

# ウェーブレット変換を用いた電磁場応答関数の推定と 地電位差データの信号弁別について

原田 誠<sup>1</sup>, 服部克巳<sup>2</sup>, 伊勢崎修弘<sup>3</sup>, 長尾年恭<sup>1</sup>

1. 東海大学地震予知研究センター
2. 千葉大学海洋バイオシステム研究センター
3. 千葉大学理学部地球科学科

## Wavelet-based Estimation of the Electromagnetic Transfer Functions and Its Application to the Signal Discrimination of ULF Electrical Potential Difference Data

M. Harada<sup>1</sup>, K. Hattori<sup>2</sup>, N. Isezaki<sup>3</sup>, and T. Nagao<sup>1</sup>

1. Earthquake Prediction Research Center, Tokai University
2. Marine Biosystems Research Center, Chiba University
3. Department of Earth Sciences, Faculty of Science, Chiba University

**Abstract** The contamination of external source geomagnetic effects such as the geomagnetic pulsation and storm has been of serious problem for the study of earthquake-related electromagnetic emission in the ULF ( $f \sim 10\text{Hz}$ ) band. The authors developed the effective method to reduce their effects from the electrical potential difference data and magnetic data on the ground. This method is called "Interstation Transfer Function (ISTF) method", which is based on the magnetotelluric and remote reference methods. We applied the continuous wavelet transform instead of the conventional Fourier transform in the whole processes of signal discrimination because of the superiority in the time-frequency resolution of the signals. The Morlet wavelet is used as the mother wavelet in this study. The proposed method has been applied to the electric and magnetic data observed at the ULF electromagnetic sensor array in the Boso Peninsula, Japan. We used the magnetic data obtained at Kakioka Magnetic Observatory, JMA as the remote reference. The accuracy of the estimated transfer functions was quite well, which contributed to the appropriate reduction of the external source effects. The validity of the signal reconstruction was also examined by using the simulated seismic electric signals (SES). The results of the verification indicate that the detection of desired electromagnetic phenomena will be possible regardless of the geomagnetic activities.

## 1. はじめに

地震や火山活動に関連する電磁気現象の検出例が様々な周波数帯域で報告されてきている(例えば, Hayakawa and Molchanov, 2002). 中でも, ULF帯から準直流域( $f < 10\text{Hz}$ )の自然電磁場観測は, 電磁波の表皮深度が地殻活動の発生する深さに匹敵し, 地球内部で発生する電磁放射や電気伝導度の変化を直接的に検出できる可能性を有することから, 地殻活動を監視するための手法として有望視さ

れている.

一方で, ULF帯の地磁気・地電位差データには様々な信号成分が含まれている. 中でも最も大きな変動は, 地球外部を起源とする地磁気変動(地磁気脈動, 地磁気嵐)であり, グローバルスケールで同時に観測される. これに地表での人工ノイズが加わる. 地震に関連する電磁放射は一般にごく微小であり, その他の信号成分との適切な弁別が重要な課題であるとされている.

本論文では, 地磁気・地電位差データから前述の

地球外部起源の地磁気変動とその 2 次的な電磁場変動(併せて, グローバル変動と呼ぶ)を除去するため, 連続ウェーブレット変換を用いたインターステーション応答関数法を提案する. インターステーション応答関数法では, 地表の異なる 2 地点で同時に取得される磁場 3 成分間に成り立つ応答関数(Interstation Transfer Function, 略して ISTF)を求める. ISTF は地下の電気伝導度分布に関する情報を持つので, これまでにもその時間変動や空間分布の調査に利用されてきており(本蔵・小山, 1978; Fujiwara and Toh, 1996), 観測点の周辺域で大規模な地殻変動変化が無い限り, ISTF はほとんど変化しないことが明らかにされている(本蔵・小山, 1978). したがって, ある期間での平均的な ISTF を求めて時間不変を仮定するならば, 人工ノイズレベルの低いリファレンス点の地磁気データと ISTF を利用して, もう一方の観測点におけるグローバル変動のスペクトルを推定できる. したがって, 電磁場観測点における観測値からグローバル変動の推定値を差し引いた残差成分は, 電磁場観測点の周辺での広域の変動および局所の変動で構成されるとみなされる(原田ほか, 2003; Harada et al. 2004a). 著者らはスペクトル解析法として従来のフーリエ変換に替わり, 連続ウェーブレット変換を適用することによって, 所望する電磁気信号の波形の特徴(振幅, 発生時刻, 継続時間等)を維持したままでの弁別が可能であることを示した. さらに, 著者らは MT 法を基礎として地電位差データからもグローバル磁場変動の効果が適切に除去されることを示している(Harada et al., 2004b).

ここでは, インターステーション応答関数法の理論的背景の概略を述べ, 実際に房総半島における地磁気, 地電位差データに適用した結果について紹介する.

## 2. インターステーション応答関数法

### 2.1 インターステーション磁場応答関数

地球磁気圏・電離圏の電磁場変動は, ULF 帯においては数 100~数 1000 km の波長を有するため, 日本のように地磁気中緯度地方では, 近似的に平面波として大気中を伝搬して大地に対して垂直に入射

すると仮定できる(Schmucker, 1970). このとき, 数 100 km 程度の水平距離内に設置された観測点では一様平面波の入力とみなされる. しかし, 大地の電気伝導度構造の不均質性により, 個々の観測点で異なる誘導磁場成分が付加される. そこで, ある観測点で測定される磁場直交 3 成分( $\mathbf{H}_s(\omega)$ )は, 地球超高層起源の変動と大地が水平成層構造をなす場合の誘導磁場との和( $\mathbf{H}_n(\omega)$ )と, 地球内部構造の不均質性に起因する誘導磁場( $\mathbf{H}_a(\omega)$ ), および無相関ノイズ( $\delta\mathbf{H}(\omega)$ )の重ね合わせであると考えられる(Gough et al., 1983). ここで, 各成分はフーリエスペクトルである.

$$\mathbf{H}_s(\omega) = \mathbf{H}_n(\omega) + \mathbf{H}_a(\omega) + \delta\mathbf{H}(\omega) \quad (1)$$

$\mathbf{H}_n(\omega)$  は, 平面波の垂直入射の仮定と大地の水平成層構造の仮定により, 水平 2 成分( $\Delta X_n(\omega), \Delta Y_n(\omega), 0$ )で構成される. さらに,  $\mathbf{H}_a(\omega)$  は  $\mathbf{H}_n(\omega)$  を入力とする誘導磁場変動であるので, 応答関数  $\mathbf{T}(\omega)$  を介して次式で定義する.

$$\mathbf{H}_a(\omega) = \mathbf{T}(\omega) \cdot \mathbf{H}_n(\omega) \quad (2)$$

(1) 式および(2)式をまとめると, 次式に書き換えられる.

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_s(\omega) &= \mathbf{H}_n(\omega) + \mathbf{T}(\omega) \cdot \mathbf{H}_n(\omega) + \delta\mathbf{H}(\omega) \\ &= \mathbf{T}'(\omega) \cdot \mathbf{H}_n(\omega) + \delta\mathbf{H}(\omega) \end{aligned} \quad (3)$$

(3)式を解いて応答関数  $\mathbf{T}'(\omega)$  を求めるためには,  $\mathbf{H}_n(\omega)$  を推定する必要がある. しかし, (1)式から  $\mathbf{H}_n(\omega)$  を分離するのは非常に困難であり, 一般的には人工ノイズレベルの十分に低いリモートリファレンス観測点におけるデータ  $\mathbf{H}_r(\omega)$  を  $\mathbf{H}_n(\omega)$  に代入する方法が採られる.

$$\mathbf{H}_s(\omega) = \mathbf{T}'_{rs}(\omega) \cdot \mathbf{H}_r(\omega) + \delta\mathbf{H}(\omega) \quad (4)$$

ここで,  $\mathbf{T}'_{rs}(\omega)$  は ISTF である. ISTF の推定は,  $\mathbf{H}_s(\omega)$  が無相関ノイズ  $\delta\mathbf{H}(\omega)$  に比べて十分に大きなデータ区間を選んで行われる. ここでは, 地磁気活動度の高い日の夜間データを使用して, 最小二乗法により推定される. 本研究では, リモートリファレンス観測点として, 気象庁地磁気観測所(柿岡)の地磁気データを使用する. 柿岡のデータは良質であり国際的に評価が高い.

## 2.2 インターステーション電磁場応答関数

地球磁気圏・電離圏を起源とする電磁場変動を入力信号とする場合、地上で観測される電場水平成分 ( $\mathbf{E}_s(\omega)$ ) と磁場水平成分 ( $\mathbf{H}_s(\omega)$ ) の間には次の線形関係が成り立つことが知られる (例えば, Cagniard, 1953; Vozoff, 1972).

$$\mathbf{E}_s(\omega) = \mathbf{Z}_s(\omega) \cdot \mathbf{H}_s(\omega) + \delta\mathbf{E}(\omega) \quad (5)$$

ここで,  $\delta\mathbf{E}(\omega)$  は無相関成分を表す.  $\mathbf{Z}_s(\omega)$  は電磁場応答関数 (インピーダンス) と呼ばれ,  $2 \times 2$  の複素テンソルで表される.  $\mathbf{Z}_s(\omega)$  は観測点直下の電気伝導度構造に関する情報を有することから, 電磁探査に広く利用されている (例えば, Vozoff, 1972).

電磁場データに人工ノイズが含まれていると, 電磁場応答関数の推定は大きな誤差を含む恐れがある. さらに, 地殻活動に関連する電磁場変動が電場データと磁場データで同時に検出された場合, 電場データから所望信号のみを抽出することはできない. 言い換えると, 磁場データにはグローバル地磁気変動の効果を除いて, 電場データと相関のある信号 (ノイズ) 成分を一切含んではならない. そこで, 電磁場応答関数を推定する際に, 同一観測点の磁場データを使用するのではなくリモートレファレンス観測点の磁場データを適用する.

(5) 式の  $\mathbf{H}_s(\omega)$  に, (4) 式を代入すると下式のようになる.

$$\mathbf{E}_s(\omega) = \mathbf{Z}_s(\omega) \cdot \mathbf{T}_{is}(\omega) \cdot \mathbf{H}_r(\omega) + \delta\mathbf{E}(\omega) \quad (6)$$

ここで,  $\delta\mathbf{E}(\omega)$  は無相関信号を表し, 観測点周辺の人工ノイズや所望する地殻活動起源の電場変動を含むものとする. (6) 式は, 電磁場観測点での電場  $\mathbf{E}_s(\omega)$  とレファレンス点での磁場  $\mathbf{H}_r(\omega)$  の関係式となる. (6) 式はさらに,

$$\mathbf{E}_s(\omega) = \mathbf{Z}_{is}(\omega) \cdot \mathbf{H}_r(\omega) + \delta\mathbf{E}(\omega) \quad (7)$$

と書き換えられる. ここで,

$$\mathbf{Z}_{is}(\omega) = \mathbf{Z}_s(\omega) \cdot \mathbf{T}_{is}(\omega) \quad (8)$$

である.  $\mathbf{Z}_{is}(\omega)$  をインターステーション電磁場応答関数と呼ぶ.

## 2.3 地球外部起源の電磁場変動の除去

大地の電気伝導度分布は大規模な地殻活動変動

が発生しない限り大きく変化しないことから (本蔵・小山, 1978), インターステーション応答関数は時間不変であることが仮定される. したがって, ひとたび応答関数が適切に推定されると, レファレンス観測点での磁場データ ( $\mathbf{H}_r(\omega)$ ) を用いて電磁場観測点における磁場 ( $\mathbf{H}_{sg}(\omega)$ ), 電場 ( $\mathbf{E}_{sg}(\omega)$ ) 変動の推定が可能になる.

$$\mathbf{H}_{sg}(\omega) = \mathbf{T}_{is}(\omega) \cdot \mathbf{H}_r(\omega), \quad (9)$$

$$\mathbf{E}_{sg}(\omega) = \mathbf{Z}_{is}(\omega) \cdot \mathbf{H}_r(\omega). \quad (10)$$

よって, 電磁場観測点での観測データから, (9), (10) 式による推定値を差し引くと, 残差成分にはグローバル電磁場変動が含まれないものとみなされる.

$$\Delta\mathbf{H}(\omega) = \mathbf{H}_s(\omega) - \mathbf{H}_{sg}(\omega), \quad (11)$$

$$\Delta\mathbf{E}(\omega) = \mathbf{E}_s(\omega) - \mathbf{E}_{sg}(\omega), \quad (12)$$

ここで,  $\Delta\mathbf{H}(\omega)$ ,  $\Delta\mathbf{E}(\omega)$  は残差成分を表す.

## 3. ウェーブレット変換の適用

地球外部起源の電磁場変動は顕著な非定常性を有し, さらに磁場・電場データには一般に様々なトランジェント信号 (ノイズ) が混入する. このようなデータに従来法のフーリエ変換を適用すると, 信号の時間領域での局所的性質がスペクトルの全体的性質へ変換されるため, スペクトルの推定は大きな誤差を伴う. 短時間フーリエ変換ではガウス関数窓の幅を変えずに指数関数の振動数を変えて, 時間方向へシフトすることによって時間・周波数解析を行う. 時間・周波数の分解能は窓関数の幅により決まるため, スペクトル

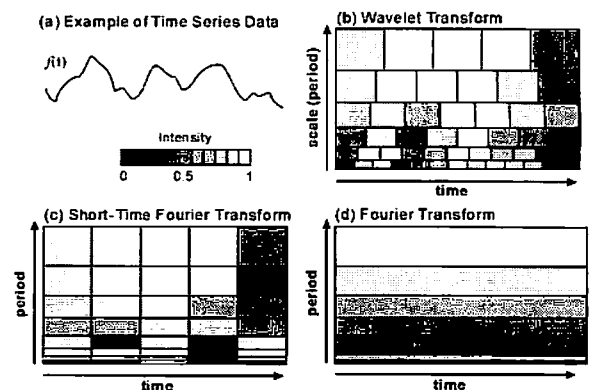


Fig.1 Concept of the time-frequency resolution. (a) An example of the time series data, (b) wavelet transform, (c) short-time Fourier transform, and (d) Fourier transform.

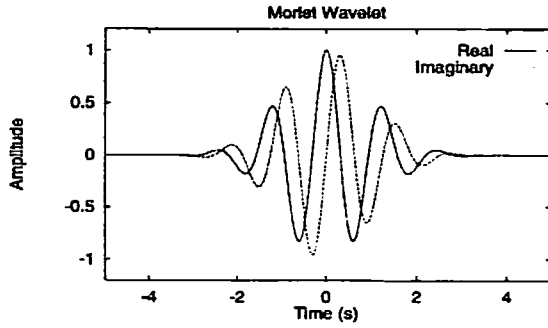


Fig.2 Waveform of the Morlet wavelet ( $\beta=5$ )

の時間、周波数の両領域で分解能を高めることはできない(第1図を参照)。

一方、ウェーブレット変換では、マザーウェーブレットの拡張によって時間分解能と周波数(スケール)分解能を折衷することができる。したがって、トランジェント信号の混入に対して時間・周波数の両領域で局所的な影響へ留めることができるため(Farge, 1992)、スペクトルの推定精度の向上が見込まれる。本論文では、(1)~(12)式の全てのプロセスに連続ウェーブレット変換を適用する。

ウェーブレット変換のマザーウェーブレットは、信号の性質や解析の目的によって選ばれる。ここでは、電磁場応答関数がフーリエスペクトルで解釈されてきたことを考慮して、フーリエ周波数とウェーブレット・スケールの関係が簡単な Morlet ウェーブレット (Grossman and Morlet, 1984) を使用する。Morlet ウェーブレットは、次式のように指数関数  $e^{i\omega t}$  を基底関数として、それに時間・周波数局在性に優れるとされるガウス関数窓を乗じたものである(第2図)。

$$\psi_0(t) = \pi^{-1/4} e^{i\omega_0 t} e^{-t^2/2}, \quad (13)$$

ここで  $t$  は無次元の時刻を表すパラメータである。 $\omega_0$  は無次元の角周波数を表し、 $\omega_0 \geq 5$  においてウェーブレット関数がアドミッシブル条件を満たす。Morlet ウェーブレットのフーリエ変換は次式で表される。

$$\hat{\psi}_0(\omega) = \sqrt{2\pi}^{1/4} e^{-(\omega - \omega_0)^2/2} \quad (14)$$

ウェーブレットのスケールとフーリエ周波数の関係は必ずしも対応しないが、Morlet ウェーブレットは指数関数  $e^{i\omega t}$  を基底関数に含むため、両者の関係は下

式のように単純に定義される(Meyers et al., 1993)。ここで、 $a$  はスケールを表し、 $\omega$  はそれに応じたフーリエ周波数である。

$$a = \frac{\omega_0 + \sqrt{2 + \omega_0^2}}{2\omega} \quad (15)$$

時系列データ  $f(t)$  の連続ウェーブレット変換は、マザーウェーブレット  $\psi_0(t)$  の時間スケールの伸縮、さらに時間中心をシフトしたたくさんの振動成分の畳み込みとして、下式で定義される。

$$Wf(b, a) = \langle f, \psi_{b,a} \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) a^{-1/2} \overline{\psi\left(\frac{t-b}{a}\right)} dt \quad (16)$$

ここで、 $Wf(b, a)$  はウェーブレット係数、 $\bar{\cdot}$  は複素共役を表す。フーリエ空間では、ウェーブレット変換は下式で表される。

$$Wf(b, a) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{f}(\omega) \overline{\hat{\psi}_{b,a}(\omega)} e^{i\omega b} d\omega \quad (17)$$

ここで、 $\hat{f}$ 、 $\hat{\psi}$  はそれぞれ  $f$  と  $\psi$  のフーリエ変換である。

一方、ウェーブレット逆変換は次式で定義される。

$$f(t) = C_{\psi}^{-1} \int_{+}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} a^{-2} Wf(b, a) \psi_{b,a}(t) db da \quad (18)$$

ここで、 $C_{\psi}$  は  $\|\hat{\psi}(\omega)\|^2 \omega^{-1}$  を全周波数にわたり積分したもので、マザーウェーブレットに固有でスケールに依存しない定数である。本論文では、Morlet ウェーブレットの逆変換法として、 $\delta$  関数による再構成法

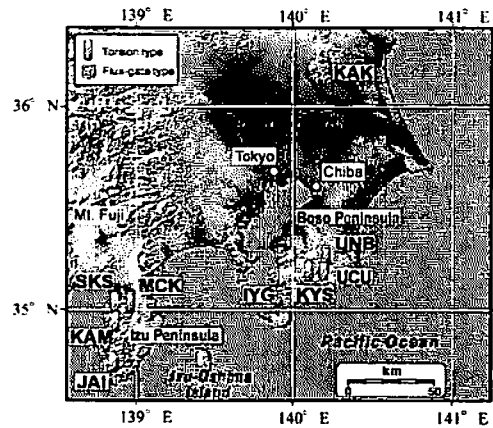


Fig.3 Location of the observation points of ULF electric and magnetic field at Kanto and Izu area, Japan. KAK indicates the Kakioka Magnetic Observatory, JMA.

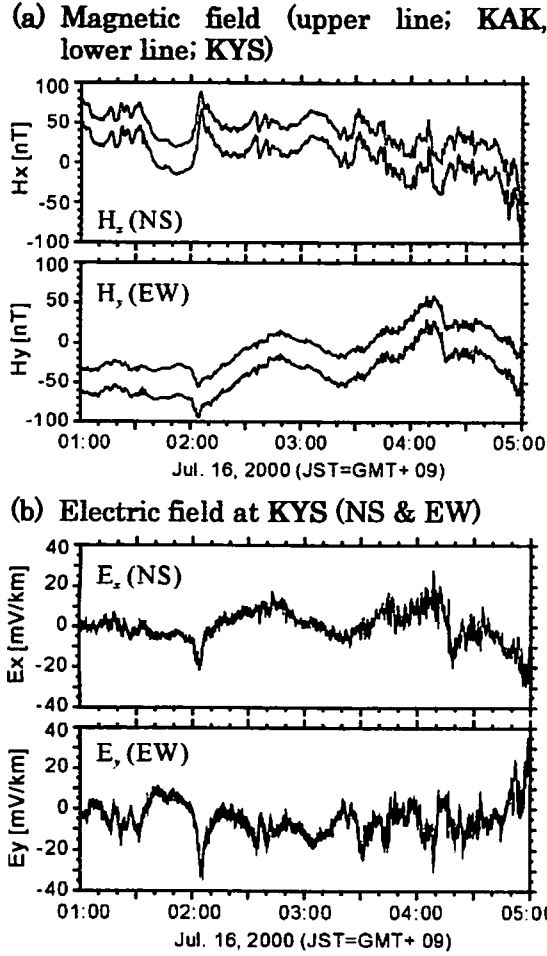


Fig.4 Example of the electric and magnetic field data (July 16, 2000, 01:00~05:00, LT). (a) Horizontal magnetic field at KAK and KYS, (b) horizontal electric field at KYS, respectively.

(Torrence and Compo, 1998)を使用する。この方法では、ウェーブレット変換の実部  $\text{Re}\{Wf(b,a)\}$  を全スケールにわたり積分することで、元の時系列データが再構成される。

$$f(t) = \frac{djdt^{1/2}}{C_\delta \psi_0(0)} \sum_{j=0}^J \frac{\text{Re}\{Wf(b,a)\}}{a^{1/2}} \quad (19)$$

ここで、 $j$  はスケール・インデックスを表し、 $J$  は分解可能な最大のスケール数を与える。 $dt$  と  $dj$  はそれぞれ、サンプリング間隔、スケール間隔である。 $a^{1/2}$  は全てのウェーブレット変換が同じ  $L^2$  ノルムを持つように正規化する。 $\psi_0(0)$ 、 $C_\delta$  はマザーウェーブレットに固有な定数であり、それぞれ  $\pi^{-1/4}$ 、 $0.776$  である (Torrence and Compo, 1998)。連続ウェーブレット

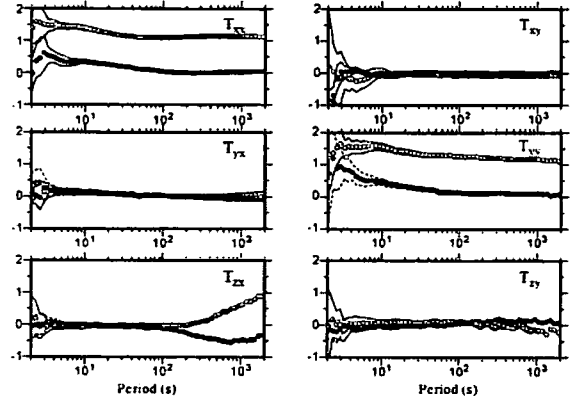


Fig.5 Estimated interstation transfer functions ( $T_{is}$ ) between KAK and KYS. ○ and ● indicate the real and imaginary parts of the transfer functions, respectively.

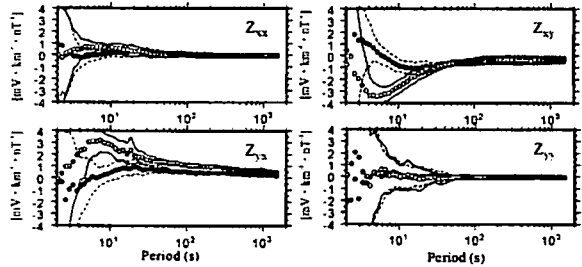


Fig.6 Estimated interstation electromagnetic transfer functions ( $Z_{is}$ ) between KAK and KYS. ○ and ● indicate the real and imaginary parts of the transfer functions, respectively.

変換は、本質的にはマザーウェーブレットを使用したバンドパスフィルタであるので、任意のスケールを使用したフィルタ出力が可能である。

#### 4. 観測データへの適用例

本節では、提案法を実際の観測データに適用することにより、地球磁気圏・電離圏を起源とする電磁場変動の除去の可否を検証する。第3図に関東・伊豆地方における電磁場観測点の分布図を示す。各点にはトーション型磁力計(ロシア IZMIRAN 製)が設置され、磁場直交3成分および地電位差を測定している (Hattori et al., 2004)。電極には鉛-塩化鉛 (Pb-PbCl<sub>2</sub>) 平衡電極が用いられ、接地抵抗低減剤が使用されている。電極間隔は50~100m程度である。サンプリング周波数は50Hzで、システムの時計はGPS時計によって同期されている。房総半島 (UNB, UCU, KYS) と伊豆半島 (SKS, MCK,

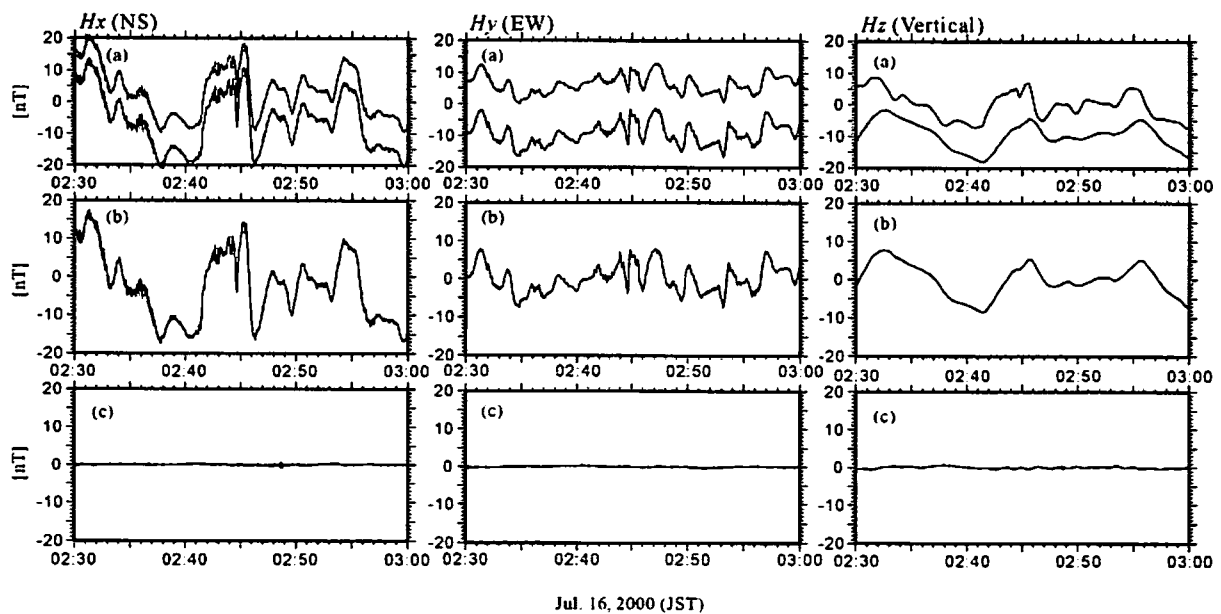


Fig.7 Results of the reduction of the external source field at KYS station.  $H_x$ ,  $H_y$ , and  $H_z$  components, respectively. (a) High-pass filtered ( $T < 1,024s$ ) original data at KAK (upper line) and KYS (lower line) stations. (b) Estimated magnetic field at KYS from KAK by using  $T_{tr}$ . (c) Residual components of (a) - (b).

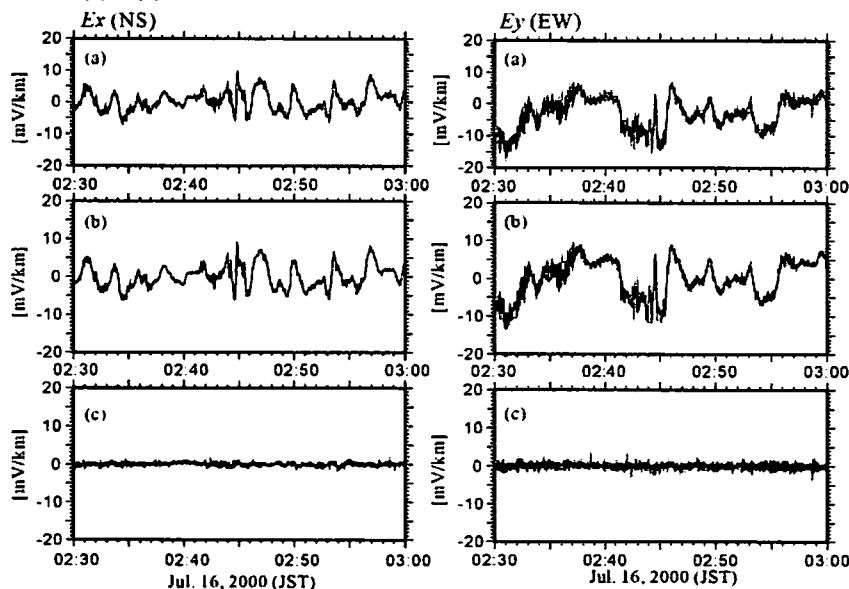


Fig.8 Results of the reduction of inductive electric field associated with the external source field at KYS station.  $E_x$  and  $E_y$  components, respectively. (a) High-pass filtered ( $T < 1,024s$ ) original data at KYS. (b) Estimated electric field at KYS from KAK using  $Z_{tr}$ . (c) Residual components of (a) - (b).

KAM)では、観測点を約5 km 間隔でL字形に設置することでアレイを構成しており、様々な信号処理手法の適用を可能にしている。リモートリファレンス観測点として使用する気象庁地磁気観測所(柿岡;KAK)では、サンプリング間隔が1秒であるため、すべてのデータを1秒値に統一する。ここでは、KYSにおける磁場・電場データへの適用例を紹介する。

第4図に、本システムで観測された磁場・電場デ

ータ並びに柿岡(KAK)における磁場データを示す。期間は2000年7月16日午前01:00~05:00(日本時間)である。この期間の地磁気活動度は極めて高く( $K_p$ 指数=9-),著しい擾乱が観測されている。

第5図に、KYSとKAKから推定されたインターステーション磁場応答関数  $T_{is}$  を示す。 $T_{xx}$ ,  $T_{xy}$ ,  $T_{yx}$ ,  $T_{yy}$ ,  $T_{zx}$ ,  $T_{zy}$  はテンソル  $T_{is}$  の要素である。 $T_{is}$  を精度良く推定するために、応答関数の入出力成分間の多重関

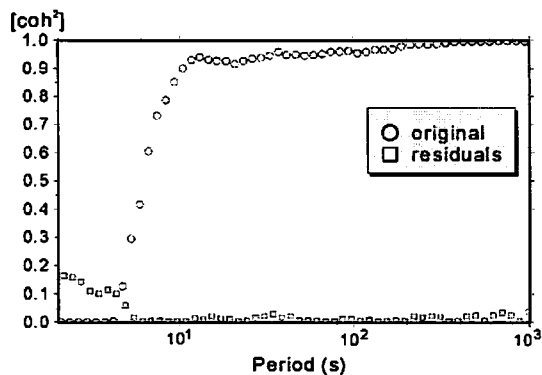


Fig.9 Frequency distribution of correlation functions ( $\gamma^2$ ) between KAK and KYS stations for the interval of 03:00-06:00 on July 16, 2000 (LT).  $\circ$  indicate the correlations of original data at KAK and KYS stations.  $\square$  indicate the correlations between the residual component at KYS and original data at KAK.

連度関数 ( $\gamma^2$ ) を時間・周波数領域で求め、関連度の高い ( $\gamma^2 \geq 0.9$ ) データ区間を選択して平均化した (原田ほか, 2004). 図中の  $\circ$  と  $\bullet$  はそれぞれ  $T_{is}$  の実部と虚部で、実線と点線はそれぞれの標準偏差の範囲を示している. 第 6 図に、KYS における電場データと KAK における磁場データから推定されたインターステーション電磁場応答関数  $Z_{is}$  を示す.  $Z_{xx}$ ,  $Z_{yy}$ ,  $Z_{yx}$ ,  $Z_{xy}$  はテンソル  $Z_{is}$  の要素を表す.  $T_{is}$  と同様に、 $Z_{is}$  については KAK の磁場と KYS の電場の関連度が高いデータ区間を時間・周波数領域で選んで平均化した.

第 7 図と第 8 図は、本手法の適用により地球外部起源のグローバル地磁気変動の効果を除去した結果である. 第 7 図は磁場データ、第 8 図は電場データへの適用結果を表す. いずれも 1,024 秒でのハイパスフィルタ出力である. それぞれ、(a) は KYS でのオリジナルデータ (第 7 図では KAK も含む)、(b) は応答関数を使用して KAK の磁場データから推定されたグローバル変動の推定値、(c) は観測値とグローバル変動の推定の差分 ((a) - (b)), すなわち残差成分である. 残差成分にはオリジナルデータに見られる大局的な特徴が含まれず、グローバル変動が効果的に除去されている様子が分かる. 第 9 図に一例として、周期 2 秒から 1,000 秒までの KAK と KYS の  $H_x$  成分どうしの関連度を示す. ここでは、01:00 から 06:00 (LT) までの 3 時間における平均値を表示する.  $\circ$  は

オリジナルデータどうし、 $\square$  は KAK のオリジナルデータと KYS の残差成分の相関度である. 図より、オリジナルでは周期 10 秒以上で 0.9 を超えているため、地磁気脈動のグローバル性を示している. 残差成分では、ほぼ全周期にわたって 0.05 以下を示すため、両観測点で相関のあるグローバル変動が十分に除去されていることを表している.

## 5. シグナル検出の可否の検証

前節では、本手法の適用によりグローバル地磁気変動の影響を効果的に除去できることを示した. 本節では、時系列データに地殻活動に関連する電磁場変動が含まれた場合に適切に検出されるかどうか、シグナルモデルを用いて検証する. ここでは、ギリシャの VAN 法 (例えば, Varotsos et al., 1984) における特徴的な電磁気的信号を想定する. VAN 法では、地表において地電位差を観測することにより、地震の発生に先行して発生する特徴的な信号 (地震電磁気信号: Seismic Electric Signals, 略して SES) をとらえて大地震の直前予知を実現しているとされる. SES は継続時間が 30 秒以上のほぼ直流域の変化であり、振幅は数 mV/km から 30 mV/km に及ぶとされる.

検証では、第 10 図に示すように SES を矩形信号と考えて、7 つのシグナルモデル (継続時間 10 秒 ~ 300 秒, 振幅 3.0 mV/km) を時系列上に並べる. これらを第 4(b) 図に示した KYS の電場データ ( $E_x$  成分: 04:00 ~ 04:40) に混入することにより検証用の時系列データを作成する. 第 11(a) 図にオリジナルデータ、第 11(b) 図に同データにシグナルモデルを混入した結果を示す. 第 11(b) 図を目視する限りでは、混入した矩形信号の存在を確認することはできない. これは、地磁気擾乱の著しい期間では目視で SES を探すことが困難であることを意味する. 第 12 図に、提案法を適用してグローバル地磁気変動の効果を除去した結果を示す. また、同時にシグナルモデルを表示する. 第 8 図と同様にグローバル地磁気変動の影響が除去され、矩形信号が検出されたことがわかる. 結果より、信号の時刻、継続時間、振幅の情報は復元されているが、その一方で継続時間が長くなると、矩形信号のオフセット両端の波形が歪む傾向が見られる. また矩形信号の中心部分がくぼむ傾向がある. これは、シグナル 7 (継続時間 300 秒) で比較的顕著で

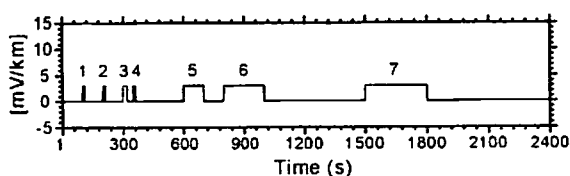


Fig.10 The simulated rectangular waveform of "seismic electric signals (SES)". Amplitude of them is 3 mV/km and their width is (1) 10s, (2) 10s, (3) 20s, (4) 10s, (5) 100s, (6) 200s, (7) 300s, respectively.

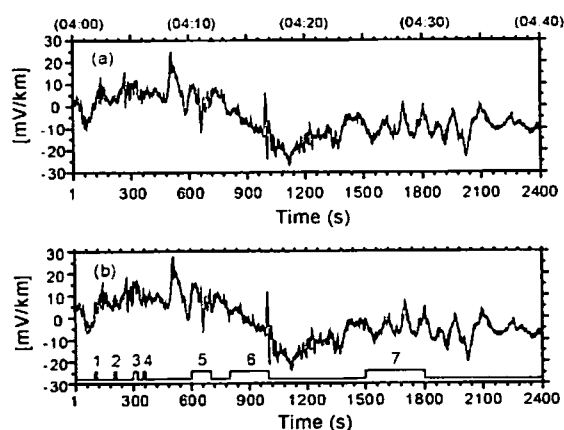


Fig.11 Explanation of procedure to make the virtual geoelectric data with simulated SES. (a) The geoelectric field variations really observed at dipole 1 at KYS for the interval of 04:00-04:40 on July 16, 2000 (LT). (b) The data with virtual SES as in Fig.10.

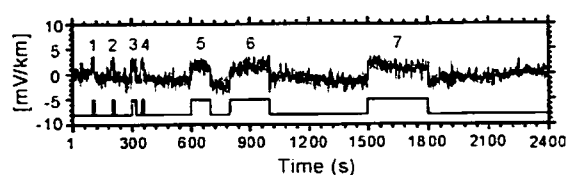


Fig.12 The result for the detection of virtual SES. The numbers in the figure correspond to the indices of SES in Figs. 10 and 11.

ある。原因として、ウェーブレット変換の基底関数として使用した Morlet ウェーブレットが指数関数  $e^{i\omega t}$  を含むために、オフセット両端の不連続によって Gibbs の現象が生じたためと、周期約 1,000 秒のハイパスフィルタ出力であることが挙げられる。これらは、ハイパスフィルタのカットオフ周期以上の継続時間を持つ矩形信号を検出することは困難であることを意味する。矩形信号を忠実に復元するためには、継続時間に応じたフィルタの適用が必要である。

## 6. まとめ

本研究では、地震や火山活動に関連する ULF 帯の電磁放射の検出を試みる際に問題となる、地球外部起源の地磁気変動の効果を除去するための手法を開発した。特長として、インターステーション応答関数を導入してこれにウェーブレット変換を適用したことが挙げられる。さらに、逆変換アルゴリズムにより応答関数を用いたフィルタ出力が可能であることを利用している。また、応答関数の推定の際に、線形システムの多重関連度関数を時間・スケール領域で求めて、レファレンス観測点とコヒーレントな区間を選ぶことで応答関数を精度良く求めた。

提案法の適用により、電場、磁場データ(周期 1,024 秒以下)から地球外部起源の電磁場変動の影響が効果的に除去された。さらにシグナルモデルを使用したシミュレーションにより、信号弁別の際に元の波形の情報(時刻、振幅、継続時間等)を維持することが示された。これらにより、従来不可能であった地磁気擾乱期での地殻活動に関連する電磁気現象の検出を可能にし、地殻活動の常時監視が実現されることが期待される。また、所望信号の生の波形を抽出することは、発生メカニズムを解明する上で重要な証拠を得ることになる。

提案法の適用による残差成分は、電磁場観測点周辺域における広域の変動と局所の変動で構成される。所望する電磁気現象は主に広域の変動に分類されるため、同じカテゴリに入る人工ノイズ(直流電車や工場からの漏洩電流)との弁別が今後の課題である。

地球超高層起源の地磁気変動の影響は、時間領域、周波数領域での制御信号を用いた電磁探査においても深刻な問題であった。つまり、 $1/f$  特性を持つ地磁気変動は非ガウス性ノイズであるため、加算平均による S/N 比の改善には妨げとなる。これまでの電磁探査は、地磁気脈動が問題にならない周期 10 秒以下で行われてきた。近年開発が進められている、地殻深部の電気伝導度変化のモニタを目的とした電磁探査法 "ACROSS" (Accurately Controlled Routinely Operated Signal System: 熊澤ほか, 2000) では、表皮効果の視点からも周期 10 秒以上の制御信号を取り扱う必要がある。提案法を加算平



均の前処理として適用することで、S/N 比が改善されると同時に加算回数の低減が見込まれる。これらの特長は、電気伝導度構造の時間変化を検出するためには欠かせぬ条件である。

## 謝辞

本研究では、気象庁地磁気観測所(柿岡)で観測されたデータを利用した。厚く御礼を申し上げる。なお、本研究は科学研究費基盤研究(C) (課題番号 1365-477)の一部を使用して行われた。

## 引用文献

- Cagniard, L. (1953) Basic theory of the magneto-telluric method of geophysical prospecting. *Geophysics*, **112**, 605~635.
- Farge, M. (1992) Wavelet transform and their applications to turbulence. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **130**, 395~457.
- Fujiwara, S. and H. Toh (1996) Geomagnetic transfer functions in Japan obtained by first order geomagnetic survey. *J. Geomag. Geoelectr.*, **48**, 1071~1101.
- Gough, D. I. and M. R. Ingham (1983) Interpretation method for magnetometer arrays. *Geophys. Space Phys.*, **21**, 805~827.
- Grossman, A. and J. Morlet (1984) Decomposition of Hardy functions into square integrable wavelets of constant shape. *SIAM J. Math. Anal.*, **15**, 723~736.
- 原田 誠・服部克巳・伊勢崎修弘 (2003) 応答関数法による ULF 電磁場データの信号弁別の試み. *電学論 A*, **123** (12), 1159~1165.
- 原田 誠・服部克巳・高橋一郎・谷 秀幸・長尾年恭・上田 誠也 (2004) ウェーブレット変換を用いた地球内部の電氣的構造の推定とその時間変動の監視. 電気学会研究会資料, 電磁界理論研究会, EMT-04-98.
- Harada, M., K. Hattori and N. Isezaki (2004a) Transfer function approach to signal discrimination of ULF geomagnetic data. *Phys. Chem. Earth*, **29**, 409~417.
- Harada, M., K. Hattori, and N. Isezaki (2004b) Reduction of geomagnetic effects (periods  $T < 940$ s) from geoelectric potential difference data. *IEEJ Trans. FM*, **124** (12), 1245~1250.
- Hattori, K., I. Takahashi, C. Yoshino, N. Isezaki, H. Iwasaki, M. Harada, K. Kawabata, E. Kopytenko, Y. Kopytenko, P. Maltsev, V. Korepanov, O. A. Molchanov, M. Hayakawa, Y. Noda, T. Nagao and S. Uyeda (2004) ULF geomagnetic field measurements in Japan and some recent results associated with Iwateken Nairiku Hokubu earthquake in 1998. *Phys. Chem. Earth*, **29**, 481~494.
- Hayakawa, M. and O. A. Molchanov (2002) *Seismo Electromagnetics-Lithosphere-Atmosphere-Ionosphere Coupling*, TERRAPUB, Tokyo. 477p.
- 本蔵義守・小山 茂 (1978) 中伊豆観測点における地磁気短周期変化観測(1). *東京大学地震研究所彙報*, **53**, 925~930.
- 熊澤峰夫・國友孝洋・横山由紀子・中島崇裕・鶴我佳代子 (2000) アクロス:理論と技術開発, 及び将来展望. *サイクル機構技報*, **9**, 115~129.
- Meyers, S. D., B. G. Kelley and J. J. O'Brien (1993) An introduction to wavelet analysis in oceanography and meteorology: with application to the dispersion of Yanai wave. *Mon. Wea. Rev.*, **121**, 2858~2866.
- Schmucker, L. (1970) Anomalies of geomagnetic variations in the southwestern United States. *Bull. Scripps Inst. Ocean., Univ. of California*, **13**, 1~165.
- Torrence, C. and G. P. Compo (1998) A practical guide to wavelet analysis. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **79**, 61~77.
- Varotsos, P. and K. Alexopoulos (1984) Physical properties of the variations of the electric field of the earth preceding earthquakes, I. *Tectonophysics*, **110**, 73~98.
- Vozoff, K. (1972) The magnetotelluric method in the exploration of sedimentary basin. *Geophysics*, **37**, 98~141.