

特集 「惑星地球の形成と進化」

マグマオーシャン分化と惑星形成

阿部豊¹

1. 惑星形成と大規模融解：マグマオーシャン

惑星形成過程では大量の重力エネルギーが解放されるので、この一部が原始地球を暖めるのに用いられれば原始地球の大規模な融解：マグマオーシャン形成が起こることが予想される[例えば1-11]。ここでは大規模融解が起こった場合に期待されるケイ酸塩マンツルの化学分化過程から、地球形成時の環境について何か制約条件が与えられるのか考えてみたい。

ここでは特に下部マンツル圧力下での分化作用が進むか否かに注目してみる。Kato et al [12] は下部マンツル圧力下での融解実験を行い、この圧力のもとで生じるマグネシウムペロフスカイトにはSc, Yb, Y, Hf, Zrが濃縮しやすく、液層にはLa, Smが濃縮しやすいことを示した。この結果に基づいて下部マンツル圧力下でケイ酸塩マグマからマグネシウムペロフスカイト結晶の分離が進めば、マグマ中のSm/Sc, Sm/Hf, Lu/Hfが大きくなるであろうと予想した。しかし古いジルコンではこの比は隕石(つまり想定される地球材料物質)のものとあまり差がない。このことは、もともと下部マンツル圧力下で結晶分離が進まなかったか、あるいは地球形成後まもなく完全な混合が起こったことを要求しているように見える。

一方、いくつかの地球形成モデルでは下部マンツルにまで達するような深いマグマオーシャンが

形成される。上記のような化学的な条件はこのような地球形成モデルに対して否定的なのであろうか？

マグマオーシャンの冷却と結晶分離過程については既に多くの研究がなされている[13-18]。結論から言えば、上記の化学的な条件は必ずしも下部マンツルに達するような深いマグマオーシャンの形成を否定するものではない、しかし、全く制約を与えないわけではない。

2. 分化が進まない深いマグマオーシャン

深いマグマオーシャンが形成されても分化が進まない場合の例を一つ示そう。図1~2. は一次元のマグマオーシャン冷却・固液分離モデルの結果である[16]。この計算では地球内部には熱源はないとし、対流は混合距離理論で、固液分離は浸透流モデルで計算している。初期温度分布は地表で3000Kの断熱温度分布であると仮定した。図1. は温度とメルトフラクション(液相の質量分率)の時間変化を示している。初期の段階では急激に冷却が進み、23GPa以上の下部マンツル領域は冷却が始まってからわずか数千年で固化している。一方、マグマオーシャンが浅くなると冷却は急に遅くなり、図には示されていないが浅い部分は2億年以上も部分熔融状態を保つ。このような冷却のパターンは実は部分熔融状態での粘性率の変化と密接な関係がある。部分熔融層の粘性率はメルトフラ

¹東京大学大学院理学系研究科地球惑星物理学専攻

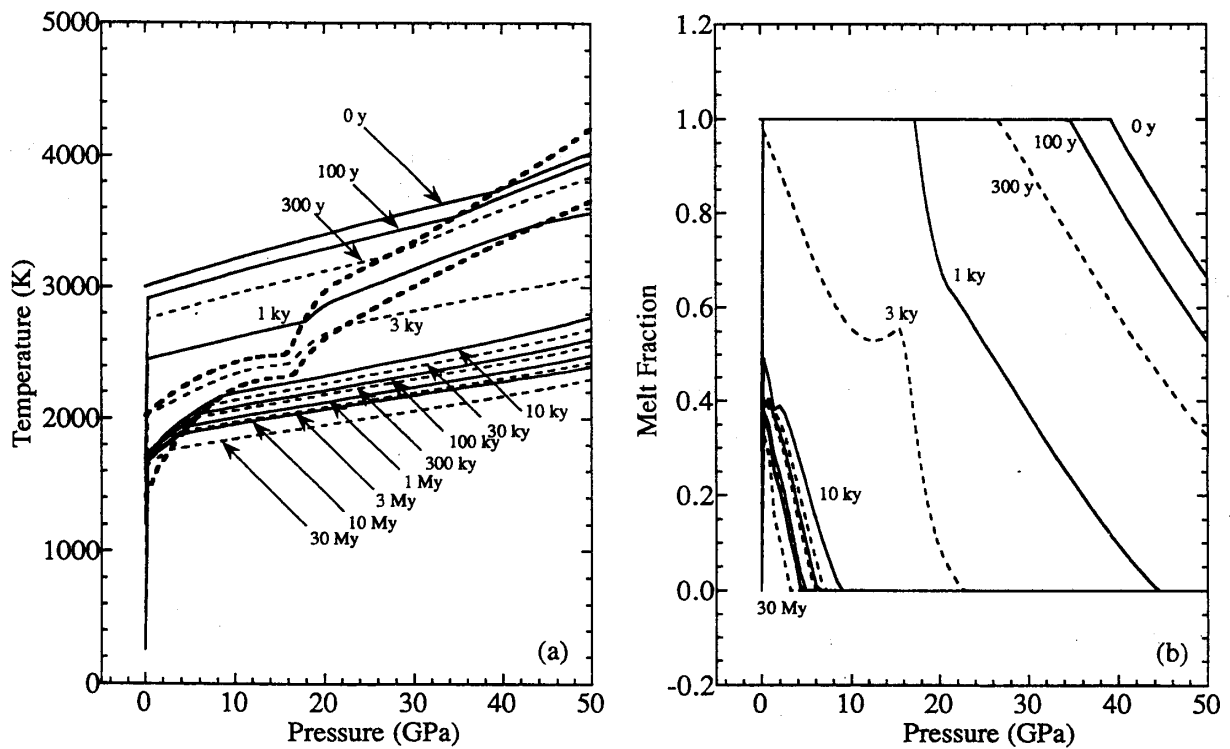


図1 深いマグマオーシャンの冷却の一例[16]. (a) 温度分布の変化(太い破線は融点：液相線と固相線), (b) メルトフラクションの変化. 数字は冷却の開始からの時刻.

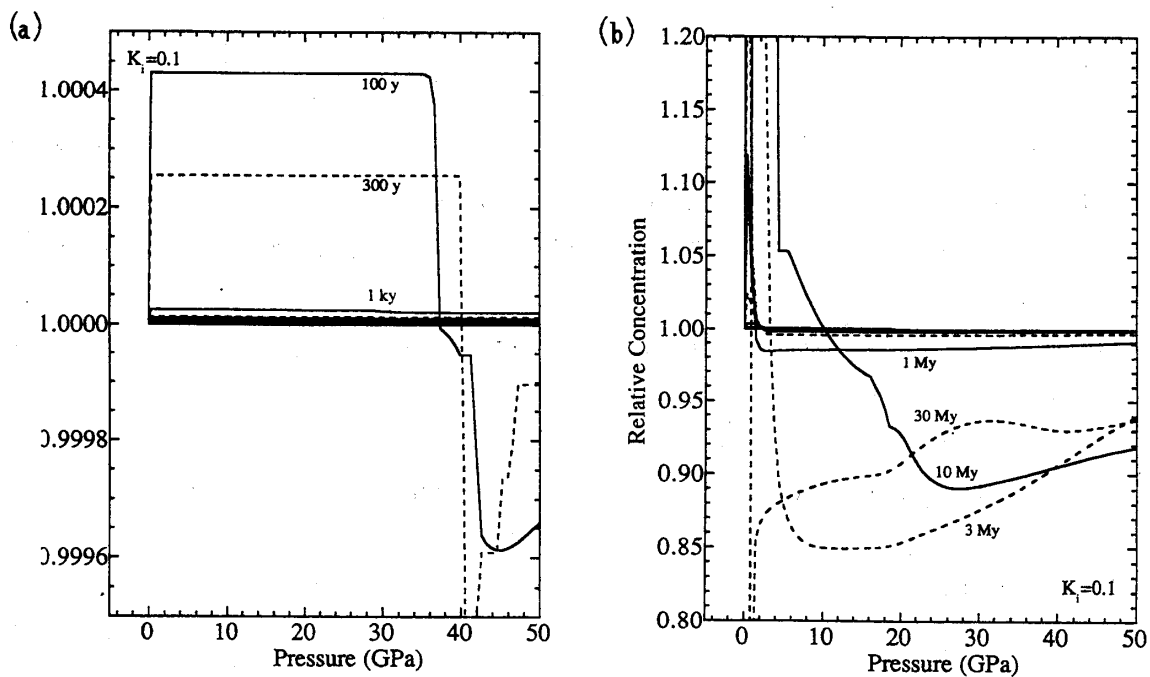


図2 深いマグマオーシャンの冷却に伴う元素分画[16]. (a) 下部マントル圧力下(23GPa 以上)で液相に濃集する元素と (b) 低圧下(23GPa 以下)で液相に濃集する元素の分布の時間変化を示す. 初期は一様分布として初期濃度との比を示す. 数字は冷却開始からの時刻(Abe, 1996).

クションが大きいときには殆ど液相の粘性率と同じで、メルトフラクションが小さいときには殆ど固相の粘性率と同じである。したがって粘性率はメルトフラクションの変化にともなって10桁以上も変化する。しかもあるメルトフラクションのところで急激に変化すると考えられている。いまここで採用したモデルでは、そのような変化はメルトフラクションが0.4のところでおこる。図をよく見ると、浅い部分のメルトフラクションが0.4以上の場合に冷却が速く、浅い部分でのメルトフラクションが0.4以下になると冷却が遅くなっている。粘性率が激変するメルトフラクションの大きさが変われば冷却の仕方は少し変わるが、基本的には同じである。

このような冷却をした場合に下部マントル圧力下(23GPa以上)で液相に入りやすい仮想的な元素を想定し、これがどのように振る舞うかを示したのが図2a.である。初期の濃度は一様として、初期濃度との比を表示してある。液相に濃縮される結果、わずかに上部に集まっていることがわかる。しか

し、濃縮の程度は極めて低く、事実上、この元素は本の濃度分布のまま、分化は起こっていない。一方、上部マントル圧力下(23GPa以下)で液相に入りやすい仮想的な元素の分布が図2bである。この元素は本の分布よりも20%以上も浅い部分に濃集しており、分化が進行したことがわかる。深いマントルでの分化は進行しないが、浅いところでの分化は進行したのである。

3. 分化が起こる条件

前節では下部マントル領域まで融解したにも関わらず、下部マントル圧力下での分化が進行しない例を示した。この節では分化が進む条件について簡単に検討してみよう。まずマグマオーシャンの深さと地表温度・熱流の関係性を推定する(図3)。これは高圧下での熱力学量の推定に依存するので、大体の目安と考えていただきたい。ここでは上部マントルの状態方程式を用い、低圧下での熱膨張率は $3 \times 10^5 \text{ K}^{-1}$ 、グリュナイゼンパラメーターは一定

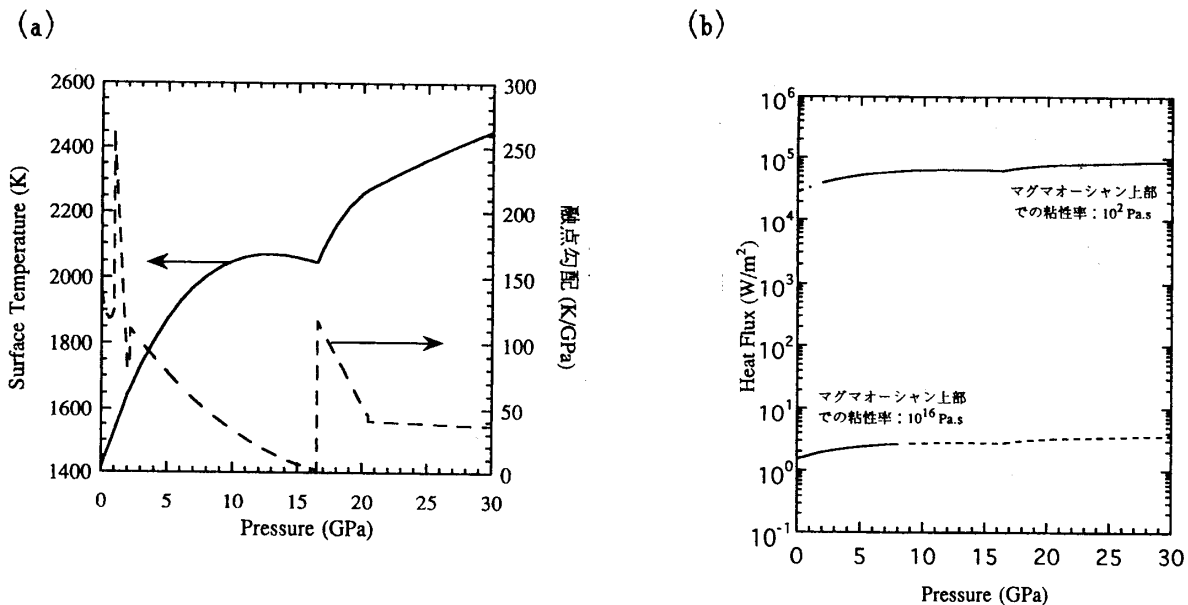


図3 (a) マグマオーシャンの深さ(底の圧力)と地表温度と底での融点(固相線)の温度勾配の関係。地表温度の計算では融解の潜熱が断熱温度勾配に及ぼす影響は無視してある。(b) マグマオーシャンの底の深さ(底の圧力)と大気がない場合の熱流の大きさ。地表付近での粘性率が100 Pa.sの場合と 10^{16} Pa.sの場合が示されている。メルトフラクションが小さいにも関わらず粘性率が低い場合や、完全熔融状態であるにも関わらず粘性率が高い場合は現実的でないので破線で示してある。

として計算してある。熱流の計算では、大気はないと考えて放射と対流による冷却を考えた。マグマオーシャン上部が完全熔融している場合と比較的メルトフラクションが小さい部分熔融状態の場合を想定し、粘性率が 100 Pa·s の場合と 10^{16} Pa·s の場合を求めてある。熱流は概ね粘性率の 1/3 乗に反比例する。大気がなく、深部まで融けている場合には非常に大きな熱流が期待される。この大きな熱流が前節で見た初期の速い冷却の原因である。

さて分離と混合の競合については、混合距離理論と浸透流による固液の分離のモデルで考える。分化が進む、つまり、固液分離が進むのは、固液分離の時間スケールが対流混合の時間スケールよりも短くなった場合と考える。今、マグマオーシャンの底に部分熔融層があり、浅い部分は断熱温度勾配になっている場合を考える。メルトフラクションが小さい部分熔融層内では粘性率が高いため、

融点(固相線)勾配に沿った超断熱温度勾配になっていると考えよう。部分熔融層の中で対流不安定が起こり、対流で熱流 J_q が運ばれるための条件から部分熔融層の厚さを決める。こうすると、導出は省略するが、分化が進むための以下の条件式が得られる。

$$\frac{a^2 \delta \Phi(\phi)}{\eta_m} \geq \frac{1}{\rho^2} \left[\frac{\alpha J_q^3}{288 C_p^3 g^5 \eta} \right]^{\frac{1}{4}} \left[\frac{dT_{sol}}{dP} - \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_s \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (1)$$

ここで a は結晶の粒径、 δ は固液の密度差と固相密度の比、 η は部分熔融層の粘性、 η_m は液相の粘性、 α は熱膨張率、 C_p は定圧比熱、 ρ は密度、 g は重力加速度、 dT_{sol}/dP は融点(固相線)の勾配、 $(\partial T/\partial P)_s$ は断熱勾配である。 $\Phi(\phi)$ は浸透率に関係した係数で、メルトフラクション ϕ の関数であり、 $\phi=0.3$ のとき 0.002、 $\phi=0.2$ のとき 0.0004 程度と考えられる。

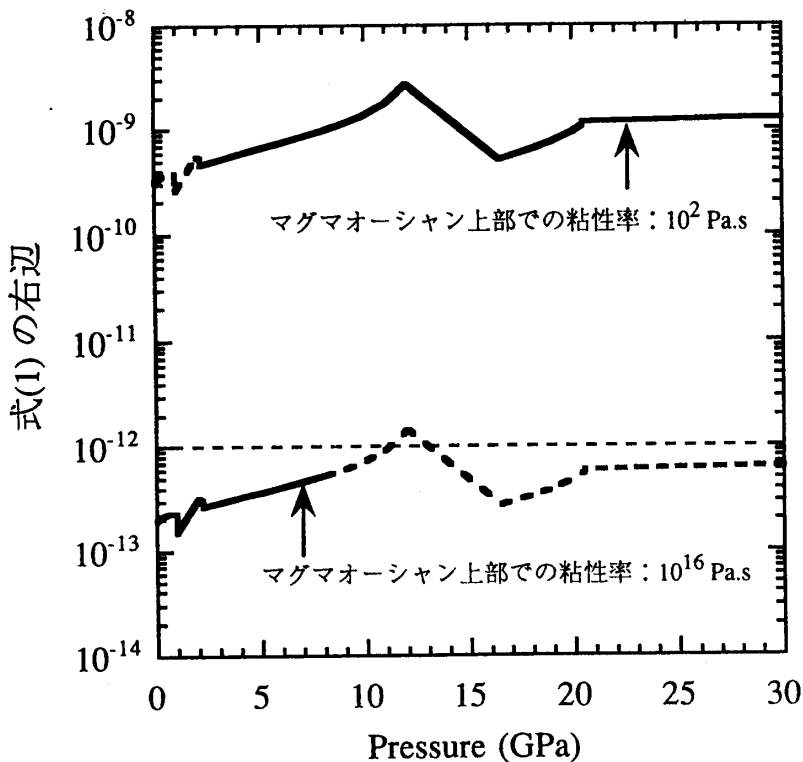


図4 マグマオーシャンの深さ(底の圧力)と(1)式の右辺の大きさの関係(太線)。地表付近での粘性率が 100 Pa·s の場合と 10^{16} Pa·s の場合が示されている。地表付近のメルトフラクションが小さいにも関わらず粘性率が低い場合や、完全熔融状態であるにも関わらず粘性率が高い場合は、現実的でないので破線で示してある。細い破線は結晶粒径を 1mm、密度差を 5%、 $\phi=0.3$ 、液相の粘性を 100 Pa·s としたときの左辺の値。マグマオーシャンが深いときには右辺の方が大きく、分化が進まないが、浅くなると左辺が大きくなって分化が進むことがわかる。

この結果から、分化は、固液の密度差が大きく、結晶粒径が大きく、液相の粘性率が低く、熱流が小さく、部分熔融層の粘性率が大きいときに進みやすいことがわかる。図3. に示された融点勾配や熱流の値を用いて右辺の値を見積もったものが図4.である。ここでは部分熔融層の粘性は 10^{16} Pa·s, 比熱は 10^3 J/kgK, 重力加速度は 10 m/s² とした。一方、左辺は、結晶粒径を1mm, 密度差を 5%, $\phi=0.3$, 液相の粘性を 100 Pa·s としたとき 10^{12} である。図5 はマグマオーシャン上部の粘性率が 10^{16} Pa·s の場合にはどこでも分化が進み、100 Pa·s の場合には分化が進まないことを示している。これはこの二つの場合で熱流が著しく違うからである。

ではどのような場合に 23GPa 以上の圧力の領域で分化が進むのだろうか。とりあえず (1) 式の左辺は固定、つまり結晶粒径や密度差、液相の粘性は上で用いた値に固定しよう。このとき、分化が進む条件は右辺がおおよそ 10^{12} 以下になる場合である。右辺のパラメーターのうち大きく変化しうるのは熱流と粘性であろう。図4. に示された結果と、右辺が熱流の $3/4$ 乗、部分熔融層の粘性率の $-1/4$ 乗に比例していることから、熱流がおおよそ 4 桁減った場合(10 W/m²)や、粘性率が 12 桁増えた場合 (10^{28} Pa·s)には分化が劇的に進むと推測される。数値計算の結果からは、熱流が $1/100$ に減少するか粘性率が 10^4 倍に増大することで弱い分化が引き起こされることが示されている。現在の下部マン托ルの粘性率でも 10^{22} Pa·s 程度と考えられているから、粘性率の変化だけで分化が進む条件を作り出すのは難しいだろう。一方、熱流は表面の境界条件が変われば大きく変化し得る。厚い大気が原始地球を覆う場合にはその保温効果のために容易に熱流は小さくなる。また、コア形成が 10^7 年以内に進むとき、重力エネルギーの開放率は平均 10 W/m² を超える。

一方、結晶粒径が 3cm まで増大した場合、また、

液相の粘性率が 0.1 Pa·s まで下がった場合には、式 (1) の左辺が大きくなり、熱流や部分熔融層の粘性率が変わらない場合でも分化が進み得る。ただし、液相の粘性が下がると部分熔融層全体の粘性率も下がることにも注意しなければいけない。高压下での液相の粘性は良くわからない。結晶の粒径の推定値[19]も粘性も非常に微妙な大きさになりそうである。

4. 惑星形成過程を制約できるか？

微量成分の存在量比から、地球形成過程での下部マン托ル圧力下での化学分化が否定されるとした場合(本当に否定されるか否かはまだ議論の余地があるところであろうが)、その条件は惑星形成過程に何らかの制約を加えるであろうか。ここでは3つの惑星形成、マグマオーシャン形成モデルについて考えてみよう。ここで考えるのは、(A) ジャイアントインパクトによるマグマオーシャン形成[例えば11], (B) 地球形成時に太陽系星雲ガスが太陽系空間に充満している場合に形成される、水素やヘリウムを主体とする原始大気の保温効果によるマグマオーシャン形成[例えば3], (C) 脱ガスによって生じる水蒸気に富んだ原始大気の保温効果によるマグマオーシャン形成[例えば6], である。(A) の場合には深い高温のマグマオーシャンができる。深いマグマオーシャンができて下部マン托ル圧力下での分化は進行しない場合があることは既に述べた。しかし、前節の議論からもわかるように、高压下での液相の粘性率が低い場合、大きな結晶が生じる場合、また大気の保温効果がある場合には分化が進行し得る。(B) の場合には大気の保温効果によって地表温度は $1500\sim 4700$ K 程度と推定されている。地表温度が $2100\sim 2200$ K を超えている場合、部分熔融層は下部マン托ルに達する。このときコア形成による熱流が 10 W/m² 程度以下で

あるならば、著しい分化が起こることが予想される。(1)式の右辺が左辺よりも大きくても、その差が1桁くらいのときには~1%程度の弱い分化が起こることを考えるならば、このモデルの場合、下部マントルの弱い分化は必ず起こると考えた方が良さそうである。(C)の場合には材料物質からの水蒸気供給量と地球形成時間に依存して地表温度が決まることになるが、多くの場合、地表温度は地表温度が2100~2200 Kを超えない。したがって下部マントル圧力下での分化は期待されない。

結局、ジャイアントインパクトや水蒸気大気の保温効果によるマグマオーシャン形成では下部マントル圧力下での分化はおそらく進行しないが、ジャイアントインパクトの場合には状況によっては著しい分化が進むこともあり得る。太陽組成大気による保温効果の場合には少なくとも弱い分化が起こりそうである。いずれにせよ、下部マントル圧力下でのケイ酸塩の分化が排除されるならば、原始地球の表面温度を長時間非常に高温に保ってしまうような地球形成過程も排除されるということははっきりしている。

なお、上部マントル圧力下での分化は上述した全てのモデルで進行する。これは上部マントルが溶融している状況ではどうしても熱流が小さくなり、(1)の左辺が小さくなるからである。太古代岩石のNd同位体比の研究によれば地球は非常に初期の段階で現在の中央海嶺玄武岩の源のマントルと同じ程度まで微量元素に枯渇したと考えられている[20]。Hfのデータでも程度は小さいものの、初期の枯渇は確認されている[21]。この結果は初期に大規模にマントルが分化したものの、それ以上の分化はマントルのリサイクリングなどによって抑えられてきたことを意味する。初期の分化は浅い部分のマグマオーシャンの分化と整合的である。どのような機構がその後の分化を抑えたかが今後の問題となるだろう。

謝辞

文部省科学研究費一般研究(C) (No. 04835007, No.07640568) および重点領域研究 (No.05231214, 06222210) による補助を受けた。

参考文献

- [1] Safronov, V.S., 1978: The heating of the earth during its formation. *Icarus* **33**, 3-12.
- [2] Kaula, W.M., 1979: Thermal evolution of earth and moon growing by planetesimal impacts. *J. Geophys. Res.* **84**, 999-1008.
- [3] Hayashi, C., Nakazawa, K., and Mizuno, H., 1979: Earth's melting due to the blanketing effect of the primordial dense atmosphere. *Earth Planet. Sci. Lett.* **43**, 22-28.
- [4] Coradini, A., Federico, C., and Lanciano, P., 1983: Earth and Mars: early thermal profiles. *Phys. Earth Planet. Inter.* **31**, 145-160.
- [5] Davies, G.F., 1985: Heat deposition and retention in a solid planet growing by impacts. *Icarus* **63**, 45-68.
- [6] Abe, Y. and Matsui, T., 1985: The formation of an impact-generated H₂O atmosphere and its implications for the thermal history of the Earth. *J. Geophys. Res.* **90** (suppl.), C545-C559.
- [7] Abe, Y. and Matsui, T., 1986: Early evolution of the Earth: accretion, atmosphere formation, and thermal history. *J. Geophys. Res.* **91** (suppl.), E291-E302.
- [8] Matsui, T. and Abe, Y., 1986: Impact-induced atmosphere and oceans on Earth and Venus. *Nature* **322**, 526-528.
- [9] Matsui, T. and Abe, Y., 1986: Evolution of an

- impact-induced atmosphere and magma ocean on the accreting Earth. *Nature* 319, 303-305.
- [10] Zahnle, K., Kasting, J.F., and Pollack, J.B., 1988: Evolution of a steam atmosphere during earth's accretion. *Icarus* 74, 62-97.
- [11] Melosh, H.J., 1990: Giant impacts and the thermal state of the early earth, in *Origin of the Earth* (Newsom, H.E. and Jones, J.H., Eds.), Oxford University Press, New York, 69-83.
- [12] Kato, T., Ringwood, A.E., and Irifune, T., 1988: Experimental determination of element partitioning between silicate perovskites, garnets and liquids: constraints on early differentiation of the mantle. *Earth Planet. Sci. Lett.* 89, 123-145.
- [13] Tonks, W.B. and Melosh, H.J., 1990: The physics of crystal settling and suspension in a turbulent magma ocean, in *Origin of the Earth* (H.E. Newsom and J.H. Jones, Eds), Oxford University Press, New York, 151-174.
- [14] Miller, G.H., Stolper, E.M. and Ahrens, T.J., 1991: The equation of state of a molten komatiite, 2. application to komatiite petrogenesis and hadean mantle. *J. Geophys. Res.* 96(B7), 11849-11864.
- [15] Abe, Y., 1993: Thermal evolution and chemical differentiation of the terrestrial magma ocean, in *Evolution of the Earth and Planets* (E. Takahashi, R. Jeanloz, and D. Rubie, Eds), IUGG/AGU, Washington D.C., 41-54.
- [16] Abe, Y., 1996: Thermal and chemical evolution of the terrestrial magma ocean. *Phys. Earth Planet. Inter.*, in press
- [17] Solomatov, V.S. and Stevenson, D.J., 1993: Suspension in convective layers and style of differentiation of a terrestrial magma ocean. *J. Geophys. Res.* 98, 5375-5390.
- [18] Solomatov, V.S. and Stevenson, D.J., 1993: Nonfractional crystallization of a terrestrial magma ocean. *J. Geophys. Res.* 98, 5391-5406.
- [19] Solomatov, V.S. and Stevenson, D.J., 1993: Kinetics of crystal growth in a terrestrial magma ocean. *J. Geophys. Res.* 98, 5407-5418.
- [20] Bowring, S.A. and Housh, T., 1995: The earth's early evolution. *Science* 269, 1535-1540.
- [21] Vervoort, J.D., et al., 1996: Constraints on early Earth differentiation from hafnium and neodymium isotopes. *Nature* 379, 624-627.