

### 3次元性の強いMT法データの広域的電磁誘導と局所的電場擾乱への分離 —南部北上山地 MT トランセクトの例—

小川康雄\*・光畑裕司\*\*

OGAWA Yasuo and MITSUHATA Yuji (1994) Separation of Magnetotelluric (MT) Data of Strong Three-Dimensionality into Regional Induction and Local Telluric Distortion — Application to MT Data across Southern Kitakami Mountains —. *Bull. Geol. Surv. Japan*, vol. 45 (12), p. 703-713, 8figs.

**Abstract :** Magnetotelluric data are usually interpreted using two-dimensional modeling. It is partly because the three-dimensional modeling requires huge memory and computation time and that field labor for MT data acquisition is demanding. On the other hand, we often obtain data affected by three-dimensionality, which is reflected in the indices like skew and ellipticity or inconsistency between tipper strike and impedance strike. However, these apparently three-dimensional data may be decomposed into shallow telluric distortions and regional (underlying) two-dimensional inductions. In this study, we first showed how telluric distortions affect conventional data interpretation scheme and then developed a computational scheme to recover the regional two-dimensional induction from distorted data. In the calculation, we expanded decomposition codes proposed by Groom and Bailey (1989) and stabilized the calculation by introducing ABIC.

#### 要 旨

MT法のデータは、通常2次元モデルで解析される。それは、一つには3次元モデリングは多くのメモリーと計算時間を要すること、また3次元モデリングにたえるデータ取得のためのフィールドワークは容易でないことによる。しかしながら、一方で3次元性の強いデータが取得される。それはスキューやエリプティシティといった3次元指標の大きいデータであったり、ティッパーの主軸とインピーダンスの主軸が平行にならないこととして観測される。しかし、一見3次元性の強いデータも、表層の電場の擾乱と、広域的な電磁誘導とにわけることができる。本研究では、まず表層の電場の擾乱が、どのように従来の通常の解析に影響するかを見積った。次いで、3次元性の強いデータから2次元の電磁誘導を取り出す計算プログラムを作成し、北上山地で実測された

データに適用した。計算にあたっては、Groom and Bailey (1989)を拡張し、電場擾乱のパラメータ、主軸、および2次元的なインピーダンスが、隣り合う周波数でスムーズに変化するよう制約を課し、ABIC最小となるようにした。

#### 1. はじめに

MT法の構造解析のためには、これまで数多くの1次元解析、2次元解析のアルゴリズムが開発されており、実際のデータを用いてインバージョンできる実用的な段階にある。3次元モデリングについては、積分方程式法(Ting and Hohmann, 1981)、有限要素法(Pridmore *et al.*, 1981)、差分法(Madden and Mackie, 1989)、薄層導体法(Park *et al.*, 1983)、ハイブリッド法(Lee *et al.*, 1981)などを用いた方法が発表されているが、実際のフィールドデータの定量的な解析には、用いられてはい

\* 地殻物理部

\*\* 石油公団

Keywords : magnetotellurics, telluric distortion, tensor decomposition

ない。それは、非常に大きなメモリーと計算時間が必要になるからである。そのため、3次元モデリングは依然として定性的な考察に用いられているに過ぎない。しかしながら、一方で実際のフィールドデータには、3次元性指標(skew, ellipticity)の大きなものが取得されることが少なくない。このデータと解析との間隙を埋めることがMTデータ解析にとって重要である。

ところが、3次元性を示すデータの中には、その原因が表層付近の電場の擾乱(distortion)によるものがある。そういうものは、広域的な構造による電磁誘導と局所的な電場の擾乱とを分離して、前者を取り出すことによって、広域的な2次元モデル解析の対象とすることができ。従来のSwiftの方法(Swift, 1967)は、前者の存在のみ仮定し、後者を考慮していないため、局所的な電場の擾乱によって3次元性が強い場合に、前者を推定できない。

実際に、本研究で得られた、南部北上山地のMT法データは、強い3次元性を示し、1Hz以下の周波数でskewが1を越えるデータも少なくない。この場合、従来のSwiftの方法は、広域的な2次元構造の存在を仮定し、局所的な構造の影響を除去できないため、うまく機能しない。表層の電場の擾乱と広域的な2次元電磁誘導との双方を考慮したGroom and Bailey (1989, 1991)の方法は、このようなデータの解釈に適している(Bahr, 1988; Groom and Bahr, 1992も参照)。本稿ではその方法に基づいて、データを解析した例を紹介する。本研究では、Groom-Baileyの方法を安定して計算するために、周波数に対してパラメータがスムーズに変わるように制約を付け、ABICが最小化するように計算している。

2. 従来のテンソル解析

MT法は、地表面において互いに直交する電場と磁場の比(インピーダンス)から地下構造を推定する物理探査法である。ある角周波数 $\omega$ の電場・磁場の水平成分は、インピーダンス・テンソル $Z_{ij}$ を用いて、次のように記載される。

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \end{pmatrix} \quad (1)式$$

$Z_{ij}$ はそれぞれ複素数なので、電磁場の関係は8つのパラメータで記述されている。

特に、1次元構造に対しては、1つの複素数 $Z$ (2つのパラメータ)を用いて、以下のように記述される。

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & Z \\ -Z & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \end{pmatrix} \quad (2)式$$

また、2次元構造に対しては、座標系を構造の走向方向 $\theta$ にとれば

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & Z_{xy} \\ Z_{yx} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \end{pmatrix} \quad (3)式$$

となり、2つの複素数 $Z_{xy}$ ,  $Z_{yx}$ と1つの $\theta$ (5つのパラメータ)で記述される。

従来の方法(Swiftの方法)は、観測された(1)式のインピーダンスに対して座標回転を行って(3)式の形に近づけようとするものである。

4つのインピーダンスの代わりに、以下の4つの基底で書き直すと座標回転が記述しやすい。

$$\begin{aligned} 2Z = & \alpha_0 \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + \alpha_1 \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} + \alpha_2 \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \\ & + \alpha_3 \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (4)式$$

もとの座標系を時計周りに $\theta$ だけ回転させた座標系に関する変数をダッシュを付けて示すと

$$2Z' = R^{-1} 2ZR \quad (5)式$$

ただし、

$$R = \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (6)式$$

$$\begin{aligned} 2Z' = & \alpha'_0 \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + \alpha'_1 \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} + \alpha'_2 \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \\ & + \alpha'_3 \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (7)式$$

ここで、

$$\alpha'_0 = \alpha_0 \quad (8-1)式$$

$$\alpha'_1 = \alpha_1 \cos \theta - \alpha_3 \sin \theta \quad (8-2)式$$

$$\alpha'_2 = \alpha_2 \quad (8-3)式$$

$$\alpha'_3 = \alpha_3 \cos \theta + \alpha_1 \sin \theta \quad (8-4)式$$

これからわかるように $\alpha_0$ および $\alpha_2$ は回転不変量である。2次元構造であれば、回転後に、 $Z'$ は非対角成分のみからなり、 $\alpha'_0 = \alpha'_3 = 0$ となることが期待される。適切な $\theta$ を選んで、対角成分に寄与している $\alpha'_0$ ,  $\alpha'_3$ をゼロに近づけたいが、 $\alpha'_0$ は回転不変であるので、Swiftの方法では、対角成分の残りである $\alpha'_3$ の絶対値が最小になるように回転角 $\theta$ を決める。もし $\alpha_1$ と $\alpha_3$ とが同位相あるいは逆位相ならば、 $\theta = \tan^{-1}(-\alpha_1 / \alpha_3)$ において $\alpha'_3 = 0$ とすることができる。そうでない場合には、最小となる角度 $\theta$ は、

$$4\theta = \tan^{-1} \left( \frac{2 \operatorname{Real}(\alpha_1^* \alpha_3)}{|\alpha_1|^2 - |\alpha_3|^2} \right) + n\pi \quad (9) \text{式}$$

から求められる。

これらパラメータのうち、2つの非対角成分のインピーダンス  $Z'_{xy} = (\alpha_1' - \alpha_2')/2$ ,  $Z'_{yx} = (\alpha_1' + \alpha_2')/2$  から、それぞれ TE モード TM モードの見掛比抵抗と位相とを算出し、座標回転角  $\theta$  を構造の走向方向として、2次元解析がなされるのが普通である。このとき3次元性の指標として skew ( $= \alpha_0 / \alpha_2$ ) 及び ellipticity ( $= \alpha_3' / \alpha_1'$ ) を用いる。

skew や ellipticity が大きい場合には、この方法から推定される非対角成分のインピーダンスは、不適切であり、2次元解析に用いることができない。後に示すように、非対角成分のインピーダンスの実部と虚部(見掛比抵抗と位相)との間の分散関係も崩れてしまうことがある。インピーダンス解析の方法について、Swiftの方法と異なるパラメータ化が必要となる。

Swift 以外の方法としては、2つの方法がある。一つは、インピーダンスを、電場と磁場を2組の固有状態(固有ベクトル)分解する数学的な方法(Eggers, 1982; LaToracca *et al.*, 1986; Spitz, 1985; Yee and Paulson, 1987)である。もう一つは、インピーダンスを、広域的な電磁場の応答と表層付近の電場の擾乱とに分解する物理的な方法(Bahr, 1988; Groom and Bailey, 1989, 1991; Groom and Bahr, 1992)である。後者の方が、物理的な意味づけが容易であり、本稿では特に Groom and Bailey (1989, 1991)の記述に従った。

### 3. Groom and Bailey のパラメータ

Groom and Bailey (1989)では、Swiftの方法とは異なり、座標回転後に、

$$Z = C Z_{2d}$$

$$Z = \begin{pmatrix} C_1 & C_2 \\ C_3 & C_4 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & Z_a \\ -Z_b & 0 \end{pmatrix} \quad (10) \text{式}$$

という形になるようにする。ただし、ここで  $C_1$  は実数である。(10)式のマトリックス  $Z_{2d}$  は純粋な2次元電磁応答を表現し、マトリックス  $C$  は、実数であるので、電磁場の位相は変えないが、その向きと大きさを表す擾乱を表す。マトリックス  $C$  は、観測される探査深度よりも浅い表層の構造による影響を表していると考えられる。

特に、 $C$  がスカラー  $g$  であれば、

$$Z = g Z_{2d} \quad (11) \text{式}$$

となり、スカラー  $g$  は、いわゆる static distortion のファクターとなる。

$C$  は  $2 \times 2$  マトリックスであるから、(4)、(7)式の4つの基底で展開できる。ここでは、後述するように物理的な意味を考えて、それらの和の代わりに、次の4つのマトリックスの積で考える。

$$G = g \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (12a) \text{式}$$

$$A = I + s \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1+s & 0 \\ 0 & 1-s \end{pmatrix} \quad (12b) \text{式}$$

$$T = I + t \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & -t \\ t & 1 \end{pmatrix} \quad (12c) \text{式}$$

$$S = I + e \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & e \\ e & 1 \end{pmatrix} \quad (12d) \text{式}$$

$G$  は、先に述べたように static effect を表す部分であり、電場を等方的に  $g$  倍するオペレータである。 $A$  は、2つの主軸方向に電場をそれぞれ  $(1+s)$ ,  $(1-s)$  倍するオペレータである。 $T$  は、回転行列と似ており、電場を  $\tan^{-1}(t)$  だけ時計周りに回転させるオペレータである。 $t$  を twist と呼ぶ。 $S$  は、電場を2つの主軸と主軸との間の45度の角度に集中されるオペレータである。 $e$  を shear と呼ぶ。 $G, A, T$  は、常に正則で、すべて直交変換である。これに対し、 $S$  は直交変換ではなく、 $e = -1$ ,  $+1$  の場合に、正則行列ではなくなる。

これによって  $C = GTSA$  と書くことができる。よって、ある座標系で測定されたインピーダンス  $Z$  は、適切な座標回転後に  $C Z_{2d}$  の形になるのであるから、以下のように書ける。

$$Z = R(\theta) \cdot C \cdot Z_{2d} \cdot R(-\theta)$$

$$= R(\theta) \cdot G \cdot T \cdot S \cdot A \cdot Z_{2d} \cdot R(-\theta) \quad (13) \text{式}$$

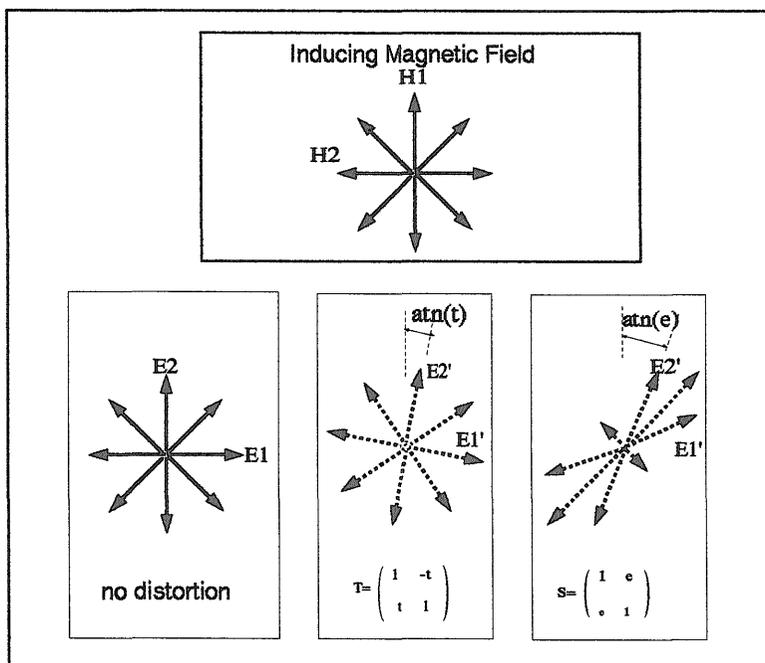
static shift のオペレータ  $G$  と、異方性のオペレータ  $A$  は、 $Z_{2d}$  と独立に求めることができない(Groom and Bailey, 1989)で、

$$Z'_{2d} = \dot{G} A Z_{2d} \quad (14) \text{式}$$

とにおいて、結局

$$Z = R(\theta) \cdot T \cdot S \cdot Z'_{2d} \cdot R(-\theta) \quad (15) \text{式}$$

となる。すなわち、インピーダンス  $Z'_{2d}$  と、 $t$ (twist)と  $s$ (shear)との計7パラメータで記述される。純粋な2次元電磁応答( $Z_{2d}$ )をとり出すためには、 $Z'_{2d}$  から、局所的な異方性( $A$ )、および site gain (static shift) ( $G$ )の部分を分離しないと行けない。しかし、一測点、一周波数の観



第 1 図 twist(t)とshear(e)の物理的意味

Fig. 1 Physical meanings of twist(t) and shear(e).

測されたインピーダンスからこれらを一意的に求めることはできない。しかしながら、A と G とはインピーダンスの 4 成分の間の位相には影響しないことを考えると、 $Z'_{2d}$  では純粋な 2 次元電磁誘導の位相を取り出せている。本稿では、 $Z'_{2d}$  の形を求めることまでを検討することとし、以降  $Z'_{2d}$  を 2 次元応答と呼ぶことにする。

観測されたインピーダンスを(15)式の形にすることによって、2 次元応答と擾乱とが分離できることになる。

(15)式の T および S の物理的な意味を第 1 図に示す。簡単のため、

$$Z_{2d} = Z_{1d} = \begin{pmatrix} 0 & Z \\ -Z & 0 \end{pmatrix} \quad (16) \text{式}$$

について示す。もし、擾乱がなければ、磁場と電場は、等方的で、2 つの直交する磁場(H1, H2)に対する電場(E1, E2)も直交する。インピーダンスに T をオペレートすると、電場は  $\tan^{-1}(t)$  だけ回転するため、(H1, H2)に対応する電場は(E1', E2')に振じ曲げられている。T は直交変換なので、E1', E2' の直交性は保たれる。インピーダンスに S をオペレートすると、電場は、2 つの主軸の間に向かって集中する。E1', E2' は、もとの位置からそれぞれ  $\tan^{-1}(e)$ 、 $-\tan^{-1}(e)$  だけ回転する。S は、直交変換

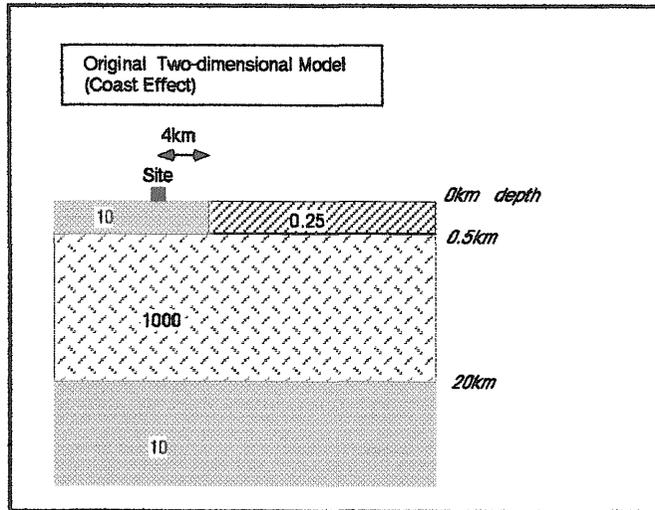
ではないので E1', E2' は直交しない。特に、 $e=1, -1$  の時には、2 つの独立だった電場は、1 方向のみにしか存在しなくなる(Zhang *et al.*, 1987 の場合)。このときマトリックス S は、ランクが 1 になっている。

実際のデータにこの方法を適用する前に、まず、フォワード問題において T と S の影響を考察する。

#### 4. フォワード問題

まずあるモデルについて、純粋な 2 次元応答を計算し、得られたインピーダンスに対して典型的な t, e を与えて、インピーダンスを合成した。さらに、それを Swift の方法でパラメータ化して、従来の方法によるどのような応答として捉えられるか考察した。

用いたのは、第 2 図のような海岸線から 4km の地点で、地表から 500m まで 10ohm-m、20km まで 1000 ohm-m、基盤が 10ohm-m の場合である。海は深さ 500m、比抵抗 0.25ohm-m とした。distortion の無い場合( $t=0, e=0$ )には、第 3 図(a)に示すように TE モード(□)、TM モード(■)の見掛比抵抗は 1Hz 以下で、coast effect によって大きな異方性を示す。位相も同様に第 3 図(b)のように周波数 10Hz 以下で異方性を示す。このモデルでは、走向方向を北向きとするので、distortion が



第2図 forward計算に用いた2次元モデル

Fig. 2 A two-dimensional model used for forward calculation.

無い場合にはSwiftのstrikeは、全周波数にわたり0である(第3図(c)). 当然, skewも0である(第3図(d)).

### (1) twistの効果

まず, twistのみ考える.  $t=0.5, e=0$ の場合, 従来のSwiftのパラメータは, どのようになるであろうか. 第3図(a), (b)の○●で示すように, 見掛比抵抗, 位相とも影響は小さいが, strike(第3図(c))は, 2次元構造の主軸方向から $1/2 \tan^{-1}(0.5)$  radian (=13.28度)だけシフトしている. またskew(第3図(d))も0.5となる.

$t=5, e=0$ の場合, 第3図(a)の▲△で示すように, 見掛比抵抗は, 2つのモードとも元のTMモード曲線より上側に行ってしまう. 位相は, 第3図(b)の▲△で示すように, 通常の位相のあるべき範囲を越えてしまう. TMモード(▲)は, 高周波数で0度以下になり, また, TEモード(△)では, 周波数5Hz以下で位相が90度を越えている. Swiftのパラメータは, 広域的な2次元応答を取り出せない. strike(第3図(c)▲)は, 2次元構造の主軸方向から $1/2 \tan^{-1}(5)$  radian (=39.35度)だけシフトしている. またskew(第3図(d)▲)も0.5となる.

twistが大きい場合には, Swiftの方法による見掛比抵抗, 位相の値は, 誤った構造の推定につながる.

### (2) shearの効果

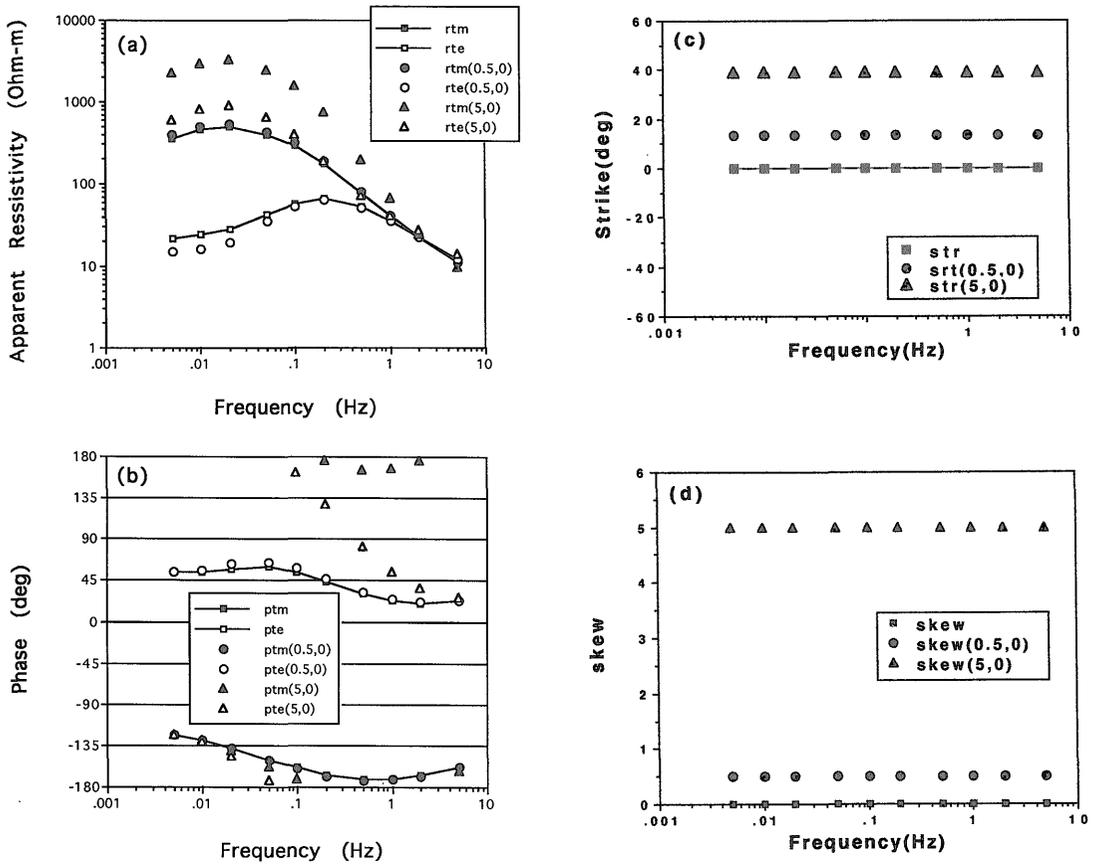
$e=0.5, t=0$ の場合, Swiftの方法による見掛比抵抗, 位相, strike, Skewの値を, 第4図(a)–(d)に○●で示した. 見掛比抵抗は第4図(a)にあるように, distortionが無い場合の曲線(□■)をそれぞれ上下に平行移動した形になっている. また, 位相(第4図(b)○●)は, distortion

が無い場合(□■)とほとんど変わらない. すなわち, 見掛比抵抗及び位相はあたかもstatic distortionが加わった曲線のように見える. 第4図(c)●のように, strikeは, 周波数依存性を示し, 本来の構造による異方性の小さい高周波数側では-45度を示し, 低周波数に向かって-20度に収束する. skewは, 異方性の小さい高周波数側ではほぼ0であるが, 低周波数になるにつれ大きくなる.

### (3) twistとshearとがある場合.

$t=5, e=0.5$ の場合, Swiftの方法による見掛比抵抗, 位相, strike, skewの値を, 第4図(a)–(d)に▲△で示した. 見掛比抵抗曲線(第4図(a)▲△)は, shearが無い場合の曲線(第3図(a)▲△)をさらに上下に平行移動したものに近い. 位相(第4図(b))については, TMモード(▲)は本来の2次元応答に近いが, TEモード(△)の位相が本来の象限(0–90度)から180度ずれた象限に入ってしまった. これは, 一見電場の一成分の極性を反対にしまったために起きたエラーの場合に似ている. strikeについては, 第4図(c)▲のように, twistが無い場合のstrike(●)を $1/2 \tan^{-1}(5)$ だけシフトしたものになっている. skewは, 第4図(d)▲のように周波数依存性を持っている.

以上のように, distortionパラメータが小さいときには, Swiftの方法でも本来の2次元応答に近い見掛比抵抗や位相を求められるが, その場合でもSwiftによるstrikeの推定は, 正しくならない. distortionパラメータが大きい場合には, もとの見掛比抵抗曲線は, 形を保ったまま値がシフトしたり, 形さえも全く異なってし



第3図 第2図の2次元構造に対する応答に対して、twistによるdistortionを加え、さらにSwiftの方法で解析した場合の、(a) 見掛比抵抗、(b) 位相、(c) strike direction、(d) skewのグラフ  
 Fig. 3 (a) Apparent resistivity, (b) phase, (c) strike direction, (d) skew obtained after applying the Conventional (Swift) method to the regional 2-d data (in Fig. 2) which are distorted by twist.

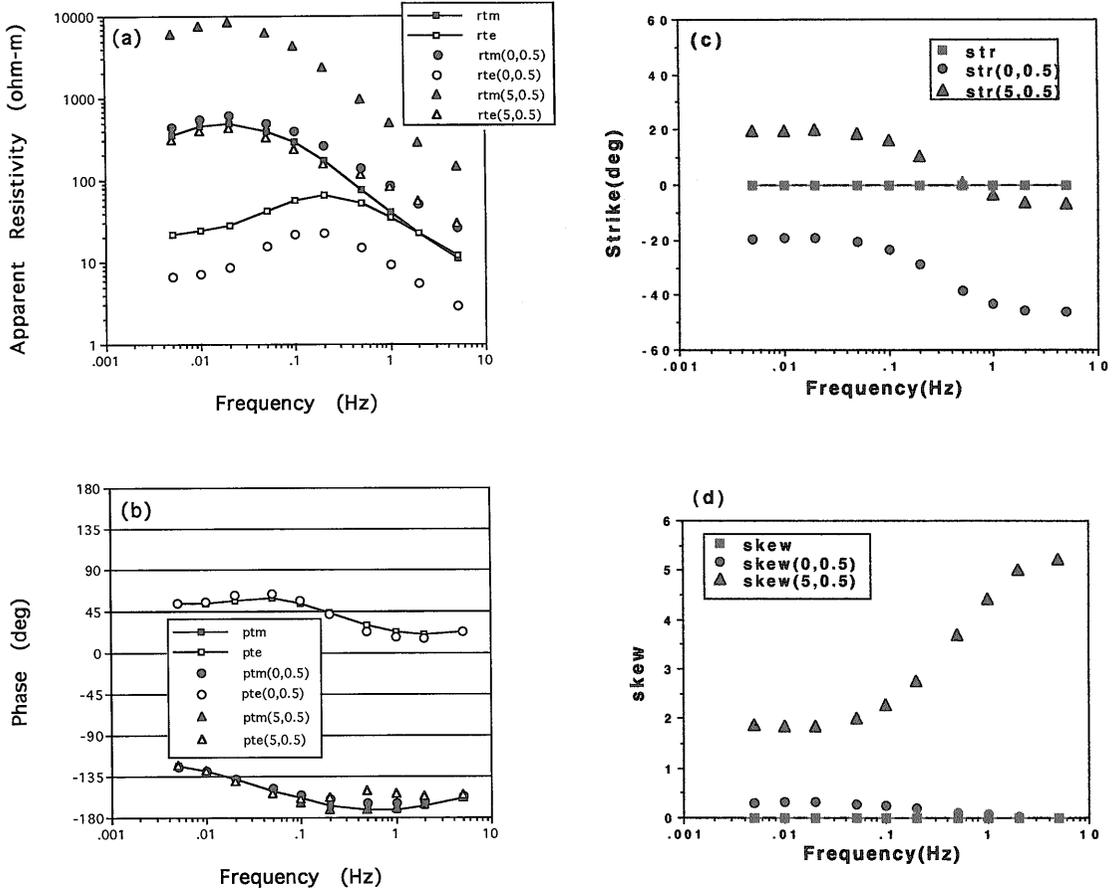
まうこともある。位相も、見掛比抵抗との間の分散関係を満たさなくなることがある。さらに、distortionがあっても従来の3次元指標(skew)が小さくなることもある。これらのことは、distortionが存在するときには、Swiftの方法が無力になることを示している。

5. フィールドデータの Groom-Bailey 分解

1992年に南部北上山地を横断するMT法測定を行なった。測点は全14点で、フェニックス社V5-MTシステムを用いて周波数300Hzから0.0002Hzにわたるデータを取得した。多くの測点において、特に1Hz以下の低周波数領域でskewが1を越えるような3次元性の強いデータが取得された。中には高周波数から、異常

な位相を示す測点もある。

これらのデータのうちで、早池峰構造帯の北東縁で取得された測点109のデータについて、Groom-Bailey分解を行った例を示す。この測点の見掛比抵抗曲線は、第5図のrte, rtmに示すように、高周波数で、1.5decade程度離れて互いに平行であり、一見「スタティック効果」によるものではないかと想像させてしまう。(しかし、これは後述するように、そうではなく、shearによるものである。) また、位相については、第6図のpte, ptmに示すように、TEモードでは位相が0から90度の間にあるが、TMモードの位相は、1Hz以下ではあるべき範囲(-180から-90度)を越えてしまっている。このままのデータでは、通常の2次元解析に使用できない。



第4図 第2図の2次元構造に対する応答に対して、shear及びtwistによるdistortionを加え、さらにSwiftの方法で解析した場合の、(a) 見掛比抵抗、(b) 位相、(c) strike direction、(d) skewのグラフ  
 Fig. 4 (a) Apparent resistivity, (b) phase, (c) strike direction, (d) skew obtained after applying the Conventional (Swift) method to the regional 2-d data (in Fig. 2) which are distorted by shear and twist.

このデータを Groom-Bailey 分解した例をつぎに示す。計算は、実際の観測されたインピーダンス  $Z_{ij}$  と、Groom-Bailey の理論値とが一致するように、インバージョンを行った。Jacobian 行列は、容易に書けるが、問題は非線形である。観測されたインピーダンスの標準偏差の逆数を方程式の重みとして用いる。すなわち、

$$W_{ij} (Z_{ij}^{obs} - Z_{ij}^{cal}) = W_{ij} A_{i,j,k} \delta P_k \quad (17) \text{ 式}$$

ここで  $W_{ij}$  は、インピーダンス  $Z_{ij}$  の標準偏差の逆数であり、 $A_{i,j,k}$  はヤコビ行列、 $P_k$  は Groom-Bailey のパラメータである。1周波数あたり、各インピーダンスの実部虚部に対して方程式がたてられるので、方程式の数は合計8である。これに対し、Groom-Bailey のパラメー

タは1周波数あたり7個( $Z_a$ の実部虚部、 $Z_b$ の実部虚部、 $t$ ,  $e$ , 走向)であるので、パラメータを安定に求めることが難しい。

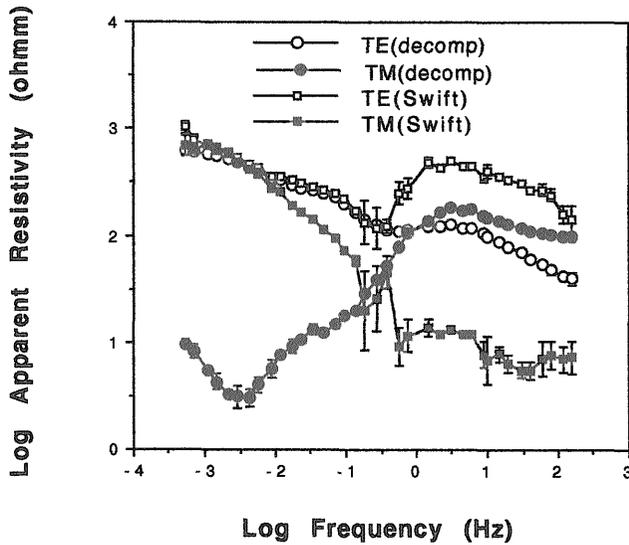
本研究では、測点の全周波数帯域にわたって、Groom-Bailey のパラメータが、スムーズに変化するという拘束条件をつけた。すなわち、

$$P_k^{m+1}(f_n) - P_k^{m+1}(f_{n-1}) = 0 \quad (18) \text{ 式}$$

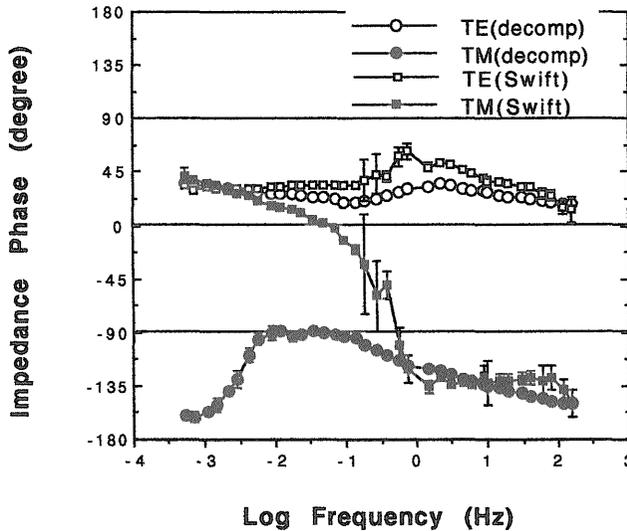
よって、 $P_k^{m+1} = P_k^m + \delta P_k^m$ なので

$$\delta P_k^m(f_n) - \delta P_k^m(f_{n-1}) = P_k^m(f_n) - P_k^m(f_{n-1}) \quad (19) \text{ 式}$$

となる。ここで、 $m$  は計算の反復回数を表し、 $n$  は周波数の並びをあらわす。これによって、第  $m+1$  回目のパ



第 5 図 北上山地早池峰構造帯の北東縁(測点ktk-92-009a)で取得された見掛比抵抗データ  
 decompはGroom-Bailey分解の結果であり, Swiftは, Swiftの方法による見掛比抵抗。  
 Fig. 5 Decomposed apparent resistivity data obtained at site 'ktk-92-009a' which is located at the northeastern edge of the Hayachine Structural zone in the Kitakami mountains. 'decomp' and 'Swift' denote Groom-Bailey decomposed data and conventional (Swift) data.



第 6 図 測点ktk-92-009aで取得された位相データ  
 decompはGroom-Bailey分解の結果であり, Swiftは, Swiftの方法による位相。  
 Fig. 6 Decomposed phase data obtained at site 'ktk-92-009a'. 'decomp' and 'Swift' denote Groom-Bailey decomposed data and conventional (Swift) data.

ラメータは、隣り合う周波数でスムーズになる。この式の右辺を二乗したものは、パラメータの粗さを意味している。(17)式の二乗(misfit)と(19)式の二乗(roughness)との和が最小になることが望ましい。これらをトレードオフするパラメータを  $\mu$  とすると、最小とすべきものは、

$$(\text{mingsfit}) + \mu (\text{roughness}) \rightarrow \min \quad (20) \text{式}$$

である。ここでは、最適な  $\mu$  を決めるために、ABIC (光畑, 1992; 内田, 1992)が最小となるようにした。ただし、Groom-Bailey のパラメータのうち、 $t, e$  は無次元、 $\theta$  は radian,  $Z_a, Z_b$  は mv/km の次元を有するので、それぞれについて別々の超パラメータ  $\mu(\mu_1, \mu_2, \mu_3)$  を用いた。ABIC を最小とする超パラメータの値は、シンプレックス法を利用して検索した。

また、実際の計算では、隣接する周波数において、インピーダンスが等しいのではなく、インピーダンスを、周波数の平方根で割ったものがスムーズになると置くほうが自然(見掛比抵抗と位相が、隣り合う周波数で連続になるから)であるので、Groom-Bailey のパラメータの  $Z_a, Z_b$  の代わりに

$$\frac{Z_a}{\sqrt{f}} \frac{Z_b}{\sqrt{f}} \quad (21) \text{式}$$

を用いた。

インバージョンの初期値は、各周波数ごとに次の方法で求めた。まず Bahr (1988)の方法(1)あるいは(2)の方法

で regional strike を計算する。次いで Groom-Bailey (1989)によって  $t(\text{twist}), e(\text{shear}), Z_a, Z_b$  を推定した。ここで2組の有りうる解のうち、 $e$  は絶対値が1を越さない方の組を選んだ。

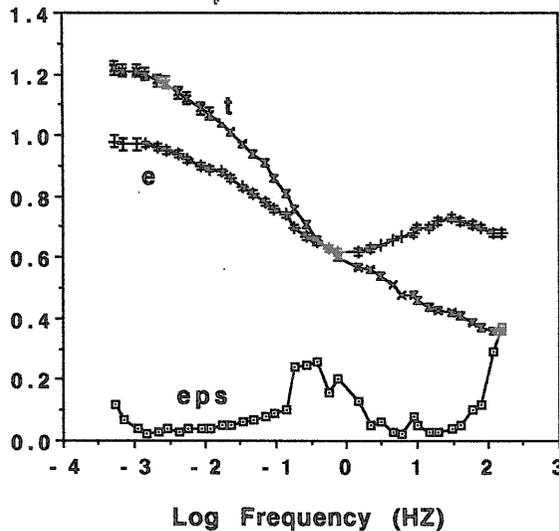
測点109 に対して行った解析例を示す。第5図にあるように、見掛比抵抗曲線は、Swiftの方法とは、かなり異なった結果が得られた。第6図のように、位相は、Swiftの方法では異常な象限に入ってしまったものが、正常な範囲にある。Groom-Bailey のパラメータのうち、 $t, e$  を第7図に示す。 $e$  は、0.7から0.9の狭い範囲に存在するのに対し、 $t$  は0.4から1.2の範囲で大きくかわる。Groom-Bailey のモデルに対する rms 値( $\text{eps}$ , (17)式の自乗和)は、ほぼ0.1以下であり、もともとデータの誤差の大きい0.1-1Hzの範囲でもたかだか0.3である。

走向について、第8図に示す。Groom-Bailey のパラメータ  $\theta(\text{regional strike})$  は、高周波数側で-45度で、低周波数に向けてスムーズに変化し-75度に至る。-75度はほぼ早池峰構造線の走向に等しい。

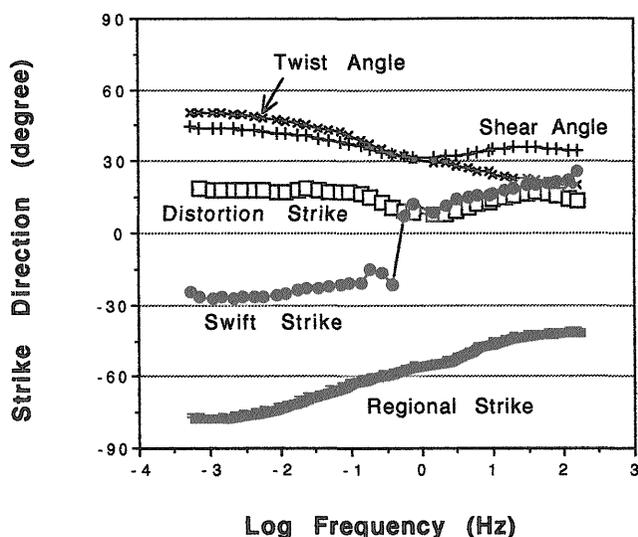
電場の卓越方向( $\text{distortion strike}$ )は、regional strike に twist angle と shear angle を加えたものであり、

$$\text{distortion\_strike} = \theta + \tan^{-1}(t) + \tan^{-1}(e)$$

である。第8図に示すように、distortion strike は、全周波数範囲でほぼ15度に固定されている。これは実際にこの測点の周囲の地形と対応している。この測点では、



第7図 測点ktk-92-009aのGroom-Bailey分解で得られたtwist( $t$ )とshear( $e$ )の値。さらに、Groom-Bailey分解の残差 $\text{eps}$ も示した。  
Fig. 7 Twist( $t$ ) and shear( $e$ ) obtained at site 'ktk-92-009a' after decomposition. Residual error ( $\text{eps}$ ) is also shown.



第8図 測点ktk-92-009aのGroom-Bailey分解で得られた広域的な電磁誘導場の走向(regional strike)と、測点における電場の卓越方向(distortion strike)と、Swiftの方法による走向(Swift strike)  
 Fig. 8 Regional strike. distortion strike obtained at site 'ktk-92-009a' after decomposition. Conventional strike (Swift strike) is also shown.

北から東向きに15度の方向に谷が発達している。この谷を埋める低比抵抗な sediment fill が電流を一方方向に拘束していることがわかる。

このように Groom-Bailey の方法によって、非常に distortion を強く受けたデータから、広域的な電磁誘導と、局所的な電場の distortion とを分離することができる。一見3次元的に見えるデータも、2次元応答と、表層付近の電場擾乱とに分離できることが示された。

### 6. ま と め

Groom-Bailey の方法によって、distortion を強く受けたデータから、広域的な電磁誘導と、局所的な電場の distortion とを分離することができる。これによって、3次元性の強いデータから、2次元的な電磁誘導の部分を取り出すことができることがわかった。これによって、2次元解析で解決できるデータがふえる。と同時に、一見3次元性の弱い(skew が小さい)データも、Groom-Bailey 分解を行うことによって、実は distortion が強いこともありえるので、この方法を用いて既存のデータを吟味しなおす必要があると思われる。

### 参 考 文 献

Bahr, K. (1988) Interpretation of the magnetotelluric impedance tensor: regional

induction and local telluric distortion, *J. Geophys.*, 62, 119-127.

Eggers, D. W. (1982) An eigenstate formulation of the magnetotelluric impedance tensor, *Geophysics*, 47, 1204-1214.

Groom, R. W. and Bailey, R. C. (1989) Decomposition of magnetotelluric impedance tensors in the presence of local three-dimensional galvanic distortions, *J. Geophys. Res.*, 94, 1913-1925.

——— and —— (1991) Analytic investigation of the effects of near-surface 3D galvanic scatterers on MT tensor decompositions, *Geophysics*, 56, 496-518.

Pridmore, D. F., Hohmann, G. W., Ward, S. H. and Sill, W. R. (1981) An investigation of finite element modeling for electrical and electromagnetic data in three-dimensions, *Geophysics*, 46, 1009-1024.

Madden, T. R. and Mackie, R. L. (1989) Three dimensional magnetotelluric modeling and inversion, *proceedings of the IEEE*, 77: 318-333.

Park, S. K., Orange, A. S. and Madden, T. R.

- (1983) Effects of three-dimensional structure on magnetotelluric sounding curves, *Geophysics*, 48: 1402-1405.
- LaToracca, G. A., Madden, T. R. and Korringa, J. (1986) An analysis of the magnetotelluric impedance tensor for three-dimensional structures, *Geophysics*, 51, 1819-1829.
- Lee, K. H., Pridmore, D. F. and Morrison, H. F. (1981) A hybrid three-dimensional electromagnetic modeling scheme, *Geophysics*, 46: 796-805.
- 光畑裕司(1992) ABIC 最小化法による MT データの平坦化制約条件付き 1 次元インバージョン, 地磁気観測所技術報告, 第 32 巻特別号, p. 173-179.
- 内田利弘(1992) 比抵抗 2 次元インバージョンの安定化について, 地磁気観測所技術報告, 第 32 巻特別号, p. 180-188.
- Ting, S. C. and Hohmann, G. W. (1981) Integral equation modeling of three-dimensional magnetotelluric response, *Geophysics*, 46: 192-197.
- Spitz, S. (1985) The magnetotelluric impedance tensor properties with respect to rotations, *Geophysics*, 50, 1610-1617.
- Swift, C. (1967) A magnetotelluric investigation of an electrical conductivity anomaly in the south western United States, *Ph. D. thesis, M. I. T., Cambridge, Mass.*
- Groom, R. W. and Bahr, K. (1992) Corrections for near surface effects: Decomposition of the magnetotelluric impedance tensor and scaling corrections for regional resistivities: A tutorial, *Surveys in Geophysics*; 13, 341-379.
- Yee, E. and Paulson, K. V. (1987) The canonical decomposition and its relationship to other forms of magnetotelluric impedance tensor analysis, *J. Geophys.*, 61, 173-189.
- Zhang, P., Roberts, R. G. and Pederson, L. B. (1987) Magnetotelluric strike rules, *Geophysics*, 51, 267-278.

(受付: 1994 年 1 月 21 日; 受理: 1994 年 11 月 8 日)