進化を論じている。

このシナリオは以下のようなものである; ガス圧の効果によって、ダストとガス間に相対運動が生じる。この状態でダストが蒸発すると、気相にダスト蒸気が濃集し、円盤ガスの組成が太陽組成からずれる。円盤中には移流拡散による物質の輸送が存在するため、ダスト蒸発領域で濃集したダスト蒸気が円盤全体 (特に中心星方向) へ運ばれる。こうして、円盤の組成が時間的・空間的に変動する。

本論文でもこのシナリオを採用して円盤の組成進化モデルを構築する。そのための準備として、本節ではこのシナリオの個々の素過程について説明する。

#### 2.1.1 ダスト-ガス分別過程

ガスは自身の圧力傾度力を受けて運動するが、ダストはこの力を直接には受けない。このことがダストとガスの分別を引き起こす。ダストの運動を調べるために、その流体方程式を導出する (Nakagawa et al. 1986 および Tanaka et al. 2005 を参照)。ダストの速度を  $\mathbf{u}_d$ 、ガスの速度を  $\mathbf{u}_g$  と書くと、位置  $\mathbf{x}$  (中心星を原点として) における流体方程式は

$$\frac{d\mathbf{u}_d}{dt} = -A\rho_g(\mathbf{u}_d - \mathbf{u}_g) - \frac{GM_*}{x^3}\mathbf{x} \quad (2.1)$$

となる。ここで  $\rho_g$  はそれぞれガスの空間密度、 $M_*$  は中心星の質量を示す。右辺第 1 項はダストがガスから受ける抵抗を表す。 $A$  はその抵抗係数で、ダスト粒子の半径  $D$  に依存して

$$A = \begin{cases} c_t/(\rho_s D) & \text{for } r \leq l_g \text{ (エプスタイン則)} \\ 3c_t l_g/(2\rho_s D^2) & \text{for } r \geq l_g \text{ (ストークス則)} \end{cases} \quad (2.2)$$

のように与えられる。 $c_t = (8k_B T/\pi\mu m_H)^{1/2}$  はガスの熱速度 ( $k_B$  はボルツマン定数、 $\mu = 2.34$  は円盤ガスの平均分子量、 $m_H$  は水素原子質量)、 $\rho_s$  はダストの固体密度、 $l_g$  はガスの平均自由行程である。

(2.1) をケプラー回転する円筒座標系  $(r, \phi, z)$  での表記に改める (基底ベクトルを  $\mathbf{e}_r, \mathbf{e}_\phi, \mathbf{e}_z$  とする). このとき,  $\mathbf{x} = r\mathbf{e}_r + z\mathbf{e}_z$  ( $z \ll r$ ) である. この系におけるダストおよびガスの速度  $\mathbf{v}_d = \mathbf{u}_d - \mathbf{v}_K$ ,  $\mathbf{v}_g = \mathbf{u}_g - \mathbf{v}_K$  ( $\mathbf{v}_K = (GM_*/r)^{1/2}\mathbf{e}_\phi$  はケプラー速度) を代入すると,

$$\frac{\partial v_{d,r}}{\partial t} = -A\rho_g(v_{d,r} - v_{g,r}) + 2\Omega_K v_{d,\phi} \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial v_{d,\phi}}{\partial t} = -A\rho_g(v_{d,\phi} - v_{g,\phi}) - \frac{1}{2}\Omega_K v_{d,r} \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial v_{d,z}}{\partial t} = -A\rho_g(v_{d,z} - v_{g,z}) - \Omega_K^2 z \quad (2.5)$$

となる. 添字  $r, \phi, z$  は各速度成分を表す. また,  $\Omega_K = (GM_*/r^3)^{1/2}$  はケプラー角速度である.  $\mathbf{v}_d, \mathbf{v}_g \ll \mathbf{v}_K$  より, ダスト・ガス速度の 2 次の項は無視した. 定常状態を考えると ( $\partial/\partial t = 0$ ), (2.3), (2.4), (2.5) は解けて,

$$v_{d,r} = \frac{\Gamma^2 v_{g,r} + 2\Gamma v_{g,\phi}}{1 + \Gamma^2} \quad (2.6)$$

$$v_{d,\phi} = \frac{-\Gamma v_{g,r} + 2\Gamma^2 v_{g,\phi}}{2(1 + \Gamma^2)} \quad (2.7)$$

$$v_{d,z} - v_{g,z} = -\frac{z\Omega_K}{\Gamma} \quad (2.8)$$

を得る. ここで,  $\Gamma = \rho_g A / \Omega_K$  である.

(2.6), (2.7), (2.8) において,  $\mathbf{v}_g$  が分かればダストの速度が求まる. 原始惑星系円盤ではダストに比べガスの質量が非常に大きい (ガスおよびダストの面密度をそれぞれ  $\Sigma_d, \Sigma_g$  とすると,  $\Sigma_g/\Sigma_d \sim 100$ ) ため, ダストがガスに及ぼす抵抗は無視することが出来る. この場合,  $\mathbf{v}_g$  は容易に求められる. まず, 定常な円盤を仮定することにより ( $\partial\Sigma_g/\partial t = 0$ ),  $v_{g,r}$  は円盤降着率  $\dot{M}_{\text{disk}}$  を用いて

$$v_{g,r} = -\frac{\dot{M}_{\text{disk}}}{2\pi r \Sigma_g} \quad (2.9)$$

と表される.  $\dot{M}_{\text{disk}}$  をパラメータとして与えれば,  $v_{g,r}$  が求まる.  $v_{g,\phi}$  は中心星重力・遠心力・圧力勾配の釣り合いから ( $v_{g,\phi}$  はケプラー回転する系から見た速度であることに注意),

$$\frac{v_{g,\phi}^2}{r} = \frac{1}{\rho_g} \frac{\partial p_g}{\partial r}$$

と表され ( $p_g$  は円盤ガスの圧力), これを解いて

$$v_{g,\phi} \sim -\eta v_K \quad (2.10)$$

となる。ここで、

$$\eta \equiv \frac{1}{2} \left( \frac{c}{v_K} \right)^2 \frac{\partial(\ln p_g)}{\partial(\ln r)}$$

で、 $c$  は等温音速である。  $\eta$  は普通 1 より十分小さい。 さらに円盤が非常に薄いと仮定すると、ガスの  $z$  方向の運動は無視できて

$$v_{g,z} \sim 0 \tag{2.11}$$

となる。

(2.9), (2.10), (2.11) を (2.6), (2.7), (2.8) に代入し、ダストのガスに対する相対速度を計算したものが 図 2.1, 図 2.2, 図 2.3, 図 2.4 である。円盤の温度分布は最小質量モデル (Hayashi et al. 1985), 面密度分布は最小質量モデルおよびその 10 倍のものを仮定した (このモデルの温度・面密度分布は 2.2.1 節で触れる)。ダストの固体密度は 図 2.1, 図 2.2 に対しては 3 AU 以遠で  $1.0 \text{ g cm}^{-3}$ , それ以外で  $2.0 \text{ g cm}^{-3}$  とし (Nakagawa et al. 1986 と同様), 図 2.3, 図 2.4 に対してはその 1/10 を用いた。また、 $v_{d,z}$  の計算では、(2.8) 式の  $z$  として円盤のスケールハイト

$$H = \left( \frac{2k_B T}{\mu m_H} \frac{r^3}{GM_*} \right)^{1/2} \tag{2.12}$$

を与えた。ここで  $\mu = 2.34$  は平均分子量、 $m_H$  は水素原子質量である。

これらの図において着目すべき点は以下の通りである；

- どの相対速度成分も、ダスト粒子の半径  $D$  に強く依存している。小さなダスト粒子 ( $\mu\text{m}$  サイズ) はガスとほとんど同じ速度で運動し、サイズが増すにつれガスとの相対速度が大きくなる。
- 3 成分のうち  $z$  成分が最も大きな値を持つ。この成分は、2.1.2 節で扱うダストが付着成長で達し得る最大サイズと、2.1.3 節で扱うダストの赤道面沈殿に伴うダスト濃集過程に影響を与える。
- 次いで  $r$  成分が大きい。この成分は 2.1.3 節で扱うダストの  $r$  方向の分別と蒸発によるダスト蒸気濃集過程に影響を与える。本論文で考える降着末期段階の原始惑星系円盤では、この過程が組成進化を支配する。また、 $m$  サイズの粒子が特に大きな速度で中心星方向へ落下していくことが見て取れる。惑星系形成論の未解決問題として、この効果により惑星材料物質が枯渇してしまう、という重大な問題がある (ダスト落下問題)。

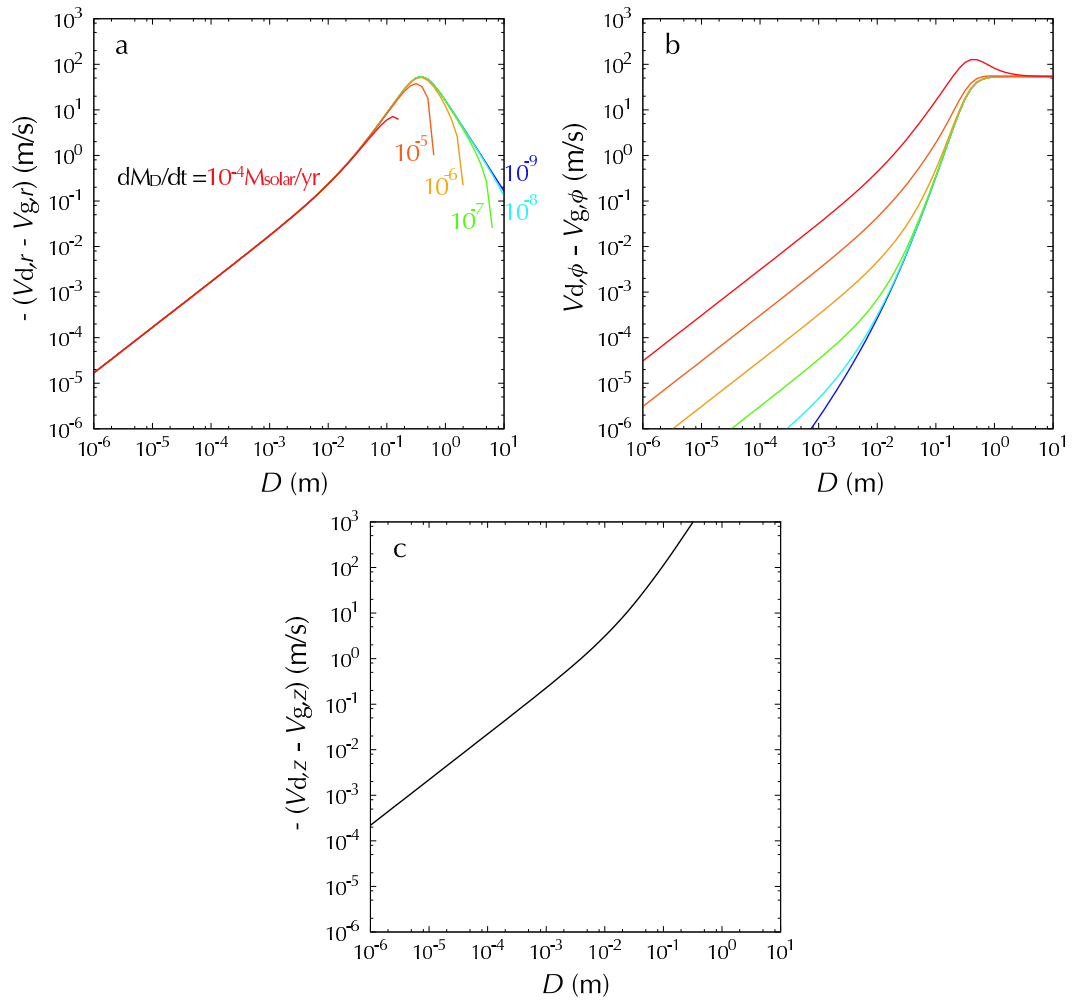


図 2.1:  $v_d - v_g$  のダストサイズ・降着率依存性 (最小質量モデル, 1 AU). (a) 相対速度の  $r$  成分. (b) 同じく  $\phi$  成分. (c) 同じく  $z$  成分. 相対速度の  $r$  成分および  $z$  成分はそれぞれ  $-r, -z$  方向であるため, 負号を付けた (すなわち, 縦軸を落下速度として取っている). また,  $z$  成分の降着率依存性は無い.

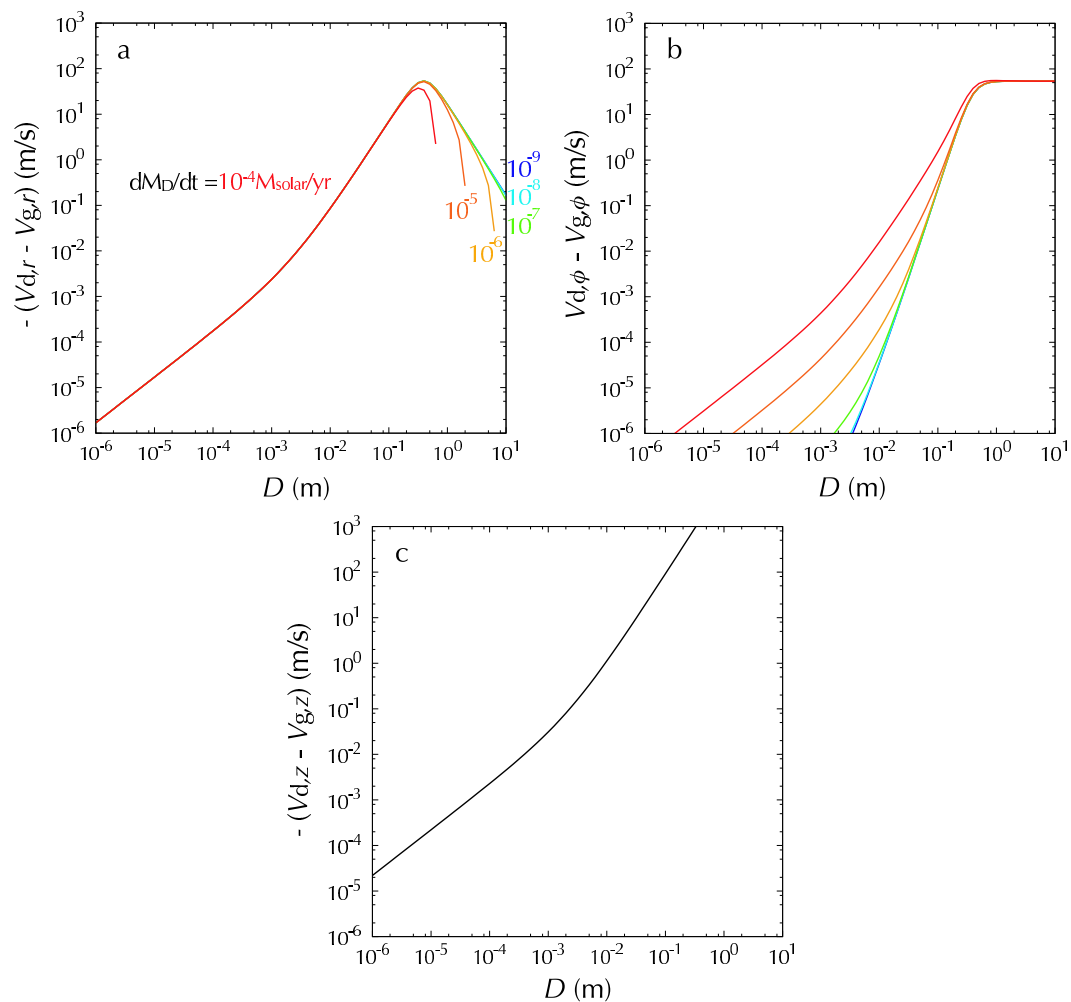


図 2.2:  $v_d - v_g$  のダストサイズ・降着率依存性 (最小質量モデルの 10 倍の面密度, 1 AU). 図 2.1 に同じ.

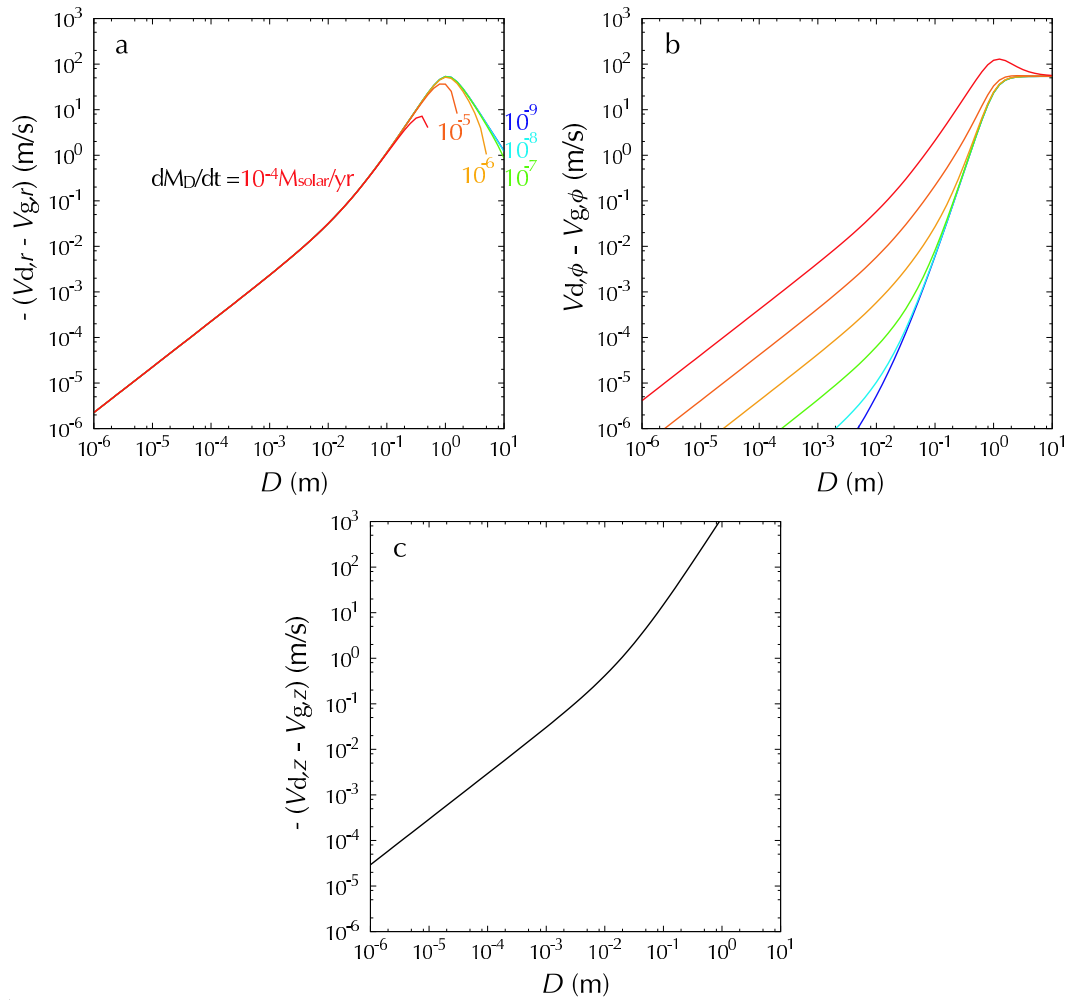


図 2.3:  $v_d - v_g$  のダストサイズ・降着率依存性 (最小質量モデル, 90 % の空隙率, 1 AU). 図 2.1 に同じ.

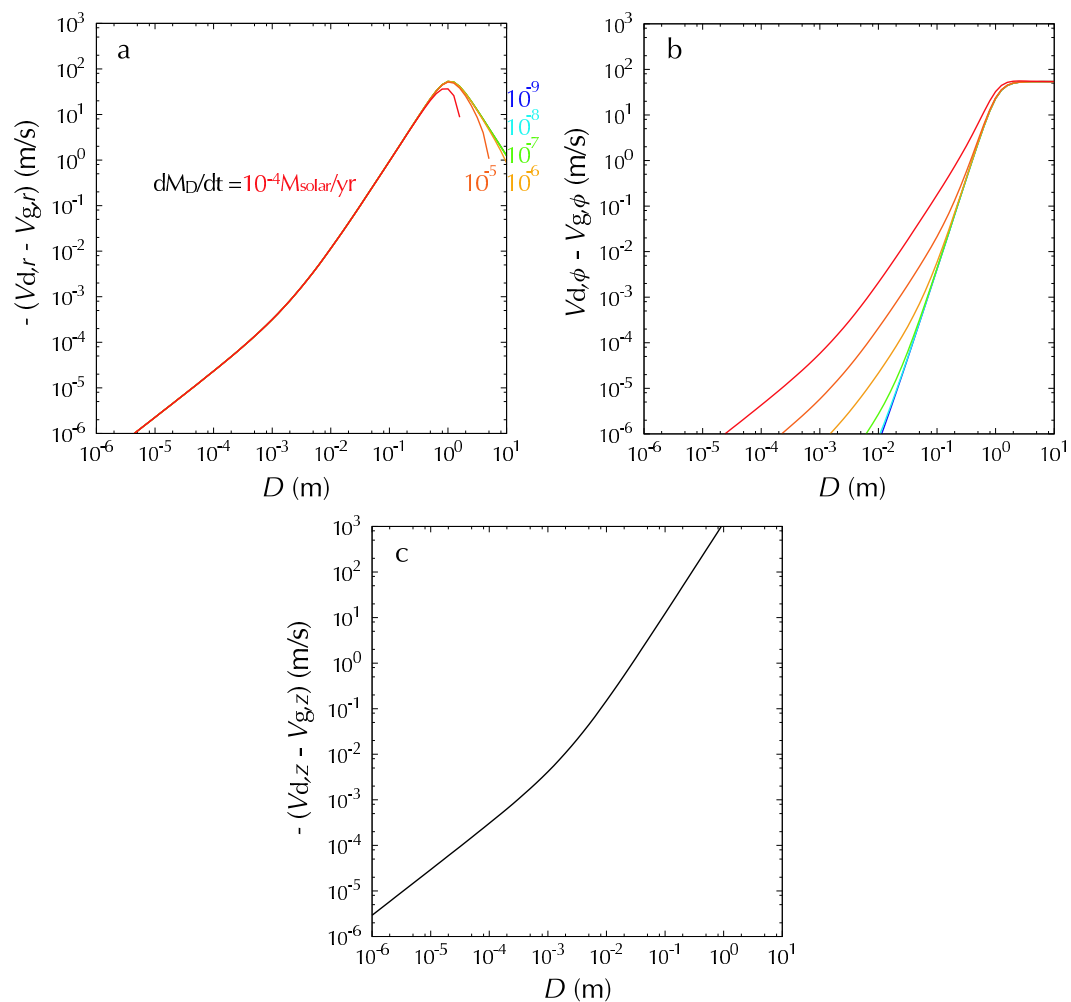


図 2.4:  $v_d - v_g$  のダストサイズ・降着率依存性 (最小質量モデルの 10 倍の面密度, 90 % の空隙率, 1 AU). 図 2.1 に同じ.

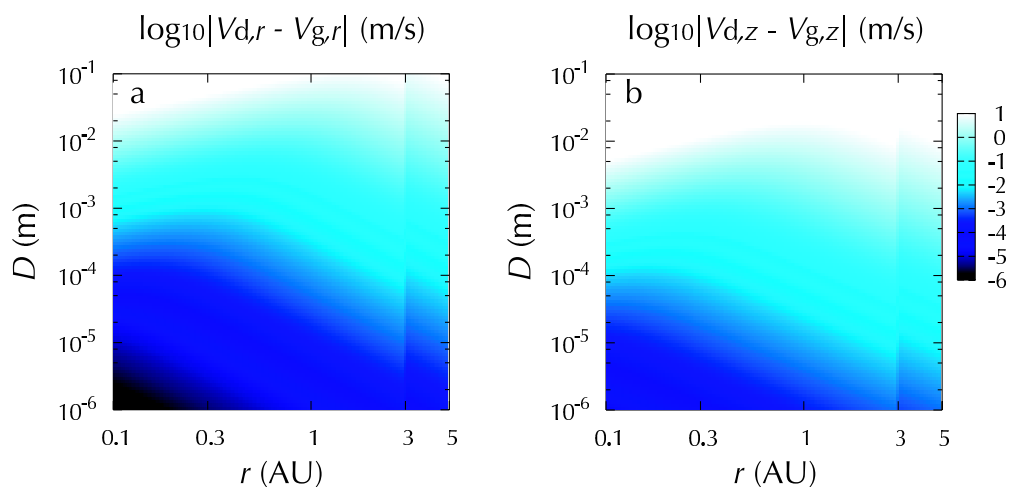


図 2.5:  $v_d - v_g$  のダストサイズ・動径距離依存性 (最小質量モデル). (a) 相対速度の  $r$  成分. (b) 同じく  $z$  成分. 相対速度の  $\phi$  成分は他の 2 成分に比べて小さく, また組成進化にも陽に影響を与えないため省略した.

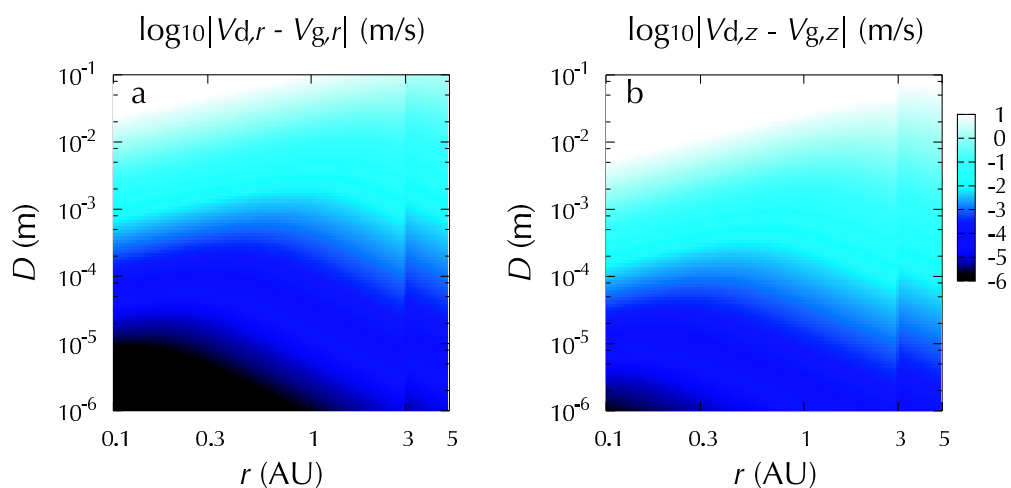


図 2.6:  $v_d - v_g$  のダストサイズ・動径距離依存性 (最小質量モデルの 10 倍の面密度). 図 2.5 に同じ.



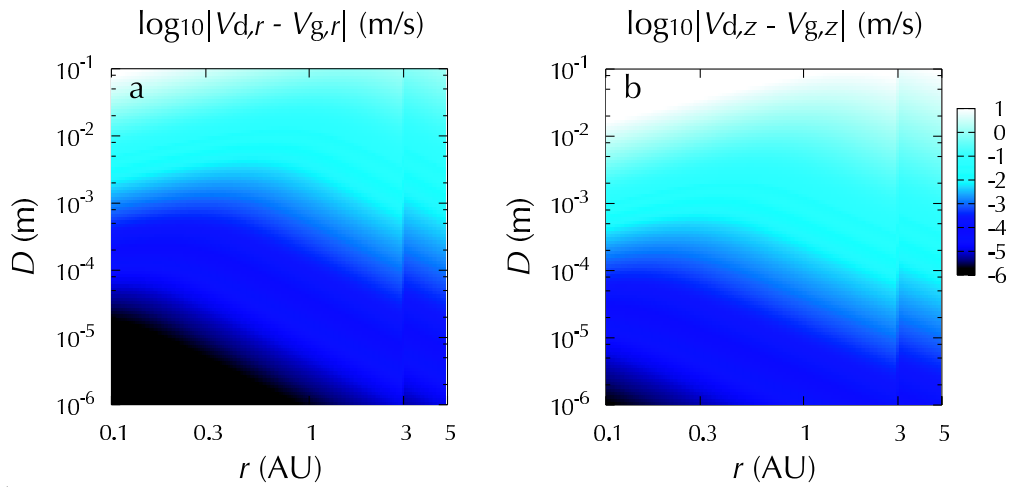


図 2.7:  $v_d - v_g$  のダストサイズ・動径距離依存性 (最小質量モデル, 90% の空隙率). 図 2.5 に同じ.

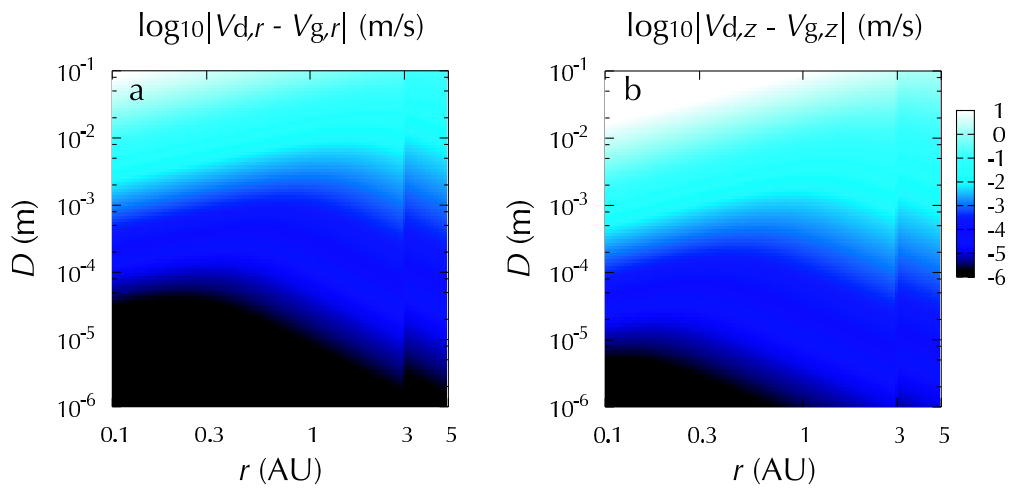


図 2.8:  $v_d - v_g$  のダストサイズ・動径距離依存性 (最小質量モデルの 10 倍の面密度, 90% の空隙率). 図 2.5 に同じ.

- $\phi$  成分は 3 成分の中で最も小さく, またダスト-ガス分別にも陽には寄与しない. よって, 以後特に必要な場合を除いて  $\phi$  成分は無視することにする.

次に, これら相対速度の動径距離依存性を 図 2.5, 図 2.6, 図 2.7, 図 2.8 に示す. 計算条件はそれぞれ 図 2.1, 図 2.2, 図 2.3, 図 2.4 と同じである. 降着率は  $10^{-9} M_{\odot}/\text{yr}$  として計算したが, 図 2.1 などからも分かる通り, これらの図に示したダストのサイズ幅 ( $10^{-6}$ – $10^{-1}$  m) においては相対速度の降着率依存性はほとんどない.

### 2.1.2 ダストサイズの見積り

前節の議論で, ダストとガスの分別の度合い (つまり, 相対速度の大きさ) はダストサイズに強く依存することが分かった. 本節では, 原始惑星系円盤の各進化段階・位置におけるダストサイズを見積もる.

半径  $D$  のダスト粒子の付着成長方程式は

$$4\pi D^2 \rho_s \frac{dD}{dt} = P_{\text{stick}} \rho_d \pi D^2 \Delta \mathbf{v}_d(D) \quad (2.13)$$

で与えられる. ここで,  $P_{\text{stick}}$  は付着確率 (衝突回数に対する付着回数の比),  $\Delta \mathbf{v}_d$  は衝突・被衝突粒子間の相対速度の平均値を表す. 大きなダストの成長は主に, 小さなダスト ( $\sim \mu\text{m}$  サイズ, 存在度が大きい) との衝突によって起こる. 前節の議論から  $\mu\text{m}$  サイズのダスト粒子はガスとほぼ同じ運動をするため, (2.13) は

$$4\pi D^2 \rho_s \frac{dD}{dt} = P_{\text{stick}} \rho_d \pi D^2 (\mathbf{v}_d(D) - \mathbf{v}_g) \quad (2.14)$$

と書き直される. また, ダストの付着成長過程には臨界速度  $v_{\text{crit}}$  が存在し, これよりも大きな速度で衝突してもダストは成長できない (例えば Sirono 2004). これを  $P_{\text{stick}}$  で書くと,

$$P_{\text{stick}} = \begin{cases} 1 & \text{for } |\Delta \mathbf{v}_d(D)| < v_{\text{crit}} \\ 0 & \text{for } |\Delta \mathbf{v}_d(D)| > v_{\text{crit}} \end{cases} \quad (2.15)$$

となる. なお, ここでは簡単のため  $|\Delta \mathbf{v}_d(D)| < v_{\text{crit}}$  で完全付着を仮定し, また衝突破壊の効果も無視している.

臨界速度を考慮した付着成長の数値シミュレーションによれば (例えば Fukui et al. 2004. ただし, 彼らの計算は周木星系円盤におけるものである), ダストのサイズは微小ダストとの相対速度  $|\Delta \mathbf{v}_d(D)|$  が  $v_{\text{crit}}$  よりも小さい間は急速に増加するが, 相対速度が  $v_{\text{crit}}$  に近づくと成長が停止する. そのため, (2.13) を実際に解かなくとも,

$$|\Delta \mathbf{v}_d(D)| = v_{\text{crit}} \quad (2.16)$$

からダストの最大サイズをおおよそ求めることができる。

前節でも触れた通り、相対速度  $v_d(D) - v_g$  の最大成分は  $z$  成分であり、まずこの成分がダストの最大サイズを支配する。すなわち、 $\Delta v_{d,z}(D)$  が  $v_{\text{crit}}$  と等しくなるサイズが達し得る最大サイズになる。(2.8) から、 $\Delta v_{d,z}$  はそのダストが存在する赤道面からの高さ  $z$  に依存する。この  $z$  としては、乱流円盤においてそのサイズの粒子が形成するダスト層の厚さを与えるのが適当である。あるサイズのダスト粒子が形成する層の厚さは、 $v_{d,z}(D)$  が乱流の速度  $v_{\text{turb}}$  と等しくなる高さ  $z$  で見積もることが出来る。この定義に従うと、ガススケールハイト  $H$  における  $v_{d,z}(D)$  が乱流の速度  $v_{\text{turb}}$  よりも小さい粒子は実質的に沈殿しない。一方、 $H$  における  $v_{d,z}(D)$  が  $v_{\text{turb}}$  よりも大きい粒子は、落下速度が  $v_{\text{turb}}$  となる高さまで沈殿する。このことを考慮すると、(2.13) の  $|\Delta v_d(D)|$  に対して、

$$|\Delta v_d(D)| \sim \Delta v_{d,z}(D) = \max(H\Omega_K/\Gamma, v_{\text{turb}}) \quad (2.17)$$

を与えればよいことが分かる。

乱流の速度  $v_{\text{turb}}$  は以下のように見積もられる。乱流粘性の  $\alpha$  model (Shakura and Sunyaev 1973) によれば、乱流粘性  $\nu$  は分子粘性の類推から、

$$\nu \sim \alpha cH \quad (2.18)$$

で与えられる。乱流のスケールを  $H$  と考えると、乱流の速度  $v_{\text{turb}}$  は

$$v_{\text{turb}} \sim \alpha c \quad (2.19)$$

と見積もられる。 $\alpha$  の値は  $\nu$  を通じて降着率  $\dot{M}_{\text{disk}}$  と関係付けられる。すなわち、2.1.4 節の議論から、

$$\nu = \frac{\dot{M}_{\text{disk}}}{3\pi\Sigma_g} \quad (2.20)$$

なので、

$$\alpha \sim \frac{\dot{M}_{\text{disk}}}{3\pi\Sigma_g} \frac{1}{cH} \quad (2.21)$$

となる。 $c \sim 10^3$  m/s として計算すると、

$$\alpha \sim 10^{-2} \times \left( \frac{\dot{M}_{\text{disk}}}{10^{-7}M_{\odot}/\text{yr}} \right), \quad (2.22)$$

また、(2.19) から

$$v_{\text{turb}} \sim 10 \times \left( \frac{\dot{M}_{\text{disk}}}{10^{-7}M_{\odot}/\text{yr}} \right) \text{ m/s} \quad (2.23)$$

となる. これを用いて (2.17) を書き直すと,

$$|\Delta v_d(D)| \sim \Delta v_{d,z} = \max(H\Omega/\Gamma, \alpha c) \quad (2.24)$$

となる.

以上の議論を踏まえて, ダスト粒子が達し得る最大サイズを調べる. 上述の通り, ダストの最大サイズは  $\Delta v_{d,z}(D) = v_{\text{crit}}$  で決定される. 一方,  $\Delta v_{d,z}$  は沈殿の効果を考慮すると, (2.24) で与えられる. これらを考慮すると, ダストの最大サイズは次の 2 つの場合で異なる決まり方をする;

### 1. $\alpha c \geq v_{\text{crit}}$ の場合

この場合, ダストは沈殿を起こすのに十分なサイズまで成長することが出来ず, 最大サイズは  $H$  における鉛直落下速度を用いて

$$\frac{H\Omega_K}{\Gamma} = v_{\text{crit}} \quad (2.25)$$

で決定される.

### 2. $\alpha c < v_{\text{crit}}$ の場合

この場合, ダストは沈殿が起きるサイズまで成長を続けることが出来る.  $\Delta v_{d,z}$  は最大で  $\alpha c$  となるため, この相対速度成分で最大サイズを決定することが出来なくなる. よって, 次に大きな速度成分である  $\Delta v_{d,r}$  を用いて,

$$\Delta v_{d,r} = v_{\text{crit}} \quad (2.26)$$

で決定される.

本論文で想定する降着末期の原始惑星系円盤では,  $\dot{M}_{\text{disk}} = 10^{-7} - 10^{-8} M_{\odot}/\text{yr}$  である. また, 最近の理論的・実験的研究から,  $v_{\text{crit}} \sim 1 \text{ m/s}$  という値が得られている (例えば Kouchi et al. 2002, Sirono 2004). これらの値と (2.23) を用いると, ここで考える系では (2.25) によって最大ダストサイズが決定されることが分かる. これを用いて各円盤モデルにおいて計算された最大ダストサイズが, 図 2.10, 図 2.11 中に示されている.

## 2.1.3 ダスト成分の濃集過程

2.1.1 節の議論により, ダスト-ガス間の相対運動が導かれた. 本節では, この相対運動がどのように円盤組成を変化させるかを議論する.  $z$  方向の相対運動による変化および  $r$  方向の相対運動による変化の 2 つの過程について, それぞれ議論する.

### ● ダストの赤道面への沈殿による濃集

乱流の無い円盤では、ダスト粒子は (2.8) で求めた  $v_{d,z}$  で円盤赤道面に沈殿し、そこにダスト存在度の大きな層 (ダスト層) を形成する。このため、円盤赤道面付近の組成は太陽組成から変化する。変化の度合いはダスト層の厚さに依存する。すなわち、ダスト層の厚さが薄くなればなるほど太陽組成からのずれが大きくなる。例えば、ダスト層の厚さが円盤の厚さ ( $\sim H$ ) の  $1/10$  になったとすると、円盤赤道面におけるダスト構成物質の存在度が太陽組成の 10 倍になる。

円盤中に乱流が存在するとダストが巻き上げられるため、ダスト層の形成が阻害される。前節の議論から、ここで考える系 ( $\dot{M}_{\text{disk}} = 10^{-7}\text{--}10^{-8} M_{\odot}/\text{yr}$ ,  $v_{\text{crit}} \sim 1 \text{ m/s}$ ) では、ダストは沈殿を起こすのに十分なサイズまで成長することが出来ないと考えられる。よって、この過程は無視することができる。

### ● $r$ 方向の分別と蒸発によるダスト蒸気濃集

CTTS や WTTS といった段階にある中心星周囲の原始惑星系円盤では、中心星へ向かって質量が輸送されていく。このとき円盤の温度は中心に近づくほど高くなっているため、円盤内側領域へ輸送されてきたダストは周囲の温度が自身の昇華点を越えた時点で気化する。例えば、 $\text{H}_2\text{O ice}$  の昇華点は約  $160\text{--}170 \text{ K}$  (Hayashi et al. 1985, Stevenson and Lunine 1988) で、これは最小質量モデルの温度分布 (図 2.15) によれば円盤中心からおよそ  $2.7 \text{ AU}$  の地点に相当する。当然、氷以外の固相の主要成分であるシリケート (昇華点は  $\sim 1400 \text{ K}$ , 最小質量モデルで  $< 0.05 \text{ AU}$ )、有機物 (Nakano et al. 2003 によれば  $\sim 450 \text{ K}$ , 最小質量モデルで  $0.4 \text{ AU}$ ) などそれぞれの蒸発領域を持っている。

円盤物質がダスト蒸発領域を通過する際、ダストとガス間に速度差が存在すると、ダストの蒸気が元々の組成に比べ濃集する。これは次のように示される; 例として、ダスト成分に  $\text{H}_2\text{O ice}$  を考える。定常状態を考えると、ダスト成分の蒸発地点  $r = r_e$  の両側で、円盤ガス (全て  $\text{H}_2 \text{ gas}$  と近似できる) および  $\text{H}_2\text{O}$  の質量輸送フラックスがそれぞれ等しくなる必要がある。すなわち、位置  $r$  に依存した  $\text{H}_2$  および  $\text{H}_2\text{O}$  の内向き質量フラックスをそれぞ

れ  $F_{\text{H}_2}(r)$ ,  $F_{\text{H}_2\text{O}}(r)$  と表すと,

$$F_{\text{H}_2}(r_e - \epsilon) = F_{\text{H}_2}(r_e + \epsilon) \quad (2.27)$$

$$F_{\text{H}_2\text{O}}(r_e - \epsilon) = F_{\text{H}_2\text{O}}(r_e + \epsilon) \quad (2.28)$$

となる. 円盤ガスについては, 位置  $r$  の両側で輸送速度は  $v_{g,r}$  であるから, (2.27) より

$$\begin{aligned} v_{g,r}\Sigma_{\text{H}_2}(r_e - \epsilon) &= v_{g,r}\Sigma_{\text{H}_2}(r_e + \epsilon) \\ \therefore \Sigma_{\text{H}_2}(r_e - \epsilon) &= \Sigma_{\text{H}_2}(r_e + \epsilon) \end{aligned} \quad (2.29)$$

という当然の結果を得る. 一方,  $\text{H}_2\text{O}$  は  $r$  より内側では水蒸気 (気体) として,  $r$  より外側では氷 (固体) として存在するため, その輸送速度はそれぞれ  $v_{g,r}$ ,  $v_{d,r}$  となる. ダストとガスの動径移動速度比  $f_{d/g}$  を用いると,  $v_{d,r} = f_{d/g}v_{g,r}$  と表される. よって, (2.28) より

$$\begin{aligned} v_{g,r}\Sigma_{\text{H}_2\text{O}}(r_e - \epsilon) &= f_{d/g}v_{g,r}\Sigma_{\text{H}_2\text{O}}(r_e + \epsilon) \\ \therefore \Sigma_{\text{H}_2\text{O}}(r_e - \epsilon) &= f_{d/g}\Sigma_{\text{H}_2\text{O}}(r_e + \epsilon) \end{aligned} \quad (2.30)$$

となる. (2.30) を (2.29) で割ると,  $\Sigma_{\text{H}_2\text{O}}/\Sigma_{\text{H}_2}$  が  $\text{H}_2\text{O}$  の濃度  $C_{\text{H}_2\text{O}}$  を表すことに注意して,

$$C_{\text{H}_2\text{O}}(r_e - \epsilon) = f_{d/g}C_{\text{H}_2\text{O}}(r_e + \epsilon) = f_{d/g}C_{\text{H}_2\text{O},\text{solar}} \quad (2.31)$$

を得る. 2 つめの等号は, 位置  $r + \epsilon$  ではダストの蒸発や濃集が起きておらず,  $C_{\text{H}_2\text{O}}(r_e + \epsilon)$  が太陽組成に等しいと仮定したためである. (2.31) から, ダスト-ガス間に相対速度が存在するとダスト成分の蒸発領域においてその蒸気が太陽組成に比べ濃集することが分かる. また, 定常状態における濃集度 (太陽組成に対する比として定義) は

$$\frac{C_{\text{H}_2\text{O}}(r_e - \epsilon)}{C_{\text{H}_2\text{O},\text{solar}}} = f_{d/g} \quad (2.32)$$

となり, ダスト/ガス速度比  $f_{d/g}$  に等しい.

(2.6), (2.9) を用いて, 中心星から 1 AU の地点におけるダスト/ガス速度比を計算したものが図 2.9 である. 速度比がダストサイズおよび降着率に強く依存していることが見て取れる. ダストサイズを固定して見ると, 降着率が

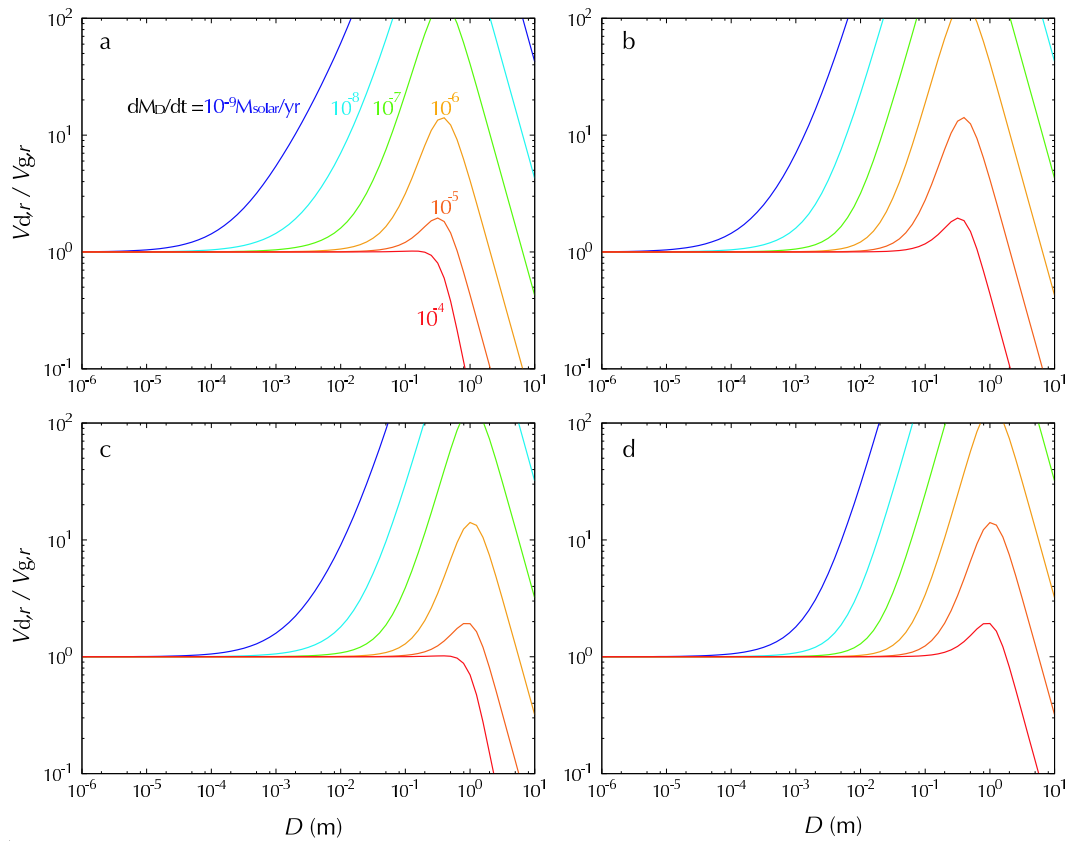
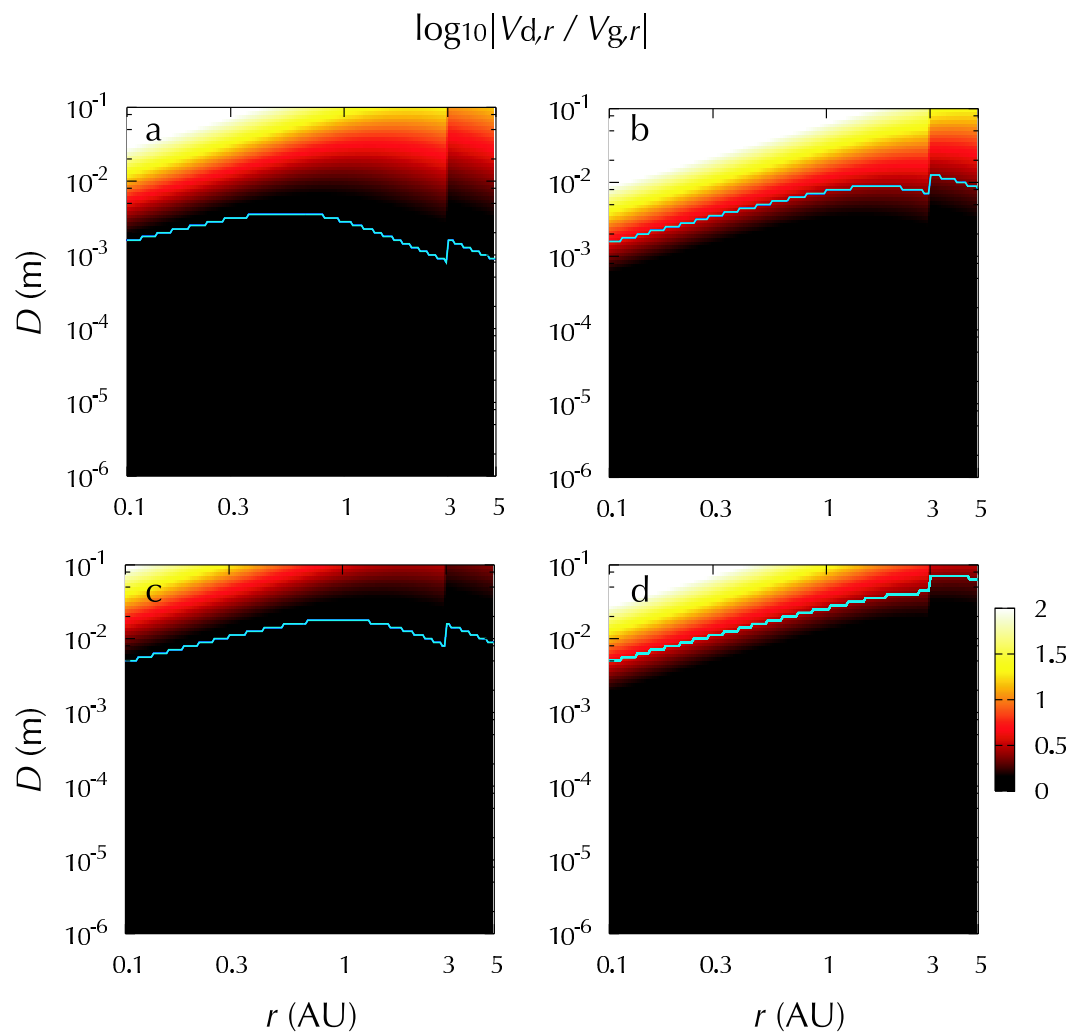


図 2.9: ダスト/ガス速度比の粒子半径・降着率依存性. 中心星から 1 AU 離れた地点での計算結果. 各図の計算条件は, (a) 最小質量モデル, 空隙なし, (b) 最小質量モデルの 10 倍の面密度, 空隙なし, (c) 最小質量モデル, 空隙率 90%, (d) 最小質量モデルの 10 倍の面密度, 空隙率 90%.

減少するにつれ速度比が増加することが分かる. 降着率の時間変化に関する理論的・観測的研究から, 円盤降着は時間とともに減衰していくことが知られている (図 1.2 および 2.3.1 節). 円盤組成の太陽組成からのずれはダスト/ガス速度比とともに大きくなるため, 円盤降着率が減衰するにつれ組成変動の幅が大きくなる.

また, ダスト/ガス速度比の動径距離依存性を図 2.10, 図 2.11 に示す. 図中には, (2.25) を用いて計算したダストサイズの動径距離分布も合わせて示した. さらに, このダストサイズ分布に沿った速度比を取り出したものが図 2.12 である. この図から, ダスト/ガス速度比はダストの空隙率にほとんど依存しないことが分かる. よって, 以降の議論では空隙率の違いは無視することにする. 移流拡散方程式 (2.44) 中の  $f_{d/g}$  としては, こうして求めたダス



**図 2.10:** ダスト/ガス速度比の粒子半径・動径距離依存性 ( $\dot{M}_{\text{disk}} = 10^{-7} M_{\odot}/\text{yr}$ ). (a)–(d) の計算条件は 図 2.9 に同じ. 図中の青線は (2.25) から求めた各動径位置でのダストサイズ.



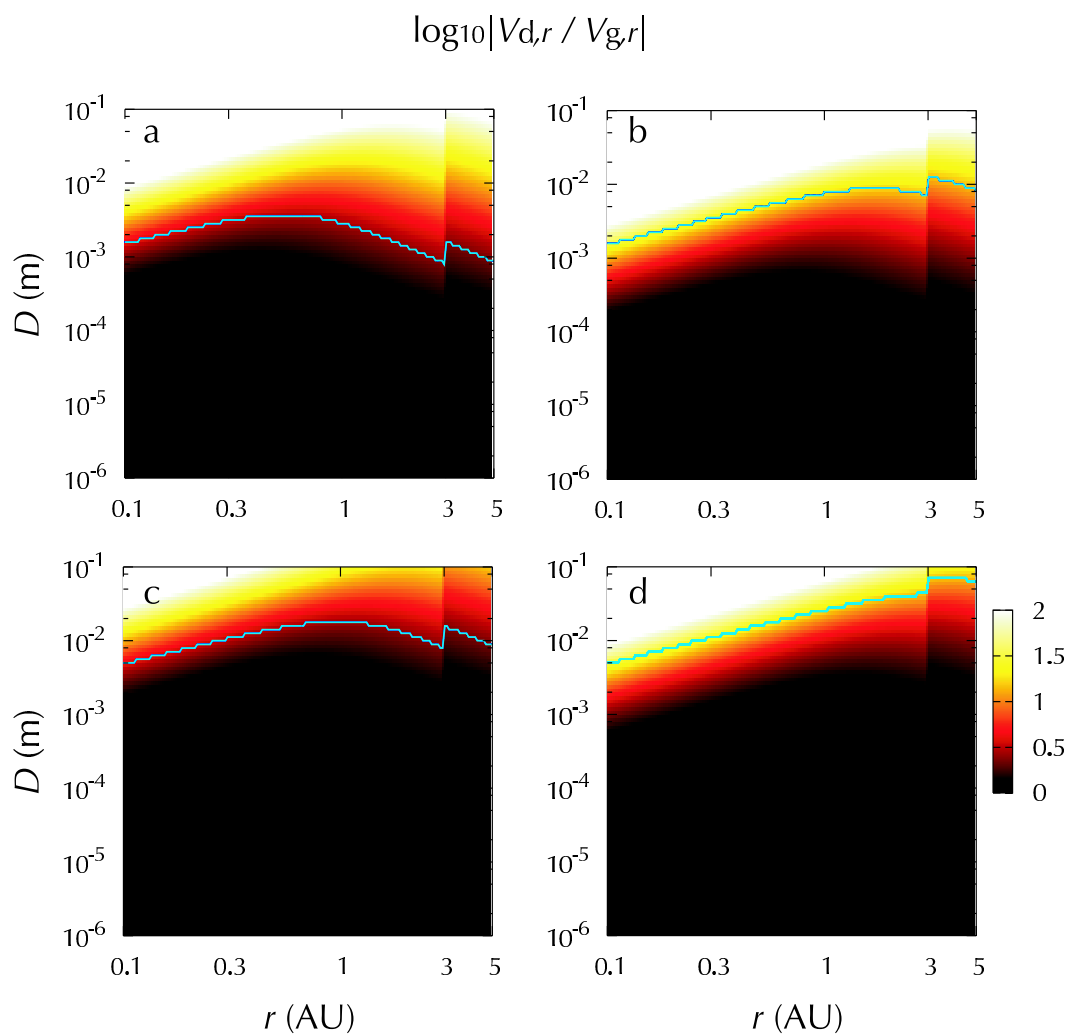


図 2.11: ダスト/ガス速度比の粒子半径・動径距離依存性 ( $\dot{M}_{\text{disk}} = 10^{-8} M_{\odot}/\text{yr}$ ). 図 2.10 に同じ.

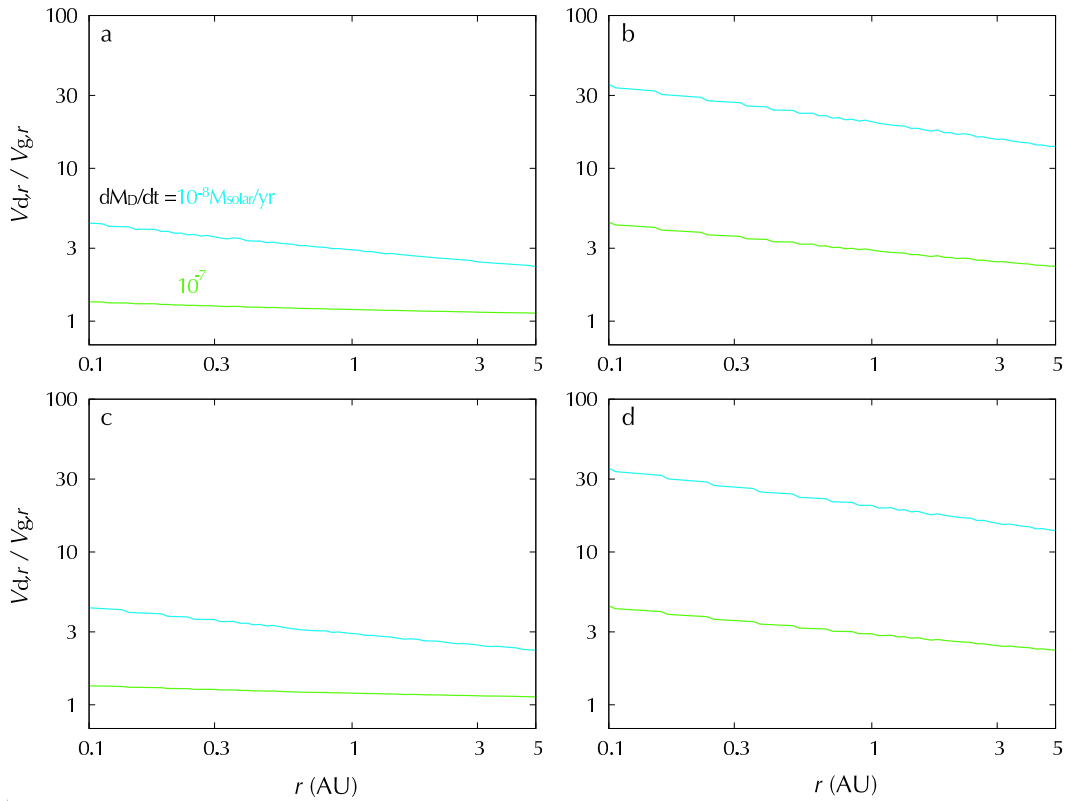


図 2.12: ダストサイズの動径依存性を考慮したダスト/ガス速度比分布. ( $\dot{M}_{\text{disk}} = 10^{-7}, 10^{-8} M_{\odot}/\text{yr}$  に対して計算). 図 2.10, 図 2.11 中の青線に沿って速度比をプロットしたことに相当する.

ト/ガス速度比を与える.

### 2.1.4 移流拡散による輸送

気相中のガス種  $i$  に対する移流拡散方程式を導こう. 原始惑星系円盤は非常に薄い構造を持つため, 各物理量は  $z$  方向に積分されたものを用いる. また, 簡単のため軸対称な円盤を考えることにする. これにより, 得られる方程式は動径 1 次元に対するものとなる. 降着中の原始惑星系円盤において, 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, この領域における全ガス質量に対する質量保存を考える. この場合, 物質の出入りは円環の境界をよぎる移流によってのみ輸送され, 濃度勾配が存在しないため拡散は起こらない. 中心からの距離  $r$  の位置における移流速度を  $v_g(r)$  (中心方向と逆向きを正), ガス面密度を  $\Sigma_g$  とすると,  $\Delta t$  の間にこの領域に流入するガ

スの正味質量は

$$2\pi\{rv_{g,r}(r)\Sigma_g(r) - (r + \Delta r) v_{g,r}(r + \Delta r) \Sigma_g(r + \Delta r)\}\Delta t$$

で与えられる. これがこの領域の質量変化  $2\pi r\Delta r\Delta\Sigma_g$  に等しいから,

$$2\pi r \frac{\Delta\Sigma_g}{\Delta t} = 2\pi \frac{rv_{g,r}\Sigma_g - (r + \Delta r) v_{g,r}(r + \Delta r) \Sigma_g(r + \Delta r)}{\Delta r},$$

よって

$$\frac{\partial\Sigma_g}{\partial t} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(rv_{g,r}\Sigma_g) \quad (2.33)$$

を得る.

次にガス種  $i$  の質量保存を考える. この場合, 移流に加え拡散による物質輸送も考慮する必要がある. また, ダストが蒸発することによりガス種  $i$  が気相内に注入される効果 (source term) も考える. 中心からの距離  $r$  におけるガス種  $i$  の濃度を  $C_i(r)$  とする. つまり,  $i$  の面密度を  $\Sigma_i$  とすれば

$$C_i = \Sigma_i/\Sigma_g \quad (2.34)$$

である. 全ガス質量の保存を考えたときと同様の円環を考えると, この円環内に  $\Delta t$  間に流入する正味質量は

$$\begin{aligned} & 2\pi\{rv_{g,r}(r)C_i(r)\Sigma_g(r) - (r + \Delta r) v_{g,r}(r + \Delta r) C_i(r + \Delta r) \Sigma_g(r + \Delta r)\}\Delta t \\ & - 2\pi \left\{ rD(r)\Sigma_g(r) \frac{\partial C_i}{\partial r} \Big|_r - (r + \Delta r)D(r + \Delta r)\Sigma_g(r + \Delta r) \frac{\partial C_i}{\partial r} \Big|_{r+\Delta r} \right\} \Delta t \\ & + 2\pi r S_i \Sigma_g \Delta r \Delta t \end{aligned}$$

となる. ここで,  $D$  は拡散係数,  $S_i$  は単位時間に単位円盤質量から発生するガス種  $i$  の供給率である. 右辺第 1 項は移流による輸送, 第 2 項は拡散による輸送, 第 3 項はダストの蒸発によるガス種  $i$  の湧出を表す. これが円環内のガス種  $i$  の質量変化に等しいから, 全ガス質量の場合と同様に変形して,

$$\frac{\partial(C_i\Sigma_g)}{\partial t} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(rv_{g,r}\Sigma_g C_i) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( rD\Sigma_g \frac{\partial C_i}{\partial r} \right) + S_i \Sigma_g \quad (2.35)$$

となる. さらに (2.33) 式を用いて変形すると, ガス種  $i$  の移流拡散方程式

$$\frac{\partial C_i}{\partial t} = -v_{g,r} \frac{\partial C_i}{\partial r} + \frac{1}{r\Sigma_g} \frac{\partial}{\partial r} \left( rD\Sigma_g \frac{\partial C_i}{\partial r} \right) + S_i \quad (2.36)$$

を得る.

ここで、円盤ガスの動径移流速度  $v_{g,r}$ 、拡散係数  $D$  および円盤降着率  $\dot{M}_{\text{disk}}$  の関係を導こう。  $v_{g,r}$  は粘性係数  $\nu$  を用いて  $v_{g,r} = -3\nu/2r$ 、また円盤の面密度が時間変化しないと仮定すると全ガス質量の保存から  $v_{g,r} = -\dot{M}_{\text{disk}}/2\pi r\Sigma_g$  と書くことができる。また、粘性および拡散がどちらも乱流に起因するものならば、 $\nu = D$  とおくことが出来る。以上を用いて (2.36) を整理すると、

$$\frac{\partial C_i}{\partial t} - D \left( \frac{5}{2r} \frac{\partial C_i}{\partial r} + \frac{\partial^2 C_i}{\partial r^2} \right) = S_i \quad (2.37)$$

$$D = \frac{\dot{M}_{\text{disk}}}{3\pi\Sigma_g} \quad (2.38)$$

となる。

右辺の湧出項と濃集度 (定常状態では  $f_{d/g}$  に等しい、) の関係を調べるため、(2.37) の定常解を調べる。ガス種  $i$  が  $r = r_i$  でダストから放出されるとすると、右辺の湧出項は  $S_i = a_i\delta(r - r_i)$  と書くことができる。ここで  $a_i$  はダスト/ガス速度比に関する係数、 $\delta(r - r_i)$  はデルタ関数である。定常状態では  $\partial/\partial t = 0$  より、

$$D \left( -\frac{5}{2r} \frac{\partial C_i}{\partial r} - \frac{\partial^2 C_i}{\partial r^2} \right) = a_i\delta(r - r_i) \quad (2.39)$$

である。  $r \neq r_i$  での一般解は、

$$C_i = A \left( \frac{r}{r_i} \right)^{-3/2} + B \quad (2.40)$$

となる ( $A, B$  は定数)。  $r > r_i$  での解を添字  $+$ 、  $r < r_i$  での解を添字  $-$  で表すことにする。  $r < r_i$  で  $C_i = f_{d/g}$ 、  $r \rightarrow \infty$  で  $C_i \rightarrow 0$  より  $A_- = 0$ 、  $B_- = f_{d/g}$ 、  $B_+ = 0$ 、また  $r_i$  での連続性から  $B_- = A_+$  であるから、

$$C_{i,-} = f_{d/g} \quad (2.41)$$

$$C_{i,+} = f_{d/g} \left( \frac{r}{r_i} \right)^{-3/2} \quad (2.42)$$

これを用いて (2.39) を  $r - \epsilon$  から  $r + \epsilon$  まで積分すると、

$$\begin{aligned} -\frac{5D}{2r_i} (f_{d/g} - f_{d/g}) + \frac{3}{2} D f_{d/g} &= a_i \\ \therefore a_i &= \frac{3}{2} D f_{d/g} \end{aligned} \quad (2.43)$$

以上から、解くべき方程式は

$$\frac{\partial C_i}{\partial t} - \frac{\dot{M}_{\text{disk}}}{3\pi\Sigma_g} \left( \frac{5}{2r} \frac{\partial C_i}{\partial r} + \frac{\partial^2 C_i}{\partial r^2} \right) = \frac{3}{2} D f_{d/g} \delta(r - r_i) \quad (2.44)$$

となる。

## 2.2 円盤構造のモデル

前節で得られた移流拡散方程式に対して適当な円盤構造モデル (面密度・温度分布など) を与え, それを数値的に解くことにより, 原始惑星系円盤の組成進化をシミュレートすることが出来る. 本論文では, 最小質量モデル (Hayashi et al. 1985) および Cassen (1994) の降着による加熱を考慮したモデルの 2 つについて数値計算を行う. 以下, これらのモデルについて記述する.

### 2.2.1 最小質量モデル (Hayashi et al. 1985)

1 節で触れた通り, このモデルは現在の太陽系の姿を基に復元されたものである. このモデルの温度分布は, 降着が弱くダストが十分な大きさまで成長した円盤に対応する. よって, 次に扱う降着による加熱を考慮したモデルよりも後の段階 (CTTS 後期から WTTS への遷移段階) に近い.

#### ● 面密度分布

Hayashi et al. (1985) によれば, 惑星形成過程において固体材料物質 (ダスト) が動径方向に移動しないと仮定すると, ダスト面密度は

$$\begin{aligned}\Sigma_d^H &= 71 \times \left(\frac{a}{1\text{AU}}\right)^{-3/2} \text{ kg m}^{-3} && \text{for } 0.35 \text{ AU} < a < 2.7 \text{ AU} \\ \Sigma_d^H &= 3.0 \times 10^2 \left(\frac{a}{1\text{AU}}\right)^{-3/2} \text{ kg m}^{-3} && \text{for } 2.7 \text{ AU} < a < 36 \text{ AU} \quad (2.45)\end{aligned}$$

と与えられる. ガス面密度は, 太陽系元素存在度の制約条件からダスト面密度のおよそ 100 倍程度と見積もられる. 最小質量モデルでは,

$$\Sigma_g^H = 1.7 \times 10^4 \left(\frac{a}{1\text{AU}}\right)^{-3/2} \text{ kg m}^{-3} \quad \text{for } 0.35 \text{ AU} < a < 36 \text{ AU} \quad (2.46)$$

と与えられる.  $\Sigma_g^H$  および累積質量分布 ( $r'$  における値を  $\int_{r_0}^{r'} \Sigma_g^H \cdot 2\pi r dr$  とし て与えたもの) をそれぞれ 図 2.13, 図 2.14 に示した.

数値計算を行う際は

$$\Sigma_g = X \Sigma_g^H \quad (2.47)$$

と置き,  $X$  をパラメータとすることで質量の異なる円盤の組成進化を比較する.

#### ● 温度分布

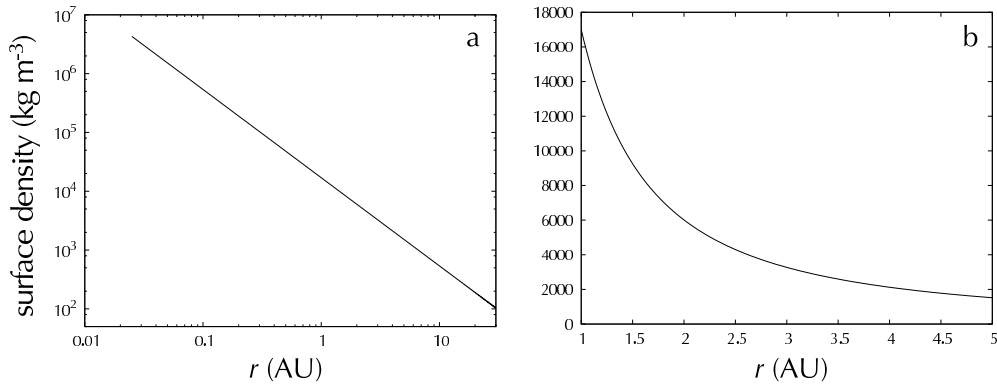


図 2.13: 最小質量モデルのガス面密度分布. (a) 円盤全体の様子, および (b) 円盤内側領域を拡大したもの.

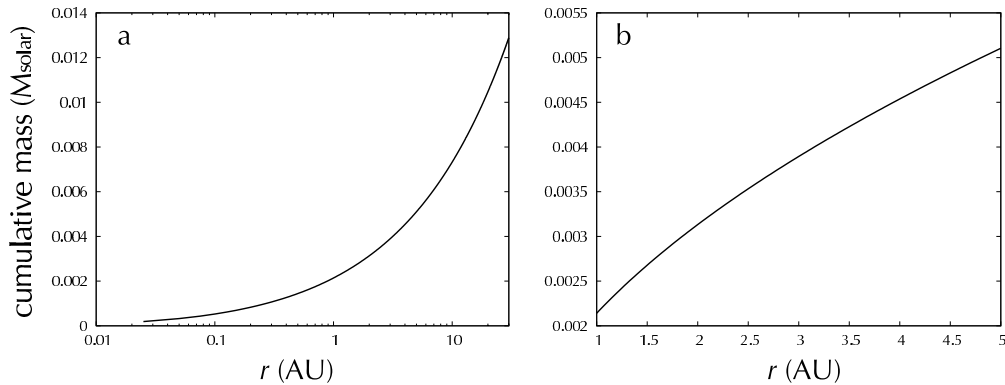


図 2.14: 最小質量モデルの累積質量分布. 中心星からの距離  $r'$  における値は  $\int_{r_0}^{r'} \Sigma_g^H \cdot 2\pi r dr$  を表す ( $r_0$  は円盤内縁の位置). 単位は  $M_\odot$ . (a) 円盤全体の様子, および (b) 円盤内側領域を拡大したもの.

最小質量モデルでは, 光学的に薄い原始惑星系円盤を仮定する. 現実の円盤においてこの性質は, 固体物質が微惑星のような大きな天体を形成している時点で実現される. このとき, 円盤の温度はダストにより吸収される中心星からの放射とダストから射出される赤外放射の釣り合いによって決定される. すなわち, ダスト半径を  $D$  とすると, 有効放射温度  $T_{\text{eff}}$  は

$$4\pi D^2 \sigma_{\text{SB}} T_{\text{eff}}^4 = \pi D^2 F_\odot \left( \frac{r}{1\text{AU}} \right)^{-2} \quad (2.48)$$

を解くことにより与えられる. ここで,  $\sigma_{\text{SB}}$  はステファン-ボルツマン定数,

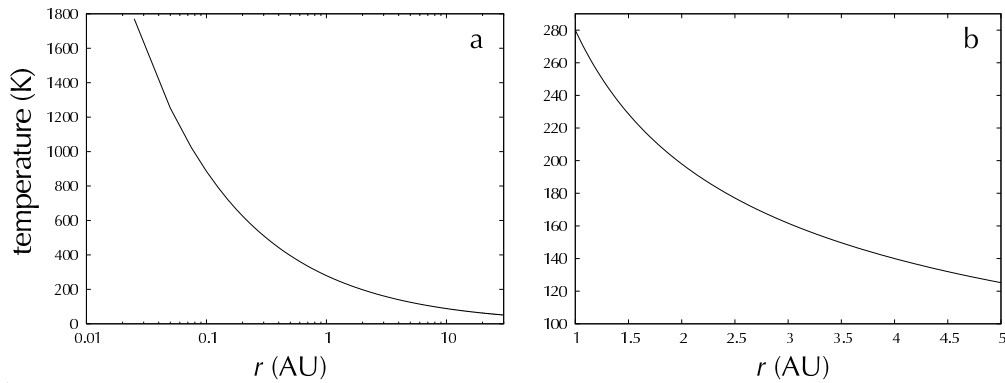


図 2.15: 最小質量モデルの温度分布. (a) 円盤全体の様子, および (b) 円盤内側領域を拡大したもの.

$F_{\odot} = 1370 \text{ W m}^{-2}$  は太陽定数である. 具体的に数値を代入すると,

$$T_{\text{eff}} \simeq 280 \times \left( \frac{r}{1\text{AU}} \right)^{1/2} \text{ K} \quad (2.49)$$

を得る. 図 2.15 にこの温度分布を示した.

### 2.2.2 降着による加熱を考慮したモデル (Cassen 1994)

中心星へ向かう降着流が存在すると, 解放される重力エネルギーによって円盤は自発的に発熱する. Cassen (1994) に従って, この効果を考慮した円盤の温度分布を求める. 降着が強いほど単位時間に解放されるエネルギー量も多くなるため, このモデルは最小質量モデルに比べより若い段階の円盤 (CTTS) に相当する.

- 面密度分布

簡単のため, 面密度分布は最小質量モデルのものにパラメータ  $X$  を乗じたものを用いる.

- 温度分布

まず, 円盤の有効表面黒体温度を求める. 円盤の自己重力は無視し, 解放された重力エネルギーはその場で円盤ガスの加熱に消費される (すなわち,  $r$  方向に輸送されない) と仮定する. 単位質量が  $r = a$  から  $r = a - \delta$  へ落下したときの力学的エネルギーの損失は,

$$\delta E = (\text{K.E.} + \text{G.E.})_{r=a} - (\text{K.E.} + \text{G.E.})_{r=a-\delta} \quad (2.50)$$

と表される. K.E., G.E. はそれぞれ運動エネルギーと重力エネルギーである. ケプラー回転する系では, 単位質量の持つ運動エネルギーは

$$\frac{1}{2}v_K^2 = \frac{GM_*}{2a}, \quad (2.51)$$

また位置  $a$  での重力エネルギーは  $-GM_*/a$  だから,

$$\text{K.E.} + \text{G.E.} = -\frac{GM_*}{2a} \quad (2.52)$$

である. (2.50) に (2.52) を代入することにより,

$$\delta E = -\frac{GM_*}{2} \left( \frac{1}{a} - \frac{1}{a-\delta} \right) \sim \frac{GM_*}{2a^2} \delta \quad (2.53)$$

を得る.  $-\delta$  の動径移動で, 単位質量あたりこの力学的エネルギー損失分の熱エネルギーが発生することになる. よって, 単位質量・時間あたりの熱エネルギー発生率は

$$\frac{1}{2} \frac{GM_*}{a^2} v_{g,r} \quad (2.54)$$

と表される. こうして発生する熱エネルギーと円盤上下面から放射によって失われるエネルギーが釣り合っているとすると, 円盤上下面での放射フラックスを  $F_{\text{surface}}$  として,

$$2F_{\text{surface}} = \int_{-H}^H \rho_g \cdot \frac{1}{2} \frac{GM_*}{a^2} v_{g,r} dz = \frac{1}{2} \frac{GM_*}{a^2} \Sigma_g v_{g,r} \quad (2.55)$$

を得る. 2.1.4 節の議論から,  $2\pi r \Sigma_g v_{g,r} = \dot{M}_{\text{disk}}$  であることに注意して, (2.55) に  $2\pi a$  を乗ずると,

$$\begin{aligned} 4\pi a F_{\text{surface}} &= \frac{1}{2} \frac{GM_*}{a^2} \dot{M}_{\text{disk}} \\ \therefore F_{\text{surface}} &= \frac{1}{8\pi} \frac{GM_*}{a^3} \dot{M}_{\text{disk}} \end{aligned} \quad (2.56)$$

有効表面黒体温度  $T_{\text{eff}}$  の定義  $\sigma_{\text{SB}} T_{\text{eff}}^4 = F_{\text{surface}}$  から,

$$T_{\text{eff}} = \left( \frac{1}{8\pi\sigma_{\text{SB}}} \frac{GM_*}{a^3} \dot{M}_{\text{disk}} \right)^{1/4} \quad (2.57)$$

を得る.

次に,  $T_{\text{eff}}$  を用いて円盤中心面の温度  $T_{\text{mid}}$  を求める. 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  $\tau$  の地点における温度  $T$  は

$$T = T_{\text{eff}} (\eta\tau)^{1/4} \quad (2.58)$$



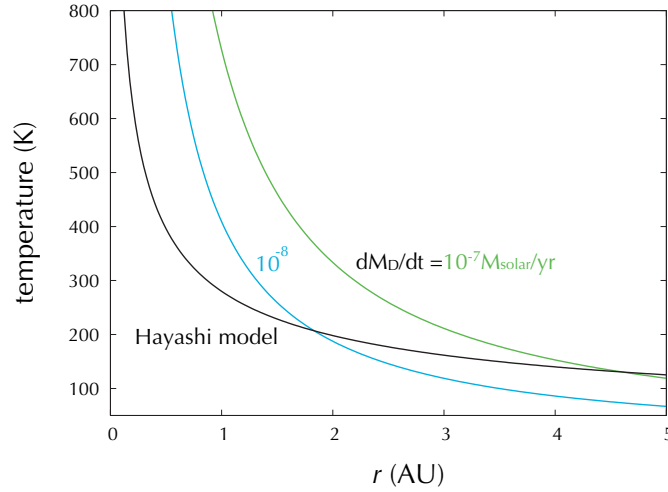


図 2.16: 降着による加熱を考慮した温度分布. 平均吸収断面積として (2.61) を与えた. 面密度パラメータ  $X = 1$ , 降着率  $10^{-7}, 10^{-8} M_{\odot}/\text{yr}$  に対する計算. 比較のため, 最小質量モデルの温度分布を合わせて示した.

で与えられることが知られている (Cassen 1994).  $\eta$  は放射源の分布に関する係数で,  $\eta < 1$  である. 例えば, 円盤ガス単位質量あたりの熱エネルギー発生率が一樣だと仮定すると (ここでもこれを仮定する),  $\eta = 3/8$  となる. また, 円盤中心面の光学的深さ  $\tau_{\text{mid}}$  は

$$\tau_{\text{mid}} = \int_0^H \rho_g \kappa dz = \frac{\bar{\kappa} \Sigma_g}{2} \quad (2.59)$$

で与えられる. ここで,  $\kappa$  は Rosseland mean opacity,  $\bar{\kappa}$  はその質量平均である. これらを用いて,

$$T_{\text{mid}} = \left( \frac{3\tau_{\text{mid}}}{64\pi\sigma_{\text{SB}}} \frac{GM_* \dot{M}_{\text{disk}}}{r^3} \right)^{1/4} \quad (2.60)$$

を得る.

(2.59), (2.60) において,  $\bar{\kappa}$  が分かれば  $T_{\text{mid}}$  を求めることが出来る. Cassen (1994) は, Pollack et al. (1994) が求めた Rosseland mean opacity を元に  $\bar{\kappa}$  に対する次のような近似式を与えた;

$$\bar{\kappa} = \begin{cases} 0.5 \times (T/160 \text{ K})^2 & \text{m}^2 \text{ kg}^{-1} & \text{for } 0 \leq T \leq 160 \text{ K} \\ 0.5 & & \text{for } 160 \leq T \leq 1400 \text{ K} \\ 10^{-5} & & \text{for } T \geq 1400 \text{ K} \end{cases} \quad (2.61)$$

$\bar{r}$  の表式が変わる 160, 1400 K はそれぞれ  $\text{H}_2\text{O}$ , シリケートの昇華点に対応する<sup>1)</sup>.

(2.59), (2.60), (2.61) を用いて計算した円盤中心面の温度分布を図 2.16 に示す. 最小質量モデルに比べ, 円盤中心付近の温度が顕著に上昇していることが分かる. このことにより, 最小質量モデルでは円盤内 ( $> 0.05 \text{ AU}$ ) では起きなかったシリケートの蒸発も起きる. なお, (2.61) はダストが微小な場合の吸収断面積であることに注意しなければならない. 2.1.3 節の議論により, 本論文ではダストは全て cm 程度のサイズまで成長していると仮定している. ダストの成長により円盤は光学的に薄くなるはずであるから, 図 2.16 はこの系での円盤温度の上限を与えていることになる.

## 2.3 パラメータの設定

### 2.3.1 円盤降着率の変化

2.1 節で議論したように, 円盤ガス組成の太陽組成からのずれは円盤降着率に依存し, 降着が弱まるほど大きくなる. このため, 円盤降着率が時間変化するとそれに伴って円盤組成も時間的・空間的に変動する. 組成進化シミュレーションを行う際, 実際の原始惑星系円盤の降着率変化 (図 1.2) を模して, 以下の 2 タイプの降着率変化を考える.

1 つは, 典型的な CTTS 段階 (分子雲収縮後 1 Myr 程度) における円盤降着率の大局的な変化に対応するもので, 円盤降着率を  $10^{-7} M_{\odot}/\text{yr}$  から  $10^{-8} M_{\odot}/\text{yr}$  へある時間間隔で減少させる (図 2.17a). 以降, このタイプの変動を“slope 型”と呼ぶことにする. 時間間隔  $\delta t$  を変えることで, 降着率変化のタイムスケールに対する組成進化の依存性を調べることが出来る.

もう 1 つは, 初め  $10^{-8} M_{\odot}/\text{yr}$  程度であった降着率が急激に増加し ( $10^{-7} M_{\odot}/\text{yr}$ ), 再度急激に減少し元の状態に戻るような場合である (図 2.17b). 以降, これを“spike”型と呼ぶ. 1.1.3 節で触れたように, CAI の形成期には円盤降着率が激しく増減していると考えられているため, このような状態の下での円盤組成進化も調べる.

<sup>1)</sup>ここでは, 3 節で行うシミュレーションとの整合性からシリケートの昇華温度を 1400 K とした. Cassen (1994) では 1350 K としている. この変更によって計算結果や温度構造が大きく変わることはない.

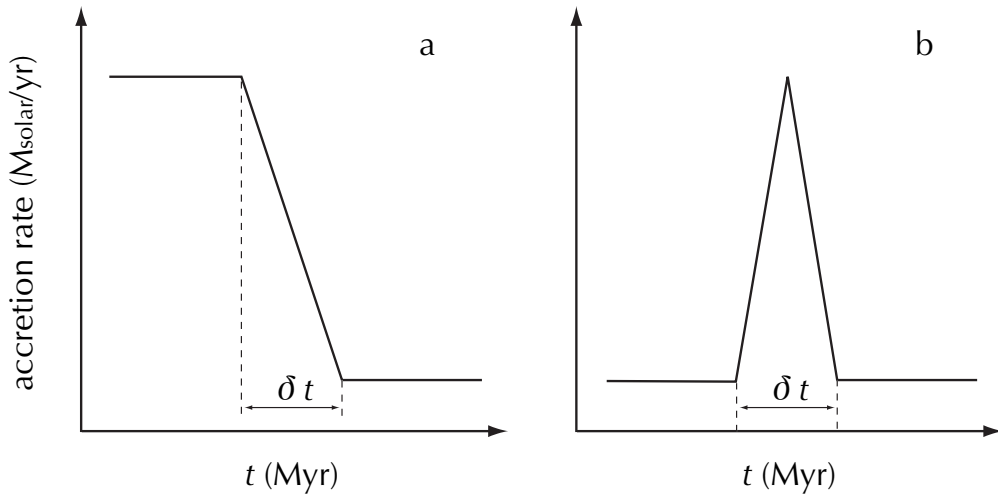


図 2.17: シミュレーションで与える降着率変動のタイプ. (a) CTTS 段階における円盤降着率の大局的な変化を模したものの (“slope 型”), および (b) 図 1.2 にも見られる, 短時間 ( $\sim 0.1$  Myr) での降着率の上下動を模したものの (“spike 型”).

### 2.3.2 C, O の各キャリアーへの分配

いま興味のある円盤の酸素同位体組成および酸化還元状態 (C/O 比) は, 円盤内に炭素と酸素 (の同位体) がどのように分布しているかによって決まる. 炭素と酸素およびその同位体の分布と, 2.1 節で議論したダスト蒸発による組成変動プロセスを結びつけるために, 各キャリアーへの炭素・酸素の配分を与える. 分子雲の観測や彗星の構成物質などから, 炭素の主要なキャリアーは CO 及び有機物, 酸素の主要なキャリアーは CO, シリケート,  $H_2O$ , 有機物であると考えられている.

ダスト蒸発成分の濃集が起きる以前の C, O の存在度は, 近年新たに求められた太陽の元素存在度 (e.g., Lodders 2003, Allende Priet and Lambert 2005) に従う. 従来値 (Anders and Grevesse 1989) に比べ, C が 30 %, O が 40 % 程度減少しており, 太陽組成の C/O 比は約 7:13 となっている. これを上記の各キャリアーに分配する.

まず, 炭素の分配を考える. 上述の通り, C は CO および有機物の 2 つのキャリアーに分配されている. 前者は分子雲の観測, 後者は彗星の構成成分の観測から多量の存在が確認されており, 原始惑星系円盤中にも相当量存在したはずである. C がこれらのキャリアーにどのような割合で分配されているかは, 現在のところ不定性が大きく, 観測的には決定できない. よって, ここでは C が 2 つのキャリアーに

表 2.1: C, O に対する改訂された太陽系元素存在度. 比較のために従来値 (Anders and Grevesse 1989) も示した. シリケイトの主要成分である Si, Mg の存在度について変更はないが, C, O の配分決定に用いるため合わせて示した.

元素	Anders & Grevesse (1989)	Allende Priet & Lambert (2005)
C	$1.01 \times 10^7$	$6.98 \times 10^6$
O	$2.38 \times 10^7$	$1.28 \times 10^7$
Mg	$1.07 \times 10^6$	—
Si	$1.00 \times 10^6$	—

半分ずつ分配されると仮定する.

次に, 酸素の分配を考える. 星間ダスト中のシリケイトは Mg に富むことが知られている. このことからシリケイトを  $MgO + SiO_2$  と考えると, 表 2.1 を用いて酸素 13 の内 3 がシリケイトに配分されると計算できる. また, Nakano et al. (2003) によれば有機物中に分配される酸素量は小さく, ここでは無視する. 残りは CO と  $H_2O$  であるが, C のうち半分以上が CO に分配されるとしたことにより, 3.5 の O が CO に配分されることになる. 最後に, 残り 6.5 の O が  $H_2O$  に分配される. これらの配分を表 2.2 にまとめた.

円盤の酸素同位体組成の進化を調べるためには, 各キャリアーの酸素同位体組成も考える必要がある. 1.1.3 節で触れたように, コンドライト物質の酸素同位体異常は円盤中の異なる同位体組成を持った 2 種のリザーバにより形成されたと考えられている. このようなりザーバの成因として, 最近分子雲 (Yurimoto and Kuramoto 2004) や原始惑星系円盤 (Lyons and Young 2005) における光化学反応が有望視されている. これらの研究ではリザーバの形成場所に違いがあるものの,  $^{16}O$ -rich なりザーバとして CO,  $^{16}O$ -poor なりザーバとして  $H_2O$  を考えている点で共通している. 本論文では, Yurimoto and Kuramoto (2004) のモデルを採用する.

分子雲環境下での光化学反応シミュレーション (Marechal et al. 1997) から, CO および  $H_2O$  の  $\delta^{18}O_{MC}$  はそれぞれ  $-60 - -400 \text{ ‰}$ ,  $+100 - +250 \text{ ‰}$  である. これらの値は観測により得られている値 (Lada et al. 1994, Ando et al. 2002) と調和的である.  $^{17}O$  の分別の度合いについては現在のところよく分かっていないが, Yurimoto and Kuramoto (2004) に従って  $^{18}O$  と同程度の分別を起こすものと仮定する. すなわち,  $\delta^{17}O_{MC} = \delta^{18}O_{MC}$  とする. なお, シリケイトについてはこのよ

**表 2.2:** C, O の各キャリアーへの配分. 改訂された太陽系元素存在度から, C:O ~ 7:13 である. シリケイトは  $\text{SiO}_2 + \text{MgO}$  として酸素量を計算した. C の配分については半分が有機物, 残り半分が CO ガスに配分されると仮定した. 有機物の酸素量は Nakano et al. (2003) に従った.

キャリアー	C	O	$\delta^{17,18}\text{O}_{\text{MC}}$ (‰)
シリケイト	0	3	0
H <sub>2</sub> O (氷)	0	6.5	+110
有機物	3.5	~ 0	-
CO (ガス)	3.5	3.5	-200

うな分別は起こらず分子雲の組成と等しい. すなわち  $\delta^{17,18}\text{O}_{\text{MC}} = 0$  ‰ である.

表 2.2 に, 各キャリアーの酸素同位体組成を合わせて載せた. 各キャリアーの酸素同位体組成は, 上述の範囲内でかつ全体で  $\delta^{17,18}\text{O}_{\text{MC}} = 0$  を満たすように選んだ.

### 3. 結果

2.1 節で議論した円盤組成進化を記述する方程式に, 2.2–2.3 節で与えた円盤モデルやパラメータを与え, シミュレーションを行う. 計算条件の一覧を表 3.1 に示した. まず, 3.1 節でリファレンスモデルに対する結果について詳細に調べる. 次に, 円盤モデルやパラメータなどに対する結果の依存性を調べる. 各 Case 間の相違点などは 3.2 節以降それぞれの結果を比較する際に詳しく記述する.

全ての Case において, 初期状態としては降着率一定の定常状態を仮定している. 2.1.3 節の議論から, このときの各ダスト蒸発成分の蒸発領域下流側 (中心星側) の濃度は, その蒸発領域の位置および円盤降着率に対応したダスト/ガス速度比に等しくなっている (図 2.12 を参照). また, 終端状態は降着率変動終了後十分に時間が経ち, 系が再び定常的になった時点とした.

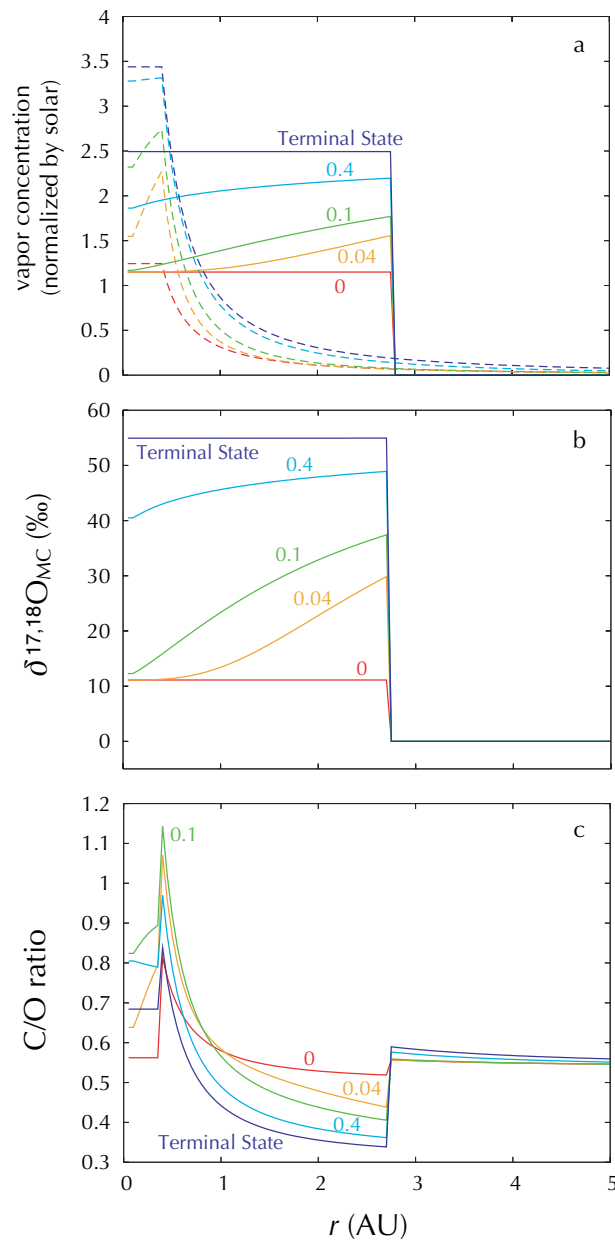
#### 3.1 リファレンスモデルに対する結果

リファレンスモデル (Case 1) に対する組成進化シミュレーションの結果を図 3.1 に示す. この図を参照しながら, 円盤組成進化の基本的な振舞いについて述べる.

図 3.1(a) は, ダスト蒸気 ( $\text{H}_2\text{O}$ , 有機物由来の C に富んだ蒸気) の濃集と輸送の様子を示している. この Case では, 中心付近の温度が低いため円盤内 ( $> 0.05 \text{ AU}$ . 双極流の吹き出し口が中心星から  $0.05 \text{ AU}$  の位置に存在し, ここが円盤の内縁と考えられる) でシリケートの蒸発は起きない.  $t = 0$  において降着率が変動を始める

**表 3.1:** シミュレーションの設定.  $X$  は面密度パラメータ (最小質量モデルを 1.0 として規格化). 温度分布の H は最小質量モデル, C は Cassen (1994) のモデルを表す. 降着率変化の slope, spike は図 2.17 の a, b にそれぞれ対応する.  $\delta t$  も同図中のもの.

Case	$X$	温度分布	降着率変化	$\delta t$
I (リファレンス)	1.0	H	slope	0
II	1.0	H	slope	0.5
III	5.0	H	slope	0
IV	5.0	H	slope	0.5
V	1.0	C	slope	0.5
VI	5.0	C	slope	0.5
VII	1.0	C	spike	0.2



**図 3.1:** 円盤組成進化シミュレーションの結果 (Case I). 図中の数字は降着率変動開始時から計った時間 (Myr). (a) ダストから蒸発した成分の気相濃度. 縦軸は太陽組成で規格化したもの. 実線は  $\text{H}_2\text{O}$ , 破線は有機物由来の C に富むダスト蒸発物の濃度を示す. (b) 円盤の酸素同位体組成進化.  $\delta^{17,18}\text{O}_{\text{MC}}$  は分子雲の酸素同位体組成からのずれを表す. (c) 円盤の C/O 比の進化.

と、まず各成分の蒸発領域付近で濃度が変動する。その後、円盤ガスの移流拡散によって濃度変動が主に下流側 (中心星方向) へ広がって行く。有機物由来の蒸気の一部は蒸発領域の上流側にも運ばれる。これは乱流拡散の効果である。一方、 $\text{H}_2\text{O}$  の気相濃度は snow line 以遠で 0 になっている。これは水蒸気が snow line の外側へ輸送されると、氷へと再凝結するからである。有機物の場合は蒸発の際同時に分子が分解され、再凝結は起きないと考えられる (Nakano et al. 2003)。

ダスト蒸発成分  $i$  が輸送されるタイムスケールは、その成分の蒸発領域より内側の円盤領域の平均滞留時間

$$\tau_{\text{res},i} \equiv \frac{M_{\text{inner},i}}{\dot{M}_{\text{disk}}} \quad (3.1)$$

で記述される。例えば、この Case において  $\text{H}_2\text{O}$  が snow line より内側の円盤領域に行き渡るのに要する時間は

$$\tau_{\text{res},\text{H}_2\text{O}} \sim \frac{4 \times 10^{-3} M_{\odot}}{\dot{M}_{\text{disk}}} = 0.4 \times \left( \frac{\dot{M}_{\text{disk}}}{10^{-8} M_{\odot}/\text{yr}} \right)^{-1} \text{ Myr} \quad (3.2)$$

程度となる。このことから、降着率変動した際蒸発領域が内側にある (揮発性の小さい) 成分ほど進化が速い。また、円盤質量が大きいほど進化が遅くなる。これは次節以降、円盤質量に対する結果の依存性を調べる際に用いる。

図 3.1(b) は、円盤の酸素同位体組成の進化を示したものである。1.1.3, 2.3.2 節で触れた通り、円盤の酸素同位体組成は  $^{16}\text{O}$ -rich ( $^{17,18}\text{O}$ -poor) な CO と  $^{16}\text{O}$ -poor ( $^{17,18}\text{O}$ -rich) な  $\text{H}_2\text{O}$  の 2 つのリザーバがどのような量比で混合するかによって決定される。CO は円盤全域で気体であるため、2.1 節で議論した組成変動過程とは関係せず、存在度は一定である。よって、 $\text{H}_2\text{O}$  の濃度変動が円盤の酸素同位体組成を支配する。図 3.1(b) を見ると、時間とともに  $\text{H}_2\text{O}$  が濃集し、それに伴い同位体組成が  $^{17,18}\text{O}$ -rich な方向へ進化していくことが分かる。この Case では、降着率減少前に比べ  $\delta^{17,18}\text{O}_{\text{MC}}$  が約 45 ‰ 増加する。また、同位体組成進化のタイムスケールは上述の  $\text{H}_2\text{O}$  に対する  $\tau_{\text{res},\text{H}_2\text{O}} \sim 0.4 \text{ Myr}$  程度である。

図 3.1(c) は、C/O 比の進化を示したものである。円盤の C/O 比は、CO、有機物とその蒸気、および  $\text{H}_2\text{O}$  の量比で決定される。図を見ると、降着率が減少した直後 0.4 AU より内側の C/O 比が急激に増加し、その後徐々に減少している。これは以下のように説明される; 降着率の減少に伴い、2.7 AU 地点で  $\text{H}_2\text{O}$ 、0.4 AU 地点で有機物由来の蒸気が濃集を始める。このとき (3.1) から、より円盤の中心に近い位置で放出される有機物由来の蒸気の方が速く濃集する。このため、有機物蒸発領域およびその下流側に太陽組成に比べはるかに大きい (この場合では  $\sim 1$ ) C/O 比



を持つ環境が形成される。その後、2.7 AU 地点で放出された  $\text{H}_2\text{O}$  が輸送されてくると、C/O 比は徐々に減少する。還元的な環境が維持される時間などについては 4 節で議論する。

こうして得られた円盤の酸素同位体組成・C/O 比の進化の様子とコンドライトの分析結果から示唆される組成進化との整合性の検証も、4 節で行うことにする。

### 3.2 降着率変動のタイムスケールに対する依存性

Case II は、Case I の計算条件のうち  $\delta t$  (図 2.17 参照) のみを 0.5 Myr に変えた場合 (cf. Case I では  $\delta t = 0$ ) である。この計算条件に対する結果を 図 3.2 に示す。

降着率の変化が遅いことにより、組成進化の速度も Case I に比べて数十万年ほど遅くなっているが、それ以外に大きな差異は見られない。3.2 節での Case III と Case IV との比較の際に再度触れるが、円盤面密度が大きい程、結果の  $\delta t$  への依存性は小さくなる。このため、極端にゆっくりとした降着率変動 ( $\delta t \gg \tau_{\text{res}}$ ) の場合を除いて、 $\delta t$  への依存性は弱いと考えられる。

### 3.3 円盤質量に対する依存性

Case III は Case I の計算条件のうち円盤面密度だけを 5 倍にした場合である。この計算条件に対する結果を 図 3.3 に示す。Case III と Case I で大きく異なる点は、前者の濃集度が後者に比べ非常に大きくなっていることである。これにより、酸素同位体組成、C/O 比ともに Case I の結果よりも大きく変動していることが分かる。

また、図 3.1 中の時刻を 5 倍すると、図 3.3 と相似形になっていることが分かる。これは、円盤面密度が 5 倍になったことにより (3.1) から得られる平均滞留時間も 5 倍になった、と解釈することが出来る。

さらに、Case II の円盤面密度のみを 5 倍にした Case IV の計算結果を図 3.4 に示す。Case III と Case IV では、C/O 比の最大値が若干異なること以外ほとんど相違点が見られない。これも、平均滞留時間が長い ( $\sim 2$  Myr) ことにより、降着率変動のタイムスケールの差異が目立たなくなっているものと解釈される。

### 3.4 円盤の温度モデルに対する依存性

Case I-IV までは最小質量モデルの温度分布を用いていたのに対し、Case V, VI では降着による加熱を考慮した温度分布を用いて計算した。これにより、Case I-IV

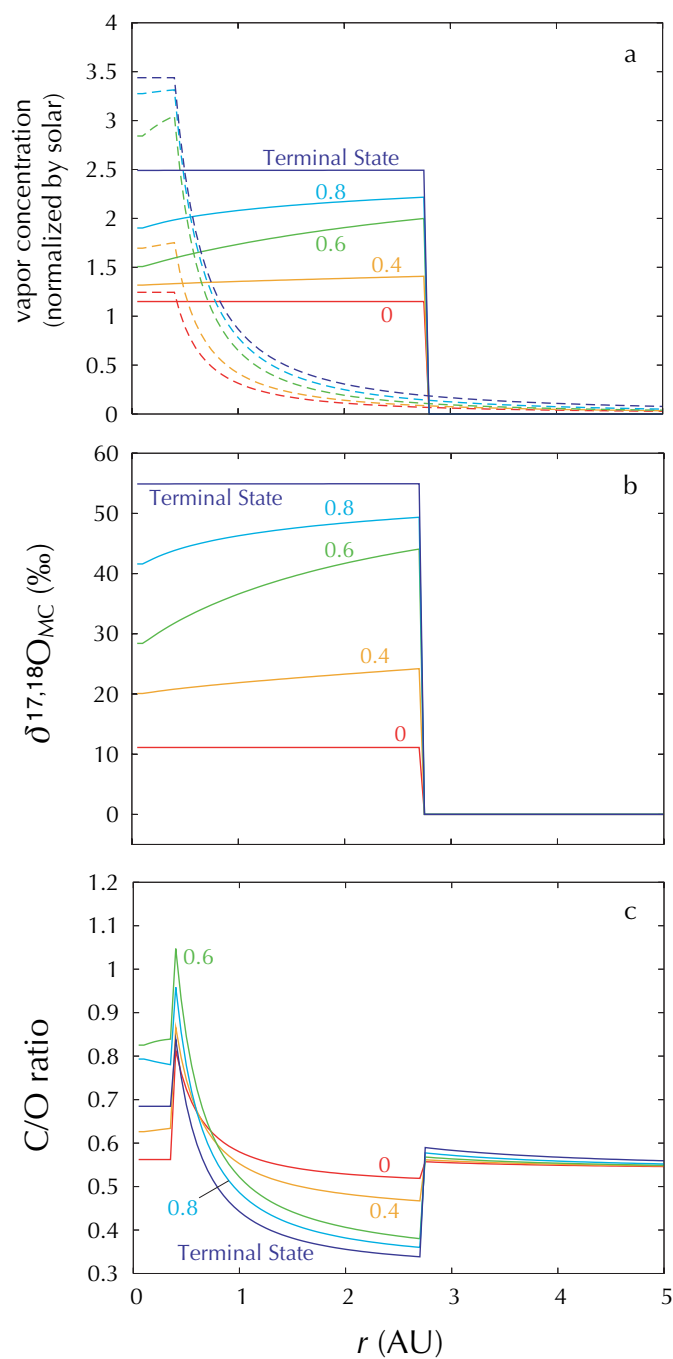


図 3.2: 円盤組成進化シミュレーションの結果 (Case II). 図 3.1 に同じ.

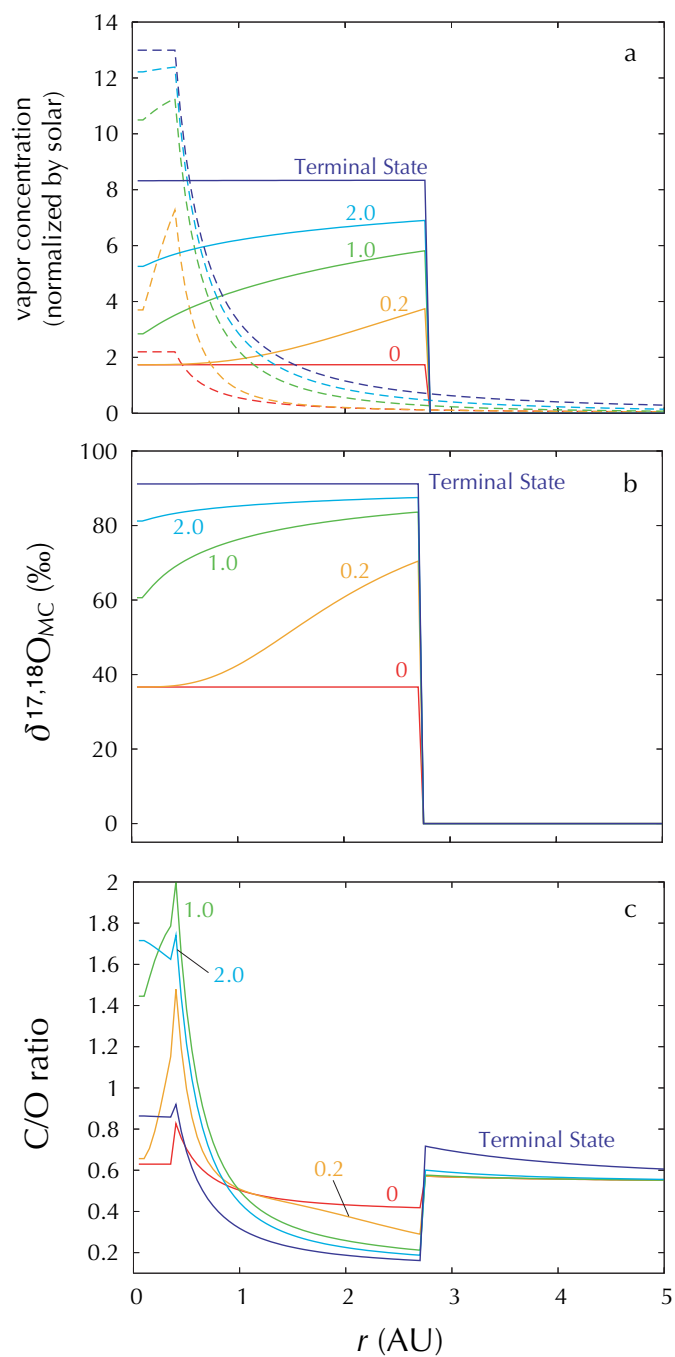


図 3.3: 円盤組成進化シミュレーションの結果 (Case III). 図 3.1 に同じ.

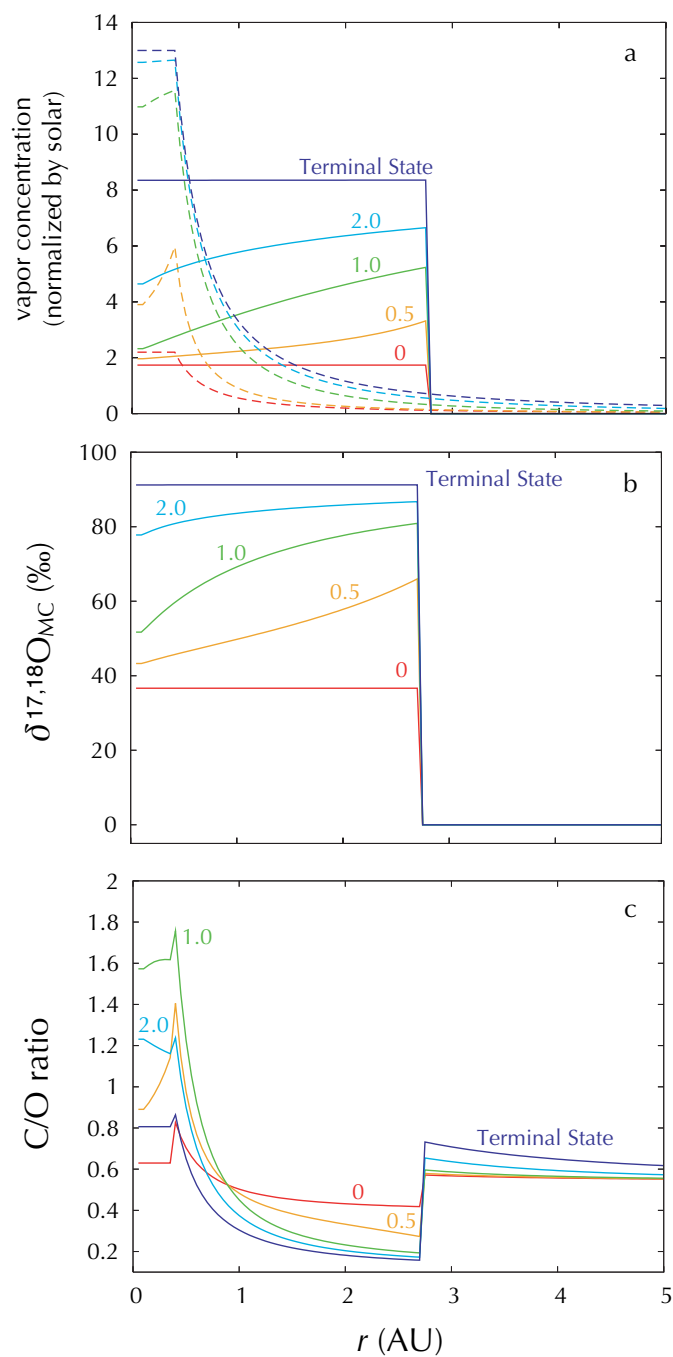


図 3.4: 円盤組成進化シミュレーションの結果 (Case IV). 図 3.1 に同じ.

とは以下のような点で異なることが予想される;

1. 円盤中心付近の温度が高いことにより、最小質量モデルでは蒸発の起きなかったシリケイトも蒸発・濃集する.
2. 降着率の変動に伴って温度分布が変化するため、各蒸発領域も時間とともに(内側へ)移動する.
3. 温度勾配が最小質量モデルのものに比べ急である. このことにより、降着率の変動終了後の各蒸発領域間の距離が小さくなる.

Case V, VI の計算結果 図 3.5, 図 3.6 を見ながら、これらの効果について調べる. まず、シリケイトの蒸気が濃集過程に加わったことにより、円盤内縁部 ( $< 0.4$  or  $0.5$  AU) が太陽組成以上に酸化的环境になることが分かる. なお、シリケイト蒸気も氷と同様に自身の蒸発領域より外側へ輸送されると再凝縮すると考えられ、気相濃度は 0 になる.

Case II と Case V を比較すると、蒸発領域の移動の有無によって組成進化のタイムスケールはほとんど影響を受けないことが分かる. 酸素同位体組成の進化についても同様である. 一方、C/O 比はこの影響により複雑な進化をしていることが見て取れる. Case II に比べ、円盤内側領域の C/O 比は小さくなっているが、snow line の背面では逆に大きくなっている. これは有機物蒸発領域と snow line の間の距離が縮まったことによる効果と解釈される.

Case VI では Case V に比べ円盤面密度が大きく、蒸発物の濃集度が大きくなる. これにより、シリケイト蒸発領域背面および snow line 背面で非常に還元的な環境が形成されている.

### 3.5 spike 型の降着率変動による組成進化

Case VII は、初め小さかった降着率が急激に増加した後再度急激に減少し、元の降着率へと戻るような変動に対する組成進化を調べるために設定した. 図 3.7 に結果を示す.

蒸発物の濃集度は降着率と負の相関があるため、初め大きかった濃集度は急激に減少し、再び元の値に戻る. 図 3.7(a) から、濃度が減少するタイムスケールは濃度が増加する場合に比べかなり短いことが分かる.

この Case で特に注目すべきなのは円盤内側領域における酸素同位体組成の進化である. 初め  $^{16}\text{O}$ -poor だった組成が、一時的に  $^{16}\text{O}$ -rich になり、再度  $^{16}\text{O}$ -poor

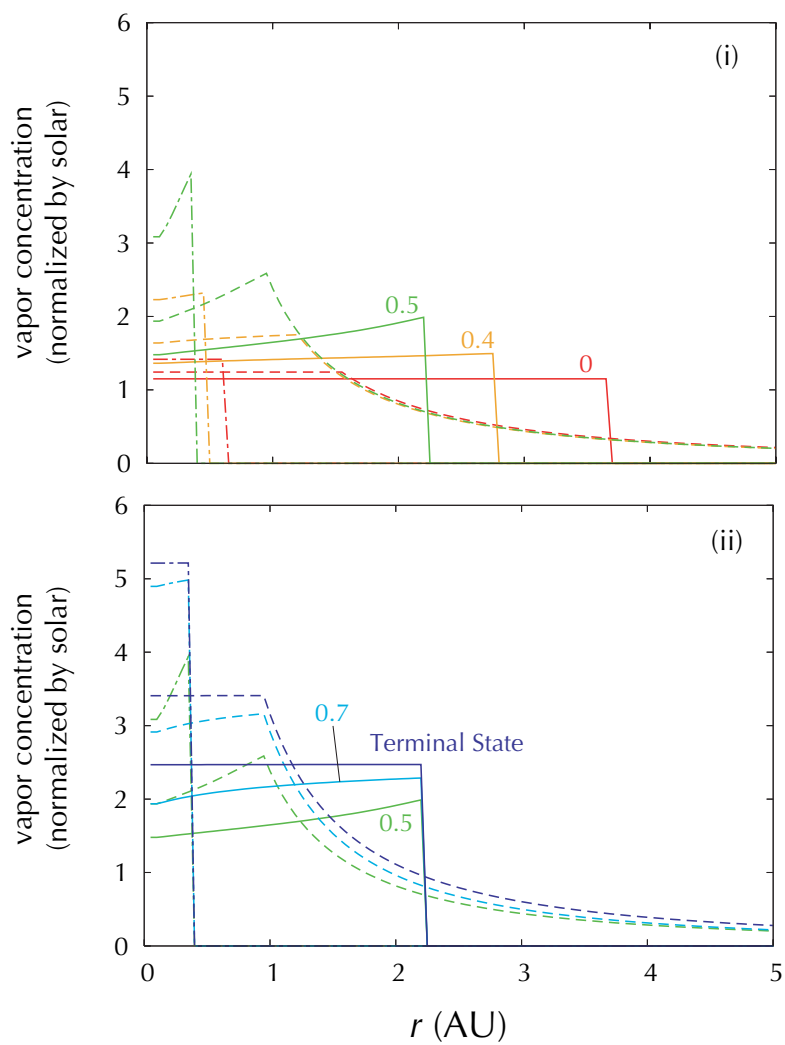


図 3.5(a): 円盤組成進化シミュレーションの結果 (Case V) のうち, ダストから蒸発した成分の気相濃度. 見やすさのため, 時刻によって (i) : 0 → 0.5 Myr および (ii) : 0.5 Myr → 終端状態の 2 つの図に分割した.

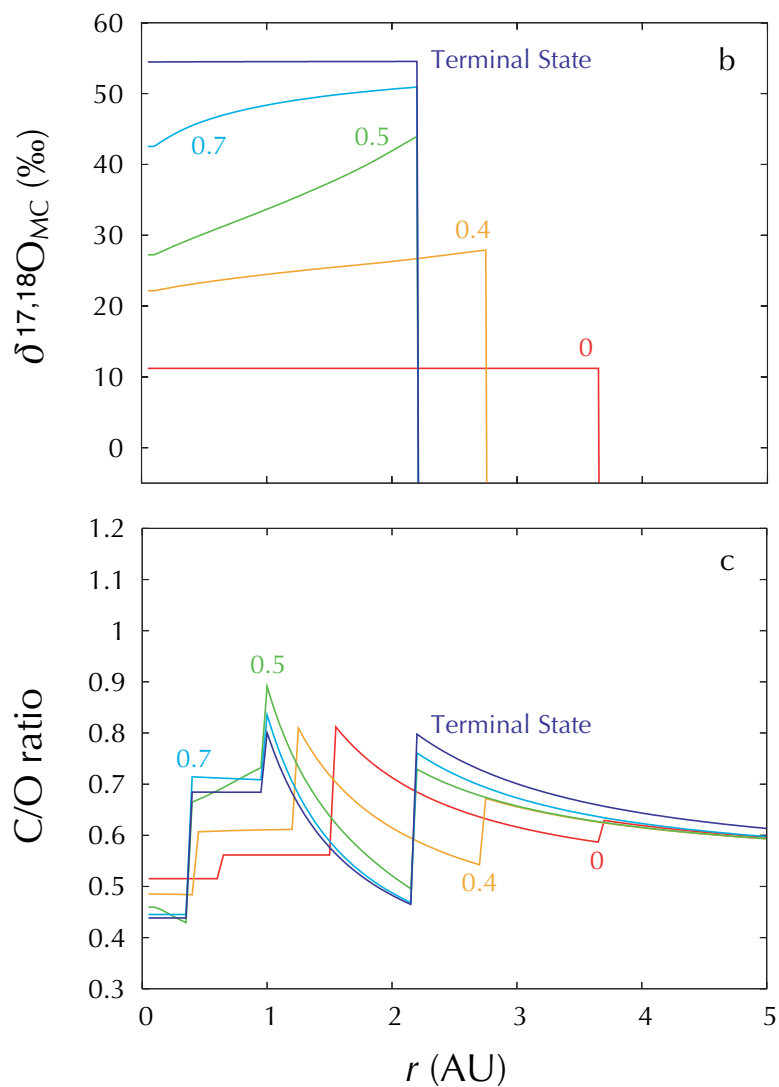


図 3.5(b), (c): 円盤組成進化シミュレーションの結果 (Case V). (b) 円盤の酸素同位体組成進化. (c) 円盤の C/O 比の進化.

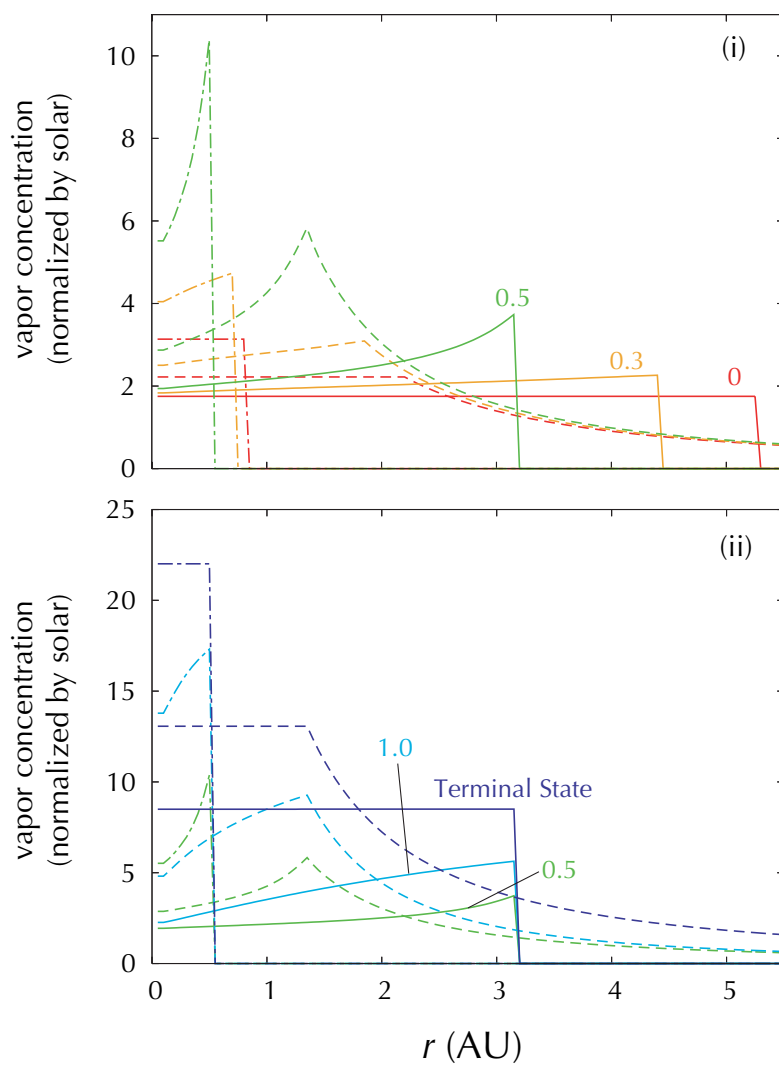


図 3.6(a): 円盤組成進化シミュレーションの結果 (Case VI). 図 3.5(a) に同じ.



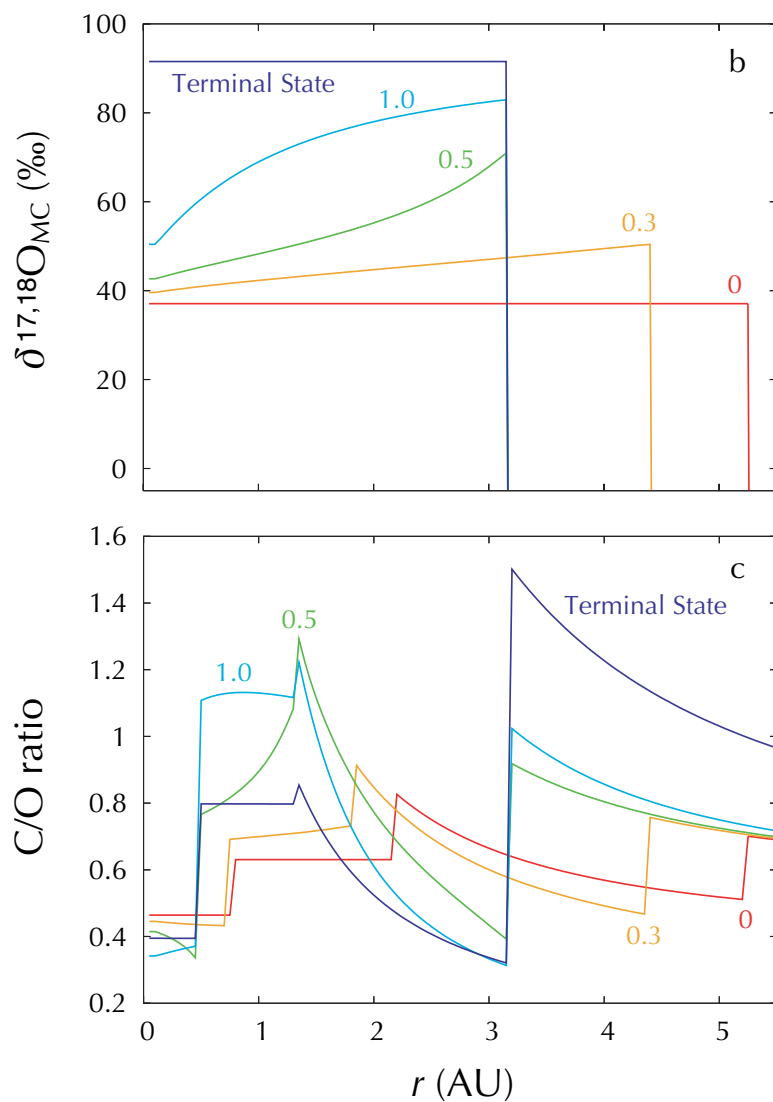


図 3.6(b), (c): 円盤組成進化シミュレーションの結果 (Case VI). 図 3.5(b), (c) に同じ.

に戻る. Yurimoto and Kuramoto (2004) および本論文の他の Case では, 酸素同位体組成の一方向的 ( $^{16}\text{O}$ -rich  $\rightarrow$   $^{16}\text{O}$ -poor) な進化となっているが, このようなスパイク状の降着率変動が繰り返されれば, 内側円盤領域の酸素同位体組成は複雑に変動するはずである. このような同位体組成進化は Ito and Yurimoto (2003) が提唱する CAI 及びコンドリュールが同時期に円盤内縁付近で形成されたとするモデルや, 鉱物毎に酸素同位体組成が異なる CAI に (別) 解釈を与える可能性がある (4 節で再度触れる).

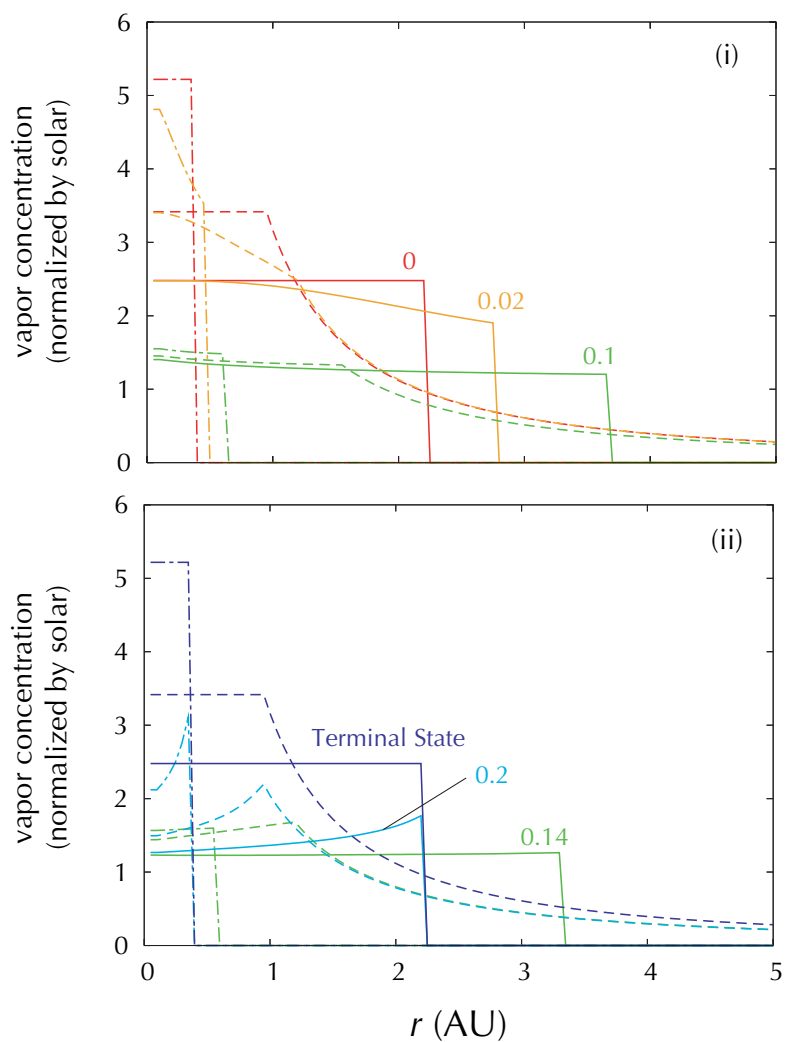


図 3.7(a): 円盤組成進化シミュレーションの結果 (Case VII). 見やすさのため, (i) 降着率増加期, (ii) 降着率減少期の 2 つに分割した.

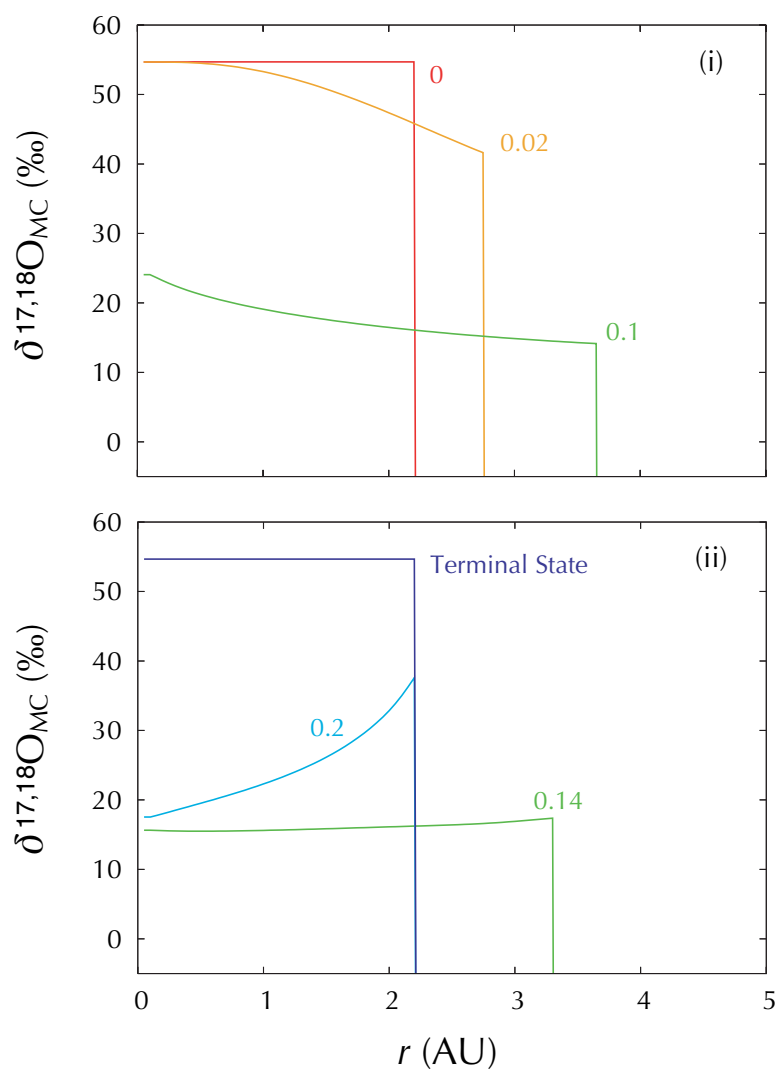


図 3.7(b): 酸素同位体組成の進化 (Case VII).

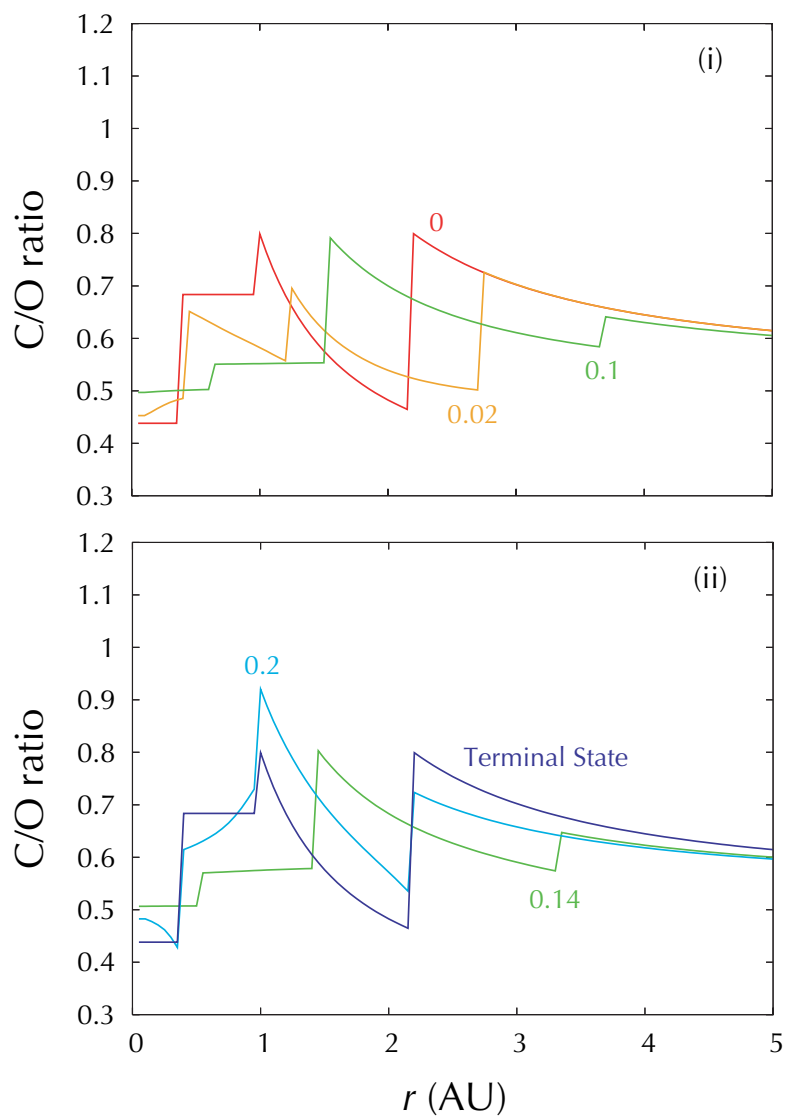


図 3.7(c): C/O 比の進化 (Case VII).

## 4. 議論

本節では、3 節で得られた結果とコンドライト物質が示唆する組成進化の様子を比較し、その妥当性を検証する。また、これまでの議論を元に、考えられる物質形成シナリオを示す。

### 4.1 酸素同位体不均質の形成

1.1.3 節で触れた通り、コンドライト構成物質には大きな酸素同位体組成の不均質が見られる。特に、CAI は  $^{16}\text{O}$ -rich、コンドリュールは  $^{16}\text{O}$ -poor な組成を持ち、両者の差は  $\delta^{17,18}\text{O}$  で表すと 50 ‰ 程度である (図 1.3)。年代測定から得られる CAI と大部分のコンドリュールの形成年代差は  $\sim 2, 3$  Myr だから、この期間に円盤の  $\delta^{17,18}\text{O}$  が最低 50 ‰ 変化したことになる。

このことと 3 節で得られた結果を比較する。大局的な円盤組成の進化を見るために、slope 型の降着率変動を与えた Case I–VI の結果に再度注目する。最小質量モデルの面密度を与えた Case I, II, V では、1 Myr 以下の時間で内側円盤の  $\delta^{17,18}\text{O}_{\text{MC}}$  が 40 ‰ 以上増加していることが分かる。また、それぞれ面密度だけを 5 倍にした Case III, IV, VI では要する時間は長くなるが、それでもなお 2, 3 Myr 程度の時間で 40 ‰ 以上増加する。以上のことから、得られた結果は CAI-コンドリュール間の同位体組成差が示唆する円盤組成進化の様子と調和的である。

なお、シミュレーションで得られた  $\delta^{17,18}\text{O}_{\text{MC}}$  の変動幅 (40–50 ‰) は、この組成進化プロセスによって作られる変動の下限を与えていることに注意すべきである。これは、初期状態として降着率  $10^{-7} M_{\odot}/\text{yr}$  の定常状態を与えたこと、また降着率が  $10^{-8} M_{\odot}/\text{yr}$  まで下がった時点で降着率変化を止めているためである。例えば図 3.1(b) を見ると、初期状態において  $\delta^{17,18}\text{O}_{\text{MC}} \sim 10$  ‰ となっている。もし降着率変化を  $10^{-6} M_{\odot}/\text{yr}$  から始めたとすると、2.1 節の議論から初期状態における  $\text{H}_2\text{O}$  の濃度はより小さくなる。これに伴い、 $\delta^{17,18}\text{O}_{\text{MC}}$  の初期値も小さくなり、初期状態–終端状態間の変動幅は大きくなる。同様に考えると、降着率が  $10^{-8} M_{\odot}/\text{yr}$  以下まで変化させた場合も変動幅が大きくなることが分かる。最近、 $\delta^{17,18}\text{O}_{\text{SMOW}} \sim -80$  ‰ という極めて  $^{16}\text{O}$ -rich な組成を持つコンドリュールが発見されているが (Kobayashi et al. 2003)、このような物質が存在することは、通常のコンドリュールが降着率  $10^{-8} M_{\odot}/\text{yr}$  以下の段階で円盤ガスと同位体交換を行ったことを示しているのかもしれない。あるいは、各キャリアーがより大きな酸素同位体分別を受けていた可能

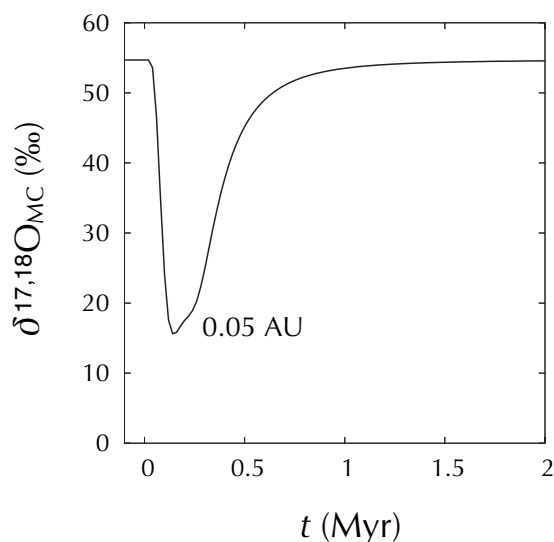


図 4.1: 円盤内縁 (0.05 AU) における酸素同位体組成の変化 (Case VII).

性もある。

Ito and Yurimoto (2003) が分析したコンドリュールの破片を含有する CAI では、 $^{16}\text{O}$ -poor な melilite のコアが  $^{16}\text{O}$ -rich な微細鉱物 (mesostasis) に取り囲まれている。彼らによれば、このような CAI の存在は (i) CAI とコンドリュールの形成時期・場所が少なくとも一部重なっていること, (ii) この CAI が形成された領域で酸素同位体組成は一様に  $^{16}\text{O}$ -rich  $\rightarrow$   $^{16}\text{O}$ -poor の進化をしたのではなく複雑に変動していたこと, の 2 つを示している。こうした特徴を説明するため、彼らは CAI 及びコンドリュールの形成場所を原始惑星系円盤の内縁付近としている。このモデルでは、酸素同位体組成の複雑な変動は、ガス円盤内縁の動径移動によって引き起こされる。

一方、本論文の Case VII に対して得られた結果は、このような複雑な酸素同位体組成変動の成因として別の可能性を与える。Case VII は spike 型の降着率変動を与えた場合の計算結果であるが、このような急激な変動は CAI の形成期である原始星から CTTS にかけての段階において一般的なものである (図 1.2)。この Case における、円盤内縁付近 (中心から 0.05 AU) の酸素同位体組成の時間変化を図 4.1 に示した。この図から、数十万年程度のタイムスケールで一方向的でない酸素同位体組成変動が起きることが分かる。このような降着率変動が何度も連続で繰り返

されると、より複雑な同位体組成進化が実現されるはずである。ただし、CAI が数十万年のタイムスケールでこの領域に留まっていることは不可能である (2.1.1 節などを参照)。そのため、このような過程で上記 CAI 中の酸素同位体不均質を形成するためには、双極分子流によるダストの還流過程 (例えば Shu et al. 1996) が必要となる。

## 4.2 還元的なコンドライト物質の形成

同じく 1.1.3 節で触れた通り、還元的なコンドライト物質 (CaS や、エンスタタイトコンドライトのコンドリュール) は通常の太陽組成の下では形成不可能である。他方、炭素質コンドライトのように酸化的な環境下で形成されたコンドライトも存在することから、還元的なコンドライト物質が形成された環境は局所的・一時的なものであったと考えられる。

還元的なコンドライト物質が形成されるために必要な条件としては、(i)  $C/O > 0.95$  (以後この条件を満たすものを還元的環境と呼ぶ)、(ii) 1 つのコンドライトタイプに含まれるコンドリュールの形成期間  $< 0.3$  Myr (Scott and Krot 2005) よりも長い期間還元的環境が維持される、の 2 つがある。シミュレーションにより得られた結果においてこれらの条件が満たされているかを調べるために、図 4.2 から図 4.7 に 3 節の Case I–VI に対して最も還元的になる有機物蒸発領域周辺の  $C/O$  比変化を示した (Case VII の  $C/O$  比変化は Case V のものとほぼ変わらないため省略した)。図中の 2 本の線はそれぞれ、最も還元的となる有機物蒸発領域 (破線)、およびシリケイトの蒸発が起きるような円盤高温領域 (実線) における  $C/O$  比変化に対応する。本節では前者に着目し、後者は 4.3 節で扱う。

まず、最小質量モデルの面密度を与えて計算した Case I, II, V について見ていく。Case I では、降着率変動開始 ( $t = 0$ ) 直後に  $C/O$  比が急激に上昇し、最大で  $C/O \sim 1.2$  まで増加している。 $C/O > 0.95$  が維持される時間は 0.5 Myr 程度である。 $\delta t$  として 0.5 Myr を与えた Case II では、Case I に比べ  $C/O$  比変動の幅が小さく、最大値は約 1.1、還元的環境が維持される時間は 0.3 Myr 程となる。降着による加熱を考慮した温度分布のもとで計算を行った Case V では、有機物の蒸発領域と snow line 間の距離が縮まったことによりあまり  $C/O$  比が大きくなり、最大値が 0.9 程となっている。次に、面密度として最小質量モデルの 5 倍のものを与えた Case III, IV, VI について見る。面密度が大きくなったことによってダスト-ガス分別が促進され、Case I, II V に比べ  $C/O$  比の最大値や還元的環境の持続時



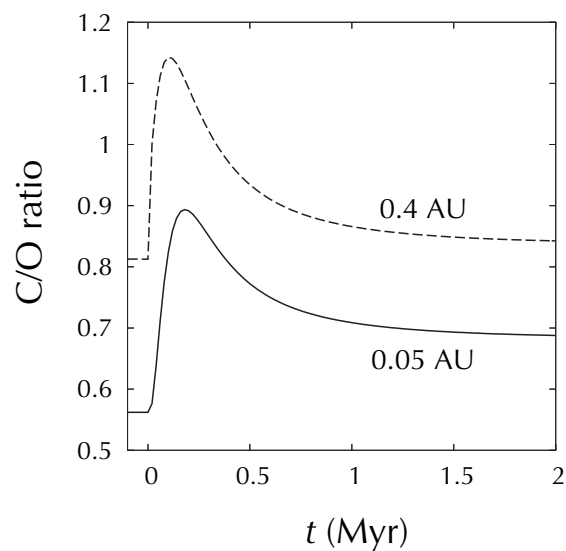


図 4.2: C/O 比の時間変化 (Case I). 0.05 AU は円盤内縁, 0.4 AU は有機物蒸発領域に対応する.

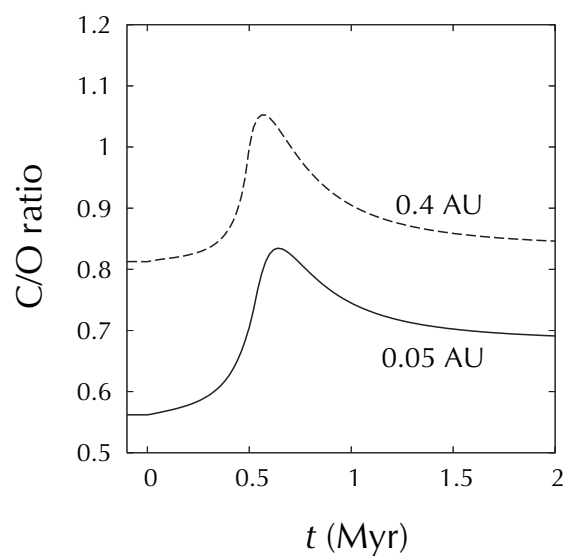


図 4.3: C/O 比の時間変化 (Case II). 図 4.2 に同じ.

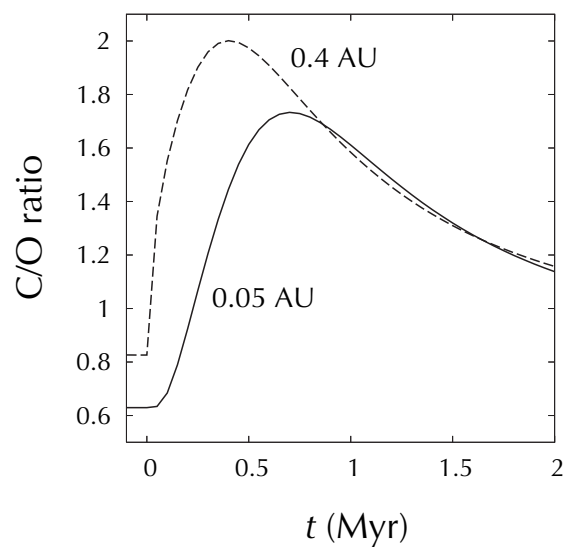


図 4.4: C/O 比の時間変化 (Case III). 図 4.2 に同じ.

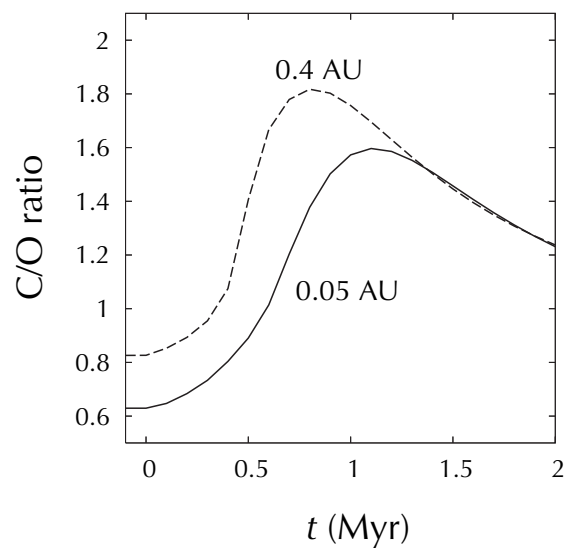


図 4.5: C/O 比の時間変化 (Case IV). 図 4.2 に同じ.

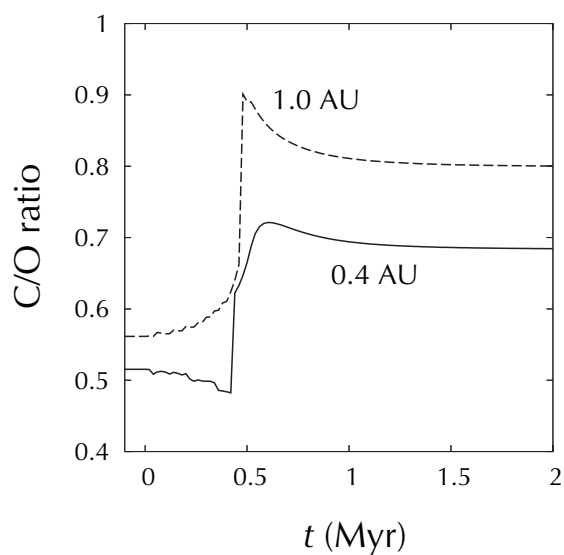


図 4.6: C/O 比の時間変化 (Case V). 0.4 AU はシリケート蒸発領域の背面, 1.0 AU は有機物蒸発領域.

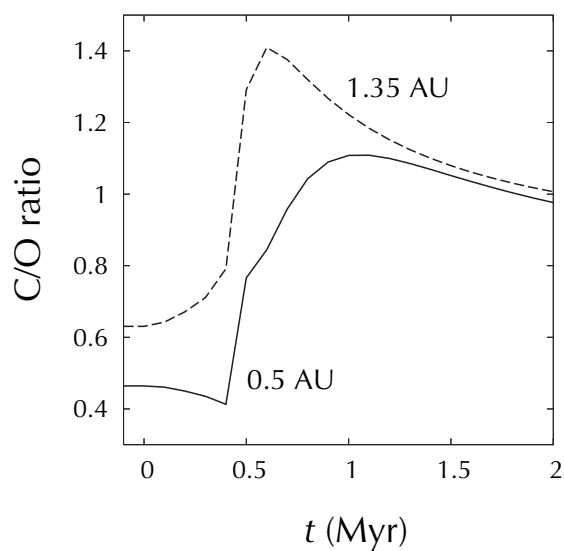


図 4.7: C/O 比の時間変化 (Case VI). 0.5 AU はシリケート蒸発領域の背面, 1.35 AU は有機物蒸発領域.

間が長くなっている。特に, Case III, IV では C/O 比は最大で 2 程度となり, 還元的環境は数 Myr に渡り維持される。また, 還元的環境を形成しづらい計算条件である (cf. Case V) Case VI でも, 最大値 1.4, 還元的環境は 2 Myr 程度維持されている。

以上のことから, 上述の還元的なコンドライト物質の形成条件は本論文の組成進化プロセスの多くの計算条件下 (Case I, II, III, IV, VI) で満たされることが分かる。特に, 円盤の面密度が大きいと還元的環境が形成・維持されやすい。降着期の原始惑星系円盤は最小質量モデル (惑星形成期の円盤に対応) よりも大きな面密度を持っていると考えられているため, この組成進化プロセスが還元的なコンドライト物質を形成した可能性は十分にあると言える。

最後に, 他の機構による還元的環境形成の可能性について述べる。最近, H<sub>2</sub>O の欠乏による還元的環境の形成を扱った研究が Cuzzi et al. (2005), Ciesla et al. (2005) らによって行われている。これらの研究では, 以下のようなシナリオが提案されている; snow line 以遠に拡散した H<sub>2</sub>O が再凝結し, そこに存在する微惑星 (> km サイズ) に捕獲される。このサイズの天体はガスとはほぼ独立に運動するため, ほとんど動径移動しない。これにより内側円盤から外側へ一方向的に H<sub>2</sub>O が輸送され, そこに還元的環境が形成される。

このシナリオは, 以下のような問題点を含んでいると思われる。まず, 彼らのシナリオで還元的なコンドリュールの酸素同位体組成を説明するためには,  $\delta^{17,18}\text{O}$ -rich な H<sub>2</sub>O の濃集以外の酸素同位体組成進化プロセスを考えなければならない。また, 降着期の円盤中で微惑星のような大きな天体が形成されるかどうかは不明である。2.1.3 節などで見た通り, 降着の強い円盤中ではダストの沈殿はあまり沈殿せず, 重力不安定による微惑星形成は降着が十分弱くなった後でのみ可能だからである。加えて, 微惑星サイズの天体が形成された時点で, コンドリュール前駆物質となる mm サイズの物質が十分に残されていない可能性もある。

### 4.3 太陽組成の SiC の形成可能性

図 4.2 から 図 4.7 に再度着目する。図中の実線は, 円盤高温領域 (Case I-IV では円盤内縁である中心から 0.05 AU 地点, Case V, VI ではシリケート蒸発領域の背面) における C/O 比の時間変化を表す。これを見ると, Case III, IV, VI では C/O > 0.95 を満たす環境がかなり長期間 (> 1 Myr) 維持されることが分かる。このような環境下では, 難揮発性の還元的鉱物である SiC などが形成される可能性

がある。

円盤中心に近い領域で形成された SiC の一部は、双極分子流や円盤中の乱流拡散によって円盤のより外側領域へと輸送される。このような領域でコンドリュール形成イベントが発生すると、形成されるコンドリュールは還元的かつ Si に富むものとなるだろう。エンスタタイトコンドライトの Si 過剰および還元的性質は、部分的にはこのような過程によって形成された可能性がある。ここで付加した SiC は同位体組成が太陽組成のものであるから、Krot et al. (2000) が述べた困難 (1.1.3 節参照) も回避される。

C に富んだダストの付加は実験的にも支持されている。Connolly et al. (1994) によるグラファイトやダイヤモンドを加えたシリケイトの加熱実験では、C を加えない場合には見られない鉱物的特徴 (例えば, dusty relict olivine) を含んだ物質が形成された。これらの特徴は実際のコンドリュールにも見られるため、コンドリュール形成時に何らかの C-rich なダスト (有機物や上述の SiC) が付加していた可能性は高いと考えられる。

これまでのところ、コンドライト中に発見されている SiC はほぼ全てが同位体異常を持ったプレソーラー粒子のようである。今後、同位体的に太陽組成の SiC が発見されれば、本論文で示した円盤組成進化シナリオの直接的な証拠となるだろう。

## 5. まとめ

本論文では、原始惑星系円盤の酸素同位体組成・酸化還元状態の進化を、理論的・数値的にモデル化した。

円盤組成を変動させる機構は、以下のように要約される。ダスト-ガス分別とダストの蒸発により、各ダスト成分の蒸発領域でダスト蒸気が濃集し、円盤組成が元の組成からずれる。このずれは定常状態においてはダスト/ガス速度比に関係し、円盤降着が減衰するほど大きくなる。このため、原始惑星系円盤が力学的に進化すると、円盤組成も時間変動する。各ダスト成分の蒸発領域で起きる組成のずれは円盤中の移流拡散によって他の領域へ輸送される。これにより円盤組成の空間的な不均質も形成される。

組成変動の大きさを定量的に調べるには、ダストサイズも知る必要がある。簡単な見積りにより、降着率  $10^{-8} M_{\odot}/\text{yr}$  以上の段階にある円盤ではダストは mm-cm サイズと考えられる。これらのことを踏まえて、円盤組成変動の機構を定式化、幾つかの計算条件の下で数値シミュレーションを行い、円盤組成進化の振舞いおよびその各種依存性(面密度・温度分布、降着率変動の様子)を調べた。

分子雲における光化学反応によって  $^{16}\text{O}$ -rich な組成を持った CO ガスと  $^{16}\text{O}$ -poor な組成を持った  $\text{H}_2\text{O}$  が、上述の過程により量比を変えて混合することにより、円盤の酸素同位体組成が進化する。組成進化のタイムスケールは、円盤内側領域の質量を降着率で割った平均滞留時間程度となる。これは、最小質量モデルの円盤に対しては 0.4 Myr、この 5 倍の面密度の円盤に対しては 2 Myr 程である。変動の大きさは  $\delta^{17,18}\text{O}$  で約 40–50 ‰ 程度となる。得られたタイムスケールは CAI と大部分のコンドリュールの形成年代差 2, 3 Myr よりも小さく、変動幅もこれらの物質間の酸素同位体組成差を十分説明しうる。

上述のプロセスと、有機物と水氷の揮発性の違いによって、円盤中に多様な酸化還元状態が実現される。円盤モデルやパラメータの違いによって C/O 比の最大値や環境が維持される時間に差があるものの、多くの場合で有機物蒸発領域に還元的な環境が形成され、それが数十万年以上のタイムスケールで維持される。得られた環境は還元的なコンドライト物質の形成条件を満たしている。また、質量の大きな円盤に対する計算結果では、SiC のような還元的難揮発性物質の形成が示唆される。このような物質の付加過程が、エンスタタイトコンドライトの還元的性質および Si 過剰を形成した可能性がある。太陽組成の SiC が発見されれば、この組成進化プロセスの直接的な証拠となるだろう。

## 謝辞

たかだか 24 年と 6 ヶ月生きた上での私見であるが、生きることとは選択すること、分岐点にて進む道の一つを選ぶことだと考える。思えば、人生のあらゆる瞬間が分岐で構成されている。これらのうちのほとんどは非常にささやかなもの — 晩ご飯に何を食べるかだとか、研究の合間に誰の CD を聴くことにするか、のような — であって、どれを選ぼうと将来に大きな影響など与えそうに無い。しかし、些細な分岐であってもそれが数多く繰り返されると、枝は徐々に離れて行き、やがてまったく異なる将来に続いて行く。この様は、初期条件の微小な差異により非線形方程式の解がカオティックに変化することに似ていなくもない。

人との出会いもそうした分岐の一つである。本論文がこの形で書き上がったことに対して誰かに感謝するのが謝辞の目的だとするならば、私はまずこれまでの人生において“出会った” — 大半は名前も知らない彼や彼女であるが — 全ての人達に感謝しなければならない。なぜならば、これらの出会いのどの 1 つが欠けても、私やこの論文の性質が変わらなかったとは決して言い切れないからだ。

しかし、これまでの私の人生に登場した無数の人々の中で、特に私に影響を与え、本論文の内容に影響を与えた方々の名前を、私は知っている！最後に、この方々に対する謝辞を述べることにしたい。

惑星物理学研究室の倉本圭助教授には、日々の研究指導でお世話になっているだけでなく、学問に取り組む姿勢や人生哲学など様々な面で多大な影響を受けた。本論文もいつもの如くぎりぎりになってしまったが、最後まで辛抱強く面倒を見てくださったことに心より感謝したい。

今年度から塚本尚義教授が北海道大学へ赴任されたことは、私にとって大変幸運な出来事であった。研究について数多くの的確な助言を頂いたことにより、本論文の内容も多くの方で改善された。

惑星物理学研究室の渡部重十教授、地球流体力学研究室の林祥介教授、小高正嗣助手、気象学研究室の遊馬芳雄講師、低温科学研究所雪氷物性・惑星科学研究室の山本哲生教授、香内晃教授、田中秀和助教授といった方々からも、研究セミナーなどの際に有益な助言をたくさん頂いた。

惑星物理学研究室、地球流体力学研究室、気象学研究室、低温科学研究所雪氷物性・惑星科学研究室の皆様には、研究にかんずることのみならず大学生活のあらゆる面でお世話になり、こちらも若干ではあるがお世話をしたかもしれない。

ここに名前を挙げることの出来なかった方も含め、皆様に心より感謝致します。

## 参考文献

- Allende Priet, C., and Lambert, D. L. 2005. The revised solar abundance of oxygen. In *Workshop on Oxygen in the Earliest Solar System*, LPI Contribution No. 1278., p. 9.
- Anders, E., and Grevessev, N. 1989. Abundances of the elements - Meteoritic and solar. *Geochim. Cosmochim. Acta* 53:197–214.
- Ando, M., Nagata, T., Sato, S., Mizuno, N., Mizuno, A., Kawai, T., Nakaya, H., and Glass, I. S. 2002. Near-infrared and CO (J=1-0) observation of photodissociation regions in M17. *Astrophys. J.* 574:187–197.
- Amelin, Y., Krot, A. N., Hutcheon, I. D., and Ulyanov, A. A. 2002. Lead isotopic ages of chondrules and calcium-aluminum-rich inclusion. *Nature* 297:1678–1683.
- Bizzarro, M., Baker, J. A., and Haack, H. 2004. Mg isotope evidence for contemporaneous formation of chondrules and refractory inclusions. *Nature* 431:275–278.
- Boss, A. P., and Durisen, R. H., 2005. Sources of shock waves in the protoplanetary disk. In *Chondrites and the Protoplanetary Disk*, ed. A. N. Krot, E. R. D. Scott, and B. Reipurth, ASP Conference Series vol. 341, pp. 821–838.
- Calvet, N., Hartmann, L., and Strom, S. E. 2000. Evolution of disk accretion. In *Protostars and Planets IV*, ed. V. Mannings, A. P. Boss, and S. S. Russell (Tucson: University of Arizona Press), pp. 377–399.
- Cassen, P. 1994. Utilitarian models of the solar nebula. *Icarus* 112:405–429.
- Ciesla, F. J. 2005. Chondrule-forming processes — An overview. In *Chondrites and the Protoplanetary Disk*, ed. A. N. Krot, E. R. D. Scott, and B. Reipurth, ASP Conference Series vol. 341, pp. 811–820.
- Ciesla, F. J., Krot, A. N., and Petaev, M. I. 2005. Astrophysical modeling of the distribution of water in planetary disks; implications for nebula redox conditions and oxygen isotopes. In *Workshop on Oxygen in the Earliest Solar System*, LPI Contribution No. 1278., p. 14.
- Clayton, R. N. 1993. Oxygen isotopes in meteorites. *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.* 21:115–149.
- Cuzzi, J. N., and Zahnle, K. J. 2004. Material enhancement in protoplanetary nebulae by particle drift through evaporation fronts. *Astrophys. J.* 614:490–496.
- Cuzzi, J. N., Ciesla, F. J., Petaev, M. I., Krot, A. N., Scott, E. R. D., and Weidenschilling, S. J. 2005. Nebula evolution of thermally processed solids: Reconciling models and meteorites. In *Chondrites and the Protoplanetary Disk*, ed. A. N. Krot, E. R. D. Scott, and B. Reipurth, ASP Conference Series vol. 341, pp. 732–773.
- Connoly, H. C., Jr., Hewins, R., Ash, R. D., Zanda, B., Lofgren G. E., and Bourot-Denise, M. 1994. Carbon and the formation of the reduced chondrules. *Nature* 371:136–139.



- Drake, M. J., and Righter, K. 2002. Determining the composition of the Earth. *Nature* 416:39–44.
- Fukui, T., Shimazawa, R., and Kuramoto, K. 2004. The effect of imperfect sticking on the collisional growth of dust in the Jovian subnebula. In *Proc. of 37th ISAS Lunar and Planetary Symposium*, ed. H. Mizutani and M. Kato, pp. 65–68.
- Goswami, J. N., Marhas, K. K., Chaussidon, M., Gounelle, M., and Meyer, B. S. 2005. Origin of short-lived radionuclides in the early solar system. In *Chondrites and the Protoplanetary Disk*, ed. A. N. Krot, E. R. D. Scott, and B. Reipurth, ASP Conference Series vol. 341, pp. 485–514.
- Hayashi, C., Nakagawa, K., and Nakazawa, Y. 1985. Formation of the solar system. In *Protostars and Planets II*, ed. D. C. Black, and M. S. Matthews (Tucson: University of Arizona Press), pp. 1100–1153.
- Hutchison, R. 2004. *Meteorites*. (Cambridge: Cambridge University Press).
- 井田茂, 渡邊誠一郎. 1997. 比較惑星系形成論. 「岩波講座地球惑星科学 12 比較惑星学」松井孝典編, 岩波書店, pp. 131–231.
- Ito, S., and Yurimoto, H. 2003. Contemporaneous formation of chondrules and refractory inclusion in the early solar system. *Nature* 423:728–731.
- Jones, R. H., Grossman, J. N., and Rubin, A. E. 2005. Chemical, mineralogical and isotopic properties of chondrules: Clues to their origin. In *Chondrites and the Protoplanetary Disk*, ed. A. N. Krot, E. R. D. Scott, and B. Reipurth, ASP Conference Series vol. 341, pp. 251–285.
- Kobayashi, S., Imai, H., and Yurimoto, H. 2003. New extreme  $^{16}\text{O}$ -rich reservoir in the early solar system. *Geochem. J.* 37:663–669.
- Kouchi, A., Kudo, T., Nakano H., Arakawa, M., Watanabe, N., Sirono, S., Higa, M., and Maeno N. 2002. Rapid growth of asteroids owing to very sticky interstellar organic grains. *Astrophys. J.* 566:121–124.
- Krot, A. N., Fegley, B., Jr., Lodders, K., and Palme, H. 2000. Meteoritical and astrophysical constraints on the oxidation state of the solar nebula. In *Protostars and Planets IV*, ed. V. Mannings, A. P. Boss, and S. S. Russell (Tucson: University of Arizona Press), pp. 1019–1054.
- Kuramoto, K., and Yurimoto, H. 2005. Oxygen isotopic heterogeneity in the solar system: The molecular cloud origin hypothesis and its implications for meteorites and the planets In *Chondrites and the Protoplanetary Disk*, ed. A. N. Krot, E. R. D. Scott, and B. Reipurth, ASP Conference Series vol. 341, pp. 181–192.
- Marechal, P., Viala, Y. P., and Pagani, L. 1997. Chemistry and rotational excitation of  $\text{O}_2$  in interstellar clouds. II. The  $^{16}\text{O}$   $^{18}\text{O}$  isotopomer. *Astron. Astrophys.* 328:617–627.
- Lada, C. J., Lada, E. A., Clemens, D. P., and Bally, J. 1994. Dust extinction and molecular gas in the dark cloud IC 5146. *Astrophys. J.* 429:694–709.

- Lodders, K. 2003. Solar system abundances and condensation temperatures of the elements. *Astrophys. J.* 591:1220–1247.
- Lyons J. R., and Young, E. D. 2005. CO self-shielding as the origin of oxygen isotope anomalies in the early solar nebula. *Nature* 435:317–320.
- MacPherson, G. J., Simon, S. B., Davis, A. M., Grossman, L., and Krot, A. N. 2005. Calcium-aluminum-rich inclusions: Major unanswered Questions. In *Chondrites and the Protoplanetary Disk*, ed. A. N. Krot, E. R. D. Scott, and B. Reipurth, ASP Conference Series vol. 341, pp. 225–250.
- Morfill, G. E., and Völk, H. J. 1984. Transport of dust and vapor and chemical fractionation in the early protosolar cloud. *Astrophys. J.* 287:371–395.
- 永原裕子. 1997. 惑星物質科学. 「岩波講座地球惑星科学 12 比較惑星学」松井孝典編, 岩波書店, pp. 1–86.
- Nakagawa, Y., Sekiya, M., and Hayashi, C. 1986. Settling and growth of dust particles in a laminar phase of a low-mass solar nebula. *Icarus* 67:375–390.
- Nakamoto, T., Hayashi, M. R., Kita, N. T., and Tachibana, S. 2005. Chondrule-forming shock waves in the solar nebula by X-ray flares. In *Chondrites and the Protoplanetary Disk*, ed. A. N. Krot, E. R. D. Scott, and B. Reipurth, ASP Conference Series vol. 341, pp. 883–892.
- Nakano, H., Kouchi, A., Tachibana, S., and Tsuchiyama, A. 2003. Evaporation of interstellar organic materials in the solar nebula. *Astrophys. J.* 592:1252–1262.
- 小沼直樹. 1978. 始源惑星物質:隕石. 「岩波講座地球科学 13 太陽系における地球」小沼直樹, 水谷仁編, 岩波書店, pp. 89–150.
- 小沼直樹. 1987. 宇宙化学・コンドライトから見た原始太陽系. サイエンスハウス.
- Pollack, J. B., Hollenbach, D., Beckwith, S., Simonelli, D. P., Roush, T., and Fong, W. 1994. Composition and radiative properties of grains in molecular clouds and accretion disks. *Astrophys. J.* 421:615–639.
- 坂下 志郎, 池内 了. 1996. 宇宙流体力学. 培風館.
- Sasselov, D. D., and Lecar, M. 2000. On the snow line in dusty protoplanetary disks. *Astrophys. J.* 528:995–998.
- Scott, E. R. D. 2001. Oxygen isotope gives clues to the formation of planets, moons, and asteroids. *Planetary Science Research Discoveries*.  
<http://www.psr.d.hawaii.edu/Dec01/Oisotopes.html>.
- Scott, E. R. D., and Krot, A. N. 2005. Chondritic meteorites and the high-temperature nebula origins of their components. In *Chondrites and the Protoplanetary Disk*, ed. A. N. Krot, E. R. D. Scott, and B. Reipurth, ASP Conference Series vol. 341, pp. 15–53
- Shakura, N. I., and Sunyaev, R. A. 1973. Black holes in binary systems. Observational appearance. *Astrophys. J.* 24:337–355.

- Shu, F. H. 1992. *The physics of astrophysics II, Gas dynamics*. University Science Books.
- Shu, F. H., Shang, H., and Lee, T. 1996. Toward an astrophysical theory of chondrites. *Science* 271:1545–1552.
- Sirono, S. 2004. Conditions for collisional growth of a grain aggregate. *Icarus* 167:431–452.
- Stevenson, D. J., and Lunine, J. I. 1988. Rapid formation of Jupiter by diffusive redistribution of water vapor in the solar nebula. *Icarus* 75:146–155.
- 杉浦直治. 1993. 隕石. 「惑星の科学」清水幹夫編, 朝倉書店, pp. 146–184.
- Tanaka, H., Himeno, Y., and Ida, S. 2005. Dust growth and settling in protoplanetary disks and disk spectral energy distributions. I. Laminar disks. *Astrophys. J.* 625:414–426.
- Thiemens, M. H., and Heidenreich, J. E. III. 1983. The mass-independent fractionation of oxygen: A novel isotope effect and its possible cosmochemical implications. *Science* 219:1073–1075.
- Yurimoto, H., and Kuramoto, K. 2004. Molecular cloud origin for the oxygen isotope heterogeneity in the solar system. *Science* 305:1763–1766.