

幅広いプラントル数における対流と固体地球惑星科学への応用

課題責任者

宮腰 剛広 海洋研究開発機構数理科学・先端技術研究開発センター

著者

宮腰 剛広*¹, 柳澤 孝寿*¹, 荷見 拓生*²

*¹ 海洋研究開発機構, *² 東京大学大学院理学系研究科地球惑星科学専攻

地球惑星内部の流動現象にはプラントル数の大きい対流（マントル）から小さい対流（外核）まで、幅広いプラントル数が関係している。本課題ではその大小が支配する多様な現象を調べている。マントルについては月を対象とした。月の表面には46億年間の火山活動や隕石衝突の証拠がよく残されており、これらを用いて月の形成と進化を研究することは、もっとも単純な岩石惑星進化の解明につながる。月の膨張収縮史を説明するために本研究ではこれまでの主要な研究と異なり月の初期温度分布についてマントル浅部が高温であり深部が比較的低温であるという仮定を与え、月内部の熱的進化について三次元球殻熱対流数値計算を行った。計算結果から、粘性率の温度依存性を十分に強くすることで初期のレイリー数を臨界レイリー数より十分に小さくすると月内部の熱輸送において熱伝導が支配的になり観測から推定されるものに近い膨張収縮を再現できることが示された。小さいプラントル数については、磁場による液体金属の対流パターンへの影響を定量化した。磁場強度が大きいとその方向に軸を持つロール構造ができ、二次元性を保ったまま振動する。このような極限状態での対流流速は、固着壁の近傍に形成されるハートマン境界層によるブレーキ効果と流れを駆動する浮力との釣り合いで決定されることを明らかにした。

キーワード：マントル対流，月，液体金属、磁気対流

1. はじめに

プラントル数(Pr)とは流体の物性値である動粘性率（運動量の拡散率）と熱の拡散率との比である。水飴のように高い粘性率を持つものは高プラントル数の流体の典型例であり、地球や月のマントルを構成する岩石も長時間ではそのように振る舞う。一方、液体状態の金属は低粘性かつ熱拡散率が大きく、低プラントル数の流体の典型例であり、地球の外核を構成すると考えられている熔融状態の鉄もその範疇に入る。このように惑星内部を構成する物質のプラントル数は多様であり、それによる流動、特に熱対流現象の理解にはそれぞれのプラントル数に即した扱いが必須であるとともに、様々な空間スケール・時間スケールを持つ興味深い現象が見られる。ここではマントルの対流（高プラントル数）と外核の対流（低プラントル数）についてそれぞれ、シミュレーションによる研究の結果を紹介する。

2. 三次元球殻モデルによる月内部マントルの対流安定性についての数値実験

2.1 背景

月の表面には46億年間の火山活動や隕石衝突の証拠がよく残されており月の形成と進化を研究することは、もっとも単純な岩石惑星進化の解明につながる。月の形成過程として最も有力な巨大衝突説によると、形成期の月の内部は高温で大部分が融解していたことが期待される[1]。この初期条件から出発して簡単なモデルを用いて月の熱史を再現しようとする以下のような共通した特徴が表れる。熱源を有する球殻熱対流についての線形安定性解析が示すようにこのような深部高温状態の球殻では

初期から対流が活発に発生する。したがって火成活動は最初期に活発に発生することになる。さらに月の内部は単調に冷却するので月は数 km/Gyr 程度の速さで熱収縮する。図1には代表的な深部高温起源モデル[2]Zhang et al. (2013)の初期状態(青点)とその後の熱史の方向を青矢印で示す。

しかし月表面の観測からは火成活動が最も激しかったのは3.8Ga付近であると推測され、また表面地形から推定される半径の収縮はわずかであり、更に約3.5Gaまでの初期時代に数 km の半径膨張があったことが示されている。したがって初期時代から対流が活発に発生していたとは考えづらい。加えて電気伝導度観測から推定される現在の月内部温度構造[3]を再現することも難しい。すなわち深部高温起源から始まる数値モデルは観測から制約される月の熱史と整合的ではない。本研究の最終目的はこの課題の解決である。

2.2 三次元球殻熱対流計算による深部低温起源月マントル対流の検証

前節で述べたように巨大衝突説に従い月深部高温起源過程を用いてマントル対流計算を行うと様々な点で月についての観測から得られる制約と一致しない。ここでSolomon and Chaiken(1976)[4]をはじめとする一連の研究に注目する。これらの研究では月深部が浅部のマグマオーシャンよりも低温であると仮定し、一次元熱伝導計算を行った。その結果表面観測と整合的な熱膨張収縮史が再現された。この研究は巨大衝突説が確立される以前の研究でありそのまま採用することは出来ない。しかし月深部低温起源仮定を用いることで月の膨張収縮史を説

明できる可能性があることを示した点で重要である。線形安定性解析によれば深部低温(具体的にはコアマンテル境界温度 1000K 程度)な初期状態を与えれば対応するレイリー数が臨界レイリー数を下回り初期時代には対流が発生しないと予想される。その後の熱史は図 1 の緑矢印のようになり、この場合最終的な温度構造が観測結果と一致することが期待される。以上の知見を参考に、本研究では月深部低温起源仮定を採用して月内部におけるマンテル対流発生の有無を再検討し、月形成論に対して新しい制約を与えることを目指した。初期温度分布は図 2 のようになる。

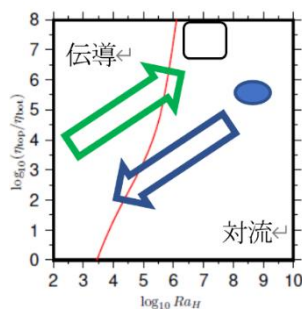


図 1. 線形安定性プロットで見る巨大衝突後の高温起源から始まる月の熱史(青矢印)と深部低温起源から開始する月の熱史(緑矢印)。黒枠は電気伝導度観測から推定される現在の月温度構造(Khan et al. (2006) [3]から引用)。プロットの縦軸は上面と下面の粘性率の比、横軸はレイリー数。

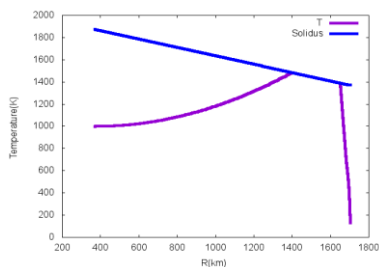


図 2. 初期温度分布(紫線)、青線はソリダス温度であり温度の上限値とする。

2.3 方法

三次元球殻熱対流計算プログラムはYYManを用いた[5]。このプログラムでは三次元球殻内で粘性率が温度に依存する粘性流体の熱対流を計算した。Multigrid法による計算の高速化を行い、格子系にはYing-Yang格子を用いている。球殻内部の熱源が均一分布の場合と不均一分布の場合の計算を行った。

2.4 結果

2.4.1 熱源が均一に分布する場合

熱源が球殻内部に均一に分布する場合の計算結果を示す。粘性率の温度依存性 E を様々に変化させることで初期レイリー数を変化させる。粘性率は以下のように定義される。

$$\eta(T) = \eta_{ref} \exp(E(1 - \bar{T}))$$

\bar{T} は無次元温度であり、 η_{ref} は基準粘性率である。 E が大きいことは物理的には表面のリソスフェアが深部に対して固いことを示し、すなわち対流が発生し難くなる。なおかんらん岩の性質から $\eta_{ref}(T = 1573K) = 1. e^{21} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ とする。また実際の月では E は 12~16 程度が適当である。本研究では $E=6\sim14$ の範囲で変化させる。図 3 では線形安定性プロット上で初期状態と 4.6Gyr 経過後の状態を比較している。また黒枠は図 1 と同じく Khan et. al (2006) の電気伝導度観測が推定する現在の月温度構造を不確定性含めてあらわしたものである。

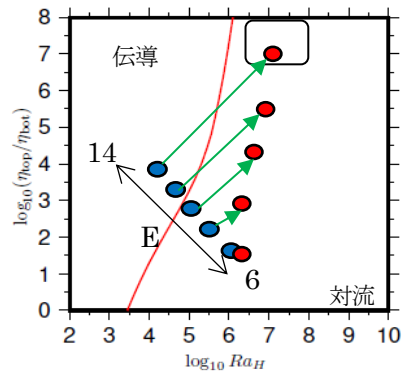


図 3. 線形安定性解析で見た初期状態(青丸)と 4.6Gyr 経過後(赤丸)。

E が小さい場合にはレイリー数が大きいので初期から対流が発生した。初期時代の膨張は小さく後期時代の収縮速度は観測からの推定よりも早くなった。一方 E が十分に大きい場合にはレイリー数が小さいので初期から数十億年は対流が発生しなかった。図 4 では E が小さい場合(左図)と大きい場合(右図)の同時刻の内部温度断面図を比較している。対流の有無に明確な違いがあることがわかる。

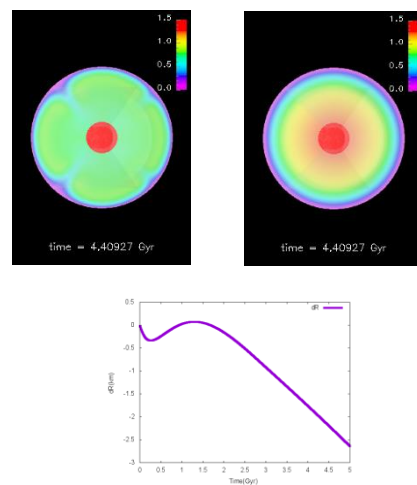


図 4. 4.4Gyr 経過後の内部温度断面図。上段左図は E が 6 (最小)、上段右図は E が 14 (最大)。左では活発に対流が発生しているが右ではほとんど発生していない。下図は E が最大のときの膨張収縮史。

Eが十分に大きい場合には3.5Gaまでに数百mから1km程度の半径膨張がみられ、最近10億年の収縮速度は1km/Gyr程度であった。これらの結果は表面地形観測から推定される膨張収縮史と近い値となっており、深部低温起源仮定を用いることで月の膨張収縮史が説明可能であることが確かめられた。

さらにEが14(最大)であった場合には4.6Gyr経過後にKhan et. al (2006)が推定する温度構造の範囲内に到達していた。Eが十分に大きい場合の温度構造(青、緑、紫線)とKhan et. al (2006)による推定、さらに従来の深部高温起源モデルの代表的な例(Zhang et. al (2013) [2]の結果の一例(赤線)を重ねて図5に示す。

図5から今回のような深部低温起源から形成される温度構造はKhanの推定とよく一致していることがわかる。加えて従来の数値モデルとは定性的に異なっており、深部において数百Kの温度差が生じている。

以上の結果より深部低温起源を仮定することで従来の数値モデルよりも月の膨張収縮史及び現在の温度構造をよく説明できることが分かった。さらに深部高温起源モデルと低温起源モデルとでは現在の温度構造に有意な差が生じる。したがって今後月内部温度観測が進展し、より高精度に月内部温度を決定できれば原始月の温度及び月地球形成過程についての新たな制約を与えられると期待される。

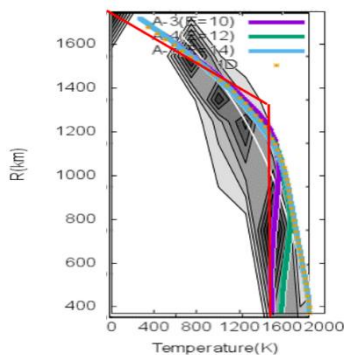


図5. 4.6Gyr経過後の温度構造の比較。青、紫、緑線が本研究、赤線は従来の数値モデル[2]、メッシュがKhan et. al (2006)による推定

2.4.2 熱源の不均一分布を取り入れた場合

実際の月には放射性熱源は不均一に分布している。特に重要なものが表側に存在しているProcellarum KREEP Terrane (PKT)である。この地域には放射性熱源が濃集しており、熱源が不均一に分布することで対流が駆動される。またPKTはクレーター年代学によって初期時代から存在していたことがわかっており月の熱史に大きく影響すると考えられる。この研究では図6のように球殻の表側表面付近にPKTを模した放射性熱源の濃集領域を設置し、対流に与える影響を見た。粘性率の温度依存性Eは十分に大きくし、前節のように対流が発生し難い初期状態

を与えた。

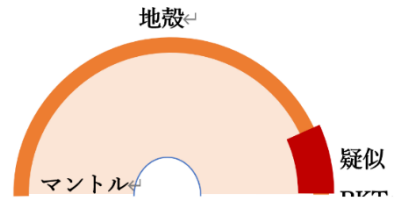


図6. 疑似PKTの配置図。マントルに対して120倍程度の放射性熱源が存在する。球殻全体の熱源量は均一分布時と等しいとする。

疑似PKTを設置した場合、図7左図のように均一分布時よりも早くから対流が発生した。また半径は図7右図紫線のように一方的に収縮を続け、初期時代の膨張が再現できなかった。これはマントルが有する放射性熱源の量が不足したためと考えられる。本研究の結果は月の膨張収縮史としては不適當であり、今後はマントルが有する放射性熱源の定量的見積もり等を行いモデルを改善することが求められる。

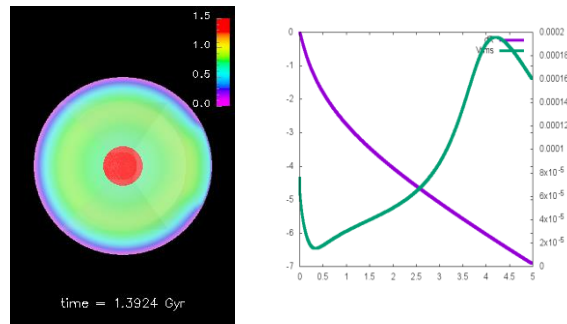


図7. 左図は1.4Gyr経過後の内部温度断面図、すでに対流が発生している。右図は半径変化(紫線)と二乗平均速度(緑線)。一方的に収縮している。

2.5 まとめ

本研究では月深部低温起源仮定を用いて月マントル対流の有無を再評価した。十分に粘性率の温度依存性が高く、対流が数十億年にわたって発生しない場合には膨張収縮史や最終的な温度構造をよく説明できることが示され、従来の数値モデルは月内部における対流の効果を過剰に見積もっている可能性が示された。また本研究の結果は熱史と内部温度構造の観点から月地球形成論に制約を与えられる可能性も示した。しかし放射性熱源の不均一分布を与えた場合月の初期膨張を説明できなかった。今後は放射性熱源の定量的見積もり、熔融によるマントル体積変化、放射性熱源の移動の効果等を取り入れ、モデルを改良することが求められる。

3. 液体金属の対流への磁場の影響

3.1 背景

液体の状態にある金属の熱対流は、地球の外核での流れを理解するために重要な素過程である。液体金属は一

般に低いプラントル数であるのみならず、高い電気伝導性を持っている。液体金属が磁場のあるところを流れると、この電気伝導性のためにローレンツ力が生じる。そのため流れのパターンは無磁場の場合とは大きく異なったものとなる。大まかには、強磁場のもとでは磁場方向に流れの構造が変化しないようになる。さらに加えて外核を囲んでいるマントルのように固体壁があると、速度の境界条件を満たすためにその近傍では磁場の方向にも流れの構造は変わらざるを得ない。我々は室内実験と数値シミュレーションを組み合わせ、両者の関係を定量的に明らかにすることに成功した[6]。

3.2 方法

ここでは最も基本となる設定として、固着壁に囲まれた正方形領域で流れの三次元的な構造を調べる。磁場は水平方向（重力と直交する方向）にかけ、領域の向きは磁場に揃える。上下の面に温度差を与えることにより熱対流を起こす。同様の設定は室内実験でも可能であり、実験に基づいて我々はこれまでに磁場強度と対流パターンとの関係をレジームダイアグラムとしてまとめている[7-10]。それらの実験と対比させながら数値シミュレーションを実行した。流体は Boussinesq 近似で扱い、液体金属を特徴づける Pr として 0.025 という小さい値を用いた。

3.3 結果

無磁場では乱流状態になるような高いレイリー数 (Ra) においても、磁場強度が大きいと図 8 に示すように二次元性の強いロール対流が実現される。そしてロール構造は二次元性を保ったまま振動する。このような振動の詳細を図 9 に示す。上の 3 つは時間的な変動であり、磁場と直交する中央での鉛直断面において、渦度の磁場方向の成分を赤青で表示したものである。赤が反時計回り、青が時計回りの回転である。二次元性が強く手前と奥の側壁のごく近傍を除いて、これと同じ構造の変化が同じ位相で起こっている。

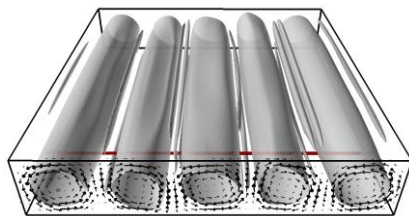


図 8. 対象とする固着壁で囲まれた正方形の領域。手前から奥に向かうような水平磁場を印加する。その方向に軸を持つロール構造が再現された。

図 9 の下は、図 8 に茶色の線で表した磁場と直交するラインにおいて、流速の水平方向成分の時間変化を赤青で示した時空間マップである。ラインは下から 1/4 の高さに位置し、赤が右向き、青が左向きの流れを表している。

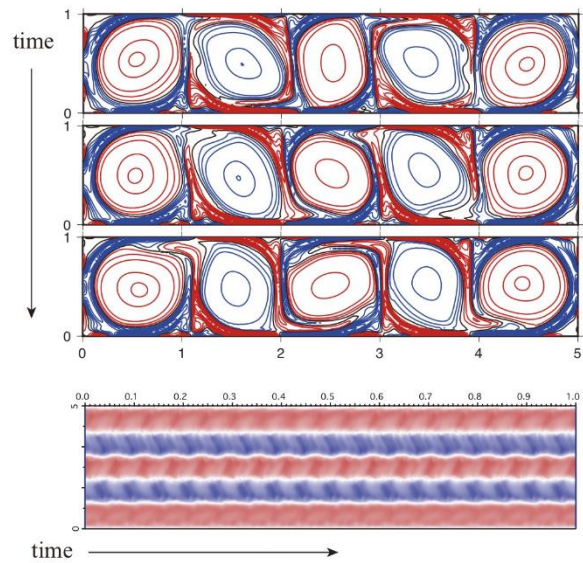


図 9. 上: ロール対流が示す二次元性の強い振動の例。磁場と直交する鉛直断面において渦度の正負を赤青で示したものである。下: 図 8 に茶色で示した水平ライン上での水平流速の時空間変化。周期性のよい振動が見られる。

明瞭な周期を持つ振動をしていることが分かる。ロールごとに区分された斜めの濃淡は、ロール形状の楕円的な変形に伴うものである。そして、このようなパターン振動の周期はロールの周回時間と同程度である。図 9 の上に見られる顕著な特徴は、対流ロールによって上下壁面付近の逆向きの渦度を持つ領域が巻き込まれることである。これはロールの直径と流速から見積もられるレイノルズ数 (Re) が 10^3 を超えるような大きな値であるために起こる現象であると考えられる。

我々の研究では Ra および磁場強度を表すチャンドラセカル数 (Q) と、流れの速さ Re との関係も明らかにした。重要となる指標は Q/Ra である。 Q/Ra が小さい範囲では流れは乱流的であり Re は小さめだが、 Q/Ra とともに流れが整ってきて Re はあるところまで増加する。ロール構造やその二次元的な振動は Q/Ra がある程度高いところで実現される。さらに Q/Ra が大きくなるともはやロールは振動しなくなり、Re は減少する傾向となる。そして磁場強度の非常に大きい領域では究極的に $Re \sim (Q/Ra)^{-1/2}$ という関係が示唆される。これは磁場と直交する方向の側壁近傍に形成されるハートマン境界層と、それ以外の大部分の体積を占めるロール状対流のコア領域との関係から理解される。つまり、ハートマン境界層は磁場強度とともに薄くなり、内部では大きな速度勾配ができる。そして境界層の内部には高い電流密度が生じて強いローレンツ力が発生し、全体として Hartmann braking と呼ばれる効果が生じる。流速のスケーリング則はこのように、磁場による制動力と対流を駆動する浮力との釣り合いで説明される。

4. まとめ

上述したように惑星内部の流動現象の理解にはプラン

トル数の大きなレンジについての研究が不可欠であり、それぞれにおいて極めて特徴的な対流の形態を示す。ここでは高粘性の極限といえるマンツルの対流を対象として月内部の熱進化を計算した。逆に高熱拡散の世界である外核の対流に関連して、磁場とロール対流の振動について調べ、さらに磁場強度と流速との関係を明らかにした。

文献

- [1] R. M. Canup, “Simulations of a late lunar-forming impact,” *Icarus*, vol. 168, no. 2, pp. 433–456, 2004.
- [2] N. Zhang, E. M. Parmentier, and Y. Liang, “A 3-D numerical study of the thermal evolution of the Moon after cumulate mantle overturn: The importance of rheology and core solidification,” *J. Geophys. Res. Planets*, vol. 118, no. 9, pp. 1789–1804, 2013.
- [3] A. Khan, J. Maclennan, S. R. Taylor, and J. A. D. Connolly, “Are the Earth and the Moon compositionally alike? Inferences on lunar composition and implications for lunar origin and evolution from geophysical modeling,” *J. Geophys. Res. E Planets*, vol. 111, no. 5, pp. 1–21, 2006.
- [4] S.C. Solomon, and J. Chaiken, “Thermal expansion and thermal states in the Moon and terrestrial planets: Clues to early thermal history,” *Lunar Planet. Inst.*, pp. 3229–3243, 1975.
- [5] M. Kameyama, A. Kageyama, and T. Sato, “Multigrid iterative algorithm using pseudo-compressibility for three-dimensional mantle convection with strongly variable viscosity,” *J. Comput. Phys.*, vol. 206, no. 1, pp. 162–181, 2005.
- [6] Y. Tasaka, T. Yanagisawa, K. Fujita, T. Miyagoshi, and A. Sakuraba, “Two-dimensional oscillation of convection roll in a finite liquid metal layer under a horizontal magnetic field,” *J. Fluid Mech.*, 911, A19, 2021.
- [7] T. Yanagisawa, Y. Hamano, T. Miyagoshi, Y. Yamagishi, Y. Tasaka, and Y. Takeda, “Convection patterns in a liquid metal under an imposed horizontal magnetic field,” *Phys. Rev. E*, 83, 063020, 2013.
- [8] Y. Tasaka, K. Igaki, T. Yanagisawa, T. Vogt, T. Zuerner, and S. Eckert, “Regular flow reversals in Rayleigh-Bénard convection in a horizontal magnetic field,” *Phys. Rev. E*, 93, 043109, 2016.
- [9] T. Vogt, W. Ishimi, T. Yanagisawa, Y. Tasaka, A. Sakuraba, and S. Eckert, “Transition between quasi-two-dimensional and three-dimensional Rayleigh-Bénard convection in a horizontal magnetic field,” *Phys. Rev. Fluids*, 3, 013503, 2018.
- [10] M. Akashi, T. Yanagisawa, Y. Tasaka, T. Vogt, Y. Murai, and S. Eckert, “Transition from convective rolls to large-scale cellular structures in turbulent Rayleigh-Bénard convection in a liquid metal layer,” *Phys. Rev. Fluids*, 4, 033501, 2019.

Convection in Various Prandtl Numbers and Its Application to Solid Earth Science

Project Representative

Takehiro Miyagoshi, Center for Mathematical Science and Advanced Technology, Japan Agency for Marine-Earth Science and Technology

Authors

Takehiro Miyagoshi *¹, Takatoshi Yanagisawa *², Hiroki Hasumi *³

*¹Center for Mathematical Science and Advanced Technology, Research Institute for Value-Added-Information Generation, Japan Agency for Marine-Earth Science and Technology, *²Volcanoes and Earth's Interior Research Center, Research Institute for Marine Geodynamics, Japan Agency for Marine-Earth Science and Technology, *³Graduate School of Science, The University of Tokyo

The Prandtl number (Pr) of the convecting materials in the Earth and planets have very wide range from 10^{20} (mantle) to 10^{-2} (outer core). In this project, we are dealing both extremes. In order to explain the history of expansion and contraction of the moon, its evolution is studied by three-dimensional numerical simulations of thermal convection with spherical shell geometry. We assume that the shallow part of the mantle is hot and the deep part is relatively cold for the initial temperature distribution of the moon, unlike the main studies so far. From the simulation results, when the initial Rayleigh number is smaller than the critical Rayleigh number by strong temperature-dependent viscosity, heat conduction becomes dominant in the heat transport inside the moon. Then the expansion and contraction is close to the estimated one from observations. Convective motions occurring in the Earth are important for many phenomena such as plate motion and geomagnetic field generation.

Keywords : mantle convection, moon, liquid metal, magnetoconvection

1. Numerical studies of convective stability of the lunar mantle with three-dimensional spherical shell

1.1. Introduction

Mantle convection numerical simulations using the deep lunar high-temperature origin according to the giant-impact hypothesis do not consistent with the constraints obtained from observations about the moon. Here we focus on a series of studies, including Solomon and Chaiken (1976) [1]. In these studies, one-dimensional heat conduction calculations were performed assuming that the deep part of the moon is colder than the shallow magma ocean. As a result, the history of thermal expansion and contraction consistent with surface observation was reproduced. This is a research before the establishment of the giant-impact hypothesis so cannot be adopted as it is. However, it is important to show that the lunar expansion and contraction history may be explained by using the lunar deep low temperature origin assumption. In this study, we aim to reexamine the existence of mantle convection inside the moon by adopting the assumption of low temperature origin in the deep moon, and to give new constraints to the theory of lunar formation. The initial temperature distribution is shown in Fig. 1.

1.2 Methods

The numerical simulation code YYMan with three-dimensional spherical shell thermal convection is used [2]. In this study, a pattern in which the heat source inside the mantle is uniformly distributed or a pattern in which the heat source is unevenly distributed are calculated. Here, the former is introduced.

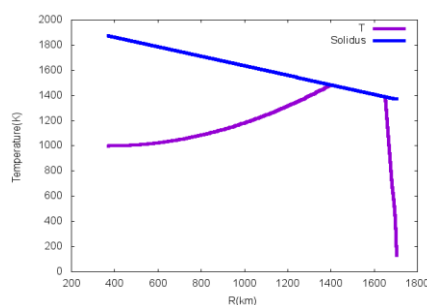


Fig.1 Initial temperature distribution (purple line). The blue line is the Solidus temperature, which is the upper limit of the temperature.

1.3 Results

The Rayleigh number changes by changing the temperature dependence E of the viscosity. Viscosity is defined as follows.

$$\eta(T) = \eta_{ref} \exp(E(1 - \bar{T}))$$

\bar{T} is the dimensionless temperature and η_{ref} is the reference viscosity. A large E indicates that the surface lithosphere is physically hard with respect to the deep part. It also means convection is less likely to occur at there. In the actual moon, E of about 12 to 16 is appropriate. In this study, it is changed in the range of $E = 6-14$.

When E is small, the Rayleigh number is large, so convection occurred from the beginning. The expansion in the early stage is small, and the contraction rate in the late stage is faster than estimated from observations. On the other hand, when E is large enough, the Rayleigh number is small and convection does not occur for billions of years from the beginning. Figure 2 compares the temperature cross-sectional views at the same time when E is

small (left figure) and large (right figure). It can be seen that there is a clear difference in the presence or absence of convection.

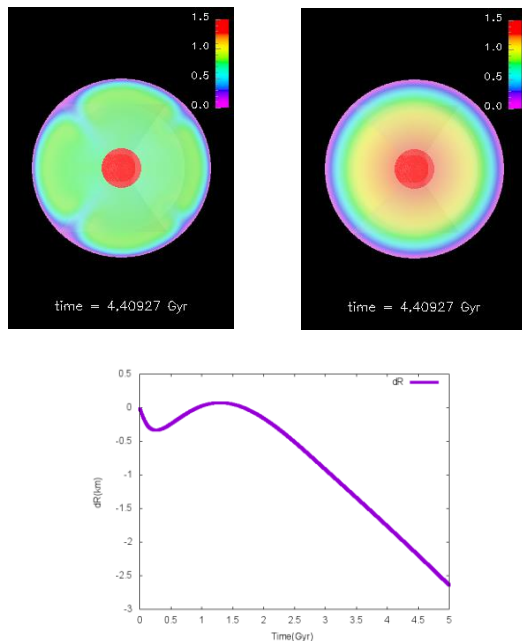


Fig.2 Internal temperature cross section after 4.4 Gyr. E is 6 (minimum) in the upper left figure, and E is 14 (maximum) in the upper right figure. Convection is actively occurring on the left, but hardly on the right. The figure below shows the history of expansion and contraction when E is the maximum.

When E is sufficiently large, a radial expansion of several hundred meters to 1 km is observed up to 3.5 Ga, and the contraction rate in the last 1 billion years has been about 1 km / Gyr. These results are close to the expansion and contraction history estimated from surface topography observations, and it is confirmed that the expansion and contraction history of the Moon can be explained by using the deep low temperature origin assumption.

1.4 Summary

In this study, we reassessed the presence or absence of lunar mantle convection using the deep low temperature hypothesis. We see that if the temperature dependence of the viscosity is sufficiently high and convection does not occur for billions of years, the history of expansion and contraction and the final temperature structure can be consistent with those from observations. It is indicated that conventional numerical models may overestimate the effect of convection within the moon.

The results also indicate that the theory of lunar-Earth formation may be constrained from the viewpoint of thermal history and internal temperature structure. In the future, it will be necessary to improve the model by incorporating quantitative estimates of radioactive heat sources, changes in mantle volume

due to melting, and the effects of movement of radioactive heat sources.

2. Convection of liquid metal under a strong magnetic field

2.1 Introduction

As a thermal convection of low Pr fluid, we investigated the nature of two-dimensional oscillation of quasi-2D convection rolls in a liquid metal layer confined by a square vessel with an imposed horizontal magnetic field [3]. It is a combined study of laboratory measurements and high resolution numerical simulations. We have made up the regime diagram of convection pattern from weak to strong horizontal magnetic field by a series of laboratory experiments [4-7]. Here we focused on the oscillation of quasi-2D rolls typically observed at very high intensity of magnetic field.

2.2 Results

Fig. 3 shows an example of the flow structure under a strong horizontal magnetic field. The flow is almost two-dimensional roll except for the side walls and it oscillates with keeping two-dimensionality. Our simulation shows that this 2D oscillation is caused by recirculation vortex pairs between the convection rolls, which are intensified by periodic vorticity entrainment from the vortex pair by the rolls.

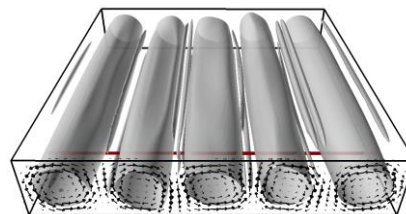


Fig.3 Convection rolls under a horizontal magnetic field.

Our investigation also suggests that the oscillations occur at sufficiently large Reynolds number (Re), that is, large circulation velocity of rolls. Fig. 4 indicates time variation of rolls in a vertical cross-section by contour lines of the vorticity component in the direction of the magnetic field. The important parameter to describe this behavior is the ratio of Chandrasekhar number (Q) to Rayleigh number (Ra), Q/Ra . The Re is smaller for larger Q/Ra in the 2D oscillation regime. The variation of Re steepens with larger Q/Ra and approaches a scaling law of the velocity reduction as $(Q/Ra)^{-1/2}$. This relation is explained by assuming that viscous dissipation is dominated by Hartmann braking at the side walls perpendicular to the magnetic field. The results suggest that this behavior is organized by the relation between buoyancy and magnetic damping.

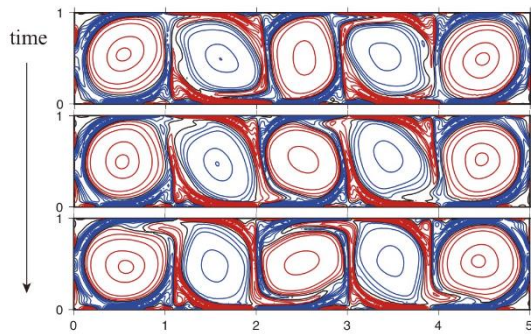


Fig.4 Vertical cross-section of 2D oscillating rolls.

References

- [1] S.C. Solomon, and J. Chaiken, “Thermal expansion and thermal states in the Moon and terrestrial planets: Clues to early thermal history,” *Lunar Planet. Inst.*, pp. 3229–3243, 1975.
- [2] M. Kameyama, A. Kageyama, and T. Sato, “Multigrid iterative algorithm using pseudo-compressibility for three-dimensional mantle convection with strongly variable viscosity,” *J. Comput. Phys.*, vol. 206, no. 1, pp. 162–181, 2005.
- [3] Y. Tasaka, T. Yanagisawa, K. Fujita, T. Miyagoshi, and A. Sakuraba, “Two-dimensional oscillation of convection roll in a finite liquid metal layer under a horizontal magnetic field,” *J. Fluid Mech.*, 911, A19, 2021.
- [4] T. Yanagisawa, Y. Hamano, T. Miyagoshi, Y. Yamagishi, Y. Tasaka, and Y. Takeda, “Convection patterns in a liquid metal under an imposed horizontal magnetic field,” *Phys. Rev. E*, 83, 063020, 2013.
- [5] Y. Tasaka, K. Igaki, T. Yanagisawa, T. Vogt, T. Zuemer, and S. Eckert, “Regular flow reversals in Rayleigh-Bénard convection in a horizontal magnetic field,” *Phys. Rev. E*, 93, 043109, 2016.
- [6] T. Vogt, W. Ishimi, T. Yanagisawa, Y. Tasaka, A. Sakuraba, and S. Eckert, “Transition between quasi-two-dimensional and three-dimensional Rayleigh-Bénard convection in a horizontal magnetic field,” *Phys. Rev. Fluids*, 3, 013503, 2018.
- [7] M. Akashi, T. Yanagisawa, Y. Tasaka, T. Vogt, Y. Murai, and S. Eckert, “Transition from convective rolls to large-scale cellular structures in turbulent Rayleigh-Bénard convection in a liquid metal layer,” *Phys. Rev. Fluids*, 4, 033501, 2019.