

1.2.4 地形の影響を考慮した茂木モデルによるピエゾ磁気効果

地形の影響を考慮した茂木モデルによるピエゾ磁気効果

山崎 明・坂井孝行（気象研究所地震火山研究部）

Piezomagnetic Field Associated with the Mogi Model Considering Topographic Effects

by

Akira Yamazaki and Takayuki Sakai

*Seismology and Volcanology Research Department, Meteorological Research Institute,
1-1 Nagamine, Tsukuba, Ibaraki, 305-0052, Japan*

(Received August 31, 2006; Accepted November 20, 2006; Published December 19, 2006)

Abstract

The Mogi model is a fundamental crustal deformation model in volcanology. Although Sasai(1991) derived an analytic solution for the Piezomagnetic field due to the Mogi model, it is necessary to evaluate topographical effects since volcanic topographies surround volcanic areas. The topographical effects have not been well studied, probably because a procedure of the 3-D numerical computing is somewhat complicated. In this study, we evaluate the topographical effects of a conical volcano, which is a typical volcanic topography, on the piezomagnetic field.

A finite-element method is applied to compute a stress field in the crust. Next, the stress field is converted to piezo-magnetization applying the linear piezomagnetic law. To obtain the piezomagnetic effects at the surface, numerical volume integration is then performed over the whole crust.

As a result, we found that the ratio of topographical effects on the piezomagnetic field at the volcano surface reaches almost 50%. We also found a piezomagnetic anomaly field at the foot area of the volcano caused by stress concentration.

1. はじめに

ピエゾ磁気は地殻の応力変化に伴い地殻を構成する岩石の磁化が変化して発生するもので、地表では磁場変化として観測されピエゾ磁気効果と呼ばれている（例えば Sasai, 1980）。火山においては地下に存在するマグマ溜りが膨張あるいは収縮すれば周囲の地殻の応力場が変化し、ピエゾ磁気効果による磁場の発生が期待できる。この磁場変化を地表で検出すれば、地球磁場の観測から火山内部の応力状態の変化もしくはマグマの挙動を知ることができる可能性がある。近年においては高精度の地殻変動観測がマグマ溜りの挙動監視に有効であると考えられているが、ピエゾ磁気効果に

よる方法は地殻変動とは独立しており、地殻変動観測を補う上でも意味があると思われる。

1980年代以降、地下の温度上昇に伴う熱消磁による磁場変化が国内のいくつかの火山で観測され、地磁気が火山活動の監視に有効であることが実証された（例えば Yukutake, 1990; Tanaka, 1993）。一方ピエゾ磁気効果についてはこれまであまり着目されてこなかったが、熱消磁と並んで火山性の磁場変化をもたらす主要な原因のひとつであると考えられている。特に数時間以内の短時間の火山現象ではむしろピエゾ磁気効果の方が熱消磁より大きな磁場変化をもたらすものと考えられ、今後の観測に期待される。

ピエゾ磁気効果のモデリングに関しては、これまで解析的および数値的手法による研究がなされてきた。Davis (1976)はキラウエア火山を対象とし数値的手法により茂木モデルに伴うピエゾ磁気効果の計算を試みた。

Corresponding author: Akira Yamazaki,
Meteorological Research Institute, Tsukuba 305-0052, Japan.
E-mail: ayamazak@mri-jma.go.jp

これが三次元モデリングによりピエゾ磁気効果の計算を行った最初の試みであった。Sasai (1991)は茂木モデルに伴い地表に生じる磁場の解析解を導いた。

茂木モデル(Mogi, 1958; 山川, 1955)は半無限弾性体内の十分深くに十分小さな圧力球が存在する場合のモデルであるが、現実には地殻は不均質であり地表は平坦ではない。また、圧力源が浅い場合や形状が円柱状であるケースもある。地殻の磁化についても同様ではない。これらすべてがピエゾ磁気効果の解析解の誤差要因となりえるが、これらのそれぞれについてどの程度問題となるのかについて評価しておく必要がある。このうち、地形については形状がよくわかっており、Fig.1に示すように圧力源の上に火山地形が存在するケースはごくふつうにある。この地形の影響が無視できるほど小さいものであれば解析解の適用に問題はないのであるが、ピエゾ磁気効果では観測点近くの応力分布の寄与が大きいと考えられ、地形の影響は無視できない可能性がある。その影響を明らかにするには地形を考慮したモデル計算によって地形効果の評価を行う必要がある。

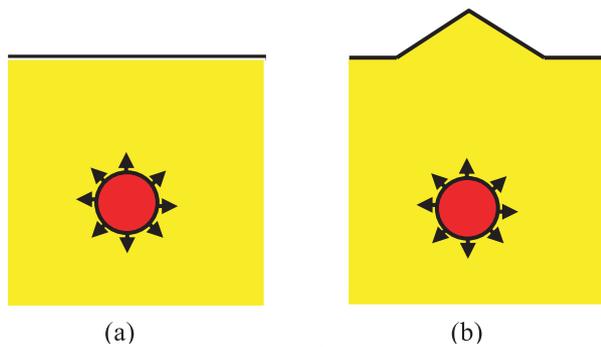


Fig. 1 Schematic of inflation of a pressure source (a magma chamber) in the crust
 (a) Semi-infinite elastic medium model (Mogi model)
 (b) For an existing volcanic topography over the pressure source

これまで三次元ピエゾ磁気効果のモデリングについてはある程度研究がなされてきている(Suzuki and Oshiman, 1990; 坂中ら, 1996; 坂中, 1998)。しかしこれらの研究ではピエゾ磁気効果の計算の手法的な問題や円筒状の圧力ソースの場合などについて調べているが、地形の問題についてはふれていない。その意味で地殻の応力変化まで数値的に求め地形の問題を議論するのは本研究が初めてであると言える。本研究では典型的な火山地形である円錐形の地形をモデルに選び、地下の圧力球が膨張する場合のピエゾ磁気効果についてモデル計算を行い、地形がピエゾ磁気効果に及ぼす影響の特徴について調べた。

2. ピエゾ磁気効果の計算

地表で観測されるピエゾ磁気効果は地殻応力全体の積分効果として出現する。よって、計算は初め地殻応力の分布を求め、次に地殻の磁化と応力磁化係数から地殻応力分布をピエゾ磁化の分布に置き換え、最後にピエゾ磁化を地殻全体で積分して地上の観測点での磁場の大きさを求めるというプロセスになる。ピエゾ磁化は線形ピエゾ磁気効果(Sasai, 1980)より地殻の応力テンソル τ_{ij} から次式で求めることができる。

$$\begin{pmatrix} \Delta J_x \\ \Delta J_y \\ \Delta J_z \end{pmatrix} = \beta \begin{pmatrix} -\frac{\tau_{yy} + \tau_{zz}}{2} + \tau_{xx} & \frac{3}{2}\tau_{xy} & \frac{3}{2}\tau_{xz} \\ \frac{3}{2}\tau_{yx} & -\frac{\tau_{xx} + \tau_{zz}}{2} + \tau_{yy} & \frac{3}{2}\tau_{yz} \\ \frac{3}{2}\tau_{zx} & \frac{3}{2}\tau_{zy} & -\frac{\tau_{xx} + \tau_{yy}}{2} + \tau_{zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_x \\ J_y \\ J_z \end{pmatrix}$$

ここで J_x, J_y, J_z は地殻の岩石磁化で、 β は応力磁化係数、 $\Delta J_x, \Delta J_y, \Delta J_z$ はピエゾ磁化である。

このピエゾ磁化を地殻全体で積分すれば観測点におけるピエゾ磁気効果が求められる。すなわち、

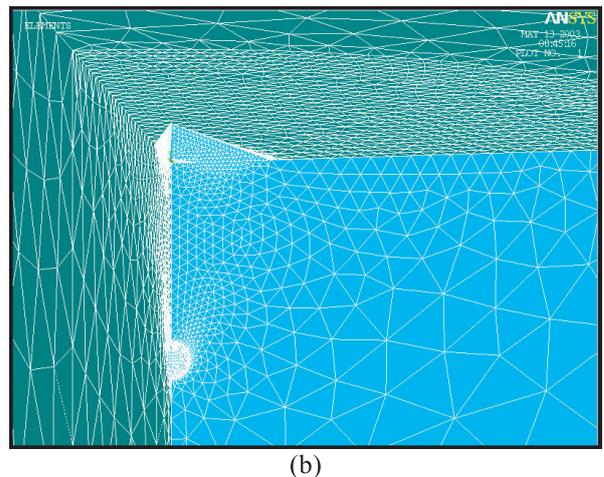
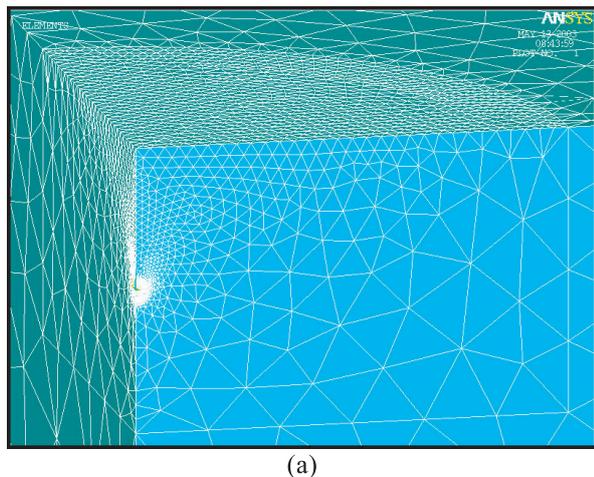


Fig. 2 Finite-element model for solving a stress field due to the pressure source in the crust. Table 1 lists the common parameters for models A and B.

(a) Model A

Model of a pressure source 10km deep with a radius of 1,000m in the semi-infinite elastic medium.

(b) Model B

Model of an existing conical volcanic topography of which the radius is 5,000m and the height is 2,000m. The conical topography exists right above the pressure source as in model A.

$$B = \int_0^H \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} T(x, y, z) dx dy dz$$

$$\approx \sum_{k=1}^{Nz} \sum_{j=1}^{Ny} \sum_{i=1}^{Nx} T_{ijk}$$

で与えられる。ここで B は求めるピエゾ磁気効果の磁場で、 H はキュリー点深度である。数値的に体積積分を行う場合、積分範囲を直方体の体積要素に分割して計算を行うが、 T_{ijk} は直交座標系上で一つの磁化を持った直方体が観測点に作る磁場を意味する。本論文ではこの直方体の作る磁場の計算を中塚(1998)が示した計算式を用いて行った。

半無限弾性体の茂木モデルの場合、応力分布は解析的に求められるので(付録 A)、線形ピエゾ磁気効果よりピエゾ磁化を求めそのピエゾ磁化の体積積分を行えばよい。Suzuki and Oshiman (1990)はこの積分を数値的に行い、Sasai (1991)はこの積分を解析的に計算する式を導出した。

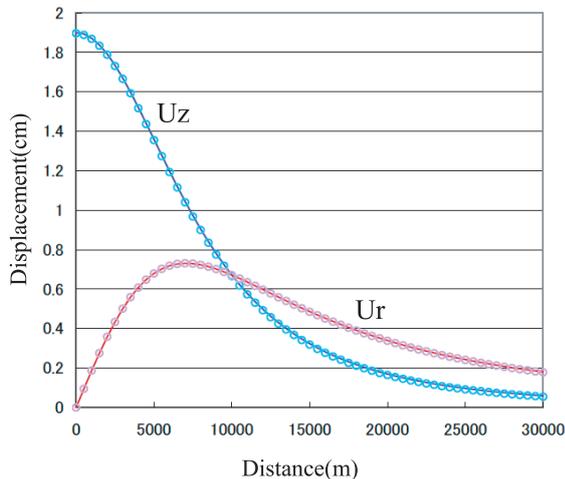


Fig. 3 Comparison of analytic solutions (solid line) with the finite-element solutions (O mark) on the surface displacement of model A.

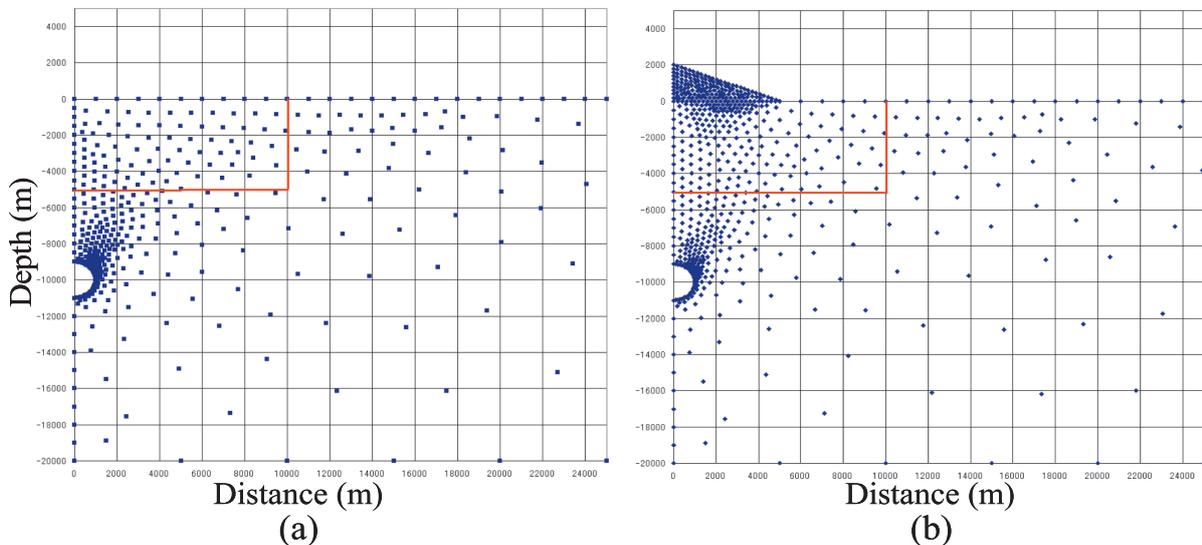


Fig. 4 (a) Distribution of the computed stress tensor points on the yz plane by the finite-element solution of model A. Red lines ($0 \leq y \leq 10,000, 0 \leq z \leq 5,000$) border the region for the finite-element solution for piezomagnetic computation. (b) For model B.

Sasai (1991)の解は茂木モデルの式から解析的に導いた点力源解で、TYPE II solution と呼ばれる(付録 B)。厳密には、圧力球はマグマ(流体)と想定しているの、圧力球内部は無磁化でありこの部分を積分から除外する必要がある。Sasai (1991)は圧力球を無磁化とした場合の解(TYPE III solution)も示している。しかし TYPE III solution は計算式が非常に複雑であるうえ、初等関数だけでは表せず完全楕円積分などの特殊関数も含まれる。Sasai (1991)が指摘するように TYPE II solution でも十分な近似を与えるので本論文では解析解として TYPE II solution を用いた。

一方、火山地形が存在する場合や膨張源があまり深くない場合、茂木モデルを適用し解析的に応力テンソルを求めることはできないので、有限要素法などを用いて数値的に応力テンソルを求め、数値的にピエゾ磁化の積分を行う方法をとることになる。本論文では弾性モデルの応力解析に有限要素法を適用し、有限要素解析では市販の解析ツール(ANSYS Ver.7.0)を用いた。

なお、今回ピエゾ磁気効果の計算を行うにあたり茂木モデルの応力テンソルの解析解(付録 A)とピエゾ磁気効果の解析解(付録 B)を参照用として用いた。これらの式はそれぞれ文献にあたれば記載されているものであるが、一部文献上の式の誤りや表現方法の相違、磁気ポテンシャルまでの導出で磁場の解になっていない式などもあり、計算式を整理する意味も含めて今回用いた解析解を付録に載せた。

3. ピエゾ磁気効果の計算モデルと実際の計算方法

計算モデルとして、半無限弾性体中の深さ 10km に半径 1km の圧力源が存在する場合(モデル A)と、モデル A の圧力源の真上に高さ 2km 半径 5km の円錐形の火山地形が存在する場合(モデル B)を選んだ(Fig.2)。計算に用いたパラメータを Table 1 に示す。モデル A については応力テンソルおよびピエゾ磁気効果の解析解が与えられているが、計算の確認のため数値解も別途求め解析解と比較した。有限要素解析はモデル A, B 共に軸

Table 1 Parameters used for computing the piezomagnetic field of models A and B. An analytic solution (Sasai, 1991 TYPE II) at 10m from the ground surface right above the pressure source is also displayed.

Depth of the center of the pressure source sphere	: D	10km
Radius of the pressure source sphere	: a	1km
Internal hydrostatic pressure of the sphere	: ΔP	+101.325 MPa
Rigidity of the crust (Lame' s constant)	: μ, λ	40 GPa
Depth of the Curie point isotherm	: H	20km
Stress sensitivity	: β	$2.0 \times 10^{-9}/\text{Pa}$
Geomagnetic declination	: D_0	0°
Geomagnetic inclination	: I_0	49°
Declination of the rock magnetization of the crust	: D_n	0°
Inclination of the rock magnetization of the crust	: I_n	49°
Intensity of the magnetization of the crust	: J	5A/m

Analytic Solution (Sasai, 1991 TYPE II)	
B_x	: -0.150161 nT
B_y	: 0.000000 nT
B_z	: 0.371161 nT
B_f	: 0.181604 nT

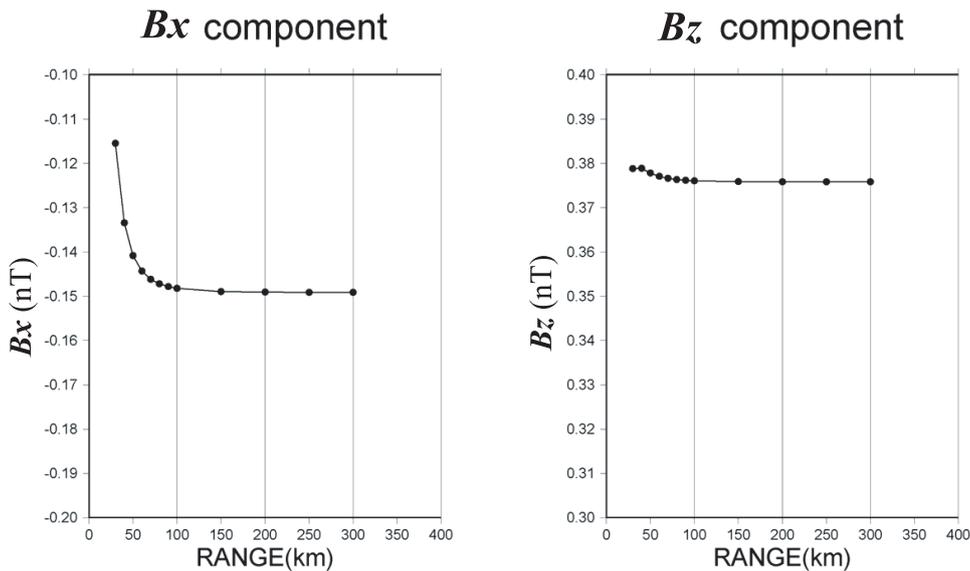


Fig. 5 Convergence of numerical integration by horizontal integral range to compute the piezomagnetic effect of model A. The plotted data is the calculated result of the x and z components listed in Table 2.

対称であることを利用し Fig.2 に示したように円筒を縦に 4 分割した範囲で行った。4 分割した切面では対称境界条件を適用しており、計算結果は円筒の場合と全く同じになる。計算ノード数はモデル A, B とも約 10 万点とした。有限要素解析の範囲を半径 150km、深さ 150km までと十分大きくしたところ、Fig.3 に示したようにモデル A の地表変位の解析解と有限要素解は 1% 程度で一致し、十分な精度での計算ができていることが確認できた(坂井・他, 2006)。

Fig.4 にモデル A, B で適用された有限要素法の計算ノードの yz 面上での分布を示す。ノードは基本的に応力変化の大きな圧力源近くと観測点に近い地表付近で密になるように配置させた。モデル B ではさらに火山体とその下部で密になるようにした。モデル B の場合、

火山体のへりの部分に計算ノードの密度が急変しているように見える箇所があるが、このことが有限要素計算の結果に影響しないことは確認してある。

ピエゾ磁気効果の数値計算に用いた応力テンソル 6 成分はひとまず yz 面上($0 \leq y \leq 100\text{km}, 0 \leq z \leq 20\text{km}$)での 100m 間隔の格子点で求め、これを数値計算のためのデータベースとして用いた。また、傾斜地形の段差の影響をなるべく小さくするため、モデル B の火山体部分($0 \leq y \leq 5\text{km}, -2 \leq z \leq 0\text{km}$)については 10m 間隔の格子点で求めた。ここで格子点解を求めるにあたり、Fig.4 の赤線の範囲内(半径 10km 以内、深さ 5km 以浅)の部分については有限要素解より薄板曲率最小化法を用いて補間して求め、その他の領域については付録 A で示した応力テンソルの解析解を用いた。これは、赤線の範囲

を超えると円錐形の火山の影響が十分に小さくなることと、範囲外では計算機の制約から有限要素解のノードがまばらになり、100m格子点の応力テンソルの決定精度が落ちることを考慮したものである。

こうして求めたyz面上の応力テンソル分布からモデルが軸対称であることを利用し、次式に示す応力テンソルの回転によって任意座標の応力テンソル値を計算し、ピエゾ磁化を求めた。ただし圧力球内部はマグマであると考え、磁化はゼロとした。

$$\begin{pmatrix} \tau_{xx} & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \tau_{yy} & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \tau_{zz} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta & 0 \\ -\sin\theta & \cos\theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tau_{xx=0} & 0 & 0 \\ 0 & \tau_{yy=0} & \tau_{yz=0} \\ 0 & \tau_{zy=0} & \tau_{zz=0} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta & 0 \\ \sin\theta & \cos\theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

4. 数値積分の方法および計算精度

茂木モデルでは圧力ソースから遠ざかるに従いおおむね距離の3乗に反比例して地殻に生じる応力変化は小さくなっていく。一方、同じ応力変化を受ける地殻の体積は圧力ソースを中心とする球殻の体積で表せ、圧力ソース中心からの距離の3乗にほぼ比例して大きくなっていく。また、観測点でのピエゾ磁気効果は応力変化の大きさとその体積、距離に依存している。ピエゾ磁気効果を正しく計算するためには積分する範囲と分割サイズについてあらかじめ適正な値を求めておく必要がある。

深さ方向の積分範囲については、地殻が磁化を持っている地表からキュリー点深度までとすれば必要十分である。水平方向については Table 1 のモデル A について適当に積分範囲を拡張し、収束状況を確認する数値実験を行った(Fig.5, Table 2)。計算にあたり応力テンソル値は茂木モデルの解析解を使用した。結果として各成分とも積分範囲を 100km まで広げれば磁場の値はほぼ

収束することがわかった。この結果をもとに本論文の計算では水平方向の積分範囲は観測点を中心とする100km四方とし、深さ方向は20km(今回仮定したキュリー点深度)とした。キュリー点深度は場所によってかなり異なるが、今回は日本周辺の平均的な値を用いた。

また、計算時間の制限から数値積分の分割のサイズをむやみに小さくすることはできないので、必要な計算精度を満たす妥当な分割サイズを検討しておく必要があった。積分範囲の検討と同様に、Table 1 のモデル

Table 2 Convergence of computed piezomagnetic fields by horizontal range of numerical integration. The observing point is right above the pressure source listed in Table 1, and the observing height is 10m from the ground surface. The range is the width of horizontal integration, for example, when the range is 100km, the integration ranges are ±50km of north and south, and ±50km of east and west from the observing point. The integral depth is 20km, which is the Curie depth, from the zero level. The integral cubic cell size is 100m. The unit of magnetic field is in nT.

Range	B_x	$B_y (*10^{-13})$	B_z	$B_f(nT)$
10km	0.017639	-0.225893	-0.038547	-0.017520
20km	-0.065095	-0.163026	0.357458	0.227070
30km	-0.115483	-0.151808	0.378816	0.210133
40km	-0.133456	-0.154836	0.378857	0.198372
50km	-0.140850	-0.149968	0.377806	0.192728
60km	-0.144353	-0.151308	0.377063	0.189869
70km	-0.146193	-0.146278	0.376604	0.188316
80km	-0.147236	-0.147737	0.376324	0.187420
90km	-0.147862	-0.144601	0.376150	0.186878
100km	-0.148256	-0.143578	0.376039	0.186536
150km	-0.148949	-0.149425	0.375842	0.185932
200km	-0.149088	-0.142056	0.375803	0.185811
250km	-0.149129	-0.145005	0.375791	0.185776
300km	-0.149144	-0.145949	0.375787	0.185763

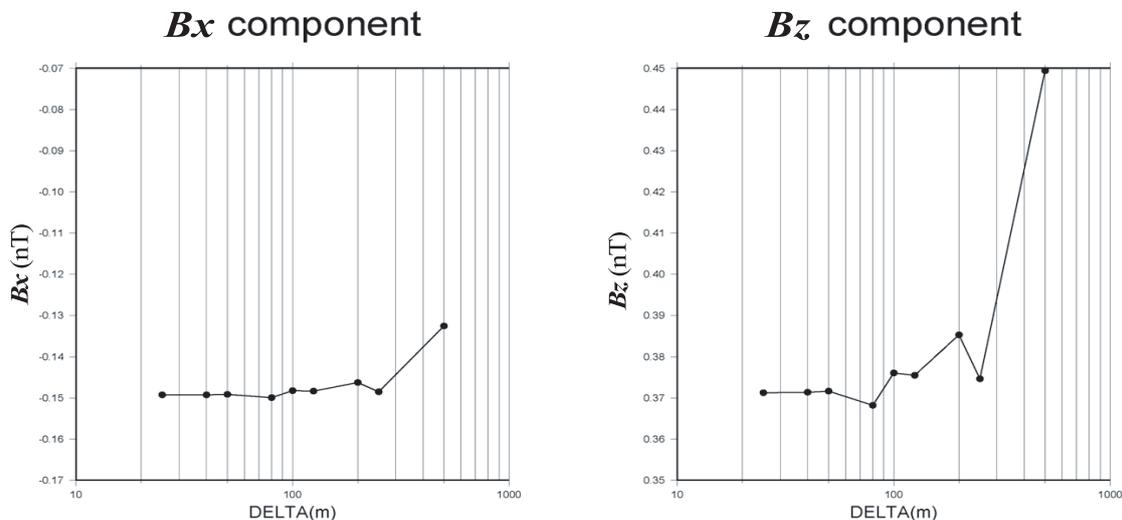


Fig. 6 Convergence of numerical integration by cell division size to compute the piezomagnetic effect of model A. The plotted data is the calculated result of the x and z components listed in Table 3.

A について数値積分の分割の大きさとピエゾ磁気効果の収束する状況を調べた(Fig.6, Table 3)。その結果、一辺のサイズを 50m 以下にとれば十分に収束することがわかった。しかし計算時間の問題から本論文では一辺のサイズを 100m として積分を行ったが、100m でも必要な精度は確保されていると言える。ただし、数値積分の分割セルが立方体であるため、円錐形の火山体を立方形の集合体で表すと地表では段差が生じ磁場のエッジ効果の影響が懸念される。そこで段差の影響をなるべく小さくするため、火山体部分では一辺 10m として積分を行った。

Table 3 Convergence of computed piezomagnetic fields by integral cubic cell size. The observing point is right above the pressure source listed in Table 1, and the observing height is 10m from the ground surface. Delta is the length of one side of the cubic cell. The horizontal range of numerical integration is 100km, and the depth is 20km.

Delta	B_x	$B_y (*10^{-13})$	B_z	$B_f(nT)$
1,000m	-0.102673	0.07183	0.585915	0.374836
500m	-0.132579	-0.04023	0.449410	0.252195
250m	-0.148524	-0.65874	0.374586	0.185263
200m	-0.146308	0.52945	0.385288	0.194794
125m	-0.148377	1.25758	0.375430	0.185996
100m	-0.148256	-0.14358	0.376039	0.186536
80m	-0.149937	1.78660	0.368173	0.179497
50m	-0.149199	2.07990	0.371634	0.182592
40m	-0.149263	2.46619	0.371359	0.182343
25m	-0.149295	-6.49984	0.371216	0.182214

なお、モデル A のピエゾ磁気効果の数値計算で、積分範囲を 100km 四方、積分のサイズを 100m とした場合、1 地点の磁場の値を求めるのに要する計算時間は PentiumR4 3.2GHz の CPU で約 30 分であった。

モデル A の茂木モデルに伴うピエゾ磁気効果について、解析解と数値解を比較した結果を示した(Fig.7)。数値解については、応力テンソルを解析解で求め、ピエゾ磁化を数値積分した解(黒丸：数値解 1)と、3 節で述べた方法で応力テンソルを有限要素法で求め、数値積分した解(白丸：数値解 2)の二通りを示した。解析解と数値解はよく一致し、有限要素法を用いて数値計算する手法によってもかなり高い精度でピエゾ磁気効果の計算が達成されていることが確認できた。若干の相違点について考察するならば、数値解 1 と解析解は非常によく一致しているが、数値解 2 と解析解では数パーセント程度の違いが認められる。この原因についての考察は十分ではないが、おそらく有限要素解のノードの密度が十分でないことに起因していると思われる。さらに高密度で有限要素解が得られれば、解析解との差はさらに小さくなるものと推察される。

5. ピエゾ磁化の分布

Fig.8 にモデル A について求めた深さ 100m と 1000m でのピエゾ磁化 3 成分の大きさを示した。赤線が解析解から求めたピエゾ磁化であり、これに沿うように別の色のやや太い線で示してあるのが有限要素解から求めたピエゾ磁化である。図から解析解と有限要素解から求めたピエゾ磁化はよく一致していることがわかる。ただし 3 節で述べたように有限要素解を用いているのは水平距離が 10km 以内の領域であり、それより遠方では解析解を用いてあるので、10km 以遠では両者の値は等しく線は重なっている。深さ 100m、1000m とともに圧力

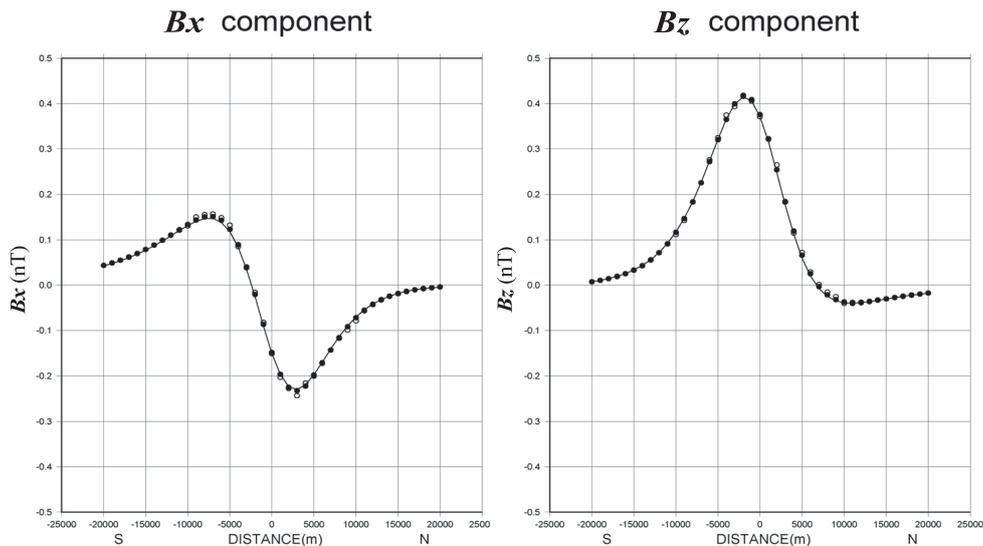


Fig. 7 Comparison of analytic and numerical solutions for x and z components on model A. The abscissa is oriented in a north-south direction, and the calculation range is -20km to +20km. The height of calculated points is 10m from ground level right above the pressure source. The horizontal range of integration is 100km. The cell size of division is a 100m cube. A solid line denotes the analytic solution (Sasai, 1991 TYPE II, see Appendix B). Black and white circles denote numerical solutions. Here, the stress tensor of black circles are derived from an analytic solution of the Mogi model (see Appendix A), and that of the white circles are derived from the finite-element solution.

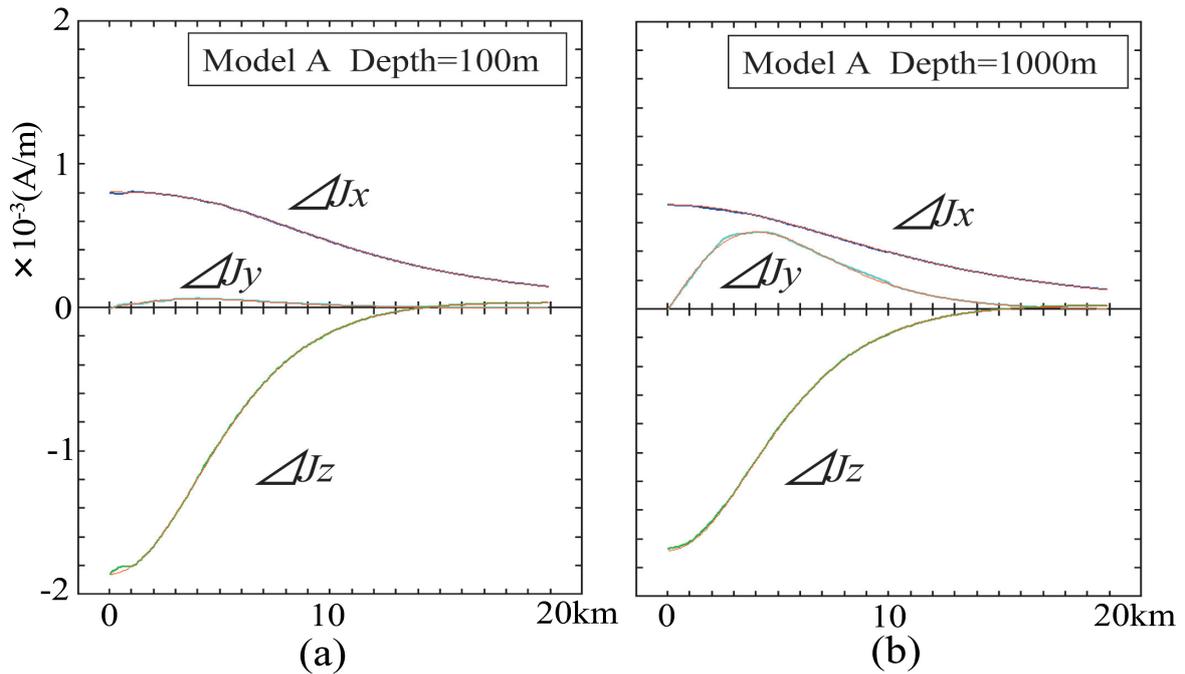


Fig. 8 (a) Intensity of the piezo-magnetization at a depth of 100m on the yz plane of model A. Red lines denote analytic solution, thick lines of another color along each red line denote the finite-element solution. (b) For 1,000m depth.

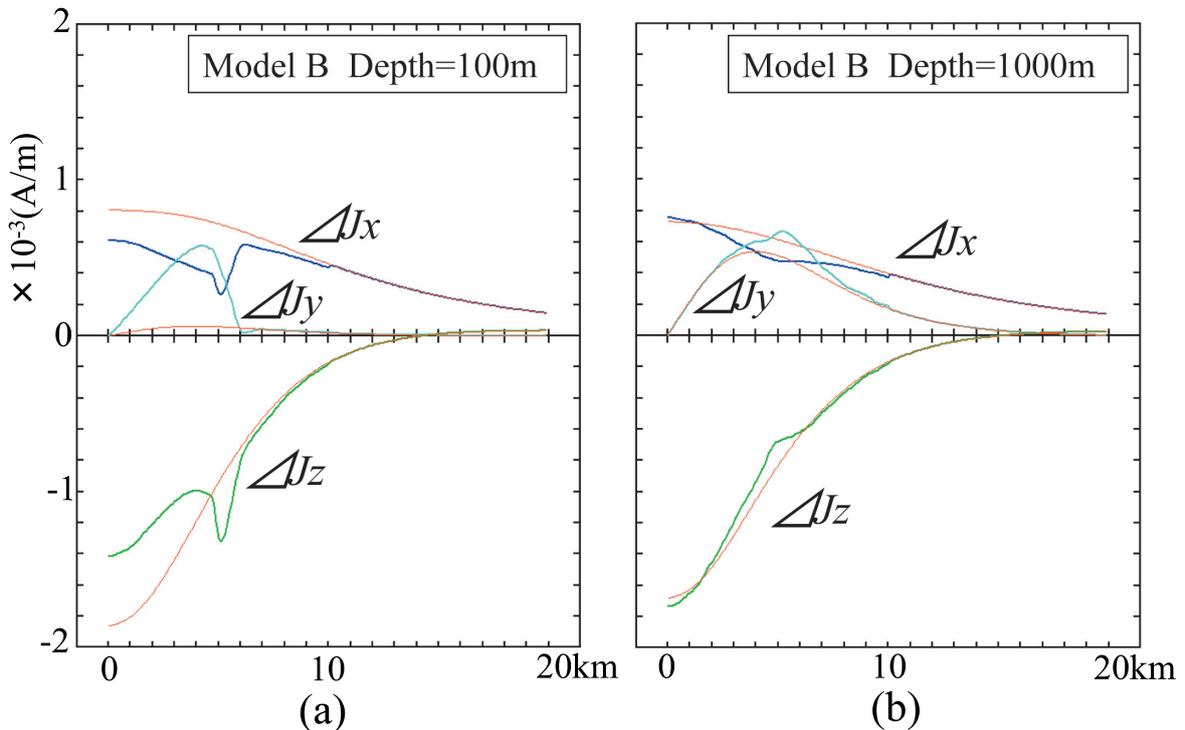


Fig. 9 (a) For model B. Red lines denote the analytic solution of model A. The others are the same as those in Fig.8. (b) For 1,000m depth.

球の真上でピエゾ磁化は大きく、遠ざかるに従い徐々に減衰していく様子がみてとれる。 ΔJ_y が深さ 1000m で深さ 100m より大きくなっているが、これは応力テンソルの τ_{yz} 成分が地表ではゼロで深くなると大きくなることに対応している。

モデルBについての同様の図を Fig.9 に示した。ただし赤線はモデルAの解析解である。モデルBのピエゾ磁化はモデルAの場合とはかなり異なっており、火山体の影響が地下に及んでいる様子がよくわかる。また、深さ 1000m では深さ 100m に比べモデルA との相違が

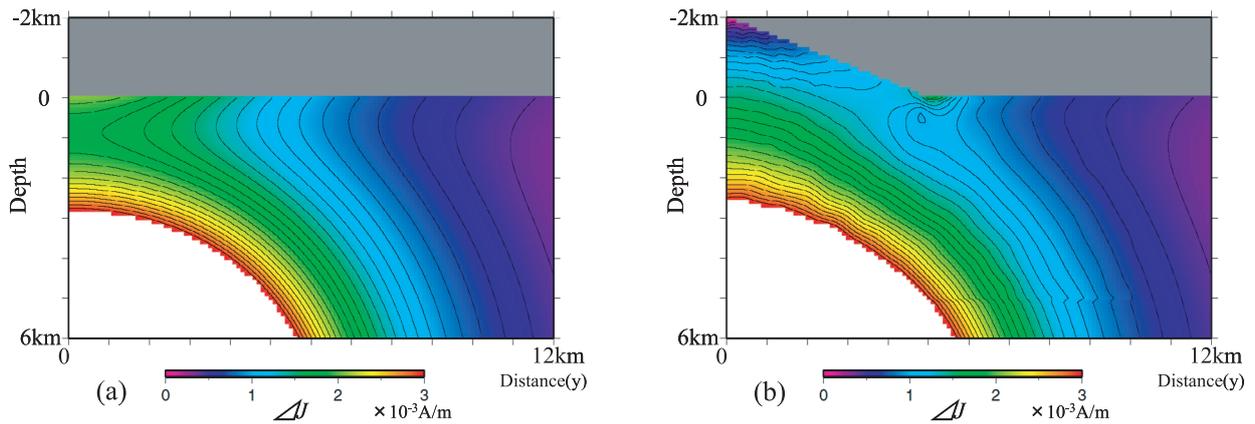


Fig. 10 (a) Distribution of the piezo-magnetization on the yz plane of model A. The contour interval is 10^{-4} A/m. Here the piezo-magnetization is represented by a scalar value (square root of the sum of the second power of each component).
 (b) For model B. The topography in the upper-left is the east-half side of the conical volcano of model B.

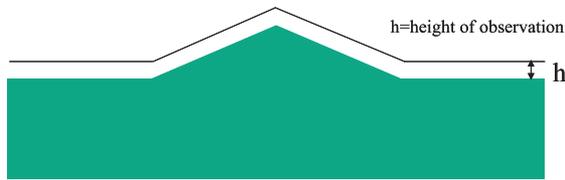


Fig. 11 Schematic view of the computational points of the piezomagnetic field. The heights of the points are constant from the ground surface.

小さくなっているが、これは火山体の影響が深くなるほどだんだん小さくなることで説明される。水平距離 5km 付近で ΔJ_z , ΔJ_x が大きく変化しており、この特徴は浅いほど顕著である。水平距離 5km はちょうど半径 5km の火山体のへりに位置しているが、地形の急変により応力変化が集中したものと推察される。なお、水平距離 10km 以遠で線が重なるのは上述した理由と同じである。

Fig.10 にモデル A と B の yz 面上におけるピエゾ磁化の分布を示した。ここでピエゾ磁化はスカラー(各成分の二乗和の平方根)で示してある。図左下の白色のゾーンは圧力ソースに近づいてピエゾ磁化が 3×10^{-3} A/m を超えている領域である。また、Fig.10(b)の左上にある地形はモデル B の円錐形火山の東半分である。モデル A, B とも圧力ソースに近づくにつれてピエゾ磁化が大きくなっており、全体的な分布傾向はよく似ていると言える。Fig.9 の説明でも述べたが、モデル B では火山体のへりの部分にピエゾ磁化がまわりより大きくなっている幅約 1 km、深さ約 500m の領域が存在している。これは地形が急変する火山体のへりに応力の集中帯が存在し、ピエゾ磁化が強まっているものと考えられる。また、火山体の下側でもモデル A とはかなりの違いがあり、モデル B の方がピエゾ磁化はやや小さくなる傾向が認められる。これは、火山体が上部に存在するとその下の地殻が変形しにくくなるということで説明できる。

6. 火山地形が地表付近で観測されるピエゾ磁気効果に及ぼす影響

2～4 節で述べた方法に従い、モデル B の円錐形火山周辺でのピエゾ磁気効果の計算を行った。磁場の計算地点の高さについては地表から一定とし(Fig.11)、高さを 10m、100m、500m とした 3 つの場合について計算した。実際の磁場観測は地表から数メートルの高さで行われることが多いので、高さ 10m での値が実際の観測に最も近いと言える。しかし計算過程において火山体は一辺 10m の立方体に分割しており、地表付近では階段状地形のエッジ効果の影響が懸念される。エッジ効果の確認や局所的な磁気異常の空間的広がりを把握する目的で、地表から少し遠ざかった地表高 100m と 500m での計算も行った。

Fig.12 に火山の中央を南北方向に縦断する -20 km \sim $+20$ km の範囲で計算した各高度におけるピエゾ磁気効果を示す。Fig.12 の(a), (b), (c)ではそれぞれ磁場の x, z, f 成分を図示している。左図に示した黒の太線はモデル B から求められたピエゾ磁気効果である。100m 間隔で値を計算しているため、急変している場所では一部破線になっている。右図ではこれを二つに分離して、火山体部分から生じるピエゾ磁気を茶色で示し、これ以外の地殻から生じるピエゾ磁気を青で示した。なお、Fig.12 には磁場の y 成分は示さなかった。これは、地球磁場と岩石磁化の偏角をゼロと仮定としたため、Fig.12 の測線上では y 成分がほとんどゼロに近い値になるためである。

高さ 10m では磁場値の小刻みな揺らぎが目立ち滑らかでないが、高さ 100m では目立たなくなり、高さ 500m では十分滑らかになっている。この小刻みな揺らぎは前述したエッジ効果の影響と思われ、地表から離れるにつれて消えてゆく様子が分かる。

Fig.12 には、比較のためにモデル A から求められたピエゾ磁気効果の解析解も合わせて示している。緑の太い実線で示したのはモデル B の地形が存在すると想定した場合の地表からの高さで計算した、いわば標高補正を施した結果であり、左図に赤線で示したのはモデル A の平面地表からの高さで計算した結果である。

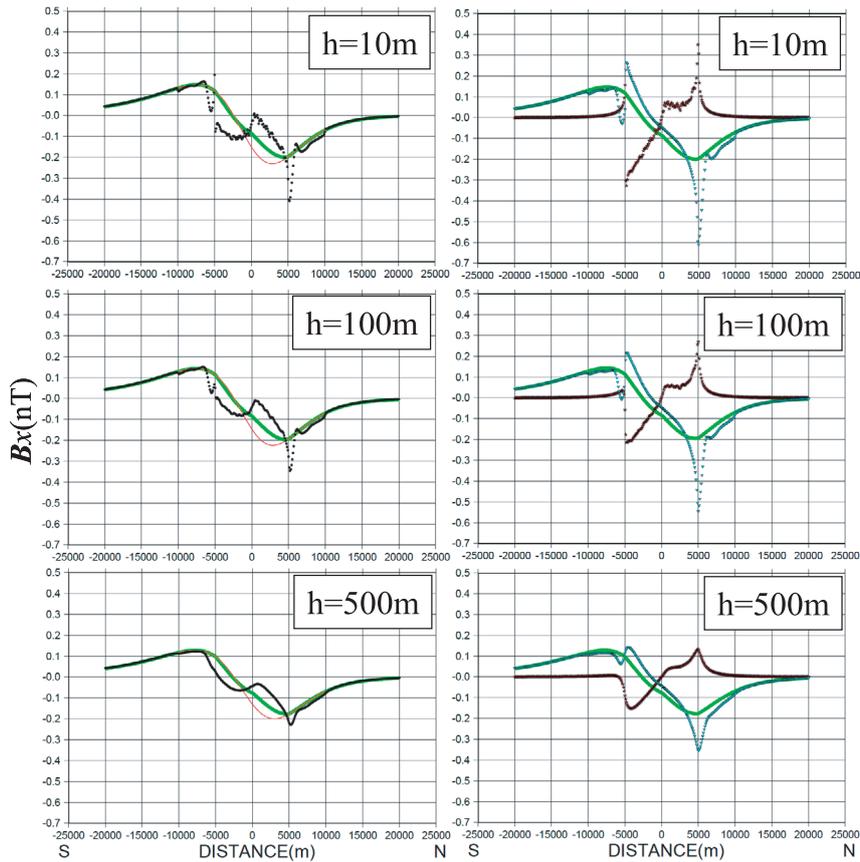


Fig. 12(a) x component of the calculated piezomagnetic field on the line that travels through the center of the model B volcano in the north-south direction. The heights of the calculating points from the ground surface are 10m, 100m, and 500m from top to bottom. The horizontal interval of the points is 100m. In the left figure, the thick black line is the piezomagnetic field of model A. Here, the height of the green line calculating point is the same as the black line. For the red line, the height is 10m, 100m, and 500m from the flat surface of model A. In the right figure, the brown line denotes a piezomagnetic field originating in the body of the volcano, and the blue line denotes a piezomagnetic field originating in the crust, not the body of the volcano. The sum of the brown and the blue lines becomes the thick black line in the left figure.

解析解と比べて際立って異なる値を示しているのは、火山中心から 5km 離れた地点にみられる異常値である。この異常値は高さ 10m で顕著であり、高さ 100m ではいくぶん小さくなり、高さ 500m ではかなり小さくなっていることから、火山のへりに存在する幅 1km 程度の局所的な磁気異常であることがわかる。この磁気異常は前節で述べた火山のへりに存在するピエゾ磁化の異常分布によく対応する。すなわち、円錐形火山のへりでは地形の急変のため応力集中が生じ異常なピエゾ磁気効果が発生するということがわかった。Fig.13、Fig.14 にはそれぞれ地表高 100m と 500m でのピエゾ磁気効果の f 成分の分布を示した。図から火山のへりでピエゾ磁気が大きく乱れている様子がわかり、火山のへりに沿ってピエゾ磁気の大きな磁気異常が発生していることが確認できる。

また Fig.12 をみると、火山の南側斜面では磁場がモデル A より下側にずれ、北側斜面では上側にずれる傾向が認められる。全磁力で見た場合、山頂を中心として南麓部に大きいピークがあり、北斜面に小さなピークがあるように見える。この傾向は観測高度を高くしても大きさはあまり変わらないことから火山全体にまたがる広範な傾向であることがわかる。この傾向は主

として右図の茶色で示した火山体から生じる磁場によってもたらされていることがわかるが、これは先に述べた火山体のへりにみられる局所的磁気異常とは異なり、火山体全体の影響であろうと考えられる。

Fig.12 に示したモデル A から求められた計算高さの異なる 2 つの解析解をモデル B から求められたピエゾ磁気効果と比較すると、標高補正を施した解の方が地形の効果を検討した結果に近づいた値となっていることがわかる。一般的な問題として茂木モデルに伴うピエゾ磁気効果に解析解を用いる場合、標高補正は行うべきかどうかという問題がある。例えば火山で熱消磁が起こる場合のように地下のある領域が消磁する場合、消磁域の中心に消磁のダイポールがあると仮定することができ、観測点での磁場は当然標高を考慮すべきである。ところがピエゾ磁気効果の場合、圧力ソースから地表まで地殻全体がピエゾ磁化を持つので、標高補正を行うとその分地殻から遠ざかってしまうことになり、標高補正する方がよいのかどうかはよくわからない。本研究の場合は標高補正を行うほうが望ましいという結果になったが、これが一般にあてはまるかどうかについては今後調査する必要がある。

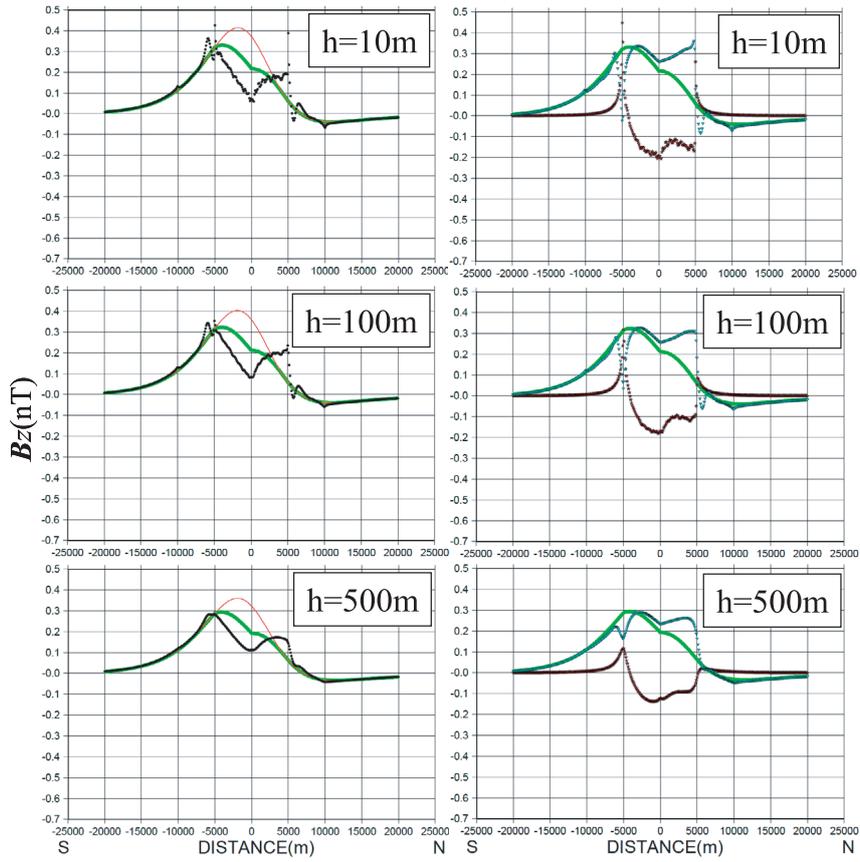


Fig. 12(b) For z component.

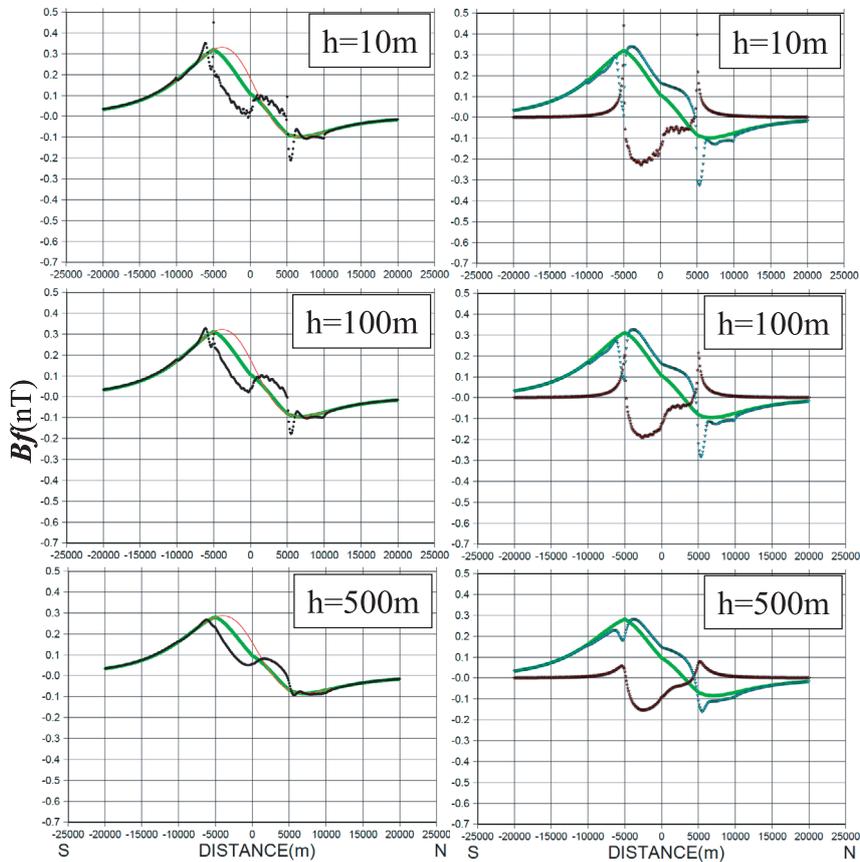


Fig. 12(c) For f component (total intensity).

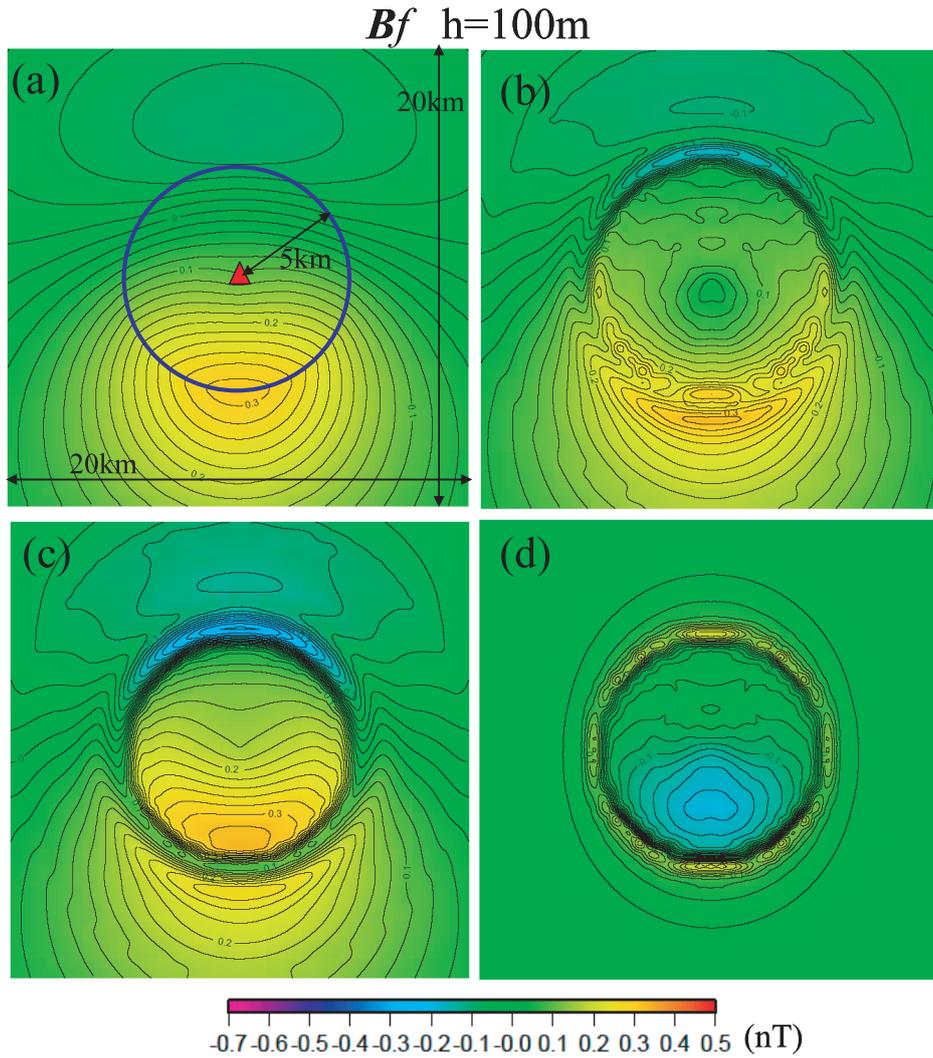


Fig. 13 f component distribution of the piezomagnetic field at a height of 100m on model B. The range of each figure is 20km around, and the conical volcano is located at the center of the figure. The contour interval is 0.02nT. The grid interval of calculation to make those figures is 500m.
 (a) Analytic solution of the model A piezomagnetic field. Here, the height of the computational points is the same as in Fig. (b). The red triangle denotes the summit of the conical volcano, and the blue circle denotes the edge of the volcano.
 (b) Piezomagnetic field of model B. The height of computational surface is 100m from the ground surface.
 (c) Piezomagnetic field originating in the crust, not the body of the volcano.
 (d) Piezomagnetic field originating in the body of the volcano.

7. まとめと考察

マグマ溜りの膨張に伴う火山性ピエゾ磁気効果について、火山地形の影響を見積もった。計算モデルとして深さ 10km に半径 1km の圧力球が存在し、その真上に半径 5km 高さ 2km の円錐形の火山が存在するモデルについて調べた。地殻内の応力場は有限要素法を用いて求めた。応力場から線形ピエゾ磁気効果を適用しピエゾ磁化分布を求め、これを地殻全体で積分して観測点でのピエゾ磁気効果を求めた。数値計算のチェックは火山が存在しない場合のピエゾ磁気効果の解析解との比較により行った。

モデル計算の結果、円錐形火山のへりの部分に顕著な異常分布が生じることがわかった。これは地形が急

変化する火山体のへりに応力の集中帯が存在し、ピエゾ磁化が強まることによると考えられる。また、火山の表面付近でのピエゾ磁気効果は解析解から大きくずれることがわかった。全磁力で見た場合、南斜面では解析解より小さくなり、逆に北斜面では解析解より大きくなる傾向が認められた。解析解との違いは大きいところで変動量の 50%程度に達し、無視できる大きさではないことがわかった。

地形効果の起源として山体内部の応力場変化に伴う要因がかなり大きいことがわかった。火山によっては、例えば堆積層の上に溶岩を噴出して盛り上がった火山のように、火山体部分だけが強く磁化しており火山周囲の岩石の磁化は弱いというケースも考えられよう。こうした場合、地形効果のため火山表面での全磁力変

Bf h=500m

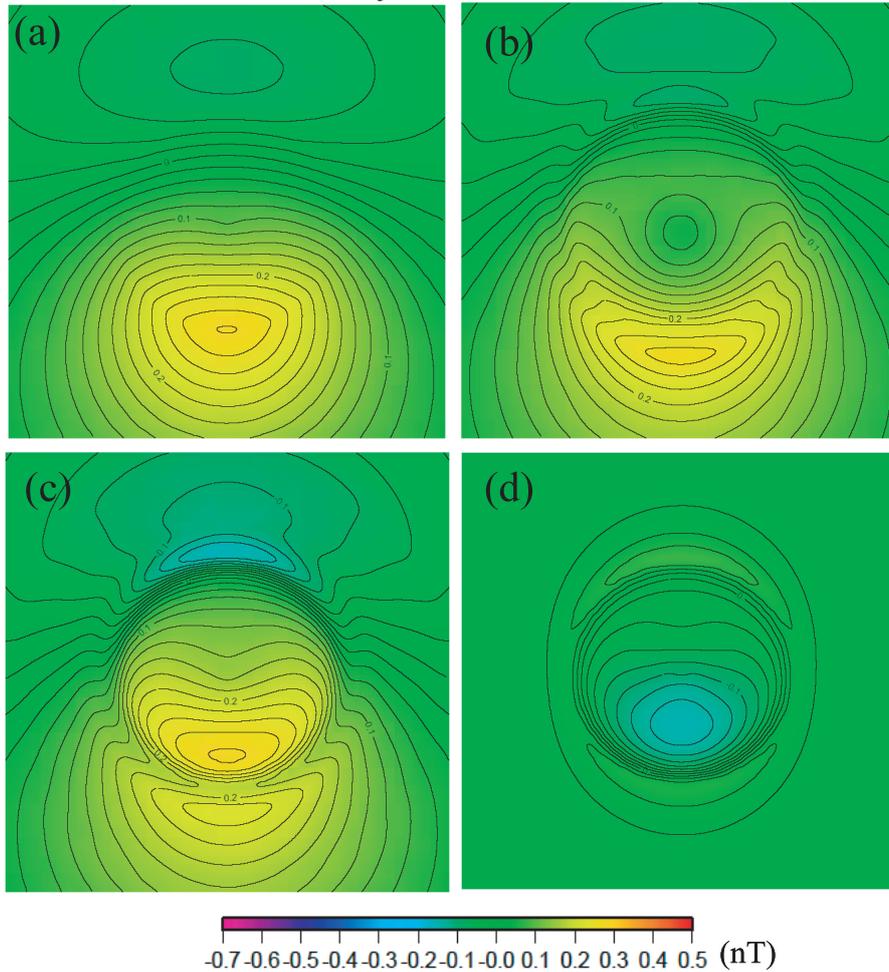


Fig. 14 At a height of 500m. The others are the same as those in Fig.13.

化は全体的に減少するセンスになる(Fig.12(c)の赤線, Fig.13)。すなわち、このケースでは通常の磁化層中に圧力ソースが存在するピエゾ磁気効果とは変化のセンスが逆となるので注意が必要である。

火山の縁辺部にみられる磁気異常は、地形の急変化が影響しているものと考えた。しかし現実の火山では縁辺部では裾野がひろがり、傾斜が次第にゆるくなるような構造をしていることが多い。こういう場合は縁辺部の磁気異常はあまり大きくないのではないかと想像されるが、今後モデル計算によって確かめる必要がある。また、今回のモデルに限らず地形が急変化する場所では局所的な異常なピエゾ磁気効果が観測される可能性があることが推察される。局所的なピエゾ磁気効果は観測目的からはノイズとも言えるので、こうした地点での観測はできるだけ避けるべきであろう。

火山の表面付近でのピエゾ磁気効果は火山地形の影響をかなり受けることがわかった。しかし、モデル B は円錐形火山の山頂の真下にマグマ溜りが存在するモデルであったが、現実の火山ではマグマ溜りの位置は火山の中心から少しずれているケースが多いと思われる。この場合、山体内の応力場はモデル B とは少し違

った分布になると思われる、これによるピエゾ磁気効果もモデル B とはやや違った分布になると思われる。

今回のピエゾ磁気効果のシミュレーションはモデルが軸対称であることを利用して行った。しかしこの手法は限られたモデルにしか適用できず、例えば上述したようにマグマ溜りの位置が火山の真下からずれているケースには適用できない。今後は計算手法の開発を進め、より現実的なモデルに対応できるよう改良したいと考える。

謝辞

本研究は気象研究所特別研究計画「火山活動評価手法の開発研究(H13-H17)」の一部として行われたものである。特別研究計画の策定、推進に関わった関係者の皆様に感謝申し上げます。また、2名の匿名の査読者および編集委員には本文の不備を指摘いただき、論文の改善に役立たせていただいたのでここに感謝申し上げます。なお、図の一部の作成にあたっては GMT(Wessel and Smith, 1995)を使用した。

Appendix

A. 茂木モデルによる地殻応力テンソル

Fig.A-1 に示したように座標原点から深さ D の位置 $A(0,0,D)$ に半径 a のマグマ溜りが存在するとする。図の H は地殻が磁化している深さ(キュリー点深度)である。このマグマ溜りの膨張に伴う地殻の変形は次式で与えられる(Sasai, 1991; 山川, 1955)。

$$u_x = \frac{C}{2\mu} \left\{ \frac{x}{R_1^3} + \frac{\lambda + 3\mu}{\lambda + \mu} \frac{x}{R_2^3} - \frac{6xz(z+D)}{R_2^5} \right\}$$

$$u_y = \frac{C}{2\mu} \left\{ \frac{y}{R_1^3} + \frac{\lambda + 3\mu}{\lambda + \mu} \frac{y}{R_2^3} - \frac{6yz(z+D)}{R_2^5} \right\}$$

$$u_z = \frac{C}{2\mu} \left\{ \frac{z-D}{R_1^3} + \frac{(\lambda - \mu)z - (\lambda + 3\mu)D}{(\lambda + \mu)R_2^3} - \frac{6z(z+D)^2}{R_2^5} \right\}$$

ここで、

$$R_1 = \sqrt{x^2 + y^2 + (z-D)^2}, \quad R_2 = \sqrt{x^2 + y^2 + (z+D)^2},$$

$$C = \frac{1}{2} a^3 \Delta P$$

(A-1)

λ, μ : ラメの常数(Pascal)

ΔP : マグマ溜り内部の静水圧変化(Pascal 増加が正)である。

地殻内のひずみテンソルは次式

$$e_{ij} = \begin{bmatrix} \frac{\partial u_x}{\partial x} & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right) & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \right) \\ \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_y}{\partial x} + \frac{\partial u_x}{\partial y} \right) & \frac{\partial u_y}{\partial y} & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_y}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial y} \right) \\ \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_z}{\partial x} + \frac{\partial u_x}{\partial z} \right) & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_z}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial z} \right) & \frac{\partial u_z}{\partial z} \end{bmatrix}$$

(A-2)

で与えられ、(A-1)式より

$$e_{xx} = \frac{C}{2\mu} \left\{ \frac{1}{R_1^3} - \frac{3x^2}{R_1^5} + \frac{C_1}{R_2^3} - \frac{3(C_1 x^2 + 2z^2 + 2zD)}{R_2^5} + \frac{30x^2 z(z+D)}{R_2^7} \right\}$$

$$e_{yy} = \frac{C}{2\mu} \left\{ \frac{1}{R_1^3} - \frac{3y^2}{R_1^5} + \frac{C_1}{R_2^3} - \frac{3(C_1 y^2 + 2z^2 + 2zD)}{R_2^5} + \frac{30y^2 z(z+D)}{R_2^7} \right\}$$

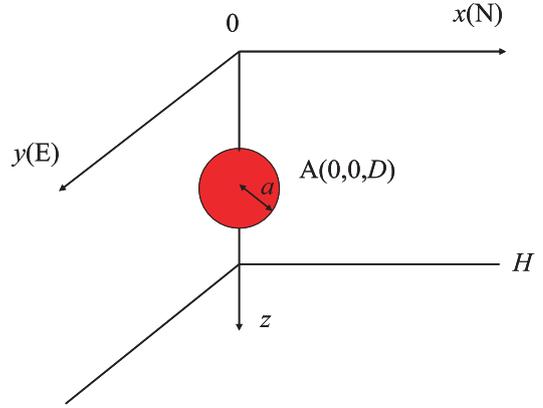


Fig. A-1 Coordinate system of the Mogi model. A hydrostatically pumped pressure source is located at $A(0,0,D)$ with radius a and the Curie point isotherm at a depth H .

$$e_{zz} = \frac{C}{2\mu} \left\{ \frac{1}{R_1^3} - \frac{3(z-D)^2}{R_1^5} + \frac{C_2}{R_2^3} - \frac{3(C_2 z(z+D) - C_1 D(z+D) + 6z^2 + 8zD + 2D^2)}{R_2^5} + \frac{30z(z+D)^3}{R_2^7} \right\}$$

$$e_{xy} = \frac{3Cxy}{2\mu} \left\{ -\frac{1}{R_1^5} - \frac{C_1}{R_2^5} + \frac{10z(z+D)}{R_2^7} \right\}$$

$$e_{yz} = \frac{3Cy}{4\mu} \left\{ -\frac{2(z-D)}{R_1^5} - \frac{C_2 z - C_1 D + z(C_1 + 4) + D(C_1 + 2)}{R_2^5} + \frac{20z(z+D)^2}{R_2^7} \right\}$$

$$e_{zx} = \frac{3Cx}{4\mu} \left\{ -\frac{2(z-D)}{R_1^5} - \frac{C_2 z - C_1 D + z(C_1 + 4) + D(C_1 + 2)}{R_2^5} + \frac{20z(z+D)^2}{R_2^7} \right\}$$

$$e_{yx} = e_{xy} \quad e_{zy} = e_{yz} \quad e_{xz} = e_{zx} \quad (A-3)$$

が得られる。ここで、

$$C_1 = \frac{\lambda + 3\mu}{\lambda + \mu}, \quad C_2 = \frac{\lambda - \mu}{\lambda + \mu}$$

である。

応力テンソルはひずみテンソルより

$$\begin{aligned}\tau_{xx} &= \lambda(e_{xx} + e_{yy} + e_{zz}) + 2\mu e_{xx} \\ \tau_{yy} &= \lambda(e_{xx} + e_{yy} + e_{zz}) + 2\mu e_{yy} \\ \tau_{zz} &= \lambda(e_{xx} + e_{yy} + e_{zz}) + 2\mu e_{zz} \\ \tau_{xy} &= 2\mu e_{xy}, \quad \tau_{yz} = 2\mu e_{yz}, \quad \tau_{zx} = 2\mu e_{zx} \\ \tau_{yx} &= \tau_{xy}, \quad \tau_{zy} = \tau_{yz}, \quad \tau_{xz} = \tau_{zx}\end{aligned}$$

(A-4)

で与えられる。

B. 茂木モデルによるピエゾ磁気効果の解析解

Sasai(1991)は茂木モデルの式を解き、ピエゾ磁気効果の解析解(TYPE II の解)を導いた。Fig.A-1 で示したモデルに伴う磁気ポテンシャル W は次式で与えられる。

$$W = \frac{1}{4\pi}(W_x + W_z)$$

ここで、 W_x, W_z は

$$W_x = \frac{2\pi C_x C}{\mu} \left\{ \frac{\mu}{3\lambda + 2\mu} \left(\frac{x_0}{\rho_1^3} - \frac{x_0}{\rho_3^3} \right) + \frac{6(\lambda + \mu)}{3\lambda + 2\mu} H \frac{3x_0 D_3}{\rho_3^5} + G \right\}$$

$$G = \frac{\lambda + \mu}{3\lambda + 2\mu} \left(\frac{x_0}{\rho_1^3} - \frac{3x_0}{\rho_2^3} \right) \quad (H > D)$$

$$G = -\frac{\lambda + \mu}{3\lambda + 2\mu} \frac{x_0}{\rho_1^3} \quad (H = D)$$

$$G = 0 \quad (H < D)$$

$$W_z = \frac{2\pi C_z C}{\mu} \left\{ -\frac{\mu}{3\lambda + 2\mu} \left(\frac{D_1}{\rho_1^3} - \frac{D_3}{\rho_3^3} \right) + \frac{6(\lambda + \mu)}{3\lambda + 2\mu} H \left(-\frac{1}{\rho_3^3} + \frac{3D_3^2}{\rho_3^5} \right) + G \right\}$$

$$G = -\frac{\lambda + \mu}{3\lambda + 2\mu} \left(\frac{D_1}{\rho_1^3} + \frac{3D_2}{\rho_2^3} \right) \quad (H > D)$$

$$G = -\frac{2(\lambda + \mu)}{3\lambda + 2\mu} \frac{D_1}{\rho_1^3} \quad (H = D)$$

$$G = 0 \quad (H < D)$$

ここで、

$$\begin{aligned}D_1 &= D - z_0 \\ D_2 &= 2H - D - z_0 \\ D_3 &= 2H + D - z_0 \\ \rho_1 &= \sqrt{x_0^2 + y_0^2 + D_1^2} \\ \rho_2 &= \sqrt{x_0^2 + y_0^2 + D_2^2} \\ \rho_3 &= \sqrt{x_0^2 + y_0^2 + D_3^2}\end{aligned}$$

$$C_x = \frac{1}{2} \beta J_x \mu \frac{3\lambda + 2\mu}{\lambda + \mu}, \quad C_z = \frac{1}{2} \beta J_z \mu \frac{3\lambda + 2\mu}{\lambda + \mu}$$

$$J_x = J_n \cos I_n \cos D_n, \quad J_z = J_n \sin I_n$$

x_0, y_0, z_0 : 観測点の位置

J_n : 地殻の磁化強度(A/m)

I_n : 地殻磁化の伏角

D_n : 地殻磁化の偏角

β : 磁気応力係数(1/Pascal)

(B-1)

Sasai (1991)はピエゾ磁気効果の磁気ポテンシャルを示したが、磁場の計算式は示していない。磁場を計算するためには磁気ポテンシャルの勾配を求めておく必要があり、(B-1)式より以下に導いた。

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} = -\mu_0 \text{grad} W$$

より、

$$B_x = -\mu_0 \frac{\partial W}{\partial x_0} = -\frac{\mu_0}{4\pi} \left(\frac{\partial W_x}{\partial x_0} + \frac{\partial W_z}{\partial x_0} \right)$$

$$B_y = -\mu_0 \frac{\partial W}{\partial y_0} = -\frac{\mu_0}{4\pi} \left(\frac{\partial W_x}{\partial y_0} + \frac{\partial W_z}{\partial y_0} \right)$$

$$B_z = -\mu_0 \frac{\partial W}{\partial z_0} = -\frac{\mu_0}{4\pi} \left(\frac{\partial W_x}{\partial z_0} + \frac{\partial W_z}{\partial z_0} \right)$$

μ_0 : 真空中の透磁率

(B-2)

であり、各微分項は

$$\begin{aligned}\frac{\partial W_x}{\partial x_0} &= \frac{2\pi C_x C}{\mu} \left\{ \mu A \left(\frac{\rho_1^2 - 3x_0^2}{\rho_1^5} - \frac{\rho_3^2 - 3x_0^2}{\rho_3^5} \right) \right. \\ &\quad \left. + 18AHD_3(\lambda + \mu) \frac{\rho_3^2 - 5x_0^2}{\rho_3^7} + G \right\}\end{aligned}$$

$$G = A(\lambda + \mu) \left\{ \frac{\rho_1^2 - 3x_0^2}{\rho_1^5} - \frac{3(\rho_2^2 - 3x_0^2)}{\rho_2^5} \right\} \quad (H > D)$$

$$G = -A(\lambda + \mu) \left(\frac{\rho_1^2 - 3x_0^2}{\rho_1^5} \right) \quad (H = D)$$

$$G = 0 \quad (H < D)$$

$$\frac{\partial W_z}{\partial x_0} = \frac{6\pi C_z C x_0}{\mu} \left\{ \mu A \left(\frac{D_1}{\rho_1^5} - \frac{D_3}{\rho_3^5} \right) + 6AH(\lambda + \mu) \left(\frac{1}{\rho_3^5} - \frac{5D_3^2}{\rho_3^7} \right) + G \right\}$$

$$G = A(\lambda + \mu) \left(\frac{D_1}{\rho_1^5} + \frac{3D_2}{\rho_2^5} \right) \quad (H > D)$$

$$G = 2A(\lambda + \mu) \frac{D_1}{\rho_1^5} \quad (H = D)$$

$$G = 0 \quad (H < D)$$

$$\frac{\partial W_x}{\partial y_0} = \frac{6\pi C_x C x_0 y_0}{\mu} \left\{ \mu A \left(-\frac{1}{\rho_1^5} + \frac{1}{\rho_3^5} \right) - 30AH(\lambda + \mu) \frac{D_3}{\rho_3^7} + G \right\}$$

$$G = A(\lambda + \mu) \left(-\frac{1}{\rho_1^5} + \frac{3}{\rho_2^5} \right) \quad (H > D)$$

$$G = A(\lambda + \mu) \frac{1}{\rho_1^5} \quad (H = D)$$

$$G = 0 \quad (H < D)$$

$$\frac{\partial W_z}{\partial y_0} = \frac{6\pi C_z C y_0}{\mu} \left\{ \mu A \left(\frac{D_1}{\rho_1^5} - \frac{D_3}{\rho_3^5} \right) + 6AH(\lambda + \mu) \left(\frac{1}{\rho_3^5} - \frac{5D_3^2}{\rho_3^7} \right) + G \right\}$$

$$G = A(\lambda + \mu) \left(\frac{D_1}{\rho_1^5} + \frac{3D_2}{\rho_2^5} \right) \quad (H > D)$$

$$G = 2A(\lambda + \mu) \frac{D_1}{\rho_1^5} \quad (H = D)$$

$$G = 0 \quad (H < D)$$

$$\frac{\partial W_x}{\partial z_0} = \frac{6\pi C_x C x_0}{\mu} \left\{ \mu A \left(\frac{D_1}{\rho_1^5} - \frac{D_3}{\rho_3^5} \right) + 6AH(\lambda + \mu) \frac{-\rho_3^2 + 5D_3^2}{\rho_3^7} + G \right\}$$

$$G = A(\lambda + \mu) \left(\frac{D_1}{\rho_1^5} - \frac{3D_2}{\rho_2^5} \right) \quad (H > D)$$

$$G = -A(\lambda + \mu) \frac{D_1}{\rho_1^5} \quad (H = D)$$

$$G = 0 \quad (H < D)$$

$$\frac{\partial W_z}{\partial z_0} = \frac{2\pi C_z C}{\mu} \left\{ \mu A \left(\frac{\rho_1^2 - 3D_1^2}{\rho_1^5} - \frac{\rho_3^2 - 3D_3^2}{\rho_3^5} \right) - 18AHD_3(\lambda + \mu) \left(\frac{1}{\rho_3^5} + \frac{2\rho_3^2 - 5D_3^2}{\rho_3^7} \right) + G \right\}$$

$$G = A(\lambda + \mu) \left\{ \frac{\rho_1^2 - 3D_1^2}{\rho_1^5} + \frac{3(\rho_2^2 - 3D_2^2)}{\rho_2^5} \right\} \quad (H > D)$$

$$G = 2A(\lambda + \mu) \left(\frac{\rho_1^2 - 3D_1^2}{\rho_1^5} \right) \quad (H = D)$$

$$G = 0 \quad (H < D)$$

$$\text{ここで、} \quad A = \frac{1}{3\lambda + 2\mu} \quad (B-3)$$

となる。

参考文献

- Davis, P. M., 1976: The computed piezomagnetic anomaly field for Kilauea volcano, Hawaii, *J. Geomag. Geoelectr.*, **28**, 113-122.
- 中塚 正, 1998: 磁気探査—探査理論—, 物理探査ハンドブック(物理探査学会), 481-489.
- Mogi, K., 1958: Relations between the eruptions of various volcanoes and the deformations of the ground surfaces around them, *Bull. Earthq. Res. Inst.*, Univ. Tokyo, **36**, 99-134.
- 坂井孝行・山本哲也・福井敬一・藤原健治・高木朗充・中禮正明, 2006: 有限要素法による火山性地殻変動の計算精度の確立—茂木-山川モデルの再現—, *気象研究所研究報告*, 投稿中.
- 坂中伸也・大志万直人・住友則彦, 1996: 数値的アプローチによる三次元応力地磁気変化モデル, *Conductivity Anomaly 研究会 1996 年論文集*, 1-8.
- 坂中伸也, 1998: 傾いた円筒圧力源の三次元火山地磁気変化モデル, *Conductivity Anomaly 研究会 1996 年論文集*, 25-32.
- Sasai, Y., 1980: Application of the elasticity theory of dislocation to tectonomagnetic modeling, *Bull. Earthq. Res. Inst.*, Univ. Tokyo, **55**, 387-447.
- Sasai, Y., 1991: Piezomagnetic field associated with the Mogi model revisited: Analytic solution for finite spherical source, *J. Geomag. Geoelectr.*, **43**, 21-64.
- Suzuki, Y. and N. Oshiman, 1990: A paradox in volcanomagnetism: Disagreement between analytical and numerical estimates of geomagnetic changes due to an underground pressure nucleus, *J. Geomag. Geoelectr.*, **42**, 1291-1308.
- 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.
- Wessel, P. and W. H. F. Smith, 1995: New version of the generic mapping tools released, *EOS Trans. Am. Geophys. Union*, **76**, 329.

山川宜男, 1955: 内部力源による半無限弾性体の変形について, *地震*, **8**, 84-98.

geoelectric standpoints, *J. Geomag. Geoelectr.*, **42**, 141-150.

Yukutake, T., 1990: An overview of the eruptions of Oshima Volcano, Izu, 1986-1987 from the geomagnetic and

地形の影響を考慮した茂木モデルによるピエゾ磁気効果

山崎 明・坂井孝行 (気象研究所地震火山研究部)

マグマ溜りの膨張や収縮による地殻応力変化に伴って地表にどのような磁場が生じるかという問題は火山電磁気学の重要なテーマである。最も基本的な火山の地殻変動モデルである茂木モデルについては、ピエゾ磁気効果の解析解が与えられている。しかし火山では通常火山地形が存在するので、地形がピエゾ磁気効果に及ぼす影響を調べておく必要がある。この問題については三次元の数値計算が容易でないなどの理由からこれまでほとんど研究されてこなかった。筆者らは円錐形の火山地形をモデルに選定し、この地形がピエゾ磁気効果にどのような影響を及ぼすかについて調べた。計算にあたり、地殻応力の解析は有限要素法で行い、線形ピエゾ磁気効果よりピエゾ磁化を求めた。さらに、求めたピエゾ磁化を地殻全体で積分し、地表におけるピエゾ磁気効果を求めた。その結果、火山表面ではピエゾ磁気効果に占める地形効果の割合は場所によって50%にも達し、決して無視出来ない大きさであることがわかった。また火山の縁辺部においては応力集中により局所的なピエゾ磁気効果の異常が発生することがわかった。