原始マンツルの分化過程—モデルアプローチ—

阿 部 豊*

Differentiation Process of Proto-Mantle of the Earth —A Modeling Approach—

Yutaka ABE*

Abstract: During the formation stage of the Earth, release of gravitational energy results in global melting and formation of a magma ocean. Thermal and chemical evolution of the magma ocean is examined based on a one-dimensional two phase flow model. The following results are obtained. When a magma ocean is vigorously convecting, chemical differentiation occurs at the intermediate melt fraction (20~30%) because of large viscosity change. The magma ocean is kept just at the melt fraction, at which the differentiation proceeds most rapidly. Hence, chemical differentiation in the magma ocean seems to be inevitable, if density and composition difference exist between solid and melt. Chemical differentiation is controlled by composition difference of melt and solid phases at intermediate melt fraction rather than those at liquidus or solidus. Moreover, the resulted elemental distribution does not always reflect difference of partition coefficients.

1. はじめに

現在の地球はコア、マンツル、地殻、海洋、大気と異なる成分からなる層構造を持っている。さらにマンツル内部にも組成の異なる層が存在しているかも知れない。最近の惑星形成論に基づくと、地球ができるときにはじめからこのような順序で物質が集まり、層構造ができるということは考えにくい。むしろ、はじめは金属鉄、シリケート、揮発性物質の混合物であったものが分化し、鉛直方向に元素移動が起こった結果、現在見られる状態になったと考えられる。もちろん地球ができたときに最初に集まった物質と最後に集まった物質の組成が多少は異なっていた可能性はある。しかし現在見られる層構造の形成には鉛直方向の元素移動が本質的な役割を果たしたと考えられる。このような分化過程は明かに地球史上で最も重要なイベントであったに違いない。しかもそれは地球進化のきわめて初期に起こったと考えられる。本稿では地球形成過程の理論的な考察に基づいて、まず最初に原始地球が大規模に熔融することをしめし、次に大規模熔融が起こった場合の原始マンツルの分化過程について

考えられることを述べる。

2. 大規模熔融の必然性=マグマオーシャンの形成

原始地球が大規模に融解すれば各種の分化作用や元素移動は起こり易くなるであろう。現在までに原始地球の融解、すなわちマグマオーシャンの形成をもたらす具体的なメカニズムは大きく分けて2通り提案されている。どちらも、地球形成時に解放される重力エネルギーをその熱源とする。地球の形成で解放される重力エネルギーは 2×10^{32} J程度であり、地球形成以来の放射性元素崩壊による発熱の総量よりも一桁大きい。これは全地球を約40000 Kまで加熱するのに十分である。従って、この内の数パーセントでも原始地球を暖めるのに使われれば原始地球の融解が起こることが期待される。

最近の惑星形成論では、地球は微惑星と呼ばれる小天体の衝突合体(集積)によって、 $10^7 \sim 10^8$ 年かかって形成されたと考えられている。マグマオーシャン形成機構の一つは、惑星形成過程で生じる原始大気の保温効果によるものである。この場合には原始大気が、原始太陽系星雲ガスを原始地球が重力的に捕獲した結果生じたものであるか¹⁾、あるいは微惑星衝突時の脱ガスで生じたものであるか²⁾によって少し異なるが、いずれにせよ原始地球は表面付近から加熱され、原始地球内部は大部分が部

1991年8月31日受理

* 名古屋大学水圏科学研究所
Water Research Institute, Nagoya University, Furocho,
Chikusa-ku, Nagoya, 464-01

分熔融状態になると考えられる。もう一つの機構は微惑星衝突時に原始地球内部に重力エネルギーの一部が「埋め込まれる」ことである。微惑星が原始地球に衝突すると、微惑星直径の倍くらいめり込み、高温高压の状態に圧縮され、圧力の解放と同時に自分自身と周囲の物質を吹き飛ばす。この過程で融解が起こる程度のエネルギーは熱として埋め込まれると推定されている³⁾。

上述した二つの機構は矛盾するものではなく同時に働くと考えられる。しかし、微惑星のサイズ分布によってどちらの効果が卓越するかは変わってこよう。微惑星のサイズ分布が、とりわけ集積の末期にどのようなものであったかはよくわからない。集積する微惑星が100 km サイズ程度以下の比較的小さなものである場合には、おもに大気の保温効果が効き、部分熔融状態のマグマオーシャンが形成されると考えられる²⁾。一方、月・火星程もある巨大な微惑星の衝突が起こる場合には、衝突時に殆ど全地球が10000 K 以上の高温状態になり、原始地球は殆ど完全熔融状態のマグマオーシャンになると考えられる⁴⁾。

いずれにせよ、形成中の原始地球内部にはマグマオーシャンが形成される。しかし、一言でマグマオーシャンと言っても、巨大微惑星衝突で生じる完全熔融のマグマオーシャンと、原始大気の保温効果とコア形成による内部発熱で維持される部分熔融状態のマグマオーシャンでは、かなり違ったものであるといわざるを得ない。

3. マグマオーシャン中の原始マンツルの分化：その問題点

マグマオーシャンの形成はコアの形成、原始マンツルの分化、原始大気海洋の形成進化といった地球型惑星の分化過程に決定的に重要な役割を果たしたと考えられが、ここではマグマオーシャン中で進行する原始マンツルの分化過程に注目してみたい。

マグマオーシャンが部分熔融状態になると(最初は完全熔融状態だったとしてもいずれ冷却して部分熔融状態になるのは明かである)固相液相の密度差による重力分離がおこるはずである。部分熔融状態で共存する固相液相間には組成差があり、これが重力分離するということは惑星内部で半径方向の元素移動が起こることに他ならない。従って部分熔融状態のマグマオーシャン内部での固液重力分離がおこると惑星内部に化学的な層構造が形成される。マグマオーシャン内で生じた初期層構造がそのまま現在観測されるとは限らないが、それでも何等かの痕跡が残り、従ってその痕跡から初期状態について情報が得られる可能性がある。

最近 Kato et al.⁵⁾は、上部マンツルの微量元素組成から、地球形成過程で下部マンツル深度にまで達するような深いマグマオーシャンが形成されたとは考えにくいと述べた。これは下部マンツル圧力下での微量元素の固相液相間の分配実験の結果に基づいている。Kato et al. は、Hf, Zr, Sc は固相に、Ca, Sm は液相に入りやすいことを示した。このことは下部マンツル圧力下で固液分離すると Sm/Hf, Sc/Sm 比は原材料物質の値から大きくずれることを意味する。一方で、現在の上部マンツルで知られる Sm/Hf, Sc/Sm 比はコンドライト的であり、このような固液分離の影響を受けていない様に見える。Kato et al. はこのことから下部マンツルでは固液分離が起こっていない、従って下部マンツルに達するような深いマグマオーシャンが形成されるとは考えにくいとした。もし、この議論が正しければ、必然的に完全熔融の深いマグマオーシャンを作ってしまう巨大微惑星集積説にとっては一つの反証となる⁶⁾が、この議論にはまだ決着がついていない。

その原因の一つはマグマオーシャン中での固液分離過程がきわめて複雑で、十分に理解されていないことによる。複雑になる要因としては次のような事が挙げられる：1. 重力分離過程はメルトフラクションによって異なる機構で律速される。メルトフラクションが大きければ固相が液相の中を沈降浮上することで律速されるが、メルトフラクションが小さければ固相中の液相の浸透流によって律速されるはずである。2. マグマオーシャン中では激しい対流が起こっていると考えられる。このために固液分離過程は対流混合によって妨害される可能性がある。実際 Tonks and Melosh⁷⁾は対流効果が重力分離を妨げる場合があることを示した。3. マグマオーシャンはやがて冷却し、固化する。固化の速さが速ければ、固液分離が進まない内に全体が固化し、分化しないまま残るかも知れない。4. マグマオーシャンの主要な熱源は地球の成長による重力エネルギーの解放である。地球が成長しているために、(a)未分化の材料物質がマグマオーシャンに供給され続けている、(b)地球質量が増加するためマグマオーシャン内部の圧力は徐々に上昇する、このために融点が増し固化することがありうる、(c)微惑星の衝突が起こり、それによって混合されると同時に加熱される。

マグマオーシャン中で起こる原始マンツルの分化過程を考察するには、上述した要因を定量的に検討することが必要である。しかしこのような複雑な過程を一度にまとめて考察するのはきわめて困難である。したがって、ここではまず、いくつかの素過程の検討結果について紹介

し、つぎに比較的簡単な状況下でこれらの過程が組合わさった場合のマグマオーシャンモデルの結果を紹介する。

4. マグマオーシャン分化の素過程

ここではまずいろいろなメルトフラクションのもとでの固液分離の速さについて検討し、次に対流や微惑星衝突による混合の効果について検討する。簡単のため、最初は融解固結といった相変化を考えない。この場合には熱輸送の問題と固液分離の問題とは切り離して考えることができる。

4.1 重力分離

マグマオーシャン中の重力分離は固・液二相流体中の質量輸送過程の一つである。これを鉛直一次元の二相二成分流中の輸送方程式を用いて表現する。固・液両相がどちらも非圧縮性で固相液相が相変化をしない場合、質量輸送方程式は以下ようになる：

$$c + v \frac{\partial c}{\partial z} = - \frac{\rho}{\rho_s - \rho_m} \frac{\partial v}{\partial z} \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial z} = \frac{\rho_s - \rho_m}{\rho_s \rho_m} \frac{\partial J}{\partial z} \quad (2)$$

ここで z は鉛直座標(上向きを正)、 c は固相の体積分率、 v は混合流体の局所的な重心運動の速度である。 ρ_m , ρ_s , ρ はそれぞれ液相, 固相, 混合物の密度である。 ρ と v はそれぞれ $\rho \equiv \rho_s c + \rho_m (1-c)$, $\rho v \equiv \rho_s c v_s + \rho_m (1-c) v_m$ と定義される。 v_m と v_s は液相と固相の鉛直運動速度である。 J は重心に相対的な固相の質量輸送流束であり、次式で定義される。

$$J \equiv \rho_s c (v_s - v) = \frac{\rho_m \rho_s c (1-c)}{\rho} (v_s - v_m). \quad (3)$$

重力分離は固液の相対運動による質量輸送であるから、質量流束 J の中に表現される。次に重力分離による固相の質量流束 J_{grv} を推定しよう。前述のように固相が空間に占める割合 c が小さい場合には固相と液相の相対運動はストークスの法則に従うであろう。一方で、固相が空間に占める割合が大きく液相が少ない場合には質量流束は浸透流の法則に従うであろう。この両者は一見全く異なるが、 J_{grv} は同じ形式でかけられる：

$$J_{\text{grv}} = \frac{a^2 g (\rho_s - \rho_m) \rho_s \rho_m}{\eta_m \rho} F(c) \quad (4)$$

ここで a は固体粒子のサイズ、 η_m は液相の粘性率、 g は重力加速度である。 $F(c)$ は相対運動の形態に依存し、以下のように与えられる：

$$F(c) = \frac{(1-c)^3}{1000c} \quad (0.92 < c) \quad (5a)$$

Fig. 1 Mass flux due to gravitational differentiation is shown as a function of melt fraction, ϕ . Parameters used in the calculation are $a=1$ mm, $(\rho_s - \rho_m)/\rho_m = 0.05$, $\rho_m = 4000$ kg/m³, and $\eta_m = 100$ Pas (viscosity of basalt melt).

$$= \frac{c(1-c)^{5.5}}{1.4} \quad (0.23 < c < 0.92) \quad (5b)$$

$$= \frac{2}{9} c(1-c) \quad (c < 0.23) \quad (5c)$$

式(5a)と(5b)は浸透流の法則によるもので、それぞれ Blake-Kozeny-Carman と Rumpf-Gupta の浸透率の表式によっている。(5a)中の定数は融解実験に基づいた McKenzie⁹⁾の値を用いた。従ってこれは $c > 0.93$ 以上ではよい近似になっているはずである。(5b)の表式は Dullien⁹⁾によって $0.3 < c < 0.65$ で推奨されている。式(5c)はストークスの法則による。要するに(5)の表式はもっともらしい値を外挿して滑らかにつないだものである。

Fig. 1 は計算された J_{grv} の値をメルトフラクション $\phi (\phi \equiv \rho_m (1-c)/\rho)$ に対してプロットしたものである。以下の計算では標準値として次の値を用いた： $a=1$ mm, $(\rho_s - \rho_m)/\rho_m = 0.05$, $\rho_m = 4000$ kg/m³, $\eta_m = 100$ Pas (玄武岩メルトの粘性率)。メルトフラクションが変わると質量流束は著しく変化することがわかる。厚さ L の層内で重力分離によってメルトフラクションが変化する特徴的時間は $\tau_{\text{grv}} = c \rho L / J_{\text{grv}}$ で与えられる。ここで L としてマグマオーシャンの深さをとり、重力分離の特徴的時間を推定したものが Fig. 2 に示されている。メルトフラクションが10%程度以上になると 10^7 年で100 km 以上の

厚さの液相が分離することになる。このことはマグマオーシャンができ、そのままの状態が地球形成時間 $\sim 10^8$ 年以上持続するならば無視できない量の固液分離が起こることを意味する。

4.2 混合

次にマグマオーシャン中の混合過程、微惑星の衝突による混合と、対流による混合について検討する。

4.2.1 微惑星衝突による混合 ここでは微惑星の衝突時間間隔が重力分離の継続時間の上限を与えると考えて微惑星の衝突時間間隔を重力分離の継続時間と比較してみる。微惑星衝突でかき乱される領域の深さと面積は衝突する微惑星の大きさに依存し、大きな微惑星はほど大きな領域をかき乱す。従って、逆に深さ d の位置をかき乱す微惑星のサイズを見積ることができる。また微惑星のサイズ分布が知られていれば、ある大きさの微惑星がどのような時間間隔で衝突するかを知ることができる。このことから深さ d の位置がかき乱される時間間隔を見積ることができる。原始惑星の半径の成長率が一定であったとすれば、深さ d の位置の混合の時間間隔 $\tau_s(d)$ は近似的に次式で表される：

$$\tau_s(d) = \frac{S_s(d)}{\pi(r_E - d)^2 \tau_{acc}} \quad (6)$$

ここで r_E は惑星半径、 τ_{acc} は惑星集積時間、 $S_s(d)$ は深さ d の位置で微惑星集積によってかき乱される面積の総和である。 $S_s(d)$ は深さ d 以上をかき乱すサイズ範囲の微惑星衝突でかき乱される面積を積分すればよい。

微惑星のサイズ分布がべき乗則に従うと仮定すれば、サイズ分布は最大微惑星の質量 M_{ix} とべき指数 q で決まる。微惑星衝突時には、1. 微惑星の原始惑星への貫入、2. クレーター形成、の二つの機構によって混合が起こると期待できる。ここではその両者について混合の時間間隔を推定し、その内の短いものを採用した。

微惑星貫入に関しては Kiefer and Simonds¹⁰⁾の貫入深さ d_p を採った

$$d_p = 2r_i \frac{V_i}{V_s}, \quad (7)$$

ここで r_i は微惑星の半径、 V_i と V_s は衝突速度と衝撃波速度である。微惑星と原始惑星の物性が似ていれば $V_s = C_0 + sV_i/2$ となる。 C_0 と s はユゴニオパラメータであり、ここでは $C_0 = 3000$ m/s, $s = 1.5$ と選んだ。また貫入で乱される面積は衝突断面積とし、 $s_p = \pi r_i^2$ であたえた。

クレーターの深さ d_c と面積 s_c は Holsapple and Schmidt¹¹⁾のスケールリング則によって次のように与えた：

$$\begin{aligned} d_c &= fr_c \\ s_c &= \pi r_c^2 \end{aligned} \quad (8)$$

Fig. 2 Time interval of the impact stirring as a function of depth, d . Three cases with different cratering parameters (“quartz sand”, “momentum scaling” and “energy scaling”) are shown. Thin broken lines indicate the characteristic time of the gravitational differentiation, τ_{grv} . Numbers attached to lines are melt fraction, ϕ .

$$\pi f_c^3 = A \left(\frac{m_i}{\rho} \right)^{1-\alpha/3} \left(\frac{g}{V_i^2} \right)^{-\alpha}$$

r_c はクレーターの半径、 m_i は微惑星の質量、 f はクレーターの深さと半径の比である。 A と α は実験または理論的に与えられる無次元パラメータである。ここでは3つの場合：石英砂上での実験¹¹⁾、Davies³⁾によって“エネルギースケールリング”と“運動量スケールリング”の極限として与えられたものを考えた。

Fig. 2に深さと衝突時間間隔の関係を示した。ここでは $M_{ix} = 0.1M_E$, $q = 1.75$, $\tau_{acc} = 1 \times 10^8$ 年とした。細い破線は重力分離の特性時間 τ_{grv} で数字はメルトフラクションを表す。いずれのクレーター形成パラメータに従ってもメルトフラクションが10%程度以上になると重力分離の方が速いことがわかる。つまりメルトフラクションが10%程度以上の場合には微惑星衝突はあまり重力分離を妨げないことになる。さらにいえば、もし微惑星衝突による加熱で10%程度以上の融解が起これば、むしろ分離は促進されることになる。

4.2.2 対流混合 激しい対流が起こっている時の対流混合による質量流束 J_{env} は渦による拡散で混合を近似すると、次の式で与えられる。

$$J_{env} = -\kappa_c \rho \frac{\partial x}{\partial z} \quad (9)$$

ここで x はいま考えている物質の質量分率、 κ_c は質量

Fig. 3 Viscosity of partial melt used in the calculation is shown as a function of the melt fraction.

流束に関する渦拡散率である。Reynoldsのアナロジーによれば質量流束に関する渦拡散率と熱輸送に関する渦拡散率 κ_{th} は等しいと期待できる。 κ_{th} と熱流束 J_q と温度勾配 $(\partial T/\partial z)$ の間には次の関係がある。

$$J_q = -\rho C_p \kappa_{th} \left[\left(\frac{\partial T}{\partial z} \right) - \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_s \right] - \rho C_p \kappa \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right) \quad (10)$$

ここで C_p は固液混合物の定圧比熱、 $(\partial T/\partial z)_s$ は断熱温度勾配、 κ は熱拡散率である。混合距離理論から^{(12), (13)}

$$\kappa_{th} = \text{MIN} \left\{ \begin{array}{l} \kappa \sqrt{\frac{\alpha g l^3}{16}} \left[\left(\frac{\partial T}{\partial z} \right) - \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_s \right] \\ \kappa \frac{\alpha g l^3}{18\nu} \left[\left(\frac{\partial T}{\partial z} \right) - \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_s \right] \end{array} \right. \quad (11)$$

となる。ここで ν , α は固液混合物の動粘性率、定圧熱膨張率で、 l は混合距離である。混合距離としては境界からの鉛直距離を採った。従って渦拡散率は境界からの距離の関数であり、境界ではゼロになっている。こうして計算した熱流は広いパラメータ範囲で対流熱輸送の実験値をよく説明するから、この方法で推定した渦拡散率も妥当な値であることが期待される。(ただしここでは固相の存在が対流に及ぼす効果は無視されている：このことは対流混合の効果を過大評価することにつながる)。ここでは固相の粘性率を $\eta_s = 10^{21}$ Pas とし、部分熔融状態に於ける固液混合物の粘性率は経験式に基づいて推定した^{(14), (15)}。これによるとメルトフラクションが約40%のところで粘性率は約20桁変化する (Fig. 3)。40%メルト

Fig. 4 Characteristic time scale of melt-solid differentiation under vigorous convection as function of melt fraction ϕ and depth of Magma ocean. At high melt fraction ($\phi > \sim 40\%$) and low melt fraction ($\phi < \sim 20\%$) convective mixing suppress the differentiation. However, rapid differentiation is expected at intermediate melt fraction. The calculation was made for given heat flux of 10 W/m^2 . We assumed no phase change between melt and solid to occur.

トのときに急変するのは推定に用いた仮定に依存するが、粘性率の急変が30から40%メルトの間で起こることは良く知られている。

定常的な熱対流が存在し、固相と液相が化学反応しないとき(対流している水の中に砂粒を混ぜたような状況)、対流混合下での重力分離はここまでで与えられた方程式を用いて計算することができる。その結果は固相の量が非常に少ない場合には実験結果⁽⁶⁾とよく一致する。しかしここでは対流混合下での重力分離をいちいち再現することはせず、対流混合下での重力分離の特徴的時間スケールを大雑把に推定したものを示す。これは厚さ L の層内での対流混合の特徴的時間 $\tau_{cnv} = L^2/\kappa_{th}$ と重力分離の特徴的時間 τ_{grv} から $\tau^{-1} = \tau_{grv}^{-1} + \tau_{cnv}^{-1}$ として推定できる。ここでは $C_p = 1000 \text{ J/kgK}$, $\alpha = 10^{-5} \text{ K}^{-1}$, $\kappa = 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ とし、対流熱流束を 10 W/m^2 に固定して計算した。これはコア形成が 10^8 年かかって起こる場合に相当する熱流束である。

結果は Fig. 4 に示されているが、メルトフラクションが40%程度以上の時と20%程度以下の時には、対流混合が卓越し、分離時間が事実上無限大になっている。一方でメルトフラクションが40%と20%の間にあるときにはきわめて短い時間で重力分離が起こってしまっている。このことは以下のように考えることができる。メルトフラクションが大きいときには固液混合物の粘性が低

く、対流が激しくなるために混合が卓越する。これは Tonks and Melosh⁷⁾の主張と一致する。メルトフラクションを減らして行くと、前述したように、40%程度のところで固液混合物の粘性が急激に大きくなるために対流運動は不活発になる。しかし浸透流による質量流束は依然かなり大きいために (Fig. 1), 重力分離が卓越し、短時間で分化してしまう。更にメルトフラクションを小さくすると固液重力分離の質量流束は急激に小さくなり、再び混合効果が卓越するようになる。この結果から対流下の重力分離は混合物の粘性率の急変が起こるメルトフラクションの時に一番進行し易いことがわかる。従って化学分化はこのメルトフラクションでの固液の組成差によって支配され、リキダス上やソリダス上での固液の組成差によって支配されるわけではない事が示唆される。

5. マグマオーシャン進化モデル

前節までは純粋に力学的な効果だけを考え、マグマオーシャンの進化に及ぼす熱の効果は考えなかった。すなわち前節までの議論では融解固結の相変化や、それに伴う潜熱解放、対流による冷却、あるいは融点勾配の効果などは考えていなかった。ここでは、重力分離、対流混合、冷却、固液相変化、圧力による融点変化の効果をすべて含む一次元モデルを紹介する。融解固結の相変化を考慮した場合、メルトフラクションの変化は結局は熱輸送に依存することになる。熱は対流などだけでなく固液の重力分離によっても運ばれる。このような効果も考慮して熱輸送の基本式を与える。簡単のためにここでは地球の成長つまり未分化物質の供給や圧力上昇、微惑星衝突による混合・加熱の効果を無視する。この仮定は巨大微惑星衝突直後のマグマオーシャンの進化を考える場合には適当であろう。このとき球対称性と固相・液相間の局所熱平衡を仮定すると、エネルギー収支の式は球質量座標上で次のようになる¹⁵⁾。

$$\left[C_p + \Delta h \left(\frac{\partial \phi}{\partial T} \right)_p \right] \frac{\partial T}{\partial t} = -4\pi \frac{\partial}{\partial m} r^2 [J_q + \Delta h (J_{gm} + J_{cm})] + \Delta v g J_m + q_r \quad (12)$$

ここで T は温度、 m は質量座標、 q_r は単位質量単位時間当りの発熱量である。 Δh と Δv はそれぞれ固液間の比エンタルピーと比容の差である。 J_{gm} , J_{cm} はそれぞれ重力分離および対流混合によるメルトの質量流束である。ここでは $\Delta h = 4 \times 10^5$ J/kg と選んだ。 $\Delta v \approx \rho_m^{-1} - \rho_s^{-1}$ である。

メルトフラクション ϕ は固相線温度 T_{liq} 液相線温度

T_{sol} から $(T - T_{sol}) / (T_{liq} - T_{sol})$ として計算した。 T_{liq} と T_{sol} は Ohtani¹⁷⁾の推定に基づいて Abe and Matsui²⁾が用いたものと同じである。熱流束は (10) 式から計算した。重力分離によるメルトの質量流束 J_{gm} は (4) 式の J_{grv} の符号を変えたものである。また対流混合によるメルトの質量流束を求めるには (9) 式の x を ϕ に置き換えればよい。

エネルギーバランスの式だけでは化学的な分化がどの様に進行するかはわからない。それを調べるためには微量元素の輸送についても考える必要がある。微量元素の質量収支の式は次のように書ける¹⁵⁾。

$$\frac{\partial \omega_i}{\partial t} = -4\pi \frac{\partial}{\partial m} r^2 \left[\frac{1 - K_i}{K_i + (1 - K_i)\phi} \omega_i J_{gm} - \rho \kappa_c \frac{\partial \omega_i}{\partial r} \right] \quad (13)$$

ここで ω_i は元素 i の質量分率で K_i は固液間での元素 i の分配係数である：

$$K_i \equiv \frac{(\text{固相中の元素 } i \text{ の濃度})}{(\text{液相中の元素 } i \text{ の濃度})}$$

つまり $K_i > 1$ は compatible element であり、 $K_i < 1$ は incompatible element である。

ここでは最も速く冷える場合を調べるために地表には大気はないと仮定し、内部熱源は考慮しなかった ($q_r = 0$)。ここで使用した物性パラメータ (粘性率、密度、結晶サイズ、比熱、潜熱など) はすべて素過程の検討で用いたものと同じである。この計算でもメルトフラクションの変化による粘性率の急変は考慮されている。

初期温度分布は地表温度 3000 K の時の断熱温度勾配で与えた。これは巨大微惑星衝突の直後に期待されるような温度分布である。この状態から出発してメルトフラクションと温度分布の変化を 10^6 年毎に示したものが Fig. 5 である。大気を考えていないので非常に急速にマグマオーシャン上部は冷却し 100 万年以内に 30% メルトの状態まで固化した。ここで冷却速度はがたと落ち、20 から 30% メルトの状態が 400 万年以上継続している。これをもっと詳しくみると 40% メルト位まで固化した段階で粘性が大きくなって対流熱輸送の効率が落ちると、次は重力分離による熱輸送で冷却し、重力分離の質量流束が小さくなるまで固化したところで長時間保たれている。

Fig. 5 からは物質の移動は余り明瞭ではない。トレーサーとしての微量元素分布の変化を調べたものが Fig. 6 である。ここでは 3 つの incompatible element ($K_i = 0.01, 0.1, 0.5$) と 2 つの compatible element ($K_i = 10, 100$) の挙動を考えた。初期には元素濃度は一定であったと仮定した。incompatible element は 50 km 程よりも深

Fig. 5 Time evolution of the temperature and melt fraction distribution. Profiles are shown at 1 million year interval.

Fig. 6 Time evolution of trace element concentration profiles. Concentration of elements with different partition coefficients are shown at 1 million year interval.

い領域では初期濃度の1/10程度まで減少し、逆に50 km 程度よりも浅い領域では10倍程度まで濃縮している。compatible element は400 km よりも浅い領域では初期濃度の0.1%以下まで減少し、より深い領域ではやや濃縮されている。compatible element と incompatible element では全く分布パターンが異なるものの、compatible element 同士、incompatible element 同士では分配係数に大きな差があるにも関わらず良く似た分布をしていることが注目される。とりわけ K_1 が約10よりも大きいときや約0.1よりも小さいときには元素分布は分配係数にきわめて鈍感になる。さらに compatible element も incompatible element もある深さ範囲ではどちらも初期濃度から減少している。この様に元素分布は重力分離によって初期の状態から大きく変化するものの、その変化の仕方は必ずしも元素の分配係数の値を直接的には反映していないことがわかる。ここでは示さないが、低い部分溶融状態から出発しても似たような進化をたどることが示される¹⁵⁾。

6. ま と め

以上の計算では、非常に単純化された場合を扱った。これから初期マンタルの分化について次のような示唆が得られる。

- 1 地球形成過程では大規模溶融が起こりマグマオーシャンができる。どの様なマグマオーシャンができるかは惑星形成過程の詳細に依存する。
- 2 重力分離はかなり速いプロセスであり、地球形成と同じくらの時間マグマオーシャンが(おとなしく)存在し続ければ、重力分離によって原始マンタル中に化学的層構造ができる。
- 3 微惑星衝突による混合(層構造の破壊)はメルトフラクションが10%程度よりも小さいときに有効である。衝突による加熱によってメルトフラクションが大きくなる効果も考慮すれば、むしろ混合効果よりも重力分離に寄与すると考えられる。
- 4 対流混合はメルトフラクションが大きいときと小さいときに効率的である。逆にメルトフラクションが中ぐらいで、固液混合物の粘性が急激に変化するところで重力分離は最も起こり易い。
- 5 マグマオーシャンが冷却する際には、固液混合物の粘性が急に大きくなるメルトフラクションのところまで急速に冷えるが、そのあとは冷却が遅くなる。このためマグマオーシャンは中程度のメルトフラクションに保たれる傾向がある。このメルトフラクションでは最も重力分離が起き易い。

6 このため固液間に密度差があり、かつ組成差がある場合には化学分化は不可避である。このときの化学分化は固液混合物の粘性率が激変するメルトフラクションでの固液の組成差によって支配され、リキダス上やソリダス上での固液の組成差によって支配されるわけではない。

7 化学分化の結果生じる元素分布は必ずしも固液間の分配係数の値を反映しない。

8 マグマオーシャンの熱・化学進化は初期条件にはかなり鈍感である。

ここで示したのは非常に簡単な場合だけであり、常に固相は液相よりも重いと仮定した。しかし、これは必ずしも正しくない。固相が軽い場合の計算はやや困難が伴うが、予備的な計算では、重力分離によって熱が運ばれる向きと対流によって熱が運ばれる方向が逆になる結果、全体が不安定化し、混合される可能性があることが示されている。この点については今後の検討が必要である。

References

- 1 Hayashi, C., Nakazawa, K. and Mizuno, H. (1979): *Earth Planet. Sci. Lett.*, **43**, 22-28.
- 2 Abe, Y. and Matsui, T. (1986): *J. Geophys. Res.*, **91**, suppl., e291-302.
- 3 Davies, G. F. (1985): *ICARUS*, **63**, 45-68.
- 4 Benz, W. Slattey, Cameron, A. G. W. (1987): *Icarus*, **66**, 515-535.
- 5 Kato, T., Ringwood, A. E. and Irifune, T. (1988): *Earth Planet. Sci. Lett.*, **89**, 123-145.
- 6 Ringwood, A. E. (1989): *Earth Planet. Sci. Lett.*, **95**, 208-214.
- 7 Tonks, W. B. and Melosh, H. J. (1990): in *Origin of the earth*, 151-174, Oxford, New York.
- 8 McKenzie, D. (1984): *J. Petrol.*, **25**, 713-765.
- 9 Dullien, F. A. L. (1979): *Porous media fluid transport and pore structure*, New York, Academic Press.
- 10 Kiefer, S. W. and Simonds, C. H. (1980): *Rev. Geophys. Space Sci.*, **18**, 143-181.
- 11 Holsapple, K. A. and Schmidt, R. M. (1982): *J. Geophys. Res.*, **87**, 1849-1870.
- 12 Vitense, E. (1953): *Z. Astrophys.*, **32**, 135-164.
- 13 Sasaki, S. and Nakazawa, K. (1986): *J. Geophys. Res.*, **91**, 9231-9238.
- 14 McBirney, A. R. and Murase, T. (1984): *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.*, **12**, 337-357.
- 15 Abe, Y. (1991): *Proc. 24th ISAS Lunar Planet. Sci. Symp.*, Inst. Space Astron. Sci., Sagami-hara, submitted.
- 16 Martin, D. and Nokes, R. (1988): *Nature*, **332**, 534-536.
- 17 Ohtani, E. (1983): *Phys. Earth Planet. Int.*, **33**, 12-25.