

空中磁気探査におけるインバージョンとその地熱地帯への応用

大久保 泰邦*

OKUBO Yasukuni (1993) Inversion method for aeromagnetic data and its application to geothermal area. *Bull. Geol. Surv. Japan*, Vol.44(8), p.483-525, 42fig., 1tab.

Abstract: Because of the features of the rapid rate coverage, large-scale airborne-magnetic surveys have been carried out widely. Since magnetic anomalies generally reflect a distribution of igneous rocks, magnetic surveys have been used to explore resources related to igneous rocks. It is of interest to know spatial distribution and magnetization of the causative bodies, because they yield significant information about subsurface structure and lithology associated with the resources. However, such resources often lie in volcanic areas and the areas always mark complex magnetic anomalies. Therefore, applicable magnetic analysis methods to the complex anomalies are required.

First in this paper, causative bodies of complex magnetic anomalies are revealed to construct a representative magnetic model in volcanic areas. Second, magnetic analysis methods on the basis of the model are developed.

Susceptibility and remanent magnetization measurements of hand samples, results of drillhole, and several trials of model simulation reveal that magnetized rocks in the volcanic areas are composed of (1) shallow highly magnetized volcanic rocks and (2) buried igneous rocks.

To obtain a complex model, hundreds parameters or more should be determined. The complexity would require much effort and many hours, if all of the parameters were determined through conventional methods.

New magnetic inversion methods developed here are automatic methods for obtaining spatial distribution of magnetic sources and their magnetizations. In a development of the new methods, three problems arise. The one is how to input and revise a complex model in the inversion process, and the second is how to reduce the calculation time for theoretical anomalies due to the model. The last is how to obtain stable inverted results rapidly. Numerous inversion methods were developed in other geophysical methods. But to determine a great number of parameters, algorithms inherent to magnetic method are necessary.

Solving the problems, the author developed three magnetic inversion methods in the base of arbitrary model for determining (1) depth to upper bound of magnetic basement, (2) thickness of magnetized layer, and (3) magnetization distribution.

The complex model proposed here is an arbitrary shaped body composed of small vertical square poles, which is defined by vertical coordinates on horizontal grid points. This yields easy input and revision of a complex model.

The forward calculation is executed by summing up the anomalous field caused by each small square pole. The anomalous field due to one small square pole is expressed by four rules of arithmetic operation. This simple expression attains a high speed calculation.

An anomalous field at a calculation point is practically calculated by using surrounding

*地殻物理部

Keywords: Magnetic survey, Inversion, Geothermal field, Volcanic area.

vertical square poles. It is a problem how the appropriate extent of the square poles is. The author defines a radius from a calculation point to an edge of the extent, and by model simulation, tabulates the appropriate radius with respect to the distance between an observed surface and a conic magnetized body. For instance in the case of the calculated level of 3km over a conic magnetized body of 2km in height and 12km in diameter, 4km or longer for the radius is appropriate.

The process of both inversion methods for determining depth to upper bound of magnetic basement and thickness of magnetized layer is as follows:

- (1) An initial model is input,
- (2) theoretical reduced-to-pole anomalies due to the model are calculated by the forward calculation method,
- (3) differences between the calculated and the observed reduced-to-pole anomalies are checked,
- (4) when the differences satisfy a given condition, the model updated in the last forward calculation results in the final solution, and
- (5) configuration of model is revised and the process goes back to the step of (2).

In the process, the model revision and the forward calculation are repeated several times.

The magnitude of one time model revision on a grid point (Δz) is given by $\Delta z = K \times$ (a difference between the observed and the calculated anomaly). Several case studies prove that K value of -0.001 to -0.003 (km^3/nT) is appropriate to the practical fields. Initial model, assumed magnitude of magnetization and inverted depths of model are significant parameters for convergence. Therefore, monitor of differences between the observed and the calculated anomalies is necessary to judge whether the inversion converges consistently.

The flow of the inversion method of magnetization distribution is

- (1) an initial model is given,
- (2) a linear equation system - [a vector on observed anomalies] = [a matrix on geometry of small square pole and calculation point] \times [a vector on magnitude of magnetization] - is obtained, and
- (3) the linear equation system is solved based on the method of least square to obtain the magnitude distribution of magnetization.

Model simulation indicates that two conditions are necessary to acquire a stable solution of the matrix consistently. First, the observed data area should cover the area for inversion. Second, a distance between the observed point and the surface of model should vary in a small range.

Three inversion methods are applied to volcanic areas. Using the conditions to obtain satisfactory results, appropriate models are obtained. Consequently, three inversion methods are applicable to practical prospecting geothermal fields.

要 旨

空中磁気探査は、その迅速性や機動性を活かして広域の資源探査に利用されている。磁気異常は主に火成岩の分布を反映するため、特に火成活動と関係する資源の探査に向く。火成活動と関係する資源は主に火山地帯にあり、火山地帯の磁気異常は複雑に分布する。そのため、複雑な磁気異常に対応した解析法が必要となるが、従来は単純な解析に留まっていた。

本論では、火山地帯の複雑な空中磁気異常に対応したモデルを設定し、そのモデルのパラメータを求めめる解析

法を開発した。

火山地帯の磁気異常の原因を、岩石試料に基づく磁化率と残留磁化の測定結果、ポーリング結果、モデルシミュレーション結果を利用して考察した。その結果、火山地帯における磁性岩体は、非一様性の高い火山体そのものや貫入岩などの潜頭性火成岩であり、これらが複雑に分布することがわかった。この場合、求めなければならないパラメータ数は、磁性岩体の形状等が複雑であることから、数百以上となる。従来の解析法によってこのパラメータを全て求めようとするれば、多大の労力と時間が掛かり、実用性に欠ける。

そこで、これらの多くのパラメータを一度に求める磁気解析法として自動解析法であるインバージョンを開発した。各種の物理探査法において、さまざまな解析法が開発されているが、数百を越える多数のパラメータを求めることから、磁気探査特有の性質を考慮した自動解析法が必要になる。そこで、解析法の自動化のためには以下の三つの問題を解決する必要がある。(1)複雑なモデルの入力、更新を容易にする。(2)モデルに起因した異常の計算(フォワード計算)を簡素化する。(3)安定な解を迅速に求めるアルゴリズムを開発する。ここではこれらの問題を解決し、複雑な磁性岩体を表す任意形状モデルに基づくインバージョンを以下の3つの手法に分けて開発した。(1)磁気基盤上面の深度変化を求めるインバージョン、(2)磁性岩体の層厚変化を求めるインバージョン、(3)磁化強度分布を求めるインバージョン。

基本となる任意形状モデルを、微小四角柱の集合体で表した。このモデルは、微小四角柱のz軸の座標値を与えるだけで定義できる。この事によって、モデルの入力、更新が容易になった。

フォワード計算は、一つ一つの微小四角柱に起因した磁気異常を水平方向にたし算する方法によって行なう。一つの微小四角柱に起因した磁気異常は四則演算で表される。すなわち、1点の磁気異常は四則演算によって求まる磁気異常の和で求めることができ、計算時間を簡素化することができた。

磁気基盤上面の深度変化と磁性岩体の層厚変化を求めるインバージョンは、ともに極磁気異常を利用するインバージョンである。この流れは、(1)初期値(モデルの形状と磁化強度)の入力、(2)フォワード計算法によるモデルに起因した異常の計算、(3)観測極磁気異常と計算極磁気異常の差から求めた修正量によるモデルの更新、(4)観測極磁気異常と計算極磁気異常の差のチェック、となり、(4)によって差が大きいと判断された場合は再び(2)に戻りフォワード計算法による異常の計算を行ない、差が十分に小さいと判断された場合は、最後にフォワード計算法による異常を計算したときのモデルを解として終了する。

繰り返し計算のときの修正量は、 $\text{修正量} = \text{係数} \times (\text{観測異常} - \text{計算異常})$ によって表わされる。この時もっとも問題になるのが、観測異常と計算異常の差を修正量に変換する「係数」である。火山地帯にこのインバージョンを適用した結果、この「係数」は $-0.001 \sim -0.003$ (km^3/nT)が適当であった。また、初期値として与える磁化強度、観測面高度、観測磁気異常の振幅、形状などの違いによって収束状況が異なるため、実際には絶対値

の小さい「係数」を設定しつつ、rms誤差や修正されたモデルの状況をモニタして、収束の良否を判断する必要があることが分かった。

磁化強度を求めるインバージョンは、初期モデルとして磁性岩体の形状を与え、これを既知とし、観測磁気異常から、最小二乗法により磁性岩体の磁化強度分布を求めるものである。

安定な解を得るための条件をモデルシミュレーションによって検討した結果、(1)磁化強度を求めようとする点是用いる観測点の領域内にある必要があり、(2)観測点—モデル間の距離と正方向列の対角成分の関係を考慮しながら初期モデルを設定する必要があることが分かった。

これらの手法を、初期モデル、磁化強度と修正量を求める「係数」や解析範囲などの安定な解を求めるための条件を基に、火山地帯に適用した結果、磁気基盤上面の水平方向の深度変化、磁性岩体の水平方向の層厚変化、磁化強度の水平分布を求めることができた。このことから、本論で開発した3つのインバージョンを目的に応じて適用することによって、複雑に分布する火山地帯の磁気異常の解析法として活用できることがわかった。

1. 序

資源探査を目的にした物理探査には、反射法地震探査、屈折法、重力探査、磁気探査、電気探査などの手法がある。この中で、空中磁気探査は、航空機などの飛翔体から磁気異常を調べる方法である。磁気異常は主に火成岩を反映することから、空中磁気探査は特に火成岩分布を求める探査法として用いられている。また、航空機などを利用することから、他の物理探査手法に比べ、迅速性、機動性の点で優れており、広い地域の調査や、アクセスの悪い場所での調査に向く。

磁気異常の大きさは、岩石の磁化強度の大小、岩石の大きさ、観測点と岩石の距離によって決まる。このうち、岩石の大きさはその産状に、観測点との距離は主にその埋没深度に関係する。この岩石の大きさと埋没深度という2の要素は磁気異常の原因となる岩体(磁性岩体)の分布の状況と関係する。

磁化強度については一般的な解釈がある。磁化は外部磁場によって誘起される誘導磁化と岩石自身がかもともと持つ残留磁化のベクトル和によって決まる。磁化強度は磁化の大きさとして定義されている。磁化率は外部磁場の大きさと誘導磁化の大きさの比で定義される。そのため、磁化率が大きい程誘導磁化は大きくなる。磁化率は、火成岩が大きく、続いて変成岩、堆積岩の順にな

る。また、堆積岩は、 $1 \times 10^{-4} \times 4\pi$ (SI) 以下であり、火成岩や変成岩に比べ数分の1以下である。火成岩の中でも、塩基性岩が酸性岩より大きい。岩種別の残留磁化の大小もこれと同様な傾向があることが岩石試料の測定結果から示されている (Carmichael, 1982)。すなわち、火成岩の磁化強度は他の岩種に比べ大きいことが示されており、磁気異常の原因の多くは火成岩であるといえる。日本列島の磁気異常の原因も、多くは火成岩である。

この様に、磁気異常は特に火成岩の分布に対応することから、火成活動と関係した資源に対して空中磁気探査は有効となる。この場合、火成岩の上面深度を求めるといふ単純な解析に留まらず、上面深度の水平方向の変化、火成岩が卓越する層の層厚の変化や、岩質に関係する磁化強度の水平方向の変化を求めることが問われる。

火成活動と関係した資源はもっぱら火山地帯に分布する。一般に火山地帯は、複雑な地質構造を示す。火山地帯においては、これらの構造を反映して非常に複雑な磁気異常が分布する。これらの異常は複雑に分布する非一様性の高い磁性岩体が原因である。しかし、従来の解析はもっぱら異常の大略を説明する円柱や角柱などの単純なモデルを設定し、必要ないくつかのパラメータを求めることで留まっていた。そこで本論では、火山地帯の火成岩分布や岩質分布を推定する方法として、火山地帯の磁気異常の解析法の高度化を行ない、磁性岩体の上面深度あるいは層厚の水平方向の変化や磁化強度の水平方向の変化を求める手法の開発を行なった。

2章では、従来の解析法の限界について述べる。火山地帯の磁気異常の原因を整理した結果、火山地帯の磁性岩体のモデルは複雑な形状となった。このモデルを定義するパラメータ数は数百、時には10000を越える。この様なモデルに対しては新たな解析法が必要となる。

3章では、磁性岩体の上面深度や層厚の水平方向の変化や磁化強度の水平方向の変化といった、数百を越えるパラメータを一度に決定する解析法 (インバージョン) について述べる。すなわち、インバージョンの開発のために、入力、更新が容易なモデルの設定法、高速度の磁気異常の計算法が必要となるが、これを複雑な形状のモデルを微小四角柱の集合体で表すことによって解決する。さまざまなインバージョンがいろいろな分野で開発されているが、磁性岩体の多数のパラメータを決定するためには、磁気異常の性質を考慮した、安定な解を迅速に得るアルゴリズムが必要となる。また、多数のパラメータを求めることから、解の安定性についての考察も重要となる。そこで、インバージョンの開発の中で、アルゴリ

ズムと解の安定性についての考察も行なう。

4章においては、インバージョンを実データに適用し、解が得られることを確認し、有効性について述べる。すなわち、開発した解析法によって、従来技術では得られなかった、磁性岩体の上面深度あるいは層厚の水平方向の変化や磁化強度の水平方向の変化といった情報が得られることを示す。

2. 火山地帯における磁気異常解析の問題点

2.1 従来の解析法

従来の磁気解析法は、観測されたデータをそのまま実空間領域上で用いる解析法と、一度周波数空間領域に変換して行なう解析法に分けられる (大久保・津, 1986)。

周波数空間においては、主に磁性体の埋没深度が浅くなると磁気異常は短波長成分が卓越し、逆に埋没深度が深くなると長波長成分が卓越することがよく知られている。このように、深度のパラメータの変化が実空間領域よりも周波数空間においてより明確に現われることが、解析に当たってデータを周波数領域に変換する一つの大きな理由となっている。この場合、周波数領域上で深度のパラメータが特性的に現われる部分、例えばパワースペクトルの傾き等を利用して、深度を求める (例えば、Spector and Grant, 1970; Bhattacharyya and Leu, 1977)。キュリー一点深度を求める解析法の多くは、この周波数空間領域での解析法である。周波数空間上の解析法は、キュリー一点解析に見られるように、ある領域での磁性岩体の平均的な深度を求めることに適しており、特に日本列島全体を対象とする様な超広域の解析に有効である。しかし、ここでの解析は火山地帯の地下数km以浅を対象とすることから、主に次に述べる実空間領域の解析となる。特に、地形効果の軽減などの火山体そのものに対する解析は、周波数領域では難しく、実空間領域での解析に頼らざるを得ない (大久保・大熊, 1985)。

実空間領域での解析法は、主に磁性体の上面深度、水平方向の広がり、磁化方向等の種々のパラメータを求めるものである。この解析法には、周波数領域上と同様に、あるパラメータが特性的に現われる部分を利用して値を求める特性点法 (例えば、Vacquier *et al.*, 1951; Peter, 1949; Nabighian, 1972; Ogawa, 1977) と、観測データ全体を利用しようとするカーブマッチング法がある。カーブマッチング法は多大の計算を必要とするが、近年コンピュータの発達によってこの方法が主流となった。カーブマッチング法は、観測値と構造モデルに基づく理論値を比較し、両者の誤差を最小とする構造モデルを繰り返し手法によって求めるものである。両者の誤差

を最小とする方法として、人間とコンピュータが対話形式で解析する会話型解析法 (例えば, Ogawa and Tsu, 1976) と、主に逐次近似の手法による繰り返し計算によって求める自動解析法 (例えば, Johnson, 1969; Mc-Grath and Hood, 1970; 津・小川, 1973) がある。ここではこの自動解析法をインバージョンと呼ぶことにする。

実空間領域での解析法におけるモデルに起因する磁気異常の計算 (フォワード計算) 法としては, Bhattacharyya (1964) や Talwani (1965) が挙げられる。なお、以下では、フォワード計算法で求めた (全磁力あるいは極磁気) 異常を、「計算 (全磁力あるいは極磁気) 異常」と呼ぶ。

Bhattacharyya (1964) は四角柱に起因した異常の解析式を導出している。この式よりモデルを四角柱、あるいはその集合体で近似して、磁気異常を計算する。この方法は磁化方向、強度ともに水平方向で任意にとれる長所があるが、計算時間がかかる欠点がある。

Talwani (1965) はモデルを水平の板の集合体として表し、一つ一つに板に起因した磁気異常の解析解を示した。この場合、モデルを水平の板に分割する必要がある。モデルの形状を入力するためのアルゴリズムが必要になる。

従来の実空間領域での解析手法の多くは堆積盆地におけるものであり、地質基盤内の貫入岩の深度、広がり、傾斜などを求めるものである。解析のためのモデルは、

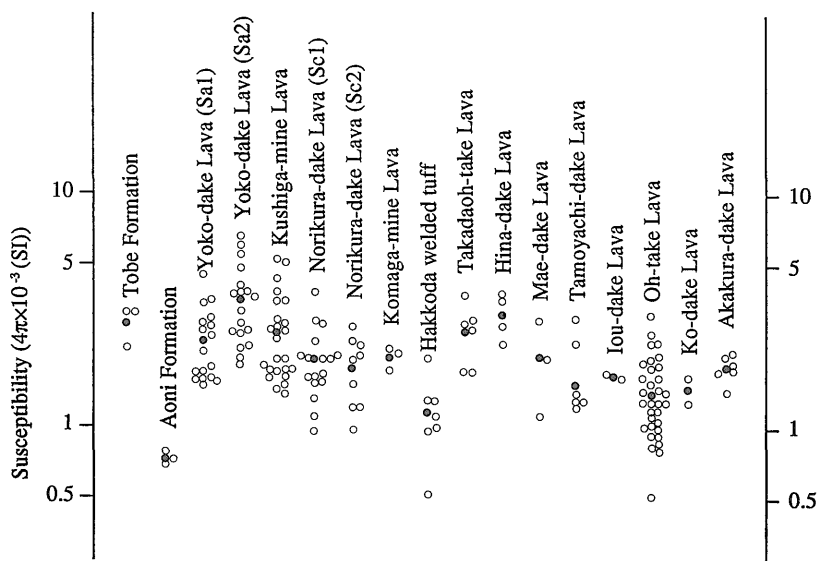
円柱や角柱を基礎としている。すなわち、円柱や角柱などのモデルを設定し、上述の方法によってそれらのモデルの上面深度や広がりを求める (例えば, Ogawa and Tsu, 1976)。

火山地帯においても同様に、一様磁化を仮定して単純なモデルで解析を行っていた。しかし火山地帯は複雑な磁気異常が分布し、このような単純なモデルによる解析の妥当性については検討する必要がある。

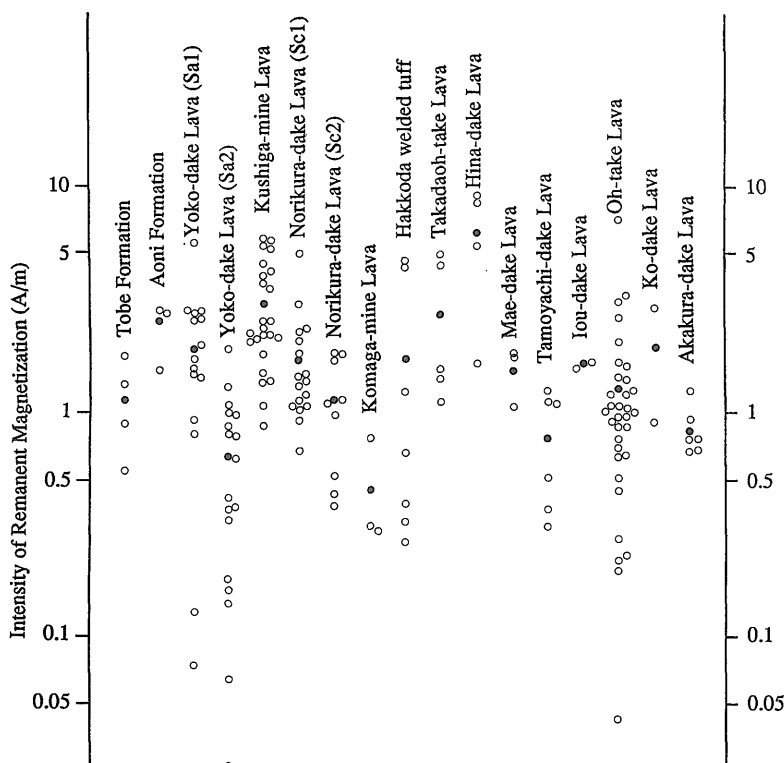
2.2 火山地帯の複雑な磁性岩体分布のモデル

2.2.1 非一様な磁性岩体で構成される火山体

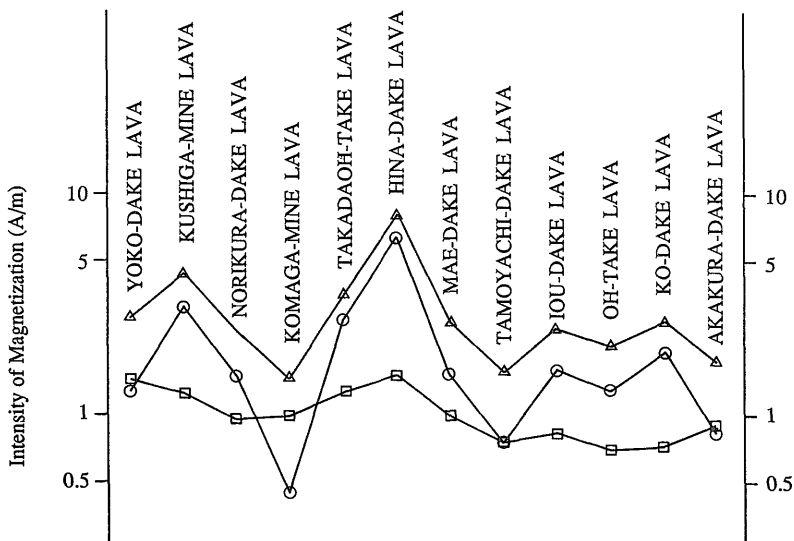
岩石試料の測定などによって求めた火山岩の磁化率、残留磁化は、八甲田火山群周辺の測定結果 (第1, 2図) の様に、大きな値を示し、かつばらつきが大きいことが示されている。第3図には地層ごとの平均磁化率に地球磁場強度を掛けた誘導磁化強度と平均残留磁化強度を示した。残留磁化方向の測定では、多くの火山岩が現在の地球磁場方向を示し、そのため岩石の磁化強度は誘導磁化強度と残留磁化強度のスカラー和でほぼ示される。地層ごとの誘導磁化と残留磁化の和は数 A/m 程度の大きな値を示した。すなわち、火山噴出物は一般に強い磁化強度を有する。このことは、火山上で観測される磁気異常はこの火山噴出物の影響が強く混入していることを示している。



第1図 岩石試料の磁化率。
○は測定値、●はその平均値。乗鞍岳溶岩と横岳溶岩は噴出時期から2種に分けてある。



第2図 岩石試料の残留磁化。
○は測定値, ●はその平均値。乗鞍岳溶岩と横岳溶岩は噴出時期から2種に分けてある。



第3図 地層ごとの誘導磁化, 残留磁化の岩石試料の平均値とその和。
□は誘導磁化, ○は残留磁化, △はその和。誘導磁化は平均磁化率に地球磁場強度48500nTをかけたもの。平均残留磁化と平均誘導磁化は第1, 2図に従う。

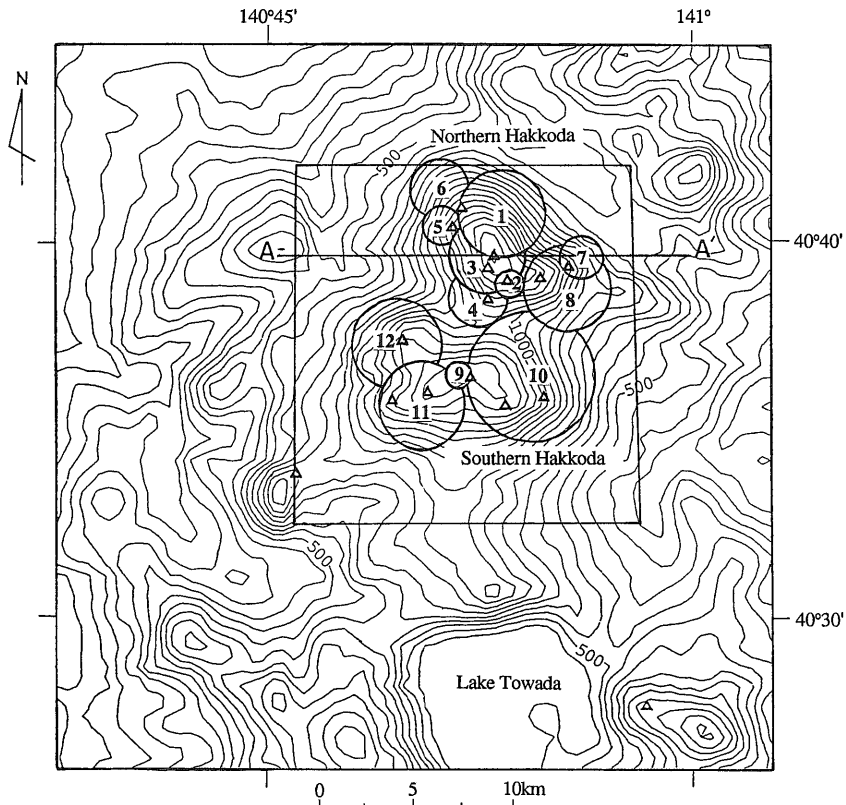
また、火山体は磁化強度は非一様性が強いことも予想される。そこで、八甲田火山岩類の磁化率、残留磁化の測定値と分布モデルを基に、八甲田火山群の火山体のモデルシミュレーションを試み、火山体が非一様であるか検討する。

まず、八甲田火山群上の磁気異常の原因は八甲田火山岩類であると考え、八甲田火山岩類の分布モデルを作成する。八甲田溶岩の水平分布は地質調査によって得られた分布から判断することにする。一方、垂直方向の厚さについては、新エネルギー総合開発機構(1985 a)の報告では溶岩の層厚は200m~400mであった。またCSAMT法調査においても、浅部の $100\Omega\cdot m$ 以上の高比抵抗層が火山体全体を覆っており、底面の深度はほぼ海水準面であることを示した(新エネルギー総合開発機構, 1985 b)。城ヶ倉温泉の北西側で掘さくしたボーリングの検層結果によって、地表付近の高比抵抗層は八甲田溶岩

と溶結凝灰岩に相当し、またこの高比抵抗層は高い磁化率と強い残留磁化を有することを示した(新エネルギー総合開発機構, 1987)。そこで、この浅部比抵抗層が八甲田火山岩類の分布を表わしているとし、高い磁化強度を持つ磁化層が、ほぼ海水準面を底面として火山体の全体を覆っているというモデルを立てる。

第1, 2図に示す通り、各溶岩ごとに磁化率と残留磁化の平均値が異なる。そこで磁化強度が各火山ごとに異なるモデル(非一様モデル)とする。その場合はそれぞれの火山岩類の分布と層厚を推定し、その磁化強度と方向を決定することによってモデルを構築する。具体的には以下の仮定で火山体に起因した異常を求める。

- (1) 各溶岩の上面は地形面、底面は海水準面とする。
- (2) 各溶岩の分布を溶岩分布を示した地質図から、溶岩は円状に分布すると近似できる。そこで火山地形や火山岩年代測定結果より得られた噴出時期を参考にしながら



第4図 八甲田火山群の地形モデルと八甲田溶岩の水平分布モデル。
1;前岳溶岩, 2;田茂菴山溶岩, 3;赤倉岳溶岩, 4;大岳溶岩, 5;小岳溶岩, 6;硫黄岳溶岩, 7;高田大岳溶岩, 8;雛岳溶岩, 9;横岳溶岩, 10;櫛ヶ峯溶岩, 11;駒ヶ峯溶岩, 12;乗鞍岳溶岩。地形モデルの等高線間隔は50m。三角形は八甲田火山群の山頂の位置。四角形は第5, 6, 7, 8, 9図の位置。

ら第4図の様に円状に分布するとする。

(3) 各溶岩の残留磁化強度と磁化率は岩石試料による測定結果の平均値とする。

(4) 各溶岩の残留磁化の方向は現在の地球磁場方向とする。

(5) 地球磁場強度と方向を八甲田火山群周辺の平均的な値、 $4.85 \times 10^{-5} \text{T}$ 、伏角 54° 偏角 $N7.8^\circ W$ とし、各溶岩の誘導磁化はこの地球磁場に磁化率の平均値を掛けたものとする。

(6) 有効磁化を、残留磁化の平均値と先に求めた誘導磁化のベクトル和として与える。この時、両者とも現在の地球磁場方向に向くと仮定するから、有効磁化強度は誘導磁化強度と残留磁化強度のスカラー和として与えられる。

第5図は高度2438mの観測全磁力異常図であり、第6図は以上の仮定によって求めた計算全磁力異常である。

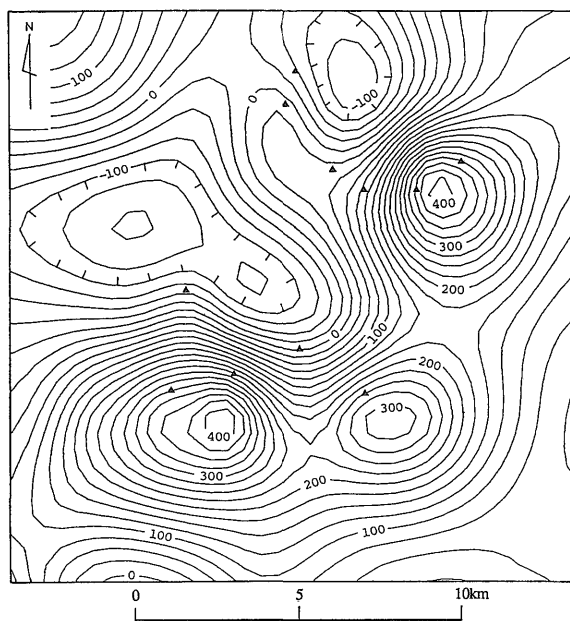
異常の分布形態は、観測異常の分布形態と良く一致する。また、各溶岩に対応した磁気異常の振幅も良く一致する。rms誤差は124nTとなった。ただし、櫛ヶ峰周辺の異常の最大値は499nT、最小値が-245nTとなり観測異常に比べ大きな振幅を示す。すなわち櫛ヶ峰周辺に関しては仮定した磁化強度が大きすぎたか、あるいはモデルの層厚が厚すぎたことを示す。もし、この計算異常を

用いて残差異常図を作成した場合、櫛ヶ峰周辺は補正過剰になる。そこで、計算異常と観測異常の振幅を考慮して櫛ヶ峰溶岩の磁化強度を4.2A/mから2.9A/mにした計算異常図(第7図)を作成する。この時、rms誤差は93nTとなった。

一方、第8図は、一様磁化の充填モデルで計算した後述する第11図の地形効果の一部である。仮定した磁化強度は、八甲田火山群上の観測磁気異常の最大値400nT強に一致するように5.45A/mを選んだ。磁化方向は現在の地球磁場方向とした。この地形効果と観測異常では、分布形態の違いが大きく、両者のrms誤差も115nTであった。

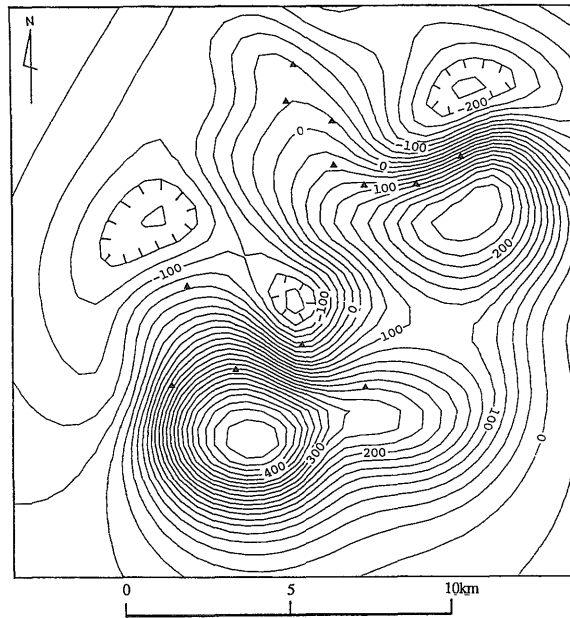
さらに第9図に、観測異常より第7図の非一様モデルによる計算異常を差し引いた残差異常図を示す。高田大岳、雛岳の北側と下岳の西側に高磁気異常が位置する以外は八甲田火山群に対応した磁気異常は除去されている。

すなわち、八甲田火山群の磁気構造は、一様モデルでは十分説明ができず、非一様モデルであることを示す。八甲田火山群は幾度かの火山岩の噴出によって形成された複合火山であり、そのため火山体の磁化強度が非一様になったものと思われる。すなわち、他の複合火山の磁化強度分布も非一様である可能性があることを示唆している。

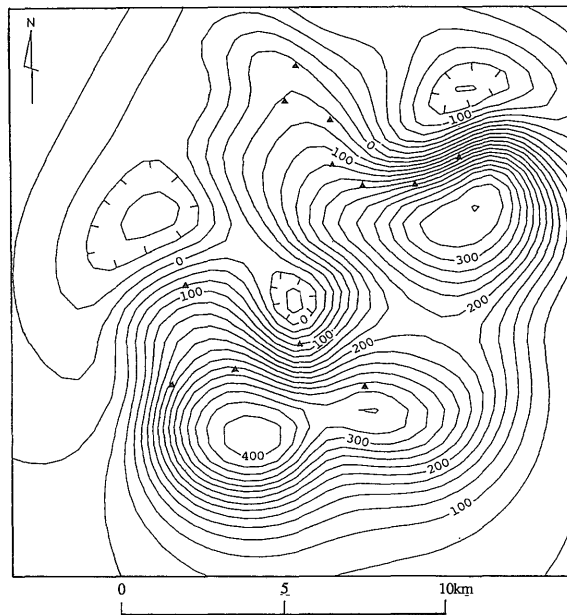


第5図 八甲田火山群の観測全磁力異常図。

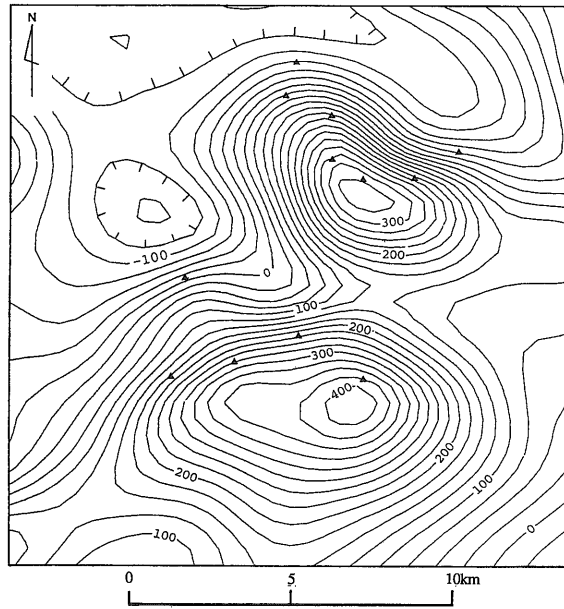
図の位置は第4図の四角形。コンタ値の単位はnT。黒三角は八甲田火山群の山頂の位置。棒線の入ったコンタ内は低異常域。



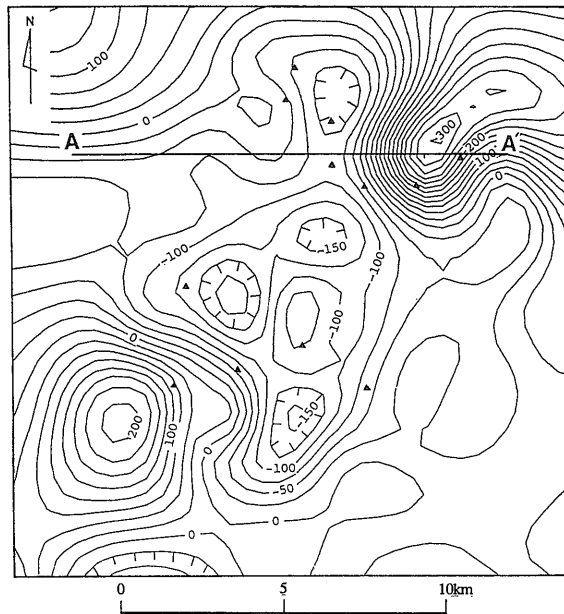
第6図 八甲田溶岩に起因する計算全磁力異常図。
 第3図の各溶岩の平均磁化強度と第4図の溶岩の分布モデルより計算、磁化方向は現在の地球磁場方向、図の位置は第4図の四角形、コンタ値の単位はnT、黒三角は八甲田火山群の山頂の位置、棒線の入ったコンタ内は低異常域。



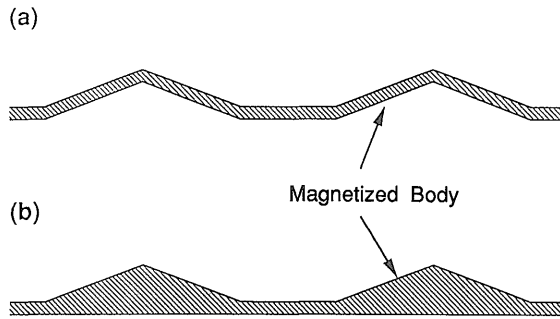
第7図 櫛ヶ峯溶岩の磁化強度を4.2A/mから2.9A/mにした場合の計算全磁力異常図。
 櫛ヶ峯溶岩以外の溶岩の磁化強度と、全溶岩の磁化方向と分布は第6図と同じ。図の位置は第4図の四角形、コンタ値の単位はnT、黒三角は八甲田火山群の山頂の位置、棒線の入ったコンタ内は低異常域。



第8図 一様に磁化した八甲田火山群の地形モデルに起因した計算全磁力異常図。
 磁性体上面は第4図の地形モデル、底は鉛直下方に無限に遠方、磁化強度は5.45A/m。磁化
 方向は現在の地球磁場方向。図の位置は第4図の四角形。コンタ値の単位はnT。黒三角は八
 甲田火山群の山頂の位置。棒線の入ったコンタ内は低異常域。

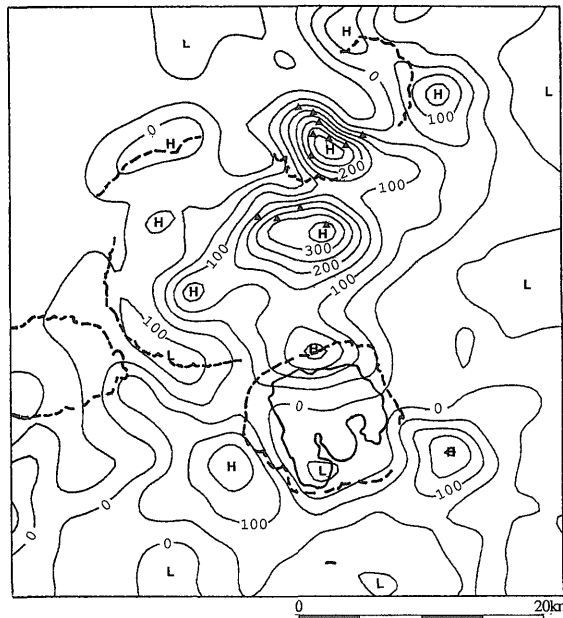


第9図 全磁力異常図から計算全磁力異常を引いた残差図。
 計算全磁力異常図は第7図に示したもの。図の位置は第4図の四角形。コンタ値の単位はnT。
 黒三角は八甲田火山群の山頂の位置。棒線の入ったコンタ内は低異常域。



第10図 地形モデル。

- (a) 地形凸部の内側が空洞になっているモデル(空洞モデル),
 (b) 地形凸部の内側が磁性体で充填されているモデル(充填モデル)。



第11図 一様に磁化した充填モデルに起因した計算全磁力異常。

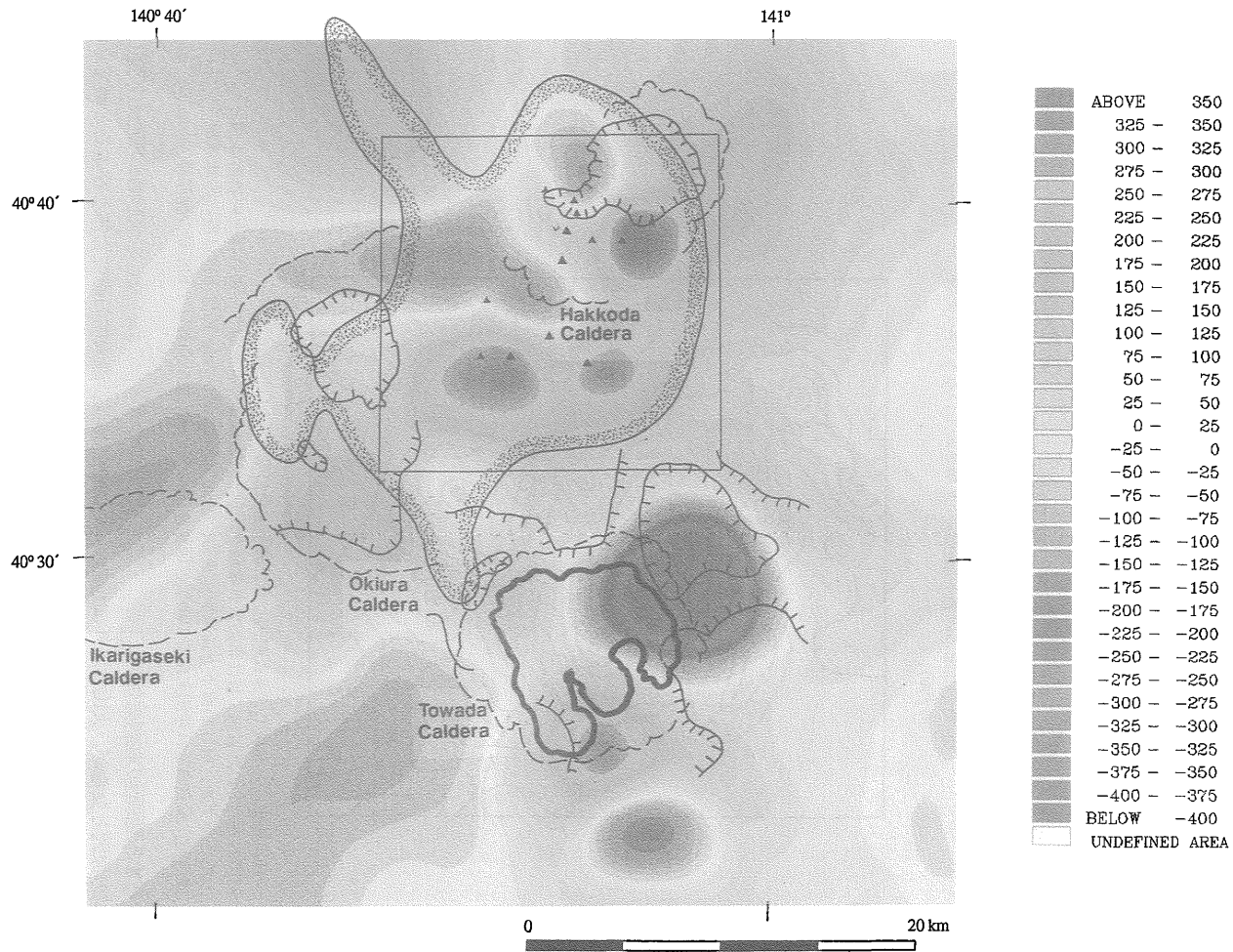
高度2438mでの計算値。Hは高磁気異常域を、Lは低磁気異常域を表す。磁性体上面は第4図の地形モデル、底は鉛直下方に無限に遠方、磁化強度は4.85A/m。磁化方向は現在の地球磁場方向。黒三角は八甲田火山群の山頂、破線はカルデラ縁。太い曲線は十和田湖の湖岸線。

2.2.2 複雑に分布する潜頭性の磁性岩体

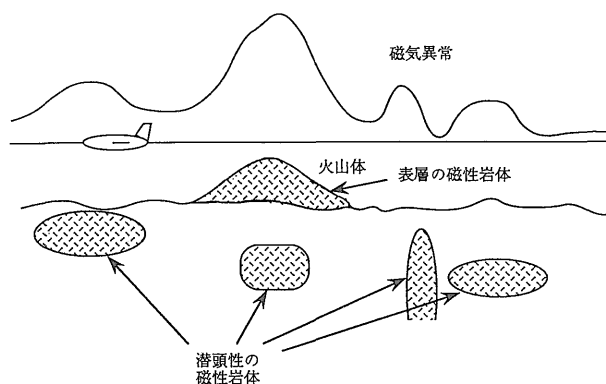
火山体は磁気異常の原因となるが、火山体以外にも磁気異常の原因となる岩体が存在する。表層を覆う火山岩は、地形面を上面とする磁気異常の原因となる地層(磁化層)である。このような磁化層の上で観測される磁気異常は地形の凹凸と相関する。これを地形効果と定義する。すなわち、地形効果は地形面を上面とする磁性岩体が形成する磁気異常であり、地形の標高データがあれば、いくつかの仮定を設けることによって理論的に求め

ることができる。これに対して地形面の凹凸と相関しない磁性岩体は、潜頭性の磁性岩体と呼ぶことができる。潜頭性の磁性岩体に起因した磁気異常は、地形の標高データから理論的に求めることはできない。

表層の磁化層モデルとして、第10図(a)に示した地形凸部の内側が空洞になっているモデルと、第10図(b)に示した凸部の内部が磁性体で充填されているモデルが考えられる。充填モデルでは、空洞モデルにおける空洞部分に磁性体が存在するため、地形効果は空洞モデルに比



第12図 八甲田火山群周辺の全磁力異常図 (新エネルギー総合開発機構, 1982).
 観測面高度2438m. カラースケールの数字の単位はnT. 黒三角は八甲田火山群の山頂, 破線はカルデラ縁, 太い曲線は十和田湖の湖岸線, 縁に点を付した曲線の内側は, 大久保・村岡 (1988)が示した100°C以上の1000m深地温の領域. 棒線付きの曲線はブーゲ異常図 (新エネルギー総合開発機構, 1986) から抽出した低重力異常域. 棒線の方向が低重力側.



第13図 火山地帯の磁性岩体分布の模式図。
火山体は凸地形を埋める磁性岩体になる。露頭には現われない潜頭性の磁性岩体も存在する。

大きく現われる。ここでは、地形効果が大きく現われる充填モデルを利用して検討する。

第11図は一樣に磁化した充填モデルによって求めた八甲田火山群周辺の全磁力異常の地形効果である。磁化強度は、八甲田火山群上の観測異常に相当する振幅をもつ計算異常になるように、 4.85A/m を選んだ。

ここで第12図に示した観測全磁力異常図と第11図の充填モデルによる地形効果を比べる。八甲田火山群周辺に現われる観測高磁気異常は、地形効果にも現われる。すなわち、八甲田火山群には表層を覆う火山岩が存在するが、これが磁化層となっている。

一方、沖浦カルデラに現われる観測高磁気異常や、十和田湖周辺の負異常は、地形効果には全く現われない。すなわち、沖浦カルデラや十和田湖周辺の観測異常は、表層の磁化層が原因ではないことを示しており、磁気異常の原因は地表下の磁性岩体におかなければならないことがわかる。

このことは、ボーリングによって確認された地層分布と磁気異常の関係を検討した結果においても、潜頭性の複雑に分布する地層が磁気異常の原因になることが示された (大久保, 1991)。

2.3 火山地帯の磁性岩体分布と従来の解析法の限界

火山を覆う強い磁化強度を有する火山岩が磁性岩体となり、そのため火山上でこれに起因した磁気異常が観測されることがわかった。この磁性岩体は凸地形を埋める充填モデルで表すことができ、そのためこの磁性岩体の影響は地形の凹凸に強く相関した異常となる。火山は一般に強い磁化強度を有する火山岩に覆われているため、多くの火山についても火山を覆う磁性岩体が分布し、磁

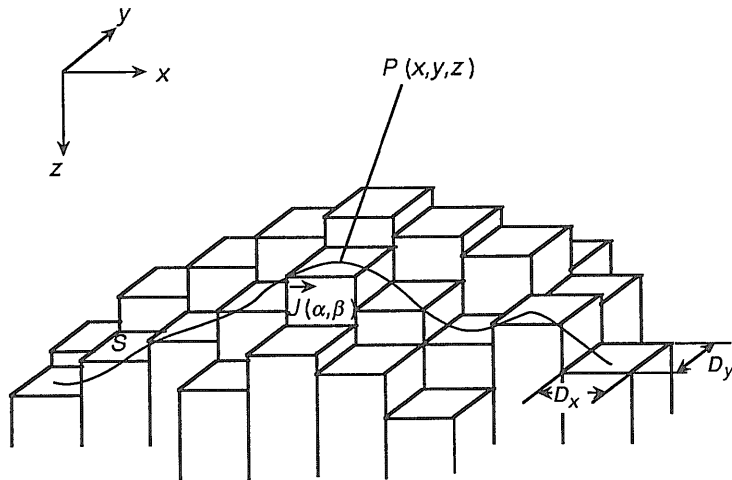
気異常を形成する。特に、八甲田火山群の様に、幾度かの火山噴火で形成された火山はいくつかの火山岩層から構成されているため、磁化強度分布は一樣でない。

火山周辺においては凸地形を埋める充填モデルでは説明できない異常が観測される。すなわち、凸地形を埋めるのではなく地表下にある潜頭性の磁性岩体が存在することを示す。八甲田火山群周辺のボーリングデータと磁気異常の比較では、複雑に分布する地層が磁性岩体となることを示した。

以上より、火山地帯の磁性岩体分布をまとめると第13図になる。すなわち、火山体は非一様性の高い磁化強度分布を示す磁性岩体より構成され、その周辺には複雑に分布する潜頭性の磁性岩体が分布する。

本論では、火山地帯に適応可能な磁気解析法を検討する。このためには、第13図に示した磁性岩体の分布モデルに基づいた解析法が必要になる。これは磁性岩体の厚さが水平方向に変化する、あるいは磁化強度が水平方向に変化するという複雑なモデルである。すなわち、単純なモデルでは火山地帯の磁気異常を十分説明できるモデルを求めることはできない。

複雑なモデルによる解析においては、従来の方法ではしばしば会話型解析法によって行なわれてきた。すなわち、適当な初期モデルを入力し、計算異常を求め、観測異常と比較し、モデルを人間の判断で更新し、再び計算異常を求めるという流れによって最終的なモデルを求める。この時、モデルの入力、更新に多大の時間を要することは明らかである。モデルに起因した理論上の異常を求めるための計算時間も莫大である。しかし、このような労力をかけたにもかかわらず、最終モデルから求められる計算異常は観測異常に完全に一致するわけでない。す



第14図 微小四角柱の集合体として表される任意形状モデル。

なわち従来の方法では、観測異常を十分に説明する最適解を求めることは容易でなく、かつ解析に対しての十分な経験と多大の労力が必要になる。

これらの問題を解決するためには、解析を自動的に行なうインバージョンが必要となる。

Bhattacharyya(1964)や Talwani(1965)の方法などの従来のフォワード計算法では、(1)モデルの入力、更新が複雑である、(2)モデルに起因した異常のフォワード計算に多大の時間を要する欠点があり、数百を越えるパラメータを決定するためには不向きである。また、ここで求めるパラメータ数が、時には10000を越えることから、従来型の自動解析法に使われるアルゴリズムではなく、(3)磁気異常の性質を考慮した、安定な解を迅速に得るアルゴリズムが必要になる。そこでインバージョンの開発のためには、以上の3つの問題を解決する必要がある。

3. 空中磁気データ解析手法の高度化

モデルの入力更新を容易にするモデルを設定し、モデルに起因した異常の計算(フォワード計算)を高速化することによって、磁性岩体の上面深度あるいは層厚の水平方向の変化や磁化強度の大きさ、水平方向の変化を、安定かつ迅速に求める、以下の3つのインバージョンを開発する。①磁気基盤上面の深度変化を求めるインバージョン。②磁性岩体の層厚変化を求めるインバージョン。③磁化強度分布を求めるインバージョン。前者2つのインバージョンは、極磁気異常を利用するものであり、流れは同じである。そのためこの2つのインバージョンをまとめて、磁気基盤上面の深度変化および磁性

岩体の層厚変化を求めるインバージョンとする。

さまざまなインバージョンが他の物理探査データの解析のために開発されているが、数百を越えるパラメータを決定するインバージョンの開発のためには磁気探査データに特有な性質を考慮したアルゴリズムが必要になる。そこで、フォワード計算法の開発の後にアルゴリズムの構築を試みる。さらに、インバージョンにおいては多数のパラメータを一度に求めることから、解の安定性について検討し、アルゴリズムの妥当性を評価する。

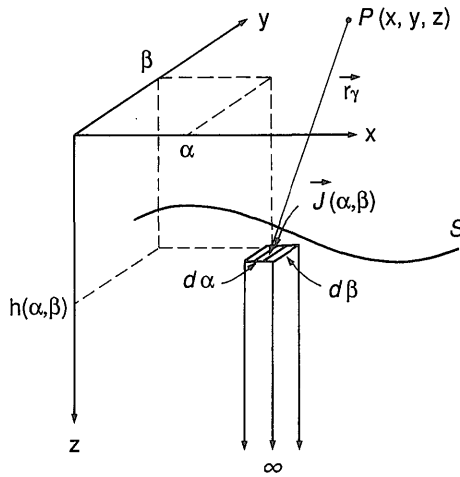
3.1 モデルの設定方法

任意形状のモデルを、鉛直の微小四角柱の集合体で表わす(第14図)。鉛直の微小四角柱は (x, y, z_1) と (x, y, z_2) の2点で表わすことができる。すなわち、任意形状を入力するときはz座標の入力だけで済む。また以下で述べる通り、鉛直線に起因する磁気異常の解析解は四則演算のみで表わされる。すなわち、任意形状の磁性体を微小四角柱の集合体で表わすことによってモデリングが容易になり、かつ計算が簡単になる。さらに、このモデルは3.3に述べる取り込み半径を考察する上で便利である。

3.2 フォワード計算法

従来の任意形状モデルのフォワード計算法では、多大の計算時間を要する欠点がある。これを解決するために新たな計算方法を開発した。

x軸とy軸がそれぞれ東と北を向き、z軸が鉛直下方を向く、デカルト座標系において、鉛直下方方向に無限に長い、x軸、y軸方向の辺の長さを微小量 da, db とする



第15図 微小四角柱と座標系。
微小四角柱は \vec{J} の磁化をもつ鉛直下方に無限に長い、広がり $d\alpha \times d\beta$ の四角柱。点 P は計算点。
 S は微小四角柱の上面が位置する面。

四角柱を考えよう。この四角柱の x, y 座標は (α, β) 、上面の z 座標は $h(\alpha, \beta)$ とし一様に磁化しているとする。この磁化ベクトル量を $\vec{J}(\alpha, \beta)$ で表わし、 \vec{J} の方向余弦を $L(\alpha, \beta), M(\alpha, \beta), N(\alpha, \beta)$ とする。個々の四角柱の上面をある S 面に一致させたとき (第15図)、 S 面上方の点 $P(x, y, z)$ での異常 $F(x, y, z)$ は一般式として下式で与えられる。

$$F(x, y, z) = \frac{\partial}{\partial u} \int_{\alpha} \int_{\beta} \int_{\gamma=h}^{\infty} J(\alpha, \beta) \frac{\vec{t} \cdot \vec{r}_\gamma}{r_\gamma^3} d\gamma d\beta d\alpha, \quad (1)$$

$$\text{ここで } \frac{\partial}{\partial u} = l \frac{\partial}{\partial x} + m \frac{\partial}{\partial y} + n \frac{\partial}{\partial z},$$

l, m, n は地球磁場の方向余弦、

h は面 S の深度、

$$J(\alpha, \beta) = |\vec{J}(\alpha, \beta)|,$$

$$\vec{t} = (L, M, N),$$

$$\text{かつ } \vec{r}_\gamma = (\alpha - x, \beta - y, \gamma - z).$$

J が z 軸方向に一定であることを利用して上式を展開する。

$$\begin{aligned} F(x, y, z) &= \frac{\partial}{\partial u} \int_{\alpha} \int_{\beta} J \left[\int_{\gamma=h}^{\infty} \frac{\vec{t} \cdot \vec{r}_\gamma}{r_\gamma^3} d\gamma \right] d\alpha d\beta \\ &= \frac{\partial}{\partial u} \int_{\alpha} \int_{\beta} J [N/r + (LX + MY)(1 - Z_h/r)W^2] d\alpha d\beta \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &= \int_{\alpha} \int_{\beta} J \frac{\partial}{\partial u} [N/r + (LX + MY)(1 - Z_h/r)W^2] d\alpha d\beta \\ &= \int_{\alpha} \int_{\beta} J \cdot f(X, Y, Z_h) d\alpha d\beta, \end{aligned} \quad (2)$$

ここで、

$$f(X, Y, Z_h)$$

$$\begin{aligned} &= (1 - Z_h/r) \{ nN(1 + Z_h/r)Z_h/r - lL - mM \} / W^3 \\ &\quad + \{ (nL + lN)X + (nM + mN)Y \} / r^3 \\ &\quad + (LX + MY)(lX + mY)(1 - Z_h/r)^2(2 + Z_h/r) / W^4, \end{aligned}$$

$$Z_h = h(\alpha, \beta) - z,$$

$$X = \alpha - x, \quad Y = \beta - y,$$

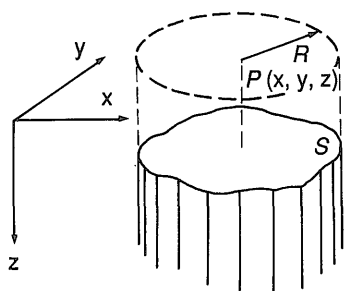
$$W^2 = X^2 + Y^2,$$

$$r^2 = W^2 + Z_h^2.$$

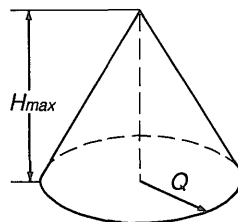
X, Y が同時に 0 のとき $f(X, Y, Z_h)$ は定義できない。 $Z_h > 0$ であることを考慮して以下に示す $f(X, Y, Z_h)$ の極限式が得られる。

$$\lim_{\substack{X \rightarrow 0 \\ Y \rightarrow 0}} f(X, Y, Z_h) = \frac{1}{Z_h^2} \left(nN - \frac{lL + mM}{2} \right) \quad (3)$$

ここで (2), (3) 式中の L, M, N は最初の定義に示した通り、 x, y 座標値の関数であり、 z 座標値の関数となっていない。すなわち、(2), (3) 式は水平方向の磁化方向、強度が任意である磁性体に起因した異常を



第16図 計算点Pと取り込み半径R。
Sは微小四角柱の上面であり、磁性体の上面に相当する。



第17図 高さ H_{max} 、半径Qの円錐。

示す。

(2), (3)式より F を数値計算する場合、任意形状モデルを表わす座標値を x , y 方向のサンプリング間隔 D_x , D_y の格子の上に与える。この場合(2), (3)式は、 $D_x/Z_h \ll 1$, $D_y/Z_h \ll 1$ のとき、

$$F(x, y, z) = J(iD_x, jD_y) f(iD_x - x, jD_y - y, Z_h) \cdot D_x \cdot D_y, \quad (4)$$

となる。これは鉛直下方に無限に長い磁性体に起因した異常を求める計算式である。有限底の磁性体の場合は、底面の凹凸に起因した異常を上面の凹凸に起因した異常から差し引けば良い。(4)式の $J(iD_x, jD_y) f(iD_x - x, jD_y - y, Z_h) \cdot D_x \cdot D_y$ は近似的に x , y 座標が (iD_x, jD_y) 、広がり $D_x \times D_y$ の微小四角柱に起因した異常を表わす。すなわち、第14図に示した任意形状モデルのうちの一つの微小四角柱に起因した異常の計算式である。

(4)式の計算は無限回の和で表わされる。このことは、磁気異常は無限遠方まで存在する磁性体が生みだす磁気異常まで考慮する必要があることを意味する。しかし、はるか遠方の磁性体が生みだす僅かな磁気異常を求めることは余り意味がない。なぜなら、計算点近傍の磁性体の影響が遙に大きいからである。そこで有限回の和で近似することができる。

$J(iD_x, jD_y) f(iD_x - x, jD_y - y, Z_h) \cdot D_x \cdot D_y$ の値は四角柱が計算点 $P(x, y, z)$ から離れるに従い0に近い値となる。すなわち、点 P から見て遠方の地形の影響は相対的に小さい。そこで点 P を中心にした円柱内の四角柱に起因した異常だけを計算する方法がもっとも合理的である。そこで(4)式の F を次式で求めることにする。

$$F(x, y, z) = \sum_i \sum_j J(iD_x, jD_y) f(iD_x - x, jD_y - y, Z_h) \cdot D_x \cdot D_y,$$

$$\text{ただし、} (iD_x - x)^2 + (jD_y - y)^2 < R^2. \quad (5)$$

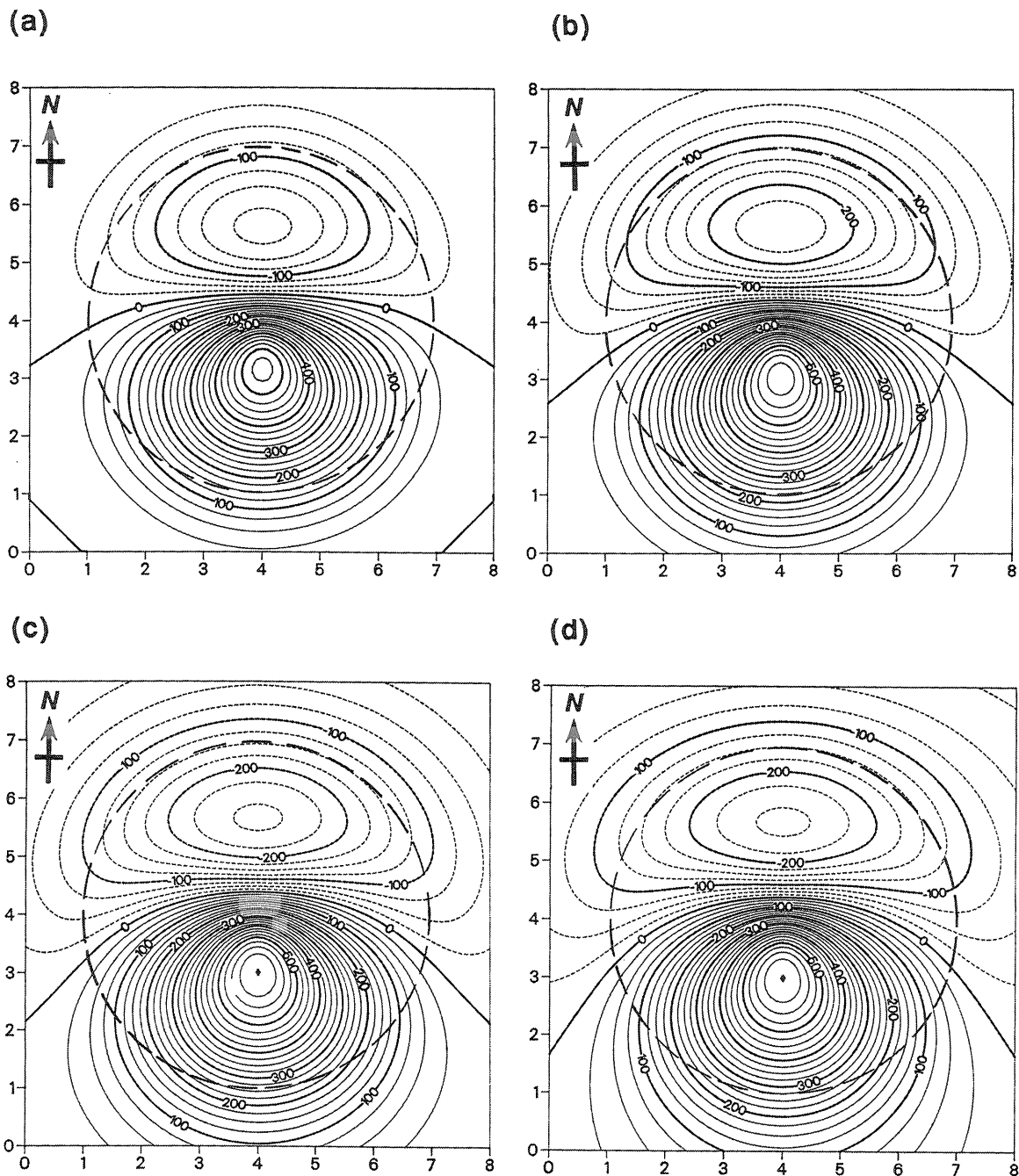
上式は、Okubo and Miyazaki(1986)が示した式であり、水平方向に任意の磁化強度と方向を持つ磁性体に起因した異常を求める式である。磁性体の形状を与える場合、格子上の z 座標を与えればよく、複雑な形状のモデルの作成が容易である。鉛直方向の磁化強度と方向の変化を考慮する場合はいくつかの層に分割し、各層ごとに(5)式を用いて理論上の異常を求めればよい。すなわち、いくつかの層に分割することによって3軸方向に任意の磁化強度と方向を持つ任意形状の磁性体に起因した異常を求めることができる。

3.3 取り込み半径と計算異常の関係

(5)式の R は点 P を中心とした円柱の半径を表わす(第16図)。 R の大きさを変えることによって計算磁気異常が変化する。 R を十分大きくとれば、広範囲の磁性体を取り入れることになるが、計算時間がかかる。 R をどの様な値にすべきかという問題は遠方まで続く地形あるいは地下構造に起因した異常を計算する場合、必ず考察しなければならない。著者は R の大きさについての考察を、円錐形のモデルを用いたシミュレーションによって行なった。

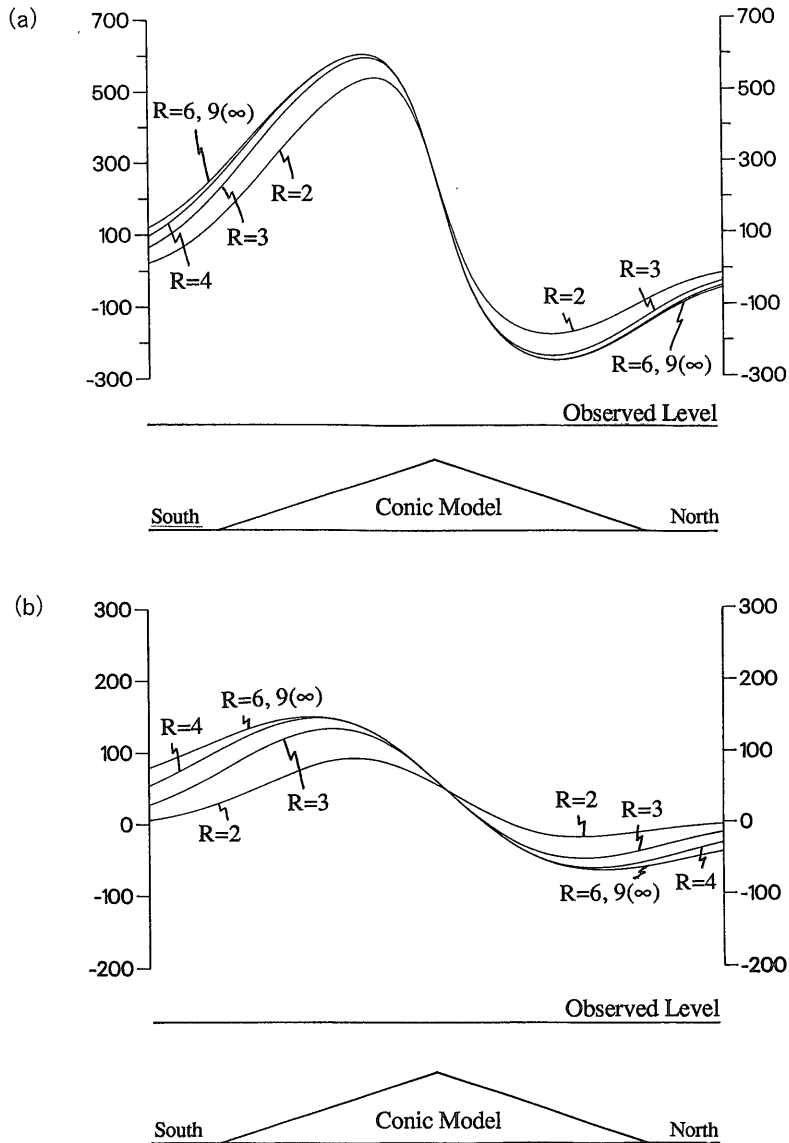
成層火山を想定して、地形を第17図に示す様な円錐形に起因した異常を計算する。日本の第四紀火山の標高・裾野の半径の比を計算した結果、平均値は約1:3となった。そこで $H_{max} : Q$ を1:3とする。

第18図は H_{max} を1としたとき $R=2, 3, 4, 9$ の場合の(5)式で与えられる標高0の面を底面とする円錐形に起因した計算全磁力異常である。観測面の高度(H_f)は1.5であり、地球磁場方向は伏角 45° 、偏角 0° (すなわち北半球中緯度地帯の地球磁場)、円錐形内の磁化方向は地球磁場と同じ、また磁化強度は $5A/m$ とした。また第19図



第18図 円錐形に起因した計算全磁気異常図。

外部磁場の伏角は 45° 、偏角は 0° 。円錐形の高さは1、半径は3、観測面は1.5。磁化方向は外部磁場と同じ、磁化強度は 5A/m 。破線で示した円は円錐形的位置。コンタ値の単位は nT 。微小角柱の水平方向の広がりが 0.1×0.1 。(a)取り込み半径2。(b)取り込み半径3。(c)取り込み半径4。(d)取り込み半径9。



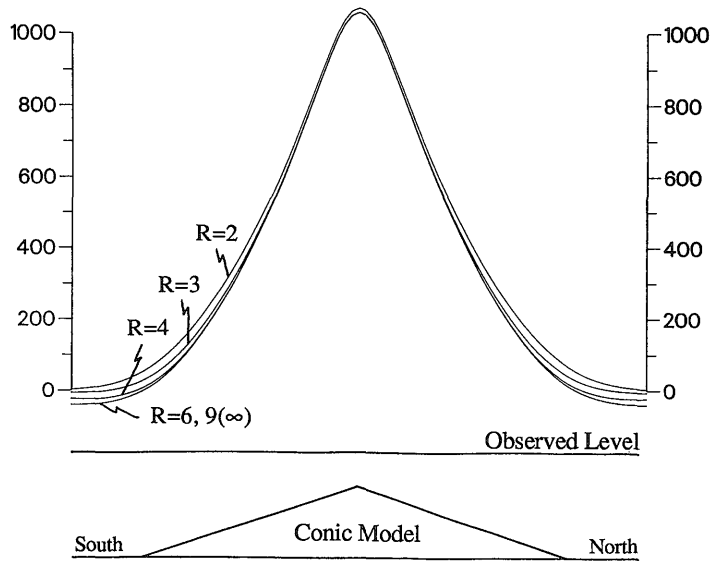
第19図 円錐形の断面図(下図)と計算全磁力異常(上図)。
 外部磁場の伏角は 45° 、偏角は 0° 。測線は円錐形の頂点を通る南北測線。円錐形の高さは1、半径は3、磁化方向は外部磁場と同じ、磁化強度は $5A/m$ 。(a)観測面高度1.5。(b)観測面高度3。

は円錐の頂点を通る南北断面上の計算異常を表わす。第19図(a)では $R=9$ の場合の最大値と最小値の差(以下これを振幅と呼ぶ)は $850nT$ 強となった。

円錐形の縁からもっとも離れた点は計算領域の4隅である。第18図で示した計算領域は 8×8 であるから、この距離は4隅から円錐の中心までの距離と、円錐の中心か

ら反対側の円錐の縁までの距離3との和、約8.7である。そこで $R=9$ の場合は、 $R=\infty$ の場合の異常と同じ結果を示す。

以下に $R=9$ すなわち $R=\infty$ の場合と、 R が9以下の場合の計算異常を、次式で定義したrms誤差(この場合、 $R=9(\infty)$ の計算異常が観測磁気異常)を求め、振幅とrms



第20図 円錐形の断面図(下図)と計算全磁力異常(上図)。
外部磁場の伏角は90°, 偏角は0°。測線は円錐形の頂点を通る南北測線。円錐形の高さは1, 半径は3, 観測面は1.5。磁化方向は外部磁場と同じ, 磁化強度は5A/m。

誤差の比から最小限必要なRの大きさについて考察する。

$$rms = \left(\sum_{i=1}^N (T_i - F_i)^2 / N \right)^{1/2},$$

ここで, T_i は観測磁気異常, F_i は計算磁気異常, N はデータ数。

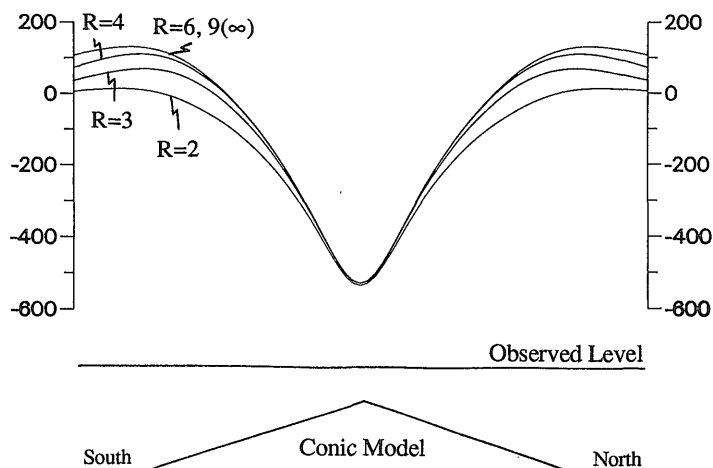
R=2の場合のR=∞とのrms誤差は64.0 nT, 振幅とrms誤差の比は7.5%となり, またR=9(∞)の異常からややずれている。R=3の場合のrms誤差は27nT弱, 振幅とrms誤差の比は約3%となり, また異常そのものはR=9(∞)の場合と近い形状を示す。R=4, 6の場合はさらに小さいrms誤差を示し, 異常そのものも十分にR=9(∞)の場合と近い形状を示す。すなわちR=3以上であれば(5)式より円錐形の地形効果を精度良く求められると推定される。仮に標高2km, 底面半径6kmの成層火山に起因した観測面の高度3kmで理論上の異常を計算する場合はRは6km以上であれば十分であることを示す。また標高3kmの円錐形火山を高度4.5kmで計算した場合は, Rは8km以上であれば十分であることを示す。

第19図(b)は $H_f=3$ の場合の計算異常である。 $H_f=1.5$ の場合に比べ振幅は4分の1に減少した。R=2の場合

のR=∞とのrms誤差は41.6nT, 振幅とrms誤差の比は約19%, R=3の場合のrms誤差は23.3nT, 振幅とrms誤差の比は10%強となった。また両者ともR=9(∞)の異常からややずれている。一方, R=4の場合のrms誤差は10nT強, 振幅とrms誤差の比は5%以下となり, 異常そのものも十分にR=9(∞)の場合と近い形状を示す。そこでこの場合はRは4以上である必要があるといえる。仮に標高2km, 底面半径6kmの円錐形火山に起因した観測面高度6kmでの異常を計算する場合はRは8km以上である必要がある。また標高1kmの火山に起因した観測面高度3kmでの異常を計算する場合はRは4km以上である必要がある。

第20図は地球磁場方向, 円錐形の磁化方向ともに90°すなわち磁極での $H_f=1.5$ の場合の計算全磁力異常である。振幅は1000nT以上となり, 中緯度地帯の振幅より大きい。R=2の場合のrms誤差は45.5nTと大きな値になったものの, 振幅とrms誤差の比は約4%となった。また, 異常そのものも十分にR=9(∞)の場合と近い形状を示し, Rは2以上であれば十分であることを示す。

第21図は地球磁場方向, 円錐形の磁化方向ともに偏角0°, すなわち赤道での $H_f=1.5$ の場合の計算全磁力異常である。振幅は約660nT強となり, 中緯度地帯の振幅よりやや小さい値を示した。R=2の場合のrms誤差は55.9nTとなり, 振幅とrms誤差の比は8%強となった。



第21図 円錐形の断面図(下図)と計算全磁力異常(上図)。
外部磁場の伏角は 0° 、偏角は 0° 。測線は円錐形の頂点を通る南北測線。円錐形の高さは1、半径は3、観測面は1.5。磁化方向は外部磁場と同じ、磁化強度は $5A/m$ 。

$R=3$ の場合のrms誤差は約 $30nT$ 、振幅とrms誤差の比は5%弱となった。振幅とrms誤差の比を見ると、中緯度地帯よりもやや大きい値を示す傾向にある。しかし $R=3$ の場合の異常そのものも比較的 $R=9(\infty)$ の場合と近い形状を示し、 R は3以上であれば十分であるといえよう。すなわち赤道付近では標高 $2km$ の円錐形火山に起因した高度 $3km$ での理論上の異常を計算するとき、中緯度地帯と同じく少くとも $6km$ 必要であるといえる。

以上より観測面の高度が大きくなれば R を大きくする必要があり、また低緯度になれば R をやや大きくする必要があるといえる。

以上の結果を、円錐形の高さで規格化した観測面高度に対する取り込み半径を第1表にまとめた。

日本の火山を考えた場合、標高 $3000m$ 以下のものが全体の95%以上を占め、また最高峰の火山である富士山の標高は $3776m$ である。そこで今後行なわれる空中磁気探査においても観測面高度は $4km$ 以下となろう。円錐形のモデルに起因した異常の計算結果に従えば、日本において $4km$ 以下の高度で地形の凹凸に起因した異常を計算する場合取り込み半径を $8km$ 以上にすれば十分であるといえる。この取り込み半径は第1表に示した様に計算面の高度や円錐形の大きさ、観測する場所の地球磁場の伏角によって変わる。

3.4 磁気基盤上面の深度変化および磁性岩体の層厚変化を求めるインバージョン

このインバージョンの流れは、(1)初期モデルの設

定、(2)モデルに起因した極磁気異常の計算(フォワード計算)、(3)観測全磁力異常から極磁気異常によって求めた観測極磁気異常と計算した異常の差を求める、(4)差が十分小さい場合はこの時のモデルを解析結果とする、(5)差が大きい場合は差をモデルの修正量に変換し、モデルを修正し(2)に戻る(第22図)、である。ここでは、観測異常とフォワード計算法によって求めた異常の差を修正量に変換するアルゴリズムと解の安定性について述べる。観測全磁力異常から極磁気異常への変換は、従来の方法を利用することにする。

3.4.1 モデルの形状修正のためのアルゴリズム 磁気基盤上面の深度変化を求めるインバージョン

磁気基盤上面の深度変化を求めるインバージョンにおいては、1層目非磁化層、2層目高磁化層とする2層構造モデルで表すことができる。はじめに、観測極磁気異常より磁気基盤となる2層目高磁化層の上面深度を求めるインバージョンにおける、モデルの形状を修正するためのアルゴリズムについて論ずる。

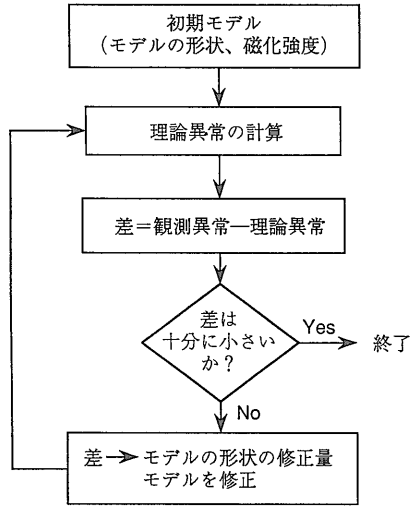
(2)式に示した通り、磁気異常を求める理論式は、微小四角柱の鉛直方向の座標に対して非線形である。ここでの問題は、この非線形のパラメータである微小四角柱の鉛直方向の座標を決定することに帰着する。

最小二乗法は、観測異常(P_{obs})とあるパラメータで計算した異常(P_{cal})の差の二乗和(ϵ)を以下の式で表し、 ϵ を最小にするパラメータを決定する方法である。

第1表 観測面高度, 円錐の形状と円錐形に起因した磁気異常を計算するのに十分な取り込み半径.

Incli	Hf/Hmax	Q/Hmax	R/Hmax
45°	1.5	3	>3
45°	3	3	>4
90°	1.5	3	>2
0°	1.5	3	>3

Incliは外部磁場の伏角を表す。円錐の磁化方向は外部磁場と同じ。Hfは観測面高度, Hmaxは円錐形の高さ, Qは円錐形の半径, Rは取り込み半径。



第22図 磁気基盤上面の深さおよび磁性岩体の層厚を求めるインバージョン法の流れ.

$$\epsilon = \sum_i^N (P_{obs}^i - P_{cal}^i)^2,$$

ここで, Nはデータ点数, P_{obs}^i と P_{cal}^i はそれぞれi番目の観測極磁気異常と計算極磁気異常.

このとき, P_{cal}^i は鉛直方向の座標をパラメータとして, 次式によって表される.

$$P_{cal}^i = F_i(z_j; j=1, \dots, M) \equiv F_i(z),$$

ϵ が最小になる必要条件は,

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial z_j} = 0, \quad j=1, \dots, M,$$

である. この条件を満足する z_0 ($= [z_{1,0}, \dots, z_{M,0}]$)を求める方法として $F_i(z)$ を z_n ($= [z_{1,n}, \dots, z_{M,n}]$)周辺でテーラー展開して以下の式で表される線形化を行ない, 繰り返し計算を行なって求めるガウスの反復法などがある (小川, 1973).

$$F_i(z_0) = F(z_n) + \sum_j \left[\frac{\partial F}{\partial z_j} \right]_{z=z_n} (z_{j,0} - z_{j,n}).$$

ガウスの反復法では, 上式によって z_0 との誤差を表す行列方程式を作り, 行列方程式を解き, 繰り返し計算によって z_0 を求める.

この時, 繰り返し計算の中で, 行列方程式の作成とその解を求める作業を繰り返す. 行列方程式の作成には,

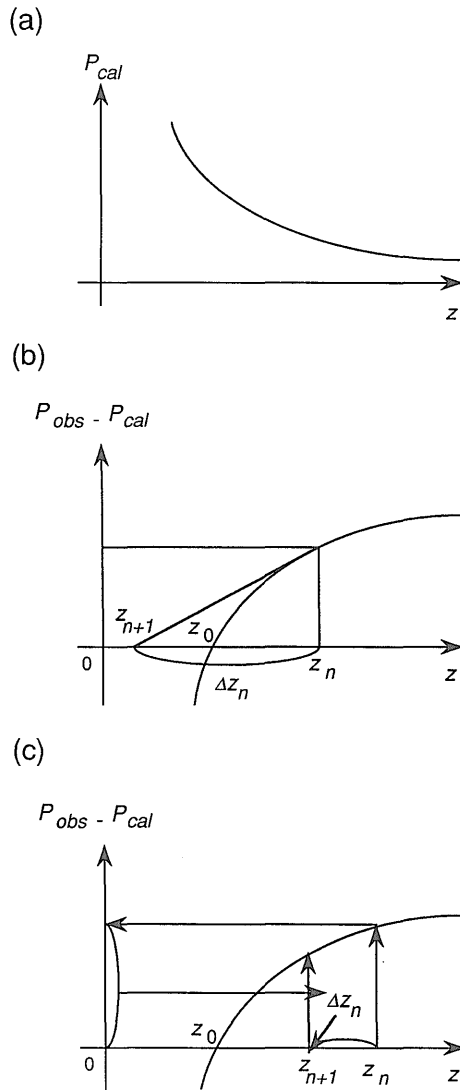
各パラメータにおける全観測点での偏微分値の計算が伴う. この方法では求めるパラメータ数が多くなれば, 多大の計算を要する.

一方, Cordell and Henderson (1968)の重力異常に対して展開した考え方は, 一般に観測点直下の構造が観測異常にもっとも寄与するため, 観測異常は観測点とその直下の構造との距離と近似的に単純な関係にあるというものであった. すなわち, Cordell and Henderson (1968)は, 異常体直上の計算異常は異常体の深度に対して単調減少であることを利用している. この方法は行列方程式の計算を伴わず, 各観測点での修正量を単純に計算異常と観測異常の差から求めるものであり, 計算量が少ない長所がある.

地磁気の北極点と南極点で観測される, 地球磁場方向に磁化した磁性体上の全磁力異常では, 正の異常が磁性体の直上に位置する. しかし, 北半球中緯度地帯の場合, 正の異常は南側にずれる (物理探査学会, 1989). このずれを補正し, あたかも極点で観測した異常に変換したものを極磁気異常と呼ぶ. 極磁気異常図に現われる正異常の直下には, 変換時に設定した仮定が正しい限りにおいて磁性体が位置する.

そこで著者は, Cordell and Henderson (1968)が開発した重力異常のインバージョンにおけるモデル修正のためのアルゴリズムは, そのまま極磁気異常に対しても成り立つと考える.

P_{cal} は, 直下の磁性体の深度 z と線形関係を示し, 第23図(a)に示す様に z に対して単調減少になる. そこで,



第23図 微小四角柱の鉛直方向の座標 (z) とその直上の計算極磁気異常 (P_{cal}) の関係。
 (a) P_{cal} は z に対して単調減少となる。
 (b) ニュートン法による n 回目の修正量 (ΔZ_n) の決め方。
 (c) ($P_{obs} - P_{cal}$) に定数を掛けて求める修正量 (ΔZ_n) の決め方。

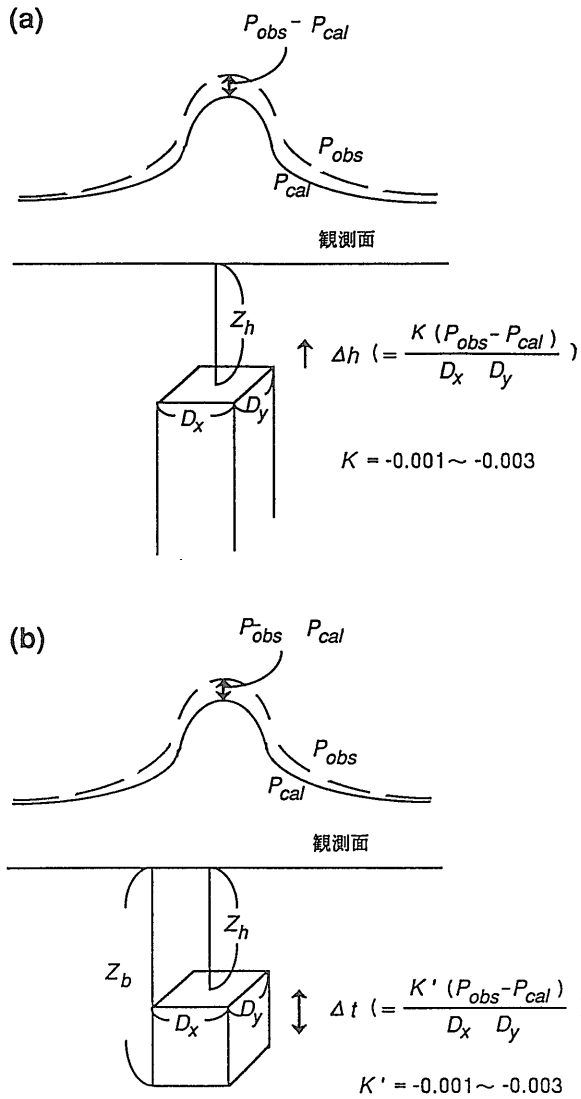
$P_{obs} - P_{cal}$ は z に対して単調増加になる。この場合、ニュートン法により、 n 回目のモデルの j 番目の深度を $z_{j,n}$ とした時のモデルの修正量 $\Delta Z_{j,n}$ は、観測極磁気異常を $P_{obs,j}$ 、計算極磁気異常を $P_{cal,j}^n$ とすれば、

$$\Delta Z_{j,n} = 1 / \left[\frac{\partial F}{\partial Z_j} \right]_{z=z_n} (P_{obs,j} - P_{cal,j}^n),$$

と表される (第23図(b))。 $1 / \left[\frac{\partial F}{\partial Z_j} \right]_{z=z_n}$ は観測異常と計

算異常の差を深度の修正量に変換する係数となる。すなわち、変換する係数を求めるためには、 $F(z)$ の $z = z_n$ での偏微分値が必要になる。ここでは多くのパラメータを求めるため、少ない計算量で安定した解が求められる方法が必要になる。そこで問題をさらに単純化し、変換のための係数として $1 / \left[\frac{\partial F}{\partial Z_j} \right]_{z=z_n}$ を使わず、定数にして、

$$\Delta Z_{j,n} = K (P_{obs,j} - P_{cal,j}^n),$$



第24図 磁気基盤上面の深さおよび磁性岩体の層厚を求めるインバージョン法のモデル修正のアルゴリズム。観測極磁気異常(P_{obs})と計算極磁気異常(P_{cal})の差から、(a) Δh だけ磁性体上面深度(Z_h)を、また(b) Δt だけ磁性体の厚さ(t)を更新する。

と表わすことによって修正量を求める。この場合、問題に応じて K の値を変更することとする。 $n+1$ 回目のモデルの j 番目の深度 $Z_{j,n+1}$ と計算異常 $P_{cal,j}^{n+1}$ は、

$$Z_{j,n+1} = Z_{j,n} + \Delta Z_{j,n}$$

$$P_{cal,j}^{n+1} = F_j(Z_{n+1}),$$

となる(第23図(c))。| K |を小さくすれば、| $P_{obs,j} -$

$P_{cal,j}^{n+1}$ | < | $P_{obs,j} - P_{cal,j}^n$ |が保証され、 z_n は z_0 に近づく。

これを図に示せば、第24図(a)となる。すなわち、モデルの修正量をその直上の観測極磁気異常と計算極磁気異常の差から求めることとなる。この考え方は、次に述べる磁性岩体の層厚変化を求めるインバージョンにおいても同じである。

ここでさらに、観測異常と計算異常の差から修正量を求めるための変換係数について議論する。

観測極磁気異常 (P_{obs}) は近似的に下式で表わされる。

$$P_{obs} \approx (1/K) \cdot Z_h \cdot D_x \cdot D_y, \quad (6)$$

ここで $1/K$ は定数, Z_h は (2) 式で定義された観測点 (x, y, z) とその直下の構造上面, $h(x, y)$ との距離である。磁性体の上面の凹凸に起因した極磁気異常は $L=l=M=m=0, N=n=1$ として (5) 式で与えられる。これを $P_{cal}(x, y, z)$ とすれば (6) 式より,

$$P_{obs}(x, y, z) - P_{cal}(x, y, z) \approx (1/K) (Z_0(x, y) - Z_h(x, y)) \cdot D_x \cdot D_y,$$

ここで, $Z_0(x, y) = h_0(x, y) - z$,
 $h_0(x, y)$ は真の上面深度,

となる, これを変形すれば,

$$P_{obs} - P_{cal} = (1/K) (h_0(x, y) - h(x, y)) \cdot D_x \cdot D_y, \\ \Delta h(x, y) \approx \frac{K(P_{obs} - P_{cal})}{D_x \cdot D_y} \quad (7)$$

となる。ここで $\Delta h(x, y) (= h_0(x, y) - h(x, y))$ は更新すべき真の上面深度からの修正量を表わす (第24図 (a))。真の上面深度 $h_0(x, y)$ は以下の繰返し計算によって求める。

$$h_{n+1}(x, y) = h_n(x, y) + \Delta h_n(x, y), \quad (8)$$

ここで $h_n(x, y)$, $h_{n+1}(x, y)$ は点 (x, y) での n 回目, $n+1$ 回目の深度, $\Delta h_n(x, y)$ は h_n に起因した (5) 式より求めた異常 (P_{cal}) を (7) 式に代入して求めた上面深度の修正量 (Δh) である。

(7) 式中の K は, 磁気異常を nT の単位で, また深度と格子間隔を km の単位で表わした時, K の単位は $[\text{km}^3/\text{nT}]$ となる。すなわち, K の逆数は単位体積あたりの磁性体に起因した極磁気異常の大きさとなる。CordeLL and Henderson (1968) が示した重力異常の場合, 正異常だけを対象とするため, 観測異常と計算異常の比を修正量の決定に利用した。極磁気異常の場合, 負異常が現われるためこの方法は利用できない。そこで, 試行錯誤によって係数の大きさを決定することにした。

$|K|$ の値が大きい場合, 修正量が大きくなるが, 大きすぎれば発散する可能性がある。また $|K|$ の値が小さすぎれば収束速度が小さくなる。そこで最適な $|K|$ の値を

考える必要がある。以下に八甲田火山群上の溶岩の影響を除去した残差極磁気異常図を用いて K の値と収束速度との関係を考察する。

第25図は八甲田火山群上の溶岩に起因した異常を差し引いた極磁気異常をもとに, 2層目の磁化強度を 3A/m とし, $K = -0.002 (\text{km}^3/\text{nT}), -0.003, -0.006, -0.008$ の4つの場合の繰返し回数と $h_n(x, y)$ に起因した計算異常と残差異常との rms 誤差の関係を表わしている。 $J = 3\text{A/m}$ の場合, $h_{20}(x, y)$ の最大値はおよそ 3.5 km, 観測面高度 2.4 km であるから, 観測面高度から最深部までの距離は約 6 km である。また, 2層境界面の凹凸の半波長は 3 km 以下である。地球磁場方向と磁化方向の伏角がともに 45° の場合は第1表を参照して (5) 式中の R は 4 km 以上であれば十分である。極磁気異常の計算の場合は, 異常は磁性体の直上に位置するため, これよりさらに R を小さくともよい。ここでは R を 5.08 km とした。初期モデル, すなわち $h_1(x, y)$ は海水準面下 1 km で一定とした。第25図に従えば $K = -0.006$ のときもっとも収束が速く, また $K = -0.008$ のときは発散する。そこでこの場合は $K = -0.006$ 程度の値がもっとも良いことがわかる。また, 2層目の磁化強度を 6A/m とした場合, $K = -0.003$ では収束するが, -0.006 の場合は発散する (第26図)。 (8) 式より,

$$Z_{n+1} = Z_n + \Delta h_n,$$

ただし, $Z_n = h_n - z$,

と表わせる。観測点 (x, y, z) の直下の磁性体に起因した異常は (3), (4) 式より $L=l=M=m=0, N=n=1$ として,

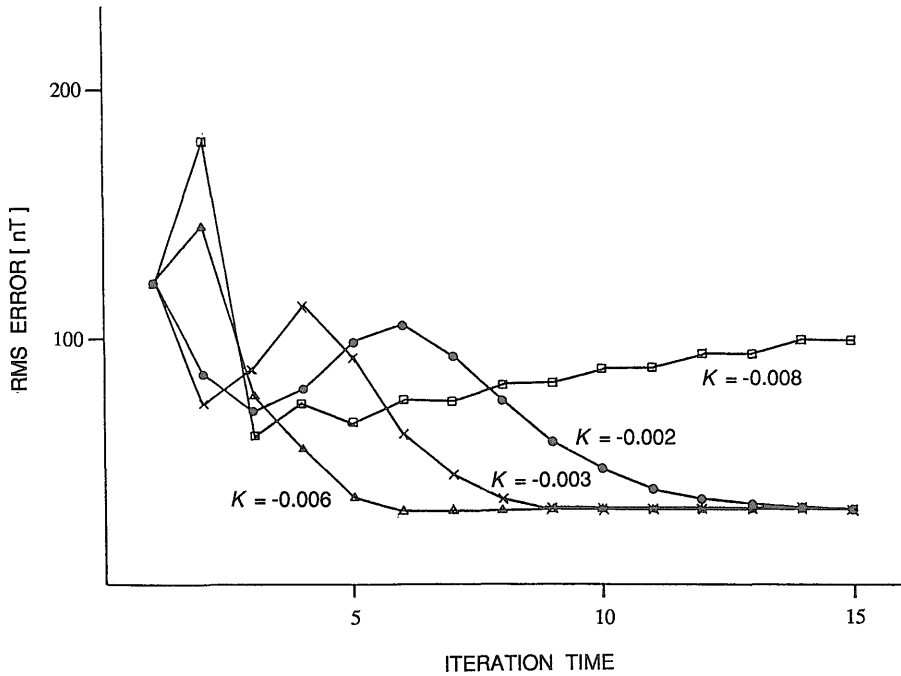
$$\frac{J}{Z_n^2} D_x \cdot D_y,$$

で与えられる。 h_n, h_{n+1} に起因した異常 $P_n(x, y, z)$, $P_{n+1}(x, y, z)$ は近似的に点 (x, y, z) 直下の磁性体で表わされるとすれば,

$$P_n \approx \frac{J}{Z_n^2} D_x \cdot D_y,$$

$$P_{n+1} \approx \frac{J}{Z_{n+1}^2} D_x \cdot D_y,$$

となる。 $|\Delta h_n| \ll |Z_n|$ であれば,



第25図 rms誤差と繰り返し回数の関係。

1層目非磁化層, 2層目3A/mの底の無い磁化層として層境界の深度を求めたもの。初期モデルは海水準面下1kmで一定。□は $K = -0.008$, △は $K = -0.006$, ×は $K = -0.003$, ●は $K = -0.002$ 。データは八甲田火山群上の溶岩に起因した異常を差し引いた極磁気異常。

$$\frac{1}{Z_{n+1}^2} = \frac{1}{(Z_n + \Delta h_n)^2}$$

$$\approx \frac{1}{Z_n^2} \left(1 - \frac{2\Delta h_n}{Z_n} \right),$$

より P_{n+1} は次式で表わされる。

$$P_{n+1} \approx \frac{J}{Z_n^2} D_x \cdot D_y \left(1 - \frac{2\Delta h_n}{Z_n} \right)$$

$$\approx P_n - \frac{2J}{Z_n^3} D_x \cdot D_y \cdot \Delta h_n.$$

(7)式より,

$$P_{n+1} - P_n \approx \frac{2KJ}{Z_n^3} (P_{obs} - P_n). \quad (9)$$

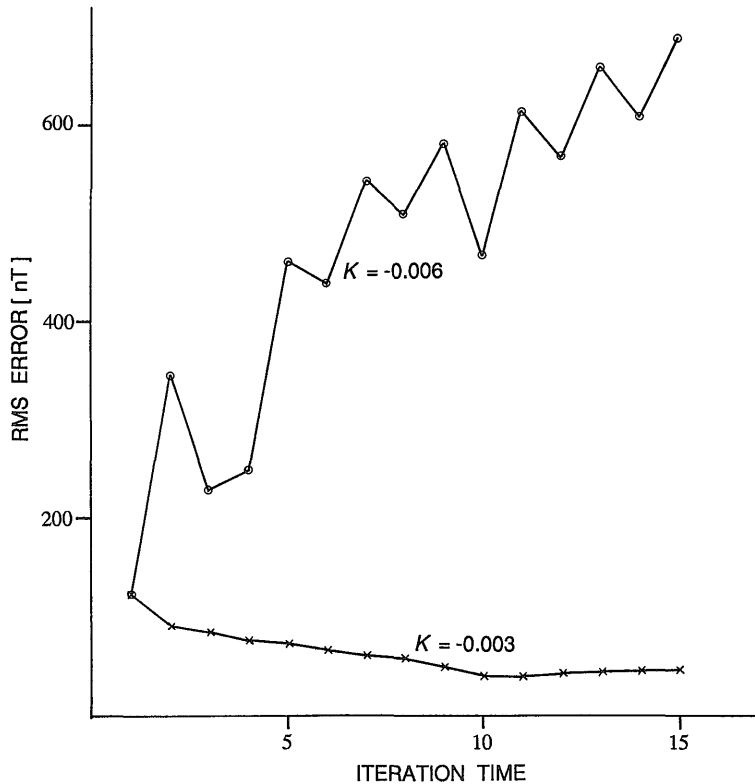
$(P_{n+1} - P_n)$ の量, すなわち計算異常の変動量は近似的に J に比例し, Z_n^3 に反比例する。この事は K が同じであっても J が大きな値であれば計算異常の変動量は大き

くなり, (7)式で定義される Δh_n も大きくなることを意味する。第25, 26図は同じ K の値(-0.006)であっても J が小さい場合は収束し, J が大きい場合は発散したと考えられる。すなわち $J \cdot K$ の値の大小が収束に大きく関係する。第25図に示した $J = 3A/m$, $K = -0.006 \text{ km}^3/nT$ の場合も, 第26図に示した $J = 6A/m$, $K = -0.003 \text{ km}^3/nT$ の場合もともに, $J \cdot K$ の値は $-0.018 (A/m) \cdot (\text{km}^3/nT)$ となる。

また, $Z_1 = 1 \text{ km}$ としたが, 初期モデルの深度を小さくとれば(9)式の右辺の絶対値は大きくなる。すなわち初期モデルの深度も収束の速度に関係し, $|P_{obs} - P_n|$ に比べ $|Z_n|$ が小さすぎる場合は発散することもありうる。特に, 観測面高度が低い場合, $|Z_n|$ が小さくなることがあるので, 注意を要する。

さらに, 観測極磁気異常の振幅が大きい場合も修正量が大きくなることに留意する必要がある。

磁性岩体の層厚変化を求めるインバージョン
火山岩が卓越した地層はしばしば磁化層となる。この磁化層を表すモデルとして, 層状の磁性岩体を考える。



第26図 rms誤差と繰り返し回数との関係。

1層目非磁化層, 2層目6A/mの底の無い磁化層として層境界の深度を求めたもの。初期モデルは海水準面下1kmで一定。○は $K = -0.006$, ×は $K = -0.003$ 。データは八甲田火山群上の溶岩に起因した異常を差し引いた極磁気異常。

ここでは、層状に分布する磁性岩体の層厚変化を、観測極磁気異常より求めるインバージョンにおけるモデルを修正するアルゴリズムについて論ずる。

層厚変化を決定するためには、(1)磁性岩体の上面を固定し、下面を変動させる方法、(2)逆に下面を固定し、上面を変動させる方法、(3)中心を固定し、上面と下面を変動させる方法、などが考えられる。磁化層となる火山体の様に、磁性岩体の上面の位置が明らかになっている場合が多いと考えられ、ここでは、(1)の方法を採用し、層状磁性岩体の上面を $h_t(x, y)$ とし、これを既知として底面を求める。

この層状磁性岩体に起因した点 (x, y, z) での異常 P_{scat} は(5)式より、

$$P_{scat}(x, y, z) = J\{f(x - iD_x, y - jD_y, Z_t(iD_x, jD_y)) - f(x - iD_x, y - jD_y, Z_b(iD_x, jD_y))\} \cdot D_x \cdot D_y, \quad (10)$$

$$\text{ただし、} (x - iD_x)^2 + (y - jD_y)^2 \leq R^2,$$

$$Z_t(x, y) = h_t(x, y) - z,$$

$$Z_b(x, y) = b(x, y) - z,$$

$b(x, y)$ は層状磁性岩体の底面深度、

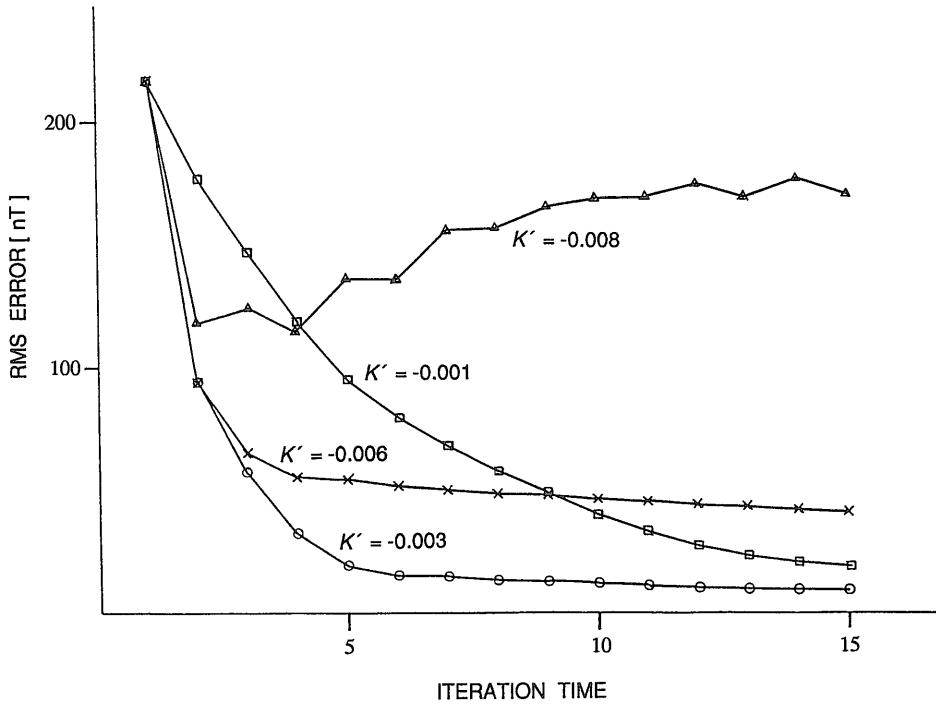
となる。そこで(6)式と同様な考え方に従って、

$$P_{obs} \approx (1/K') \cdot (Z_{bo} - Z_t) \cdot D_x \cdot D_y,$$

と表わす。これより次式が導出される。

$$P_{obs} - P_{scat} \approx (1/K') \cdot (Z_{bo} - Z_t) \cdot D_x \cdot D_y - (1/K') \cdot (Z_b - Z_t) \cdot D_x \cdot D_y = (1/K') \cdot (Z_{bo} - Z_b) \cdot D_x \cdot D_y,$$

$$\Delta t \equiv Z_{bo} - Z_b. \quad (11)$$



第27図 rms誤差と繰り返し回数の関係。

1層目地形面を上面とする5A/mの底の無い磁化層、2層目非磁化層として1層目の厚さを求めたもの。初期モデルは海水準面下2kmあるいは海底面のどちらか深い方。△は $K' = -0.008$ 、×は $K' = -0.006$ 、○は $K' = -0.003$ 、□は $K' = -0.001$ 。データは高度3200mの伊豆大島周辺の極磁気異常。

n 回目と $n+1$ 回目の Z_b をそれぞれ $Z_{b,n}$ 、 $Z_{b,n+1}$ とすれば、

$$Z_{b,n+1} = Z_{b,n} + \Delta t_n.$$

ここで、 Δt_n は $Z_{b,n}$ に起因した計算異常 P_{scal} によって(11)式より求まる Δt となり(第24図(b))、これより繰り返し計算によって Z_b を求めることができる。

ここでも(11)式中の K' の値が問題となる。伊豆大島を例にして $J=5A/m$ としていくつかの K' における繰り返し回数とrms誤差の関係を示せば第27図の様になる。この場合もっとも収束が良好なのは $K' = -0.006$ の場合である。また $K' = -0.008$ の場合は発散している。 $K' = -0.006$ の場合、 $K' = -0.003$ の場合に比べ、ややrms誤差が大きい。ここでは最適な K' の値は -0.003 程度であるといえよう。

J の大きさと収束の関係は、磁気基盤上面の深度変化を求めるインバージョンで示したことと同様のことがいえる。すなわち、

$$P_n \approx \left(\frac{J}{Z_t^2} - \frac{J}{Z_{b,n}^2} \right) D_x \cdot D_y,$$

$$P_{n+1} \approx \left(\frac{J}{Z_t^2} - \frac{J}{Z_{b,n+1}^2} \right) D_x \cdot D_y,$$

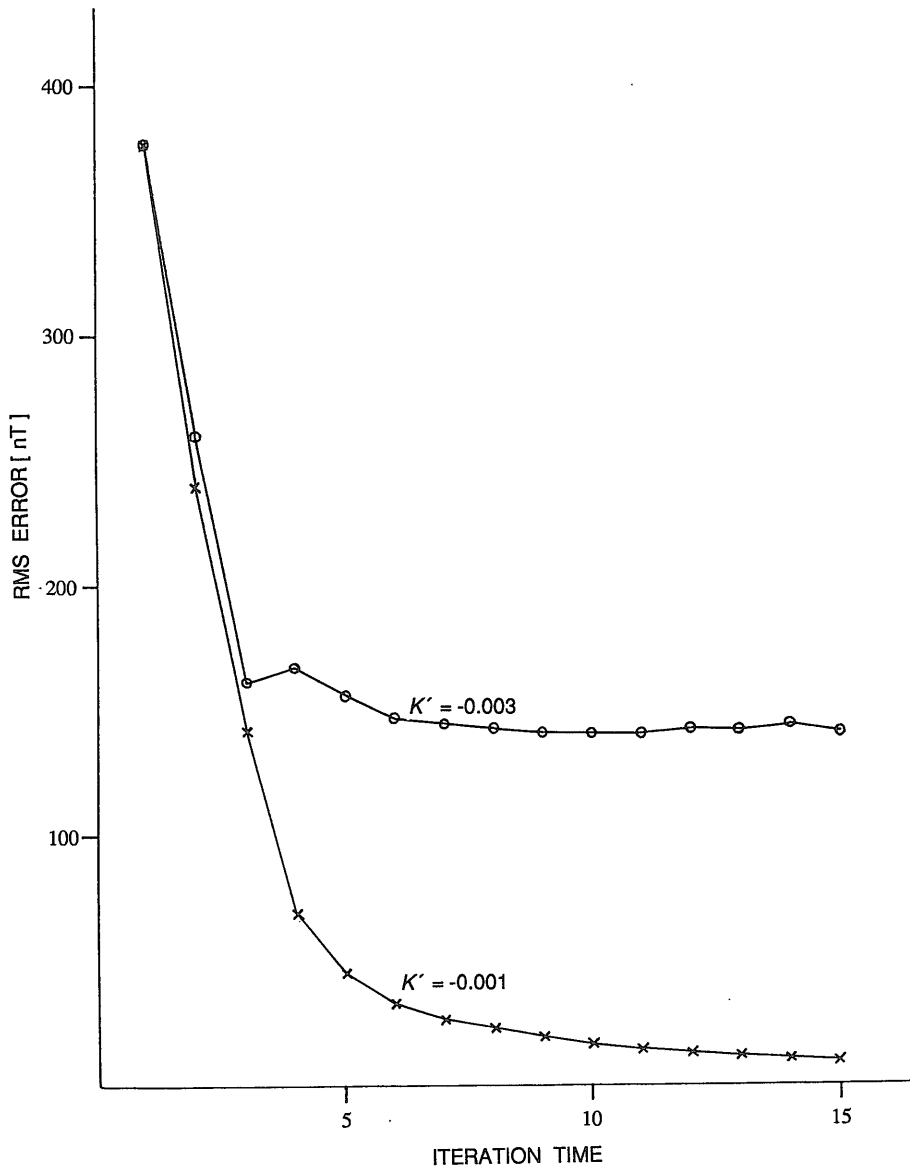
であるから、

$$P_{n+1} - P_n \approx J \left(\frac{1}{Z_{b,n}^2} - \frac{1}{Z_{b,n+1}^2} \right) D_x \cdot D_y,$$

となり、 $|\Delta t_n| \ll |Z_n|$ であれば、

$$P_{n+1} - P_n \approx \frac{2KJ}{Z_{b,n}^3} (P_{obs} - P_n).$$

となる。すなわち J が大きな値であれば計算異常の変動量は大きくなり、(11)式で定義される Δt_n も大きくなる可能性があるため、 K' が同じ値であっても J が大きい場合、発散することもありうるといえる。第28図は伊豆大島の場合の $J=10A/m$ と仮定して求めた繰り返し回数とrms誤差の関係を示した。 $K' = -0.001$ の場合は収束しているが、 $K' = -0.003$ の場合は発散している。第27図



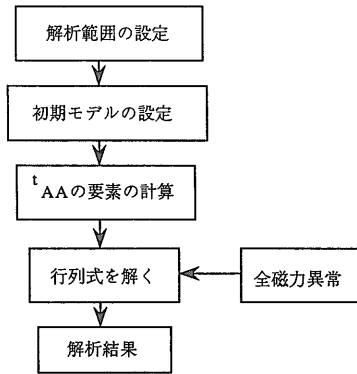
第28図 rms誤差と繰り返し回数との関係。

1層目地形面を上面とする10A/mの磁化層、2層目非磁化層として1層目の厚さを求めたもの。初期モデルは海水準面下2kmあるいは海底面のどちらか深い方。○は $K' = -0.003$ 、×は $K' = -0.001$ 。データは高度3200mの伊豆大島周辺の極磁気異常。

と比べて見た時、 $K' = -0.003$ の場合、 $J = 5A/m$ と仮定すれば収束するが、 $J = 10A/m$ と仮定すると発散することになる。 $J = 10A/m$ と仮定する場合は $|K'| = 0.003$ 以下の値、 $K' = -0.001$ 程度の値が望ましいといえる。

また初期モデルの深度と観測極磁気異常の振幅についても磁気基盤上面の深度変化を求めるインバージョンで

示したことと同様のことがいえる。すなわち、初期モデルの深度も収束速度に関係し、初期モデルの深度が浅い場合は初期段階での計算異常の変動量も大きくなるかわりに発散する可能性も大きくなる。観測極磁気異常の振幅が大きい場合も修正量が大きくなる。



第29図 磁化強度分布を求めるインバージョン法の流れ。

3.4.2 収束条件

磁気基盤上面の深度変化および磁性岩体の層厚変化を求める2つのインバージョンは、極磁気異常を利用したインバージョンである。両者は修正量を、修正量＝係数×(観測異常と計算異常の差)によって求め、このうち「係数」が収束を左右する重要なパラメータとなる。この「係数」は両インバージョンとも-0.001~-0.003 (km³/nT)が適当であったが、実際には、初期値として与える磁化強度やモデルの深度、観測面高度、観測磁気異常の振幅の違いによって収束状況が異なる。そのため、絶対値の小さな「係数」を設定しつつ、rms誤差や修正されたモデルの状況をモニタして、収束の良否を判断する必要がある。

3.5 磁化強度分布を求めるインバージョン

火山体は、しばしば磁化強度が非一様の火山岩から構成される。この非一様性は火山岩の噴出時期の差や変質、風化の程度などと関係する。すなわち、磁化強度分布を知ることによって火山体の構造や形成過程を知る手がかりとなる。前田・角田(1987)が示した桜島周辺の空中磁気異常の解析は、磁化強度分布から火山体の構造を推定した1例である。ここでは、磁性岩体の形状をあらかじめ設定しておくことによって、観測磁気異常から磁化強度分布を求めるインバージョンについて論ずる。

このインバージョンは、(1)解析範囲を設定し、(2)磁性岩体の形状を入力(初期モデルの設定)し、(3)行列方程式を作成し、(4)行列方程式より解を求め、(5)磁化強度分布を求める、という流れ(第29図)に従う。設定するモデル、行列方程式の作成に伴う理論は、前出の通りである。ここでは、行列方程式を解く場合に、安定な解が求まる条件について考察を行なう。これは、解析範

围の設定法とも関係する。

3.5.1 安定な解を求めるための条件

(5)式において、磁化強度 J は線型のパラメータである。すなわち、下式で表わすことができる。

$$G = AJ, \quad (12)$$

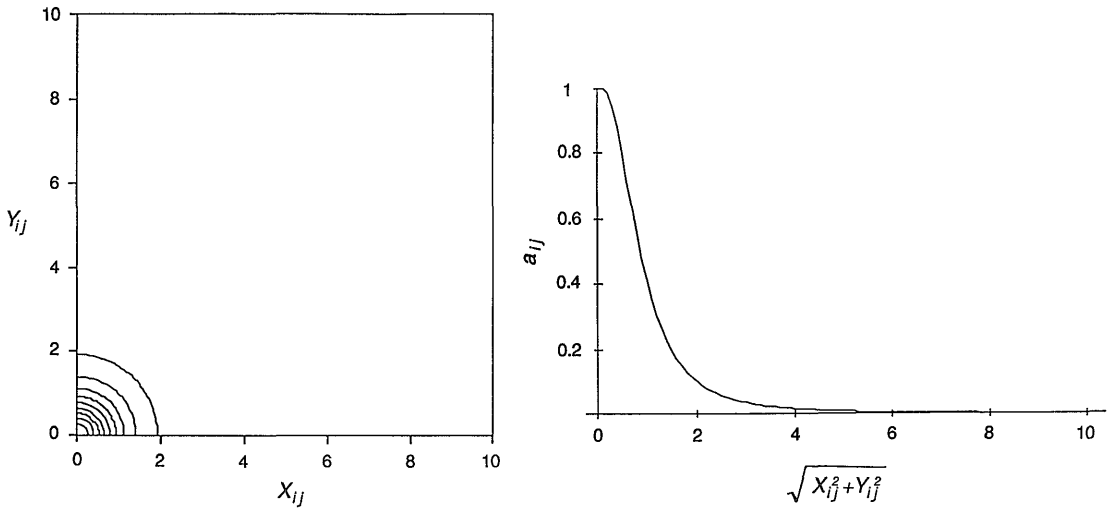
ただし、

$$G = \begin{pmatrix} g_1 \\ g_2 \\ \vdots \\ g_N \end{pmatrix}, \quad A = \begin{pmatrix} a_{11} & \cdots & a_{1M} \\ a_{21} & \cdots & a_{2M} \\ \vdots & & \vdots \\ a_{N1} & \cdots & a_{NM} \end{pmatrix}, \quad J = \begin{pmatrix} J_1 \\ J_2 \\ \vdots \\ J_N \end{pmatrix}.$$

G は磁気異常、 J_i は点 i での微小四角柱の磁化強度である。点 i の x, y 座標が (x_i, y_i) 、観測面上の x, y 座標が (x_j, y_j) のとき A の要素は(2)式より、

$$a_{ij} = f(x_i - x_j, y_i - y_j, Z_h), \quad (13)$$

で与えられる。ここで、地表下の磁化方向は一定で既知であり、地球磁場方向も一定で既知であるとしよう。また、磁性体の上面と下面、すなわち形状も既知であるとしよう。この時 A は既知となり、 G を与えれば J を求めることができる。 $N < M$ のときデータ数が未知数より少なく(12)式の解は不定になる。 $N = M$ のとき(12)式は正規方程式となり、正則であれば解は一意に決まる。 $N > M$ のときデータ数が未知数より多くなり、最小二乗法の技法が必要になる。これは(12)式の両辺に A^T を掛けるこ



第30図 a_{ij} の分布。
地球磁場と磁化の方向余弦は $n=N=1$, $m=M=l=L=0$, 磁性体の上面深度0, 観測面高度1, 微小四角柱の水平方向の広がり 0.1×0.1 .

とに等しい。すなわち、

$${}^tAG = {}^tAAJ. \tag{14}$$

$$r_{ij}^2 = X_{ij}^2 + Y_{ij}^2 + Z_h^2,$$

(x_i, y_i) は微小四角柱の x, y 座標,
 (x_j, y_j) は観測点の x, y 座標,

(14)式は正規方程式であるから、これを解くことによって J を求めることができる。

最小二乗法を利用する場合、 tAA が非正則に近い場合が多く、解が不安定になることが多い(松岡, 1986)。この問題の解決法については、特異値分解法(斎藤, 1983)やダンプト最小二乗法(Aki and Lee, 1976)などのいろいろな方法が知られている。ここでは、非正則に近い場合の解法については議論せず、どのような場合に非正則に近くなるか、どのような条件を加えれば非正則に近い形にならないかについて議論する。

そこで、(14)式は安定な解が得られるか、すなわち tAA が正則に近いかについて検討する必要がある。

(2)式と(13)式より、 A の要素 a_{ij} は、地球磁場と磁化の方向余弦を $L=l=M=m=0$, $N=n=1$ として、

$$a_{ij} = \left(1 - \frac{Z_h^2}{r_{ij}^2}\right) \frac{Z_h}{r_{ij}(X_{ij}^2 + Y_{ij}^2)} \quad (X_{ij} \neq 0 \text{ あるいは } Y_{ij} \neq 0),$$

$$a_{ij} = \frac{1}{Z_h^2} \quad (X_{ij} = 0 \text{ かつ } Y_{ij} = 0) \tag{15}$$

ここで、 $X_{ij} = x_i - x_j,$
 $Y_{ij} = y_i - y_j,$
 $Z_h = h(x_i, y_i) - z,$

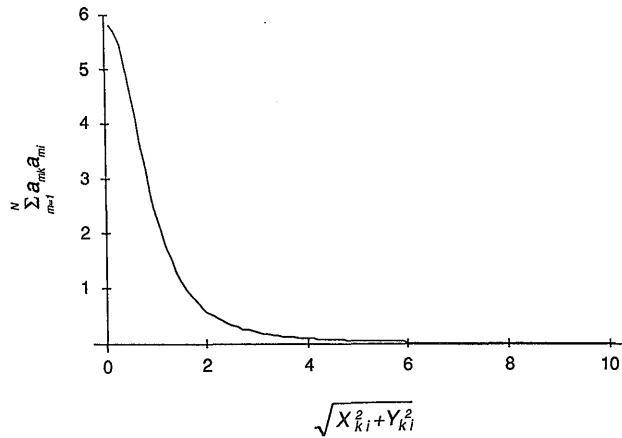
と表わせる。微小四角柱の上面深度 h は0で一定、観測面高度は1で一定とし、微小四角柱は $-10 \leq x_i \leq 10$, $-10 \leq y_i \leq 10$ の正方形の領域に分布するとする。この場合、(15)式は $X_{ij}=0, Y_{ij}=0$ のとき最大値1となり、 $|X_{ij}|$ と $|Y_{ij}|$ が大きくなるに従って a_{ij} は0に近づく(第30図)。すなわち、ある微小四角柱が発生する異常は、微小四角柱の直上にある観測点での影響がもっとも大きいことを示す。これは $L=l=M=m=0, N=n=1$ の場合以外ではやや事情が異なるが、基本的には異常の大きさは微小四角柱と観測点の距離が小さい程大きいと考えて良い。

(14)式を解く場合、磁化強度 J_i を求めようとする微小四角柱の座標値を (x_i, y_i) とすれば、必ず点 (x_i, y_i) の直上の観測値 f_i を利用することとする。このとき、 $X_{ij}=0, Y_{ij}=0$ となる A の要素 a_{ij} が存在する。

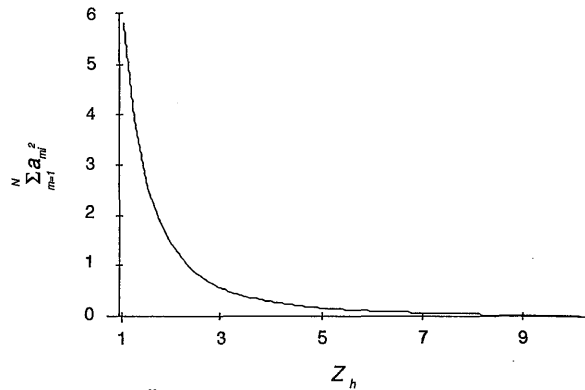
tAA の要素 b_{ki} は

$$b_{ki} = \sum_{m=1}^N a_{mk} a_{mi} \tag{16}$$

である。この分布を、地球磁場と磁化の方向余弦、微小四角柱の上面深度、分布範囲、観測面高度を a_{ij} を計算した場合と同じ条件にして求めると、第31図の様になる。やはり、 $X_{ij}=Y_{ij}=0$ のとき最大値をとり、 $|X_{ij}|$ と $|Y_{ij}|$ が



第31図 $\sum_{m=1}^N a_{mk} a_{mi}^2$ の分布。
地球磁場と磁化の方向余弦は $n=N=1$, $m=M=l=L=0$, 磁性体の上面深度 0, 観測面高度 1, 微小四角柱の水平方向の広がり 0.1×0.1 .



第32図 Z_h が変化したときの $\sum_{m=1}^N a_{mi}^2$ の分布。
地球磁場と磁化の方向余弦は $n=N=1$, $m=M=l=L=0$, 磁性体の上面深度 0, 観測面高度 1, 微小四角柱の水平方向の広がり 0.1×0.1 .

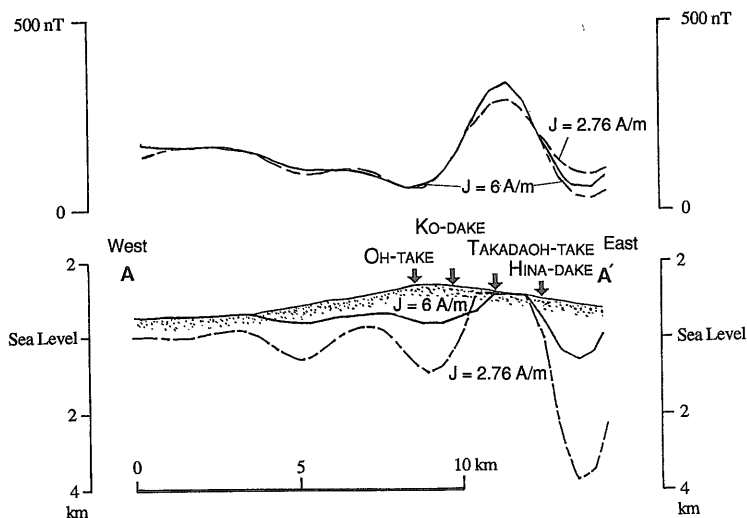
大きくなるに従って 0 に近づく。 $X_{ij} = Y_{ij} = 0$ とは微小四角柱の x, y 座標が観測点の座標と一致することである。 X_{ij} と Y_{ij} が同時に 0 になる b_{ki} の要素は $k=i$ のときであるから、対角成分 $\sum_{m=1}^N a_{mi}^2$ が最大になることを示す。すなわち、 \mathbf{AA} は正則となる。

しかし、この対角成分は Z_h の大きさによって変化する(第32図)。 Z_h がいくつかの点で相対的に極端に大きい、あるいは小さい場合、対角成分の一部が極端に大きくなったり小さくなったりし、非正則に近い形となる。

Z_h どのの差が小さい場合、(14) 式を解くことによって、安定した解が得られる。逆に、対角成分の最大値と最小値の差を小さくする必要があるれば、第32図から適当な Z_h を設定して、初期モデルの形状を決める必要がある。

以上より \mathbf{AA} が非正則に近い形になる場合を考えると、
(1) 磁化強度を求めようとする点のいくつかは、(14) 式に用いる観測点の領域外にある場合、
(2) 初期モデルの形状によって、 \mathbf{AA} の対角成分のバラツキが大きくなる場合、
である。

以上の2つの場合を避ければ(14)式は安定な解が得られる。



第33図 八甲田火山群の磁気基盤断面図(下図)と、同じ測線上の観測極磁気異常(上図実線)と計算極磁気異常(上図破線)。
 観測極磁気異常は溶岩に起因した異常を差し引いたもの。磁気基盤断面図は、1層目非磁化層、2層目底の無い磁化層として2層構造解析を行なったもの。断面位置は第9図。

4. 開発した解析手法の適用と有効性

4.1 インバージョンの適用例

3章では、3つのインバージョンを開発し、安定な解を得るための条件について考察した。さらにデータの冗長性やノイズの量といったデータの質とインバージョンによって得られる情報量の関係、またそれぞれのパラメータの感度や1次独立性について考察する必要があるが、これについては今後の課題とし、ここではこれまでの成果を踏まえて、3つのインバージョンをモデル実験や実データへ適用し、安定な解が得られるか否かを考察し、インバージョンの有効性について検討する。

4.1.1 磁気基盤上面の深度変化を求めるインバージョンの八甲田火山群における適用例

ここでは八甲田火山群を例として、磁気基盤上面の深度の水平方向の変化を求めることを試みる。

残差極磁気異常より、1層目非磁化層、2層目磁化層として磁気基盤上面の深度の水平方向の変化を求めた。解析対象地域の面積は第9図に示した $17.3 \times 17.3 \text{ km}^2$ であり、データ点数は 35×35 点である。そこで求めるパラメータ数は1,225点となる。磁気異常の観測面高度は約2.4kmであり、解析された深度の多くは海水準面下3km以浅であることから、取り込み半径は5.1kmが妥当であった。初期モデルは、発散しない条件を考慮して、海

水準面下1kmとした。この条件でインバージョンを行なった結果、安定な解が得られた。

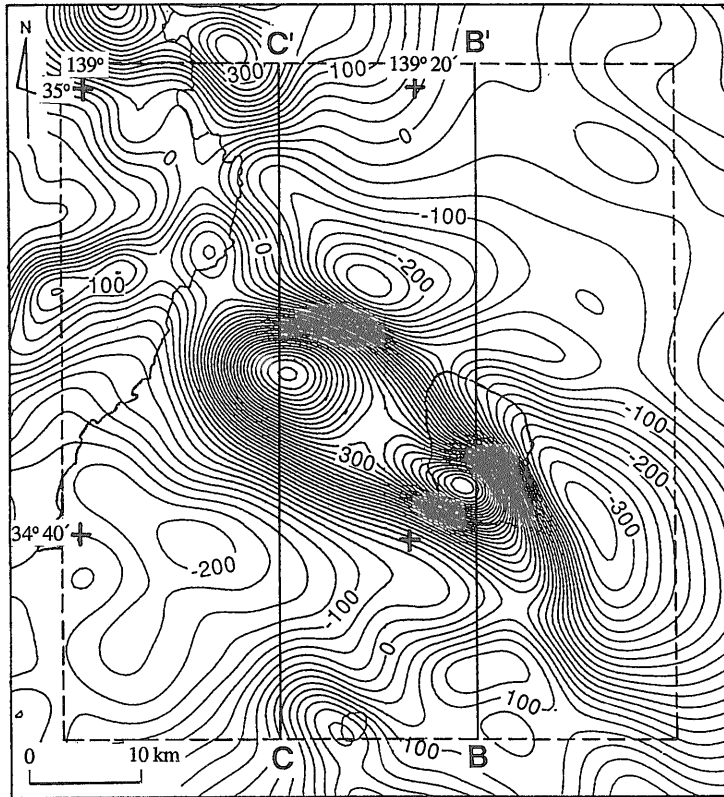
第33図は東西断面(第9図に示したA-A'断面)上の、 $K = -0.001 (\text{km}^3/\text{nT})$, $J = 2.76 \text{ A/m}$, 繰り返し回数20回のととき、 $K = -0.001 (\text{km}^3/\text{nT})$, $J = 6 \text{ A/m}$, 繰り返し回数11回のとときの2層境界面を地表面とともに示した。仮定した2層目の磁化強度が大きい場合、境界面の凹凸の振幅は小さくなるのがわかる。境界面は地形面より上方には位置しないという制約をつけているため、 $J = 2.76 \text{ A/m}$ の場合高田大岳付近では境界面は地形面に達するが、この部分に対応した計算異常の振幅は観測異常より小さくなっている。すなわち、高田大岳付近では $J = 2.76 \text{ A/m}$ より強い磁化強度を仮定して解析する必要がある。

4.1.2 磁性岩体の層厚変化を求めるインバージョンの適用例

伊豆大島における適用例

ここでは伊豆大島を例として、表層を覆う溶岩層を含めた磁性岩体の厚さの水平方向の変化を求めることを試みる。

伊豆大島(以下大島)はソレライト質玄武岩よりなる火山島である。島のほぼ中央に位置する三原山の標高は775mであり、海底面からの標高は1,000mを越える。この火山島は標高と底面半径の比が約1:10の北西-南東



第34図 伊豆大島周辺の極磁気異常図 (新エネルギー総合開発機構, 1984) 観測面高度は3200m. コンタ値の単位はnT. 四角は第35図の範囲.

方向にやや長い比較的なだらかな円錐形を示す。

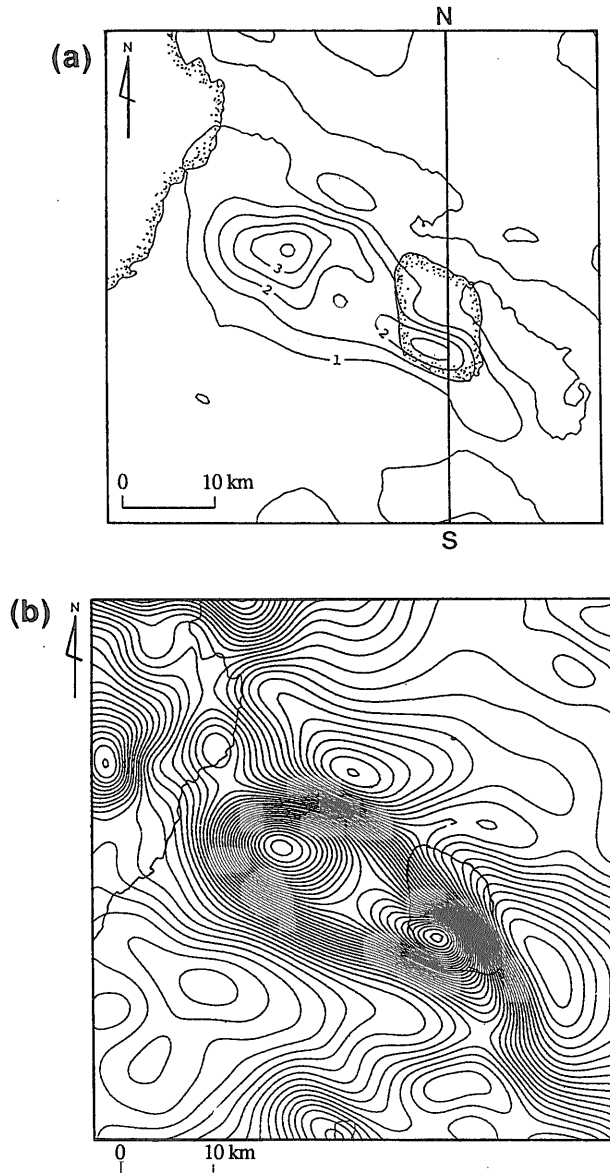
Kato *et al.* (1962), Kodama and Uyeda (1979) や大久保 (1988) が示した通り, 大島の上空で観測された磁気異常の原因は, 大島を厚く覆う, 強い熱残留磁化をもつ火山噴出物である。

高度3200 mの極磁気異常 (第34図) より, (11)式を用いて磁性岩体の層厚変化を求めた。対象地域の面積は $67.5 \times 67.5 \text{ km}^2$ で, データ点数は 135×135 点である。そこで求めるパラメータ数は18, 255点となる。対象地域内の地形モデルの標高の最大値が1000m程度であることから, 観測面高度と十分な差がある。そこで, 収束条件を考慮して, 初期モデルは地形面を磁性岩体の上面とし, これを固定して下面の深度変化を求めることとした。磁性岩体の下面は海水準面下2kmとした。解析された深度の多くは海水準面下2km以浅であることから, 取り込み半径5kmが妥当であった。

第35図 (a) は繰り返し回数は10回とし, $K' = -0.001$ (km^3/nT), $J = 10 \text{ A/m}$ と仮定して得られた磁性岩体の

層厚変化を, 等層厚線図として表わしたものである。第35図 (b) は, 最終的に得られた磁性岩体分布 (第35図 (a)) に起因した計算極磁気異常である。第34図に示した観測極磁気異常とほぼ同じ分布形態を示す。またrms誤差も17nTと小さな値になった。この解析結果では, 大島南部から北西方向に磁性岩体の厚い領域が伸び, 磁性岩体の量は一律な磁化強度を仮定したとき大島よりむしろその北西海域の方が多いという結論になる (大久保, 1988)。大島から伊豆半島東方沖まで海底火山列が存在する (葉室ほか, 1980) ことを考えれば, この磁性岩体は貫入岩かあるいは多量の噴出岩であろう。すなわち, 火山の活動場は大島から, 北西方向に伸びる帯状の領域であることを意味する。大島のほぼ中央に位置する三原山周辺は磁性岩体が1kmより薄い領域となっている。これは, この部分がキュリー点以上の高温部になっており, 火山岩が非磁性になっていることを表している可能性がある。

第36図は伊豆大島を通る南北断面 (第35図 (a)) 中のS

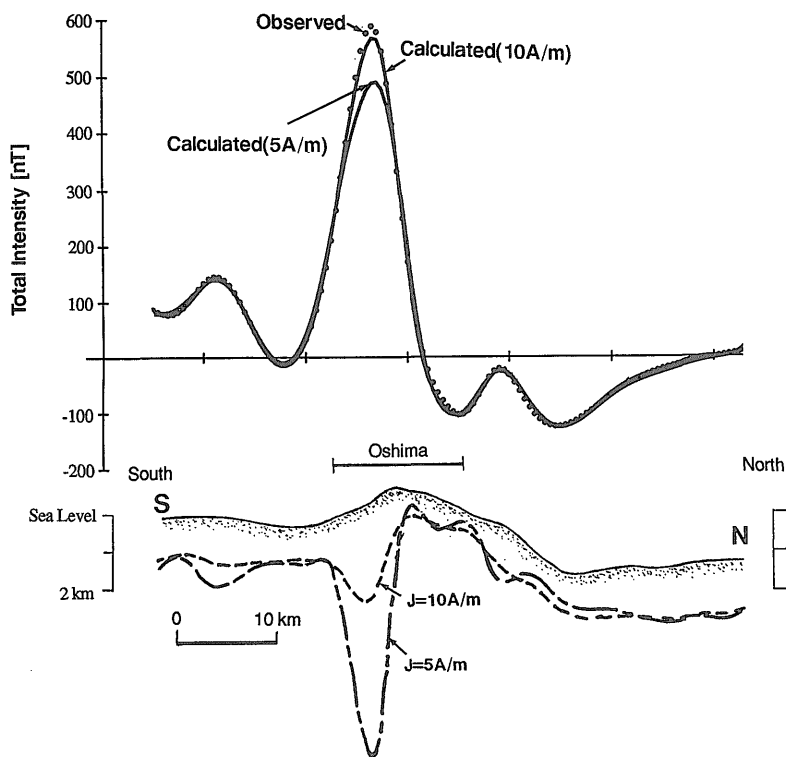


第35図 伊豆大島周辺の磁性岩体の厚さ(a)と計算極磁気異常(b).
 1層目地形面を上面とする10A/mの磁性岩体として、その層厚を求めたもの。K'=-0.001,
 繰り返し回数は10回。データは第34図の観測極磁気異常。計算極磁気異常のコンタ間隔は25
 nT.

-S'断面)上の $J=5$ A/mと $J=10$ A/mの場合のともに繰り返り回数15回での地形面を上面とする磁性岩体の下面を表わす。前節と同様に J が大きい場合、境界面の凹凸の振幅は小さくなることわかる。

八甲田火山群周辺における適用例

ここでは、磁性岩体の層厚変化を求めるインバージョン手法を用いて、大落前川層および沖浦玄武岩、四沢層に対応すると解釈される極磁気異常から磁性岩体の層厚の水平方向の変化を求める。極磁気異常図を、八甲田北西部、十和田湖北部、沖浦カルデラの3つのブロックに



第36図 伊豆大島周辺の磁性岩体の断面図(下)と観測極磁気異常と計算極磁気異常(上)。1層目地形面を上面とする磁性岩体として、その層厚を求めたもの。破線が $J=10A/m$ 、一点鎖線が $J=5A/m$ の場合の層境界。繰り返し回数はともに15回。データは高度3200mの観測極磁気異常。断面位置は第35図(a)。

分けた。解析対象地域の面積はそれぞれ $14.7 \times 14.7 \text{ km}^2$, $13.2 \times 13.2 \text{ km}^2$, $14.7 \times 14.7 \text{ km}^2$ であり、データ点数はそれぞれ 30×30 点, 27×27 点, 30×30 点である。そこで求めるパラメータ数はそれぞれ、900点、729点、900点となる。

大久保(1991)が示した地質柱状図から、磁性岩体の上面は地表下100mからそれ以浅にあり、地表付近にあると近似できる。また、対象地域内の地形モデル(第4図)の標高の最大値が1400m程度であることから、観測面高度(2438m)と十分な差がある。そこで、収束条件を考慮して、初期モデルは地形面を磁性岩体の上面とし、これを固定して下面の深度変化を求めることとした。初期値として与えた下面深度は海水準面下1kmであった。

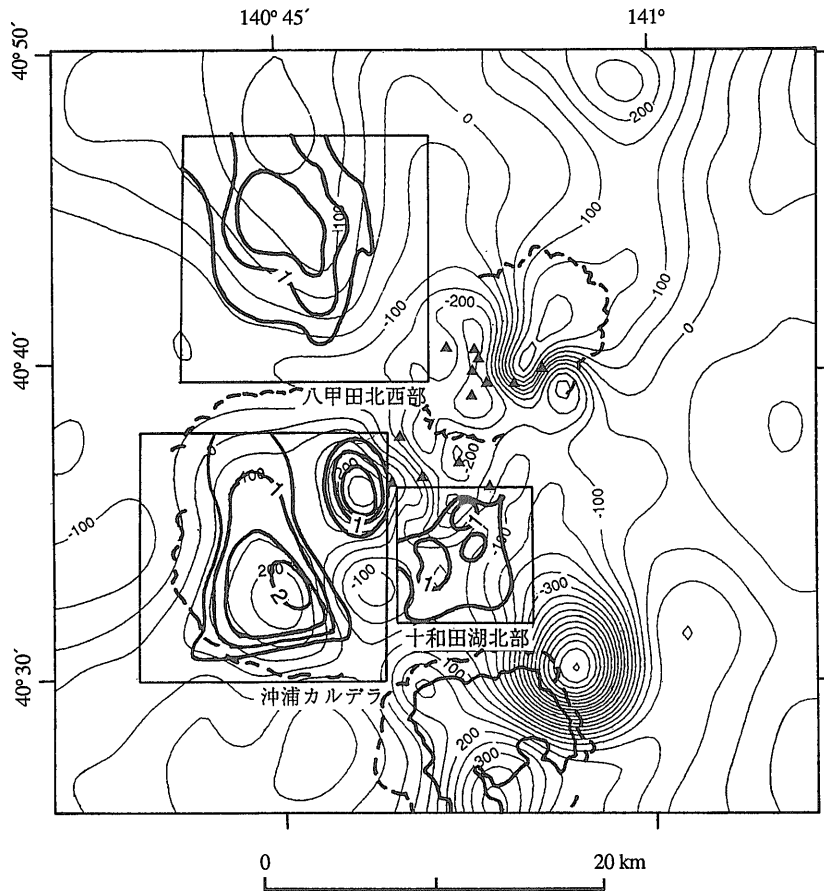
観測面高度は約2.4km、解析された深度の多くは海水準面下1km以浅であるため、取り込み半径は2kmが妥当であった。ここでは取り込み半径を2.5kmとして十分な半径とした。

仮定した磁化強度は、大久保(1991)が示した磁化率

を参考にし、また一般に火山岩は残留磁化が大きいことを考慮して、八甲田北西部と十和田湖北部では $4A/m$ 、沖浦カルデラでは $2A/m$ とした。磁化方向は全て現在の地球磁場方向とした。 K' の値は3ブロックとも $-0.003 \text{ (km}^3/nT)$ とした。

以上の条件でインバージョンを行なった結果、第37図に示すような安定な解が得られた。第37図に示した磁性岩体の層厚分布と、ボーリング地点での各地層の層厚とを比較する。

八甲田北西部の磁性岩体の層厚はボーリングサイトの中ではN1-HD-2号井付近が最も厚く、1km程度である。大久保(1991)が示した地質柱状図でも四沢層はN1-HD-2号井で最も厚く、1km以上の層厚を示す。十和田湖北部の磁性岩体の層厚は0.5~1kmである。地質柱状図に現われる四沢層も磁性岩体分布域で厚く、52 MAHD-1号井では500m以上の層厚であることを示す。すなわち、八甲田北西部と十和田湖北部の磁性岩体の層厚はほぼ貫入岩を含めた四沢層の層厚を表わしていると



第37図 極磁気異常のインバージョンによって求めた八甲田火山群周辺の磁性岩体の層厚分布(太い実線で示したコンタ)。仮定した磁化強度は、八甲田北西部と八甲田南部では4A/m、沖浦カルデラでは2A/m、コンタ間隔は0.5km。八甲田溶岩の影響を除去した極磁気異常を用いた(細い実線で示したコンタ)。

いえる。

沖浦カルデラ内南部の高振幅の正磁気異常分布域は、厚い磁性岩体が分布することを示す。沖浦カルデラ周辺の地質柱状図に現われる大落前川層および沖浦玄武岩の層厚が1km以下であることから、深部に分布する大落前川層以外の地層を含んだ層と考えるべきである。求めた層厚の約2分の1がほぼ大落前川層および沖浦玄武岩の層厚に対応する。

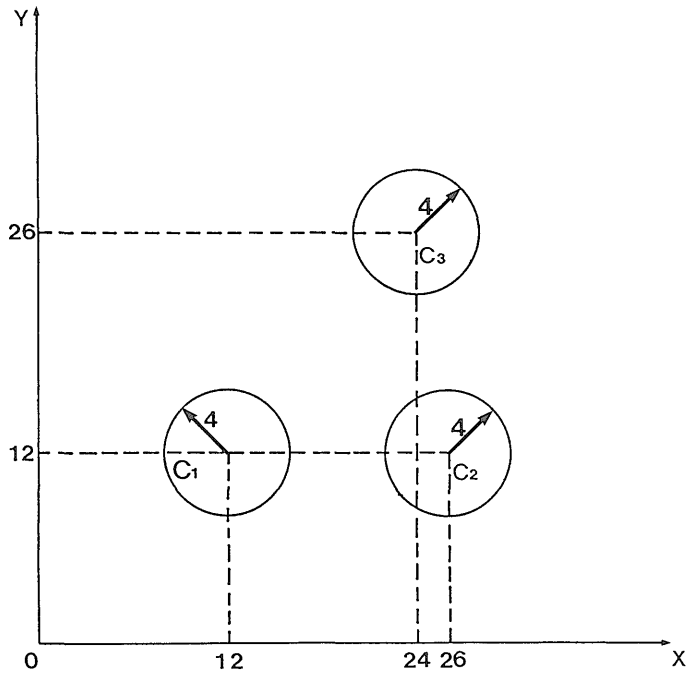
4.1.3 磁化強度分布を求めるインバージョンの適用例 モデル実験

第38図に示した高さそれぞれ1.4, 1.2, 1, 半径4の3つの円錐の磁性体を設置し、この磁化強度をそれぞれ3

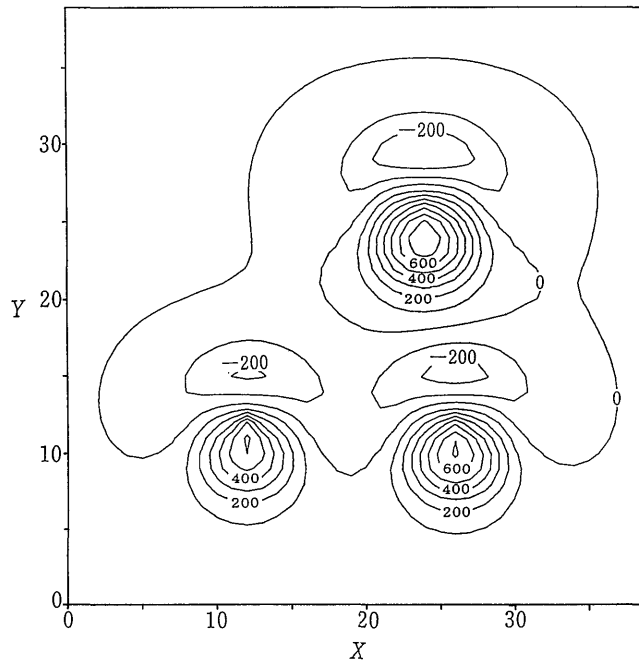
A/m, 4A/m, 5A/mとする。円錐形以外の板の部分は1A/mとし、板の底は $z=1.2$ とする。第39図はこのモデルに起因した(5)式より求まる計算異常である。計算点数は 40×40 である。これを 10×10 の正方形のセルに分割し、各セルは一律の磁化強度を有すると仮定する。この時(12)式の N は1600、 M は第39図の領域外の1を加えて101となる。そこで(14)式を利用して第39図の異常図を G と考え、磁性体の上面はモデルの上面、下面を $z=1.2$ で一定として J の値を求めると第40図となる。3つの円錐形の磁化強度がおおよそ求められている。

岩木山における適用例

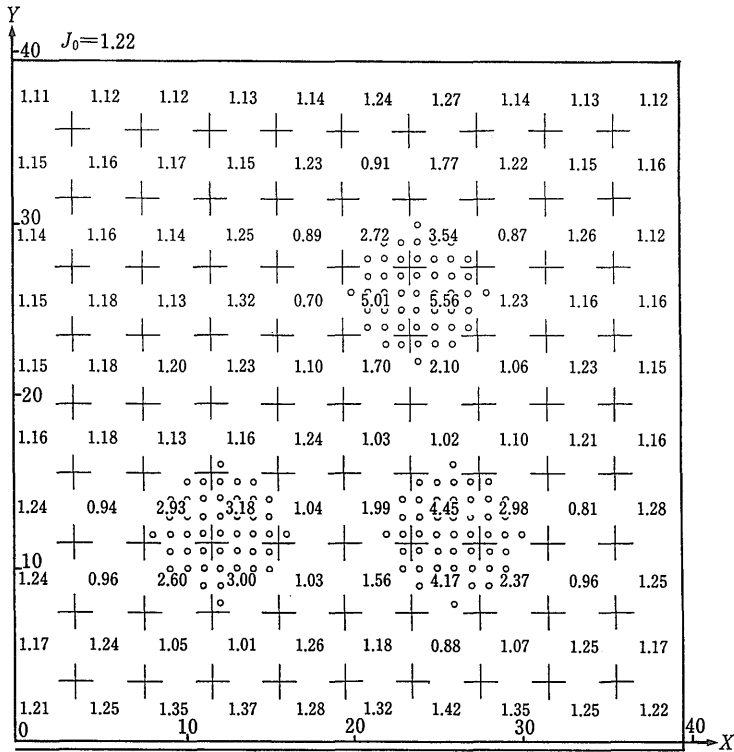
岩木山は輝石安山岩を主体とする溶岩に覆われている



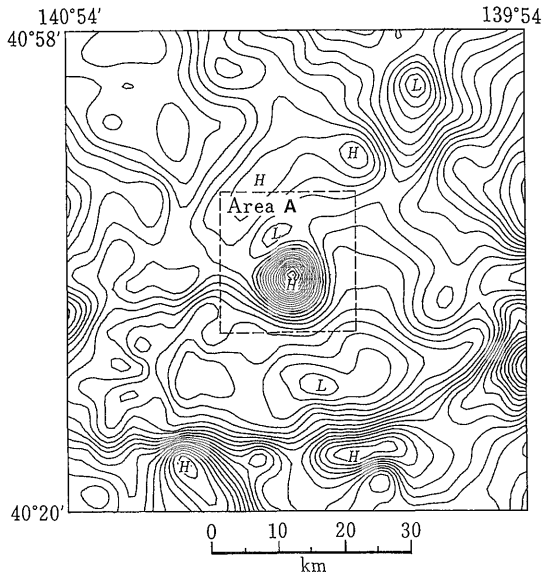
第38図 円錐モデル。
円錐C₁の高さは1.4, 円錐C₂は1.2, 円錐C₃は1. 磁化強度はそれぞれ3A/m, 4A/m, 5A/m.



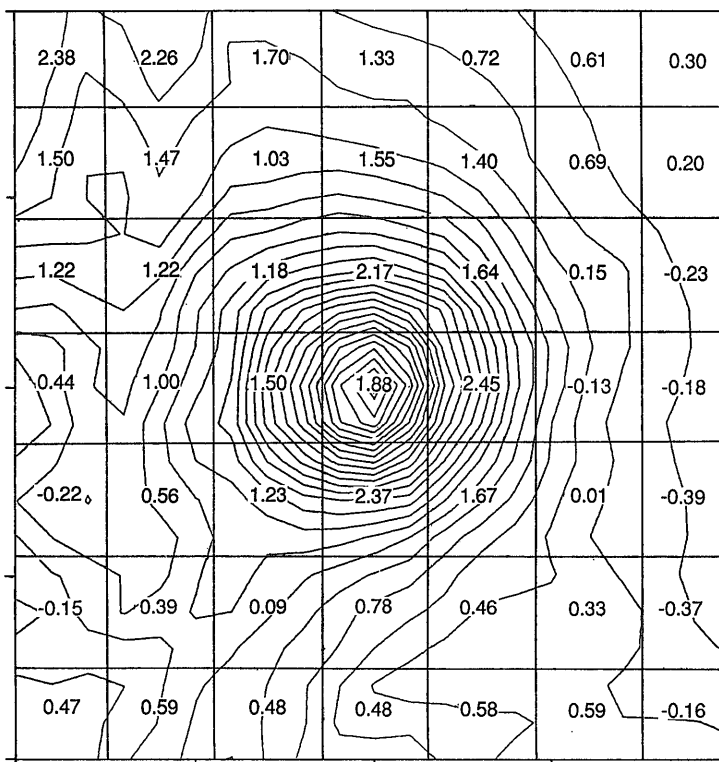
第39図 円錐モデルに起因した計算全磁力異常図。
コンタ値の単位はnT. 計算面の高度は2.



第40図 計算全磁力異常図よりインバージョンによって求めた磁化強度分布。
 計算全磁力異常は第39図に示したもの。数字の単位はA/m, J_0 の値は第39図の領域外の磁化強度。白丸は円錐が位置している格子点。



第41図 岩木山周辺の全磁力異常図。
 観測面高度は1372m, コンタ間隔は20nT, Hは正異常域, Lは負異常域。



第42図 インバージョンによって求めた岩木山の磁化強度分布。
等高線は地形モデルである。磁化強度の単位はA/m。領域は第41図中に破線で示したArea A。

第四紀火山である。第41図は岩木山周辺の全磁力異常である。データの格子間隔は1016mである。岩木山周辺の約32km×21kmの領域を7×7の正方形のセルに分割し、セル内では一様の磁化強度を有するとする。(12)式の N は441であり、 M は第41図のArea Aの外側の領域を加えて50である。Area Aの外側に磁性岩体を置かない場合、磁性岩体のモデルはArea Aの縁で切れてしまい、現実から離れたモデルになり、モデルの縁周辺で誤差が大きくなる。これを防ぐためにArea Aの外側にも磁性岩体を置いた。対象地域内の地形モデル(第42図)の標高の最大値が1200m程度であることから、観測面高度(2438m)と十分な差がある。そこで、収束条件を考慮して、磁性岩体の上面は地形、下面は海水準面下1kmとして(14)式より J の値を求める。その結果は第42図になった。

第42図では、岩木山は2A/m程度の磁化強度を有し、その周辺では1A/m以下の値を示した。岩木山山頂を中心とした9個の解析結果の平均値は1.78A/m、標準偏差は0.43A/mであった。岩木山の岩石試料の磁化強度

の測定例は山頂付近で採取された火山岩の1例だけであるが、この値は1.18A/mであった。すなわち、ここで得られた岩木山の磁化強度は、実際の磁化強度に近い値を示した。また、岩石試料の測定で八甲田溶岩類が2A/m以上の磁化強度を有することを示したことは、新規の火山岩類の多くは数A/m程度の磁化強度であること示唆している。すなわち、ここで得られた岩木山の磁化強度分布は、実際の火山岩の磁化強度分布を表しているといえる。東端では負の値が現われた。負の値は逆帯磁を意味するが、全て-0.4A/mより大きい値であり、岩木山上で求めた磁化強度に比べると、絶対値としては小さい。そこで、逆帯磁の岩体が存在すると解釈するよりも、この地域は岩木山に比べ相対的に小さい磁化強度を有すると解釈するべきである。負の磁化強度を示す理由は、上面を地表、下面を海水準面とする磁性岩体モデルを設け、観測磁気異常の原因は全てこのモデル内にあると仮定していることに由来する。すなわち、磁気異常の原因は表層の磁性岩体以外にもあり、これが解析の誤差を与えたことになる。

4.2 インバージョンの有効性の検討

空中磁気異常の原因は、主に地下数km以浅の火成岩が原因となっている。そのため、空中磁気探査は火成岩に関する情報を抽出する方法として有効になる。しかし、従来の解析においては磁気異常から十分な情報を抽出しているとは言いがたかった。

第35図(a)に示した伊豆大島の解析結果では、求めたパラメータ数は18,255点であり、最終結果から求めた計算異常(第35図(b))は観測異常(第34図)とほぼ完全に一致する。さらに解析結果より、磁性岩体の水平方向の変化を求めることができた。この結果は従来の解析方法では得られないものである。さらに、自動解析であるため、人間が介入する会話型の解析法に見られる様な労力を必要としない。

また、八甲田火山群の例(第37図)では磁性岩体の層厚の水平方向の変化を求め、岩木山の例(第42図)では磁化強度の水平方向の変化を求めた。

すなわち、非一様性の高い複雑に分布する磁性岩体に対して、その層厚の水平方向の変化、上面深度の水平方向の変化や磁化強度の水平分布を求めることが可能となった。

火山地帯の磁気異常に対して、本論で開発した3つのインバージョンを実際に利用する場合は、抽出しようとする構造に応じて適用することとなる。具体的には、貫入岩に対応した磁気異常が分布し、資源探査のためにその貫入岩分布を把握する必要がある場合、磁性岩体の上面深度を求めるインバージョンを適用することとなる。また、火山岩の分布が磁気異常に現われており、その層厚の水平方向の変化が重要となる場合、磁性岩体の層厚の水平変化を求めるインバージョンを適用することとなる。変質帯分布や火山岩の岩質が問われる場合、これらの要素は一般に磁化強度と関係することから、磁化強度の水平分布を求めるインバージョンを利用することとなる。

ここで示した磁気異常のインバージョンは、円柱や角柱に比べ複雑なモデルに対して適用可能な解析法である。ただし、地上で取得されたデータから地下の構造を一意に決定することができない以上、モデルが複雑であればよいというわけではない。従来から指摘されている磁気異常解析の原則、すなわち、抽出すべきパラメータを設定し、そのパラメータを求めるための最適な解析法を利用するという考え方は変わらないのであり、複雑なモデルに適用可能になったことは、火山地帯の様な複雑な構造を示す地域に対する解析法の選択肢が増えたことを意味する。何をパラメータにするか、いくつのパラ

メータが適当であるかについては、多くの場合現実の対象地域ごとに議論されるのが実際的である。

5. 結 論

地熱地帯の磁気異常は複雑な分布を示す。岩石試料に基づく磁化率、残留磁化の測定結果、ポーリング結果、モデルシミュレーションによって、火山体の様に地表の凸地形を充填する非一様性の高い火山岩層や、地表下に複雑に分布する潜頭性の火成岩卓越層が磁気異常を形成していることが分かった。

地熱地帯の磁気異常を解析する場合、基本となるモデルは複雑な形状となる。この様なモデルに対応した実用的な解析法がなく、そこで多くのパラメータを自動的に決定するインバージョンが必要になる。さまざまな分野でインバージョンが開発されているが、磁気探査特有の性質を考慮しながら、従来のインバージョンの適用性の検討や新たなアルゴリズムの開発などが必要になる。

複雑な分布を示す磁性岩体を表すモデルとしては、任意形状モデルが適当であるが、このモデルを基にした解析法を開発するためには、任意形状のモデルの入力、更新の容易化、フォワード計算法の高速度化、安定な解を迅速に得るためのアルゴリズムの開発を行わなければならない。そこで、これらの問題を解決して、磁性岩体の上面深度あるいは層厚の水平方向の変化や磁化強度の水平方向の変化を求める以下の新たな3つのインバージョンを開発した。(1)磁気基盤上面の深度変化を求めるインバージョン。(2)磁性岩体の層厚変化を求めるインバージョン。(3)磁化強度分布を求めるインバージョン。

モデルは、入力、更新が容易な、微小四角柱の集合体とした。これによってある水平点の鉛直座標を入力すれば、任意形状のモデルを定義することができる。

次に、微小四角柱の集合体で表される任意形状モデルに起因した磁気異常のフォワード計算法を開発した。一つの微小四角柱に起因した磁気異常は四則演算で表される。すなわち、1点の磁気異常は四則演算によって求まる磁気異常の和で求めることができ、計算時間を速めることができる。

この時間問題になるのが、1点の磁気異常を計算するときの微小四角柱の取り込み半径である。円錐形を用いたモデルシミュレーションの結果、取り込み半径は、観測点と磁性体の距離や、地磁気の緯度によって異なることが分かった。標高2km、底面半径6kmの円錐形の磁性岩体に起因した観測面の高度3kmでの異常を計算する場合は、取り込み半径は4km以上であれば十分であった。

磁気基盤上面の深度変化を求めるインバージョンと磁性岩体の層厚変化を求めるインバージョンにおいては、初期モデルを設定し、モデルの極磁気異常を計算し、観測極磁気異常との差からモデルの修正量を決定し、再び修正されたモデルの極磁気異常を計算することを計算異常と観測異常との差が十分小さくなるまで繰り返す方法を利用する。

従来方法においては、修正量はテラ展開によってパラメータの修正量と計算異常の関係を線形化することによって求める。しかし、10,000を越える様な多数のパラメータを求める場合、多くの計算が必要になり現実的でない。ところが、極磁気異常は直下の磁性体の深度とほぼ線形の関係があるという特有の性質があり、これを利用することによって計算量を著しく減少させることができる。このときの関係式は、修正量=係数×(観測異常と計算異常の差)となる。この「係数」は $-0.001 \sim -0.003 (\text{km}^3/\text{nT})$ が適当であった。また、初期モデルや仮定する磁化強度もインバージョンが収束する条件として重要であることが分かった。すなわち、初期値として与える深度または層厚は、極端に大きな値あるいは小さな値の時発散し、初期値として与える磁化強度も大きい値を与える場合は、絶対値の小さい「係数」を設定する必要がある。実際には、初期値として与える磁化強度やモデルの形状、観測面高度、観測磁気異常の振幅の違いによって収束状況が異なるため、絶対値の小さい「係数」を設定しつつ、rms誤差や修正されたモデルの状況をモニタして、収束の良否を判断する必要があることが分かった。

磁化強度分布を求めるインバージョンは、計算異常と磁化強度は線形の関係があることを利用して、微小四角柱で表される磁性岩体の形状と観測全磁力異常を与え、最小二乗法の原理に基づいて正規方程式を求め、これを解くことによって磁性岩体の磁化強度分布を求めるものである。計算異常と磁化強度の線形関係は、モデルを鉛直方向に一樣に磁化した微小四角柱の集合体で表わしたことに起因する。

磁化強度を求める行列方程式を解くための安定な解を得る条件は、(1)磁化強度を求めようとする点是用いる観測点の領域内にあることであり、(2)対角成分のパラッキが大きくなならない様に、観測点—モデル間の距離と対角成分の関係を考慮しながら初期モデルを設定することである。

モデルシミュレーションや地熱地帯への適用の結果、ここで開発した3つインバージョンは初期モデルや変換係数を注意すれば、安定な解を迅速に得ることができ、

地熱地帯に適用可能なことが分かった。このことによって磁性岩体の上面深度、厚さや磁化強度の水平方向の変化を求めることができ、観測異常から十分な情報を抽出することができた。これにより、3つインバージョンを目的に応じて利用することによって、従来の解析法では得られなかった多くのパラメータを求めることが分かった。

謝辞： 東京大学工学部資源開発工学科教授石井吉徳博士には、本論文の作成にあたり、常日頃から御指導と御鞭撻を賜った。また、通商産業省工業技術院地質調査所所長小川克郎博士、地質調査所地殻物理部部長津宏治博士、および東京大学工学部資源開発工学科助教授六川修一博士には、種々有益な御注意、御意見を賜った。ここに関係各位に深甚なる謝意を表す。

文 献

- Aki, K. and Lee, W.H.K. (1976) Determination of three-dimensional velocity anomalies under a seismic array using first P arrival times from local earthquakes I. A homogeneous model. *J. Geophys. Res.* vol. 81, p. 4381-4399.
- Bhattacharyya, B.K. (1964) Magnetic anomalies due to prism-shaped bodies with arbitrary polarization. *Geophysics*, vol. 29, p. 517-531.
- and Leu, L.K. (1977) Spectral analysis of gravity and magnetic anomalies due to rectangular prismatic bodies. *Geophysics*, vol. 42, p. 41-50.
- 物理探査学会 (1989) 図解物理探査, 239p.
- Carmichael, R.S. (1982) Handbook of physical properties of rocks volume II. CRC Press, Inc. 345p.
- Cordell, L. and Henderson, R.G. (1968) Iterative three-dimensional solution of gravity anomaly data using a digital computer. *Geophysics*, vol. 33, p. 596-602.
- 葉室和親・荒牧重雄・加賀美英雄・藤岡換太郎 (1980) 東伊豆海底火山群—その1—。震研彙報, vol. 55, p. 259-297.
- Johnson, W.W. (1969) A least squares method of interpreting magnetic anomalies caused by two dimensional structures.

- Geophysics*, vol. 34, p. 65-74.
- Kato, Y., Matsuo, T. and Takagi, A. (1962) Aeromagnetic survey over the Osima Island. *Sci. Rep. Tohoku Univ.*, Ser. 14, p. 65-80.
- Kodama, K. and Uyeda, S. (1979) Magnetization of Izu Islands with special reference to Oshima Volcano. *J. Volcano. Geotherm. Res.*, vol. 6, p. 353-373.
- 前田利久・角田寿喜(1987) 桜島火山の磁氣的構造. 鹿児島大学理学部紀要(地学・生物学), no. 20, p. 35-42.
- 松岡俊文(1986) インバージョンにおける数値解法—最小二乗法を中心にして—. 物理探査, vol. 39, p. 340-356.
- McGrath, P.H. and Hood, P.J. (1970) The dipping dike case: a computer curve-matching method of magnetic interpretation. *Geophysics*, vol. 35, p. 831-848.
- Nabighian, M.N. (1972) The analytic signal of two-dimensional magnetic bodies with polygonal cross-section: its properties and use for automated anomaly interpretation. *Geophysics*, vol. 37, p. 507-517.
- 小川克郎(1973) 空中磁気図解析・解釈法の研究. 地質調査所報告, no.247, 107p.
- Ogawa, K. (1977) A computer interpretation method for profiles of total intensity magnetic fields using a linear technique. *Butsuri-Tanko*, vol. 30, p. 218-228.
- and Tsu, H. (1976) Magnetic interpretation using interactive computer graphics. *United Nations ESCAP, CCOP Tech. Bull.*, vol. 10, p. 35-53.
- 大久保泰邦(1988) 磁気異常から推定される伊豆大島周辺の磁気構造. 地震, vol. 41, p. 115-123.
- (1991) 八甲田地熱地域における重・磁力異常の意味. 地質調査所報告, no.275, p. 61-82.
- Okubo, Y. and Miyazaki, Y. (1986) Computation of an intensity distribution of magnetization accounting for the effects of topography on aeromagnetic data. *Butsuri-Tansa*, vol. 39, p. 216-231.
- 大久保泰邦・村岡洋文(1988) 八甲田地熱地域における温度勾配図の作成. 日本地熱学会誌, vol. 10, p. 339-357.
- ・大熊茂雄(1985) 空中磁気データにおける地形効果とその軽減. 物理探査, vol. 38, p. 64-79.
- ・津宏治(1986) 重力・磁気探査におけるインバージョン. 物理探査, vol. 39, p. 427-439.
- Peters, L.J. (1949) The direct approach to magnetic interpretation and its practical applications. *Geophysics*, vol. 14, p. 290-320.
- 斎藤正徳(1983) 特異値分解と最小二乗法. 物理探査, vol. 36, p. 146-158.
- 新エネルギー総合開発機構(1982) 昭和56年度全国地熱資源総合調査報告書キューリ一点法調査(九州及び東北). 128p.
- (1983) 地熱開発促進調査報告書No.5沖浦地域. 586p.
- (1984) 昭和58年度全国地熱資源総合調査報告書キューリ一点法調査(東北南部・関東及び東海地域). 29p.
- (1985a) 昭和59年度全国地熱資源総合調査(第2次)火山性熱水対流系地域タイプ3(八甲田地域)調査火山岩分布年代調査報告書. 89p.
- (1985b) 昭和59年度全国地熱資源総合調査(第2次)火山性熱水対流系地域タイプ3(八甲田地域)調査比抵抗法(CSAMT法)調査報告書要旨. 31p.
- (1986) 昭和61年度全国地熱資源総合調査(第2次)火山性熱水対流系地域タイプ3(八甲田地域)調査精密重力調査報告書要旨. 113p.
- (1987) 昭和62年度全国地熱資源総合調査(第2次)火山性熱水対流系地域タイプ3(八甲田地域)調査放熱量調査報告書要旨. 90p.
- Spector, A. and Grant, F.S. (1970) Statistical models for interpreting aeromagnetic data. *Geophysics*, vol. 35, p. 293-302.

Talwani, M. (1965) Computation with the help of a digital computer of magnetic anomalies caused by bodies of arbitrary shape. *Geophysics*, vol. 30, p. 797-817.

津宏治・小川克郎 (1973) 3次元角柱による磁気異常の自動解析. *物理探査*, vol. 26, p. 91-107.

Vacquire, V., Steenland, N.C., Henderson, R.G. and Zietz, I. (1951) Interpretation of aeromagnetic maps. *Geol. Soc. America. Mem.*, vol. 47, p. 1-151.

(受付: 1993年3月1日; 受理: 1993年6月11日)