

擬重力および極磁力を用いた磁気異常の2層モデル インバージョン—伊豆大島空中磁気異常データを例として—

大熊茂雄*・牧野雅彦*・中塚正*

Two-layer Model Inversion of Magnetic Anomalies using Pseudogravity and Reduction to the Pole: An application to the analysis of aeromagnetic anomalies over Izu-Oshima—By Shigeo OKUMA, Masahiko MAKINO and Tadashi NAKATSUKA

We discuss the two-layer model inversion method for interpretation of magnetic anomalies.

Magnetic anomalies are inverted assuming that anomalies are caused by undulations of the interface between two layers of different magnetic intensities. The method is carried out using pseudogravity and reduction to the pole derived from observed total force magnetic anomalies.

At first, the method is applied to analyse magnetic anomalies due to uniformly magnetized terrain model. The resultant magnetic basement structure coincides with the model structure. Mean errors between the model structure and the resultant structure are less than about ten percent of the depth.

Next, the method is applied to analyse magnetic anomalies over Izu-Oshima volcano, on assumption that the island is magnetized uniformly in the present Earth's field ($I=13.0$ A/m). The resultant magnetic basement structure is fairly well correlated with the real topography on and around the island. But locally there are some differences between the real topography and the resultant structure.

It denotes that there are lateral variations of magnetic intensity of the subsurface structure. It seems to be caused by basaltic lava flows and subsurface intrusive rocks on and around the volcanic island.

1. はじめに

地質調査所では、従来より本邦陸棚を中心とした海域において空中磁気探査を行い、磁気異常の解析・解釈を通して海底地下構造の解明に努めている。磁気異常の定量解析においては、孤立したダイポール型磁気異常に対して、プリズムやダイクをモデルとしたカーブマッチング法を用いることが多い。しかしながら、南西諸島西方の東海陸棚海域等では、ダイポール型磁気異常は少なく、代わって基盤の起伏に対応するような長波長の磁気異常が卓越して分布する。これらの磁気異常に、前述の解析手法を適用することは難しく、また仮に適用しても、解析結果にはかなりの誤差を含むものと考えられる。むしろ、このような場合には層構造を仮定した解析

手法の方が、より適しているものと判断される。しかしながら、本邦においては、層構造を仮定した解析手法の、磁気異常解析への適用例は少ない。そこで本論では、磁氣的地下構造が層構造であると仮定した磁気異常のインバージョンについて、基礎理論を確認するとともに、フィールドデータへの適用を試み、その問題点を探る。

2. 理 論

2.1 解析法の基礎理論

重力異常の解析においては、これを説明するべき一定深度における密度の面分布を求める試みが良く行われる(例えば TOMODA and AKI (1955))。この深度面は凝縮面と呼ばれ、この面上での密度分布が分かれば、2層構造における密度コントラストを仮定することによって、それと等価な境界面の起伏の分布に引き直すことができ

る。本解析手法も基本的には、この考えに立脚する。磁気異常の解析においても、観測された全磁力異常を*擬重力異常に変換することにより、同様の解析手法が適用できる。

今、求めようとする地下構造は、相対的に強磁性の基盤（磁気基盤）と弱磁性の上盤よりなる2層構造で近似できるものとする（Fig. 1 参照）。なお、本論では諸量の分布を、 z 軸が鉛直下方のデカルト座標系において考える。このとき基盤と上盤との境界面の平均深度 D および磁化コントラスト J が既知であるとき、境界面の起伏 $h(x, y)$ は、 $h(x, y) \ll D$ のもとで、

$$h(x, y) \doteq G(x, y, D) / 2\pi J \quad (1)$$

と近似される。ここに、 $G(x, y, D)$ は境界面の平均深度 D の平面上での擬重力異常に相当し、観測面上の擬重力異常 $G(x, y, 0)$ の下方接続として与えられる。下方接続は、よく知られているように、周波数領域において次式で表される。

$$FG_D(m, n) = \exp(s_{mn}D) \cdot FG_0(m, n) \quad (2)$$

ここに、

$FG_D(m, n)$: $G(x, y, D)$ の有限フーリエ変換

$FG_0(m, n)$: $G(x, y, 0)$ の有限フーリエ変換

m, n : x, y 各方向の波数 \leq ナイキスト波数

$$s_{mn} = \sqrt{m^2 + n^2}$$

ただし、(2)式では、 $FG_0(m, n)$ に含まれる高周波数のノイズ成分が増幅され、 $FG_D(m, n)$ が発散してしまうことが多い。

そこで、 $G(x, y, D)$ を観測面上での擬重力異常 $G(x, y, 0)$ と極磁力異常 $P(x, y, 0)$ を使った次式により近似する (GERARD & DEBEGLIA, 1975)。

$$G(x, y, D) \doteq G(x, y, 0) + D \cdot P(x, y, 0) \quad (3)$$

(3)式は、 $G(x, y, D)$ を Maclaurin 展開し1次の項までとったものであり、 D の増加に比例して近似の精度が悪化する。(3)式が近似式であることから、(1)式と(3)式から得られる磁気基盤構造がつくる磁気異常は、観測磁気異常と完全には一致しない。

そこで、通常、その差が最小となるまで構造に補正を加え、イテレーションを繰り返すことになる。補正の方法については2.3節で触れる。

また D は、極磁力異常のパワースペクトルを使った次式より最小2乗法によって求める (CHENOT & DEBEGLIA, 1986)。ただし本式は、境界面の起伏 $h(x, y)$ が平均深度 D のまわりに正規分布することを前提とし

Table 1 Mathematical notation

J : 磁化コントラスト ($C=2\pi J$)
 $Z(x, y)$: 境界面深度
 $h(x, y)$: 境界面の起伏
 D : 境界面の平均深度
 σ : 境界面の起伏の標準偏差
 $T(x, y, z)$: 全磁力異常
 $G(x, y, z)$: 擬重力異常
 $P(x, y, z)$: 極磁力異常
 m, n : x, y 各方向の波数 \leq ナイキスト波数
 $s_{mn} = \sqrt{m^2 + n^2}$
 $FG(m, n)$: $G(x, y, z)$ の有限フーリエ変換
 E : 極磁力異常のパワースペクトル
 R_G : 擬重力異常のフィッティング誤差
 R_P : 極磁力異常のフィッティング誤差
 $U(x, y, z)$: 擬重力ポテンシャル
 $V(x, y, z)$: 磁気ポテンシャル
 e_x, e_y, e_z : 地球磁場方向の方向余弦
 p_x, p_y, p_z : 磁化ベクトル方向の方向余弦

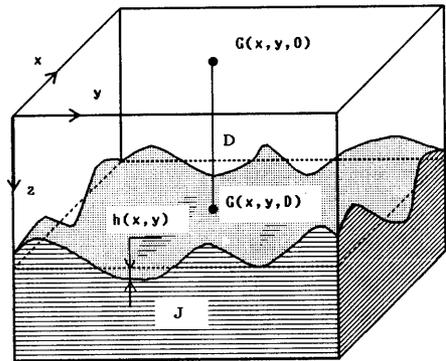


Fig. 1 Three-dimensional magnetic subsurface model composed of two layers.

ている。

$$\ln E = \sigma^2 s_{mn}^2 - 2 D s_{mn} + C \quad (4)$$

ここに、

E : 極磁力異常のパワースペクトル

σ : 境界面の起伏の標準偏差

C : 定数

である。

2.2 擬重力異常と極磁力異常

本手法を磁気異常の解析に適用するには、まず観測全磁力異常から実際の解析に用いる擬重力異常および極磁力異常を計算する必要がある。

ここで、擬重力異常 $G(x, y, z)$ および極磁力異常 $P(x,$

* 擬重力：物理探査用語辞典（物理探査技術協会，1979）では「擬似重力」であるが、本稿では加藤（1987）にしたがい「擬重力」と表記する。

y, z) は、擬重力ポテンシャル $U(x, y, z)$ から、

$$G(x, y, z) = (\partial/\partial z) U(x, y, z) \quad (5)$$

$$P(x, y, z) = (\partial^2/\partial z^2) U(x, y, z) \quad (6)$$

によって導かれる。

一方、磁気ポテンシャル $V(x, y, z)$ および全磁力異常 $T(x, y, z)$ は、磁化方向および地球磁場方向の座標軸を各々 p, e で表わすとすれば、次式で表せる。

$$V(x, y, z) = -(\partial/\partial p) U(x, y, z) \quad (7)$$

$$T(x, y, z) = -(\partial/\partial e) V(x, y, z) \quad (8)$$

すなわち、擬重力ポテンシャルは全磁力を地球磁場方向と磁化ベクトル方向に積分したものであり、これを鉛直下方に1階微分したものが擬重力、2階微分したものが極磁力に相当する。これらの諸量の具体的な計算は従来より各種議論されているが (BARANOV, 1957; 加藤, 1978), ここでは加藤 (1987) による2次元有限フーリエ級数を用いた周波数領域のフィルター (以下単に周波数フィルターと呼ぶ) を使用する。観測データの全磁力異常 $T(x, y, z)$ をフーリエ級数で表すと、

$$T(x, y, z) = \sum_{m=0}^{K/2} \sum_{n=0}^{H/2} \delta_{mn} (t_{mn}^{(1)}, t_{mn}^{(2)}, t_{mn}^{(3)}, t_{mn}^{(4)}) \times \exp(s_{mn}z) \times (\Delta_{mny}^{(1)}, \Delta_{mny}^{(2)}, \Delta_{mny}^{(3)}, \Delta_{mny}^{(4)})^T \quad (9)$$

$$\Delta_{mny}^{(1)} = \cos(mx) \cos(ny)$$

$$\Delta_{mny}^{(2)} = \sin(mx) \cos(ny)$$

$$\Delta_{mny}^{(3)} = \cos(mx) \sin(ny)$$

$$\Delta_{mny}^{(4)} = \sin(mx) \sin(ny) \quad (10)$$

$$\delta_{mn} = \begin{cases} 1/4 (m, n \text{ がともに } 0 \text{ のとき}) \\ 1/2 (m \neq 0, n=0 \text{ または } m=0, n \neq 0) \\ 1 (m \neq 0, n \neq 0 \text{ のとき}) \\ b_{0n} = c_{m0} = d_{m0} = d_{0n} = 0 \end{cases} \quad (11)$$

ただし

K, H : x, y 各方向のデータ点数

m, n : x, y 各方向の波数

したがって、フーリエ係数 $t_{mn}^{(1)}, t_{mn}^{(2)}, t_{mn}^{(3)}, t_{mn}^{(4)}$ は (9) 式の逆変換

$$(t_{mn}^{(1)}, t_{mn}^{(2)}, t_{mn}^{(3)}, t_{mn}^{(4)}) = (4\delta_{mn}'/KH) \sum_{k=0}^{K-1} \sum_{h=0}^{H-1} T(x_k, y_h, z) \times (\Delta_{mny}^{(1)}, \Delta_{mny}^{(2)}, \Delta_{mny}^{(3)}, \Delta_{mny}^{(4)}) \times \exp(-s_{mn}z) \quad (12)$$

$$\delta_{mn}' = \begin{cases} 1 (m \neq K/2, n \neq H/2) \\ 1/2 (m = K/2, n \neq H/2 \text{ あるいは } m \neq K/2, n = H/2) \\ 1/4 (m = K/2, n = H/2) \end{cases} \quad (13)$$

によって求められる。

ここで一般に $\|x_{mn}\|$ で行ベクトル $(x_{mn}^{(1)}, x_{mn}^{(2)}, x_{mn}^{(3)}, x_{mn}^{(4)})$ を表すものとすれば、擬重力ポテンシャル、磁気ポテンシャル、全磁力異常、擬重力異常および極磁力異常の諸量のフーリエ係数 $\|U_{mn}\|, \|V_{mn}\|, \|T_{mn}\|, \|G_{mn}\|$ および $\|P_{mn}\|$ との間には次式の関係が成り立つ。

$$\begin{aligned} \|U_{mn}\| &= [F_{mn}^{-1}(p_x, p_y, p_z)] \cdot \|V_{mn}\| \\ \|V_{mn}\| &= [F_{mn}^{-1}(e_x, e_y, e_z)] \cdot \|T_{mn}\| \\ \|G_{mn}\| &= s_{mn} \cdot \|U_{mn}\| \\ \|P_{mn}\| &= s_{mn}^2 \cdot \|U_{mn}\| \end{aligned} \quad (14)$$

ここに、

e_x, e_y, e_z : 地球磁場方向の方向余弦

p_x, p_y, p_z : 磁化ベクトル方向の方向余弦

ただし $F_{mn}^{-1}(p_x, p_y, p_z)$ は、

$$[F_{mn}^{-1}(p_x, p_y, p_z)] = 1/\Omega_{mn} \times \begin{bmatrix} A_{mn} & -B_{mn} & -C_{mn} & D_{mn} \\ B_{mn} & A_{mn} & -D_{mn} & -C_{mn} \\ C_{mn} & -D_{mn} & A_{mn} & -B_{mn} \\ D_{mn} & C_{mn} & B_{mn} & A_{mn} \end{bmatrix} \quad (15)$$

である。

ここで

$$\begin{aligned} A_{mn} &= s_{mn} p_z (m^2 p_x^2 + n^2 p_y^2 + s_{mn}^2 p_z^2) \\ B_{mn} &= m p_x (m^2 p_x^2 - n^2 p_y^2 + s_{mn}^2 p_z^2) \\ C_{mn} &= n p_y (-m^2 p_x^2 + n^2 p_y^2 + s_{mn}^2 p_z^2) \\ D_{mn} &= 2 p_x p_y p_z m n s_{mn} \\ \Omega_{mn} &= \{(m p_x + n p_y)^2 + s_{mn}^2 p_z^2\} \\ &\quad \times \{(m p_x - n p_y)^2 + s_{mn}^2 p_z^2\} \end{aligned} \quad (16)$$

$F_{mn}^{-1}(e_x, e_y, e_z)$ も同様である。

したがって、観測全磁力データの有限フーリエ変換を行い、一度フーリエ係数を求めれば (14) 式の関係より、擬重力異常および極磁力異常は簡単に計算できる。

2.3 処理フロー

処理フローを Fig. 2a, 2b に示す。

本処理フローは、step-1 と step-2 とに大別される。step-1 においては、まず観測全磁力異常から実際の解析に用いる擬重力異常および極磁力異常を計算する。これには、2.2 節の周波数フィルターを使用する。次に、求めた極磁力異常からパワースペクトルを計算し、これに (4) 式を最小2乗法によってフィッティングさせ、 D を求める。step-2 においては、step-1 において求めた諸量を使って、イテレーションによるインバージョンを行う。

イテレーションの回数が $(n-1)$ 回目の擬重力および極磁力のフィッティング誤差を各々 R_G^{n-1}, R_p^{n-1} とすれ

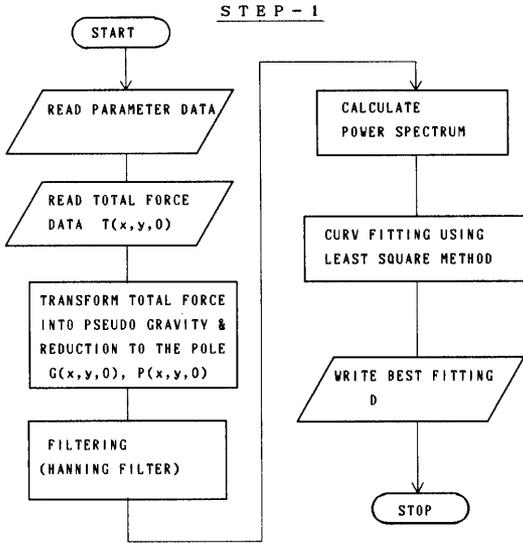


Fig. 2a Processing flow chart for the two-layer model inversion (step-1).

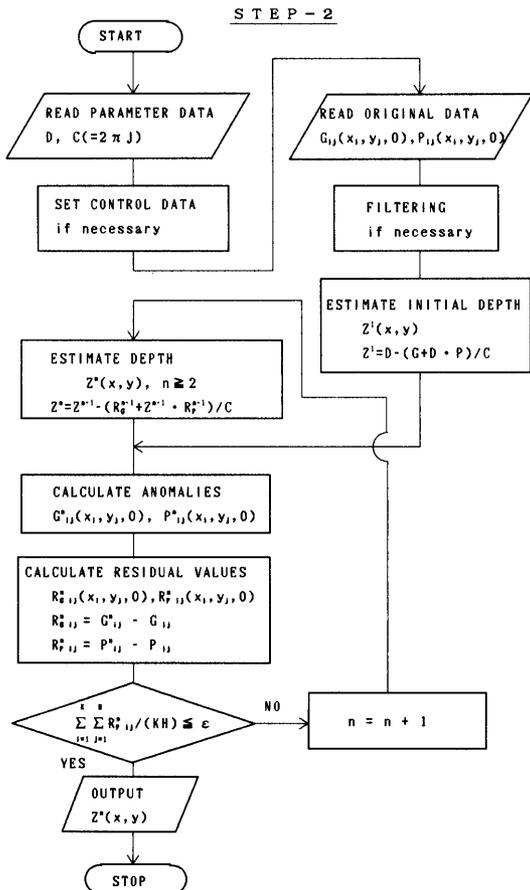


Fig. 2b Processing flow chart for the two-layer model inversion (step-2).

Table 2 Parameters used for calculating magnetic anomalies caused by the terrain model.

観測面高度: 3,500 feet (1,067 m) A. S. L.
 データ点数: 100×100 (南北×東西)
 格子間隔: 200 m
 磁化コントラスト: 15.0 A/m
 地球磁場の伏角: 47°30' N
 地球磁場の偏角: 5°53' W

ば、 n 回目の磁気基盤深度 Z^n を各計算点ごとに

$$Z^n = Z^{n-1} - (R_G^{n-1} + Z^{n-1} \cdot R_p^{n-1}) / C \quad (17)$$

で与える。またイテレーションの収束は、実際には解の歩みの幅がある一定値以下となったことで判定する。ここで、構造による理論磁気異常の計算は、空間領域で行っている (Appendix)。また、インバージョンにおいて磁化コントラストは既知としているが、既知のデータがない場合は、いく通りかの値で計算を行った後に評価を加える。

3. 解析

3.1 モデルデータ

フィールドデータへの適用の前に、モデル計算によって本手法による解析誤差を見積る。磁気的構造モデルとして、Fig. 3a に示すような地形モデルを設定し、地形の起伏が磁気基盤の起伏に対応すると考える。

地形 (Fig. 3a) が現在の地球磁場方向に一樣磁化している場合の計算全磁力異常を Fig. 3b に示す。この際、数値計算に用いたパラメータを Table 2 に示す。次に、計算全磁力異常 (Fig. 3b) を擬重力異常 (Fig. 3c) および極磁力異常 (Fig. 3d) に変換し、極磁力異常のパワースペクトルを計算する (Fig. 4)。さらに、パワースペクトルから最小 2 乗法によって境界面 (磁気基盤) の平均深度を求める。ただし、ノイズ成分と考えられる 2.0 cycle/km 以上の高周波数の成分を除いて最小 2 乗解を求めた。

この結果、磁気基盤の平均深度は 1,070 m と解析された。なお、地形データそのものより計算した、観測面からの地形の平均深度は 1,067 m である。

この後、処理フロー (step-2) にしたがってインバージョンを行った。解析結果の磁気基盤深度分布を Fig. 5a に、南北および東西各断面図を Fig. 5b, 5c に示す。ただし、イテレーションの反復回数は 7 回で極磁力異常のフィッティング誤差 R_p の絶対値の平均は 23.6 nT である。また、磁気異常の照合の程度を明らかにするために、磁気基盤 (Fig. 5a) による計算極磁力異常を Fig.

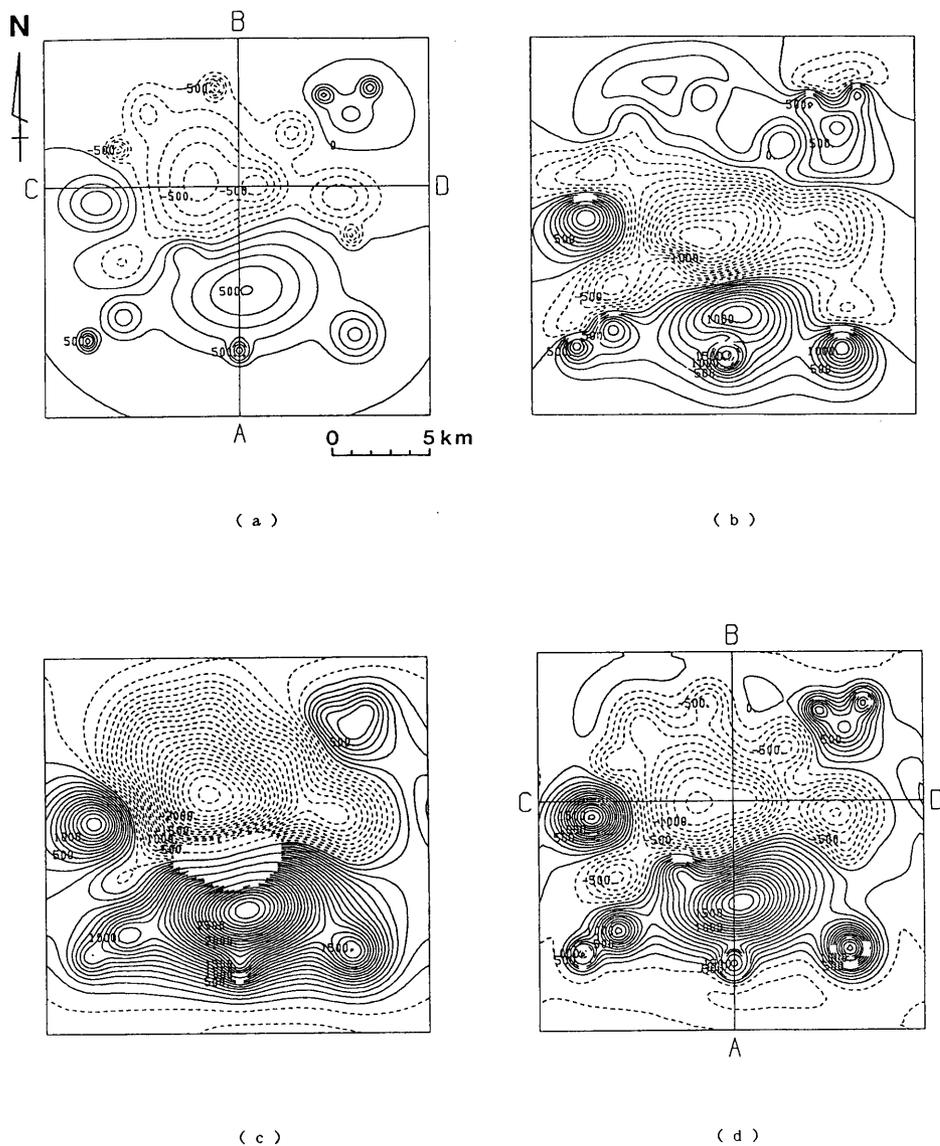


Fig. 3

a. Terrain model.

Contour interval is 100 m. Two solid lines B-A and D-C show the positions of the N-S cross section and E-W cross section, respectively.

b. Total force magnetic anomalies caused by the terrain model (a), assuming that the terrain is magnetized uniformly in the direction of the Earth's field.

Magnetization contrast is 15.0 A/m . Solid and dashed lines denote positive and negative values, respectively.

Contour interval is 100 nT.

c. Pseudogravity anomalies derived from the total force anomalies of the model (b).

Contour interval is $100 \times 10^5 \text{ nT} \cdot \text{m}$

d. Reduction to the pole anomalies derived from the total force anomalies of the model (b).

Contour interval is 100 nT.

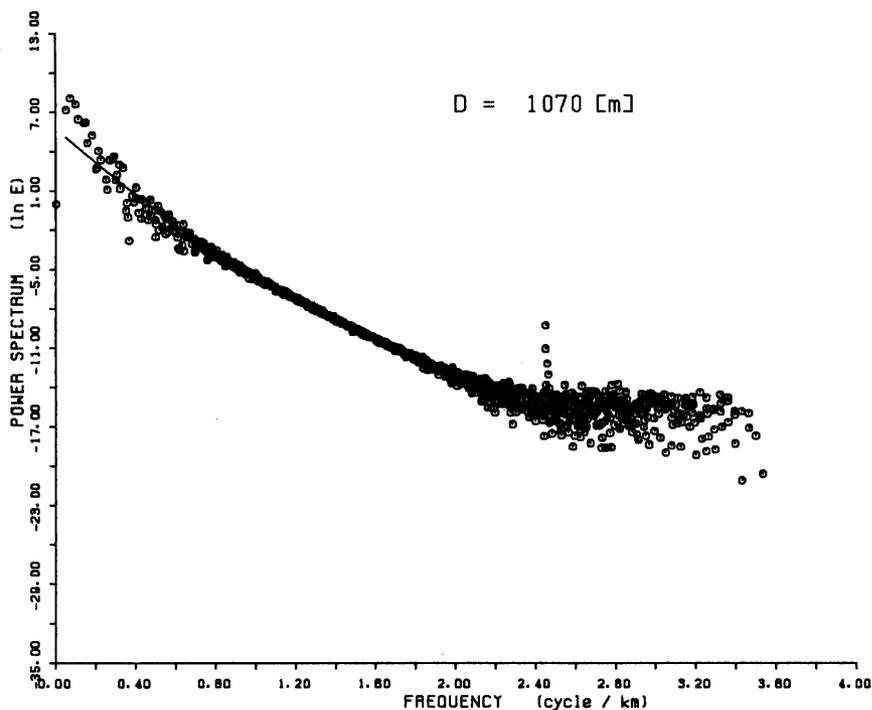


Fig. 4 Power spectrum of the reduction, to the pole anomalies (Fig. 3d).

6aに、南北および東西プロファイルを、観測異常によるプロファイルと併せてFig. 6b, 6cに示す。Fig. 5aとFig. 3aとを比較すると、磁気基盤が地形モデルをよく近似していることが分かる。すなわち、この手法自体による解析誤差は、高々10数%程度と考えてよい。

ただし、解析範囲縁辺部では、いわゆるedge effectや、擬重力異常および極磁力異常を周波数フィルターで周期関数として計算するために生じる、Gibbsの現象等により、モデルと解析結果との相違が大きくなる(Fig. 5b参照)ことに、注意を払う必要がある。

3.2 探査データ

本手法の、伊豆大島周辺空中磁気異常データ(牧野ほか, 1988; NAKATSUKA et al., 1989)への適用を試みる。

解析範囲の地形図をFig. 7aに、観測全磁力異常をFig. 7bに示す。また、インバージョンに用いたパラメータは、磁化コントラストが13.0 A/mで、その他はTable 2と同様である。まず、観測全磁力異常(Fig. 7b)を周波数フィルターを用いて、擬重力異常(Fig. 7c)および極磁力異常(Fig. 7d)に変換する。ここで、観測全磁力異常(Fig. 7b)と地形図(Fig. 7a)とを比較

すると、両者はよい対応を示すことが分かる。このことは、観測磁気異常において大島周辺の地形による効果が卓越していることを示している。一方、大島火山は、更新世の数10万年—10数万年前頃に生成した岡田火山、行者窟火山および筆島火山の旧火山体を覆って、数万年前から活動を開始した新しい火山である(阪口ほか, 1987)。またいずれの火山も、主として玄武岩からなる。以上の事実より、本報告では大島は大局的には磁氣的に一律であり、かつその磁化方向は現在の地球磁場方向(正帯磁)であると仮定して解析を行う。

Fig. 8に、極磁力異常(Fig. 7d)のパワースペクトルを示す。このパワースペクトルから最小2乗法によって境界面(磁気基盤)の平均深度を求める。この結果、磁気基盤の平均深度 D は1,180 m(海面下約110 m)であった。ただし、ノイズ成分と考えられる1.8 cycle/km以上の高周波数の成分を除いて最小2乗解を求めた。

この後処理フロー(step-2)にしたがってインバージョンを行った。

解析結果の磁気基盤深度分布をFig. 9aに、南北および東西各断面をFig. 9b, 9cに示す。ここに、イテレーションの反復回数は4回で、極磁力異常のフィッティン

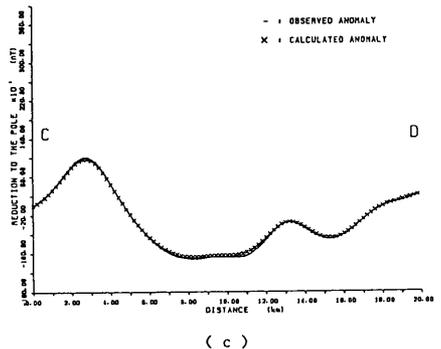
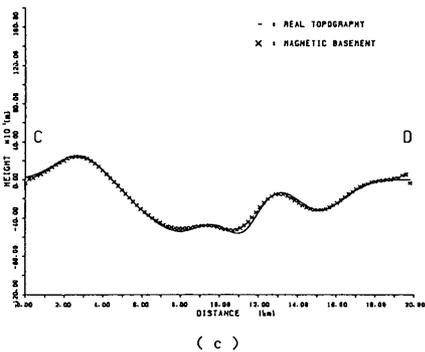
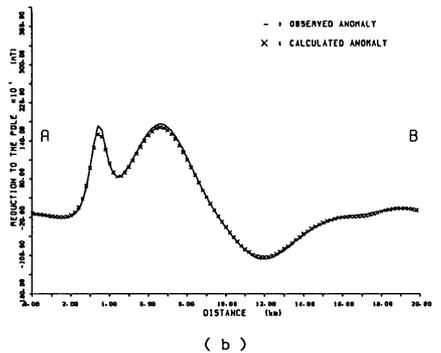
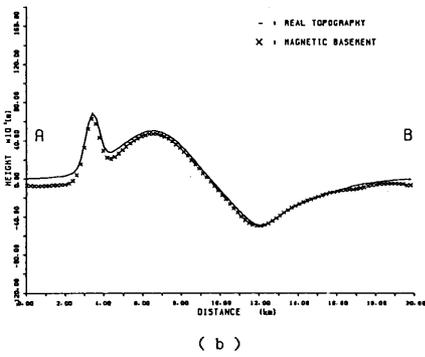
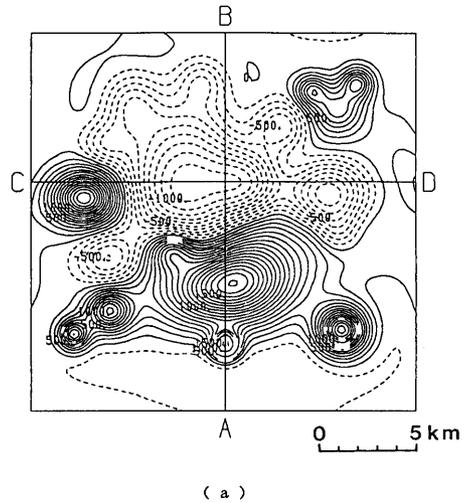
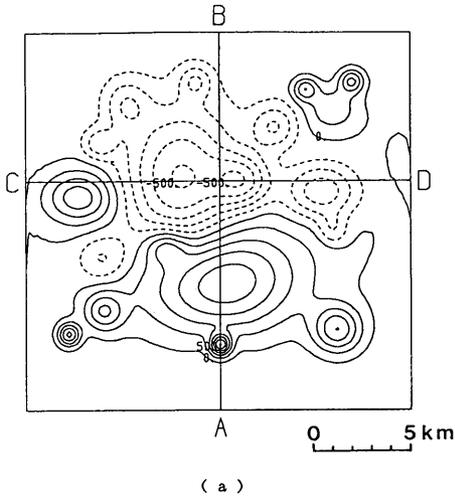


Fig. 5

- a. Resultant magnetic basement structure derived by the inversion of the model anomalies (Fig. 3b). Contour interval is 100 m.
- b. N-S cross section of the terrain model (Fig. 3a) and the resultant structure (Fig. 5a).
- c. E-W cross section of the terrain model (Fig. 3a) and the resultant structure (Fig. 5a).

Fig. 6

- a. Reduction to the pole anomalies caused by the resultant magnetic basement structure (Fig. 5a).
- b. N-S cross section of the reduction to the pole anomalies (Fig. 3d) derived from the total force anomalies and ones (Fig. 6a) caused by the resultant structure.
- c. E-W cross section of the reduction to the pole anomalies (Fig. 3d) derived from the total force anomalies and ones (Fig. 6a) caused by the resultant structure.

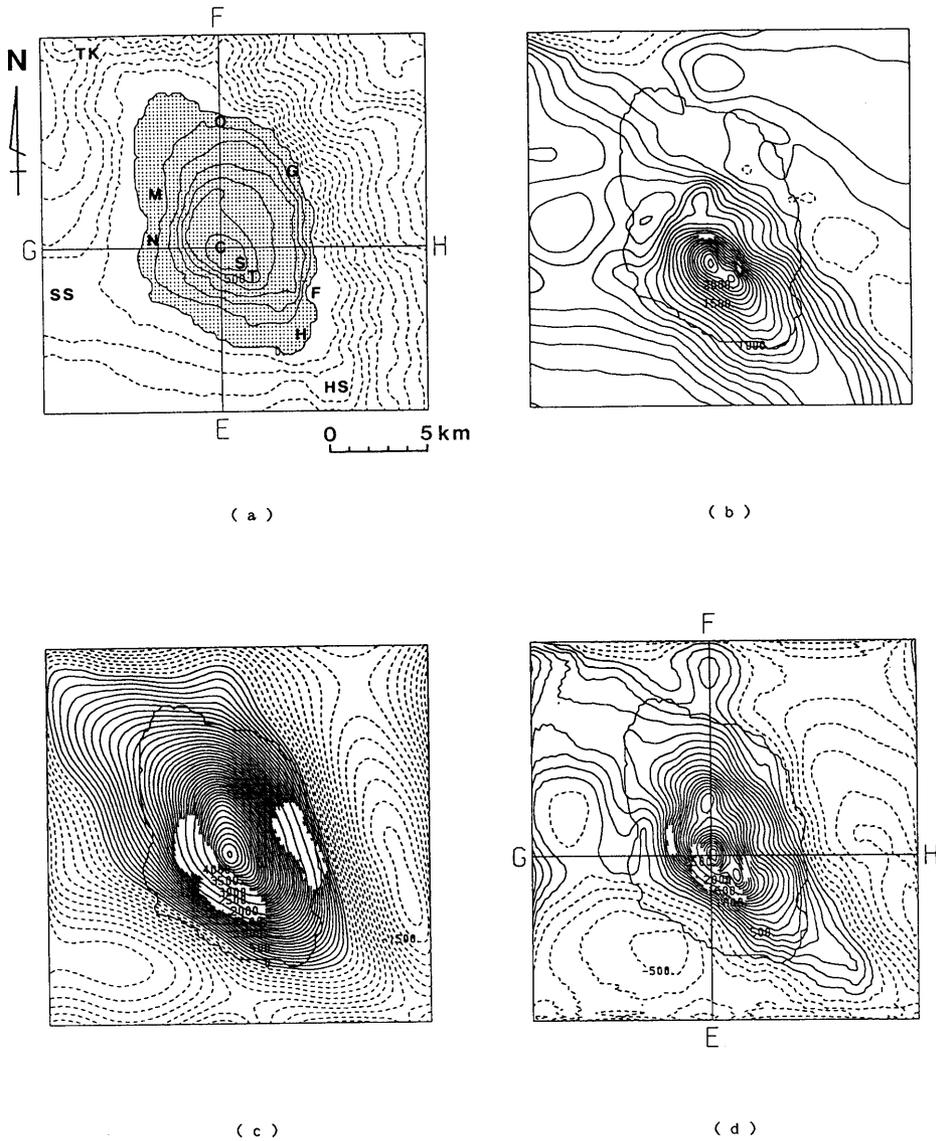


Fig. 7

- a. Topography around Izu-Oshima island (after MAKINO et al., 1988). Contour interval is 100 m.
O: Okata, G: Gyojanoiwaya, M: Motomachi, N: Nomashi, C: Central Crater of Mihara Yama, S: Shiroishi Yama, T: Futago Yama, F: Fude Shima, H: Habu, TK: Tigasaki Knoll, SS: Senba Spur, HS: Habu Spur.
Dotted area denote positive height values. Two solid lines F-E and H-G show the positions of the N-S cross section and E-W cross section, respectively.
- b. Observed total force magnetic anomalies around Izu-Oshima island (after MAKINO et al., 1988)
Contour interval is 100 nT.
- c. Pseudogravity anomalies derived from the total force anomalies (Fig. 7b).
Contour interval is 100×10^5 nT·m
- d. Reduction to the pole anomalies derived from the total force anomalies (Fig. 7b).
Contour interval is 100 nT.

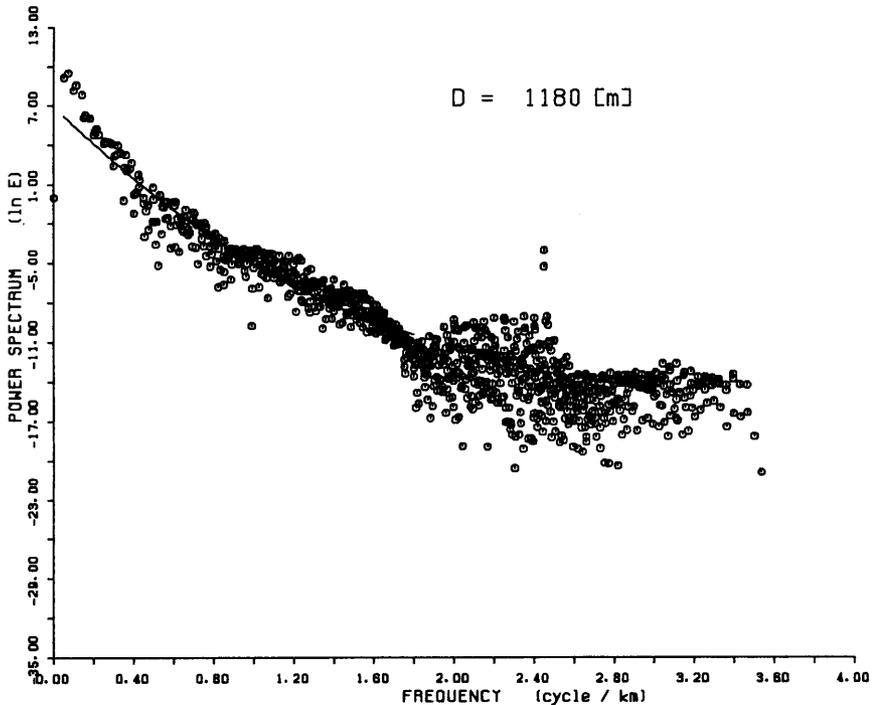


Fig. 8 Power spectrum of the reduction to the pole anomalies (Fig. 7d).

グ誤差 R_p の絶対値の平均は 47.5 nT である。また、磁気異常の照合の程度を明らかにするために、磁気基盤 (Fig. 9a) による計算極磁力異常を Fig. 10a に、南北および東西プロファイルを、観測極磁力異常によるプロファイルと併せて Fig. 10b, 10c 図に示す。

Fig. 7a と Fig. 9a とを比較すると、大局的には両者はよい一致を示すことが分かる。つまり、当該範囲の磁氣的構造は大島の地形の起伏そのものでよく表されることになる。ただし、さらに詳細に見ると、磁気基盤構造の方がより NW-SE 方向に伸張した形状を示すことが分かる。すなわち、島の北東岸および南西岸において磁気基盤は地表下 $100\text{--}300 \text{ m}$ 程度に解析される。また、伊豆大島の北西沖乳が崎海丘付近において磁気基盤が実際の地形よりも $100\text{--}200 \text{ m}$ 程度高く解析される。この付近は解析範囲縁辺部にあたるため、磁気基盤深度に含まれる解析誤差は中央部に比べ大きいと考えられるが、乳が崎海丘から西乳が崎海丘へと続く一連の海底地形の高まりに対応するものと考えられる。一方、岡田港の北方沖では部分的な磁気基盤の隆起部が存在する。この構造は、Fig. 7a の海底地形にも表れており、火成活動による構造であることをうかがわせる。

これらは、実際に前述のように磁氣的構造が分布するためか、あるいは地形を構成する岩石の磁化の強さの不均一性によるものかもしれない。一般的にいって、岩石の磁化率・磁化の強さは、バラエティーに富む場合が多いので、後者の可能性が強いと考えられる。地質図 (一色, 1984) を参照すると、大島周縁部においては主成層火山新期岩体と呼ばれる主として玄武岩質の降下火山灰およびスコリア堆積物が、玄武岩および少数の安山岩溶岩流を伴って卓越して分布する。これらの降下火山灰およびスコリア堆積物は、玄武岩溶岩そのものに比べて磁性が弱いため、磁気基盤が見かけ上大島周縁部において地表面より沈降して解析されたものと判断される。

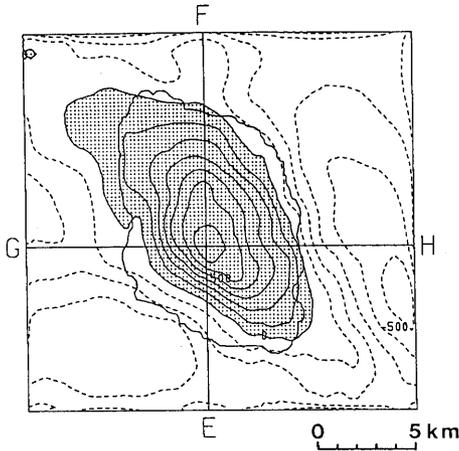
4. 考 察

4.1 本手法の利点

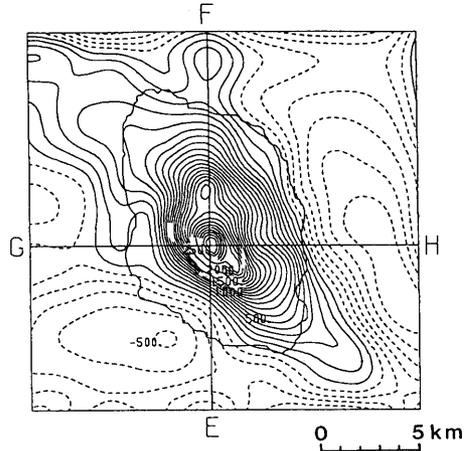
本手法の利点として以下の事項が考えられる。

(1) 「詳細な解析の前段の解析として適している。」

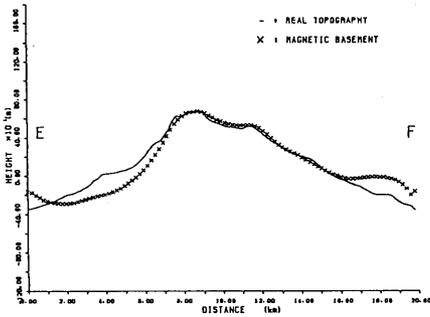
磁気異常の解析にあたって、海山のように地形といった束縛条件が得られているときは、モデルの形状を仮定することが可能となる。しかしながら、例えば東海陸棚海域などのように、束縛条件たるその他の地球物理およ



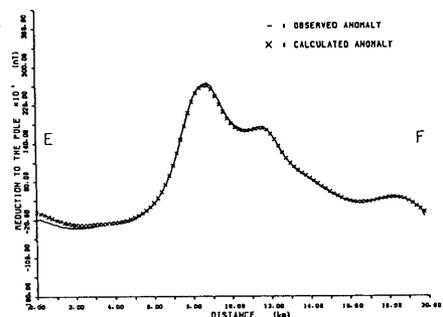
(a)



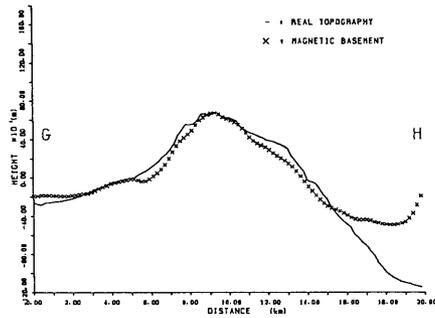
(a)



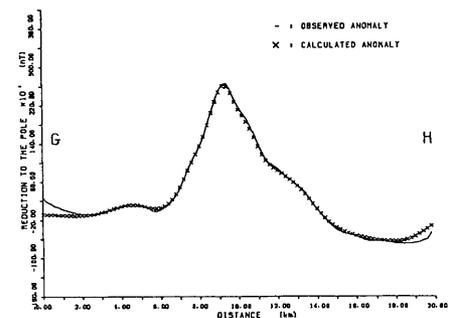
(b)



(b)



(c)



(c)

Fig. 9

- a. Resultant magnetic basement structure by the inversion of the total force magnetic anomalies (Fig. 7b). Magnetization contrast of 13.0 A/m was assumed. Contour interval is 100 m.
- b. N-S cross section of the topography (Fig. 7a) and the resultant structure (Fig. 9a).
- c. E-W cross section of the topography (Fig. 7a) and the resultant structure (Fig. 9a).

Fig. 10

- a. Reduction to the pole anomalies caused by the resultant magnetic basement structure (Fig. 9a).
- b. N-S cross section of the reduction to the pole anomalies (Fig. 7d) derived from the observed total force magnetic anomalies and ones (Fig. 10a) caused by the resultant structure.
- c. E-W cross section of the reduction to the pole anomalies (Fig. 7d) derived from the observed total force magnetic anomalies and one (Fig. 10a) caused by the resultant structure.

び地質データの入手が困難な場合は、モデルの形状の特定は難しい。このような場合に、本手法は詳細な解析の前段の解析として有効である。

(2) 「基盤の起伏に対応するような、長波長の磁気異常の解析に適している。」

本手法は、2.1節の解析法の基礎理論で述べたように、本来地層の境界面の起伏を推定するものであり、ある深度におけるゆるやかな基盤の起伏を推定するのに適している。また、本手法は磁気基盤を求めるにあたって直接的には擬重力異常を解析対象としている。擬重力異常は重力異常と同様に、異常岩体からの距離の2乗に比例して減衰するので、3乗に比例して減衰する全磁力異常や極磁力異常と比較して、より広域的な構造を反映した値となる。したがって、擬重力異常を解析対象とすることは、層構造を仮定したインバージョンの場合、妥当な選択と言えよう。

(3) 「解析範囲全体の3次元磁氣的地下構造を、統一的に表現できる。」

磁氣的地下構造が層構造であるとの仮定のもとに、解析範囲全体の3次元磁氣的地下構造を、統一的に表現できる。

一方、特定の孤立型モデルを仮定した通常の解析では、解析対象となる磁気異常が解析範囲のいたるところに分布しているわけではない。したがって、得られる解析深度なども空間上離散的に与えられるにすぎず、その間は不定である。ただし、便宜上、離散点間を深度が連続分布するものとして、内挿の後に磁気基盤深度分布図として表すことが多い。本手法は、磁気基盤深度分布図を作成する上での、このような理論上の曖昧性はない。また、層構造を仮定した3次元磁氣的基盤深度を得るに当たって、その手続きも簡単である。

4.2 今後の課題

本手法のフィールドデータへの適用を通して、以下の問題点が明らかになった。

(1) 「擬重力異常および極磁力異常の計算について」

標記の磁力値は、現在、本解析手法において周波数フィルターを使って全磁力異常から計算している。この手法は、観測値が周期関数であることを前提としているため、不都合を生じる場合がある。すなわち、磁気異常データがある狭い範囲でしか観測されていないような場合、磁気異常がその範囲内で終息しないことが十分考えられる。この時、データは一方の端部とこれに対応する端部において連続せずギャップを生じる。一般的に、この影響はGibbsの現象として現れるが、その範囲は解

析範囲の端部に限られる(加藤, 1987)。ただし、ある特殊な条件下ではその影響が増幅され、偽の磁気異常を生じてしまうことがある(Fig. 3c, 3d参照)。この結果は、解析結果に直接影響を与えるので、注意を要する。

一方、周波数フィルターを用いることのもう1つの欠点として、解析範囲においてデータがグリッド上に満遍なく与えられていなければならないことが上げられる。ところが、探査範囲は諸般の事情により必ずしも矩形的範囲とはならず、欠測領域を生じることが多い。したがって解析可能範囲と探査範囲は等しくならず、前者は後者よりも狭くなり、貴重な観測データを有効に使えない場合がある。

今後は、前述の欠点を補うような新たな擬重力異常および極磁力異常の計算手法の開発・実用化が望まれる。

(2) 「広域的な磁気傾向面について」

観測磁気異常は、通常広域的な傾向面を伴うことが多い。孤立磁気異常の解析に当たっては、これらの傾向は一般に解析対象とする構造よりも、より深部の、そしてより広範囲な構造を反映するものと考えられている。しかしながら、今回のような層構造を仮定した解析においては、傾向面に相当するような成分も解析対象となる。ただし、全磁力異常から擬重力異常および極磁力異常を計算する周波数フィルターは、フーリエ級数を用いているため、広域的な傾向面は本質的に表現できない。この問題は、強い傾向面があったとき、擬重力異常および極磁力異常の振幅に影響を与えるので解析結果にも誤差をもたらす可能性がある。

ちなみに、伊豆大島空中磁気データ(Fig. 7b)において、一次傾向面を除去した全磁力異常を、本手法を用いて解析したのでその結果を示す。まず、一次傾向面

$$F(x, y) = a_1x + a_2y + a_3$$

をFig. 7bに最小2乗的に当てはめると、 $a_1 = -23.16 \text{ nT/km}$ 、 $a_2 = -9.72 \text{ nT/km}$ および $a_3 = 622.29 \text{ nT}$ が得られる。ただし、 x, y は各々北および東方向を示し、原点は図面の左下端である。この結果は、南南西上がりて北北東下がりての一次傾向面を示しており、Fig. 7bからこれを差し引いたものが、Fig. 11の全磁力異常の一次傾向面残差である。

また、この一次傾向面残差を用いた解析結果の磁気基盤深度分布をFig. 12aに、南北および東西の各断面図をFig. 12b, 12cに示す。なお、インバージョンに用いたパラメータは、3.2節と同様である。ここで境界面の平均深度 D は一次傾向面を除去する前と有為な差は生じなかった。また、イテレーションの回数は4回で、極

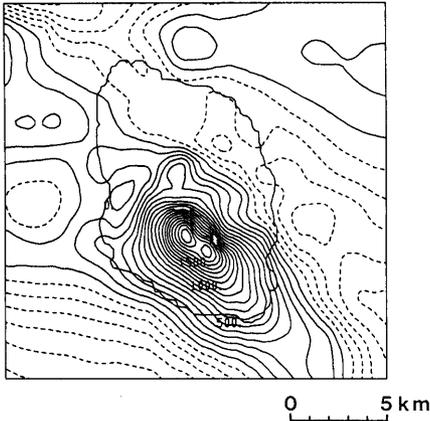


Fig. 11 Residual total force magnetic anomalies subtracted the first order regional trend from the observed total force magnetic anomalies (Fig. 7b). Contour interval is 100 nT.

磁気異常のフィッティング誤差 R_p の絶対値の平均は 38.3 nT である。

ここで、Fig. 9a と Fig. 12a とを比較すると、定性的な傾向において類似点が認められる。ただし、一次傾向面を引くことによって、岡田港北方沖合いの隆起部や大島南西沖の沈降部の起伏が結果的に強調されている。これらは、比較的磁気異常の振幅が小さいために、傾向面に乗って目立たなかったためである。また、一般に一次傾向面を引くことによって磁気異常の振幅が変化するため、磁気基盤深度も変化する傾向にある。Fig. 12c においても若干この傾向が認められる。磁気基盤を観測面からの実際の深度として求めようとするとき、一次傾向面の程度によっては、前述の差が無視できない場合がある。

一方、このような傾向面除去を行った全磁力異常を解析対象としても、その解析結果にいかにして傾向面に相当する構造を重ね合わせるかという問題もある。

以上の問題は、(1)の課題と関連させて解決する必要がある。

(3) 「磁化コントラストについて」

磁化コントラストは、磁気基盤深度を推定するに当たって重要なパラメーターである。しかし、現実には、コントロールデータたるこの値が、唯一求まることは稀である。仮に磁化率や残留磁化強度が解析範囲内のサンプリング試料から測定されたとしても、それらの間でばらつきが大きく、重力解析における密度ほど異常の原因を代表しているとは言い難い。ましてや、東海陸棚等の海域ではこれらの物性データの入手は困難な状況にある。

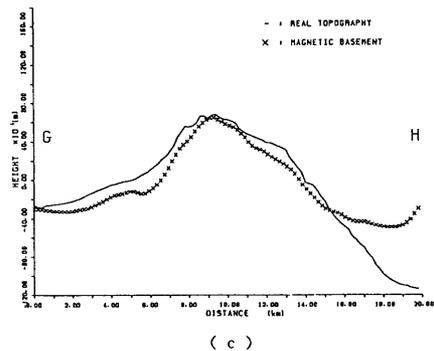
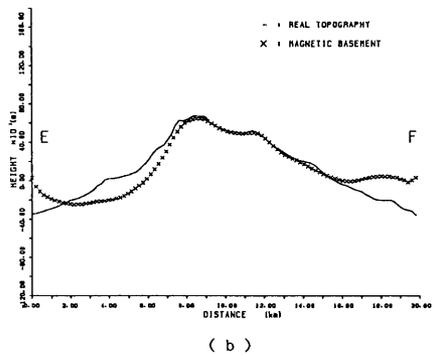
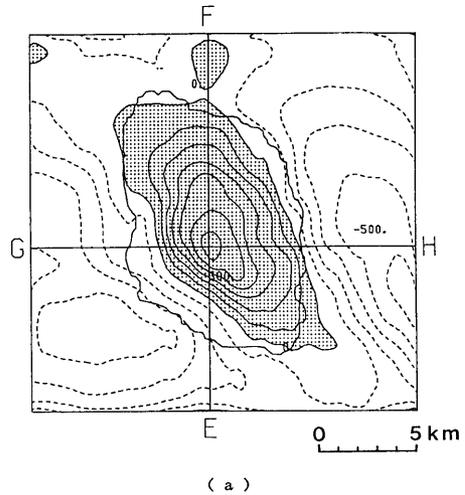


Fig. 12

- a. Resultant magnetic basement structure by the inversion of the residual total force magnetic anomalies (Fig. 11). Magnetization contrast of 13.0 A/m was assumed. Contour interval is 100 m.
- b. N-S cross section of the topography (Fig. 7a) and the resultant structure (Fig. 12a).
- c. E-W cross section of the topography (Fig. 7a) and the resultant structure (Fig. 12a).

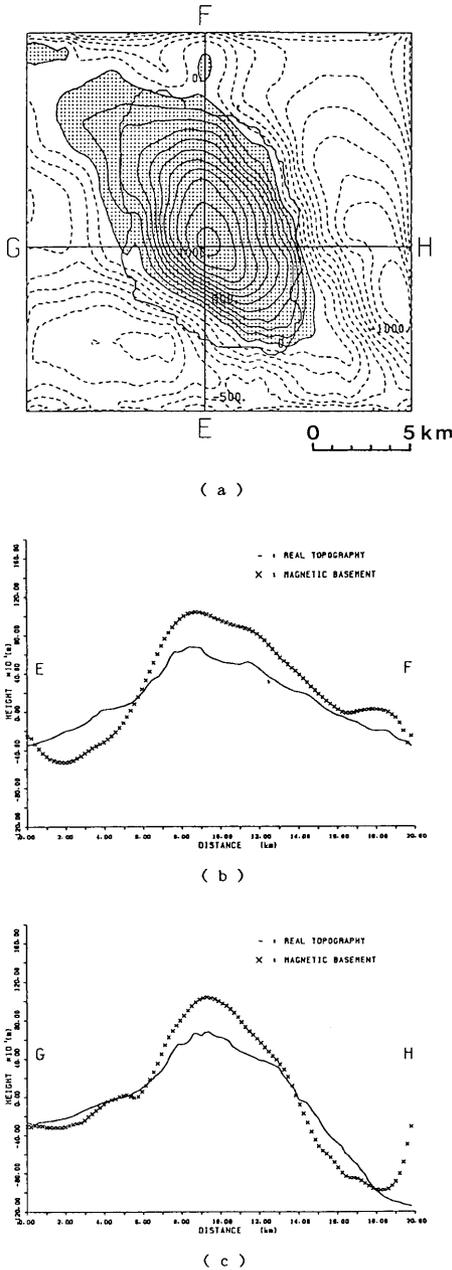


Fig. 13

- a. Resultant magnetic basement structure by the inversion of the total force magnetic anomalies (Fig. 7b). Magnetization contrast of 7.0 A/m was assumed. Contour interval is 100 m.
- b. N-S cross section of the topography (Fig. 7a) and the resultant structure (Fig. 13a).
- c. E-W cross section of the topography (Fig. 7a) and the resultant structure (Fig. 13a).

したがって、磁化コントラストは不定となり、現実的な範囲内で、ある範囲の代表値を用いインバージョンを行って、解析結果を得ることになる。

ちなみに、磁化コントラストを7.0 A/mと仮定した場合の、伊豆大島空中磁気データ (Fig. 7b) への本解析手法の適用結果を例示する。解析結果の磁気基盤深度分布を Fig. 13a に、南北および東西の各プロファイルを図. 13b, 13c に示す。ここに、イテレーションの回数は4回で、極磁力異常のフィッティング誤差 R_p の絶対値の平均は47.2 nTである。

Fig. 13a と Fig. 9a とを比較すると、磁化コントラストが7.0 A/mの磁気基盤深度の方が13.0 A/mのものよりも、基盤の起伏が大きいことが分かる。この結果、大島のほとんどの地域では磁気基盤は地形面より高く解析されており、現実的でない。

この意味では、磁化コントラストを13.0 A/mと仮定した解析結果 (Fig. 9a) が最も現実に即しているものと考えられる。

一方、牧野ほか (1988) および NAKATSUKA et al. (1989) では、伊豆大島周辺の磁氣的構造として頂部深度が地表面で底部深度が2.0 kmの地形モデルと、NW-SE方向の走向を示す2次元ダイクモデルおよび多数のプリズムモデルの複合モデルを提案している。このうち地形モデルの平均磁化コントラストは7.0 A/mと仮定しており、本報告の13.0 A/mと比較して小さい。しかし、7.0 A/mの値はあくまで解析範囲全体の平均であり、その他の2次元ダイクモデル (磁化コントラスト: 3.3 A/m) およびプリズムモデル (磁化コントラスト: 50.0 A/m) を考慮すればそれほど不自然ではない。伊豆大島の溶岩の磁性の測定結果 (永田, 1951) によると、熱残留磁気は1.41-3.23 × 10 A/mであり、13.0 A/mの磁化コントラストも十分考えられる。ただし、以上の議論は最も磁性が強いと考えられる三原山周辺部においての、磁気基盤の深度の妥当性を念頭に検討したものである。

(4) 「磁氣的地下構造が層構造かつ一様磁化の仮定では説明が難しい場合について」

3.2節の、本手法の探査データへの適用結果 (Fig. 9a) において、磁気基盤深度が大局的には伊豆大島周辺の地形と一致するが、局所的には異なる部分が存在すると既述した。これを説明するには、例えば周囲に比較してより磁化の強い溶岩や貫入岩等の分布を考えることができる。あるいは、そのような場所では正帯磁とは異なった方向に磁化している可能性もある。すなわち、局所的ではあるが磁化および磁化方向のラテラルな変化を考慮す

ることになる。以上は、磁氣的地下構造が層構造で一様磁化しているとの仮定が難しい場合に相当する。

この場合、本手法では解析が難しくなるので、その他の地球物理および地質データなどを参考にして、より最適な磁氣的構造をモデリングする必要がある。

5. おわりに

磁氣的な層構造モデルを仮定した磁気異常のインバージョンについて、基礎理論を確認するとともに、フィールドデータへの適用を試みた。この結果、解決すべき課題は内包するものの、本来の目的を達成することが十分可能と判断された。すなわち、本手法を用いることによって、解析範囲の大局的な磁氣的地下構造を、よく推定することが可能となった。今後は、提起した課題の解決とともに、孤立モデルを仮定した解析結果との融合をはかり、さらに実際に即した地下構造の把握が必要となる。

謝 辞

本研究を行うに当たって、地質調査所主任研究官駒澤正夫氏には有益な御助言を頂いた。ここに感謝の意を表する。

文 献

BARANOV, V. (1957): A new method for interpretation of aeromagnetic maps : pseudo-gravimetric anomalies, *Geophysics*, **22**, 359-383.

BHATTACHARYYA, B. K. (1964): Magnetic anomalies due to prism-shaped bodies with arbitrary polarization, *Geophysics*, **29**, 517-531.

CHENOT, D. and DEBEGLIA, N. (1986): Gravity and magnetic 3-D interactive inversion with constraints, *56th Ann. Internat. SEG Mtg., Expanded Abstracts with Biographics*, 219-221.

GERARD, A. and DEBEGLIA, N. (1975): Automatic three-dimensional modeling for the interpretation of gravity or magnetic anomalies, *Geophysics*, **40**, 1014-1034.

一色直記 (1984) : 大島地域の地質, 地域地質研究報告 (5万分の1図幅), 地質調査所, 133 p.

加藤元彦 (1978) : 重力・磁力分布の解析法の基礎 (第7回), *物理探鉱*, **31-2**, 61-68.

加藤元彦 (1987) : 2次元フィルターの理論と重力・磁力分布の解析, ラテイス社, 262 p.

牧野雅彦・中塚 正・大熊茂雄・金子 力 (1988) : 伊豆大島火山の空中磁気異常, 火山, 第2集, **33**, 伊豆大島

噴火特集号, 217-223.

永田 武 (1951) : 三原火山溶岩の磁性, *地学雑誌*, **60-3**, 144-145.

NAKATSUKA et al. (1989): Aeromagnetic Anomalies over Izu-Oshima Volcano before and soon after the 1986 eruption, *J. Geomag. Geoelectr.* (in press).

阪口圭一・奥村晃史・曾屋龍典・小野晃司 (1987) : 伊豆大島火山1986年の噴火—地質と噴火の歴史—, 特殊地質図, 26, 地質調査所.

TOMODA, Y. and AKI, K. (1955): Use of the function $\sin x/x$ in gravity problems, *Proc. Imp. Acad.*, **31-7**, 443-448.

Appendix

・空間領域における全磁気異常, 擬重力異常および極磁力異常の計算

半無限のプリズムモデルの集合体 (Fig. 14) による磁気異常を考える。

$\Delta x, \Delta y$ を x, y 各方向のグリッド間隔とした場合, 磁気異常を計算する格子点 (x_i, y_j) は次式のようになる。

$$\left. \begin{aligned} x_i &= i\Delta x \\ y_j &= j\Delta y (i, j: \text{整数}) \end{aligned} \right\} \quad (\text{A-1})$$

このとき, 半無限プリズムモデル

$$\left. \begin{aligned} X_k &< x < X_{k+1} \\ Y_l &< y < Y_{l+1} (k, l: \text{整数}) \end{aligned} \right\} \quad (\text{A-2})$$

$$\left. \begin{aligned} X_k &= x_k - (1/2) \cdot \Delta x \\ X_{k+1} &= x_k + (1/2) \cdot \Delta x \\ Y_l &= y_l - (1/2) \cdot \Delta y \\ Y_{l+1} &= y_l + (1/2) \cdot \Delta y \end{aligned} \right\} \quad (\text{A-3})$$

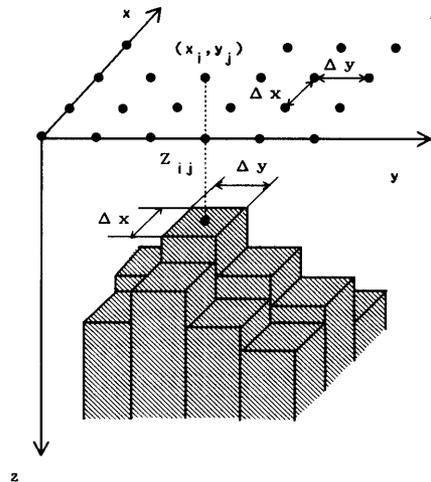


Fig. 14 Assembly of prismatic models used for calculating magnetic anomalies.

による磁気異常 $T(x_i, y_j, z)$ は、次式で表される。

$$T(x_i, y_j, z) = J \cdot F \tag{A-4}$$

$$F = \sum_{u=i-(M/2)}^{i+(M-1)/2} \sum_{v=j-(N/2)}^{j+(N-1)/2} [f] \begin{cases} a = X_{u+1} - x_i & b = Y_{v+1} - y_j \\ a = X_u - x_i & b = Y_v - y_j \end{cases} \tag{A-5}$$

ここに、

J : 磁化コントラスト

M, N : 磁気異常の計算に用いる x, y 各方向のプリズムモデルの数

である。

ここで、全磁力異常、擬重力異常および極磁力異常の f を、それぞれ f_T, f_G, f_P で表すと

$$f_T = d_{yz} \ln \frac{r-a}{r+a} + d_{zx} \ln \frac{r-b}{r+b} - 2d_{xy} \ln(r+c) - d_x \tan^{-1} \frac{ab}{r^2+rc-b^2} - d_y \tan^{-1} \frac{ab}{r^2+rc-a^2} + d_z \tan^{-1} \frac{ab}{rc} \tag{A-6}$$

(BHATTACHARYYA, 1964)

$$f_G = a \cdot \ln \frac{b+r}{\sqrt{a^2+c^2}} + b \cdot \ln \frac{a+r}{\sqrt{b^2+c^2}} - c \tan^{-1} \frac{ab}{cr} \tag{A-7}$$

$$f_P = \tan^{-1} \frac{ab}{cr} \tag{A-8}$$

$$\begin{aligned} c &= Z_{uv} - z \\ r^2 &= a^2 + b^2 + c^2 \\ d_s &= e_s \hat{p}_s (s=x, y, z) \\ d_{st} &= (e_s \hat{p}_t + e_t \hat{p}_s) / 2 \quad (s, t) = (x, y), (y, z), (z, x) \end{aligned} \tag{A-9}$$

ここに

Z_{uv} : (x_u, y_v) におけるプリズムモデルの上面深度

e_x, e_y, e_z : 地球磁場方向の方向余弦

$\hat{p}_x, \hat{p}_y, \hat{p}_z$: 磁化ベクトル方向の方向余弦

である。

ただし、計算時間の節約のために計算点近傍以外はプリズムモデルを線磁化で近似する。

線磁化による磁気異常 $T_L(x_i, y_j, z)$ は次式で表される。

$$T_L(x_i, y_j, z) = J_L \cdot F_L \tag{A-10}$$

$$F_L = \sum_{u=i-(M/2)}^{i+(M-1)/2} \sum_{v=j-(N/2)}^{j+(N-1)/2} [f] \quad (u < i - S_A, u > i + S_A, v < j - S_A, v > j + S_A) \tag{A-11}$$

ここに、

J_L : 線磁化のコントラスト

S_A : 正の整数で、プリズムモデルによって磁気異常を計算する範囲を示す。

ここで、全磁力異常、擬重力異常および極磁力異常の f を、それぞれ f_{TL}, f_{GL}, f_{PL} で表すと

$$\begin{aligned} f_{TL} &= -\frac{c}{w^4 r} \{ (2d_x - d_y - d_z) a^2 + (2d_y - d_z - d_x) b^2 + 6d_{xy} ab \} \\ &\quad + \frac{c^3}{w^4 r^3} \{ (d_x - d_z) a^2 + (d_y - d_x) b^2 + 2d_{xy} ab \} \\ &\quad + \frac{2}{r^3} (d_{zx} a + d_{yz} b) \end{aligned} \tag{A-12}$$

$$f_{GL} = \frac{1}{r} \tag{A-13}$$

$$f_{PL} = \frac{c(r+c)(r-c)}{w^2 r^3} \tag{A-14}$$

$$\begin{aligned} a &= x_u - x_i, \quad b = y_v - y_j, \quad c = Z_{uv} - z \\ r^2 &= a^2 + b^2 + c^2 \\ w^2 &= a^2 + b^2 \end{aligned} \tag{A-15}$$

ここに、

Z_{uv} : (x_u, y_v) における線磁化の上面深度である。