原始惑星の初期熱史について

千秋 博紀1, 倉本 圭2, 松井 孝典3

惑星集積理論や衝突過程に関する最近の研究結 果を採り入れて、原始惑星が火星サイズにまで暴 走成長する際の初期熱史をシミュレートする数値 モデルを、新たに構築した、本モデルでは金属と シリケイトの2成分を扱い、これらの重力分離も 考慮に入れた.その結果.金属とシリケイトとの 分離は原始惑星の表面近くのみで生じ、集積完了 直後の原始惑星中心には冷たく未分化な部分が残 されることが示された。本研究のモデルでは大気 による保温効果を考慮に入れていないが、これを 考慮に入れても集積中に原始惑星中心に金属コア を形成するのは難しいかも知れない.

最近.原始惑星同士の巨大衝突による月の起源 が有力視されているが、原始惑星は巨大衝突まで にすでにコアとマントルに分化していることを前 提とした議論がなされている。巨大衝突以前に原 始惑星内部が分化できるのかどうかを知るには、 原始惑星の初期熱史を再考する必要がある.

1. 本研究の背景と特徴

1.1 研究の背景

固体惑星のマントルやコアに見られる様々な運 動のほとんどは、熱的エネルギーによって支配さ れている.熱的エネルギーの源としては、惑星が 微惑星から集積したり内部が成層構造に分化する 際に開放される重力エネルギー、放射性核種の壊 変エネルギー,惑星内部で生じた化学変化や圧縮

1 東京大学大学院理学系研究科地球惑星物理学専攻 2 北海道大学大学院理学系研究科地球惑星科学専攻 3 東京大学大学院新領域創成科学研究科複雑理工学専攻,理学系研究科地球惑星物理学専攻

に伴って発生する熱等が挙げられる.これらの中 でも特に大きなエネルギー源となり得るのが、惑 星の集積によって開放される重力エネルギーであ る、その大きさは惑星の大きさによるが、例えば 地球サイズの惑星であれば全球平均で4万度の温度 上昇に、火星サイズの惑星であっても1万度程度の 温度上昇に相当する.この莫大なエネルギーが. 集積中に惑星の内部にどのように分配され、熱構 造がどう進化するのかを表現するのが初期熱史モ デルである.

惑星の初期熱史を考える際に、そこに惑星集積 理論の考え方を採り入れたのはSafronovであった [1]. 彼は, 惑星集積理論から求められる微惑星の サイズや衝突頻度を用いて、集積中の原始惑星の 温度構造の進化を求めることができることを示し た.しかしその後1980年代の中頃になって、月は 原始地球に火星サイズの天体が衝突して飛び散っ た破片から形成されたという巨大衝突仮説が広く 受け入れられるようになった[2]. この衝突のエネ ルギーは非常に大きく、それまでに形成された熱 構造を破壊してしまう、そのためか、惑星の初期 進化に対する関心は、集積過程を通じた初期熱史 の再現よりはむしろ、物質の分配に向けられるよ うになった.

近年,KokuboとIdaは微惑星の運動を直接追うN 体計算によって、原始惑星は原始太陽系円盤内で 寡占的に成長することを示した[3]. ここで寡占的 成長とは、局所的に見るとひとつの原始惑星が暴

NII-Electronic Library Service

走的に成長するのに対し, 原始太陽系円盤全体的 で見ると同程度に成長した原始惑星がいくつも存 在するような成長の仕方を言う. 彼らの計算によ ると,現在の地球軌道の辺りには現在の月から火 星サイズの原始惑星が20個程度並ぶ. それらの 原始惑星はその後相互衝突して,少数の惑星が生 き残るものと考えられる. この結果は,巨大衝突 によって月が形成されたという説と調和的である.

現在の月が巨大衝突の結果形成されたとすると, その材料物質の大部分は原始地球ではなく,むし ろ衝突してくる天体のマントルから成るものと考 えられている[4].ただしこれは原始地球に衝突し てくる火星サイズの原始惑星がすでにコアとマン トルとに完全に分化していることが前提となって いる.衝突してくる天体がどのような内部構造を 持っているのかを知るには,原始惑星の初期進化 を考え直す必要がある.

一方で火星軌道付近に形成される原始惑星のサ イズはちょうど現在の火星程度と見積もられる. このことは、火星は原始惑星の唯一の生き残りで ある可能性を示唆している、火星起源いん石は、 火星マントルに同位体比の不均一があることを示 しているが[5]、これは火星が今までに全球的に融 解するようなイベントを経験していないことを示 唆する、したがって、火星は原始惑星の熱進化を 考える上で非常に興味深い天体と言える.

火星程度の惑星サイズは集積エネルギーに関し て微妙な大きさである.最初に述べたように,火 星サイズの天体の集積エネルギーの大きさは全球 平均でおよそ1万度の温度上昇に相当する.従来の 衝突のシミュレーションや初期熱史モデルを参考 にすると,集積エネルギーのうち惑星内部に熱と して蓄えられるのは,1~2割程度である.もし,集 積エネルギーのうち2割が熱として内部に蓄えられ るのであれば原始惑星内部は全球平均で2000度程 度の温度上昇を経験し,集積終了時の温度はシリ ケイトの融点よりも高くなる.この場合マグマオ ーシャンが形成される.マグマオーシャンの部分 熔融度が十分に大きければ,金属とシリケイトと の分離が進むことによって惑星中心に金属コアを 形成するかもしれない.また,シリケイトの固液 分離によって,構成鉱物や元素の分布に変化が生 じるだろう.しかし一方で集積エネルギーのうち 熱として内部に蓄えれる割合が1割程度だとする と,集積中に惑星内部は熔融しない.この場合熔 融が起こるには巨大衝突のような大規模な加熱過 程によるか,または放射性核種の崩壊による内部 加熱過程が必要となる.

以上の問題意識を踏まえて,本研究では暴走的 に成長する火星サイズの原始惑星の初期熱史モデ ルを,最近の惑星集積理論や衝突に関する研究を 参考にしつつ構築した.モデル計算で用いたパラ メタのうちいくつかは現在の火星の値を用いてい る.しかし本研究によって得られた結果は,暴走 成長する原始惑星に一般に当てはまるものである.

1.2 本研究の特徴

本研究では、衝撃波を記述する方程式を用いて、 微惑星の集積エネルギーがどの程度、原始惑星内 部に熱として埋め込まれるのかを計算した.これ までの研究では、熱として埋め込まれる割合は自 由パラメタとして与えられていた.しかし火星サ イズの天体を考える場合には、集積エネルギーの うちどれだけの割合が熱として内部に埋め込まれ るのかが非常に重要なのであって、これを天下り に与えるわけにはいかない.

また、本研究ではシリケイトと金属の分離過程 をモデルに採り入れた.これまでの火星サイズの 惑星の初期熱史の計算では、シリケイトと金属と の分離は取り扱われて来なかった.これは、分離 のメカニズムが良くわかっていなかったことや、 仮にStevenson[6]が提唱したようなメカニズムが働

くとしても,これを再現するには非常に複雑な計 算になってしまうことに原因がある.

本研究においてモデル化した分離過程は、衝突 により生じるマグマポンドの底に形成される金属 塊のストークス沈降である.ここでマグマポンド とは、微惑星の衝突エネルギーの開放によって衝 突地点直下に局所的に形成される熔融領域のこと を指す.TonksとMeloshは微惑星の衝突地点付近は 強く加熱されるために高い熔融度が達成され、シ リケイトと金属が重力的に分離するというアイデ ィアを提案した[7]. この分離により、まず衝突に よって生成された熔融領域の底に金属塊が形成さ れる、阿部[8]はこの金属塊がシリケイトマントル 中をストークス沈降する時間を見積もることによ って、微惑星がある程度よりも大きい場合には、 集積中に金属コアの形成が完了しうる事を示した. しかし彼が用いたマントルの粘性率は、集積中の 原始惑星の値としては小さすぎるように思われる. また粘性率は温度の強い関数であるから、金属と シリケイトとの分離は熱史と同時に解かなければ ならない.

本研究では全ての衝突を離散的に考え,毎回の 衝突について原始惑星内部の加熱とクレーター形 成に伴う熱の再配置を考慮する.これまでの研究 では時間発展問題を解くにあたって,衝突による エネルギーの埋め込みや原始惑星表面付近がかき 混ぜられる効果を,微惑星のサイズ分布を元に時 間的になめらかな関数として表現してきた.しか しこの取り扱い方には大きな問題がある.詳しく は後で解説するが,衝突による加熱と衝突に伴っ て表面付近の熱が再配置される効果とは,単純な 重ね合わせで表現できないからである.また毎回 の衝突を個別に扱うことによって,マグマポンド の底に形成される金属塊のサイズを決めることが できる.金属塊の沈降速度は金属塊自身のサイズ に依存することを考慮して,それぞれ運動を追う.

衝突地点に熔融領域が形成されるようになるの は、さまざまなパラメタにも依るが、原始惑星の 半径が3000kmを越えた辺りからである。それ以後 の衝突では金属塊が形成され、原始惑星内部を沈 降してゆく。形成される金属塊の総数は、微惑星 のサイズにも依るが、数万個から数百万個にもな る。熱史計算、個々の衝突プロセスと同時にこれ だけの数の金属塊の沈降をそれぞれ正確に追うこ とができるのは、最近の計算機の能力の飛躍的な 向上の賜である。

2. 数値計算モデル

本研究では微惑星の衝突と原始惑星の成長とい うタイムスケールの大きく異なるふたつの現象を 取り扱う必要がある.そのため、本研究で用いる 数値計算は大きくふたつの部分にわかれている. ひとつは微惑星の衝突による惑星内部の温度構造 への擾乱や金属塊の形成を求める部分で,扱う現 象のタイムスケールは非常に短い.もうひとつは 熱伝導方程式や金属塊の沈降(時間発展)を解く部分 で、衝突現象に比べるとそのタイムスケールは圧 倒的に長い.計算の手順としては、まず衝突によ る熱擾乱を計算し、次の衝突までの時間間隔△tに ついて時間発展を解く.これを原始惑星が現在の 火星のサイズに成長するまで繰り返し計算する.

時間発展を解くには,球対称1次元問題として 取り扱った.すなわち,衝突によって与えられた 温度擾乱を水平方向に平均化し,こうして求めら れた1次元平均温度場に対して時間発展問題を解 く.この取り扱いは主に有限な計算資源によるも のだが,物理的にそれほど問題ではない.なぜな らば,衝突は十分多数回起こり,なおかつ衝突に よる温度擾乱のスケールは衝突してくる微惑星の サイズ程度で原始惑星のサイズに比べて十分小さ いからである.また,局所的に存在する熱を広範

囲で平均化することによって,冷却速度が変わっ てしまうように思えるかも知れないが,惑星の成 長時間の程度では熱拡散はほとんど効かないため, 結果にはほとんど影響しない.

2.1 微惑星について

衝突してくる微惑星のサイズは、仮定したサイ ズ分布からランダムに決定する.ここでは、微惑 星のサイズ分布として惑星集積のN体計算によっ て求められた分布を用いる[3].それによると、原 始惑星が寡占的に成長している場合、ある質量m より大きな微惑星の総数Nは

$$dN \propto m^{-2.5} dm \tag{1}$$

と表される.分布関数の巾が-1よりも小さいこと から、微惑星全体に対してmより質量の小さな微 惑星の占める割合は、微惑星の最小質量mminだけ で決まる.原始太陽系星雲のダスト層の重力不安 定によって微惑星が形成されるとする林モデル[9] によると、mminは10¹⁶-10¹⁷kg程度と考えられている. しかし暴走成長の開始までに微惑星がどこまで成 長しているかは、まだわかっていない.その後、 重力不安定は起こらないという可能性も指摘され、 実際にmminがどの程度の値なのかは現時点ではよ く判らない.そこで本研究ではこのmminをパラメ タとして変化させ、それが結果にどのような影響 を与えるのかを見る.標準モデルとしては、計算 時間の都合も考慮して、10¹⁸kgを採用した.

衝突から次の衝突までの時間間隔△tは,原始惑 星の集積時間 τ_{acc}と微惑星の質量mを用いて次のよ うに与える.

$$\Delta t = \frac{m}{M_{final}} \tau_{acc} \tag{2}$$

ここで M_{final} は原始惑星の最終的な質量で,現在の 火星の質量(6.42×10^{23} kg)を採用した.原始惑星の 集積時間は τ_{acc} は 10^{5} 年から 10^{6} 年のオーダーと見積 もられている.本研究の標準モデルとしては $\tau_{acc}=10^{\circ}$ 年を採用した. τ_{acc} が結果に与える影響 は, τ_{acc} をパラメタとして10[°]年から10[°]年まで振る ことによって調べた.

微惑星の衝突速度 v impは, 原始惑星表面からの 脱出速度 v esc に等しいと仮定する.惑星集積理論 によると, 原始惑星が寡占的に成長している間は 微惑星のランダム速度は脱出速度に比べて十分に 小さいからである.

微惑星の組成は、集積を通して一定で現在の火 星のバルク組成に等しいと仮定した.すなわち、 シリケイト成分が全体の80wt%で、残り20wt%が Fe-FeSを主成分とする金属成分である.それぞれ の端成分の密度としては、3500kg/m³、6700kg/m³を 採用した.これから、バルクの密度はおよそ 3870kg/m³である.

2.2 衝突加熱

各衝突毎にどれだけのエネルギーがどのような 分布で埋め込まれるのかについては、衝撃波を記 述するユゴニオ方程式と熱力学方程式を使って計 算する.衝突直後にクレーターが形成されること によって衝突地点付近が大きく変形する効果も考 慮する.このとき物質の移動に伴う熱エネルギー の再配置も計算する.

2.2.1 衝撃波の伝播

衝撃波の通過に伴う温度上昇は,後に示すよう に各点の感じる衝撃最大圧力の関数として求める ことができる.まず衝撃最大圧力が衝突地点から の距離と共にどのように減衰するのかを見積もる.

微惑星が原始惑星表面に衝突すると衝突地点付 近に同程度に圧縮された球形の領域が形成される. これを等圧核(isobaric core)と呼ぶ.その後等圧核 に蓄えられたエネルギーは衝撃波として周囲に伝 播してゆく.等圧核のサイズは、本研究で考えて いるような衝突速度範囲では、衝突した微惑星の

サイズに等しい.

等圧核中の衝撃最大圧力P_cは,等圧核中の粒子 速度u_cの関数として

$$P_c = \rho_0 u_c \Big(C + S u_c \Big) \tag{3}$$

と表される[10]. ここで, ρ₀は衝突前の密度, Cと Sは実験によって決められるべき物性値である. 微 惑星と衝突地点との組成が等しい場合には, ucは 衝突速度vimpの半分に等しい. 組成が異なる場合 には, インピーダンスマッチング法(両者の接面で 速度が等しいという条件を課す)によって求める. 金属とシリケイトの混合物の物性値CとSの求め方 は補遺1にまとめた.

衝突地点での衝撃最大圧力が求まったら,次に, 衝突地点から距離rだけ離れた地点での衝撃最大圧 力*P_{max}(r)*を求める. 衝撃波は運動量を保存しなが ら伝播すると仮定する[10]と*u*(*r*)=*u_c*(*r/r_c*)²であるか ら,

$$P_{max}(r) = \rho_0 u_c \left(\frac{r}{r_c}\right)^{-2} \left\{ C + S u_c \left(\frac{r}{r_c}\right)^{-2} \right\}$$
(4)

となる.ここで u_c , r_c はそれぞれ等圧核での粒子速度,等圧核の半径である.

2.2.2 衝撃加熱量の見積もり

物質中を衝撃波が通過すると,まず急激に圧縮 され,次に断熱的に元の圧力状態に戻る.このと きに生じる温度上昇量*△T*は,衝撃圧縮に伴う比エ ントロピー上昇量*△s*から,

$$\Delta T = T_0 \left[\exp\left(\frac{\Delta_S}{C_p}\right) - 1 \right]$$
 (5)

として求められる.ここで T_0 は衝撃波通過前の温度, C_n は比熱である.

△sは、次の2本の微分方程式を数値的に積分す ることによって求められる[11]

$$Tds = \frac{C_0^2 S \delta^2}{\left(1 - S \delta\right)^3} d\delta \tag{6}$$

$$dT = \frac{C_0^2}{C_p (1 - S\delta)^3} \left[\alpha T (1 + S\delta) (1 - \delta) + S\delta^2 \right] d\delta \quad (7)$$

ここでδはオイラー歪みで, 圧力Pと

$$\delta = \frac{\rho - \rho_0}{\rho} \tag{8}$$

$$P = \frac{\rho_0 C_0^2 \delta}{\left(1 - S\delta\right)^2} \tag{9}$$

なる関係がある. a は体積膨張率である. ただし, これらの式で表されるTは衝撃圧縮中の温度であっ て, 衝撃波通過後の温度ではない.

このようにして求めた温度上昇量は水平方向に 平均化し,1次元問題として取り扱う.水平方向 の平均化の方法は補遺2にまとめた.

2.2.3 クレーター形成に伴う熱の再分配

微惑星衝突時に,原始惑星内部の温度構造に影響を与えるのは衝突加熱ばかりではない.衝突に よってクレーターが形成される際,原始惑星内部 にあった物質が原始惑星表面まで運ばれる.これ によって原始惑星内部の熱量が「掘り出される」 ことになる.もし原始惑星内部の温度が地下ほど 高くなっていれば,これは外向きの熱の流れをも たらす.逆に,表面近くほど温度が高ければ内向 きの熱の流れをもたらす(図1).

これまでの研究では、クレーター形成に伴って 発生する熱フラックスの効果を表現するのに Safronovのモデルが広く採用されてきた.Safronov は記述を簡単にするために、衝突によって掘削放 出された物質は再びクレーターの内部に落下する と仮定した.この場合、クレーター形成が衝突地 点付近に与える熱的影響は、クレーター内部の撹 拌に等しい.Safronovはこれを有効熱拡散係数とし て表現した[1].

しかし、この取り扱いには妥当性に疑問がある. まず容易に想像できるように、クレーター内部の



図1 クレーター形成に伴う物質の移動の摸式図.(a)微惑星が衝突すると(b)衝突地点付近は掘削され、(c)衝突放出物はクレー ターの周囲に堆積する.(d)しかしこの構造は重力的に不安定なため物質の移動が生じ、(e)クレーターはアイソスタシーを回復 する.

مهما الدارين الواقفان ووراوه وسواه

an canadanga 🗰 waan paraka sa ta ana kata na kata na kata na kata na kata sa

物質は外側に放出される.また,クレーター形成 直後のリバウンドを考えると,クレーターの内側 は表面方向へ大きく移動し,クレーターの外側は 周囲に堆積した衝突放出物(ejecta blanket)の影響で 沈降する.更に,衝突によって強く加熱された衝 突地点付近の物質は,クレーター形成とその後の リバウンドの影響を強く受ける.この効果は衝突 加熱過程と同時に考慮しなければならないが, Safronovは前述のようにクレーター形成の影響は熱 拡散係数として,加熱項とは独立に熱輸送方程式 に組み込んだ.

これに対し本研究ではクレーター形成による原 始惑星表層の変形量を求め,これによる熱の再分 配を評価した[12].まず,衝突によって掘削される 領域をMaxwellのZ-model[13]によって求める(z=3と した).クレーターの周囲に堆積する衝突放出物の 厚さは月の巨大クレーターを参考にして,距離の 3乗で減衰すると仮定し[14],さらに体積の保存が 成り立つものとした(衝突放出物の体積=掘削体 積+微惑星体積).このとき,惑星の曲率も考慮に いれた.掘削される領域の物質は掘削前(衝突加熱 直後)の温度が一様化されるものと仮定して衝突放 出物層に付加する.

こうして求めたクレーター地形は、クレーター 掘削直後の地形を表している.この掘削直後のク レーター(transient crater)がアイソスタシーを回復す ることによって惑星内部の物質移動が生じる.そ の変位場は、物質の強度や粘性率に依存するはず だが、ここでは単純に深さzにおける鉛直方向の移 動距離 $\zeta(z, \theta)$ は直上の表面の凹凸 $\zeta_0(\theta)$ の関数と して

 $\zeta(z,\theta) = \zeta_0(\theta) \exp\left(-\frac{z}{H}\right) \tag{10}$

と表されると仮定する.ここでθは原始惑星の中 心を原点とする球座標系においてクレーターの中 心を惑星の天頂とした時の天頂角である.*H*は変 位の減衰の特徴的距離であり、クレーターの直径 に等しいとした.

深さzを通過する熱フラックスF↑(z)は,深さzを 通過する物質の持つ熱エネルギーを加えたもので あるから

$$F_{\uparrow}(z) = 2\pi r^2 \int_0^{\pi} \int_{z+\zeta(\theta)}^{z} \rho C_p T(z') dz' d\theta \qquad (11)$$

と表される.

クレーター形成による熱の再配置は、衝突前に 形成されていた温度場のみならず、衝突によって 埋め込まれた熱の分布に対しても行われる.我々 は両方の効果を考慮した.

2.3 金属塊の形成と沈降

惑星が成長すると重力が大きくなり、微惑星の 衝突速度が増す.微惑星が十分に大きな速度で衝 突すると、衝突地点直下にはマグマボンドが形成 される[7].マグマボンドの形成に必要な衝突速度 は衝突地点の初期温度により、初期温度が300Kだ と7km/s、1000Kだと4.5km/sと求められる.マグマ ボンドの内部では、密度の違いによって金属とシ リケイトが重力分離する.この分離はマグマボン ドの冷却に比べると速やかに進行する[8]

本研究では、等圧核の底の温度がシリケイトの 融点を越えた時、マグマボンドが形成されたと考 える.ただし、本研究で用いる「融点」はシリケ イトの粘性率が急激に小さくなる温度を表してい る.形成されたマグマポンドの底には、熔融金属 が沈澱する.沈澱した熔融金属がその後、ひとつ のかたまりとして沈降するのか複数にわかれて沈 降するのかは良くわからないが、ここでは簡単の ために微惑星に含まれていた全ての金属成分が、 ひとつの巨大な金属塊を形成すると仮定する.

この金属塊は十分大きく,シリケイト中を沈降 しうる.沈降は,ストークス則で記述できるもの と仮定し,沈降速度vを

$$\upsilon = \frac{2}{9} \frac{a^2 \Delta \rho g}{\eta} \tag{12}$$

と与える.ここでaは金属塊の半径(=(m/(ξπp))¹³), Δpはその金属塊と周囲との密度差,gはその地点 での重力加速度,ηはシリケイトの粘性率である.

粘性率は温度の強い関数であるばかりでなく, 差応力の関数でもある.差応力がまだそれほど大 きくないときの粘性率は次式で与える.

$$\eta = \eta_0 \exp\left(b \, \frac{T_m}{T}\right) \tag{13}$$

ここでT_mはシリケイトの融点, ŋ₀=4.9×10^sPa・s, b=23.25である[15]

差応力が大きい場合,粘性率は次の式で与える.

$$\eta = \eta_{I} \sigma^{-2.5} \exp\left(c \frac{T_{m}}{T}\right)$$
(14)

ここで η_1 =4.17×10¹⁴Pa·s, c=43.3, σ =2a Δpg は金属塊によって発生した差応力である[15]. 計算 では式(13), (14)によって得られる値を比べ,小さ い方を用いた.

シリケイトの融点Tmは圧力の関数として

$$T_m = T_{m,0} \left(1 + \frac{P}{P_0} \right)^q$$
(15)

と与える. ここでT_{m,0}=1500K, P₀=2.07×10¹⁰Pa, q=0.36である[16].

大きさの異なるふたつの金属塊は互いに衝突し, より大きな金属塊を形成する可能性がある.本研 究では,金属塊の合体成長を確率的に取り扱う. 原始惑星の中心からの距離がrの地点で,半径a1, a2のそれぞれの金属塊がすれ違うときに,両者が 合体する確率pは以下の式で与える.

$$p = \frac{\left(a_1 + a_2\right)^2}{4r^2}$$
(16)

2.4 熱伝導方程式

衝突から次の衝突までの時間間隔△について解 くべき熱伝導方程式は、次のようなものである.

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial r} \left[\kappa_{cond} \frac{\partial T}{\partial r} + \kappa_{conv} \left\{ \frac{\partial T}{\partial r} - \left(\frac{\partial}{\partial r} \right)_s \right\} \right] + E_i + E_g (17)$$

ここで、 K cond は熱拡散係数、 K conv は対流によ って運ばれる熱フラックスを表す実効熱拡散係数、 Eiは衝突によって与えられる熱擾乱、Eg はシリケ イトと金属の重力分離によって発生する熱をそれ ぞれ表す。(祭)。は断熱温度勾配を表している。本研 究では全ての衝突は離散的に扱い、Ei は時間的に 連続的な関数としてではなく離散的に与えている。 惑星の集積時間程度ではU,Th,Kといった長寿命放 射性核種の壊変熱は無視できる。

境界条件は,惑星中心で温度勾配無し,表面に ついては大気の効果を無視し,宇宙空間へ逃げて ゆく単位面積辺りの輻射Fradを

$$F_{rad} = \sigma T_s^4 - \frac{S_{\Theta}}{4}$$
(18)

で与える.ここでσはステファンボルツマン定数, *T*sは惑星表面温度, Suは太陽輻射によって与えら れる単位面積あたりのエネルギーである.Suの値 は若い太陽は今よりも暗かったことを考慮して, 416W/m²(現在の火星軌道での値の70%)を採用し た.輻射平衡が成り立っている場合の表面温度は 207mKである.

式(17)で、*kconv*を求める際には混合距離理論に より、

$$\kappa_{conv} = \begin{cases} 0 & \left(\frac{\partial T}{\partial r}\right) > \left(\frac{\partial T}{\partial r}\right)_{s} \\ \frac{\rho C_{p} \alpha g \ell^{4}}{18\eta} \left[\left(\frac{\partial T}{\partial r}\right) - \left(\frac{\partial T}{\partial r}\right)_{s}\right] & \left(\frac{\partial T}{\partial r}\right) < \left(\frac{\partial T}{\partial r}\right)_{s} \end{cases}$$
(19)

と求まる[17]. ℓは混合距離で,対流が生じる境界, すなわち惑星表面または温度勾配が断熱温度勾配 に等しくなるところまでの距離である.

部分熔融が進み粘性率が小さくなると,対流に よって運ばれる熱量が非常に大きくなるため,安 定に計算するにはタイムステップを非常に短くと らなければならない.そこで,以下のような工夫

をすることによって計算時間が非常に長くなって しまう問題を回避する.

粘性率は、融点を越えるとあるところで急激に 小さくなる.すると、熱フラックスは急激に大き くなり、大量の熱エネルギーが運び去られるため に温度は下がる.このフィードバックによって、 熔融領域の温度勾配は融点の温度勾配に等しくな ると考える.ある時間ステップにおいて融点を越 えている領域の温度構造Tが与えられた場合、その 時間ステップでの温度構造を以下の連立方程式の 解T⁽ⁿ⁾で置き換える.

$$\int \left(T - T_{sol}\right) dr = \int \left(T^{(n)} - T_{sol}\right) dr$$
 (20)

$$\frac{\partial T^{(n)}}{\partial r} = \frac{\partial T_{sol}}{\partial r}$$
(21)

3. 計算結果

3.1 標準モデル

図2に標準モデルの場合の計算結果を示す.全体 的な特徴としては、原始惑星の中心部はほとんど 温度が上がらずに低温のまま保たれており、そこ から外に向かっておよそ半径の2乗に比例するよう に温度が上昇している.これは単位質量当たりの 集積エネルギーが半径の2乗に比例していることに よる.

表面の熱境界層の厚さは最終的な半径 *Rfinal*(=3400km)の1割程度の厚さになっている.これは特徴的なサイズの微惑星が衝突した時に形成 されるクレーターの代表的な直径にほぼ等しく, 衝突に伴う表面の変形が熱史に大きな影響を与え ていることを示している.

衝突地点にマグマポンドが形成され、シリケイトと金属が分離するのは半径が0.8*Rfinal*を越えてからである。形成された金属塊はある程度よりも深いところへは沈降することができず、金属成分に

catalogica de 👞 cara o posso a comp

富む層を形成する.この金属濃集層に対応して, 温度構造に折れ曲がりが見られる.これは金属塊 の沈降によって開放された重力エネルギーが内部 を温めたことが原因である.

また,温度が融点を越えていなくても金属の分離が生じている.これは,平均温度が融点を越え ていなくても衝突地点では局地的に融点以上の高 温が達成されるためである.半径に比べると金属 濃集層の厚さは薄いようにも思われるが,原始惑 星全体の体積の6割以上で金属はシリケイトから 分離している.

3.2 パラメタへの依存性

本研究で用いたモデルは集積時間 raccと最小微 惑星質量mminのパラメタを含む. 図3,4に,それ ぞれのパラメタが結果にどのような影響を与える のかを示した. τ_{acc}が10年の場合と10年の場合と では、105年の場合の方が原始惑星内部の温度が高 くなっている.これは原始惑星が表面からの放射 によって冷えるよりも速く集積によって原始惑星 が成長してしまうためである. これに対して, tacc が10年の場合と107年の場合とでは結果はほとんど 変わらない、これは原始惑星内部の冷却が熱伝導 によって律速されているためである、このため、 τaccが10⁶年よりも長い場合には、最終的な原始惑 星の内部温度構造は raccにはあまり依存しない. 最小微惑星質量は結果により強く影響する. 最小 微惑星質量が大きいと温度が高くなるのは、衝突 の際のエネルギーの埋め込み効率が良いことを反 映している. mmin=10¹kgだと分化がほとんど進行 しない、これは微惑星のサイズが小さいために衝 突による集積エネルギーの熱化の効率に比べて掘 り返しの効果が強く出るためである。内部が温め られると金属とシリケイトとの分離はより内部に まで進み,原始惑星内部ははっきりとした3層構 造を持つようになる.



0.2

0

0.4

0.6

R / R_{final}

0.8

1.0

図2 標準モデルの計算結果.(a)は温度構造の進化を(b)は密度構造の進化を表しており、共に横軸は最終的な半径 R_{final} (=3400km)で規格化されている.点線、破線、実線はそれぞれ、原始惑星の半径が R_{final} の0.6倍、0.8倍、1倍に達したときの内 部構造を示している.(a)のグラフにはそれぞれの場合について圧力の関数として求められたシリケイトの融点が書き込まれてい る.また、参考のために集積エネルギーのうち2割が熱として蓄えられた場合の温度構造(一点鎖線)も書き込まれている.(b)の グラフは、すべて同じ座標で作図すると線が重なって見辛くなるので、それぞれの線について原点がずらしてある.ρはバルク密 度を表し、縦軸のスケールは全て同じ.



図3 τ_{acc} と最終的な原始惑星の内部構造の関係. (a)の見方は図2と同じ. (b)には最終的な密度構造のみが書き込まれている. τ_{acc} として10⁶年、10⁶年、10⁷年を与えた場合の計算結果が示してある.



図4 mminと最終的な原始惑星の内部構造の関係. グラフの見方は図3と同じ. mminとして5×10¹⁸kg, 10¹⁸kg, 10¹⁷kg, の3通り を採用し、それぞれの場合について最終的な内部構造がどのようになるのかを示している.

4 考察

4.1 これまでのモデルとの比較

本研究によって得られた原始惑星内部の熱構造 の特徴は全体としてはCoradiniら[18]の結果と似て いる.しかし彼らの計算結果では最高到達温度が シリケイトの融点程度であるのに対し,本研究の 計算結果ではそれほど高温にはなっていない.こ れは衝突によって与えられる熱エネルギーの算出 方法の違いによる.本研究では,既に述べたよう な方法でそれぞれの衝突毎に埋め込まれる熱量を 計算したのに対し,彼らのモデルでは熱の埋め込 み効率としてあらかじめ0.3という大きな値を与え て計算している.

また,表面の熱境界層の厚さはCoradiniらの結果 では0.3*Rfinal*(=1000km)程あったのに対し,本研究 の計算結果では0.1*Rfinal*(=340km)程度しかない.彼 らが計算で用いた微惑星の特徴的サイズは,我々 が用いた値に比べると大きいため,彼らの計算で はクレーター形成に伴う熱フラックスの効果がよ り強く現れたためである.

4.2 金属濃集層の形成

金属塊は計算をしたパラメタ範囲内では惑星の 中心まで沈降することなく,途中で停止してしま っている.これにはふたつの理由が考えられる. ひとつには直下の未分化コアの温度が低く,粘性 率が大きすぎるためにそれ以上侵入できないこと, もうひとつには同じ深さに金属が溜りすぎて浮力 が稼げないということである.このうちどちらか だけが重要なのではなく,両方の効果が相まって それぞれの金属塊が沈降できなくなった結果,特 定の深さに金属塊が濃集する.

4.3 コアはいつできるのか

ales allo 🗰 one contrato en

それでは金属コアはいったいいつ形成されるの

control of the state of the sta

か.未分化コアと金属層の入れ替わりの数値実験 をした研究として,Hondaらの研究がある[19].未 分化コア部分の粘性率が入れ替わりのタイムスケ ールに強く影響するという彼女らの結果は重要で ある.我々のシミュレーションによって得られた 未分化コアは低温のままで,大きな粘性率を持つ. このままであれば,金属層と未分化コアの入れ替 わりは到底起こりそうにもない.しかし,数億か ら数十億年というタイムスケールを考えた場合に は,長寿命放射性核種の崩壊による発熱が効いて くる.火星マントル中のU,Th,Kの存在量[20]は, 最初の5億年で300K,10億年で550K,30億年なら ば1150Kの温度上昇に相当する.これだけの発熱 量があれば内部は十分に温まり,未分化コアと金 属層との入れ替わりが進行するものと考えられる.

Hondaらの研究では未分化コアや金属層の粘性率 は一定として扱われているのため、直接本研究の 結果と比較することはできないが、彼女らの結果 を参考にすると、標準モデルで得られた温度、密 度構造から金属コアを形成するには十数億年かそ れ以上の時間を要するものと評価される.

4.4 大気の保温効果

最後に、このモデルでは考えてこなかった大気 の保温効果について軽く触れておく、微惑星に水 などの揮発性成分が含まれている場合、これらが 衝突によって放出され、大気が形成される可能性 がある.とくに水蒸気は赤外域に連続した強い吸 収帯を持つために温室効果ガスとして効率的に働 く.この水蒸気大気の温室効果を考慮にいれた地 球の初期熱史モデルによると、水蒸気の温室効果 によって地表面温度は上昇し、マグマオーシャン が形成される.形成されたマグマオーシャンへの 水蒸気の溶解により、大気中の水蒸気が減るとい うフィードバックによって、地表面温度は融点付 近に保たれる[21].ここではひとつの極端として、 衝撃最大圧力が,蛇紋岩が水和水を放出する圧力 (衝突速度2km/sに相当)を越えたら,それ以後は地 表面温度は融点に保たれる[21]という条件を入れた 計算をした.その結果を図5に示す.この計算の際 には,図2と同じパラメタを用いた.これを見ると, 半径が0.4*Rfinal*を越えた後に集積した部分に関して は金属とシリケイトとの分離が進むものの,分離 はそれ以上内部に進んでいない.これは内部の未 分化部分が依然として冷たく,金属が沈降できな いためである.



図5 半径が 1500km よりも大きくなった後は表面温度を 1500度で一定に保った場合の内部構造の進化。グラフの見 方は図3と同じ。点線、破線、一点鎖線、実線の順に、そ れぞれ原始惑星の半径が最終的な値の 0.4倍、0.6倍、0.8倍、 1倍になった時点での内部構造を示している。

このように極端を考えたとしても、原始惑星の 中心には未分化の、冷たいままの核が残る.ただ しこの場合には金属層の厚さは大気の効果を考え なかった場合に比べると非常に厚く、重力不安定 による未分化コアと金属層との入れ替わりは速や かに進行する可能性がある.

ただし、火星は地球に比べると重力が小さく、 大気は集積の間に逃げてしまうかも知れない.ま た、一度水蒸気を含む大気が形成されても、衝突 から次の衝突までの間に凝結してしまうかもしれ ない.大気の安定性に関してはまだ議論が必要で ある.

5. まとめ

原始惑星が火星サイズにまでが暴走的に成長す る際の初期熱史をシミュレートする数値計算モデ ルを構築した.本モデルは惑星集積理論や衝突過 程に関する最近の研究の結果を採り入れており, これまでのモデルよりもより現実的なモデルと言 える.また本モデルでは,シリケイト成分と金属 成分とがマグマポンドの形成を通じて重力分離す る効果も考慮した.

マグマポンドを形成するようなエネルギーの大 きな衝突は原始惑星が十分に大きくならないと生 じないため、また一方、原始惑星中心付近の温度 は低いままのため、重力分離は原始惑星中心に金 属核を形成するには至らない、火星サイズの原始 惑星の内部は内側から、冷たい未分化の核、主に 金属成分からなる層、おもにシリケイト成分から なる層の3層構造になる.

集積終了後,金属層と未分化コアとは重力不安 定によって入れ替わりを生じる.しかしこの入れ 替わりは,未分化コアが長寿命放射性核種の崩壊 熱によって温められることによって進行する.た とえ大気による保温効果を考慮にいれたとしても,

原始惑星中心に金属核が形成されるには,数億年 かそれ以上の時間を要すると考えられる.

参考文献

- [1] Safronov, V.S., 1969: "Evolution of the Protoplanetary Cloudand Formation of the Earh and Planets.", (English Translation, NASA Techn. Transl. TTF 667, 1972);1978: Icarus, 33, 3.
- [2] 例えば Stevenson, D. J., 1985: Ann. Rev.Earth Planet. Sci. 15, 271.
- [3] Kokubo, E. and S. Ida, 1995: Icarus 114, 247;1996: Icarus 123, 180;1998: Icarus 131, 171.
- [4] 例えば Cameron, A. G. W., 1997: Icarus 126, 126.
- [5] Lee, D.-C. and A. N. Halliday, 1997: Nature, 388, 854.
- [6] Stevenson, D. J., 1990: in "Origin of the Earth"(Eds. H. E. Newsom and J. H. Jones, Oxford University Presss, New York), 231.
- [7] Tonks, W. B. and H. J. Melosh, 1992: Icarus 100, 326.
- [8] 阿部豊, 1993: 地球中心核 3, 309.
- [9] Hayashi, C. et al., 1985: in "Protostars and Planets II" (Eds. D. C. Blackand M. S. Matthews, Univ. of Arizona Press, Tucson, Arizona), 1100.
- [10] 例えば Melosh, H. J., 1989: "Impact Cratering", 47.
- [11] 高木靖彦,水谷仁, 1990: 惑星科学 8,1.
- [12] Senshu, H. et al., 1999: Proc. 32th ISAS LPS, 72.
- [13] Maxwell, D. E., 1977: in "Impact and Explosion Cratering"(Eds D. J. Robby., R. O.

Pepin., and R. B. Merrill., Pergamon Press, New York), 1003.

- [14] McGetchin, T. R. et al., 1973: Earth and Planet. Sci. Let. 20, 226.
- [15] Karato, S. et al., 1986: J. Geophys. Res. 91, 8151.
- [16] Zannle, K. J. et al., 1988: Icarus 74, 62.
- [17] Sasaki, S. and K. Nakazawa, 1986: J. Geophys. Res. 91, 9231; Abe, Y., 1995: in "The Earth's Central Part: Its Structure and Dynamics" (Ed. T. Yukutake), 215.
- [18] Coradini, A. et al., 1983: Phys. Earth Planet. Inter. 31, 145.
- [19] Honda, R. et al., 1993: J. Geophys. Res. 98, 2075.
- [20] Wänke, H. and G. Dreibus, 1988: Phil. Trans. Roy. Soc. London A235, 545.
- [21] Abe, Y. and T. Matsui, 1985: J. Geophys. Res. 90, C545.
- [22] Jeanloz, R., 1989: J. Geophys. Res. 94, 5873.

補遺1:混合物のCとS

混合物の密度 ρは体積平均で求められる.

$$\bar{\rho} = \left(\frac{x_s}{\rho_s} + \frac{x_m}{\rho_m}\right)^{-1} \tag{22}$$

ただし, xは質量分率であり, 下添字sとmはそれぞ れシリケイト成分と金属成分の物性値であること を示す.

衝突パラメタCはバルク音速に等しいので,

$$C^{2} = \frac{1}{\rho} K_{0,S} = \left(\frac{\partial_{\rho}}{\partial P}\right)_{S}^{-1}$$
(23)

ここでK_{0,S}は体積弾性率である.これに式(22)を代入すると,以下の式が得られる.

$$\bar{C} = \left\{ \left(\frac{\bar{\rho}}{\rho_s}\right)^2 \frac{1}{C_s^2} x_s + \left(\frac{\bar{\rho}}{\rho_m}\right)^2 \frac{1}{C_m^2} x_m \right\}^{-1/2}$$
(24)

衝突パラメタSと体積弾性率の圧力微分K'0,Sの間には

$$K'_{0,S} = \left(\frac{\partial K_{0,S}}{\partial P}\right)_{S} = \frac{\partial \left(\rho \bar{C}^{2}\right)}{\partial P} = 4S - 1$$
(25)

なる関係が成立する[22]ので,式(22),(23)を代入 して

$$\tilde{S} = \left(\frac{\rho}{\rho_s}\right)^3 \left(\frac{c}{C_s}\right)^4 x_s S_s + \left(\frac{\rho}{\rho_m}\right)^3 \left(\frac{c}{C_m}\right)^4 x_m S_m \qquad (26)$$

を得る.

シミュレーション計算では、各端成分の衝突パ ラメタCとSはそれぞれシリケイト成分については C_s =4960m/s, S_s =1.324, 金属成分については C_m =4070m/s, S_m =1.775を採用した.

補遺2: 衝突加熱の平均化

原始惑星の半径がR_pの時に半径rの微惑星が衝突 した場合を考える.原始惑星内部において、衝撃 波の通過に伴う温度上昇量△Tが、等圧核の中心か らの距離aの巾関数として

$$\Delta T(a) = \sum T_n \left(\frac{a}{a_0}\right)^{-n} \tag{27}$$

として表されると仮定する.ここでa_oは定数である.

この巾関数が有効な範囲が $a_1 < a < a_2$ であるとする と、原始惑星中心からの距離 $R \sim R + dR$ の球殻に与え られる熱エネルギーdE(R)は

$$dE(R) = \int_{\theta_1}^{\theta_2} 2\pi R \sin \theta \rho C_p \Delta T(a) R d\theta dR \qquad (28)$$

と計算される.ここで ρ は密度, C_p は比熱である. また $\theta_{1,2}$ はそれぞれ

$$\cos\theta_{1} = \frac{\left(R_{p} - r\right)^{2} + R^{2} - a_{1}^{2}}{2R\left(R_{p} - r\right)}$$
(29)

$$\cos\theta_2 = \frac{\left(R_p - r\right)^2 + R^2 - a_2^2}{2R\left(R_p - r\right)}$$
(30)



図6 衝突加熱の平均化の概念図

である(詳しくは図6参照).

以上をまとめると, 半径*R~R+dR*の球殻の平均温 度上昇量 <u>△7(R)</u>は

$$\overline{\Delta T(R)} = \frac{dE(R)}{4\pi\rho C_p R^2 dR}$$
$$= \frac{a_0^2}{2R(R_p - r)} \left[T_2 \ln \frac{a_2}{a_1} + \sum_{n \neq 2} \frac{T_n}{n - 2} \left\{ \left(\frac{a_1}{a_0} \right)^{2-n} - \left(\frac{a_2}{a_0} \right)^{2-n} \right\} \right]$$
(31)

と計算される.