

マントルからの流体の熱的影響と九州中部地域の 地殻熱構造について

西 村 敬 一

FILTRATION OF MANTLE FLUIDS AS A POSSIBLE MECHANISM OF HEATING OF THE EARTH'S CRUST, WITH SPECIAL REFERENCE TO THE THERMAL STRUCTURE IN CENTRAL KYUSHU

By Keiichi NISHIMURA

Synopsis

The physical basis of the thermal model comprising the mechanism of filtration of mantle fluids has been investigated and then it has been suggested that this model can be utilized only in such cases that the earth's crust is characterized by sufficiently high permeability of the rocks. The filtration mechanism was offered as a possible explanation of the extremely high values of surface heat flow observed in central Kyushu, especially in the volcanic and geothermal area, where deep-seated faults like the Oita-Kumamoto tectonic line and differential block-movement along them have played a leading role in the late Cainozoic geological history, implying high permeability of the crustal rocks. On the other hand, it was noticed that this mechanism could not be responsible for thermal processes accompanied by extensive folding of the crust, such as regional metamorphism at the inversion stage of geosynclinal development, since in this case the filtration of mantle fluids is restricted by low permeability of the rocks, which rather brings about some advective motion of the crustal layers as manifested by folding.

1. は じ め に

地殻内温度分布は、さまざまな現象、とりわけ火成作用や変成作用の深部条件の考察にとって重要な意味をもつ。仮に、地殻断面中を diapiric に上昇するマグマを例にとっても、これが実際に表層に到達するためには通路となる部分があらかじめ著しく高温になっている必要があるが (Marsh, 1982)¹⁾、このような特殊な条件が地殻、とくに大陸の厚い地殻の中でいかにして実現されるかが議論されている (Bateman, 1984²⁾; Marsh, 1984³⁾)。しかし、この例に限らず一般に地殻の熱的状態についての判断は、それを支配する熱輸送の機構が多様であるため不確定なものになりがちであり、1つ1つの機構を検討していかざるを得ないのが現状である。

この論文では、マントルから上昇する volatile な流体の地殻の熱的状態への影響に注目し、この観点から具体的事例として九州中部地域で観測された異常に高い熱流量 (江原, 1984 a, b, c)^{4), 5), 6)} の原因について考察する。この種の問題を検討するのに広く用いられる熱学的モデルは filtration model, すなわち, volatile な流体が岩石層の中を通り抜けていくときの両者のあいだの熱のやりとりを定式化したモデルである。ここでもこのモデルに基づいて地殻内温度分布の簡単な計算を行う。しかし、その前にこのモデルの適用条件を検討しておく必要がある。というのは、これまでのこのモデルを用いた研究の中には必ずしも妥当とは思えない適用の例もみられるからである。

2. fluid filtration model の検討

マントルから上昇する volatile な流体による地殻の加熱を見積るために広く用いられている熱学的モデルは、この流体が静止した岩石層の中をゆっくりと通り抜けるときの熱のやりとりを定式化した filtration model である。これは次の式で表現される (Reverdatto and Kalinin, 1980)⁷⁾。

$$\phi \rho_f C_f \frac{\partial T_f}{\partial t} + m_f C_f \frac{\partial T_f}{\partial z} - \phi K_f \left(\frac{\partial^2 T_f}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_f}{\partial z^2} \right) + \alpha (T_f - T_r) = 0 \dots \dots \dots (1a)$$

$$(1-\phi) \rho_r C_r \frac{\partial T_r}{\partial t} - (1-\phi) K_r \left(\frac{\partial^2 T_r}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_r}{\partial z^2} \right) - \alpha (T_f - T_r) - Q = 0 \dots \dots \dots (1b)$$

ここで添字の f と r はそれぞれ流体と岩石に対応する。 ϕ は岩石の porosity, m_f は単位面積・単位時間あたりの流体の上昇量, そして, ρ , C , K , T はそれぞれ流体または岩石の密度, 比熱, 熱伝導度および温度を表わす。また, α は流体と岩石との間の熱伝達係数, Q は岩石層内の熱源を表わす。岩石の熔融が起るときにはステファンの条件が付け加わるが, ここでは省略する。

(1)式の各定数の値と適当な境界条件・初期条件を与えると地殻内温度分布が求まる。この温度分布の特徴は、熱輸送の効率がよいために地殻上部の温度勾配が大きくなることである。熱伝導だけの場合は、仮に地殻の中程まで熔融岩体が入り込んでいるときでも、地殻上部の温度勾配はあまり大きくならない。両者のちがいは Fig. 1 に模式的に示されている。これは Reverdatto and Kalinin (1980)⁷⁾の図を簡略にしたものである。彼らは図の2つの曲線の勾配のちがいに着目して広域変成作用の深部条件の判定を試みた。そして、確定的な結論は保留しながらも、塩基性マグマの貫入と熱伝導を考えたモデルの方が実際の変成岩帯の分布の特徴をよりよく説明できると指摘している。この熱学的計算に基づく判断が地質学的な判断 (Безычов 1978)⁸⁾とちょうど正反対になっていることが注目される。Безычов によれば、広域変成作用は花崗岩形成作用とともに地角斜の逆転段階 (inversion stage) の最も特徴的な現象であるが、この段階には上部マントルの熱的励起状態のインジケータである塩基性マグマは上昇せず、上記の現象に象徴される地殻の熱的励起状態はもっぱらマントルからの volatile な流体によって地殻が加熱されるために生じると考えられているのである。このような判断のちがいが何に起因するかを見きわめることは容易でないが、ここでは熱学的計算に用いられたモデルの適否を調べることによってその原因をさぐることにしたい。

ここで検討するのは、地角斜の逆転段階の現象の熱的条件を考察するのに filtration model を適用することは妥当かどうかという問題である。

まず、このモデルの基礎にある、静止した岩石層の中を volatile な流体が通り抜けていくという想定を、よりわかりやすい形で表現すると次のようになる。

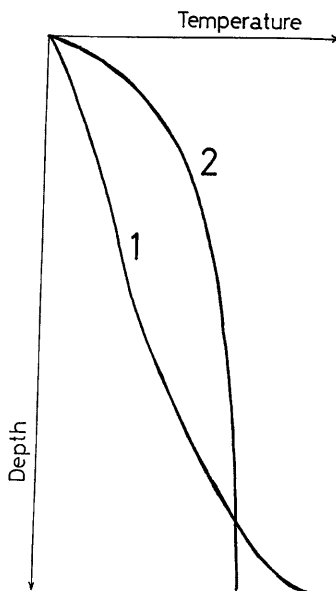


Fig. 1 Schematic representation of the difference in distribution of temperature in the earth's crust for the model of basic magmatic intrusion (1) and for the model of filtration of mantle fluids (2), simplified after Reverdatto and Kalinin⁷⁾

$$\phi \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \rho_f \left(\frac{1}{2} v^2 + \varepsilon_f + Q \right) \right\} = -\phi \operatorname{div} \left\{ \rho_f \mathbf{V} \left(\frac{1}{2} v^2 + W_f + Q \right) - \mathbf{V} \cdot \boldsymbol{\sigma}' - K_f \operatorname{grad} T_f \right\} - Q_{fr} \dots (2a)$$

$$(1-\phi) \frac{\partial}{\partial t} (\rho_r \varepsilon_r) = -(1-\phi) \operatorname{div} (-K_r \operatorname{grad} T_f) + Q_{fr} + (1-\phi) Q \dots (2b)$$

$$\frac{\partial \rho_f}{\partial t} + \operatorname{div} (\rho_f \mathbf{V}) = 0 \dots (2c)$$

ここで添字 f と r はそれぞれ流体と岩石に対応する。 ε , W , Q はそれぞれ内部エネルギー、エンタルピーおよび重力ポテンシャルを表わす。ベクトル $\mathbf{V}$ は流体の速度、スカラー v はその大きさ、 $\mathbf{V} \cdot \boldsymbol{\sigma}'$ は粘性によるエネルギーの散逸を表わしている。 Q_{fr} は流体から岩石への熱の伝達を表わし、第一近似としては α を熱伝達係数として次のようになる。

$$Q_{fr} = \alpha (T_r - T_f) \dots (2d)$$

ほかの記号は(1)式と同じである。式の形からわかるように、(2a) は流体についてのエネルギー保存則、(2b) は岩石層についてのエネルギー保存則、(2c) は流体の質量保存則を表わす。filtration model の特質は(2b) のエネルギー密度やエネルギー流束密度の中に運動に関係する項が含まれないことにあるが、これは岩石層の静止が前提されているのだから当然のことである。しかし、よく調べてみると、あらかじめこのような前提がされていない(2)式が適用できる場合があることがわかる。以下、そのための条件を Гончаров (1979)⁹⁾ に従って調べてみる。

いま、岩石層は粘性流体としての性質をもっており、その中へ volatile な流体が浸透しているために密度の逆転が生じ、力学的に不安定になっていると考える。この不安定性が岩石層の流動にまで発展するかどうかを調べるために、熱対流の判定との類推で水力学的レーリー数を導入する。Гончаров の考えに従ってその具体的な形を求めると次のようになる。

$$R = \Delta \rho \cdot g h^3 \cdot \frac{\eta_f}{\eta_r} \cdot c_f \cdot \frac{\phi}{D} \dots (3)$$

ここで、 $\Delta \rho$ は密度低下、 g は重力加速度、 h は岩石層の厚さ、 η_f と η_r はそれぞれ流体と岩石の粘性係数、 c_f は流体の圧縮率、 ϕ と D はそれぞれ岩石層の porosity と permeability である。熱対流の場合と同様に、 R がある臨界値より大きい小さいかによって岩石層に流動が生じるかどうか判定される。ただし、この場合の流動は advection である。 R が小さいときは岩石層は流動せず volatile な流体が通り抜ける、つまり、filtration が起こると考えられ、逆に R が大きければ岩石層自体に advection が生じ、もはや filtration とは異なる状態が生まれると考えられる。実際の地殻の条件に即して考えると、 R の大きさを左右するファクターの中で重要な意味をもつのは、(3)式の中の $\Delta \rho$, η_r , ϕ , D の各パラメータであり、これらは相互に密接に関係している。すなわち、porosity ϕ が大きければ $\Delta \rho$ や粘性係数 η_r も大きく変化することが考えられる。ここで注目に値するのは R と permeability D との関係である。これは、volatile な流体を含むことによって岩石層の密度や粘性が低下しても、流体が岩石層を容易に通り抜ける場合には advection が生じず、逆に岩石層の中に閉じ込められるときには、advection が起こりやすいことを意味する。したがって、深い断裂などがあって地殻の permeability が十分大きいと考えられる場合には filtration を想定することができ、(2)式の filtration model を適用することが可能であるが、そうでない場合には必ずしも filtration を想定できないと考えられる。

以上の考察に従えば、地角斜の逆転段階に特徴的な現象の熱的条件を調べるのに filtration model を用いることは妥当性を欠くと考えざるを得ない。なぜなら、この段階には大規模な褶曲運動が卓越することが知られており、地殻の岩石層に advective な運動が生じていると考えられるからである。これは、マントルからの volatile な流体が岩石層を通り抜けにくい状態に相当し、熱学的にみても、流体が運んできた熱が地殻深部の加熱に費される率が大きくなるため、anatectic な熔融の可能性も生じることになる。したがって、塩基性マグマの貫入ではなく、volatile な流体の熱的作用によって、第1図のマグマ貫入モデルによる地殻内

温度分布に近い状態が生じることもあり得ると考えられる。はじめに述べた地質学的な判断と熱学的計算に基づく判断とのちがいは、filtration model の妥当性を欠く適用に原因があったのではないかと考えられる。

3. 九州中部地域の地殻熱構造について

九州中部地域の地殻熱構造については、最近、江原 (1984 a, b, c)^{(4), (5), (6)} によって詳細な研究が行われ、注目すべき結果が発表されている。それによると、この地域、とりわけ阿蘇、九重などの火山周辺地域では地殻熱流量の値が異常に高いため、表層部における熱水循環の影響を考慮しても、地殻内の温度分布は九州の他の地域に比べて著しく高くなっている。その結果、この地域ではモホ面付近から深さ 50 km にかけて玄武岩質マグマが部分熔融しており、火山周辺地域ではそれが深さ 20 km あるいはそれより浅いところまで貫入していると推定されている。それを Fig. 2 に引用した。この図を見て気づくことは、推定された温度分布が大陸性リフトの深部に推定されているものと同等ないしそれを上回る高温状態を示していることである (例えばバイカルリフトやリョグランデリフトについての Зорин 他, 1981, 1984 の推定)^{(10), (11)}。このことは、九州中部地域にリフト方式の造構運動を想定するための根拠の 1 つとなるかもしれない。しかし、その場合、この地域ではリフト方式造構運動に特有の玄武岩質火山活動がほとんどみられず、安山岩質の活動が主体となっているのはなぜかという疑問が生じる。Fig. 2 の温度分布を前提にするなら、玄武岩質マグマの分化あるいは地殻岩石との混成作用などを考えることになる。しかし、温度分布そのものの、したがって異常に高い熱流量の原因について別様の解釈の可能性も残されているように思われる。というのは、Fig. 2 の

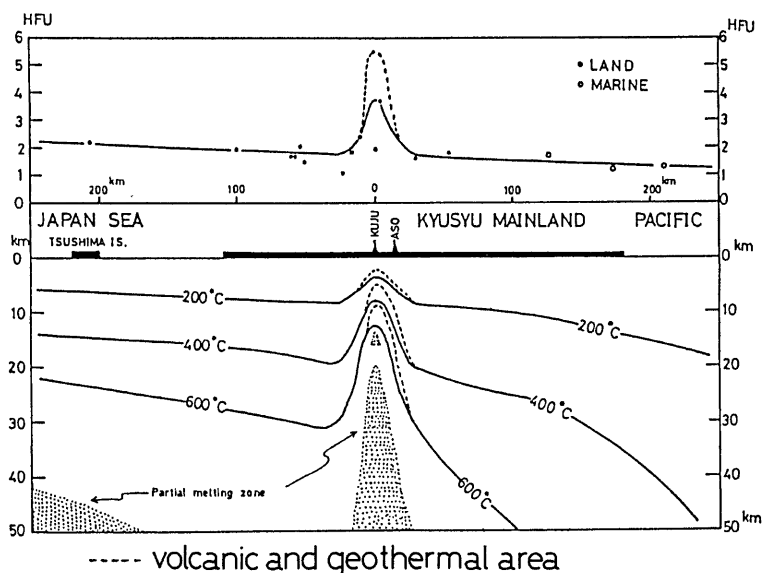


Fig. 2 Heat flow profile (upper) and temperature distribution in the crust and the uppermost part of the mantle (lower) in the NW-SE vertical section of Kyushu Island (after Ehara, 1984a⁽⁴⁾). The temperature distribution was calculated based on the equation of one-dimensional steady-state conduction of heat.

温度分布は熱伝導モデルで計算されたものであり、マントルからの volatile な流体が関与する可能性は考慮されていないからである。

そこで、filtration model を用いて簡単な計算を行い、温度分布の推定にどのような影響が生じるかを検討することにした。

まず、このモデルの適用が妥当かどうかを考える。そのためには九州中部地域の地質学的な特徴を知る必要がある。最近の研究によれば（松本，1977，1979）^{12), 13)}，この地域にはほぼ 200 万年ぐらい前から島弧変動（藤田，1982）¹⁴⁾ とよばれる質的に新しい造構運動が現われ、第四紀全体を通じてブロック運動と火山活動の場になったと考えられている。これらは大分—熊本線などの構造線に規定されており、この構造線とはほぼ一致する地溝の存在や、地溝と阿蘇・九重などの火山との密接な関係が指摘されている。すなわち、深い断層ゾーンが存在が考えられる。さらに、この地域の火山活動のほとんどすべてが安山岩質であることは、深部での volatile な流体の介在を示唆している。それは、安山岩質マグマの起源に関するとの説においても volatile な流体が重要な役割を果たすという点では共通しているからである。以上のことを考慮すれば、この地域の地殻の熱的状态を考察するのに volatile な流体の filtration を想定しても不合理ではないと思われる。

ここでは、江原（1984 a）⁴⁾ と同様に一次元定常状態を仮定して地殻内温度分布を計算する。流体の上昇速度 v は小さい ($v^2 \approx 0$) と仮定すると、(2)式から次の式が得られる。

$$\phi \left(K_f \frac{\partial^2 T_f}{\partial z^2} - \rho_f C_f v \frac{\partial T_f}{\partial z} - \rho_f g v \right) - \alpha (T_f - T_r) = 0 \quad (4a)$$

$$(1 - \phi) K_r \frac{\partial^2 T_r}{\partial z^2} + \alpha (T_f - T_r) + (1 - \phi) Q = 0 \quad (4b)$$

$$\rho_f v = \text{const.} \quad (4c)$$

これを(1)式と比べると、(1)式では重力ポテンシャルの影響が考慮されていないことがわかるが、結果にはほとんど影響しない。流体の上昇量は $m_f = \phi \rho_f v$ の形で表わされる。計算に用いたモデルを Fig. 3 に示す。熱源分布は図のように二種類考えてみたが、結果にはほとんど影響しなかった。定数のうち K_f , K_r , C_f は

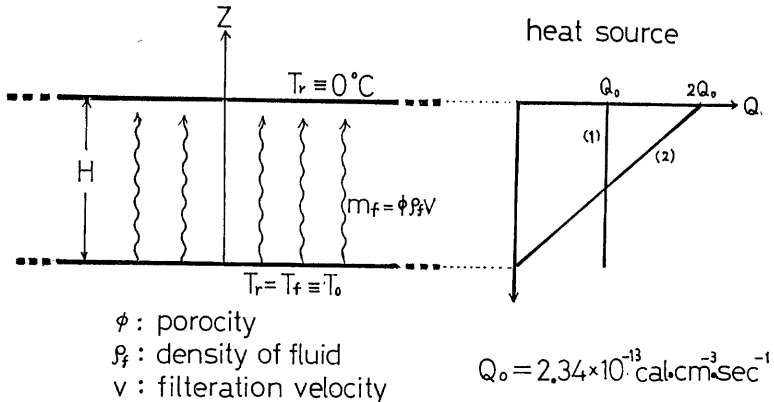


Fig. 3 A model of one-dimensional steady-state filtration of mantle fluids with the boundary conditions and the distribution of internal heat sources, utilized for calculation of temperature distribution in the earth's crust

それぞれ $K_f = 0.003 \text{ cal} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{sec}^{-1} \cdot \text{deg}^{-1}$, $K_r = 0.006 \text{ cal} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{sec}^{-1} \cdot \text{deg}^{-1}$, $C_f = 0.42 \text{ cal} \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{deg}^{-1}$ とした (Reverdatto and Kalinin, 1980)⁷⁾。熱伝達係数 α は流体と岩石の物性で決まる本来の意味での熱伝達係数の他に、両者の接触面積比 (単位体積あたりの接触面積) にも依存するため適当な値を定めてくいが、ここでは Череменинский (1972)¹⁵⁾ に従って $\alpha = 10^{-2} \sim 10^{-3} \text{ cal} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{sec}^{-1} \cdot \text{deg}^{-1}$ を採用した。

地殻底の温度 T_0 と流体の上昇量 m_f をパラメータとして計算すると、Fig. 4 にその一例を示すような温度

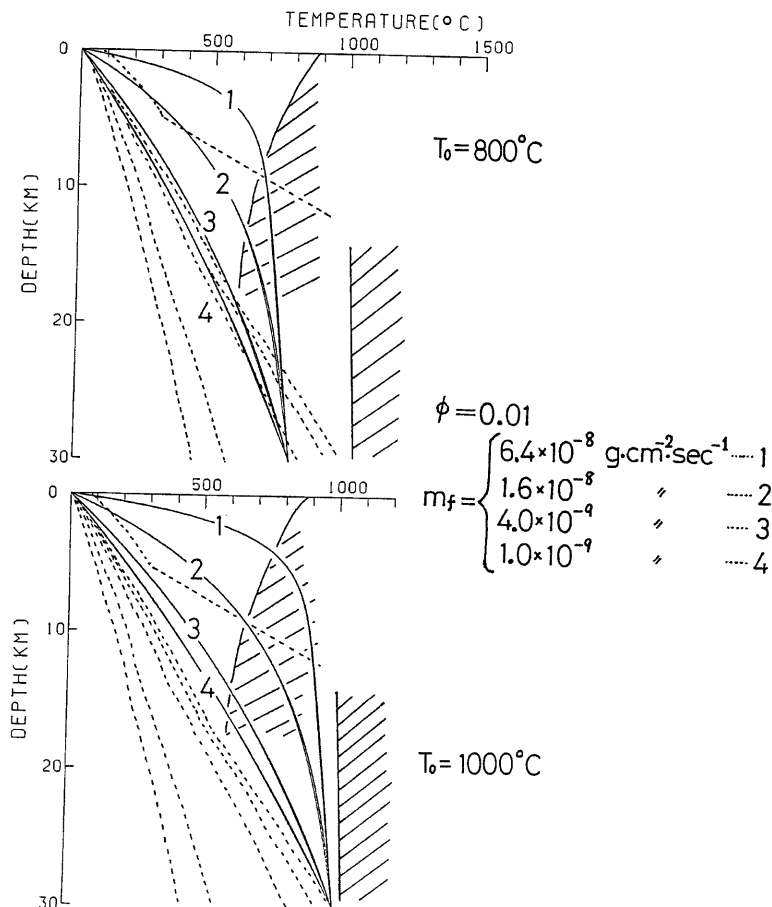


Fig. 4 Comparison of temperature distribution in the earth's crust calculated for the model of filtration of mantle fluids (solid lines) and for the model of heat conduction (broken lines, after Ehara^{4),6)}), hatched zones indicating possible partial melting of wet granitic and basaltic rocks, respectively. It is suggested that the filtration mechanism could be offered as an alternative explanation of the extremely high heat flow values observed in central Kyushu, especially in the volcanic and geothermal area.

分布(実線)が得られる。流体の上昇量 m_f (単位は $\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{sec}^{-1}$) が 10^{-9} 以下のときは温度分布は固体熱伝導の場合と大差ない。逆に 10^{-7} を越えると解が得られなくなる。したがって、 m_f の $10^{-8}\sim 10^{-9}$ の範囲での変化によって著しく違った温度分布が得られる。図の点線は、江原 (1984 a, c)^{4), 6)} によって熱伝導モデルを用いて求められた温度分布、斜線部は部分溶融岩体の存在を推定する際に用いられた granite と basalt-eclogite の融解領域である。深さ 10 km で 800℃ に達する点線が火山地域の熱流量から推定された温度分布であり、これが Fig. 2 に描かれている玄武岩質マグマ貫入の根拠になっている。しかし、Fig. 4 からわかるとおり、マントルからの volatile な流体の filtration が関与すれば、異常な高熱流量に対応する地殻最上部の高温度勾配は、 $T_0=800^\circ\text{C}$, $m_f=1.6\times 10^{-8}\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{sec}^{-1}$ あるいは $T_0=1000^\circ\text{C}$, $m_f=5\times 10^{-9}\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{sec}^{-1}$ のときでも実現される。この m_f の値は熱伝達係数 α の値とともにその現実性を評価するのが困難であるが、Reverdatto and Kalinin (1980)⁷⁾ が用いている値 ($10^{-7}\sim 5\times 10^{-8}$) より小さい。結局ここで指摘できることは、地表での熱流量値が異常に高いことが、必ずしも、地殻深部での温度が玄武岩質マグマの貫入を想定させるほど高いことは意味しないということである。

ところで、以前に和田・西村 (1981)⁴⁾ は阿蘇カルデラを南北のブロックに分ける断裂線 (あるいは断裂ゾーン) の存在を推定し、中央火口丘の主な火口がこの断裂線沿いに配置されていることを指摘した。そして、中央火口丘直下に想定される magma chamber (和田, 1981)¹⁷⁾ にとってこの断裂線が feeding channel のような役割を果しているという考えを述べた。このマグマは安山岩質のものであると考えられるが、もしもこれが上部マントルに起源をもつのであれば、この論文の冒頭で触れたように、地表近くまで上昇してくるためには通路になる部分が高温状態になっていなければならない (Marsh, 1982)¹⁾。また、このマグマが地殻上部で再熔融などによって生じるのであれば、そのための熱エネルギーの供給が必要である。いずれにしても断裂線沿いにマグマの上昇または発生にとって好都合な高温状態が維持される必要がある。Fig. 2 に描かれている温度分布はそのための条件を満たしているが、玄武岩質マグマがほとんど現われないのはなぜかという問題が残る。この論文での考察から示唆されるもう 1 つの可能性は、断裂線に沿ってマントルから上昇する volatile な流体によってこのような高温状態が作り出されるということである。

4. ま と め

この論文では、九州中部地域、とりわけ火山地域において観測されている異常に高い熱流量の原因を、マントルから上昇する volatile な流体による熱の供給という観点から考察した。そして、filtration model を用いた簡単な計算に基いて、地殻下部の温度が熱伝導モデルによって計算されているほど著しく高くなっても、異常高熱流量が観測される可能性はあることを指摘した。しかし、定量的な評価は難しい。

計算に先立って、これまで問題にされてこなかった filtration model の適用限界について検討した。その結果地向斜の逆転段階のように岩石層自体に大規模な流動が生じる場合には、その深部の熱的条件の考察にこのモデルを用いることは妥当性を欠くことが明らかになった。

終りにこの研究を進めるにあたって御指導御批判を頂いた京大理学部和田卓彦助教授に厚く御礼申し上げます。また、小論の発表の機会を与えて頂いた吉川宗治教授はじめ各位に深く感謝します。

参 考 文 献

- 1) Marsh, B.D.: On the Mechanics of Igneous Diapirism, Stoping, and Zone Melting, Amer. Jour. Sci., Vol. 282, 1982, pp. 808-855.
- 2) Bateman, R.: Comment: On the Mechanics of Igneous Diapirism, Stoping, and Zone Melting, Amer. Jour. Sci., Vol. 284, 1984, pp. 979-980.
- 3) Marsh, B.D.: Reply, ibid., pp. 981-984.

- 4) 江原幸雄：九州中部地域の地殻熱流量の決定，火山，第29巻，第2号，1984 a，pp. 75-94.
- 5) 江原幸雄：九州中部地域の放熱量と熱水上昇を考慮した地殻上層の温度，火山，第29巻，第3号，1984 b，pp. 195-213.
- 6) 江原幸雄：九州中部地域の地殻構造と地震活動の関連，火山，第29巻，第4号，1984 c，pp. 249-265.
- 7) Reverdatto, V.V. and A.S. Kalinin: Two Models of the Origin of Granitoid Magma and Accompanying Metamorphism in Mobile Belts of the Earth's Crust, Tectonophysics, Vol. 67, 1980, pp. 101-121.
- 8) Белоусов, В.Б.: Эндеогенные Режимы Материков, Недра, М., 1978.
- 9) Гончаров, М.А.: Инверсия Плотности в Земной Коре и Складкообразование, Недра, М., 1979.
- 10) Зорин, Ю.А. в С.Б. Осокина: Модель Нестационарного Температурного Поля Земной Коре Байкальской Рифтовой Зоны, Изв. АН СССР, Физика Земли No. 7, 1981, pp. 3-14.
- 11) Зорин, Ю.А., С.Б. Лепина и С.Б. Лысак: Термический Режим и Утонение Литосферы в Позднем Кайнозое на Юго-Западе США, Тихоокеанская Геология, No. 4, 1984, pp. 49-59.
Кайнозое на Юго-Западе США, Тихоокеанская Геология, No. 4, 1984, pp. 49-59.
- 12) 松本徂夫：九州におけるグリントフ変動と島弧変動の火山活動，地団研専報，第20号，1977，pp. 257-264.
- 13) 松本徂夫：九州における火山活動と陥没構造に関する諸問題，地質学論集，第16号，1979，pp. 127-139.
- 14) 藤田至則：島弧変動について，地団研専報，第24号，1982，pp. 1-32.
- 15) Череменин, Г.А.: Геотермия, Недра, Л., 1972
- 16) 和田卓彦・西村敬一：阿蘇カルデラの地下構造について，火山，第26巻，第2号，1981，pp. 83-92.
- 17) 和田卓彦：火山性微動の発生機構（Ⅱ），火山，第26巻，第1号，pp. 1-7.