マントル対流とマグマの発生

名古屋大学理学部地球科学教室 島津康男・浦部達夫

(昭和 42 年 6 月 26 日受理)

Mantle Convection and Genesis of Magma

Yasuo SHIMAZU and Tatsuo URABE

Department of Earth Sciences, Nagoya University

(Received June 26, 1967)

To explain a sharp peak of the surface heat flow distribution at the oceanic ridge, magma ascending accompanied by the mantle convection is considered. When the temperature rises beyond the melting point of basalts, magmas are assumed to be generated. A thermal effect of latent heat is taken into consideration. The magmas thus generated are moving with the convection current, or are ascending either by zone melting or by effusion. Secular variations in the distribution of the surface heat flow and in the position of magma reservoirs are shown for a two-dimensional current with 1000×400 km scale. It is not shown that magmas can be generated at the sinking region. A similar calculation is carried out for the non-Newtonian fluid by an approximate method.

筆者らのグループは、これまで何回かにわたってマントルの対流、特にその非定常性と地質活動との関連を論じて来た [島津・河野 (1963, 1964), 河野 (1965, 1966), 島津・入山 (1966)]. その際表面熱流の分布が、oceanic ridge に見るような鋭いピークを示さない難点があり、これは Newton 流体を仮定したため全体が一様に動くからだと解釈された. Newton 流体の仮定が数学的な便宜のためで、マントル物質の物性がそうになっていないことは確かである. しかし、温度が十分に高くてストレスが大きくない時、Newton 流体が必ずしも悪いモデルでないことも確かである [島津 (1966)]. また、粘性係数は温度によって変わるが、たとえばマントル全体 (2900 km の深さ) にわたる対流の場合でも、下部マントルの粘性係数の平均といったもので議論しても悪くない. 温度勾配の大きい表層部は (上部マントルまでも) 境界層の役わりしか果していないし、対流が進行し温度の均一化が進むにつれて、粘性係数の深さによる変化も小さくなるからである. 幅 1000 km といった局地的な対流でも、いろいろの条件がミニチュア化するだけであるから、事情は余り変らない.

そこで、表面熱流のピークをマントル物質の物性以外の原因で説明しようとする、まず局地的なマグマの上昇が考えられる. 破壊 → 融点低下 → マグマ発生といった力学的な原因より

も、熱的な原因でマグマが発生するとした方が熱力学的に妥当なことは既に述べたが [島津 (1967)], 対流が上昇してきて融点をこえ、液相が発生するとみる (Fig. 1). ただしマントル物質の一部分だけがゲンブ岩的な鉱物を持っているので、マグマは分散した液滴の形をとるであろう. その液滴が何らかのプロセスで集まり相当量の液塊になるとし (メカニズムは不問), 一旦できた液塊は, Fig. 1 に示したように対流によって流されたり (flow), zone melting で上昇して一般流からはなれたり, 極端な場合瞬間的に表面へ噴出したり (effusion) するものとする. もちろん移動する液塊は周りに熱的な影響を与え, U, Th, K^{40} などを濃縮して熱源の移動をもひきおこす (Shimazu-Urabe (1967) にならって濃縮

係数は 10 とした). マグマ上昇の型は, 計算プログラムの中でパラメーターを指定することによって切りかえるものとした. ただし zone melting の上昇を正確にとくことはむずかしいので [厳密解は Shimazu (1958) 参照], 数値積分の 1 ステップ毎に空間格子点を 1 つずつ上昇するとした. 以下に示す計算例では 5 cm/year 程度の上昇に当り, 妥当な大きさである. 融解または固化に伴う潜熱の影響は, olivine-spinel 転移と対流との関係の場合と同じく [島津・入山 (1966)], 比熱の異常でおきかえた. ゲンブ岩の融解開始温度は $T = 1300 + 10P_{kb}$ ($^{\circ}\text{K}$), 融点の幅は 100° , 潜熱 = 100 cal/gr (但しゲンブ岩成分はマントル物質の 20% とみて実質は 20 cal/gr) とする.

一方日本列島へ太平洋側からもぐりこむ対流を考える者もあるが [例えば Takeuchi and Uyeda (1965)], もしそうなら下降しながら融点以上に達しなくてはならない. そして地向斜堆積物をひきずりこみながら下降し, Serpentinization による発熱反応がマグマの発生を助ける. これらのことも考慮し, 反応の平衡温度は, 系が H_2O について開いていることを考慮して $T = \text{一定} = 800^{\circ}\text{K}$, 潜熱は 50 cal/gr とする. ここで注意したいのは, 融解の潜熱には体積変化による仕事 $P\Delta V$ が加わることで, 上部マントルの底の方ではエントロピー変化による部分 (前記の 100, 50 cal/gr) と同程度またはそれ以上の大きさになる.

Fig. 1. Schematic illustration of T -depth relation for the convection current. Three types of process of magma ascending are shown.

(1)

(2)

(3)

Fig. 2. Secular variations in the surface heat flow and the position of magmas. Numbers represent the time after starting in unit of 10^6 years.

- (1) flow,
- (2) zone melting,
- (3) effusion.

水平スケール（上昇・下降域の距離）が 1000 km, 厚さ 400 km の場合の計算例を Fig. 2 に示す。上下面, 左右面の何れもがストレス = 自由で, 動粘性係数は 10^{22} cm²/sec, 速度の時間変化は Shimazu-Kohno (1964) の case A と同じような場合で, 40 My の最盛期で表面の水平速度は 1.5 cm/year に達する。図の上半は表面熱流の時間変化を, 下半はマグマ（融解開始温度 +100° 以上の状態）の巣の動きを表わしている。マグマの発生深度は初期温度分布によって変るが, 図の例は 400 km の深さで 2400°K の場合で, 大体 200 km の深さで発生しはじめ, 表面に近づきまた対流が最盛期をすぎると消滅することが分る。表面熱流にピークが現われることは注目してよい。なお下降域ではマグマは発生しなかった。

次に Newton 流体の仮定を外し, 例えば塑性流動の場合を考えてみよう。もちろん運動方程式をまともにとくわけに行かないから, Fig. 3 の B のような速度パターンを仮定し (A は Newton 流体的なパターン), その時間変化は Fig. 2 の場合と同じと考えて熱輸送方程式だけをとくのである。これは Langseth ら (1966) の扱いかいを非定常状態に拡張したものにあたる。他の条件を Fig. 2 と同じにした場合の計算例を Fig. 4 に示す。表面熱流のピークは更に誇張されて現われるが, 質的には Fig. 2 と余り変わらない。

終りに対流の非定常性について一言しておきたい。地質現象の原動力に対する仮説としてマントル対流が価値をもつのは, エネルギー収支の上で妥当ということの他に, 両者が同程度の時間スケールで進行しうることがあげられよう。ridge や trench には必ずはじめがあり終りがある。故にこれらの形成プロセスにマントル対流が与かるとすれば, 定常対流ではありえない。例えば東太平洋で上昇し日本列島の近くで下降するといった 10^4 km ものスケールの対流を想定するなら, ridge, trench の対は 10^8 years 程度の時代差をもって生成されたことになる (10^4 km を数 cm/y で動くとして)。そのように大きな対流は 10^8 years のスケールでみた時定常ではないからである。対流パターンの物理的な安定性だけの問題ではない。対流のスケールが 10^3 km のオーダーなら, ridge, trench の同時性（地質学的時間スケールで）は保証されよう。小さな対流の妥当性に関する別の理由は他のところで論じた [島津 (1967)]。

Fig. 3. Schematic illustration of velocity pattern.
(A) Newton liquid,
(B) velocity = const. within the boundary layer.

(1)

(2)

(3)

Fig. 4. Secular variations in the surface heat flow and the position of magmas. Velocity pattern is assumed as shown in Fig. (B).

- (1) flow,
- (2) zone melting,
- (3) effusion.

本研究の計算は東京大学大型計算機センターの HITAC 5020 E によつて行なつた (課題番号 4001 B 00080).

文 献

- 河野芳輝, 1965, マントルからの熱流量と造構作用. 地震, **18**, 154~168.
- 河野芳輝, 1966, マントル対流渦内の応力分布と対流によるマントルの攪拌. *ibid.*, **19**, 176~186.
- Langseth, M. G., X. Le Pichon and M. Ewing, 1966, Crustal structure of the mid-oceanic ridges. 5. Heat flow through the Atlantic ocean floor and convection currents. *Jour. Geophys. Res.* **71**, 5321~5355.
- Shimazu, Y., 1958, Physical theory of generation, upward transfer, differentiation, solidification, and explosion of magmas. *Jour. Earth Sci. Nagoya Univ.*, **8**, 72~85.
- 島津康男, 1966, 地球内部物理学. 裳華房, pp. 394.
- 島津康男, 1967, 地球の進化. 岩波, pp. 359.
- 島津康男, 河野芳輝, 1963, 1964, 上部マントルの非定常熱対流と造構作用. 地震, **16**, 115~122; **17**, 148~157.
- 島津康男, 入山 淳, 1966, マントルの非定常熱対流. 地震, **19**, 272~277.
- Shimazu, Y., T. Urabe, 1967, Development of the earth's mantle and behaviour of minor elements. *Geochem. Jour.* **1**, 71~94.
- Takeuchi, H., S. Uyeda, 1965, A possibility of present-day regional metamorphism. *Tectonophys.* **2**, 59~68.