

ELF-MT法における基礎的問題

—異方性大地上での source field polarization の影響について—

建設企画コンサルタント 茂木 透
京都大学教養部 住友則彦
神戸学院大学 大塚成昭

1. はじめに

MT法によって得られる見かけ比抵抗値は、異方性大地の場合、source field polarization(以下 s. f. p と略記する)によってその値が変動することが知られている^{1), 2)}ここでは、s. f. p の影響について、具体的な計算例を示した上で、花折断層において得られたデータを解析した結果を報告する。また、今後 ELF-MT法を用いて大地の見かけ比抵抗の時間的変化を調べる際の最適な測定方法についても述べる。

2. 異方性大地上での MT インピーダンス

大地を構成している岩石には、多くの場合、その組織や割れめの方向性によって生ずる比抵抗の異方性がある。^{3), 4)}一方、このような微視的異方性の他に、大地中の比抵抗が水平方向や垂直方向に変化している場合、たとえば、水平多層構造や断層破碎帯のような異なった比抵抗層の存在、さらに、急峻な山や谷の存在などは、それらによって地電流の流れが拘束されるために見かけ上異方性を生じる。⁵⁾これらは、大地を巨視的にみた場合、異方性と考えられることであり、巨視的異方性といわれている。これら両方の異方性を考えると、大地は多くの場合異方性があることになる。

O'Brien and Morrison⁶⁾は、異方性の大きさや方向が両方共深さ方向に変化している水平多層異方性大地に対して、地表での水平磁場、電場成分を求めた。その計算は大変に複雑であるから、ここでは、Rankin and Reddy¹⁾に従って、一層の異方性大地に対して地表での水平磁場、電場成分を求めた。

いま、第1図に示したように、異方性大地上で、 x 、 y 方向を測定方向とし、それに対して大地の異方性の主軸①の方向が x 軸と θ の角をなすものとする。 x 、 y それぞれの方向で測定される磁場、電場から求められる見かけ比抵抗は、

$$\left. \begin{aligned} \rho_a [xy] &= \frac{1.26 \times 10^5}{f} \left| \frac{E_x}{H_y} \right|^2 \\ \rho_a [yx] &= \frac{1.26 \times 10^5}{f} \left| \frac{E_y}{H_x} \right|^2 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(1)$$

である。ここに f は周波数であり、他の量の単位は MKSA 単位系とする。一方、測定される磁場、電場成分は、異方性の主軸①および②方向での磁場、電場成分によって次式のように表わされる。

$$\frac{E_x}{H_y} = \frac{E_1 \cos \theta - E_2 \sin \theta}{H_1 \sin \theta + H_2 \cos \theta} \dots\dots\dots(2)$$

$$\frac{E_y}{H_x} = \frac{E_1 \sin \theta + E_2 \cos \theta}{H_1 \cos \theta + H_2 \sin \theta} \dots\dots\dots(3)$$

また、source 磁場 H の polarization が x 軸に対して φ の角をなすとすれば、異方性の主軸方向①および②の磁場成分 H_1, H_2 は次のように表わされる。

$$H_1 = -H \cos(\theta - \varphi) \dots\dots\dots(4)$$

$$H_2 = -H \sin(\theta - \varphi) \dots\dots\dots(5)$$

ところで、異方性の主軸方向での磁場と電場との関係が

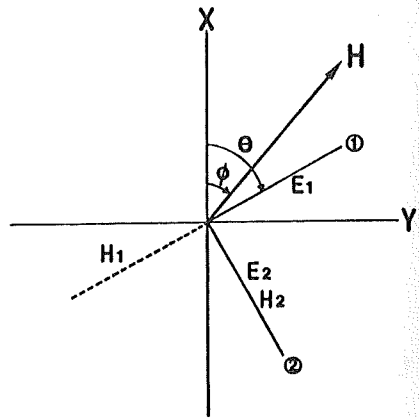
$$E_1 = \gamma_{12} H_2, \quad E_2 = \gamma_{21} H_1 \dots\dots\dots(6)$$

と表わされるとすれば、(2), (3)式に(4), (5), (6)を代入することにより次式が得られる。

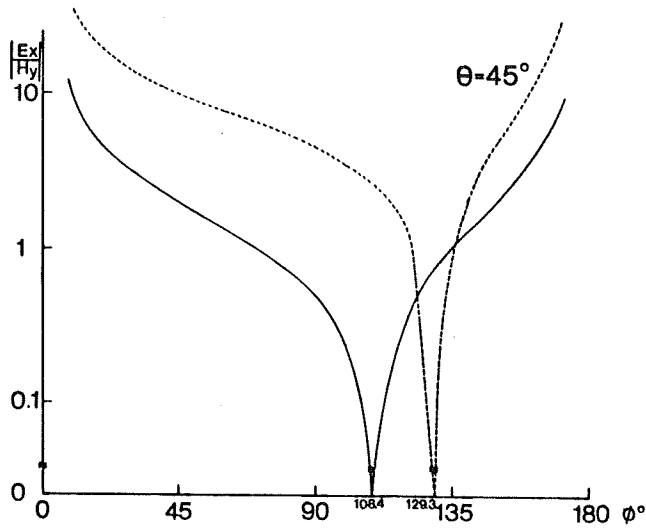
$$\frac{E_x}{H_y} = \frac{-\gamma_{12} \sin(\theta - \varphi) \cos \theta + \gamma_{21} \cos(\theta - \varphi) \sin \theta}{\sin \varphi} \dots\dots\dots(7)$$

$$\frac{E_y}{H_x} = \frac{\gamma_{12} \sin(\theta - \varphi) \sin \theta + \gamma_{21} \cos(\theta - \varphi) \cos \theta}{\cos \varphi} \dots\dots\dots(8)$$

これらの式から明らかなように、特別な場合を除き、 $|E_x/H_y|$ や $|E_y/H_x|$ は、 φ の値、すなわち、 s, f, p によって 0 から ∞ まで変化しうる。その例として、 $\gamma_{12} : \gamma_{21} = 1 : 2$ の場合と、 $1 : 10$ の場合について、 $\theta = 45^\circ$ としたときの $|E_x/H_y|$ の φ による変化のようすを第 2 図に示す。



第 1 図 異方性大地上での磁場成分と電場成分との関係 (①, ②は異方性の主軸の方向)



第2図 s. f. p の方向によるMTインピーダンスの変化
 実線は $\gamma_{12}:\gamma_{21}=1:2$, 破線は $\gamma_{12}:\gamma_{21}=1:10$ の場合

次に, (7), (8)式より, いくつかの特別な場合について, E_x/H_y , E_y/H_x の値のようすを調べる。

(A) $\theta = 0^\circ$ または $\theta = 90^\circ$: 測定方向と異方性の主軸の方向とが一致している場合。

この場合は, $E_x/H_y = \gamma_{12}$, $E_y/H_x = \gamma_{21}$ となり, s. f. p によらず一定である。また, $\theta = 90^\circ$ のときは, $E_x/H_y = \gamma_{21}$, $E_y/H_x = \gamma_{12}$ となる。

(B) $\varphi = 0^\circ$ または $\varphi = 90^\circ$: s. f. p が測定方向と一致するか, または, 直交する場合。

$\varphi = 0^\circ$ の場合, $H_y = 0$ であるから E_x/H_y は不定となり, 一方, $E_y/H_x = \gamma_{12} \sin^2 \theta + \gamma_{21} \cos^2 \theta$ となる。この値だけからは異方性を見分けることは困難である。 $\varphi = 90^\circ$ のときは, 逆に E_y/H_x が不定となる。

(C) $\theta - \varphi = 0^\circ$ または $\theta - \varphi = 90^\circ$: s. f. p と異方性の主軸との方向が一致する場合。

$\theta - \varphi = 0^\circ$ の場合, $E_x/H_y = \gamma_{21}$, $E_y/H_x = \gamma_{21}$ となり, 見かけ上異方性が見られなくなる。また, $\theta - \varphi = 90^\circ$ の場合は, 地表の測定から γ_{12} の値だけが得られる。

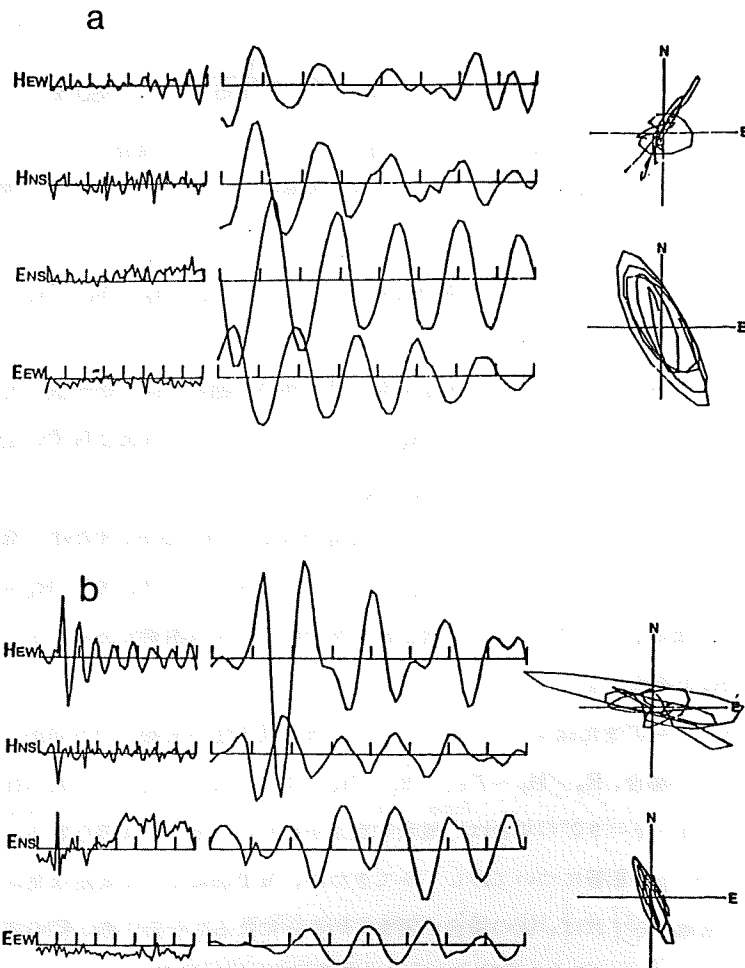
以上, s. f. p の影響について詳しくみてきたが, MT法によって安定な見かけ比抵抗値を得るといふ見地からすれば, (A) の場合が望ましいことになる。一方, (B), (C) の場合や, (7), (8) 式の分子が0になる場合などは望ましくない。従って, MT法によって見かけ比抵抗を求める場合は, s. f. p の影響についても十分に検討しておく必要がある。

以下の2つの節では, 花折断層において得られたデータに対して, source field の特徴

と、そこでの比抵抗異方性を検討した結果を述べる。花折断層付近の比抵抗分布については、⁷⁾半田, 玉田, 住友による報告がある。

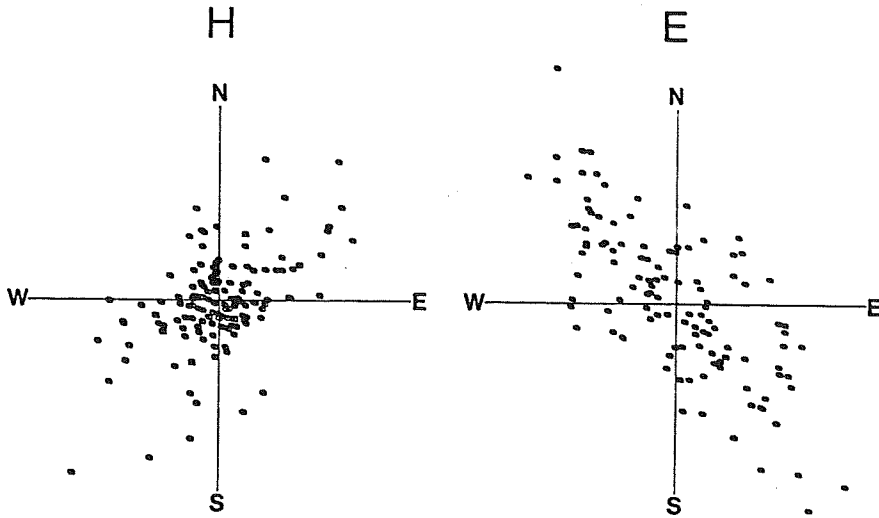
3. Source field polarization

s. f. p の特徴を調べるために、時間領域でのデータにリカーションフィルタ⁸⁾をかけ、対象とする周波数成分のみを抽出した。ここで用いたフィルタの周波数特性は、ゲインが最大値の半分になるバンド幅 Δf と中心周波数 f_0 との比 $\Delta f / f_0 = 0.1$ になるようにした。第3図にこのような処理をした記録例を示す。この記録のフィルタリングの中心周波数は、 7.8 Hz



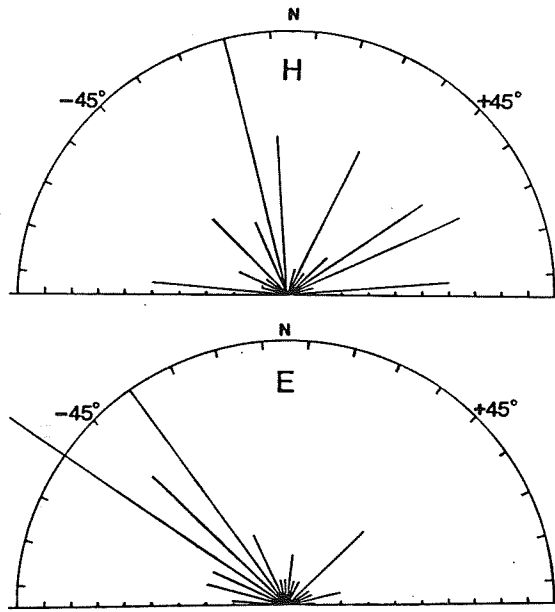
第3図 花折断層での 8 Hz 電場, 磁場の記録例と polarization (中央はリカーションフィルタを通した波形)

である。また、記録のサンプリング時間は10msであり、図に示したひとつのセクションの長さは640msである。第3図では、左側が原波形、中央がフィルタリング後の波形、右側がフィルタリングした後の磁場、電場それぞれの南北成分と東西成分とを合成することによって得られた磁場および電場の軌跡である。2つの例a, bについてpolarizationをみると、電場は、両方共ほぼ同じ方向であるが、磁場は、第3図aではN45°E、同図bではE-Wであり、polarizationに変化がみられる。もっと多くのセクションについてpolarizationを調べたものが第4図である。この図では、ひとつの波の振幅が最大になった時の、振幅と方向と



第4図 磁場と電場のpolarization (電場の大きさは4倍に拡大している。)

をプロットしている。また、この図では、4.8秒毎にセクションを選んでおり、全部で20セクションについて示した。第4図よると、電場については、振幅の大きい波がN45°Wの方向に集中している。一方、磁場は、集中する方向はみられないが、振幅の大きいものがN10°EやN45°Eにめだつ。方向性だけをもう少し明確にみるために、第5図に北半分について、10°毎に頻度分布をとったものを示す。この図からも、電場のN45°W付近への集中は明らかである。一方、磁場は、特に集中する方向はないが、N15°W, N25°~65°E, E-Wなどの方向のものが多し。



第5図 磁場と電場の polarization 方向の頻度分布

4. テンソルインピーダンス

測定地付近の比抵抗の異方性について検討するために、直交する磁場の水平2成分と電場2成分の記録からテンソルインピーダンス Z_{ij} を求めた。テンソルインピーダンスを求める方法は数多くあるが、今回は Vozoff⁹⁾ に従って、次式によって算出した。

$$Z_{xx} = (\langle E_x H_x^* \rangle \langle H_y H_y^* \rangle - \langle E_x H_y^* \rangle \langle H_y H_x^* \rangle) / D \quad (9)$$

$$-Z_{xy} = (\langle E_x H_x^* \rangle \langle H_x H_y^* \rangle - \langle E_x H_y^* \rangle \langle H_x H_x^* \rangle) / D \quad (10)$$

$$Z_{yx} = (\langle E_y H_x^* \rangle \langle H_y H_y^* \rangle - \langle E_y H_y^* \rangle \langle H_y H_x^* \rangle) / D \quad (11)$$

$$-Z_{yy} = (\langle E_y H_x^* \rangle \langle H_x H_y^* \rangle - \langle E_y H_y^* \rangle \langle H_x H_x^* \rangle) / D \quad (12)$$

$$D = \langle H_x H_x^* \rangle \langle H_y H_y^* \rangle - \langle H_x H_y^* \rangle \langle H_y H_x^* \rangle \quad (13)$$

ここに、 $\langle AB^* \rangle$ はクロスベクトル密度のアンサンプル平均値、 $\langle AA^* \rangle$ はパワースベクトル密度のアンサンプル平均値であり、 A^* は A の共役複素数である。スペクトル密度を推定する際には、データ解析区間をいくつかのセクションに分割し、各セクション毎にそれらを FFT (高速フーリエ変換) によって求めた。その際のひとつのデータ長は 640ms (サンプリング時間は 10ms) である。1セクションに対する FFT によるスペクトル密度の相対誤差は、一般にランダム波形に対してはひじょうに大きいと考えられる¹⁰⁾。精度のよいスペクトル

密度を求めるためには、多くのセクションに対する平均値を求める必要がある。必要なセクションの数は信号源の性質によると思われるが、今回のFFT法による推定では、平均をとるセクション数の増加によって、平均スペクトル密度から求められる Z_{ij} の各値が安定することをひとつの目安にした。平均をとるセクション数の増加に伴う Z_{ij} の各値の変化のようすを第6図に示した。この図のデータは7.8 Hz に対するものであるが、この場合には、セクション数が8個を越えると Z_{ij} の値が安定している。

以上のような方法によって、測定座標系 (x, y) に対する Z_{ij} が求められれば、それに対して θ の回転角をもつ他の座標系 (x', y') に対する Z_{ij} は次式で求められる⁹⁾

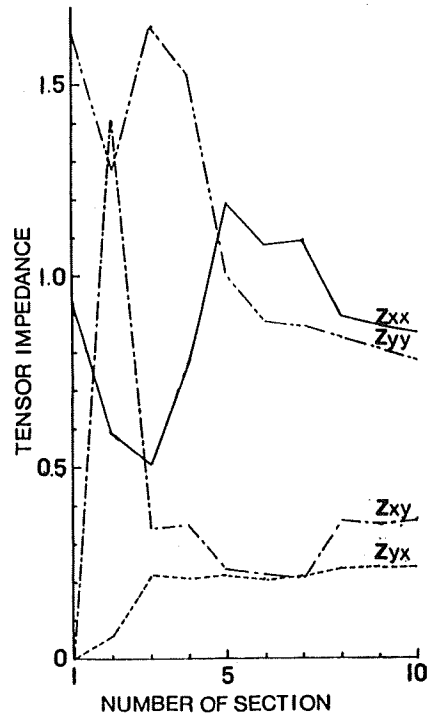
$$2 Z'_{xx}(\theta) = (Z_{xx} + Z_{yy}) + (Z_{xx} - Z_{yy}) \cos 2\theta + (Z_{xy} + Z_{yx}) \sin 2\theta \quad \dots\dots (14)$$

$$2 Z'_{xy}(\theta) = (Z_{xy} - Z_{yx}) + (Z_{xy} + Z_{yx}) \cos 2\theta - (Z_{xx} - Z_{yy}) \sin 2\theta \quad \dots\dots (15)$$

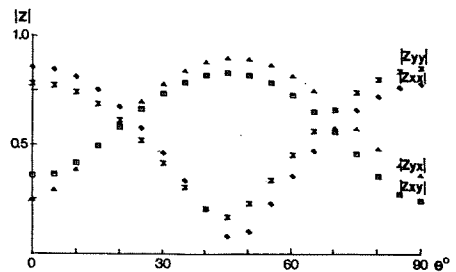
$$2 Z'_{yx}(\theta) = (Z_{yx} - Z_{xy}) + (Z_{xy} + Z_{yx}) \cos 2\theta - (Z_{xx} - Z_{yy}) \sin 2\theta \quad \dots\dots (16)$$

$$2 Z'_{yy}(\theta) = (Z_{xx} + Z_{yy}) - (Z_{xx} - Z_{yy}) \cos 2\theta - (Z_{xy} + Z_{yx}) \sin 2\theta \quad \dots\dots (17)$$

これらの式から求めた、座標軸の回転による Z'_{ij} の値の変化のようすを 5° 毎にプロットしたものを第7図に示す。異方性の主軸の方向は、 Z'_{xy} または Z'_{yx} が最大になる方向である。第7図より、その方向は $\theta = 45^\circ$ であることがわかる。また、第7図によると、 Z'_{xy} と Z'_{yx} との差がわずかである。このようなことが起こるには、この地点が等方性に近いが、または、前に



第6図 平均するセクション数の増加に伴うテンソルインピーダンスの値の変化



第7図 座標軸の回転によるテンソルインピーダンスの変化

2節で述べた(c)の場合のように、source磁場の方向が異方性の主軸の方向と一致したために見かけ異方性が見られなくなったことが考えられる。今回の結果では、 Z'_{xy} 、 Z'_{yx} が θ によって変化することや、s. f. pが平均的にみると、 45° の方向になり、異方性の方向と一致することなどから考えて、実際は異方性があるにもかかわらず、(c)の場合が起ったため Z'_{xy} と Z'_{yx} との差が小さくなったと考えられる。

5. 討論と結論

MTインピーダンスは、2節でみたように、測定方向と異方性の主軸との方向を一致させておけば、s. f. pの影響は避けられる。従って、MT法によって、ある地点で長期観測を行い、見かけ比抵抗の時間的な変化を調べる場合、予め異方性の主軸の方向を求め、それに一致する方向に測定方向をとれば安定したデータが得られるであろう。異方性の方向を決めるためにはテンソルインピーダンスを求める必要がある。その際に、ノイズによるbiasの除去が問題となる。(9)~(13)式を用いた場合、磁場のパワースペクトルにノイズが混入することによって、 Z_{ij} が小さな値になる可能性がある。 Z_{ij} の値をより正しく求めるために、(9)~(13)でH、Eの成分の組合せをかえて Z_{ij} を求め、それらの平均値を算出することによってbiasを除去する方法もある。今回のデータに対しても、ノイズの混入について検討するために今後このような方法を試みる必要があろう。また、FFT法については、今回の1セクションのデータ長が64個であり、周波数の分解能が十分でなかった可能性がある。シューマン共振による信号について考える場合には、データ長を長くして分解能を上げる必要があろう。

今回の報告では、異方性大地上でのMTインピーダンスのs. f. p依存性について計算例を示した上で、花折断層で得られたデータについて、s. f. pや測定地点の異方性について検討した。上に挙げたような未解決の問題が残っているので、今後それらの問題点を検討した上で、さらに多くのデータについて調べ、安定したMT法による見かけ比抵抗値が得られるようにしたい。

参 考 文 献

- 1) D. Rankin and I. K. Reddy, A magnetotelluric study of Resistivity Anisotropy, *Geophysics*, **34**, 438-449, 1969.
- 2) B. R. Lienert, The effect of source field polarization on estimates of the magnetotelluric impedance tensor, *Geophysics*, **45**, 1803-1812, 1980.
- 3) C. Schlumberger and E. G. Leonardon, Some observation concerning electrical measurements in anisotropic media and their interpretation, *Trans. A. I. M. E.*, **110**, 159-182, 1934.
- 4) D. G. Hill, A Laboratory study of electrical anisotropy in precambrian rocks, *Geophysics*, **37**, 1022-1032, 1972.
- 5) E. M. Wescott and V. P. Hessler, The effect of topography and geology on telluric current, *J. G. R.* **67**, 4813-4823, 1962.
- 6) D. P. O'Brien and H. F. Morrison, Electromagnetic fields in an N-layer anisotropic half space, *Geophysics*, **32**, 668-677, 1967.
- 7) 半田駿, 玉田攻, 住友則彦, E L F帯自然雑音を用いた活断層周辺でのMT探査—花折断層(1)—, *九十九地学*, **15**, 50-56, 1980.
- 8) 斎藤正徳, 石井吉徳, 簡単なRecursiveフィルター, *物理探鉱*, **22**, 9-14, 1969.
- 9) K. Vozoff, The magnetotelluric method in the exploration of sedimentary basin, *Geophysics*, **37**, 98-141, 1972.
- 10) 日野幹雄, スペクトル解析, 朝倉書店, P. 172, 1977.
- 11) W. E. Sims, F. X. Jr. Bostick and H. W. Smith, The estimation of magnetotelluric impedance tensor elements from measured data, *Geophysics*, **36**, 938-942, 1971.
- 12) D. W. Kao and D. Rankin, Enhancement of signal to noise ratio in magnetotelluric data, *Geophysics*, **42**, 103-110, 1977.