

熱水流動に伴うピエゾ磁気効果のモデリング

Modeling of piezomagnetic effect associated with hydrothermal pressurization.

大久保綾子 (産業技術総合研究所)・神田径・石原和弘 (京都大学防災研究所)

Ayako Okubo (Geological Survey of Japan, AIST), Wataru Kanda, and Kazuhiro Ishihara
(Disaster Prevention Research Institute, Kyoto University.)

Abstract

Geomagnetic field variations observed at many volcanoes suggest temperature changes and/or stress changes inside those volcanoes. Such volcanomagnetic effects are largely controlled by a behavior of volcanic fluids or hydrothermal systems that transport heat and mass from the deep source. In this study, we have developed postprocessors to calculate piezomagnetic effect caused by hydrothermal pressurization. By using a newly developed postprocessor, we carried out numerical experiments on the effect of host-rock permeability and the influence of caprock, as a factor to change the physical state within the volcanic edifice. From these evaluations, it turns out that the both effects influence not only the amount of piezomagnetic changes but also the duration of the anomalous piezomagnetic field.

1. はじめに

火山活動に伴った地磁気の時間変化が多く、活動的火山で観測され、その主な原因として、火山体浅部の温度変化による「熱磁気効果」や応力変化に起因する「ピエゾ磁気効果」が挙げられている。活動的火山では、比抵抗構造や自然電位分布などから、火山体浅部に熱水対流系が存在することが推定され、地震観測からも、長周期微動の発生に地下流体の関与が示唆されるなど、火山活動に火山流体が重要な役割を果たしていることが明らかとなってきたとともに、熱磁気効果やピエゾ磁気効果の発現にも、火山流体あるいは熱水対流系が関与していると推測されている (例えば, Sasai *et al.*, 1990; Tanaka, 1993; Sasai *et al.*, 2002; Del Negro *et al.*, 2000; 神田, 2007)。また一般に、ピエゾ磁気効果は熱磁気効果よりも小さいとされているが、マグマ貫入など一時的に増圧が起こった直後 (Reid, 2004) や、地下浅部にキャップロックなど不透水岩体の存在で増圧過程が進行する場合 (Hayba and Ingebritsen, 1997) は、間隙水圧が非常に高まるため、ピエゾ磁気効果による地表での磁場変動も無視できないと考える。そこで本研究では、熱水流動シミュレータ HYDROTHERM (Ingebristen and Hayba, 1994) で計算された火山体内部の間隙流体の圧力分布を用いて、ピエゾ磁気効果による地表での磁場変化を求め、ポストプロセッサを開発した。これを用いて、定常的な熱水流動から一時的に増圧が起こり、またもとの定常状態に戻る可逆的現象に伴うピエゾ磁気変化について、時間ステップごとに数値シミュレーションを行なった。

2. 3次元有効応力場の定式化

熱水流動に伴うピエゾ磁気効果を計算するために、熱水流動モデルから得られる間隙流体の圧力分布を有効応力場に焼き直す必要がある。有効応力場は全応力場と次のような関係がある (Iverson and Reid, 1992)。

$$\tau'_{ij} = \tau_{ij} + \alpha p \delta_{ij} \quad (1)$$

ここで x, y, z はデカルト座標系 (Fig. 2a の実線の矢印), δ_{ij} は Kronecker delta, p は間隙流体の圧力を示す。 α は、 $\alpha = 1 - K_b/K_s$ で示され (K_s : 媒体粒子の体積弾性係数, K_b : 多孔質媒体の体積弾性係数), 本研究では Iverson and Reid (1992) と同様に全て $\alpha = 1$ としている。またピエゾ磁気効果の計算には、その性質状、直交座標系における全象限の応力変化分布が必要である。そこで、Iverson and Reid (1992) による 2次元 seepage-force approach の手法と Rice and Cleary (1976) の理論に基づいて、3次元有効応力平衡方程式は以下のように拡張することができる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tau'_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau'_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau'_{xz}}{\partial z} &= \alpha \rho_w g \frac{\partial h}{\partial x} \\ \frac{\partial \tau'_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau'_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau'_{yz}}{\partial z} &= \alpha \rho_w g \frac{\partial h}{\partial y} \\ \frac{\partial \tau'_{zx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau'_{zy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau'_{zz}}{\partial z} &= (\rho_t - \alpha \rho_w) g + \alpha \rho_w g \frac{\partial h}{\partial z} \end{aligned} \quad (2)$$

ここで、 ρ_t は固体-液体二相混合における多孔質媒体の体積密度、 ρ_w は間隙水の体積密度、 g は重力加速度の大きさ、水頭 (hydraulic head) h は $h = p/\rho_w g + z$ である (Iverson and Reid, 1992)。このように、右辺の体積力は、浸透力と間隙流体の静水圧下における浮力となる。

これらの 6 つの未知の有効応力成分を決める為に、間隙媒体における応力-歪の関係式を導く。Rice and Cleary (1976) の理論に基づいて、有効応力-歪の関係式を導くと、以下のように通常のフックの法則の形式と

等しくなる。

$$\tau'_{ij} = 2G\varepsilon_{ij} + \delta_{ij} \frac{E\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)} \varepsilon_{kk} \quad (3)$$

ここで、

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad \varepsilon_{kk} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z}$$

u, v, w は x, y, z 方向における変位成分で、 E はヤング率、 G はせん断弾性係数、 ν はポアソン比である。

境界条件として、変位に関しては Fig.2(b) に示したとおりであり、間隙水に関しては Fig.2(b) の媒体に対して以下のように書ける。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial h}{\partial x}(0, y, z) &= 0 \\ \frac{\partial h}{\partial x}(x_A, y, z) &= 0 \\ \frac{\partial h}{\partial y}(x, 0, z) &= 0 \\ \frac{\partial h}{\partial y}(x, y_A, z) &= 0 \\ \frac{\partial h}{\partial z}(x, y, 0) &= 0 \\ h(x, y, z_B) &= z_B \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

3. 3次元有効応力場の有限要素式

体積 Ω において与えられた境界条件のもと変位 u, v, w を解く際、重み付け残差法を用いて有効応力平衡方程式 (2) を有限要素式に変換する。

$$F(u, v, w) = \iiint_{\Omega} b_i dv - \iiint_{\Omega} \frac{\partial \tau'_{ij}}{\partial x_j} dv \quad (5)$$

ここで、

$$b_i = \alpha \rho_w g \left(\frac{\partial h}{\partial x} + \frac{\partial h}{\partial y} + \frac{\partial h}{\partial z} \right) + (\rho_t - \alpha \rho_w) g$$

$$\frac{\partial \tau'_{ij}}{\partial x_j} = \frac{\partial \tau'_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau'_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau'_{zz}}{\partial z} + \left(\frac{\partial \tau'_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau'_{xy}}{\partial x} \right) + \left(\frac{\partial \tau'_{xz}}{\partial z} + \frac{\partial \tau'_{xz}}{\partial x} \right) + \left(\frac{\partial \tau'_{yz}}{\partial z} + \frac{\partial \tau'_{yz}}{\partial y} \right)$$

停留条件として、 $\delta F(u, v, w) = 0$ を満足するように変位 u, v, w を解く。この近似解を求める為に、上記の式を離散化していく。体積 Ω を m_u に離散化して、方程式 (5) を次の形式に置き換える。

$$F(u, v, w) = \sum_{e=1}^{m_u} \varphi_e(u, v, w) \quad (6)$$

ここで

$$\varphi_e(u, v, w) = \iiint_{\Omega_e \in \Omega} b_i dv - \iiint_{\Omega_e \in \Omega} \frac{\partial \tau'_{ij}}{\partial x_j} dv$$

Ω_e は要素 e の体積である。この式に $\delta F(u, v, w) = 0$ を導入すると以下を得る。

$$\sum_{e=1}^{m_u} \iiint_{\Omega_e} b_i \delta u_i dv - \sum_{e=1}^{m_u} \iiint_{\Omega_e} \tau'_{ij} \frac{\partial \delta u_i}{\partial x_j} dv = 0 \quad (7)$$

ここで

$$b_i \delta u_i = \alpha \rho_w g \left(\delta u \frac{\partial h}{\partial x} + \delta v \frac{\partial h}{\partial y} + \delta w \frac{\partial h}{\partial z} \right) + \delta w (\rho_t - \alpha \rho_w) g$$

$$\tau'_{ij} \frac{\partial \delta u_i}{\partial x_j} = \tau'_{xx} \frac{\partial \delta u}{\partial x} + \tau'_{yy} \frac{\partial \delta v}{\partial y} + \tau'_{zz} \frac{\partial \delta w}{\partial z} + \tau'_{xy} \left(\frac{\partial \delta u}{\partial y} + \frac{\partial \delta v}{\partial x} \right) + \tau'_{xz} \left(\frac{\partial \delta u}{\partial z} + \frac{\partial \delta w}{\partial x} \right) + \tau'_{yz} \left(\frac{\partial \delta v}{\partial z} + \frac{\partial \delta w}{\partial y} \right)$$

Global coordinate system (Fig.2a) で式 (7) の積分を施すことは困難であるので、Local coordinate system (ξ, η, ζ) (Fig.2c : $|\xi| < 1, |\eta| < 1, |\zeta| < 1$) に変換する。この座標系では、要素内の任意の点 (ξ, η, ζ) における $\{\mathbf{u}\} = [u(\xi, \eta, \zeta), v(\xi, \eta, \zeta), w(\xi, \eta, \zeta)]^T$ の近似解 φ は要素の節点での近似解 $\{\mathbf{u}\}_e$ から内挿される。つまり、

$$\{\mathbf{u}\} \approx \varphi(\xi, \eta, \zeta) = \mathbf{H}\{\mathbf{u}\}_e \quad (8)$$

ここで $\{\mathbf{u}\}_e = [u_1, u_2, \dots, u_8, v_1, v_2, \dots, v_8, w_1, w_2, \dots, w_8]^T$, $\mathbf{H}(\xi, \eta, \zeta) = [h_1, h_2, \dots, h_8, h_1, h_2, \dots, h_8, h_1, h_2, \dots, h_8]^T$ であり, $h_i(\xi_j, \eta_j, \zeta_k)$ は要素の i 番目の節点での形状関数であり, 次の条件を満足する.

$$h_i(\xi_j, \eta_j, \zeta_j) = \delta_{ij} \quad \sum_{i=1}^8 h_i(\xi, \eta, \zeta) = 1$$

本研究では, 8 節点・6 面体の 3 次元 Iso-Parametric 要素 (Fig.2c) を用いたため, 各節点の形状関数は以下である.

$$\begin{cases} h_1(\xi, \eta, \zeta) = \frac{1}{8}(1+\xi)(1-\eta)(1-\zeta) & h_2(\xi, \eta, \zeta) = \frac{1}{8}(1+\xi)(1+\eta)(1-\zeta) \\ h_3(\xi, \eta, \zeta) = \frac{1}{8}(1-\xi)(1+\eta)(1-\zeta) & h_4(\xi, \eta, \zeta) = \frac{1}{8}(1-\xi)(1-\eta)(1-\zeta) \\ h_5(\xi, \eta, \zeta) = \frac{1}{8}(1+\xi)(1-\eta)(1+\zeta) & h_6(\xi, \eta, \zeta) = \frac{1}{8}(1+\xi)(1+\eta)(1+\zeta) \\ h_7(\xi, \eta, \zeta) = \frac{1}{8}(1-\xi)(1+\eta)(1+\zeta) & h_8(\xi, \eta, \zeta) = \frac{1}{8}(1-\xi)(1-\eta)(1+\zeta) \end{cases}$$

要素内の任意の点において, 体積力 $\{\mathbf{b}\} = [b_x(\xi, \eta, \zeta), b_y(\xi, \eta, \zeta), b_z(\xi, \eta, \zeta)]^T$ は節点から内挿される;

$$\{\mathbf{b}\} = \mathbf{H}[b_{x1}, b_{x2}, \dots, b_{x8}, b_{y1}, b_{y2}, \dots, b_{y8}, b_{z1}, b_{z2}, \dots, b_{z8}]^T \quad (9)$$

ここで, $[b_{x1}, b_{x2}, \dots, b_{x8}, b_{y1}, b_{y2}, \dots, b_{y8}, b_{z1}, b_{z2}, \dots, b_{z8}]^T$ は節点での体積力のベクトルである.

同様に, 要素内の座標 x, y, z は, 節点での値 $\mathbf{X}_e, \mathbf{Y}_e, \mathbf{Z}_e$ から内挿される:

$$[x, y, z] = [\mathbf{H}\mathbf{X}_e, \mathbf{H}\mathbf{Y}_e, \mathbf{H}\mathbf{Z}_e], \quad (10)$$

ここで $\mathbf{X}_e = [x_1, x_2, \dots, x_8]^T$, $\mathbf{Y}_e = [y_1, y_2, \dots, y_8]^T$, $\mathbf{Z}_e = [z_1, z_2, \dots, z_8]^T$. 最終的に, global coordinate system の式 (7) は, Local coordinate system に変換される:

$$\left[\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right]^T = \mathbf{J}^{-1} \left[\frac{\partial}{\partial \xi}, \frac{\partial}{\partial \eta}, \frac{\partial}{\partial \zeta} \right]^T, \quad (11)$$

$$dV = \det \mathbf{J}(\xi, \eta, \zeta) d\xi d\eta d\zeta, \quad (12)$$

ここで \mathbf{J} は, Global system から Local system に変換するための Jacobian matrices である.

式 (8)-(12) を式 (7) に代入すると, 以下を得る.

$$\sum_{e=1}^{m_v} \delta\{\mathbf{u}\}_e^T (\mathbf{K}_e \{\mathbf{u}\}_e - \mathbf{F}_e) = 0, \quad (13)$$

ここで

$$\mathbf{K}_e = \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 \mathbf{K}_v(\xi, \eta, \zeta) d\xi d\eta d\zeta \quad \mathbf{F}_e = \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 \mathbf{F}_v(\xi, \eta, \zeta) d\xi d\eta d\zeta$$

$\mathbf{K}_v = \mathbf{B}^T \mathbf{D} \mathbf{B}$, ($\mathbf{B} = \mathbf{J}^{-1} [\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial x}, \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial y}, \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial z}]^T$, matrix \mathbf{D} は方程式 (3) に対応する), $\mathbf{F}_v = \mathbf{H}^T \{\mathbf{b}\} \det \mathbf{J}$.

ガウス積分を利用して, 要素 matrices \mathbf{K}_e と \mathbf{F}_e は次のように書ける:

$$\mathbf{K}_e = \sum_i^{p_\xi} \sum_j^{p_\eta} \sum_k^{p_\zeta} w_i w_j w_k \mathbf{K}_v(\xi_i, \eta_j, \zeta_k) \quad \mathbf{F}_e = \sum_i^{p_\xi} \sum_j^{p_\eta} \sum_k^{p_\zeta} w_i w_j w_k \mathbf{F}_v(\xi_i, \eta_j, \zeta_k) \quad (14)$$

ここで p_ξ, p_η, p_ζ は数値積分の sampling point 数であり, ξ_i, η_j, ζ_k は数値積分の sampling point での座標, w_i, w_j, w_k は重みを示す. ここで, 要素のせん断応力解の精度を高めるため, 要素剛性マトリクス $\mathbf{K}_v(\xi_i, \eta_j, \zeta_k)$ の ε_{kk} の項 (方程式 3 を参照) の計算において, 他の項の Gauss 積分精度よりも, 1 ランク低い積分精度で計算する, Reduced Integration Procedure を適用した.

マトリクス \mathbf{S}_e を用いて, 要素の節点の値 $\{\mathbf{u}\}_e$ を足し合わせて, Global nodal vector $\{\mathbf{u}\}$ にすると, 以下のように書き表される.

$$\{\mathbf{u}\}_e = \mathbf{S}_e \{\mathbf{u}\} \quad (15)$$

ここで節点数 n に対し, $\{u\}=[u_1, u_2, \dots, u_n, v_1, v_2, \dots, v_n, w_1, w_2, \dots, w_n]^T$ が解くべき値である. 式 (15) を式 (13) に置き換えると以下になる.

$$\sum_{e=1}^{m_v} (\delta\{u\})^T S_e^T (K_e S_e \{u\} - F_e) = 0, \quad (16)$$

式 (16) は, 節点の変位 $\delta\{u\}$ が非ゼロのどんな場合でも成り立ち, その時以下を満たす.

$$Ku = F \quad (17)$$

ここで, $K = \sum_{e=1}^{m_v} S_e^T K_e S_e$, $F = \sum_{e=1}^{m_v} S_e^T F_e$. このように有効応力の FEM は, 要素マトリックス K_e の計算および線形方程式 (17) を解く事になる. ここで明らかに, D マトリックスが対称であるので, 剛性マトリックス $B^T DB$ も対称になり, 対称 Multi-Diagonal Matrix を用いた連立方程式の計算方法を利用した.

4. 熱水流動モデル

Fig. 3 で示されるように, 2次元の軸対称座標を用いた, シミュレーションは, 500m の半径をもつ 900 °C の深成岩体が深さ 3 km まで貫入し, 完全に定常状態になった後, 冷却した深成岩の直上から半径 40m のマグマが深さ 500m まで貫入した場合を考える. 火山岩の特性および初期条件や境界条件は Hayba and Ingebritsen (1997) と同様である. 岩石の特性において, 浸透率と熱容量は温度依存性をもつが, 間隙率, 密度, 熱伝導率は全てのシミュレーションにおいて一定とした (Table.1). 浸透率の温度依存性に関しては, 500 °C を超えた時点で, マグマと母岩ともに $10^{-22} m^2$ で, 500°C-400°C に減少するにつれて, log-linear に $10^{-19} m^2$ (マグマ) と $10^{-17} m^2$ (母岩) に増加し, 360°C を越えた時点で, 10^{-13} - $10^{-15} m^2$ (母岩) と $10^{-18} m^2$ (マグマ) と仮定した (c.f. Manning and Ingebritsen, 1999). 冷却した深成岩体は, 低い浸透率 ($10^{-18} m^2$) をもつ. また不透水岩体としてのキャップロックは, $10^{-18} m^2$ (マグマ) と仮定した. 熱容量の温度依存性に関しては, 900°C から 750°C までの間は $2000 J/(kgK)$, 750 °C 以下では $1000 J/(kgK)$ とした. また, 底面の境界条件として, 地下深部から供給される熱流量を, 母岩内では $80 mW/m^2$, 深成岩内では $120 mW/m^2$ とした.

5. ポストプロセッサの開発

本研究では, 2次元軸対称の熱水流動モデルを採用したが, ピエゾ磁気効果の計算には, その性質状, 直交座標系における全象限の応力変化分布が必要である. そこで, Fig.1(b) のような手順で計算をすすめた. まず, 2次元軸対称の熱水流動モデルから得られる間隙流体の圧力分布を 3次元分布に補間し, 動水勾配を計算する. 浸透力を求めた後, 間隙流体の静水圧下における浮力の効果と併せて, 体積力の分布を求める. 次に, 3次元有効応力平衡方程式を Fig.2(b) の境界条件の下, 求めた体積力の分布とともに有限要素法 (3章を参照) を用いて変位・有効応力分布を計算する. ここで開発した FEM プログラムで計算される数値解の精度は, Gravitational stress の Savage et al.,(1985) と Liu and Zoback (1992) による解析解と比較することで検証した. 有効応力場は, 膨大な計算メモリが必要となるため, 熱水流動モデルの対称性を利用して一象限のみの計算を行っている. 最後に, 線形ピエゾ磁気効果 (Sasai, 1980) から全ての象限に対する磁化変化の分布を求め, Sasai & Ishikawa (1978) の手法を用いて, 地表での磁場変化を求めた. なお, 伏角は 0° と 90°, 偏角は全て 0° として計算している (Table 3).

6. シミュレーションによるケーススタディ

マグマ貫入イベントにより熱水系が擾乱を受けた後の, ピエゾ磁気効果に起因する地表での地磁気変化を数値的に評価した. ここでは, 母岩の浸透率およびキャップロックの影響について, Table 2 に示されるような 6つのモデルに対して計算をした.

Fig. 4 に Model B (Table 2) の熱水流動パターンと圧力分布を示す. Fig. 5 は, その分布に対応する地上でのピエゾ磁場異常分布である. 貫入直後, マグマの外側での流動パターンは貫入によって分布は変わらないが, 気相状態が貫入マグマの上部で表れる. 圧力の高い領域はマグマの内部に限られるが, 急な圧力勾配およびピエゾ磁化変化 (ΔJ_x , ΔJ_z) にもそれぞれがマグマと母岩の間で見られる (Fig. 4a, 4d, 4g). 従って, Fig. 5a (I=0°) と 5d (I=90°) は, 貫入したマグマの圧力によって引き起こされる磁場異常分布を表している. 貫入後 32 年では, 強い上昇流がマグマの外側の深い部分で生じる. 気相領域もマグマの外側および下方へと広がって行き, 2相領域を生じている. 圧力分布およびピエゾ磁気変化は貫入直後に比べて小さく, 勾配も緩やかになっている (Fig. 4b, 4e, 4h). 磁気異常のパターンは前のステップとほとんど変わらないが, 変化量は減少している (Fig. 5b と 5e). 貫入後 512 年では, マグマの圧力およびピエゾ磁化変化は消費され, 流動パターンも定常状態になる (Fig. 4c, 4f, 4i). 磁気異常もほぼ消失している (Fig. 5c と 5f).

Fig. 6 で示される磁場変化は, マグマ貫入直上点における, 異なる浸透率およびキャップロックの効果に対するピエゾ磁気効果をまとめている. Model A, B, C はキャップロックが存在しない場合, Model D, E, F は存在する場合である. ここでのモデルの浸透率は, Model B (E) に対して, Model A (D) は 1桁大きく, Model C (F) は 1桁小さくなっている (Table 2). Fig. 6(a) は伏角 0° の場合, Fig. 6(b) は 90° の場合を示す. Fig. 6 の結果に対して, 特徴を述べる. 貫入後 1.5 年までには大きな変動はみられないが, 母岩の浸透率が最も小さい Model C (F) は貫入直後ですでに大きな変動を示している. また 1.5 年を超えた後, Model C (F) は激的に変動をし, 3 年目には, その変化量は 10nT 近くまで到達する. 概して, 5 年を超えた後は全てのモデルに対して, 劇的な変動

をすることもなく、定常状態に徐々に近づいていく。しかし詳細にみると、5年を越えた後、キャップロックが存在する場合としない場合では、その変動量に違いが見られる。一般的にキャップロックが存在する場合、変化量は大きく、間隙水圧が高まっていることを示唆している。Fig.6の結果は、母岩の浸透率の効果およびキャップロックの効果、ピエゾ磁気変化を発生させる応力変化の分布および変化量に、強く影響を与えている事を示唆している。

7. まとめ

マグマ貫入後の熱水流動のシミュレーションを行い、熱水系の消長によって地表でのピエゾ磁場がどのように変化するかを数値的に評価した。シミュレーションで得られる間隙水圧の分布から火山体内部の磁化変化分布を見積もり、地表でのピエゾ磁気変化を計算するポストプロセッサを開発し、浸透率および不透水岩体であるキャップロックがピエゾ磁気変化にどの程度影響を与えるかをケーススタディ化することで調べた。その結果、浸透率が小さい方が、地磁気変化が大きく、地磁気変化が観測される時間が長いこと、またキャップロックが存在する場合は、存在しない場合と比べて一般的に地磁気変化量が大きくなることがわかった。

謝辞

本研究では、東京都総合防災部の笹井洋一博士および産業技術総合研究所の石戸経士博士には有益な御助言を頂きました。ここに感謝の意を表します。

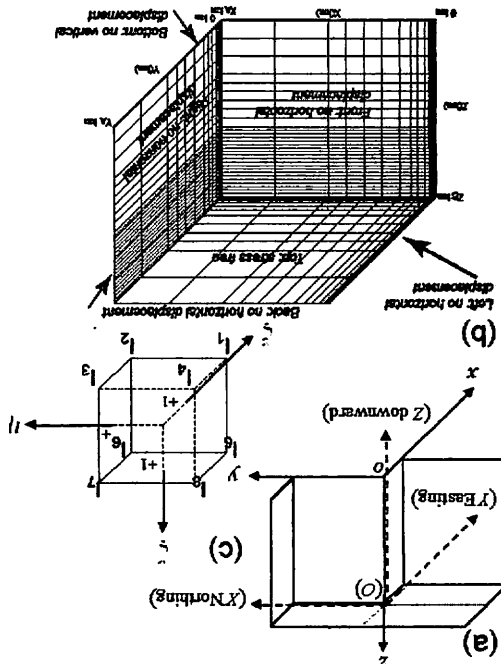
参考文献

- Del Negro, C. & F. Ferrucci., 2000. Volcanomagnetic effects at Vulcano Island (Aeolian archipelago, Italy), *Geophys. J. Int.*, **140**, 83-94.
- Hayba, D. O. & S. E. Ingebritsen., 1994. The computer model HYDROTHERM, a three-dimensional finite-difference model to simulate ground-water flow and heat transport in the temperature range of 0 to 1,200 C, *U. S. Geol. Surv. Water Resour. Invest. Rep.*, **94-4045**, 85 pp.
- Hayba, D. O. & S. E. Ingebritsen., 1997. Multiphase groundwater flow near cooling plutons, *J. Geophys. Res.*, **102**, 12235-12252.
- Ishido T. & J. W. Pritchett, 2001. Prediction of magnetic field changes induced by geothermal fluid production and reinjection, *GRC Transactions*, **25**, 645-649.
- Iverson R. M. & M. E. Reid, 1992. Gravity-driven groundwater flow and slope failure potential. 1: Elastic effective-stress model, *Water Resour. Res.*, **28**(3), 925-938.
- 神田 径, 2007. 口永良部島火山の最近の地磁気変化について, 平成 18 年度防災研究推進特別事業「口永良部島の水蒸気爆発発生とその後の推移の予測のための実践的研究」(代表者: 井口 正人), 37-40.
- Liu L. & M. D. Zoback., 1992. The Effect of Topography on the State of Stress in the Crust: Application to the Site of the Cajon Pass Scientific Drilling Project. *J. Geophys. Res.*, **97** (B4), 5095-5108.
- Manning, C. E. & S. E. Ingebritsen, 1999. Permeability of the continental crust: Implications of geothermal data and metamorphic systems, *Rev. Geophys.*, **37**, 127-150.
- Reid M. E., 2004. Massive collapse of volcano edifices triggered by hydrothermal pressurization. *Geology*, **32**, 373-376; doi: 10.1130/G20300.1.
- Rice, J.R. & Cleary, M.P., 1976. Some basic stress diffusion solutions for fluid-saturated elastic porous media with compressible constituents, *Rev. Geophys. Space Phys.*, **14**(2), 227-241.
- Sasai, Y. & Y. Ishikawa, 1978. Changes in the geomagnetic total force intensity associated with the anomalous crustal activity in the Eastern part of the Izu Peninsula(2) — the Izu-Oshima-Kinkai earthquake of 1978 —, *Bull. Earthq. Res. Inst., Univ Tokyo*, **53**, 893-923.
- Sasai, Y., 1980. Application of the elasticity theory of dislocations to tectonomagnetic modeling, *Bull. Earthq. Res. Inst., Univ Tokyo*, **55**, 387-447 (in Japanese with English abstract). Sasai, Y., T. Shimomura, Y. Hamano, H. Utada, T. Yoshino, S. Koyama, Y. Ishikawa, I. Nakagawa, Y. Yokoyama, M. Ohno, H. Watanabe, T. Yukutake, Y. Tanaka, T. Yamamoto, K. Nakaya, S. Tsunomura, F. Muromatsu, R. Murakami, 1990. Volcanomagnetic Effect Observed during the 1986 Eruption of Izu-Oshima Volcano, *J. Geomag. Geoelectr.*, **42**, 1990, 291-318.
- Sasai, Y., M. Uyeshima, J. Zlotnicki, H. Utada, T. Kagiya, T. Hashimoto & Y. Takahashi, 2002. Magnetic and electric field observations during the 2000 activity of Miyake-jima volcano, Central Japan, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **203**, 769-777.
- Savage, W.Z., H.S Swolfs & P.S. Powers, 1985. Gravitational stresses in long symmetric ridges and valleys, *Int. J. Rock Mech. Soc. Geomech. Abstr.*, **22**, 291-302.
- Tanaka, Y., 1993. Eruption mechanism as inferred from geomagnetic changes with special attention to the 1989-1990 activity of Aso volcano, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, **56**, 319-338.

$\lambda = \mu$ Rigidity (v Poisson's ratio)	3×10^5 bar (0.25)
β Stress sensitivity	2×10^{-4} bar ⁻¹
J_0 Initial magnetization	5.0 A/m
I Magnetic inclination	0° or 90°
D Magnetic declination	0°

Table 3 Parameters of magnetic properties.

Fig. 2 The coordinate system used in this study. (a) a coordinate system (x,y,z) with origin o_0 which calculate effective stress field, and a coordinate system (X,Y,Z) with origin O_0 which calculate piezomagnetic change. (b) geometry model showing boundary and initial conditions for elastic-stress solution of the first quadrant calculated in this study. (c) a coordinate system (ξ, η, ζ) used for the element specification in the 3-D finite element method.



Model	host rock permeability	Caprock
Model A	$10^{-13} m^2$	No present
Model B	$10^{-14} m^2$	No present
Model C	$10^{-15} m^2$	No present
Model D	$10^{-13} m^2$	Present
Model E	$10^{-14} m^2$	Present
Model F	$10^{-15} m^2$	Present

Table 2 Six models used in the case study.

Property	Pluton	Host rock	Cap rock
Permeability m^2	$f_z(T)$	10	10^{-18}
Porosity %	5	1000	5
Heat capacity $J/(kg K)$	$g(T)$	1000	1000
Thermal conductivity $W/(m K)$	2	2	2
Rock density kg/m^3	2500	2500	2500

Table 1 Rock properties used in our calculation.

Fig. 3 Geometric model showing boundary and initial conditions for all hydrothermal fluid flow solution presented in this study.

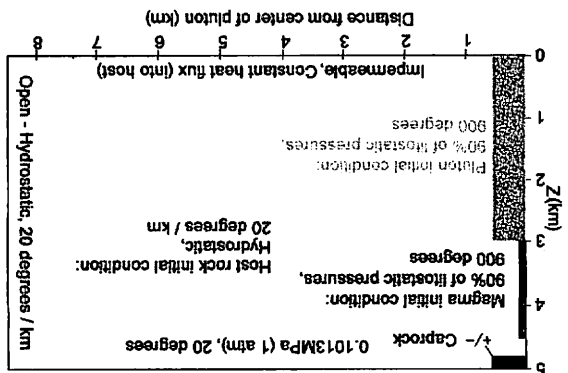
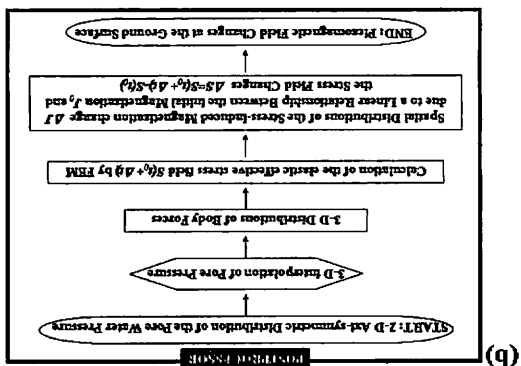
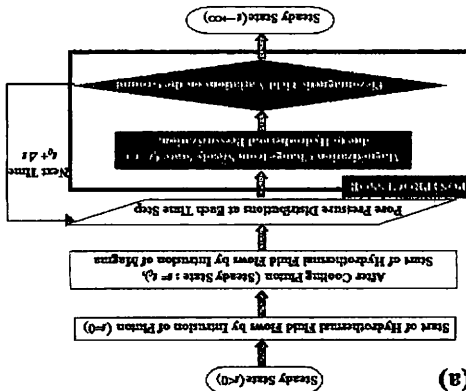


Fig. 1 The process of evaluating for piezomagnetic change in association with hydrothermal activity in this study. (a) Location of a postprocessor to the entire process. (b) Flowchart for a postprocessor.



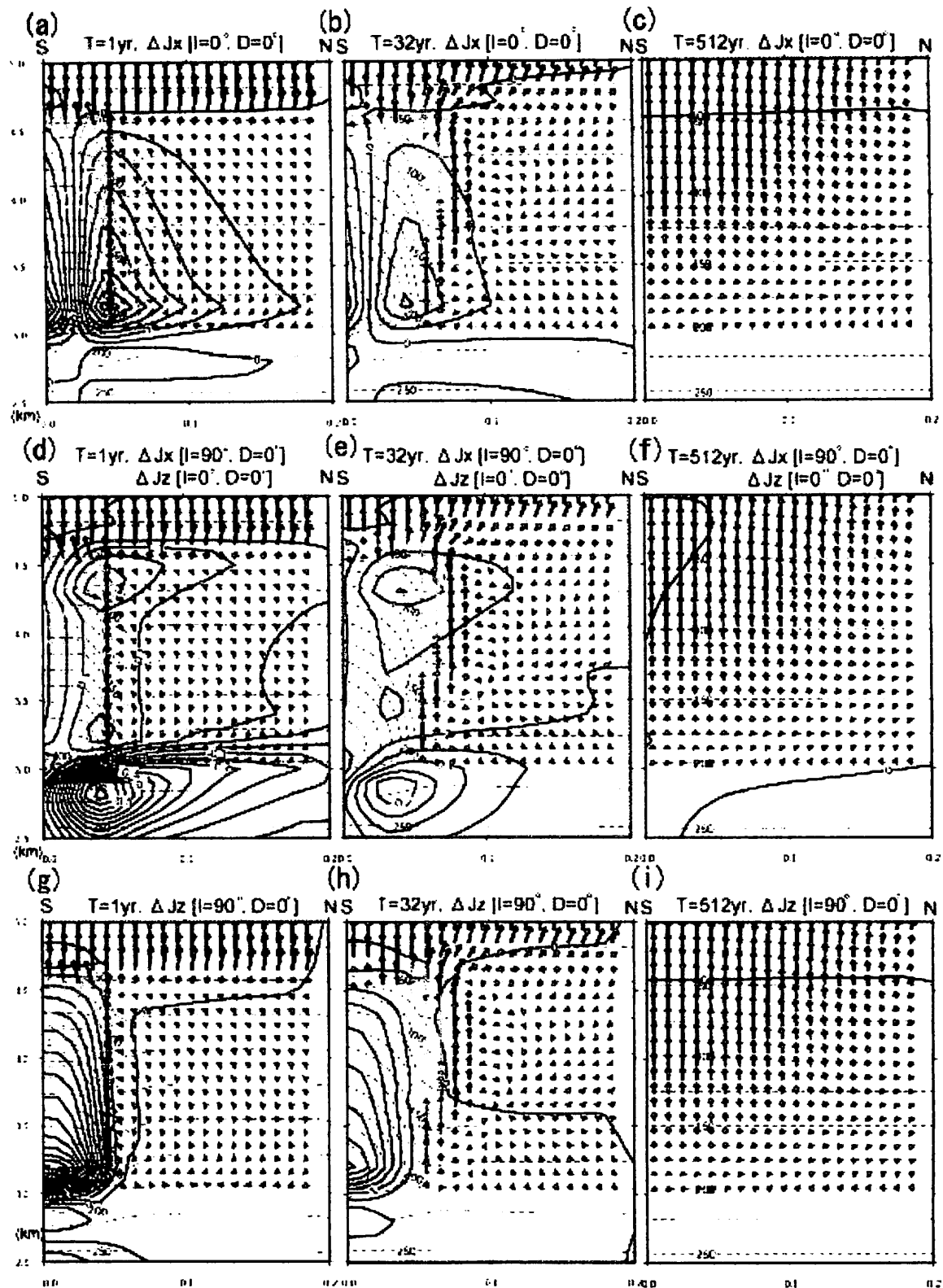


Fig. 4 Simulation results for *Model B* showing stress-induced magnetization (solid contours), thermal pore-fluid pressurization (broken lines) and fluid-flow vectors at selected times. Solid arrows represent flow vectors for liquid and supercritical water. Shaded arrows show steam velocities and thus indicate boiling. Distributions of ΔJ_x of magnetization changes within the N-S cross section in the case of $I=0^\circ$ and $D=0^\circ$ at selected times: (a) 2^0 yr, (b) 2^5 yr and (c) 2^9 yr. Distributions of ΔJ_x of magnetization changes within the N-S cross section in the case of $I=90^\circ$ and $D=0^\circ$ at selected times: (d) 2^0 yr, (e) 2^5 yr and (f) 2^9 yr. The figures (d, e and f) also represent ΔJ_z within the N-S cross section in the case of $I=0^\circ$ and $D=0^\circ$ and ΔJ_x within the E-W cross

section in the case of $I=0^\circ$ and $D=90^\circ$. Distributions of ΔJ_z of magnetization changes within the N-S cross section in the case of $I=0^\circ$ and $D=0^\circ$ at selected times: (g) 2^0 yr, (h) 2^5 yr and (i) 2^9 yr. Unit is 10^5 emu/cc.

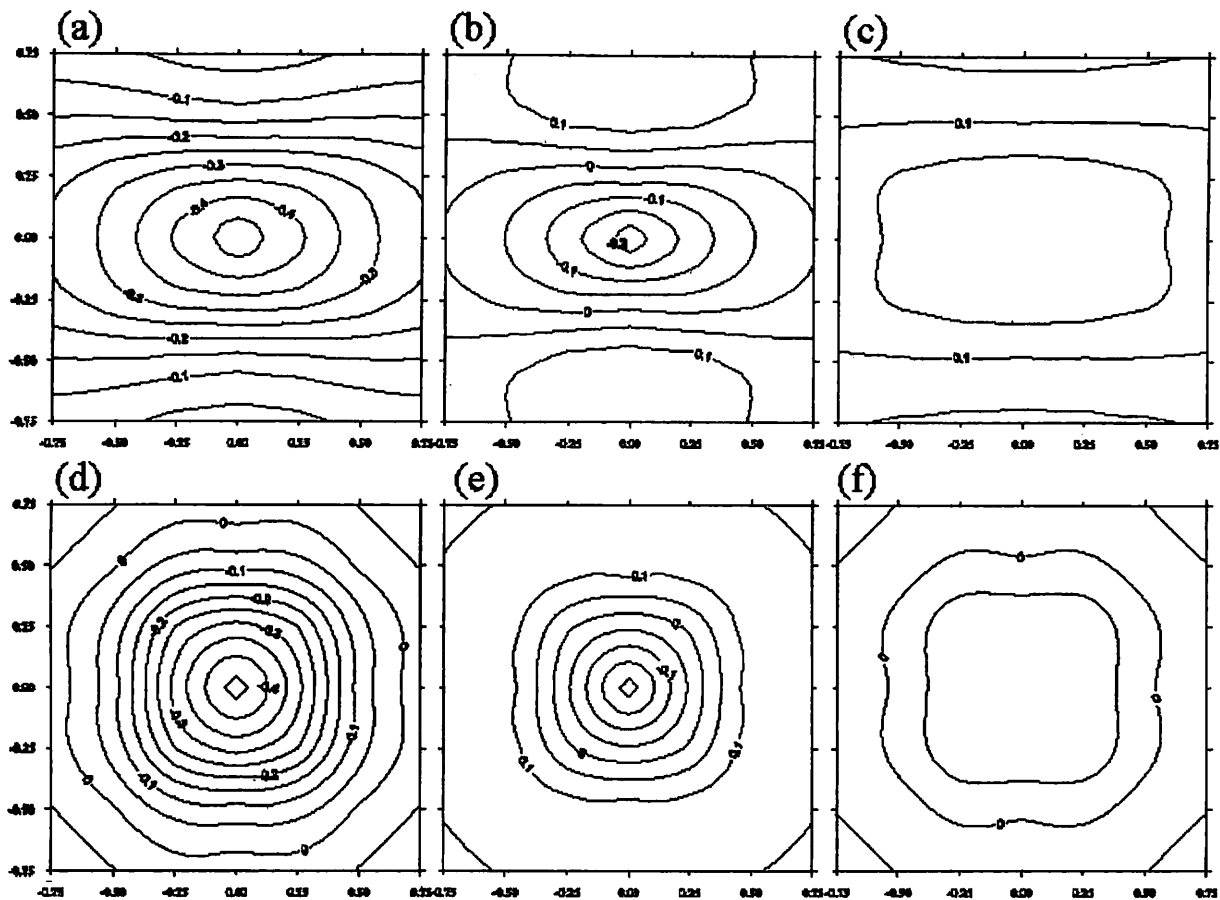


Fig. 5 Simulation results for Model B showing horizontal contour maps of calculated change in total intensity at selected times: (a) 2^0 yr, (b) 2^5 yr and (c) 2^9 yr in the case of $I=0^\circ$ and $D=0^\circ$ and (d) 2^0 yr, (e) 2^5 yr and (f) 2^9 yr in the case of $I=90^\circ$ and $D=0^\circ$. Area extends over -0.75 to $+0.75$ km E and -0.75 to $+0.75$ km N. Contour intervals show 0.05 nT.

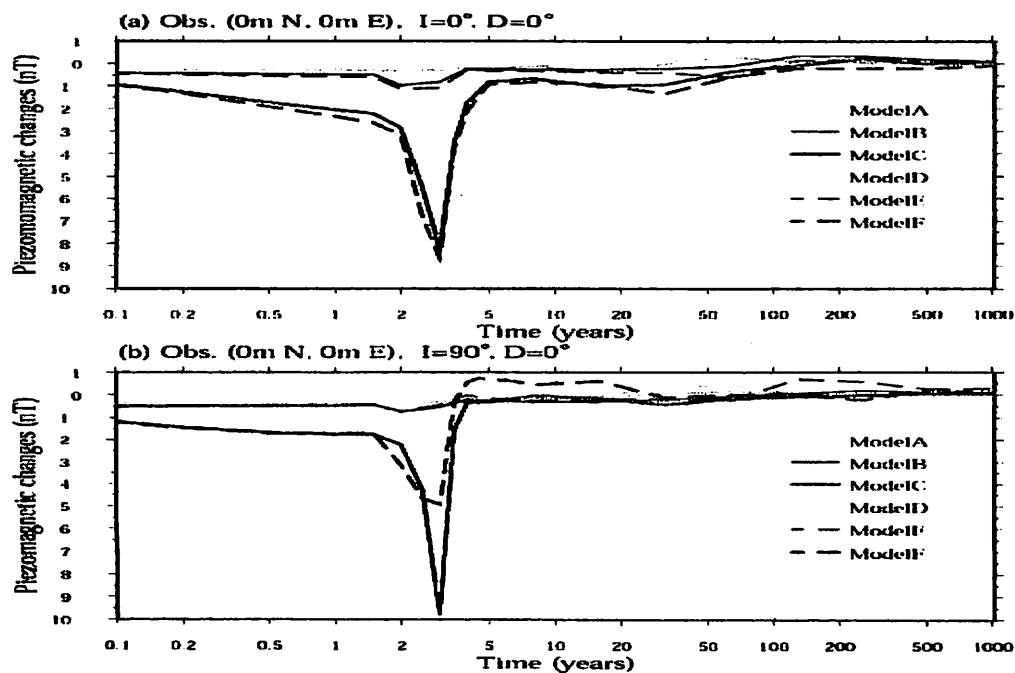


Fig. 6 Piezomagnetic histories at a surface point immediately above the magma intrusion (a) in the case of $I=0^\circ$ and $D=0^\circ$ and (b) $I=90^\circ$ and $D=0^\circ$.