

地磁気地電流法探査における
ウェーブレット変換及び独立成分分析を用いた
ノイズ低減による高精度な地下深部情報の推定

Accurate estimation of deep subsurface information by
noise reduction using wavelet transform and independent
component analysis in magnetotelluric soundings

2023年7月

小川 大輝
Hiroki OGAWA

地磁気地電流法探査における
ウェーブレット変換及び独立成分分析を用いた
ノイズ低減による高精度な地下深部情報の推定

Accurate estimation of deep subsurface information by
noise reduction using wavelet transform and independent
component analysis in magnetotelluric soundings

2023年7月

早稲田大学大学院 創造理工学研究科
地球・環境資源理工学専攻 物理探査工学研究

小川 大輝
Hiroki OGAWA

要 旨

地下数 km～数十 km といった地下深部の構造の調査は、未活用のエネルギー資源の調査や自然災害の予測の観点から、近年重要性を増している。例えば地下 4–5 km 程度の領域に推定される超臨界地熱流体は、国内の地熱発電容量を飛躍的に増大できると考えられており、その詳細な賦存状態の解明のために探査・開発技術の確立が望まれる。また、地下浅所～数十 km の探査を通じて地殻内部における流体の存否や移動経路を把握することは、火山・火成活動や地震・断層活動の評価及び将来予測の観点で肝要である。地磁気地電流 (MT) 法電磁探査は、地下数 km 以深の比抵抗構造を実用レベルで把握可能な唯一の手法であるとともに、地殻内流体に敏感な物性値である比抵抗を利用する探査手法であるため、地下深部構造調査においても重要な役割を担う。しかしながら MT 法は太陽の黒点活動に起因する微弱な自然電磁場を観測対象とするため、安全性や簡便性が高い一方で、地下の情報を反映する高い S/N 比の応答を安定的に取得することが困難であるという欠点を内包する。特に電气的設備から発せられる電磁ノイズ (人工ノイズ) が、電場と磁場の間で高い相関度を有する「コヒーレントノイズ」である場合、それらは自然電磁場との区別がつきにくいことに加え、微弱な自然電磁場を覆い隠してしまう。

本研究では、高品質な自然電磁場の応答を安定的に取得可能な独自の手法を開発した。対象とした周波数帯域は、地磁気脈動を発生源とし地下深部まで浸透する ULF 帯及び雷の放電に起因する ELF 帯に相当する、概ね 0.001 Hz～数 Hz の範囲である。本論文全体を通じて、以下の成果を得た。

- 時間・周波数両領域での分解能を両立しながら時系列を処理するウェーブレット変換に基づいて、MT 法における高精度なスペクトル変換方法を検討した。基底に正弦波成分を含み 6 以上 10 未満の次数を持つ複素 Morlet 関数を用いた連続ウェーブレット変換 (CWT) は、スペクトル変換に伴う数値誤差を抑えやすいため、地下の情報を良く反映する見掛比抵抗・位相曲線 (MT 応答) を与えることを明らかにした。提案する計算設定による CWT の有効性は、種々の実データを用いた検証によって示され、特に観測データの S/N 比が低い場合にその優位性が示唆された。
- 独立成分分析 (ICA) に基づいて、MT 法観測データからの人工ノイズの低減手法を開発した。観測電磁場に周波数領域 ICA (FDICA) を適用して得られる分離信号において、自然信号及びノイズに相当する成分を、観測点のノイズの影響を受けない参照点における磁場を用いて定量的に判定した。また、分離信号から観測電磁場を復元する際、電磁場応答関数の時間及び周波数の両領域における連続性に関する評価指標を導入することで、分離信号からのノイズの減算の最適化を図った。コヒーレントノイズを模した電磁場の波形を人為的に加算した MT 法時系

列と直流電化鉄道区間周辺における実データの両方を用いたところ、開発手法が既存の MT 法観測データ処理手法に比べて優れたノイズ低減性能を示すことを確認できた。

本論文において提案したウェーブレット変換に基づく高精度なスペクトル変換を用いることで、ULF 帯の自然電磁場応答についての各時間及び各周波数の情報を精度良く推定できると考えられる。また、開発した独立成分分析に基づくノイズ低減手法は、観測電磁場の高速な分解、自然信号とノイズの堅牢な識別及びノイズの減算の最適化を実現するものである。以上の 2 点を組み合わせて自然電磁場の応答を推定する手法は、従来報告されてきた手法に比べて、人工ノイズへの耐性が強くかつ電磁場観測の実務に有用であるものと考えられる。これらの成果は、資源及び防災分野で需要が高まる地下深部構造調査への MT 法探査の適用可能性の拡大に資することが期待できる。

Abstract

In recent years, deep subsurface surveys aiming at depths from several kilometers to several tens of kilometers below the surface have become increasingly important in Japan and world wide from the viewpoints of the exploration of unutilized energy resources and the prediction of natural disasters. For example, it is considered that supercritical geothermal reservoirs estimated at depths of approximately 4 – 5 km can drastically enhance the domestic energy productivity. By establishing the techniques for surveying and developing supercritical geothermal systems, it is desirable to elucidate the detailed distribution of supercritical fluids. Moreover, it is essential to detect the existence and the flow path of crustal fluids by means of the exploration for areas ranging from shallow structures to those at depths of several tens of kilometers since that can facilitate the assessment or the future prediction of volcanic, seismic, and fault activities. The magnetotelluric (MT) sounding, which is known as one of the electromagnetic exploration techniques, has a unique advantage of detecting the deep resistivity structure of the subsurface at depths greater than several kilometers. This method plays an important role in deep subsurface surveys since low resistivity reflects the existence and the distribution of crustal fluids remarkably. As the MT sounding is based on the natural electromagnetic-field variations caused by the solar activity and lightnings, it has superior safety and simplicity over controlled source method. On the other hand, the main drawback of the MT sounding is the difficulty of stably obtaining the observed data of high signal-to-noise (S/N) ratios that properly reflect the subsurface structural information. When the electromagnetic-related noise (artificial noise) generated by electrical facilities is identified as correlated noise where the noise is coherent between electric-field and magnetic-field channels, it is often difficult to distinguish between such coherent noise and the natural signals. This type of noise can easily interfere and hide the weak MT responses.

In this study, a novel method for processing observed data which enables us to stably obtain high-quality MT responses has been developed. This study focused on the band approximately between 0.001 Hz and a few Hz, which corresponds to the ultra-low frequency (ULF) and extremely low frequency (ELF) bands originating from pulsations and lightnings, and penetrates deeper into the ground. Throughout this paper, the following results are obtained.

- How to achieve high-accuracy spectral transform in the MT method was examined by applying the wavelet transform that strikes a balance between the resolutions of the time and frequency domains. Several experiments have proposed the complex Morlet function including a sine wave component with its wavelet parameter k set to $6 \leq k < 10$ as the optimum calculation settings of the continuous wavelet transform (CWT). It is indicated that the proposed calculation settings of

the CWT can easily suppress the numerical errors caused by the spectral transform of time-series data because these settings are proved to provide high-quality MT responses that may accurately reflect the subsurface information. Through the application of the CWT to MT survey data of different types, superiority of the CWT with the proposed settings is suggested especially when the signal-to-noise ratio of observed data is low.

- A novel scheme for suppressing the effect of artificial noise on MT data has been developed based on independent component analysis (ICA). Among the separated signals solved by frequency-domain ICA (FDICA) for observed MT data, the proposed scheme can quantitatively distinguish the components indicating the natural signals from the noise-affected components by utilizing the reference magnetic data free from the effect of local noises. When reconstructing the noise-suppressed observed data, the proposed scheme performs the optimization of the noise removal from the separated signals by introducing an evaluation index with respect to continuity of response functions in both the time and frequency domains. The experiments with MT time series severely contaminated by synthetic coherent noises and those with MT field data interfered with direct-current (DC) railways have revealed the noise-suppression performance superiority of the proposed scheme over the conventional methods of MT data processing.

The proposed high-accuracy spectral transform based on wavelet transform is confirmed to properly estimate the information on the ULF natural electromagnetic field for each time and frequency. In addition, the novel noise-suppression scheme by means of ICA can achieve decomposing the observed electromagnetic-field data at high speed, distinguishing the natural-signal components from the noise-affected components robustly in the separated signals, and optimizing the subtraction of noise-affected values from the separated signals. The estimation of MT responses by incorporating these two techniques into MT data processing is effective for practical MT surveys and robust against artificial noises compared with the conventional methods of MT data processing. It is expected that the results of this study will expand the applicability of MT soundings to deep subsurface surveys that should be more required in the fields of resource developments and disaster prevention.

目次

第 1 章 序論	1
1.1 研究の背景.....	1
1.1.1 地下深部構造調査の重要性.....	1
1.1.2 電磁探査の役割と問題点.....	2
1.2 本論文の目的と構成.....	8
第 2 章 地磁気地電流 (MT) 法探査の概要	9
2.1 歴史.....	9
2.2 原理.....	10
2.3 測定の手順.....	19
2.4 観測データ処理の手順.....	21
第 3 章 自然電磁場応答導出の既往研究	32
3.1 観測時系列のスペクトル変換.....	32
3.1.1 FFT 法.....	32
3.1.2 カスケードデシメーション法.....	35
3.1.3 連続ウェーブレット変換.....	37
3.2 人工ノイズ低減.....	39
3.2.1 通常の電磁ノイズとその対処.....	39
3.2.2 コヒーレントノイズ.....	41
3.2.3 コヒーレントノイズ低減の既往研究.....	45
第 4 章 ウェーブレット変換による高精度なスペクトル変換	50
4.1 連続ウェーブレット変換 (CWT).....	50
4.2 CWT の計算設定が見掛比抵抗・位相曲線に与える影響.....	54
4.2.1 使用した観測データ.....	54
4.2.2 短時間フーリエ変換との比較検討.....	55
4.2.3 ウェーブレットの基底関数の種類.....	57
4.2.4 ウェーブレットの次数 k	61
4.3 MT 信号に対する CWT の適切な計算設定の検討.....	64
4.3.1 Morlet 関数と Paul 関数.....	64
4.3.2 時間・周波数分解能を両立する次数 k の検討.....	65
4.4 提案した計算設定の検証.....	67

4.4.1 鹿児島県内観測点下部と異なる地下構造を示すデータ	68
4.4.2 人工ノイズレベルが高いデータ	69
4.4.3 長期観測によるデータ	72
4.5 第4章のまとめ	74
第5章 独立成分分析による電磁ノイズの低減	75
5.1 周波数領域独立成分分析 (FDICA)	75
5.1.1 FDICA の理論	75
5.1.2 本研究で用いる FDICA のアルゴリズム	76
5.2 開発した観測データ処理手法	82
5.2.1 数値実験に用いる地磁気・地電流データ	82
5.2.2 地磁気・地電流データへの FDICA の適用	84
5.2.3 分離信号における自然信号成分の同定	89
5.2.4 ノイズに汚染された値を減算する方法	91
5.3 ノイズレベルの高い観測データの処理の数値実験	99
5.3.1 MT 法時系列と擬似ノイズ	99
5.3.2 開発した手法によるノイズ低減効果	99
5.3.3 議論	102
5.4 ノイズレベルの高い実データへの適用	105
5.4.1 MT 法実データ	105
5.4.2 開発手法による時系列波形からのノイズ低減効果	106
5.4.3 見掛比抵抗・位相曲線の導出結果	108
5.5 第5章のまとめ	110
第6章 結言と提言	112
参考文献 114	
謝辞 132	

第1章 序論

1.1 研究の背景

1.1.1 地下深部構造調査の重要性

深度数 km～数十 km といった地下深部の構造の調査は、未活用のエネルギー資源の調査や自然災害の予測の観点から、近年重要性を増している。前者に関しては日本においては純国産の再生可能エネルギーの一つとして位置づけられる地熱資源が、後者については火山・火成活動や地震・断層活動の評価及び将来予測が主に挙げられる。

世界でも有数の火山国である日本では、エネルギー自給率向上やカーボンニュートラル実現に向けて、地熱発電の普及に大きな期待が寄せられてきた。特に近年では、高温・高圧環境下の流体を活用する超臨界地熱発電が、次世代型地熱発電として位置づけられるようになった(総合科学技術・イノベーション会議, 2016)。超臨界地熱流体は海洋プレートが大陸プレートの下に沈み込んだ結果発生・上昇するマグマによるものであり(例えば, Okamoto et al., 2019), 通常の天然熱水に比べてはるかに高いエネルギーを持ち, 国内の地熱発電容量を従来の数十倍以上(数十 GW～数百 GW)にできるポテンシャルがあると考えられている(総合科学技術・イノベーション会議, 2016)。深度 4–5 km 程度の領域で超臨界状態の地熱流体が分布すると推定されているが(例えば, Watanabe et al., 2017), その特徴や賦存状態に関しては世界的にほとんど解明されていない(Ishizu et al., 2022)。こうした超臨界水等を含めた新しい地熱資源の効果的な活用のためには, その分布位置や状態を正確に把握・推定する技術の確立が求められる。

加えて, 防災分野においては有珠山(Matsushima et al., 2001), 三宅島(笹井ほか, 2001; Kobayashi et al., 2012), 草津白根山(森ほか, 2006; Nurhasan et al., 2006), 鳴子火山群(Nakajima and Hasegawa, 2003; Ogawa et al., 2014), 阿蘇山(Kanda et al., 2008), 桜島(Fee et al., 2017), 雲仙岳(西ほか, 1995)等のような国内の活動的な火山に対しては, 地震学, 地球電磁気学, 測地学等を用いた地下構造推定に関する調査や研究が, これまでも精力的に行われてきた(浅森・梅田, 2005)。マグマやガス, 熱水といった火山性流体は, 10 km 以深の領域から地表の火口に向かって伸びると解釈され, それらは P 波・S 波速度が周囲よりも 3–6%ほど遅い円錐状の地震波低速度体(例えば, Zhao et al., 2002; Okada et al., 2014)や, 深部と浅部を鉛直方向につなぐ $10 \Omega \cdot \text{m}$ 以下の低比抵抗体(例えば, Aizawa et al., 2014; Ogawa et al., 2014)として見出されている。さらに深部に着目すると, 前述のような火山性流体の経路は, 下部地殻及びマントル最上部において水平方向に広がるマグマの部分溶融域とつながる特徴が知られている(Nakajima and Hasegawa, 2003)。こうした下部地殻の部分溶融域もまた地震波低速度及び低比抵抗を示すほか, その端部において低周波地震が生じることが多い(鎌谷・勝間田, 2004)。このようなことから, 火山地域直下の深度数 km～数十 km の領域の構造を詳細に把握することは, マグマの活動の監視や火山噴火予知において必須である。

地震波や電磁場の観測に基づく地球物理学的調査は、数々の地震発生域や地殻活動帯に対しても盛んに実施されてきた(上嶋,2009)。主にプレート運動に起因して地下深部で発生し上昇する非火山性の流体は、地震活動と関連性を持つことが想定されている(例えば, Heise et al., 2017; Usui et al., 2021)。こうした流体が地殻内の間隙を満たしていくと剪断強度が低下するため、その周縁部で応力が集中する結果地震活動が促進されることが指摘されている(例えば, 飯尾ほか, 2000)。地震発生に伴って長期間の湧水が生じた1965年の松代群発地震(長野県)(例えば, 大竹, 1976; 奥澤・塚原, 2001)のような例も国内では知られている。しかし、流体と地震発生とを関連付ける直接的な証拠が国内外で確認された例は無い(兵庫県立大学ほか, 2022)。そのため、地下深部構造調査の更なる拡充によって、地震発生に関する基礎研究を推進し、防災・減災に資する基礎情報を充実させることが望ましい。

以上のようなことから、地下深部構造調査の需要は資源開発分野と防災分野の両方において今後さらに高まることが予想できる。

1.1.2 電磁探査の役割と問題点

探査深度数 km~数十 km といった大きい空間スケールでの議論が可能な探査手法は非常に限られているものの、地下深部構造調査には地震学的手法が古くから用いられてきた。反射法地震探査は起振車に代表される人工震源を利用した手法で、人工地震波の反射面を地層境界として解析することで、地質構造解釈や断層の活動性評価についての議論が可能である(例えば, 佐藤ほか, 2001)。しかし火山性の地熱地域では地層が高温の熱水によって変質し明瞭な反射面が認められないことも多いため、反射法地震探査は地熱資源調査に用いられることが比較的少ない(安川, 2019)。また、地震波トモグラフィは自然地震の観測に基づく手法である。1990年代より日本列島全域に約20-25 kmの間隔で観測点が展開され高感度地震観測網(Hi-net)が整備されているほか(例えば, 堀内ほか, 2007)、2011年東北地方太平洋沖地震以後に日本海溝海底地震津波観測網(S-net)として観測網が海域にも拡張された(地震調査研究推進本部, 2018)。これらにより、現在では多量かつ高精度の地震データを取得することが可能となり(浅森・梅田, 2005; Matsubara et al., 2019)、地震波トモグラフィは地下深部のマグマや流体等を把握するための有用な手段の1つと位置づけられている。

一方で、前述したような地熱資源開発や火山・地震防災を目的とした地下深部構造調査の際には、地殻内における流体の存在及び状態に注視することが重要である。火山性流体(地熱流体)や深部から上昇する流体はいずれも、海洋プレートがマントル中に沈み込んだ部分(スラブ)に含まれる鉱物の脱水分解により放出された水(片山, 2016)を起源とする(例えば, 中村・岩森, 2010)。これらを「深部流体」とまとめて呼ぶこととすると、深部流体は天水起源ではなく、高温、高塩分濃度及び強い酸性を示す(産業技術総合研究所深部地質環境研究センター, 2007)。ここで、地震波トモグラフィでは流体により数%変化する地震波速度を議論するのに対し、比抵抗では数倍以上の変

化で捉えることが可能な場合がある（後藤・三ヶ田,2008）。また、比抵抗は流体の量だけでなくその連結度にも強く影響を受けることも明らかとされている（Usui et al.,2021）。したがって、低比抵抗体に敏感に反応する電磁探査が、深部流体の存否や性状を高精度に把握する上での重要なツールとして、今後も推進されることが期待できる。

地下の比抵抗を調べる電磁探査は、大地と非接触で計測が可能であることに加え、測定システムの展開が比較的小規模で移動が容易なことが多い（中里ほか,2014）。しかし、時間領域電磁探査法（Time domain electromagnetic method: TDEM 法）や人工信号源可聴帯域地磁気地電流（Controlled-source audiomagnetotelluric: CSAMT）法探査等のように、人工的な電流あるいは電磁波信号を送信源とする手法の場合、地下深部を探ろうとするほど大きなエネルギーの信号を地面に流す必要がある。そのため、1 km を超える大深度の探査が困難となることが多い（佐藤ほか,2003）。そのような中で、地磁気地電流（Magnetotelluric: MT）法探査は、地下数 km 以深の比抵抗構造を実用レベルで把握することができる唯一の探査手法である（例えば、Hanekop and Simpson, 2006；Peacock et al.,2012；Zhang et al.,2015）。MT 法は、雷の放電による電磁波や電離層及び磁気圏に起源を持つ自然電磁場を観測の対象とする（例えば、Garcia and Jones,2002；Viljanen,2012）。この自然電磁場の信号は地中に浸透すると指数関数的に減衰する性質を持ち、信号の周波数が低いほど地下深くまで浸透する（Cagniard,1953）。MT 法は、地面に信号を流す工程を必要としないため安全性が高いことに加え、数十 m 四方の用地に可搬性の高い測定システム（計測器、電極及び磁場コイルセンサ等）を展開すればデータを取得できることから（佐藤ほか,2004；長谷川ほか,2014）簡便性も高い探査手法といえる。

深度数 km の比抵抗構造の解析が可能な MT 法は、地熱系の地質構造や熱水の流入経路の推定のために積極的に活用されてきた（例えば、Muñoz,2014；高倉,2014）。最近では、Aizawa et al. (2022) が 153 地点の MT 法観測データを用いて九重火山地域下部の高解像度 3 次元比抵抗モデルを推定した。それにより、地下深部から延び地殻上部で複数の領域に分岐する低比抵抗体が、火山山体へ供給される熱水の移動経路として可視化された。国外では、Heise et al. (2008) がニュージーランドのロトカワ (Rotokawa) 地熱地域の調査に MT 法を適用した。3 次元比抵抗モデリング結果から、熱水よりも比抵抗が高い $100 \Omega \cdot m$ 以下の領域が、地下深部から浅部へ熱水を供給する透水性ゾーンを示唆する可能性を述べた。Ishizu et al. (2022) は秋田県に位置する湯沢地熱地域における MT 法観測データを用いて、3 次元比抵抗逆解析を行った。その結果推定された深度 10 km までの比抵抗モデルにより、湯沢地熱地域下部の深度約 2.5 - 6 km における超臨界地熱貯留層やそこから地下浅部へ上昇する一部の流体の分布を示唆する低比抵抗体が、明瞭にイメージされた。超臨界地熱資源調査の国内の他の事例として、東北日本の仙岩地熱地域 (Yamaya et al.,2022) が挙げられる。標高 -1.8 km の第四紀花崗岩の中に顕著な低比抵抗体が認められ、超臨界地熱貯留層がマグマを起源とした熱水の供給により形成されたことが示唆された。

MT 法を用いて火山体直下やその深部構造を解明する調査事例も、国内外問わず多い（例えば、

Comeau et al., 2016 ; Usui et al., 2017 ; Bedrosian et al., 2018 ; Matsushima et al., 2020 ; Seki et al., 2021)。水蒸気噴火で知られる草津白根火山の湯釜火口周辺の調査 (Tseng et al., 2020) では、合計 91 地点の MT 法観測が展開された。その結果、地下 1.5 km 以深の地殻内流体賦存域、地下浅部のキャップロック及びそれら 2 つを連結する流体の移動経路が、それぞれ明瞭な低比抵抗体としてイメージされた。南極の活火山であるエレバス火山 (Erebus volcano) 及びその周辺には 129 個の観測点が設置され、深度 100 km に及ぶ 3 次元比抵抗モデルにより、上部マントルから地下浅部にかけてのマグマや二酸化炭素ガスの流動特性が議論された (Hill et al., 2022)。

地熱資源開発や火山防災の分野では、観測した自然電磁場応答 (見掛比抵抗及び電磁場間の位相差) を利用した地下モニタリングもよく行われる。南オーストラリアの Paralana EGS 地熱フィールドでは、水圧破碎による亀裂造成の地下モニタリングに MT 法観測データが用いられた (Peacock et al., 2012)。深度 3 - 4 km の地点に塩水が注水された結果、周期 1 秒~10 秒の見掛比抵抗・位相曲線に有意な変動が認められ、高比抵抗の基盤中に高い連結度で流体が浸透したことが説明された。桜島で 1 年以上にわたって行われた MT 法連続観測では、見掛比抵抗の時間変動が火山山麓の坑道の傾斜計の変化と同期し、マグマ揮発成分の水平方向の移動が推定された (Aizawa et al., 2011)。

地震・断層活動地域における MT 法探査の最近の事例としては、新潟-神戸ひずみ集中帯 (Niigata-Kobe Tectonic Zone: NKTZ) を対象とした広帯域 MT 法観測 (Usui et al., 2021) が挙げられる。富山県から岐阜県にかけての大測線での長周期観測及び逆解析によって、深度 100 km 以上の比抵抗モデルが推定された。それによると、フィリピン海スラブに相当する領域における顕著な低比抵抗体が見出された。さらに Fig. 1.1 に示すように、牛首断層、跡津川断層及び高山・大原断層帯の直下には鉛直方向に延びる $10 \Omega \cdot \text{m}$ 以下の低比抵抗体が分布し、それぞれの上端部で地震が発生することが明らかとなった。これら 3 つの低比抵抗体は、スラブ脱水起源の流体が下部地殻に存在し、かつそれらが連結して分布する状態を良く表すものと推察された。このような断層直下の流体の連結による脆弱な変形域は、地震波速度構造 (Nakajima et al., 2010 ; Iidaka et al., 2015) からは見出されなかった特徴であるため、深部流体の性状を詳細に推定する上での MT 法探査の有効性が示された。他にも、MT 法による地震震源域下部の低比抵抗体の検出を通じて、地震・断層活動に流体が関与する可能性を議論する事例は、国内外で報告されてきた (例えば, Unsworth et al, 1997 ; Wannamaker et al., 2009 ; Yoshimura et al., 2009)。

その一方で、「可能な限り誤差が小さく信頼性の高い自然電磁場のデータの安定的な取得」は、MT 法探査における長年の切実な課題とされている。MT 法では、観測された電場及び磁場の時系列を周波数スペクトルに変換することで、幅広い帯域における自然電磁場応答の品質を判断する (Vozoff, 1990)。しかし、不適切な方法や設定の下で観測データの処理を行うと、時系列から周波数スペクトルへの変換に伴う数値誤差 (Beaudoin and Beauchemin, 2003 ; 高見ほか, 2015) のために、自然電磁場の真の応答から乖離したスペクトルの値が算出されてしまう (Borah et al., 2015)。また、MT 法の重大な欠点として、観測対象の自然電磁場のエネルギーが微弱で、外部の電磁ノイ

ズに脆弱であることがよく知られている。人工活動による種々の電氣的構造物から発せられる電磁ノイズのエネルギーはおよそ 1 Hz 以下の低周波数帯域で特に大きくなるため (Macnae et al., 1984 ; Szarka, 1988), 周波数が低くなるほど観測電磁場の品質 (信号対雑音 (Signal-to-noise: S/N) 比) が低下しやすい。特に国内の多くの地域で卓越する, 直流電化鉄道や高圧送電線からの漏洩電流がもたらす電磁ノイズは, しばしば観測データの品質を低下させ解析を困難にする。このような種類のノイズは, 電場と磁場の両方に高い相関度を持って混入し自然信号との区別が付きにくいコヒーレントノイズ (coherent noise) であることに加え (Oettinger et al., 2001 ; Weckmann et al., 2005), しばしば観測時系列の中で卓越し自然信号による応答を覆い隠しやすい (高倉ほか, 1994)。

Fig. 1.2 に, 直流電化鉄道や高圧送電線からのノイズが卓越する国内の調査地域における MT 法観測の例 (上嶋ほか, 2010) を示す。紀伊半島地域 (Fig. 1.2(a)) には JR 線による直流電化区間のほ

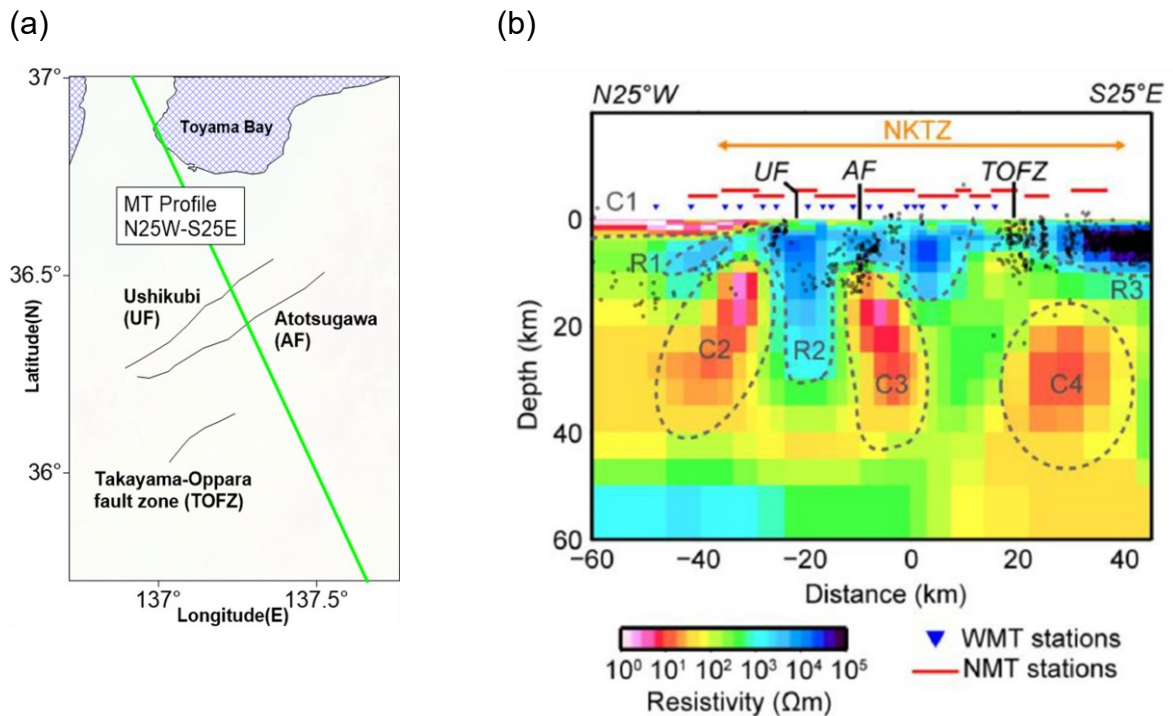


Fig 1.1 (a) A map of the MT survey line around the Atotsugawa fault, central Japan (Usui et al., 2021). UF, AF, TOFZ, and NKTZ denote the Ushikubi fault, the Atotsugawa fault, the Takayama-Oppara fault zone, and the Niigata-Kobe tectonic zone, respectively. (b) An example of the resistivity structure model obtained by the two-dimensional inversion using MT data around the Atotsugawa fault, central Japan, quoted from Figure 13 (Usui et al., 2021). Blue inverted triangles and red solid lines represent the MT stations and the Network-MT stations, respectively. Hypocenters located within ± 5 km of the profile are shown by small black dots.

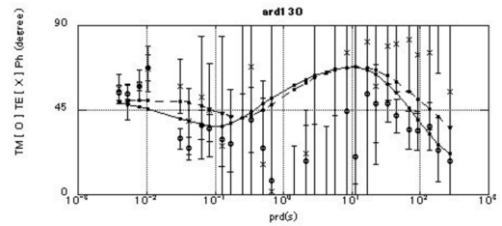
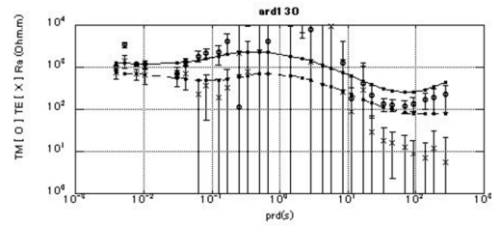
か、紀伊水道直流連系設備による送電線が張り巡らされている。直流電流ノイズは多くの周波数成分を持つ信号が合成されて形成されているため、観測電磁場応答の周波数データは幅広い帯域で汚染され、大きな観測誤差を含みやすい。国外の事例としては、カナダ南西部のカスケード沈み込み帯の構造調査が挙げられる (Rippe et al., 2013)。当地域では北東—南西方向の測線を用いて MT 法探査が実施され (Fig. 1.2(b))、既存の観測データ処理手法 (Gamble et al., 1979a ; Egbert, 1997) を併用してコヒーレントノイズへの対策が行われた。しかし、特にバンクーバー市街地から近い測線南西側の観測点では十分な品質改善に至らなかった低周波数 (長周期) データが多く、その結果逆解析や地下構造解釈に耐えうるデータ数が減少していた。

本論文で後述するが、電磁ノイズ (以下、人工ノイズ) の影響の十分な低減のための新しい観測データ処理技術は、これまでに数多く提案されてきた。しかし、要求される計算設定の恣意性や煩雑さがあることや、ノイズの形状や発生時間の長さ等に性能が左右されることが多いことから (例えば, Li et al., 2022)、性能及び実用性が十分なノイズの対処方法が確立されたとはいえない状況である。市街地の拡大や緑地における都市化に伴い、MT 法観測への人工ノイズの影響は一層増大するため (Szarka, 1988 ; Junge, 1996 ; Escalas et al., 2013)、性能及び実用性が十分な観測データ品質改善技術の開発が要求される。

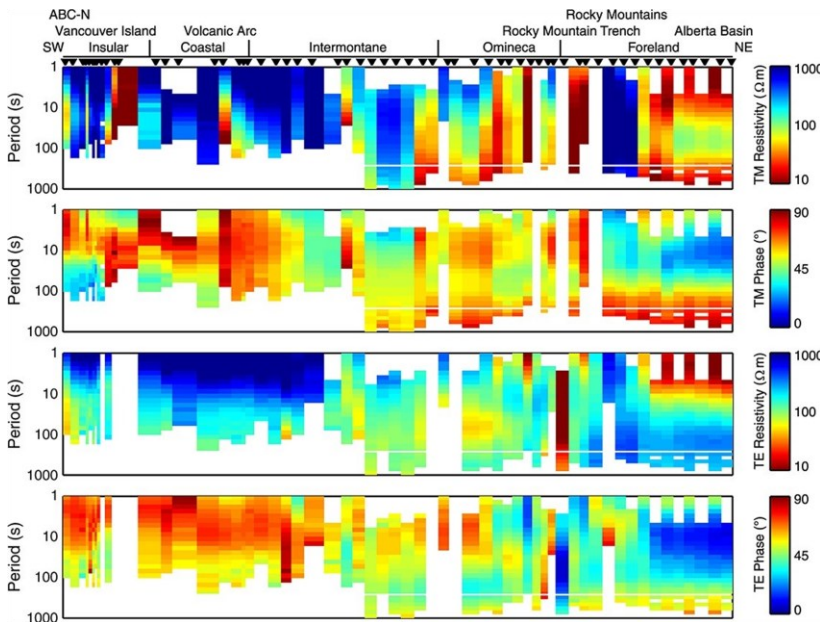
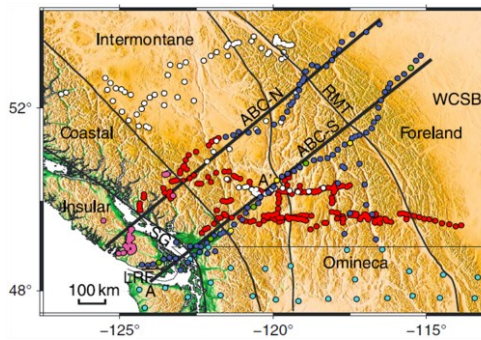
(a)



--- : a high voltage DC transmission line



(b)



⊗
White areas correspond to stations and periods with no data.

Fig. 1.2 (a) A map of the MT survey area in Kii Peninsula (Uyeshima et al., 2010) (left) and an example of the MT responses obtained at one of the MT stations, quoted from Figure 5 (Uyeshima et al., 2010) (right). (b) A map of the MT survey lines across the southern Canadian Cordillera (Rippe et al., 2013) (top) and pseudosections for the ABC-N MT profile showing the apparent resistivity and phase values (bottom), quoted from Figure 1 and Figure 7 (Rippe et al. 2013) respectively.

1.2 本論文の目的と構成

本研究は、MT 法探査において自然電磁場の応答を抽出する技術の高精度化を行うことで、十分に信頼性の高い地下深部の情報の把握に資することを目的とする。本論文では、S/N 比改善性能及び実用性に優れた独自の MT 法観測データ処理技術を開発した。なお、本論文で対象とする周波数帯域は概ね 0.001 Hz～数 Hz の範囲とする。これは地磁気脈動を発生源とする ULF (Ultra low frequency) 帯及び雷の放電に起因する ELF (Extremely low frequency) 帯に相当し、地下深部まで浸透し人工ノイズの影響を特に受けやすい低周波数帯域である。以下に、本論文の構成を記す。

第 1 章は序論であり、近年の地下深部構造調査の動向とその社会的重要性について述べるとともに、MT 法電磁探査の有効性と観測データ品質に関する問題点についてまとめた。また、それらを踏まえ、本研究の目的と本論文の構成について説明した。

第 2 章では、MT 法電磁探査の概要として、その歴史、原理及び実際の観測の手順についてまとめた。

第 3 章では、MT 法における観測時系列に対するスペクトル変換や、強大な人工ノイズの低減の既往研究について記した。

第 4 章では、MT 法観測時系列のスペクトル変換に伴う数値誤差を効果的に抑制する方法 (ウェーブレット変換) について提案した。観測データ処理にウェーブレット変換を導入する際の最適な計算設定を検証するとともに、種々の実データへの適用を通じて提案方法の有効性を検討した。

第 5 章では、観測データを構成する源信号が互いに独立・無相関であるという仮定の下で信号分離を行う独立成分分析に基づいて、観測電磁場を分解し直接的にノイズを除去する手法を提案した。強大なノイズ波形を人為的に加算した MT 法時系列と直流電化鉄道地域における実データの両方を用いて、開発手法のノイズ低減性能や既存の観測データ処理手法に対する優位性を検証した。

第 6 章では、本論文で得られた成果をまとめ、将来の展望について提言した。

第2章 地磁気地電流 (MT) 法探査の概要

2.1 歴史

地表で観測される電場とそれに直交する方向の磁場の比が大地の比抵抗の関数になっていることは、日本の平山 (1934) によって提唱された。その後、均質半空間においては電場と磁場が 45 度の位相差をなし、かつそれらの比が周波数の関数となることが、日本の Rikitake (1948) により示された。1950 年代には、旧ソ連の Tikhonov (1950) やフランスの Cagniard (1953) らによって、自然の電磁場変動の測定結果から地下の比抵抗分布が求められることが示され、この時代に地磁気地電流 (Magnetotelluric: MT) 法探査の基本的な原理が確立された。Neves (1957) は地球を取り巻く電場と磁場の間にテンソルの関係があることを見出した上で、有限差分法に基づく 2 次元の電磁場モデル計算の解法を導出した。MT 法の開発の初期には、電場と磁場の水平成分の比から見掛比抵抗を求めていたが、複雑な地下構造に対しては測定する方向によって得られる結果が異なることも明らかとなった (斎藤, 2016)。

産業用としては、1950 年代末期～1960 年代初頭にはアメリカの地熱資源調査に MT 法が用いられるようになった (Chave and Jones, 2012)。1970 年代には、特に旧ソ連での油ガス田探査において MT 法が重要な役割を担っていた (Spies, 1983)。2000 年代以降では、大深度における鉍化作用の解明や鉍物資源の探査に MT 法を活用する事例も報告されている (Heinson et al., 2006; Johnson et al., 2013)。日本においては、1980 年頃から地熱資源開発の分野で MT 法が積極的に活用され始めた (鍋谷, 1980)。その後は、地形や地質構造の観点で反射地震探査の実施が困難な地域における石油探査への MT 法の適用例も、見られるようになった (石橋ほか, 1989; 高倉ほか, 1995; Matsuo and Negi, 1999; Mitsuhashi et al., 1999; Schutter, 2003)。

日本においては、力武 (Rikitake, 1950) らによって MT 法の原理が見出され、1960 年代には既に MT 法が地下深部の調査手法として位置づけられていた。しかし、地電流データは表層部の不均質構造の影響を受けやすいために深部の情報を正しく反映しにくい (力武, 1972) という技術的欠点が指摘されたことで、MT 法の技術の研究はしばらく停滞した。1980 年代初頭までは、磁場成分のみを用いる GDS (Geomagnetic depth sounding) 法が地下深部構造の探査手法としては主流であり (Sasai, 1967; Rikitake and Sasai, 1969)、国内の大学から構成される CA (Conductivity Anomaly) 研究グループも上部マントル等の研究に同手法を活用していた。しかし 1980 年代に入ると CA 研究グループの間でも MT 法が再注目されるようになり、特に約 7 Hz, 14 Hz, 20 Hz の周波数の電磁波が大地と電離層の間を振動するシューマン共振 (Schumann resonances) と呼ばれる現象 (Sentman, 1987) が観測の対象となった。こうした周波数を含む約 1 - 1 kHz の帯域すなわち雷の放電に起因する ELF (Extremely low frequency) 帯の自然信号が、活断層 (Handa and Sumitono, 1985) や火山 (Utada and Shimomura, 1990) の研究に用いられた。また、周波数 1 Hz 以下の ULF (Ultra low

frequency) 帯の自然信号の観測により、地殻～上部マントルの構造を調べる例も見られるようになった (佐藤, 1981; Utada et al., 1986; Mori, 1987)。Utada (1987) は、MT 法と従来からの GDS 法を組み合わせ、日本列島の地下深部構造調査を行っていた。なお、前述した表層部の不均質構造の影響 (static shift) の問題は、時間領域電磁探査法 (Time domain electromagnetic method: TDEM 法) によって決定した浅い構造に整合するように見掛比抵抗曲線を移動させる方法や (Andrieux and Wightman, 1984)、全観測点の見掛比抵抗曲線を平行移動させて振幅を揃える方法 (Jones and Dumas, 1993)、スタティックシフト量を未知パラメータとして逆解析で解く方法 (Ogawa and Uchida, 1996) 等によって解決されていった。

以上のような 1980 年代以降の MT 法の急速な普及は、エレクトロニクスの発達に伴う測定装置の高性能化によるところが大きい。1987 年頃に日本の地質調査所が導入したカナダ Phoenix Geophysics 社製 V5 システムに代表される、16 ビットの A/D コンバータによる測定装置が 1990 年代半ば頃までは主流であった (小川, 1990; Livelybrooks et al., 1996)。しかし、1998 年頃から同社製 MTU-5 システムをはじめとした 24 ビット測定装置が本格的に実用化されると (Jones et al., 2003)、従来では 90 dB 程度しかなかったダイナミックレンジが 130 dB 以上にまで拡大した (Ferguson, 2012)。これにより、エネルギーが微弱な自然信号を取得できる確率が格段に向上したため、人工ノイズ発生源となる送電線等の電氣的構造物に近い所でも測定が可能となったほか、測定装置内部で直流成分を取り除く AC カップリング等を必ずしも必要としなくなった (Ferguson, 2012)。なお、ドイツ Metronix Geophysics 社が 32 ビットの A/D コンバータが搭載された ADU-08e (Metronix Geophysics, 2023) を商用化した例が見られるように、今後も更なる測定システムの高性能化が期待される。

2.2 原理

概ね 0.001 - 1 Hz の ULF 帯域の自然電磁場の発生源である地磁気脈動 (geomagnetic pulsation) は、太陽風と地球磁気圏との相互作用によってもたらされる地磁気・地電流の変動である。太陽風と呼ばれる、太陽から飛来する荷電粒子は、地球磁場に捉えられると電離層にシート状の電流を起す。太陽の黒点活動によって電離層電流は変動するため、それにより発生する 1 次磁場はファラデーの法則によって起電力を生じ、大地に誘導電流を引き起す。したがって、地中にはこの誘導電流とそれが作る 2 次磁場が浸透する。Fig. 2.1 に、地磁気脈動を起源とする MT 信号の概略図を示す。なお、太陽面での大規模な爆発 (フレア) により高エネルギーの荷電粒子が地球に向かって放出され、電離層電流及び 1 次磁場の変動が特に激しくなる状態が地磁気擾乱 (磁気嵐) である。地磁気変動はその起源である太陽黒点と同じ 11 年の周期性を示す (湯元, 2005)。加えて、磁気嵐が発生しない地磁気の静穏日変化による振幅には 27 日周期が認められること等から (門倉, 1989)、地磁気変動は太陽の自転周期に等しい 27 日の周期性も知られている。

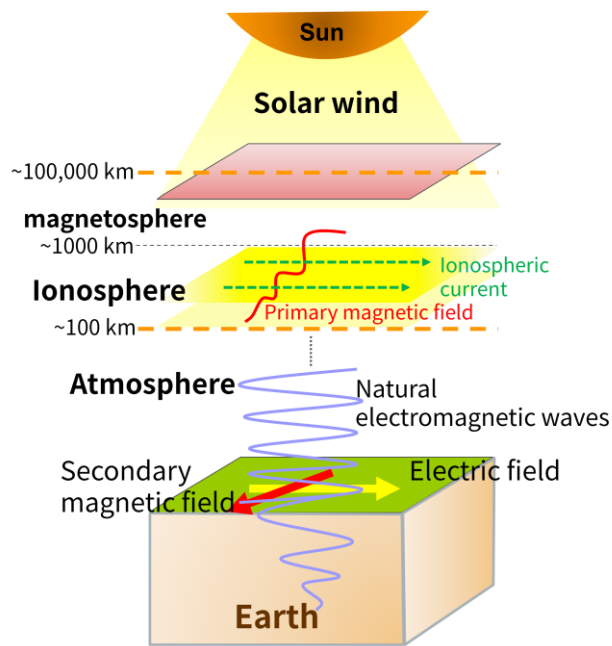


Fig. 2.1 Schematic drawings of the geomagnetic pulsation signal and the interaction of the Earth with solar wind.

MT法において信号源とする電磁波は大地に垂直に入射するものとするが(例えば, Vallianatos, 1996; Brown, 2016), これは絶縁体である大気と良導体の大地との間の比抵抗のコントラストが非常に大きいためである。観測点が信号源から十分離れている場合には, 観測する電磁場は平面波と見なすことができるが, MT法の場合には 0.001 Hz 以上の帯域では平面波の仮定がほぼ成立することが示されている (Madden and Nelson, 1986)。地下の比抵抗に関する情報は, 角周波数 ω で $e^{i\omega t}$ の時間変動をする電場 \mathbf{E} [V/m]と磁場 \mathbf{H} [A/m]の関係から説明できる。その支配方程式である Maxwell の方程式を考えると,

$$\nabla \times \mathbf{E} = -i\omega\mu\mathbf{H} \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = i\omega\epsilon\mathbf{E} + \sigma\mathbf{E} \quad (2.2)$$

式(2.1)及び式(2.2)は, それぞれファラデーの法則とアンペールの法則に基づく。ここで μ, σ, ϵ はそれぞれ, 透磁率[H/m], 電気伝導度[S/m], 誘電率[F/m]を表す。 μ と ϵ に関しては通常真空の値が用いられ, それぞれ $4\pi \times 10^{-7}\text{ H/m}$, $8.854 \times 10^{-12}\text{ F/m}$ となる。式(2.1)の回転をとると,

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = -i\omega\mu(\nabla \times \mathbf{H}) \quad (2.3)$$

式(2.3)に式(2.2)を代入して \mathbf{H} を消去すると

$$\nabla^2 \mathbf{E}(x, y, z, \omega) + k^2 \mathbf{E}(x, y, z, \omega) = 0 \quad (2.4)$$

となり、 \mathbf{E} についてのヘルムホルツ方程式を得る。ここに k は伝播定数であり、

$$k = \sqrt{-i\omega\mu(\sigma + i\omega\varepsilon)} \quad (2.5)$$

と与えられる。大地中では、通常 $\sigma=10^{-5}$ S/m 程度以上に電気が流れやすく（上嶋, 2009）、有限の σ に対し $i\omega\varepsilon$ を無視する準静的近似（quasistatic approximation）の結果が得られるため（例えば、Özakin and Aksoy, 2016）、式(2.5)は、

$$\begin{aligned} k &= \sqrt{\sigma\mu\omega} e^{-\frac{i\pi}{4}} \\ &= \sqrt{\frac{\sigma\mu\omega}{2}} - i\sqrt{\frac{\sigma\mu\omega}{2}} \end{aligned} \quad (2.6)$$

の形に帰結する。自然電磁場が地下において拡散場となることは、MT 法で対象となる数十 kHz より低周波数かつ高電気伝導度の領域の場合、式(2.2)右辺の第 1 項の変位電流（電束密度の時間変動により生じる電流）が第 2 項の伝導電流に比べて無視できることから説明できる（上嶋, 2009）。

Fig. 2.2 に示すように、いま磁場については x 軸方向の成分 H_x を、電場についてはそれに直交する y 軸方向の成分 E_y を考えることとする。電磁波は z 軸正の向きに入射するため、式(2.4)は、

$$\frac{d^2}{dz^2} E_y + k^2 E_y = 0 \quad (2.7)$$

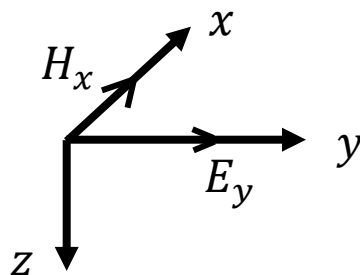


Fig. 2.2 An orthogonal coordinate system for the MT method (utilized in Section 2.2).

式(2.7)を解くと、

$$E_y = E_0 e^{\pm ikz} \quad (2.8)$$

$z \rightarrow \infty$ のとき $E_y \rightarrow 0$ であるため、式(2.6)及び式(2.8)により、

$$E_y = E_0 e^{-z \sqrt{\frac{\sigma \mu \omega}{2}} - iz \sqrt{\frac{\sigma \mu \omega}{2}}} \quad (2.9)$$

を得る。

電場 E_y が電気伝導度 σ の大地に作用すると、オームの法則に従って地中に電流が流れる。この電流の時間変化はそれによる磁場も変化させるため、地中には新たな電場が生じる。この電場による電流は、変動の周波数が高いほど、単位時間内に激しく振動しジュール熱として損失するエネルギーが大きくなるため、地中で早く減衰する。また、 σ が高い（比抵抗が低い）ほど、オームの法則により誘導電流の密度が大きくなるが、減衰が早くなる。式(2.9)より、 E_y の振幅が地表面 ($z=0$) の $1/e$ になる深度 δ は、

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\sigma \mu \omega}} \quad (2.10)$$

で示される (Cagniard, 1953)。 $\mu=4\pi \times 10^{-7}$ H/m, $\omega=2\pi f$, $\sigma=1/\rho$ を用いることで、 δ [m]について

$$\delta \approx 503 \sqrt{\rho/f} \quad (2.11)$$

を得る。ここで f は周波数[Hz]、 ρ は媒質の比抵抗 [$\Omega \cdot m$] である。以上のように、均質大地に浸透した電磁波のエネルギーが地表面の $1/e$ (約 37%) になる深度を表皮深度 (skin depth) と呼び、観測する帯域の電磁場がどの程度の深さの情報を持っているかの指標となる。Fig. 2.3 は、地電流信号の地下への浸透及び減衰が、周波数や媒質の比抵抗に依存する様子を示したものである。

式(2.1)及び式(2.8)を用いて、 $E=E_y$, $H=H_x$ について書くと、

$$\begin{aligned} H_x &= -\frac{1}{i\omega\mu_0} \frac{\partial}{\partial z} E_y \\ &= -\frac{1}{i\omega\mu_0} \frac{\partial}{\partial z} (E_0 e^{-ikz}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &= \frac{k}{\omega\mu_0} E_0 e^{-ikz} \\
 &= \frac{k}{\omega\mu_0} E_y
 \end{aligned}
 \tag{2.12}$$

したがって電場と磁場の比として表されるインピーダンステンソル Z は,

$$\begin{aligned}
 Z &= \frac{E_y}{H_x} \\
 &= \frac{\omega\mu_0}{k} \\
 &= (1+i)\sqrt{\frac{\omega\mu_0\rho}{2}}
 \end{aligned}
 \tag{2.13}$$

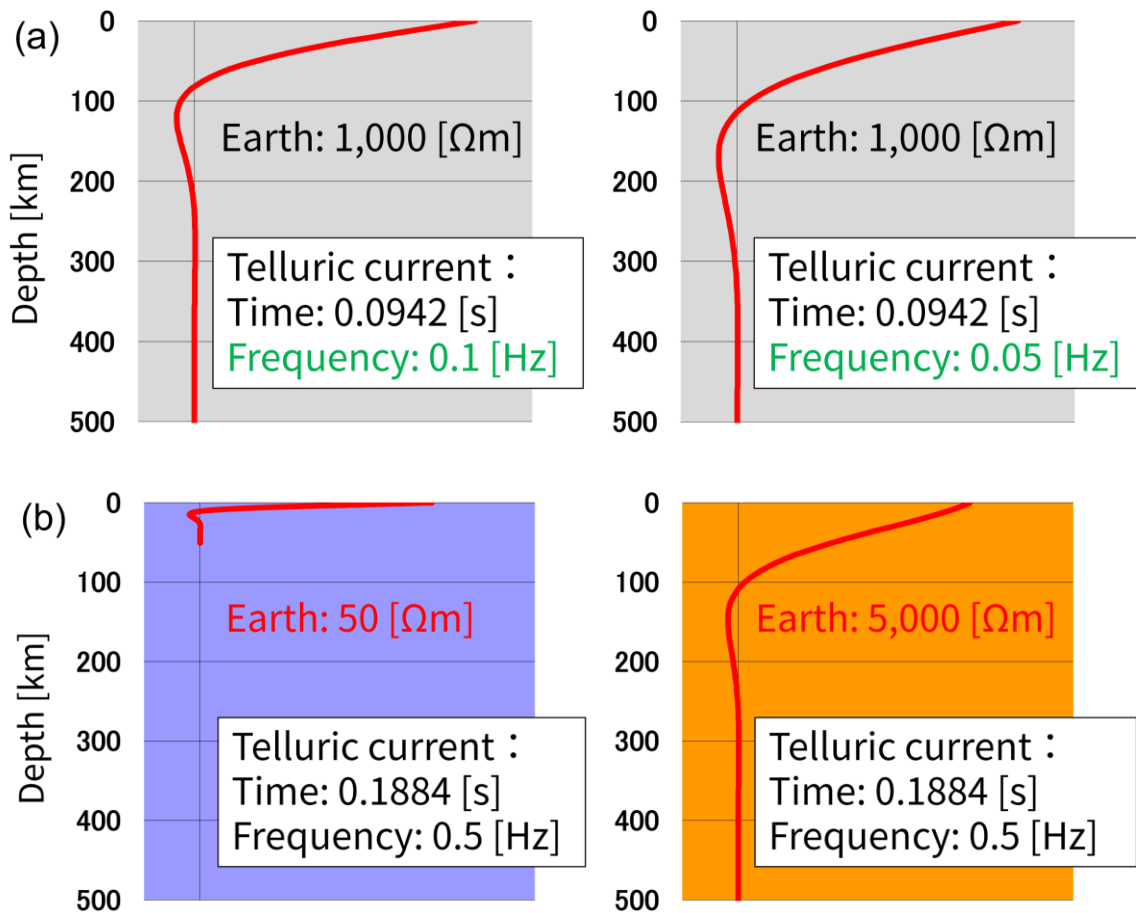


Fig. 2.3 Comparison of the attenuation of telluric current in terms of (top) its frequency and (bottom) the resistivity of the medium.

と示される。式(2.13)より、媒質の比抵抗 ρ を求めることができ、これを実数で表す場合、

$$\rho = \frac{|Z|^2}{\omega\mu_0} \quad (2.14)$$

となる。

Fig. 2.4 に、半無限均質大地に垂直入射する電場 E_y の信号を示す。このとき、大気から地中への入射波は $E_y^i = E_0^i e^{-ik_0z}$ 、地表面から大気への反射波は $E_y^r = E_0^r e^{ik_0z}$ 、地中への透過波は $E_y^t = E_0^t e^{-ik_1z}$ と表せる（例えば、Vozoff, 1990）。上付き文字 i, r, t はそれぞれ、入射、反射、透過を意味する。また、大気及び地中におけるインピーダンスをそれぞれ Z_0, Z_1 とすると、大気・地中間における反射係数は、 $(Z_1 - Z_0)/(Z_0 + Z_1)$ となる。したがって、大気中における E_y は、

$$\begin{aligned} E_y^{(0)} &= E_y^i + E_y^r \\ &= E_0^i e^{-ik_0z} + E_0^i \cdot \frac{Z_1 - Z_0}{Z_0 + Z_1} e^{ik_0z} \end{aligned} \quad (2.15)$$

と書けて、式(2.15)を式(2.1)に代入すると、大気中の磁場 H_x については、

$$\begin{aligned} H_x^{(0)} &= -\frac{1}{i\omega\mu_0} \frac{\partial E_y^{(0)}}{\partial z} \\ &= -\frac{1}{i\omega\mu_0} \left\{ E_0^i \cdot (-ik_0) e^{-ik_0z} + E_0^i \cdot \frac{Z_1 - Z_0}{Z_0 + Z_1} \cdot (ik_0) e^{ik_0z} \right\} \\ &= \frac{k_0}{\omega\mu_0} \left\{ E_0^i e^{-ik_0z} - E_0^i \cdot \frac{Z_1 - Z_0}{Z_0 + Z_1} \cdot e^{ik_0z} \right\} \end{aligned} \quad (2.16)$$

式(2.13)より、 $Z_0 = \omega\mu_0/k_0$ であるため、式(2.16)は、

$$H_x^{(0)} = \frac{E_0^i}{Z_0} \left\{ e^{-ik_0z} - \frac{Z_1 - Z_0}{Z_0 + Z_1} e^{ik_0z} \right\} \quad (2.17)$$

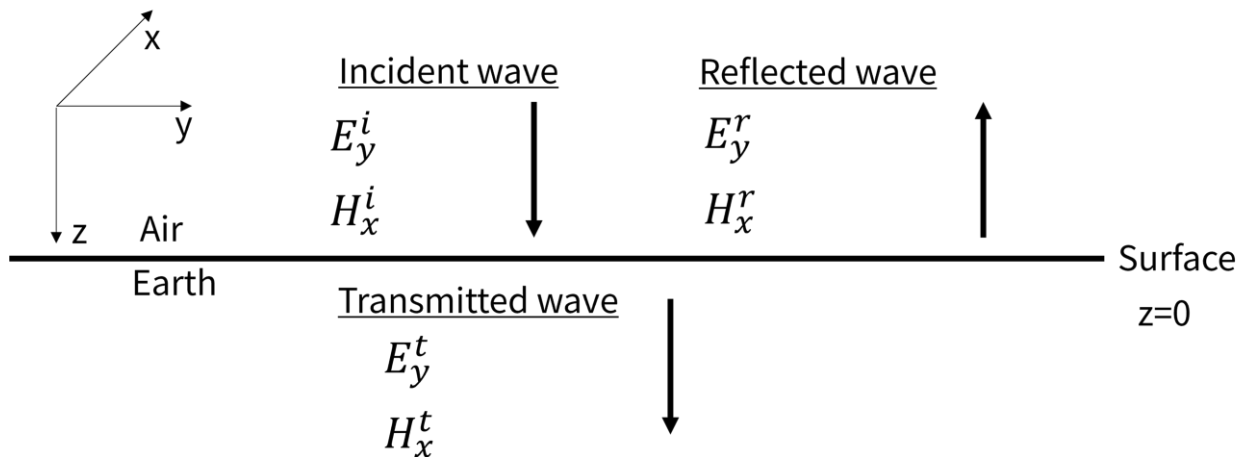


Fig. 2.4 A schematic view of natural electromagnetic wave on a homogeneous half-space.

に変形される。よって、深度 z におけるインピーダンス Z_z は、

$$\begin{aligned}
 Z_z &= \frac{E_y^{(0)}}{H_x^{(0)}} \\
 &= \frac{e^{-ik_0z} + \frac{Z_1 - Z_0}{Z_0 + Z_1} e^{ik_0z}}{e^{-ik_0z} - \frac{Z_1 - Z_0}{Z_0 + Z_1} e^{ik_0z}} \cdot Z_0 \\
 &= \frac{1 + \frac{Z_1 - Z_0}{Z_0 + Z_1} (e^{ik_0z})^2}{1 - \frac{Z_1 - Z_0}{Z_0 + Z_1} (e^{ik_0z})^2} \cdot Z_0
 \end{aligned} \tag{2.18}$$

式(2.18)で $z \rightarrow 0$ とすると、 $Z_z \rightarrow Z_1$ となるため、地表面 ($z=0$) で観測されるインピーダンスは、地中のインピーダンス Z_1 に等しくなる。

Fig. 2.5 に示すような、水平多層構造を考えることとする。層数を n とすると、第 j 層における電場 E_y 及び磁場 H_x は、

$$E_y^j = E_j^+ e^{-ik_j z} + E_j^- e^{+ik_j z} \tag{2.19}$$

$$H_x^j = \frac{E_j^+}{Z_j} e^{-ik_j z} - \frac{E_j^-}{Z_j} e^{+ik_j z} \tag{2.20}$$

で与えられる。このとき E_j の上付き文字+, -はそれぞれ、第 j 層下端の $z=d_j$ に鉛直下向きに入射する波、 $z=d_j$ から鉛直上向きに反射する波を意味する。第 j 層の厚さを h_j とすると、 $z=d_j=d_{j-1} + h_j$ と

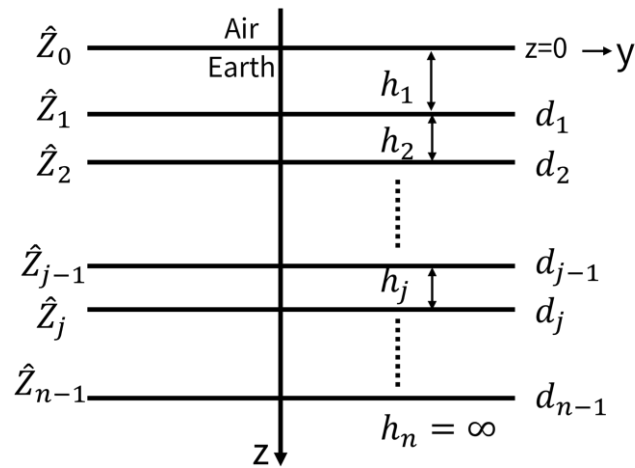


Fig. 2.5 Surface impedance (\hat{Z}) of an n -layered Earth.

表すことができる。加えて、第 $j-1$ 層下端 ($z=d_{j-1}$) の表面インピーダンス \hat{Z}_{j-1} は、第 j 層上端の表面インピーダンスでもある。Wait (1954) によるインピーダンスの解法に基づいて考えると、 \hat{Z}_{j-1} は、 $z=d_j$ の表面インピーダンス \hat{Z}_j を用いて、

$$\begin{aligned}\hat{Z}_{j-1} &= \frac{E_y^j}{H_x^j} \\ &= Z_j \frac{\hat{Z}_j + Z_j \tanh(ik_j h_j)}{Z_j + \hat{Z}_j \tanh(ik_j h_j)}\end{aligned}\quad (2.21)$$

と、漸化式を用いて示すことができる。ここに、

$$\tanh(ik_j h_j) = \frac{e^{ik_j h_j z} - 1}{e^{ik_j h_j z} + 1}\quad (2.22)$$

である。ここで、最下層の第 n 層については、鉛直下向きの入射波のみが存在するため、第 n 層上端 ($z=d_{n-1}$) の表面インピーダンス \hat{Z}_{n-1} は、第 n 層の内部のインピーダンスに等しく、

$$\begin{aligned}\hat{Z}_{n-1} &= Z_n \\ &= \frac{\omega \mu_0}{k_n}\end{aligned}\quad (2.23)$$

である。式(2.21)を用いて、 $j=n-2, n-3, \dots, 2$ に対して、第 j 層上端の表面インピーダンス \hat{Z}_{j-1} の計算

をそれぞれ行くと,

$$\hat{Z}_1 = Z_2 \frac{\hat{Z}_2 + Z_2 \tanh(ik_2 h_2)}{Z_2 + \hat{Z}_2 \tanh(ik_2 h_2)} \quad (2.24)$$

が得られる。したがって、地表面 ($z=0$) におけるインピーダンス \hat{Z}_s は,

$$\hat{Z}_s = Z_1 \frac{\hat{Z}_1 + Z_1 \tanh(ik_1 h_1)}{Z_1 + \hat{Z}_1 \tanh(ik_1 h_1)} \quad (2.25)$$

以上により、地表において観測するインピーダンスは、第1層から最下層までの地下構造を反映するものである。

式(2.9)や式(2.12)のように、大地が1次元構造である場合は、Maxwellの方程式に対する電磁場の解を解析的に求めることができる。いま、走向方向を x 軸にとり、走向方向には比抵抗が変化しない2次元構造の大地 (Fig. 2.6(a)) を考える。この場合、電磁場の x についての微分がゼロとなるため、式(2.1)と式(2.2)は,

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = -i\omega\mu H_x, -\frac{\partial H_x}{\partial y} = \sigma E_z, \frac{\partial H_x}{\partial z} = \sigma E_y \quad (2.26)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = \sigma E_x, \frac{\partial E_x}{\partial y} = i\omega\mu H_z, -\frac{\partial E_x}{\partial z} = i\omega\mu H_y \quad (2.27)$$

と分解される。式(2.26)に示される H-polarization モード (TM モード) は (H_x, E_y, E_z) から構成され、式(2.27)に示される E-polarization モード (TE モード) は (H_y, H_z, E_x) からなる。式(2.26), 式(2.27)は、スカラー量となる H_x と E_x のみによって、以下のヘルムホルツ方程式にそれぞれ帰結される (Wannamaker et al., 1987)。

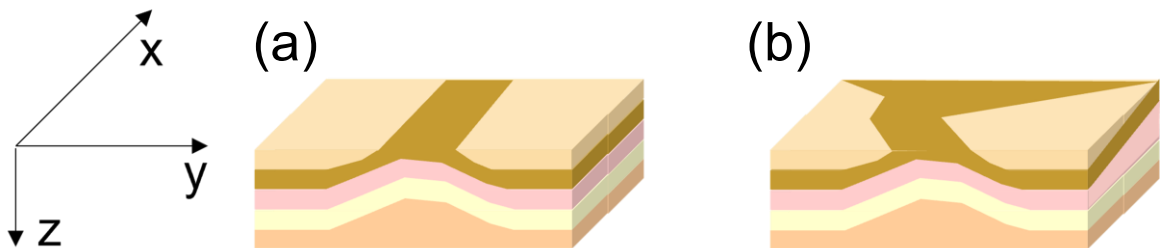


Fig. 2.6 Schematic drawings of (a) two-dimensional and (b) three-dimensional structures.

$$\frac{\partial^2}{\partial y^2} H_x + \frac{\partial^2}{\partial z^2} H_x - i\omega\mu\sigma H_x = 0 \quad (2.28)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial y^2} E_x + \frac{\partial^2}{\partial z^2} E_x - i\omega\mu\sigma E_x = 0 \quad (2.29)$$

したがって、式(2.28)、式(2.29)によって、TMモード及びTEモードについての数値解を得ることができ、任意の2次元構造に対しての地表におけるインピーダンスを計算できる（上嶋, 2009）。

3次元構造の大地（Fig. 2.6(b)）を考える場合、式(2.1)と式(2.2)のMaxwellの方程式から帰結されるヘルムホルツ方程式（式(2.4)）を直接解くことになる。有限差分法（例えば、Yee, 1966；Madden and Mackie, 1989；Fomenko and Mogi, 2002）、有限要素法（例えば、Reddy et al., 1977；Livelybrooks, 1993；Mitsuhata and Uchida, 2004）及び積分方程式（例えば、Ting and Hohmann, 1981；Wannamaker, 1991；Xiong, 1992）による数値解法がよく知られている。これらのいずれのアプローチを用いる場合でも、(i)Maxwellの方程式を $Ax=b$ の形の線形方程式に精度よく近似すること、(ii)前処理を用いた反復法のソルバーにより(i)の式における係数行列 A を適切に見出すこと、の2点が重要とされてきた（Avdeev, 2005）。電気工学の分野で辺要素を用いた3次元モデリングが普及すると（例えば、羽野, 1994）、以後はMT法における適用事例も増加した（例えば、Mitsuhata and Uchida, 2004；Liu et al., 2008）。さらに、有限要素法の実行において前処理を要さずかつ安定的に高精度な数値解を導出することが期待できる直接法は有用とされ（Grayver et al., 2013；Kordy et al., 2016）、計算機の高性能化も相まって実用性を増している。特に近年では、疎行列化した係数行列を持つ線形方程式を解く疎行列直接法（sparse direct solver）により、計算の安定性、効率及び精度の向上に加えて計算コストの大幅な節約が実現されている（Xiong et al., 2018）。

2.3 測定の手順

観測点では、磁場の水平成分 H_x, H_y 及び鉛直成分 H_z に、電場の水平成分 E_x, E_y を加えた合計5成分を、時系列データとして同時に記録する。MT法では、北側を正の向きとした南北方向と平行に x 軸を、東側を正の向きとした東西方向と平行に y 軸を設定するのが一般的である。そのため、 E_x のダイポールと H_x 及び E_y のダイポールと H_y が平行となるように、電極と磁場コイルセンサを配置する。真北と方位磁針が指す北（磁北）との差異である偏角は地域によって異なるため、観測点を設置する地点での偏角をあらかじめ把握した上で、 x 軸方向が真北もしくは磁北と一致するように測定システムを展開することが望ましい。実際には、ノイズ源となる電氣的設備と測定機器類との位置関係や樹木等の障害物の存在を考慮し、 x 軸を南北方向からややずらして設定する場合も多

い。その際には x 軸と南北方向との差異を「回転角」として記録し、観測終了後に座標変換により回転角の補正を行った上でデータの処理を行う。

Fig. 2.7 に、合計 5 成分の電磁場の測定配置例を示す。 E_x, E_y の 2 つのダイポールは、互いに直交するように十字型に敷設することが多いが（例えば、Maryanto et al., 2017）、前述のようなノイズ源や障害物の存在、段差や斜面の規模といった地形、もしくは土地利用状況による制約上、L字型に配置されることもある（例えば、Wannamaker et al., 2004）。南北（または東西）電極間の距離を大きくすることができれば、観測点近傍の局所的な比抵抗異常によって電場が歪んでしまう galvanic distortion（例えば、Groom and Bailey, 1989）の影響を低減でき、データの信号対雑音 (Signal-to-noise: S/N) 比を向上させやすい。多くの場合、30 – 50 m 程度の間隔で電極が埋設される。

電場の測定の際には、大地と電極との間に電位差が生じるのを防ぐために、Pb-PbCl₂ 電極や Cu-CuSO₄ 電極等のような非分極電極がよく用いられる (Perrier et al., 1997)。また、同軸電線を電極に接続するのは、損傷に伴う断線やノイズの混入を防ぐ上で有効である。塩水やベントナイト等を浸透させた深さ 20 cm 程度の穴に電極本体を埋設し、両電極の接地を含む抵抗（接地抵抗）が低くなるようにする。水平磁場の測定には主に円筒状のインダクションコイルが使用されるが、風雨による振動や浸水の影響を避けるため、深さ 30 cm 程度の地中にコイル本体を完全に埋設することが望ましい。加えて、深さ 1 m 程度の穴を掘り、できるだけ正確に水平面と垂直となるよう鉛直磁場コイルセンサを埋設する。ここで、測定システムの回転角、各ダイポールの長さ、及び測定器と各磁場コイルのアンプ増幅率は、収録されるデータの補正に必要となるため、測定開始前に把握しておく。観測点の遠方に新規の参照点を設置する場合には、これらと同様の展開作業を行う。

0.001 Hz～数 Hz の帯域を対象とした MT 法探査の場合、測定 1 回につき 13 時間～15 時間程度

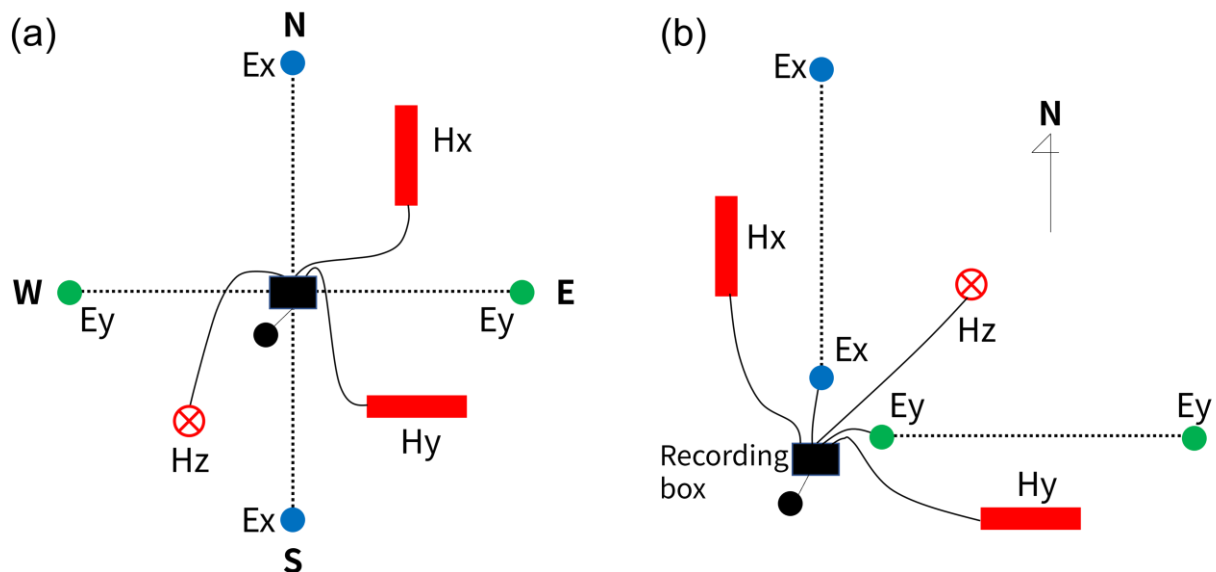


Fig. 2.7 Plan views of (a)Cross-type and (b)L-shaped MT layouts with three coils (H_x, H_y , and H_z), five electrodes (E_x, E_y , and a grounding electrode), and recording equipments deployed.

の観測時間長を要するが、人工ノイズの影響をできる限り回避するために、社会活動が静穏となる夜間から翌朝にかけての時間帯における無人観測とすることが多い（例えば、内田ほか, 2008）。1990年代以降は測定器に搭載されるアンテナで GPS 信号を受信するシステムが一般化しているため（例えば、佐藤ほか, 2003）、参照点を含めた全観測点の時刻同期が十分に高い精度で行うことができる。取得したデータの品質を確保するため、1地点で数回以上測定を繰り返す場合も多い。

2.4 観測データ処理の手順

Fig. 2.8 に、MT 法観測データ処理の流れの例を示す。取得された電磁場の時系列データには増幅や A/D 変換を施すのに加え、真北方向と測定システム内の北方向とのずれの補正も行う。MT 法で取得されるデータの解釈や品質の評価は主に周波数領域で行われるため、時系列は周波数スペクトルに変換する必要がある。電磁場のスペクトルデータから算出した周波数ごとの複素インピーダ

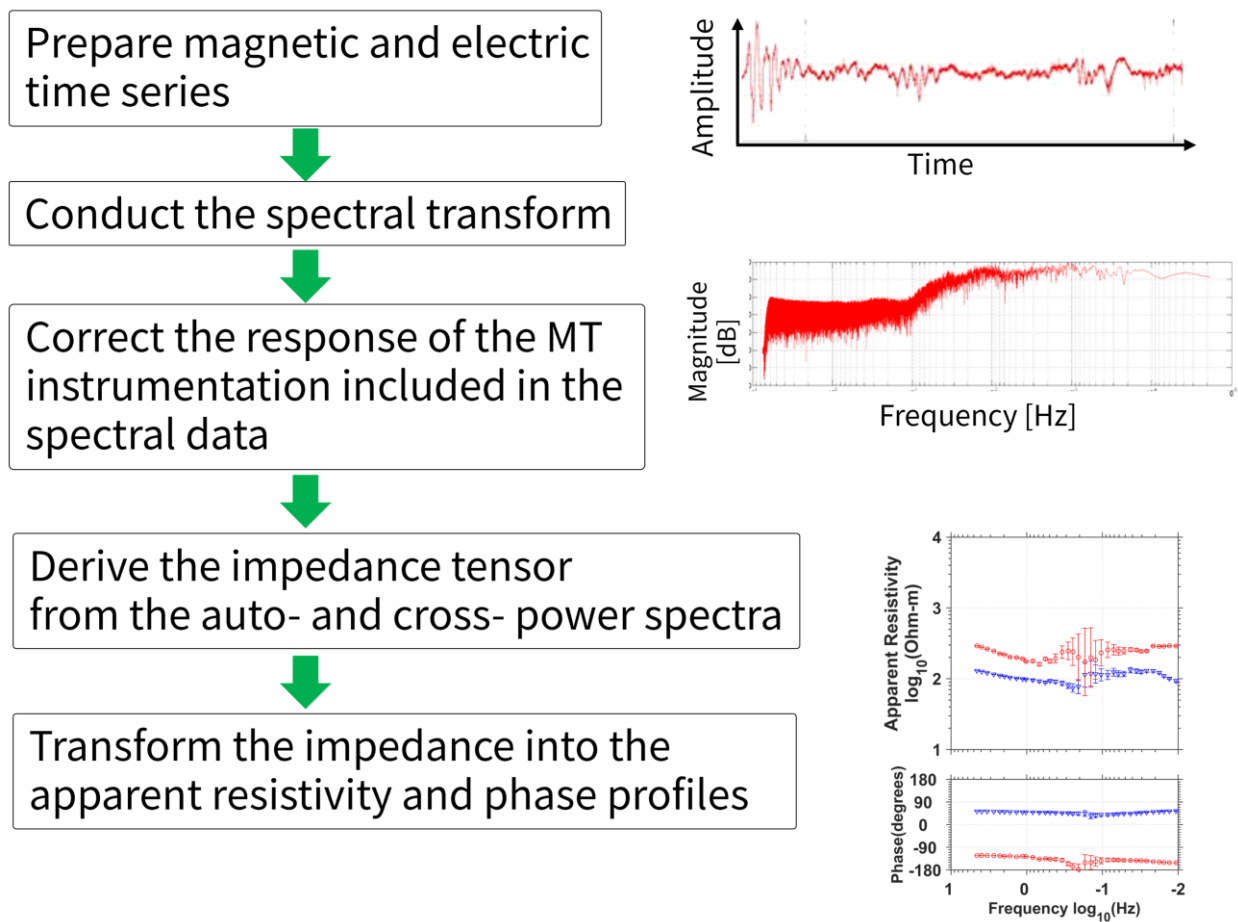


Fig. 2.8 The overall flow of MT data processing.

ンスを用いて、周波数データとして様々な深度の比抵抗情報を示す MT パラメータを計算する。以下では、磁場及び電場の一般的な単位として、nT 及び mV/km を扱うものとなる。

まず、測定時に設定した北方向が真北方向よりも時計回りに θ だけずれているものとする、時系列の水平磁場成分 $\mathbf{h}=(h_x, h_y)$ 及び水平電場成分 $\mathbf{e}=(e_x, e_y)$ は、

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} h_x \\ h_y \end{pmatrix} &\leftarrow \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_x \\ h_y \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} e_x \\ e_y \end{pmatrix} &\leftarrow \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e_x \\ e_y \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.30)$$

で与えられる。以後、式(2.30)による座標系の補正を施された電磁場を用いることとする。

水平磁場と水平電場は 2 入力 1 出力線形系の伝達関数により関連付けられるため (Cantwell, 1960)、時間領域においては水平磁場の時系列 $\mathbf{h}(t)$ と水平電場の時系列 $\mathbf{e}(t)$ の間には、畳み込み演算子*を用いた式(2.31)のような関係式が存在する (Loddo et al., 2002)。

$$\begin{aligned} e_x(t) &= z_{xx}(t) * h_x(t) + z_{xy}(t) * h_y(t) \\ e_y(t) &= z_{yx}(t) * h_x(t) + z_{yy}(t) * h_y(t) \end{aligned} \quad (2.31)$$

ここに $\mathbf{z}(t)$ は $z_{xx}(t), z_{xy}(t), z_{yx}(t)$ 及び $z_{yy}(t)$ を要素に持つインピーダンステンソルである。式(2.31)を周波数領域で表示すると、

$$\begin{pmatrix} E_x(\omega) \\ E_y(\omega) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{xx}(\omega) & Z_{xy}(\omega) \\ Z_{yx}(\omega) & Z_{yy}(\omega) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_x(\omega) \\ H_y(\omega) \end{pmatrix} \quad (2.32)$$

ここに $\mathbf{Z}(\omega)$ は $Z_{xx}(\omega), Z_{xy}(\omega), Z_{yx}(\omega)$ 及び $Z_{yy}(\omega)$ を要素に持つ周波数 ω におけるインピーダンスあるいは電磁場応答関数と呼ばれ、2 行 2 列の複素テンソルで表される。すなわち、インピーダンステンソルを用いた水平電磁場の間の関係式は、時間領域では畳み込み積分を伴うのに対し、周波数領域では電場のスペクトル $\mathbf{E}(\omega)$ をインピーダンス $\mathbf{Z}(\omega)$ と磁場のスペクトル $\mathbf{H}(\omega)$ の積として簡便に扱うことができる。

時系列のスペクトル変換の中で、フーリエ変換は最も代表的かつ古典的な方法である。一般に連続時間信号はあらゆる周波数の振動の重ね合わせで表せることから、式(2.33)のようにフーリエ変換は時間の関数 $f(t)$ が持つ周波数 ω のスペクトル $F(\omega)$ を与える。

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-i\omega t} dt \quad (2.33)$$

フーリエ変換の基底関数は三角関数からなる正規直交系となる。なお、 $f(t)$ が持つ各周波数の成分は全観測時間において一定値をとること、したがって $f(t)$ が定常時系列であることが前提となる。実際には、有限の時間長のデジタル信号を扱うことが多いため、式(2.33)を離散データで定式化する離散フーリエ変換がよく用いられ、

$$F[k] = \sum_{n=0}^{N-1} f[n] e^{-i2\pi kn/(N\Delta t)} \quad (2.34)$$

となる。この時 $n=0, 1, \dots, N-1$ は時系列上のデータ番号、 k は周波数番号となる。さらに Δt はサンプリング周波数の逆数にあたるサンプリング間隔であり、式(2.34)によりナイキスト周波数 $f_N (= 1/(2\Delta t))$ 以下の周波数成分を算出する。

しかし、自然電磁場の信号源の非定常的な変動 (Chant and Hastie, 1992) や人工ノイズの混入といった要因のために、フーリエ変換で必要な定常時系列の仮定は、実際に観測される電磁場に対しては困難となる。一般に、非定常時系列に式(2.33)のフーリエ変換をそのまま適用すると、本来の信号には含まれないはずの周波数成分でエネルギーが観測されるスペクトル漏れ (leakage) が生じてしまうことが知られている。このため、短時間フーリエ変換 (Short-time Fourier transform: STFT) に代表されるような、時系列を複数の小区間に分割しそれぞれの区間でスペクトル変換を行い時間変化する周波数成分を評価する方法が、広く使用されてきた (例えば, Chave et al., 1987; Chave and Thomson, 1989)。各々の小区間で求めた電磁場のスペクトルに統計学的方法を適用することで、全観測時間で平均・平滑化されたインピーダンス及びその誤差を算出する。時間幅 L の窓関数 $w(t)$ を用いた STFT 及びそれを離散化したものは、式(2.35)及び式(2.36)により表される：

$$F(t, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} w(\tau - t) f(\tau) e^{-i\omega\tau} d\tau \quad (2.35)$$

$$F[n, k] = \sum_{l=0}^{L-1} w[l - n] f[l] e^{-i2\pi kl/(L\Delta t)} \quad (2.36)$$

なお、測定器や磁場コイルセンサには機器固有の周波数特性が存在する。そのため、観測時系列のスペクトル変換値 $F(t, \omega)$ から大地の応答のみを求めるにはこの機器特性 $G(\omega)$ を除去する必要がある (Ferguson, 2012)。したがって、例えば城森ほか (2013) にならって、

$$F(t, \omega) \leftarrow F(t, \omega) / G(\omega) \quad (2.37)$$

に基づいて磁場及び電場の各スペクトル変換値から機器特性を除去することで、自然電磁場の応答についての議論が可能となる。

以上のようにして算出した電磁場のスペクトルを組み合わせ、ある帯域幅 $[\omega - (\Delta\omega/2) \omega + (\Delta\omega/2)]$ において自己パワースペクトル及び相互パワースペクトルの平滑化を行った上で、インピーダンステンソルの各要素を求めることが多い (Vozoff, 1972 ; Madden and Nelson, 1986)。いま全観測時間におけるスペクトルの平均値を $\overline{\langle \rangle}$ で表すと、

$$\begin{aligned}\overline{\langle E_x A^* \rangle} &= Z_{xx}(\omega) \overline{\langle H_x A^* \rangle} + Z_{xy}(\omega) \overline{\langle H_y A^* \rangle} \\ \overline{\langle E_y B^* \rangle} &= Z_{yx}(\omega) \overline{\langle H_x B^* \rangle} + Z_{yy}(\omega) \overline{\langle H_y B^* \rangle}\end{aligned}\quad (2.38)$$

を得る。なお、式(2.38)における*は複素共役を意味することに注意されたい。式(2.38)を $Z_{xx}, Z_{xy}, Z_{yx}, Z_{yy}$ についてそれぞれ解くと、

$$\begin{aligned}Z_{xx}(\omega) &= \frac{\overline{\langle E_x A^* \rangle} \overline{\langle H_y B^* \rangle} - \overline{\langle E_x B^* \rangle} \overline{\langle H_y A^* \rangle}}{\overline{\langle H_x A^* \rangle} \overline{\langle H_y B^* \rangle} - \overline{\langle H_x B^* \rangle} \overline{\langle H_y A^* \rangle}} \\ Z_{xy}(\omega) &= \frac{\overline{\langle E_x A^* \rangle} \overline{\langle H_x B^* \rangle} - \overline{\langle E_x B^* \rangle} \overline{\langle H_x A^* \rangle}}{\overline{\langle H_y A^* \rangle} \overline{\langle H_x B^* \rangle} - \overline{\langle H_y B^* \rangle} \overline{\langle H_x A^* \rangle}} \\ Z_{yx}(\omega) &= \frac{\overline{\langle E_y A^* \rangle} \overline{\langle H_y B^* \rangle} - \overline{\langle E_y B^* \rangle} \overline{\langle H_y A^* \rangle}}{\overline{\langle H_x A^* \rangle} \overline{\langle H_y B^* \rangle} - \overline{\langle H_x B^* \rangle} \overline{\langle H_y A^* \rangle}} \\ Z_{yy}(\omega) &= \frac{\overline{\langle E_y A^* \rangle} \overline{\langle H_x B^* \rangle} - \overline{\langle E_y B^* \rangle} \overline{\langle H_x A^* \rangle}}{\overline{\langle H_y A^* \rangle} \overline{\langle H_x B^* \rangle} - \overline{\langle H_y B^* \rangle} \overline{\langle H_x A^* \rangle}}\end{aligned}\quad (2.39)$$

となる。 A と B には H_x, H_y, E_x, E_y のいずれか2つが入るが、 A と B の間の相関度が高い場合には式(2.39)の各要素の分母が0に近づいてしまう。水平磁場 H_x, H_y は互いに十分高い独立・無相関性を示すことが多いため、一般的にはこれら2成分を A と B にそれぞれ代入するが、磁場への人工ノイズの影響が特に強い場合には他の成分を用いる (Vozoff, 1972)。

こうして推定されたインピーダンスを、MTパラメータに変換する。主要なパラメータとして、電磁場の周波数 f [Hz]に応じた浸透深度までの平均的な比抵抗値である見掛比抵抗 ρ_a [$\Omega \cdot \text{m}$]と、磁場と電場の位相差である位相 ϕ [rad]がある。式(2.13)及び式(2.14)により、地表面で取得した水平電場の i 成分と水平磁場の j 成分 ($i=x, y; j=x, y$) の比として得られるインピーダンステンソルの要素 Z_{ij} を変換することで、対応する見掛比抵抗 $\rho_{a ij}$ が得られる。式(2.13)及び式(2.14)における電場及び磁場の単位系をそれぞれ $\text{V/m} \rightarrow \text{mV/km}, \text{A/m} \rightarrow \text{nT}$ に変換した場合には、 f [Hz]の見掛比抵抗は

$$\rho_{a ij}(f) = \frac{0.2}{f} |Z_{ij}(f)|^2 \quad (2.40)$$

と表される。複素平面上においてインピーダンスの絶対値に相当する部分が ρ_a であり、偏角に相当する ϕ は、

$$\phi(f) = \tan^{-1} \left(\frac{\text{Im}\{Z_{ij}(f)\}}{\text{Re}\{Z_{ij}(f)\}} \right) \quad (2.41)$$

で与えられる。また、インピーダンスの実数部と虚数部間の分散関係式 (dispersion relationship) に基づいて、 ρ_a と ϕ は式(2.42)により関連付けられる (Weidelt, 1972) :

$$\begin{aligned} \phi(\omega) &= \frac{\pi}{4} - \frac{\omega}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\log(\rho_a(v)/\rho_0)}{v^2 - \omega^2} dv \\ \phi(f) &\approx \frac{\pi}{4} \left[1 + \frac{\partial \log \rho_a(f)}{\partial \log f} \right] \end{aligned} \quad (2.42)$$

以上のことから、均質大地の場合、インピーダンスの実数部と虚数部が等しく位相が 45 度となる。加えて式(2.42)より、周波数が低くなるにつれて見掛比抵抗が高くなる場合には位相が 45 度より小さくなり、反対に見掛比抵抗が低くなる場合には位相が 45 度より大きくなる。

リモートリファレンス法 (Gamble et al., 1979a) は、目的の観測点周辺のノイズが遠く離れた観測点 (参照点) でのデータと相関が無いという仮定の下、2つの観測点での電磁場成分の相互相関をとることで、人工ノイズの寄与を抑制しつつインピーダンスを算出するものである。本処理方法は目的の観測点と参照点における同時観測を要するが、人工ノイズの影響の低減の目的で実際の MT 法探査の調査研究や実務においては幅広く活用されている。一般に磁場は電場と比べて局所的な比抵抗異常の影響を受けにくく、ある程度広範囲において一様な信号と考えられるため、参照点における水平磁場 2 成分 R_x, R_y のみを用いることが多い。式(2.39)の A, B に R_x, R_y を代入すると、リモートリファレンス法に基づくインピーダンステンソルの各要素は、

$$\begin{aligned} Z_{xx}(\omega) &= \frac{\overline{\langle E_x R_x^* \rangle} \overline{\langle H_y R_y^* \rangle} - \overline{\langle E_x R_y^* \rangle} \overline{\langle H_y R_x^* \rangle}}{\overline{\langle H_x R_x^* \rangle} \overline{\langle H_y R_y^* \rangle} - \overline{\langle H_x R_y^* \rangle} \overline{\langle H_y R_x^* \rangle}} \\ Z_{xy}(\omega) &= \frac{\overline{\langle E_x R_x^* \rangle} \overline{\langle H_x R_y^* \rangle} - \overline{\langle E_x R_y^* \rangle} \overline{\langle H_x R_x^* \rangle}}{\overline{\langle H_y R_x^* \rangle} \overline{\langle H_x R_y^* \rangle} - \overline{\langle H_y R_y^* \rangle} \overline{\langle H_x R_x^* \rangle}} \\ Z_{yx}(\omega) &= \frac{\overline{\langle E_y R_x^* \rangle} \overline{\langle H_y R_y^* \rangle} - \overline{\langle E_y R_y^* \rangle} \overline{\langle H_y R_x^* \rangle}}{\overline{\langle H_x R_x^* \rangle} \overline{\langle H_y R_y^* \rangle} - \overline{\langle H_x R_y^* \rangle} \overline{\langle H_y R_x^* \rangle}} \\ Z_{yy}(\omega) &= \frac{\overline{\langle E_y R_x^* \rangle} \overline{\langle H_x R_y^* \rangle} - \overline{\langle E_y R_y^* \rangle} \overline{\langle H_x R_x^* \rangle}}{\overline{\langle H_y R_x^* \rangle} \overline{\langle H_x R_y^* \rangle} - \overline{\langle H_y R_y^* \rangle} \overline{\langle H_x R_x^* \rangle}} \end{aligned} \quad (2.43)$$

となる。

ここで、各観測点における電磁場成分は $F_i = FS_i + FN_i$ ($i=1, 2, \dots$) という形で自然信号 FS と人工ノイズ FN に大別して考えられるものとする（例えば、Sims et al., 1971）。式(2.39)の A, B に H_x, H_y を代入し参照磁場を使用しない場合、インピーダンステンソルには観測点の磁場成分の自己パワースペクトルと相互パワースペクトルが混在する。このとき自己パワースペクトル $\langle F_1 F_1^* \rangle$ は、

$$\begin{aligned} \langle F_1 F_1^* \rangle &= \langle (FS_1 + FN_1) \cdot (FS_1^* + FN_1^*) \rangle \\ &= \langle FS_1 \cdot FS_1^* + FS_1 \cdot FN_1^* + FN_1 \cdot FS_1^* + FN_1 \cdot FN_1^* \rangle \\ &\cong \langle FS_1 \cdot FS_1^* + FN_1 \cdot FN_1^* \rangle \end{aligned} \quad (2.44)$$

と表される。自然信号と人工ノイズとの間の相関度が十分低いと仮定する時、式(2.44)の $FS_1 \cdot FN_1^*$ 及び $FN_1 \cdot FS_1^*$ の項が無視できるが、人工ノイズの項 $FN_1 \cdot FN_1^*$ は残ってしまう。一方で、相互パワースペクトルは式(2.45)のように表現できる。

$$\begin{aligned} \langle F_1 F_2^* \rangle &= \langle (FS_1 + FN_1) \cdot (FS_2^* + FN_2^*) \rangle \\ &= \langle FS_1 \cdot FS_2^* + FS_1 \cdot FN_2^* + FN_1 \cdot FS_2^* + FN_1 \cdot FN_2^* \rangle \\ &\cong \begin{cases} \langle FS_1 \cdot FS_2^* \rangle, & FN_1 \cdot FN_2^* \ll FS_1 \cdot FS_2^* \\ \langle FS_1 \cdot FS_2^* + FN_1 \cdot FN_2^* \rangle, & \text{Otherwise} \end{cases} \end{aligned} \quad (2.45)$$

式(2.45)において、同一観測点の異なる2つの電磁場成分を考える場合、ノイズの相関度が高くなるため $FN_1 \cdot FN_2^*$ が残る。あるいは、使用する参照点が観測点と非常に近接し、各々が受ける人工ノイズの発生源が共通する場合も、 $FN_1 \cdot FN_2^*$ の影響が大きく現れてしまう。それに対し、リモートリファレンス法で一般に考えられているように、ノイズに相関の無い程度に離れた観測点間の相互パワースペクトルを求める場合には、 $FN_1 \cdot FN_2^*$ が十分小さくなる。また式(2.43)の通り、インピーダンステンソルを構成する全てのパワースペクトルは観測点と参照点の電磁場間の相互パワースペクトルとなる。したがって、目的の観測地域から遠く離れかつノイズレベルの低い参照点を選定することで、ノイズの影響が低減されたインピーダンスを得ることができる。

以下には、Gamble et al. (1979b) の方法に基づいた、全観測時間で平均・平滑化されたインピーダンスについての誤差の評価方法を記す。観測点の磁場と電場のみにより推定されたインピーダンスを \mathbf{Z} 、リモートリファレンス法を適用して推定されたインピーダンスを \mathbf{Z}^R と表すとき、観測電場とそれぞれのインピーダンスから推定された電場との差異を式(2.46)により与える：

$$\begin{aligned} \boldsymbol{\eta} &= \mathbf{E} - \mathbf{Z}\mathbf{H} \\ \boldsymbol{\eta}^P &= \mathbf{E} - \mathbf{Z}^R\mathbf{H} \end{aligned} \quad (2.46)$$

式(2.46)から \mathbf{E} を消去すると,

$$\begin{aligned}\boldsymbol{\eta} &= \boldsymbol{\eta}^P + \mathbf{Z}^R \mathbf{H} - \mathbf{Z} \mathbf{H} \\ &= \boldsymbol{\eta}^P + \Delta \mathbf{H}\end{aligned}\quad (2.47)$$

ここに $\Delta = \mathbf{Z}^R - \mathbf{Z}$ である。また, $[\mathbf{AB}]$ を式(2.48)で表現されるスペクトル密度行列と定義する。

$$[\mathbf{AB}] = \begin{bmatrix} \overline{A_x B_x^*} & \overline{A_x B_y^*} \\ \overline{A_y B_x^*} & \overline{A_y B_y^*} \end{bmatrix}\quad (2.48)$$

式(2.48)における*は複素共役を, $\overline{\quad}$ は各時間区間における値の平均をとるオペレータを意味する。式(2.47)の左辺の $\boldsymbol{\eta}$ に \mathbf{R}^* を乗じ平均・平滑化を行うと,

$$[\boldsymbol{\eta} \mathbf{R}] = [\boldsymbol{\eta}^P \mathbf{R}] + \Delta [\mathbf{H} \mathbf{R}]\quad (2.49)$$

ここで式(2.46)及び定義により $\mathbf{Z}^R = [\mathbf{E} \mathbf{R}] [\mathbf{H} \mathbf{R}]^{-1}$ であるため, これらを式(2.49)に代入すると,

$$\begin{aligned}[\boldsymbol{\eta}^P \mathbf{R}] &= [(\mathbf{E} - \mathbf{Z}^R \mathbf{H}) \mathbf{R}] \\ &= [\mathbf{E} \mathbf{R} - [\mathbf{E} \mathbf{R}] [\mathbf{H} \mathbf{R}]^{-1} [\mathbf{H} \mathbf{R}]] = 0\end{aligned}\quad (2.50)$$

を得るため, 式(2.49)及び式(2.50)により,

$$\Delta = [\boldsymbol{\eta} \mathbf{R}] [\mathbf{H} \mathbf{R}]^{-1}\quad (2.51)$$

したがって式(2.51)を各成分に分解することで, Δ の ij 成分を式(2.52)のように表現できる。

$$\begin{aligned}\Delta_{ij} &= \overline{\eta_i A_j^*} / D \quad (i = x, y, j = x, y) \\ A_x^* &= \overline{R_x^* H_y R_y^*} - \overline{R_y^* H_y R_x^*} \\ A_y^* &= \overline{R_y^* H_x R_x^*} - \overline{R_x^* H_x R_y^*} \\ D &= \overline{H_x R_x^* H_y R_y^*} - \overline{H_x R_y^* H_y R_x^*}\end{aligned}\quad (2.52)$$

以下では, 式(2.52)に基づいて, リモートリファレンス法により推定されたインピーダンスの各要素 $Z^{R_{ij}}$ の分散を導出する。Gamble et al. (1979b) では分散 $\text{Var}(Z^{R_{ij}})$ を式(2.53)の形で定義している。

$$\text{var}(Z_{ij}^R) = \langle |\Delta_{ij}|^2 \rangle - |\langle \Delta_{ij} \rangle|^2 \quad (2.53)$$

ここに $\langle \rangle$ はアンサンブル平均である。 \mathbf{H} と参照磁場 \mathbf{R} との間に相関が無いと仮定すれば $\langle \Delta_{ij} \rangle = 0$ となるため、式(2.53)右辺の第2項は消去でき、かつ式(2.52)を用いて、

$$\begin{aligned} \text{var}(Z_{ij}^R) &= \overline{\left\langle \frac{|\eta_i A_j|^2}{|D|^2} \right\rangle} \\ &= \frac{1}{N^2 |D|^2} \left\langle \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^N \eta_{i,m} \eta_{i,n}^* A_{j,m} A_{j,n}^* \right\rangle \end{aligned} \quad (2.54)$$

を得る。ここに N は、総時間区間数である。通常は $m \neq n$ について、 $\eta_{i,m}, A_{j,m}$ が $\eta_{i,n}, A_{j,n}$ と統計学的に独立であるとみなせるため、

$$\text{var}(Z_{ij}^R) = \frac{1}{N^2 |D|^2} \sum_{m=1}^N \langle |\eta_{i,m}|^2 |A_{j,m}|^2 \rangle \quad (2.55)$$

さらに $\eta_{i,m}$ と $A_{j,m}$ が互いに独立である時、 $\langle |\eta_{i,m}|^2 |A_{j,m}|^2 \rangle = \langle |\eta_{i,m}|^2 \rangle \langle |A_{j,m}|^2 \rangle$ と書ける。また、ノイズが定常信号である場合、時間区間の番号 m に依らず $|\eta_{i,m}|^2$ のアンサンブル平均が時間平均に等しくなるから、 $\langle |\eta_{i,1}|^2 \rangle = \langle |\eta_{i,2}|^2 \rangle = \dots = \langle |\eta_{i,N}|^2 \rangle = \overline{|\eta_i|^2}$ と書ける。このことから、

$$\text{var}(Z_{ij}^R) = \frac{\overline{|\eta_i|^2} \overline{|A_j|^2}}{N |D|^2} \quad (2.56)$$

が与えられる。ただし、式(2.56)は以下3つの条件の下で成立する：

- (i) 参照磁場 \mathbf{R} が電場 \mathbf{E} 及び磁場 \mathbf{H} に含まれるノイズと相関が無い。
- (ii) \mathbf{E} や \mathbf{H} に含まれるノイズが自然信号とは独立している。
- (iii) ノイズが定常信号である。

N が十分大きい場合には、式(2.56)の $\overline{|\eta_i|^2}$ を式(2.57)の $\overline{|\eta_i^P|^2}$ に置き換えることにより、リモートリファレンス法から得たインピーダンスの分散を得る。

$$\begin{aligned} \overline{|\eta_i^P|^2} &= \overline{|E_i|^2} - 2\text{Re}[Z_{ix}^R \overline{H_x E_i^*} + Z_{iy}^R \overline{H_y E_i^*} - Z_{ix}^R Z_{iy}^{R*} \overline{H_x H_y^*}] \\ &\quad + |Z_{ix}^R|^2 \overline{|H_x|^2} + |Z_{iy}^R|^2 \overline{|H_y|^2} \end{aligned} \quad (2.57)$$

以下では、式(2.52)で示されるリモートリファレンス法により推定されたインピーダンスの分散を、見掛比抵抗及び位相の分散に変換する方法を述べる。ここで、ノイズの大小にかかわらず、 N が十分大きい場合には $\Delta_{ij}=Z_{ij}^R-Z_{ij}$ は小さくなる。さらに、 Δ の添字 ij を、

$$\Delta_{ij}(i=x,y,j=x,y) \leftrightarrow \Delta_k(k=1,2,3,4) \quad (2.58)$$

と簡略化して表すこととする。ここに、 $1=xx, 2=xy, 3=yx, 4=yy$ である。 ξ を \mathbf{Z}^R の関数とすると、 ξ の誤差 $\delta\xi$ は、

$$\delta\xi = \sum_{k=1}^4 \left(\frac{d\xi}{dZ_k^R} \Delta_k + \frac{d\xi}{dZ_k^{R*}} \Delta_k^* \right) \quad (2.59)$$

と、 Δ_k と Δ_k^* によって与えられる。また式(2.53)より、 $\langle \Delta_k \rangle = 0$ と仮定すれば、 $\text{var}(Z_k^R) = \langle |\Delta_k|^2 \rangle$ と表現可能であるため、同様に $\text{var}(\xi) = \langle |\delta\xi|^2 \rangle$ が得られる。 \mathbf{H} と \mathbf{R} との間に相関が無い場合、全ての k 及び l に対して $\langle \Delta_k \Delta_l \rangle = 0$ が成立する。したがって $\text{var}(\xi)$ に関して、

$$\begin{aligned} \text{var}(\xi) &= \sum_{k=1}^4 \sum_{l=1}^4 \left[\frac{d\xi}{dZ_k^R} \frac{d\xi^*}{dZ_l^{R*}} \langle \Delta_k \Delta_l^* \rangle + \frac{d\xi}{dZ_k^{R*}} \frac{d\xi^*}{dZ_l^R} \langle \Delta_k^* \Delta_l \rangle \right] \\ &= \sum_{k=1}^4 G_{kk} \langle |\Delta_k|^2 \rangle + 2\text{Re} \left[\sum_{k=1}^3 \sum_{l=k+1}^4 G_{kl} \langle \Delta_k \Delta_l^* \rangle \right] \\ G_{kl} = G_{lk}^* &= \frac{d\xi}{dZ_k^R} \frac{d\xi^*}{dZ_l^{R*}} + \frac{d\xi}{dZ_k^{R*}} \frac{d\xi^*}{dZ_l^R} \end{aligned} \quad (2.60)$$

MT法観測データの周期を T [s]とすると、式(2.40)により見掛比抵抗は、 $\rho_{a\mu} = 0.2T|Z_{Rk}^R|^2$ と表現できる。式(2.60)において $\xi = \xi^* = Z_{\mu}^R Z_{\mu}^{R*}$ とすると、

$$\begin{aligned} \frac{d\xi}{dZ_k^R} &= \frac{d}{dZ_k^R} (Z_{\mu}^R Z_{\mu}^{R*}) \\ &= Z_{\mu}^{R*} \delta_{\mu k}, \\ G_{kl} &= \frac{d(Z_{\mu}^R Z_{\mu}^{R*})}{dZ_k^R} \frac{d(Z_{\mu}^R Z_{\mu}^{R*})}{dZ_l^{R*}} + \frac{d(Z_{\mu}^R Z_{\mu}^{R*})}{dZ_k^{R*}} \frac{d(Z_{\mu}^R Z_{\mu}^{R*})}{dZ_l^R} \\ &= 2|Z_{\mu}^R|^2 \delta_{\mu k} \delta_{\mu l}, \\ \text{var}(\xi) &= 2|Z_{\mu}^R|^2 \langle |\Delta_{\mu}|^2 \rangle \end{aligned} \quad (2.61)$$

したがって、見掛比抵抗の分散については、

$$\begin{aligned}\text{var}(\rho_{a\mu}) &= \text{var}\left(0.2T|Z_\mu^R|^2\right) \\ &= 0.4T\rho_{a\mu}\langle|\Delta_\mu|^2\rangle\end{aligned}\quad (2.62)$$

さらに、 Z_μ^{R*} の位相 ϕ_μ について、

$$\tan\phi_\mu = \frac{(Z_\mu^R - Z_\mu^{R*})}{i(Z_\mu^R + Z_\mu^{R*})}\quad (2.63)$$

と書ける。 $\xi = \tan\phi_\mu$ であるとき、

$$\begin{aligned}\frac{d\xi}{dZ_k^R} &= \frac{2Z_\mu^{R*}\delta_{\mu k}}{i(Z_\mu^R + Z_\mu^{R*})^2} \\ G_{kl} &= \frac{8|Z_\mu^R|^2\delta_{\mu k}\delta_{\mu l}}{|Z_\mu^R + Z_\mu^{R*}|^4}\end{aligned}\quad (2.64)$$

と表されるから、位相の分散は、

$$\text{var}(\phi_\mu) = \frac{8|Z_\mu^R|^2\langle|\Delta_\mu|^2\rangle}{|Z_\mu^R + Z_\mu^{R*}|^4}\cos^4\phi_\mu\quad (2.65)$$

として与えられる。なお、式(2.62)及び式(2.65)に含まれる $\langle|\Delta_\mu|^2\rangle$ を電磁場を用いて表現し直すとき、式(2.53)、式(2.56)及び $\langle|\Delta_{ij}|^2\rangle \approx 0$ に基づいて、

$$\begin{aligned}\langle\Delta_\mu\Delta_\mu^*\rangle &= \langle\Delta_{ij}\Delta_{ij}^*\rangle \\ &= \frac{\overline{|\eta_i^P|^2}\overline{|A_j|^2}}{N|D|^2}\quad (i = x, y, j = x, y)\end{aligned}\quad (2.66)$$

を得る。なお、 $\langle|\eta_i|^2\rangle$ は $\overline{|\eta_i^P|^2}$ によって近似されていることに注意されたい。この時、 $\overline{|\eta_i^P|^2}$ は式(2.57)で示され、 $\overline{|A_j|^2}$ は、観測点の電磁場と参照磁場による自己・相互パワースペクトルにより、式(2.67)のように表される。

$$\begin{aligned} \overline{|A_j|^2} &= \overline{|R_j|^2 |H_k^* R_k|^2} + \overline{|R_k|^2 |H_k^* R_j|^2} \\ &\quad - 2\text{Re}[\overline{R_j R_k^* H_k^* R_k H_k R_j^*}] \quad (k = x, y, k \neq j) \end{aligned} \quad (2.67)$$

以上のことから、式(2.57)、式(2.62)、式(2.65)、式(2.66)及び式(2.67)を使用することで、インピーダンステンソルの各要素を変換して得られる見掛比抵抗及び位相の分散を得ることができる。

なお、対数見掛比抵抗及び位相の分散については、式(2.56)で示した Gamble et al. (1979b) の方法によるインピーダンスの分散と結びつけることで近似可能であることが、Stodt (1983) によって報告されている。それによれば、対数見掛比抵抗及び位相の分散はそれぞれ、

$$\text{var}(\log_{10} \rho_{a\ ij}) \cong 0.3772 \times \text{var}(Z_{ij}^R) / |Z_{ij}^R|^2 \quad (2.68)$$

$$\text{var}(\phi_{ij}) \cong 0.5 \times \text{var}(Z_{ij}^R) / |Z_{ij}^R|^2 \quad (2.69)$$

によって与えられる。

第3章 自然電磁場応答導出の既往研究

3.1 観測時系列のスペクトル変換

Fig. 3.1 に短時間フーリエ変換（Short-time Fourier transform: STFT）を用いた時系列の処理の概念図を示す。また、中心から左右が速やかに減衰するガウス型の関数 $g(t)$ を式(3.1)のように考える。

$$g(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{-\frac{t^2}{2\sigma^2}} \quad (3.1)$$

ここに、 σ はガウス窓の標準偏差であり、 $g(t)$ の幅の大きさを決定する。この時、STFT は時系列 $f(t)$ と $g(t)$ との畳み込み積分によって、式(3.2)のように表される。

$$G(\tau, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{-\frac{(t-\tau)^2}{2\sigma^2}} e^{-i\omega t} dt \quad (3.2)$$

3.1.1 FFT 法

電磁場の時系列を複数の小区間に分割しそれぞれにおいて高速フーリエ変換（Fast Fourier transform: FFT）によりフーリエ係数を算出する方法は、最も古典的な方法である。Borah et al. (2015)

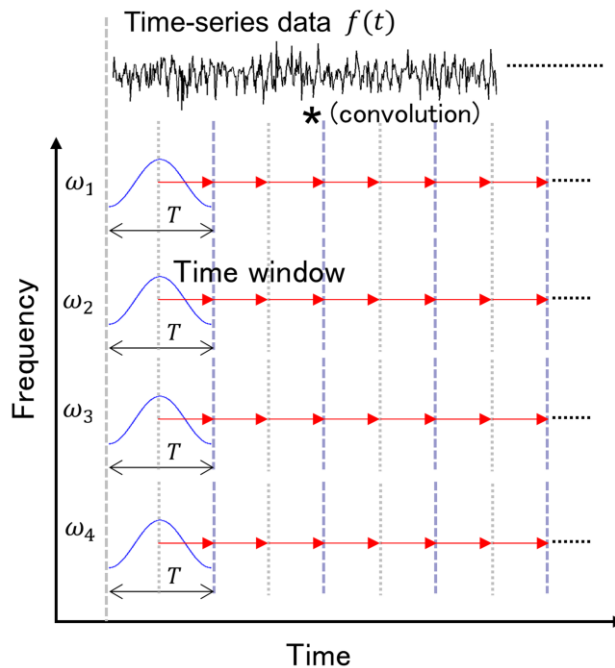


Fig. 3.1 Conceptual diagram of the STFT. Note that ω and T denote the frequency and the width of the time window respectively and that we assume $\omega_1 > \omega_2 > \omega_3 > \omega_4$.

は、地磁気地電流（Magnetotelluric: MT）法探査の観測データへ STFT を適用する際、最適な窓関数及び時間窓幅（FFT 長）の設定について報告した。以下にその概要を述べる。

人工ノイズが観測対象の自然信号の帯域に近い周波数において卓越する場合には、スペクトル変換時の周波数分解能を高めて自然信号及び人工ノイズの周波数を精確に区別することが重要である。周波数軸上において卓越する信号を表す各々のピークを高精度に検出する必要があることから、周波数軸上でメインローブの幅が狭くかつ「裾」の部分にあたるサイドローブの振幅が小さい窓関数が適している。また、人工ノイズが観測対象の自然信号の帯域から離れた周波数の成分を持つ場合には、目的の帯域以外の周波数の応答を効果的に遮断可能な、肩特性（roll off rate）の高い窓関数が望ましいとされる。

Table 3.1 に広く知られている STFT における 4 種類の窓関数とその特徴について示す。Borah et al. (2015) は、これら 4 種類の窓関数によるスペクトル変換の結果を比較検討した。まず、20 Hz、36 Hz 及び 40 Hz の目的信号と 21 Hz のノイズを混合させたデータを使用した (Fig. 3.2)。その結果、方形窓及びハミング窓の処理により、20 Hz の目的信号と 21 Hz のノイズを明瞭に分離できることが示された。そして MT 法の実データに適用し、算出された見掛比抵抗・位相曲線（以下、探査曲線）を比較した。その結果、ハミング窓を用いて取得された探査曲線は、観測誤差が小さくかつ周波数軸上における連続性が高いため、最も良好な品質を示すと解釈された。このようなことから、ノイズの周波数特性が不明である場合には、ハミング窓を適用することで高い周波数分解能を獲得でき、目的の帯域近傍に作用するノイズの影響を回避しやすくなると考察された。一方で、ノイズの影響が小さい実データを用いた場合には、窓関数の種類にかかわらず高品質な探査曲線が得られることも示された。

FFT 長の大きさを設定した上で、その範囲に含まれる複数の周波数のスペクトルを、窓関数と時系列との畳み込み積分によって取得する。FFT 長（時間窓幅の範囲におけるデータ点数）を N 、サンプリング周波数を f_s [Hz] とすると、ナイキスト周波数 $f_{nyq}=f_s/2$ [Hz] である。Borah et al. (2015) は周波数分解能 Δf [Hz] を、

Table 3.1 Four time-window functions commonly used in STFT. Note that i denotes the sample number along the time axis.

Name	Function
Hamming	$0.54 - 0.46 \cos\left(\frac{2\pi i}{N-1}\right)$
Blackman	$0.42 - 0.5 \cos\left(\frac{2\pi i}{N-1}\right) + 0.08 \cos\left(\frac{4\pi i}{N-1}\right)$
Hanning	$0.5 - 0.5 \cos\left(\frac{2\pi i}{N-1}\right)$
Rectangular	1

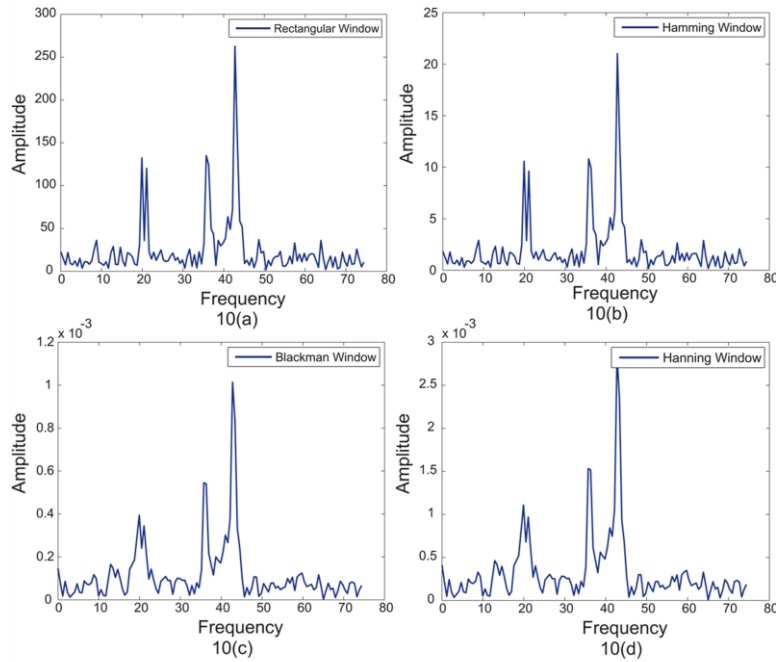


Fig. 3.2 (a) Effect of Rectangular window on the signal with frequency components 43 Hz, 36 Hz, 20 Hz which interact with random noise of frequency 21 Hz. (b) Effect of Hamming window on the same data set. (c) Effect of Blackman window on the same data set. (d) Effect of Hanning window on the same data set. Note that all of them are quoted from Figure 10 (Borah et al., 2015).

$$\begin{aligned}\Delta f &= f_s/N \\ &= 1 / (N\Delta t)\end{aligned}\quad (3.3)$$

と定義した。ここに Δt [s] は信号のサンプリング間隔（サンプリング周波数の逆数）であるため、式(3.3)により Δf は基本周波数 f_b [Hz] に他ならない。したがって、FFT 長を N とした場合には、 f_s/N [Hz] $\sim f_s/2$ [Hz] の範囲の周波数成分を f_s/N [Hz] の間隔で取り出すこととなる。

Borah et al. (2015) は、FFT 長を大きくすると Δf が小さくなるため周波数分解能が高くなる一方、全観測時間における小区間数（スタック数）が減少することに着目し、MT 法における最適な FFT 長（Optimal FFT length）の基準を提案した。各周波数のスペクトルに対する最低スタック数を 20 と仮定し、それにかかる重み係数を n とすると、

$$\left(\frac{\text{Total number of data points}}{\text{FFT length}}\right) \geq 20n \quad (3.4)$$

$$\text{Optimal FFT length} = \text{Minimum FFT length} \times 2^n \quad (3.5)$$

が得られるため、最適 FFT 長について、

$$\begin{aligned} \text{Optimal FFT length} &= \text{Minimum FFT length} \times 2^n \\ &\leq \left(\frac{\text{Total number of data points}}{20n} \right) \end{aligned} \quad (3.6)$$

なる基準が表現される。例として最低 FFT 長を 256 に設定し、 $f_s=8$ Hz によりサンプリングされた 2,473,774 点の観測データに対するスペクトル変換を考える場合、式(3.6)を用いると、

$$\begin{aligned} \text{Optimal FFT length} &= 256 \times 2^1 \leq \frac{2473774}{20 \times 1} \text{ for } n = 1 \\ 512 &< 123688.7 (\because \text{the condition is satisfied}) \\ \text{Optimal FFT length} &= 256 \times 2^6 \leq \frac{2473774}{20 \times 6} \text{ for } n = 6 \\ 16384 &< 20614 (\because \text{the condition is satisfied}) \\ \text{Optimal FFT length} &= 256 \times 2^7 \leq \frac{2473774}{20 \times 7} \text{ for } n = 7 \\ 32768 &> 17669.81 (\because \text{the condition is violated}) \end{aligned} \quad (3.7)$$

となることから、 $n=7$ により FFT 長を 32,768 とした時に式(3.6)の不等式条件が破綻する。そのため、FFT 長が 256-16,384 の範囲であればスタック数の確保が可能となるが、より高い周波数分解能を得るには大きい FFT 長が必要となる。したがって 16,384 が最適 FFT 長であると示される。Borah et al. (2015) は 8 Hz, 2 s, 16 s のサンプリングにより取得した様々な MT 法のデータセットに対し、複数通りの FFT 長による STFT を適用した。その結果、いずれのデータセットを用いた場合でも、上記の方法で決定した最適 FFT 長が最も高品質な探査曲線を与える結果となった。加えて、観測データにおけるノイズの影響が小さい場合には、FFT 長の違いによる処理結果の差異はほとんど認められず、いずれの処理による探査曲線も同程度に高品質であることが報告されている。

3.1.2 カスケードデシメーション法

時系列を分割してできる各小区間の中で FFT を行う方法では、処理を高周波数側から低周波数側へ拡張する際に小区間長 (FFT 長) を大きくする必要がある。しかしその結果、全時間における小区間の数が減ることでスタック数の不足に陥りやすいことに加え (三浦・高杉, 1991)、窓関数と畳み込む長大な時系列データを記憶するために、計算コストが顕著に増大する (Wight et al., 1977)。こうした FFT 法の計算の問題を解消すべく、カスケードデシメーション法 (Wight and Bostick, 1980)

が MT 法観測データ処理に導入されるようになった (Egbert and Booker, 1986 ; Yamane and Takasugi, 1997 ; Neska, 2006)。Fig. 3.3 にカスケードデシメーション法の概念を示す。この方法は、基本サンプリング周波数を基に段階的にサンプリング周波数を半減させることで時系列を間引き、幅広い高～低周波数帯域の目的の周波数成分を取り出す方法である。あらかじめ目的の周波数を複数のオクターブに分けてオクターブごとに決められた範囲で時系列と窓関数を畳み込み積分することで、周波数成分を抽出する。さらに低い周波数成分が必要な場合には、デシメーションレベル l ($l=0, 1, 2, \dots$) を上げることでサンプリング周波数を半分にし、同様の操作を繰り返す。したがってサンプリング周波数は $f_s^{(l)} = f_s / 2^l$ で与えられ、広帯域のスペクトルの算出の過程で段階的に変化する。

例として、 $f_s=15$ Hz のサンプリング周波数で取得された時系列から、約 0.15 - 0.6 Hz の帯域のスペクトルを取り出したい場合を考える。FFT 長を $N=384$ と設定すると、この範囲に含まれる 192 個の離散周波数のうち、周波数番号 $k=9, 11, 13, 15$ の周波数 f_k は、

$$\begin{aligned} f_9 &= (f_s / N) \times 9 = (15 / 384) \times 9 = 0.352 \text{ [Hz] for } k = 9 \\ f_{11} &= (f_s / N) \times 11 = (15 / 384) \times 11 = 0.430 \text{ [Hz] for } k = 11 \\ f_{13} &= (f_s / N) \times 13 = (15 / 384) \times 13 = 0.508 \text{ [Hz] for } k = 13 \\ f_{15} &= (f_s / N) \times 15 = (15 / 384) \times 15 = 0.586 \text{ [Hz] for } k = 15 \end{aligned} \quad (3.8)$$

デシメーションレベルを一つ上げると $f_s=15/2=7.5$ [Hz] となるから、同じ 384 個のデータのサンプリングによって得られる周波数 $f_k^{(1)}$ は、

$$\begin{aligned} f_9^{(1)} &= ((f_s/2) / N) \times 9 = f_9 / 2 = 0.176 \text{ [Hz] for } k = 9 \\ f_{11}^{(1)} &= ((f_s/2) / N) \times 11 = f_{11} / 2 = 0.215 \text{ [Hz] for } k = 11 \\ f_{13}^{(1)} &= ((f_s/2) / N) \times 13 = f_{13} / 2 = 0.254 \text{ [Hz] for } k = 13 \\ f_{15}^{(1)} &= ((f_s/2) / N) \times 15 = f_{15} / 2 = 0.293 \text{ [Hz] for } k = 15 \end{aligned} \quad (3.9)$$

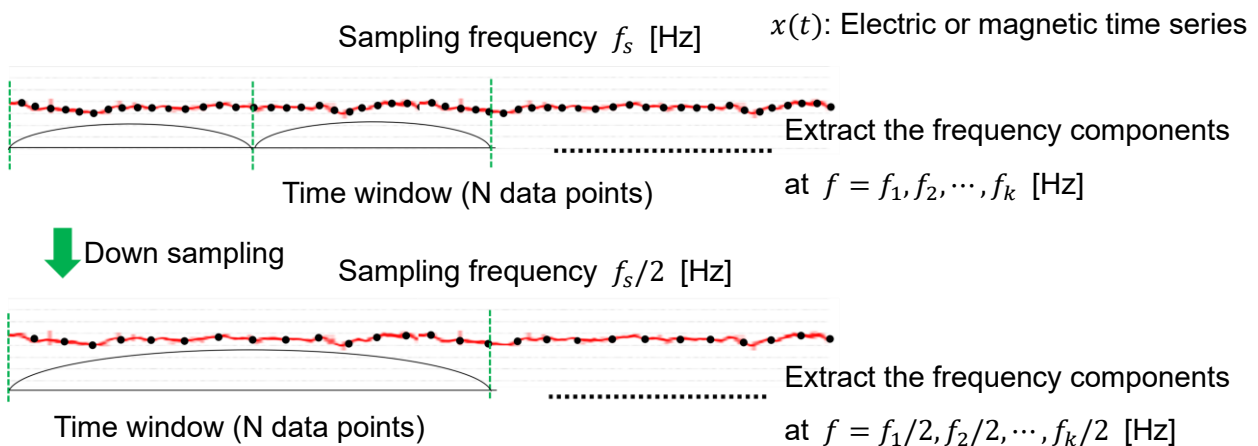


Fig. 3.3 Conceptual diagram of the cascade decimation.

で与えられる。三浦・高杉 (1991) はカスケードデシメーション法の適用により、通常の FFT 法の 10 倍以上高速な計算と約 1 デイケード分低周波数側までの処理が可能となることを報告した。

3.1.3 連続ウェーブレット変換

フーリエ変換に代わる新しいスペクトル変換手法としてウェーブレット変換がよく知られている。そのうち代表的な連続ウェーブレット変換 (Continuous wavelet transform: CWT) の概念を Fig. 3.4 に示す。CWT おいては、時系列と畳み込み積分されるウェーブレットが周波数に応じて拡大・縮小し、時間方向に移動することが可能である。そのため、CWT は幅広い周波数の成分を含む非定常信号の情報を捉える用途に特に適しており (例えば, Rhif et al., 2019), 自然電磁場の観測への有効性が報告されてきた。例えば AMT (Audiomagnetotelluric) 法では概ね 10 - 10 kHz の範囲の周波数帯域の自然電磁場を対象とするが、こうした自然信号は雷放電に起因し時間軸上で瞬間的に発生する特徴があり、時系列に CWT を適用することで時間・周波数両領域において自然信号を同定しやすくなるとされている (Zhang and Paulson, 1997; Garcia and Jones, 2008; Larnier et al., 2016)。一方で、概ね 1 Hz 以下の周波数帯域の MT 信号は太陽風と磁気圏との相互作用によってもたらされる地磁気脈動を信号源とし、数十分以上続く規則的な波形を示す Pc 型と継続時間の短い不規則な Pi 型に分類される (例えば, Jacobs et al., 1964; Odera, 1986)。こうした信号源が非定常的に変

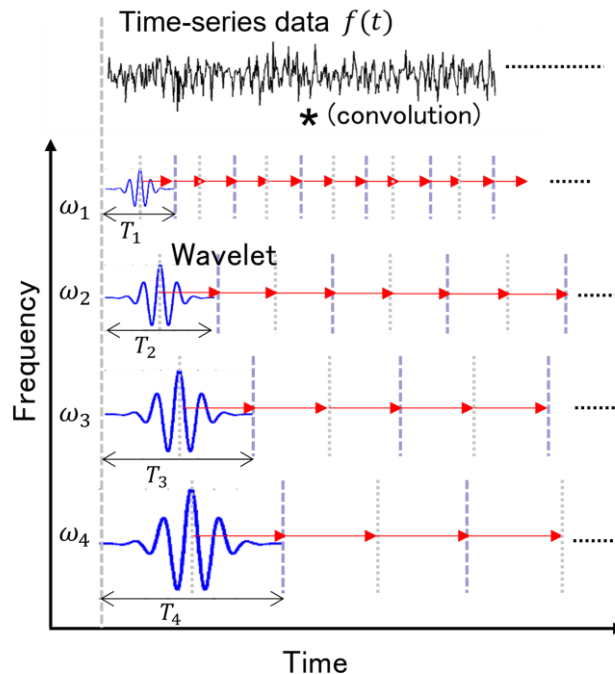


Fig. 3.4 Conceptual diagram of the CWT. Note that ω and T denote the frequency and the width of the time window respectively and that we assume $\omega_1 > \omega_2 > \omega_3 > \omega_4$.

動することから、MT 信号もまた非定常信号と考えられている (Chant and Hastie, 1992)。このため、MT 法観測データ処理は非定常信号を対象とし、CWT が有効であるといえる。Kulesh et al. (2007) は、地震波の偏向特性を CWT により解析する方法 (Diallo et al., 2006) を地磁気信号に応用し、時間・周波数両領域における地磁気の分極特性の変化を把握した。また、Escalas et al. (2013) は CWT による同様の手法を地電流信号に適用し、ダイポールから発せられる電磁ノイズと自然信号の分極特性の違いを説明した。Larnier et al. (2016) は約 7 Hz より高い周波数帯域と 0.1 Hz 未満の周波数帯域とで異なるウェーブレットを用いて時系列を処理し、その結果を短時間フーリエ変換に基づく BIRRP (Bounded influence remote reference processing) 法 (Chave and Thomson, 2004) による処理結果と比較した。この BIRRP 法は統計学的手法により電磁場の外れ値を効率的に除去し自然電磁場の応答をロバストに推定する方法として広く利用されているが (例えば、Aizawa et al., 2014 ; Triahadini et al., 2019), Larnier et al. (2016) は自身らが実施した CWT による処理結果が BIRRP 法による結果と調和的で、良好な品質の探査曲線が得られたことを示した。

電磁場信号の周期が短い高周波数成分に対しては、単位時間に激しく振動する様子を観察できるような時間軸上で狭い窓関数 (=高い時間分解能) を用いるのが望ましいとされる。反対に、周期が長くなだらかな低周波数成分の場合、周波数を細かく区別するために周波数軸上で狭い窓関数 (=高い周波数分解能) が求められる。信号の不確定性原理 (田原, 2000 ; 戸田ほか, 2005 ; 守本, 2009) により時間軸と周波数軸の分解能は同時に高めることができない (Cohen, 1995)。

式(3.2)により示した STFT の式において、ガウス窓 $g(t)$ の幅の大きさは $g(t)$ の標準偏差 σ に依存する。そのため σ が時間・周波数分解能を決定するが、これは周波数 ω と独立である。したがって STFT においては、目的の複数の周波数に対して理論上同じ大きさの窓関数が適用されることとなる。実際のスペクトルの導出においては、3.1.1 で述べた Borah et al. (2015) の方法や、3.1.2 のカスケードデシメーション法に見られるような段階的なダウンサンプリング等によって処理を低周波数側へ拡張する必要がある。それに対し、CWT は、窓関数に相当するウェーブレットを周波数に応じて拡張することで時間・周波数両領域での分解能を両立しようとする性質を持つ (Farge, 1992)。CWT を実行する際には、基底関数の種類やその中のパラメータ値によってウェーブレットの形状を決定する必要があるが (De Moortel et al., 2004), ウェーブレットの形状の任意性があるためこれらの設定は経験的に決定されることが多い。CWT の計算設定が不適切である場合、時系列から周波数スペクトルへの変換に伴う数値誤差が大きくなり、自然電磁場の真の応答から乖離したスペクトルの値が算出されてしまう可能性がある。しかし、スペクトル変換に伴う数値誤差が MT 法観測データ処理結果に与える影響について詳細に検証された例は無かった。

3.2 人工ノイズ低減

3.2.1 通常の電磁ノイズとその対処

MT 法観測点は電磁ノイズ発生源から十分に離れた上で設置するのが理想的である。しかし、各地域における都市化が進展し市街地が拡大する現代では、観測点と電気設備等との間の距離の確保が困難になりやすい。そのため、ソフト・ハード両面における MT 法のデータ取得の高度化・高精度化の研究開発が、これまでに盛んに行われてきた。その結果、デジタルフィルタを内蔵した高ダイナミックレンジの MT 測定器が普及し、電気設備付近の地点でもデータのサチュレーションが生じにくく観測点の場所の制約が緩和されるようになった (Ferguson, 2012)。現在では、リモートリファレンス法 (Gamble et al., 1979a) によって調査対象の地域の観測点と遠方の参照点にて同時観測を行うことが一般的であるほか、後述するインピーダンスのロバスト推定による自動データ処理 (例えば, Egbert and Booker, 1986; Chave et al., 1987; Chave and Thomson, 2004) も普及している。従来は、時系列の取得後またはスペクトル変換による各帯域での時間・周波数信号を算出後には、より高品質な時間帯のデータを取捨選択しそれらのスタッキングを行うために、探査技術者が目視による点検を行うことが多かった。しかし、観測点数が多い場合やノイズレベルが特に高い場合に多大な時間と労力を要する (例えば, 根木ほか, 2010)。前述したような MT 法観測データの自動処理技術の進展とともに、探査技術者の目視による編集作業が行われることは少なくなっている。

最も遍在するノイズ発生源の一つが送電線であり、その多くは三相 3 線式の交流送電線である。仮にこの三相が完全に平衡していれば相電流の総和はゼロとなり、電流が漏洩して大地に流れることはない (例えば, *Ádám et al., 1986; Szarka, 1988*)。しかし多くの場合交流送電線は不平衡であるため (Ferguson, 2012), 各相に共通して同相で流れる「零相電流」が発生する。零相電流に対応した還流電流は回路における中性点を通るが、中性点が無い場合には架空電線から地絡電流が大地に流れることとなり、結果としてこの漏洩電流が自然電磁場の観測に干渉する (Ferguson, 2012)。送電線からの漏洩電流は、電線と平行な水平電場及び電線と直交する水平磁場方向の成分に影響を与える。そのため、観測点の周辺に送電線が視認される場合には、電極や磁場コイルセンサを埋設する方向の決定に注意を要する。一方で、自然電磁場応答に対するノイズとして存在するものが交流送電起源の人工電磁場であれば、MT 法観測データへの影響は特定の電源周波数成分とその高調波成分にしか及ばない (小河ほか, 2017b)。こうした交流信号は、観測時系列上の周期信号やフーリエ変換後の周波数軸上でのピークとして容易に同定されやすいため、周波数フィルタ (ノッチフィルタ) を設計及び適用することで低減が容易である (例えば, *Szarka, 1988; Trad and Travassos, 2000*)。ULF (Ultra low frequency) 帯よりも高い周波数ではあるが、商用電源周波数である 50 または 60 Hz とその高調波成分は、その最たる例として知られる。Fig. 3.5 に商用電源ノイズを受けた MT 法観測データの (a) 時系列及び (b) 周波数スペクトルの例を示す。また Borah et al. (2015) は、送電線のノイズを低減するために、式(3.10)及び式(3.11)で表される FIR (Finite Impulse Response) ノッチフ

フィルタを商用電源周波数の 50 Hz とその整数次高調波 (150 Hz, 250 Hz, ...) に適用した :

$$L = N \times f_s + 1$$

$$N = 2^n (n = 1, 2, \dots) \quad (3.10)$$

$$f_c = \sqrt{f_l \cdot f_h} \quad (3.11)$$

式(3.10)において, L はフィルタ長, f_s はサンプリング周波数を表す。式(3.11)において, $f_h, f_l (f_h > f_l)$

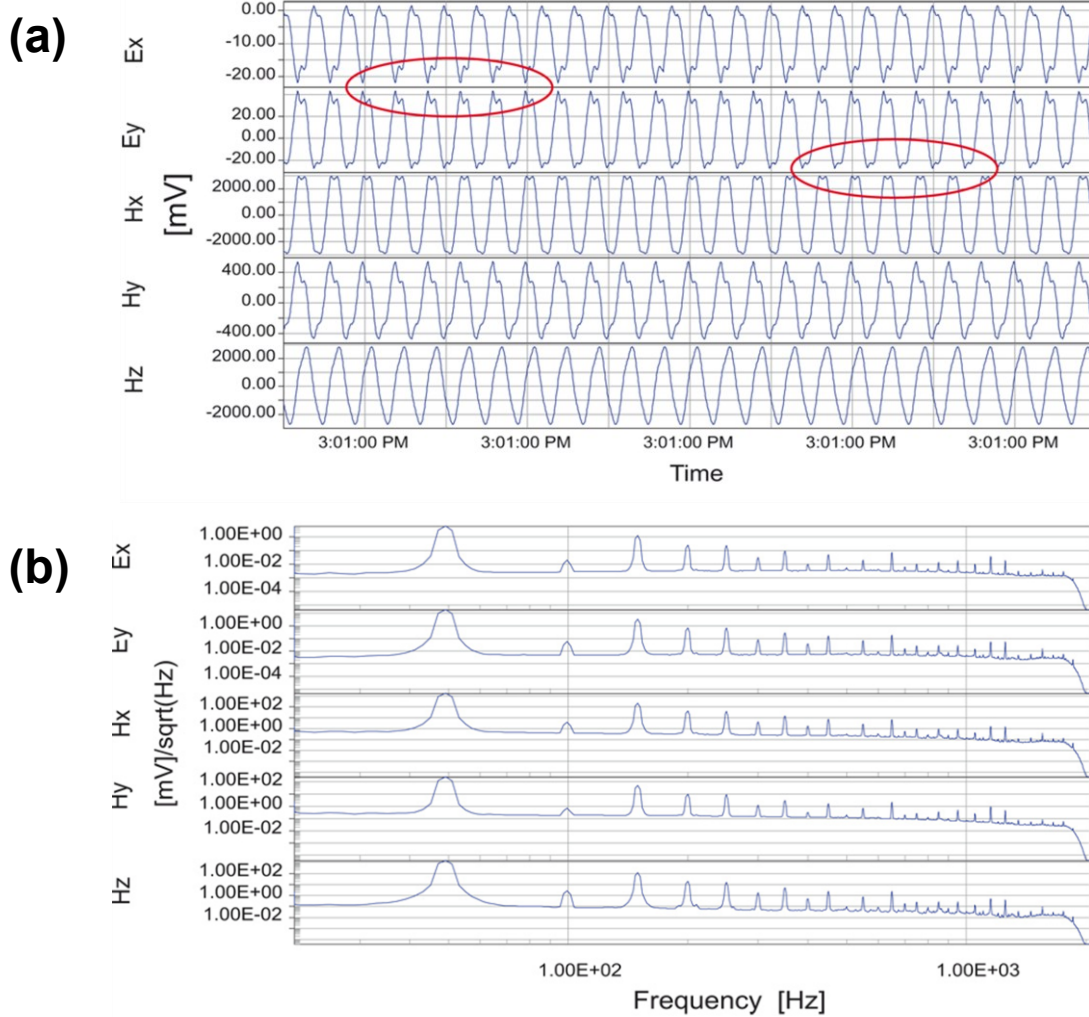


Fig. 3.5 An example of the effect of powerline noise (50 Hz) on MT data (acquired in the Koyna-Warna, India). (a) Electromagnetic time series obtained from 4 kHz sampling frequency. The peak distortion is indicated by the red solid line. (b) Stacked spectra of 4 kHz data set showing the presence of powerline frequency (50 Hz) and its harmonics on the data. Note that (a) and (b) are quoted from Figure 1(a) and Figure 5 (Borah et al., 2015) respectively.

はノッチフィルタのカットオフ周波数を、 f_c は中心周波数を表す。Borah et al. (2015) は、送電線に近接した MT 法観測データにカットオフ周波数 55 Hz 及び 45 Hz のノッチフィルタを適用した結果、50 Hz 以上の帯域の見掛比抵抗・位相曲線の連続性の向上及び観測誤差の低減が明瞭に見られ、品質の改善が確認された。

耕作地の中等に観測点を展開する調査では、電気柵からのノイズもよく報告されている (Ferguson, 2012)。電気柵と大地との間にある電気回路から電流が生じ、土壌における水分量や植生が回路の短絡となることで電流の振幅が変動しうる。さらに、鉄で構成された磁性体構造物が地磁気中を移動することによって、磁場変動が生じる (山崎ほか, 2000)。MT 法探査の場合、自動車の走行により発せられる磁気ノイズがよく知られているため (Ferguson, 2012)、観測点を高速道路や主要な幹線道路から数百 m 以上離して設置することが望ましい。その他、調査地域周辺の鉄道路線が非電化 (非電化列車) の場合であっても、車両からの一定の距離範囲や特定の軌道の区間では、踏切の制御のために電気信号が送信されることがあり、これが MT 法のノイズ源となりうる。そのため、非電化の路線区間から、観測点を 1 km 以上、参照点を 10 km 以上離して測定を行う必要があるとされる (Ferguson, 2012)。

3.2.2 コヒーレントノイズ

ノイズ発生源から数百 m~1 km 以上観測点を離して設置することができれば、3.2.1 で挙げたような通常の電磁ノイズによる観測電磁場応答の品質への影響は小さい。また、調査地域のノイズ発生源から数 km~10 km 以上離れた参照点によるリモートリファレンス処理を行えば、多くの場合ノイズの影響を十分に低減できる。それに対し電場と磁場の両方に高い相関度を持って混入するノイズはしばしばコヒーレントノイズと呼ばれ、MT 法探査において特に大きな障害となることが古くから知られている。このような種類のノイズは高圧直流送電線 (High voltage direct current: HVDC) から地盤に漏洩する電流によってもたらされ、国内における紀伊水道直流連系設備による 250 kV 送電線 (上嶋ほか, 2010) やカナダのマニトバ州の 500 kV 双極送電システム (Ferguson et al., 1999) に起因したノイズの影響が、実際の MT 法探査で報告されている。その他、コヒーレントノイズは直流電化鉄道、牧草地等の電気柵、パイプラインの腐食防止設備等を起源とすることが知られている (Oettinger et al., 2001)。

Fig. 3.6 に、直流電化鉄道からの漏洩電流について示す。直流電化鉄道の回路は車両、変電所 (substation)、架空電線 (overhead powerline)、軌道 (rail) 及び (電流が漏洩する) 地盤により構成される (Pádua et al., 2002)。鉄道が変電所 A と変電所 B の間を走行するとき、車両は変電所 A 及び B からそれぞれ I_{AB} , I_{BA} の電流の供給を受ける。この時、各変電所からは架線電流が流れるが、その後は帰線電流 (return current) として軌道から各変電所に戻る。しかし、架線電流と帰線電流の差異にあたる不平衡電流は地盤へ漏洩する。そのため、鉄道区間付近で測定される地電

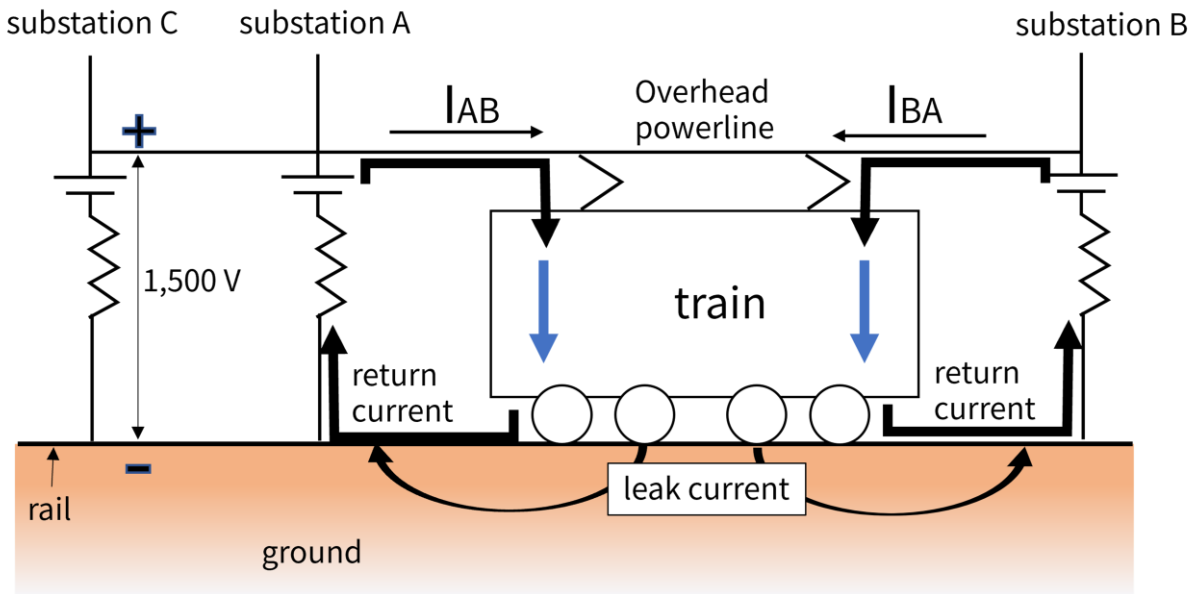


Fig. 3.6 Conceptual diagram of the electric circuit for a DC-driven train system.

位差はこうした地盤への漏洩電流（leak current）の影響を強く受ける（Saito et al., 2011）。結果としてこの漏洩電流は、地磁気脈動を起源とする自然電磁場とは異なる電磁誘導現象をもたらすため、互いに相関度の高い人工電磁場のノイズが生じることとなる。

一般に、コヒーレントノイズは自然信号との区別がつきにくい（Oettinger et al., 2001 ; Weckmann et al., 2005）。観測された水平磁場及び電場における自然信号の成分をそれぞれ、 $\mathbf{H}^{MT}=(H_x, H_y)^T$, $\mathbf{E}^{MT}=(E_x, E_y)^T$ と表すと、自然電磁場による応答関数 \mathbf{Z}^{MT} は式(2.32)に基づいて、

$$\begin{aligned} \mathbf{E}^{MT}(\omega) &= \mathbf{Z}^{MT}(\omega)\mathbf{H}^{MT}(\omega) \\ \mathbf{Z}^{MT}(\omega) &= \begin{pmatrix} Z_{xx}^{MT}(\omega) & Z_{xy}^{MT}(\omega) \\ Z_{yx}^{MT}(\omega) & Z_{yy}^{MT}(\omega) \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (3.12)$$

と書ける。一方で、水平磁場及び電場に混入するコヒーレントノイズをそれぞれ $\mathbf{H}^C, \mathbf{E}^C$ とすると、これらもまた応答関数 \mathbf{Z}^C による線形結合の関係にあることから、

$$\mathbf{E}^C(\omega) = \mathbf{Z}^C(\omega)\mathbf{H}^C(\omega) \quad (3.13)$$

と表現される。そのため、観測データに自然信号と通常のノイズ \mathbf{U} （非コヒーレントノイズ）だけでなくコヒーレントノイズも含まれる場合には、電場成分 \mathbf{E} は

$$\mathbf{E}(\omega) = \mathbf{Z}^{MT}(\omega)\mathbf{H}^{MT}(\omega) + \mathbf{Z}^C(\omega)\mathbf{H}^C(\omega) + \mathbf{U}(\omega) \quad (3.14)$$

となる。電磁場間に高い相関度を持つ信号が2種類存在するため、2.4で述べたような通常の観測データ処理では Z^{MT} と Z^c が結合したインピーダンスが算出されてしまう(Larsen et al., 1996)。

加えて、コヒーレントノイズは幅広い周波数成分を含むため、その影響を十分に低減することが技術的に難しいとされている。商用電源ノイズをはじめとした交流電流によるノイズの場合、特定の周波数とその高調波成分にエネルギーを有するため、3.2.1で述べたような周波数フィルタの適用が有効である。しかし、幅広い周波数の信号の合成として表される直流電化鉄道等に起因する直流電流ノイズに対しては、フィルタ処理のみでそのエネルギーを十分に低減することは難しい。コヒーレントノイズの発生源である人工送信源は、両端接地のバイポール電流源で近似可能である(例えば, Zonge and Hughes, 1987)。以下では, Oettinger et al. (2001) にならって, 均質大地における電流源からの距離に応じた電磁場応答を考える。一般に, 式(2.32)で与えられる自然電磁場についての2入力1出力線形系システムが成立するには, 自然磁場の分布が表皮深度よりも大きい距離の範囲で一様(quasi-homogeneous)となる必要がある。MT法における観測電磁場応答は, バイポール電流源と観測点との距離 r と表皮深度 δ との大小関係に基づいて, 3つの分類が可能である。すなわち, Fig. 3.7に示すように,

- (a) near-field ($r_A \ll \delta$)
- (b) transition zone ($r_B \cong \delta$)
- (c) far-field ($r_C \gg \delta$)

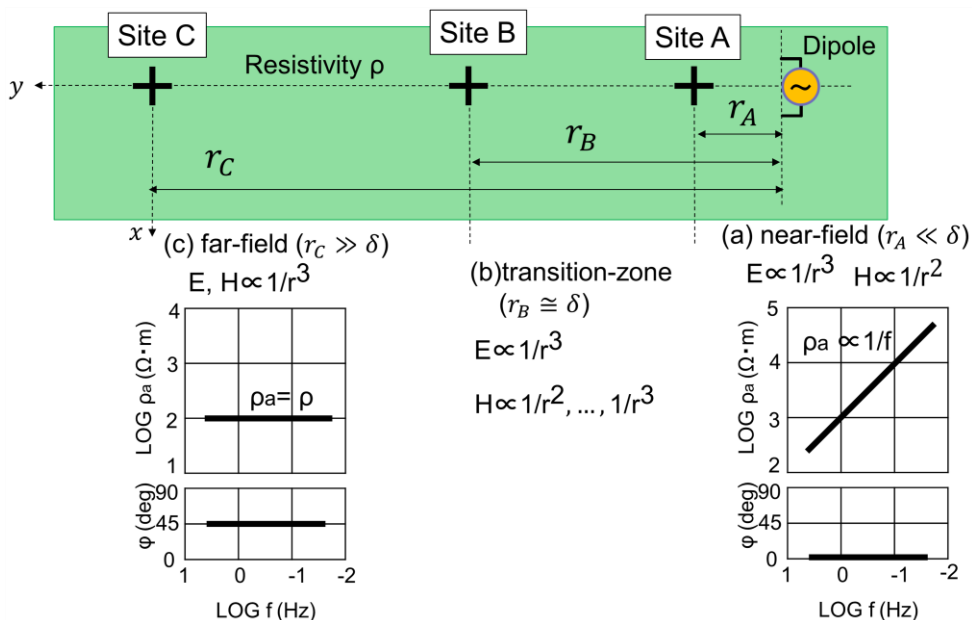


Fig. 3.7 Diagrammatic sketch of the EM field propagation in a homogeneous half-space. MT measurement in three zones ((a) near-field, (b) transition zone and (c) far-field) from an electric dipole, with δ =depth of penetration in a uniformly conducting half-space (after Oettinger et al. (2001)).

である。

ある周波数帯域の電磁場応答を考える時, near-field においてはバイポール電流源と観測点の間隔 r が電磁場の表皮深度 δ に比べて十分小さい。佐々木 (1988) に基づいて人工信号源 AMT (Controlled-source AMT: CSAMT) 法における near-field 効果について述べることにすると, Fig. 3.8 に示すような x 軸上に設置された長さ L のバイポールとその中点 ($L=0$) から距離 r の観測点 (x, y) を考える。比抵抗 ρ [$\Omega \cdot \text{m}$] の均質大地に対して, I [A] の電流を流す電気ダイポール ($L=0$) が作る電場 E_x と磁場 H_y は次式で与えられる:

$$E_x = \frac{\rho I dx}{2\pi r^3} \left[1 - \frac{3y^2}{r^2} + \{1 + (1+i)B\} \cdot e^{-(1+i)B} \right] \quad (3.15)$$

$$H_y = \frac{I dx}{2\pi r^2} \left[\left(\frac{4y^2}{r^2} - 1 \right) I_1(\lambda) K_1(\lambda) - \frac{y^2}{r^2} \lambda (I_0(\lambda) K_1(\lambda) - I_1(\lambda) K_0(\lambda)) \right] \quad (3.16)$$

ここに $\lambda = B(1+i)/2$, $B = r\sqrt{\mu_0\omega/(2\rho)} = r/\delta$, $r^2 = x^2 + y^2$ である。 $B \rightarrow 0$ であるとき, 式(3.15)は,

$$E_x = \frac{\rho I dx}{2\pi} \frac{2x^2 - y^2}{r^5} \quad (3.17)$$

となる。次に, $B \rightarrow 0$, したがって $\lambda \rightarrow 0$ のとき, $I_1(\lambda) \approx \lambda/2$, $I_0(\lambda) \approx 1$, $K_0(\lambda) \approx -\ln\lambda$, $K_1(\lambda) \approx 1/\lambda$ が成り立つので, これらを式(3.16)に代入すれば,

$$H_y = \frac{I dx}{4\pi} \frac{y^2 - x^2}{r^4} \quad (3.18)$$

を得る。式(3.17)及び式(3.18)は, 送信バイポールが直流の場合の電磁場を表す式に他ならない。ま

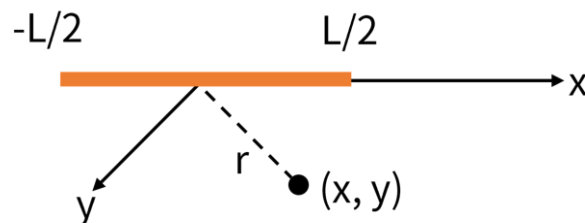


Fig. 3.8 The coordinate system on the surface of the earth (after Sasaki (1988)). An orange solid line and a black circle denote a grounded electric bipole and an observation point, respectively.

た、式(3.18)によれば、near-field では磁場が大地の比抵抗に依存しない。簡単のため観測点位置が $x=0$ であるとする、式(3.17)及び式(3.18)は、

$$E_x = \frac{\rho I dx - y^2}{2\pi r^5} \quad (3.19)$$

$$H_y = \frac{I dx y^2}{4\pi r^4} \quad (3.20)$$

となるため、これらを式(2.40)の見掛比抵抗の計算式に代入すると、

$$\begin{aligned} \rho_a &= 0.2 \frac{1}{f} |Z|^2 \\ &= 0.2 \frac{1}{f} \left| \frac{E_x}{H_y} \right|^2 \\ &= 0.2 \frac{1}{f} \left| \frac{-\rho I dx \cdot y^2}{2\pi r^5} \times \frac{4\pi r^4}{I dx \cdot y^2} \right|^2 \\ &= 0.2 \frac{1}{f} \left| \frac{2\rho}{r} \right|^2 \end{aligned} \quad (3.21)$$

となる。以上により、near-field において測定される見掛比抵抗 ρ_a は ρ と一致せず、送信源と観測点の間隔といった幾何学的条件に依存した値となる。加えて式(3.21)によれば、インピーダンス Z は $2\rho/r$ に等しく、実数をとる。その結果、Fig. 3.7(a)に示す通り対数周波数軸上に探查曲線をプロットしたとき、見掛比抵抗は周期 T に比例（周波数 f に逆比例）し周波数軸と 45 度をなす直線として示されるほか、位相が 0 度で一定となってしまう。こうした探查曲線の現象は near-field 効果と呼ばれ、直流送信バイポールに近似される直流電化鉄道区間の周辺の観測点においてしばしば見受けられる、MT 法測定の強い系統誤差（バイアス）であることが知られている。なお、多層構造を考える場合、near-field においてはいくら低周波数側のデータを収集しても各層に対する見掛比抵抗の感度がほぼ一定値をとり、どの層に対する検知能力もほとんど変化しないことが、3層構造のモデル計算から明らかとされている（佐々木, 1988）。

3.2.3 コヒーレントノイズ低減の既往研究

無限遠方の信号源からの平面波の自然信号を仮定する MT 法においては、距離の離れた 2 地点で同時測定を行ったとき、2 つの時系列の中で自然信号は相関度が高く、ノイズは相関度が低い。こ

の性質はコヒーレントノイズが存在する場合でも例外ではないため、リモートリファレンス処理はコヒーレントノイズが分布する調査地域でもしばしば活用され、観測データの品質改善が試みられる。

しかし非常に汎用的といえるリモートリファレンス処理を用いても、コヒーレントノイズの影響の十分な低減が難しいことが、長年深刻な問題とされている。例えば、Pádua et al. (2002) はブラジル南東部の Taubaté 盆地を走る直流電化鉄道の周辺における MT 法探査について報告した。Fig. 3.9 は、直流電化区間から約 65 km 離れた観測点 14 における夜間観測のデータの探査曲線を示している。それによると、Fig. 3.9(b)左のシングルサイト処理結果には、直流電化区間からの漏洩電流ノイズの影響が、周期 100 秒以上における XY モードの見掛比抵抗の単調増加と位相の 0 度への漸近というバイアスとなって認められる。リモートリファレンス処理に参照点として用いられた観測点 15 及び 16 は、直流電化区間からそれぞれ約 130 km 及び 150 km 離れていた。しかし、Fig. 3.9(b)右の観測点 16 によるリモートリファレンス処理の結果がシングルサイト処理のそれとほぼ同様であることに加え、2 地点の参照点のいずれを用いても直流電流ノイズによるバイアスが依然として探査曲線に強く現れている。この例に見られるように、幅広い帯域にエネルギーを持つ直流電流によるノイズはしばしば数十 km 以上遠方まで作用するために、参照点にもその影響が及ぶことがある。その場合、観測点と参照点周辺のノイズに相関が無いというリモートリファレンス処理における仮定が破綻するために、信号対雑音 (Signal-to-noise: S/N) 比改善効果が非常に小さくなる。このようなことから、低周波広域ノイズが懸念される地域での調査の際には、観測点から約百 km 以上離れた遠方に固定参照点を設けるファーリモートリファレンス方式が適切とされる (上原ほか, 2003)。

しかし、コヒーレントノイズが観測時間の大部分で卓越する場合には、誤った応答関数がリモートリファレンス処理により導かれてしまう (Oettinger et al., 2001)。このことは、目的の観測点の電磁場成分 F_1 においてノイズ FN_1 が極めて優勢である場合には、参照点の成分 F_2 との相互パワースペクトルを求める際に FN_1 を含む項が小さくなりによく影響が残ってしまうことから説明できる。その場合、式(2.45)は、

$$\begin{aligned} \langle F_1 F_2^* \rangle &= \langle (FS_1 + FN_1) \cdot (FS_2^* + FN_2^*) \rangle \\ &= \langle FS_1 \cdot FS_2^* + FS_1 \cdot FN_2^* + FN_1 \cdot FS_2^* + FN_1 \cdot FN_2^* \rangle \end{aligned} \quad (3.22)$$

となるが、 FN_1 が非常に大きいために $FN_1 \cdot FS_2^*$ 及び $FN_1 \cdot FN_2^*$ の項が無視されることなく残存する。直流電化鉄道に関して述べると、電車運行時に使用する電流電圧は大きいので、軌道からの漏洩電流は日中及び夜間における車両の走行時に最も多量となる (山口ほか, 2002)。車両運行が休止する深夜時間帯であっても、架線電流及びそれが作る磁場が少なからず存在し低周波数側ほどエネルギーが大きくなる (山崎ほか, 2000)。実際に、Fig. 1.2(a)の紀伊半島地域の例 (上嶋ほか, 2010) にも

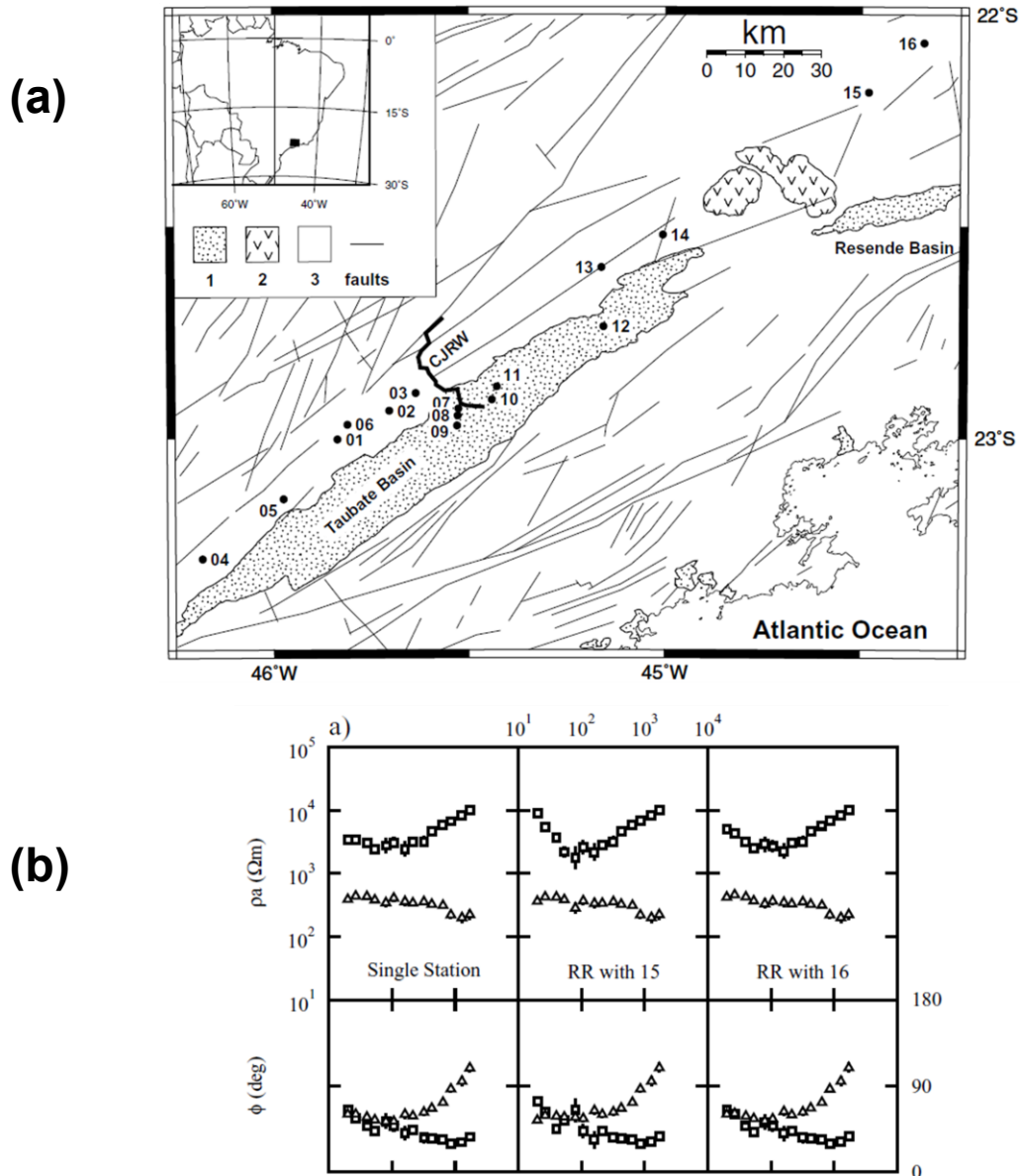


Fig. 3.9 An example of the MT survey nearby DC railways (in the Brazilian southeastern region). (a) A location map for the MT stations. (b) Apparent resistivity and phase profiles at station 14 for nocturnal data. The left profile is the result of the single-site processing, the center plot and the right one use station 15 and station 16 as the remote reference sites, respectively. Squares represent the data of XY modes, whereas triangles represent those of YX modes. Note that (a) and (b) are quoted from Figure 1 and Figure 5(a) (Pádua et al., 2002) respectively.

あるように、直流電化鉄道網や市街地に近接した地域での観測データにファーリモートリファレンスを適用すれば、near-field 効果によるバイアスの軽減は期待される。しかし、値のバラつきや観測誤差が大きい探索曲線になりやすく、依然として十分な品質改善には至らないことが多い。

ロバスト応答関数推定法 (Egbert and Booker, 1986; Chave et al., 1987) は、観測時間中のノイズの影響が著しい区間を統計学的理論に基づいて異常値や外れ値として自動判別し、それらを除外し

た上でインピーダンスを高精度に推定する手法であり、広く活用されている。Chave and Thomson (2004) はこのデータ処理手法をリモートリファレンス処理と組み合わせるとともに、複数の参照点を利用できるように改良した。ロバスト推定法に基づくこれらの手法により非ガウスノイズを除去することで、見掛比抵抗や位相のバラつきを低減し観測電磁場の品質を改善できる。しかし、強大なコヒーレントノイズが存在するとインピーダンスに重畳する強いバイアスの抑制が難しい (Zhang et al., 2021 ; Yan et al., 2021)。これは、式(3.14)で示されるようにコヒーレントノイズによるインピーダンス Z^c を観測データから効果的に分離・低減することが困難であることから説明される。

2000年代以降には、観測電磁場の自然信号とノイズへの分解に基づいた観測データ処理手法が、盛んに報告されている。Trad and Travassos (2000) は離散ウェーブレットによるフィルタを観測時系列に適用した。Nowożyński (2004) は磁場及び電場の時系列間での畳み込み線形系システムにおけるインパルス応答を導出することで、インピーダンスを高精度に推定した。これらの手法では観測時間中に局在するローカルノイズの区間は同定可能であるが、それらは「使用できないデータ」として棄却されるために、結果として有効な観測データ長が減少してしまう。Kappler (2012) は観測時系列に含まれるスパイク状ノイズの自動検出に基づくノイズ低減手法を考案した。それによれば、ノイズとして同定及び棄却されるデータ区間に対して、Wiener フィルタの適用による補間が行われる。さらに近年では、自然信号とノイズの波形を効果的に分離するために変分的モード分解 (Variational mode decomposition: VMD) が利用される事例も多い (例えば, Li et al., 2020a)。Wang et al. (2022) は、VMDによって分離した高周波数側の自然信号にウェーブレット閾値処理 (Wavelet thresholding) を適用し高周波ノイズを除去したほか、数理形態学 (Mathematical morphology) に基づいた後段処理を用いてノイズ信号に含まれる微弱な低周波数の自然信号成分を抽出することで、MT法観測データの品質を改善した例を示した。しかし、要求される計算設定に恣意性や煩雑さ (Zhang et al., 2021) がある点や、ノイズの形状や振幅等により S/N 比改善性能が左右されてしまう点 (Li et al., 2022) が依然課題として残るため、前述のような MT法観測データ処理手法を用いても、観測電磁場応答の品質を常に十分に改善できるとは限らない (例えば, Li et al., 2022)。さらに最近では、既存手法では低減が難しいとされる矩形波や三角波等の形状のノイズの処理のために、Li et al. (2022) がスパース性適応段階的直交マッチング追跡 (Sparsity adaptive stage-wise orthogonal matching pursuit: SASOMP) を観測データに適用する手法を新たに提案した。しかし、ファジィエントロピーを最適化する工程が未確立であることや、自然信号と同程度の振幅のノイズに対しては低減性能が低下してしまうことが欠点として挙げられている (Li et al., 2022)。

MT法において、観測データは自然信号 (地磁気変動) や人工ノイズを含む種々の信号から構成される。これらの源信号が互いに独立無相関であると仮定すると、特定の信号の情報を抽出する問題は独立成分分析 (Independent component analysis: ICA) (Comon, 1994 ; Bell and Sejnowski, 1995) を用いて解くことができる。ICAは、信号源についての情報を持たずに観測データを構成する各々

の源信号の情報を数学的に推定する、ブラインド信号源分離 (Blind source separation: BSS) (例えば, Lee, 1998) の代表的な技術である。人工ノイズの分離及び低減の手法として ICA が有望と考えられた当初は、通常的时间領域 ICA (Time domain ICA: TDICA) を観測時系列に適用する事例が主流であった (例えば, Cui et al., 2013 ; Cao and Yan, 2018)。しかし MT 法では磁場と電場との位相差を考慮するため、電磁場の信号は時間差を伴って混合されるものとする。観測電磁場の時間・周波数信号 (短時間フーリエ変換値等) に対して複素 ICA を実行する周波数領域 ICA (Frequency domain ICA: FDICA) を用いる方が、自然信号やノイズの畳み込み混合として観測電磁場を扱うことができるため望ましいとされている (奥田・茂木, 2017 ; Sato et al., 2021)。FDICA の実行に際しては、観測データを複数の信号成分 (分離信号成分) に分解しそのうちノイズに相当する成分を除去した上で、観測データを再構成するのが一般的である。しかしその際、経験的なパラメータ設定に依存せずに、自然信号とノイズによる応答を安定的に識別することが望ましい。それに加え、分離信号からの値の減算が適切でない場合には、ノイズの影響を受けた値の取りこぼしや除去すべきでない自然信号の値の損失につながり、真の自然電磁場応答の導出に失敗してしまう。

第4章 ウェーブレット変換による高精度なスペクトル変換

本章では、地磁気地電流（Magnetotelluric: MT）法時系列のスペクトル変換に伴う数値誤差を抑制し、信頼性の高い MT 応答を得るのに有効な方法として、連続ウェーブレット変換（Continuous wavelet transform: CWT）の適用を提案する。CWT に関して、広く普及する短時間フーリエ変換（Short-time Fourier transform: STFT）に対する優位性を示すとともに、最適な計算設定を検証する。それに加え、様々な種類の実データに CWT を適用することで、提案する計算設定の妥当性を示す。

4.1 連続ウェーブレット変換（CWT）

式(3.1)の $g(t)$ に対応するガウス型のウェーブレット $\psi(t)$ は、

$$\psi(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{-\frac{t^2}{2\sigma^2}} e^{ikt} \quad (4.1)$$

と書ける。式(4.1)において次数 k は 1 つのウェーブレット $\psi(t)$ における振動数を意味し、この値により単位ウェーブレットの形状が決定される。 $\psi(t)$ を時間方向に移動及び拡大・縮小した関数は式(4.2)のようになる。

$$\psi_{b,s} = s^{-1/2} \psi\left(\frac{t-b}{s}\right) \quad (4.2)$$

s は周波数 ω に逆比例するスケールパラメータで、これが大きくなるにつれウェーブレットが時間軸上で拡大する。 b は平行移動パラメータで、時間軸上でのウェーブレットの中心の位置を表す。また、 $s^{-1/2}$ で除することで各周波数におけるウェーブレット係数の正規化を行う（Torrence and Compo, 1998）。これを用いるとウェーブレット係数は、時系列 $f(t)$ とウェーブレットとの畳み込み積分によって式(4.3)の通りに得られる。

$$\begin{aligned} Wf(b,s) &= \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \psi_{b,s}^* dt \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} f(t) s^{-1/2} \psi^*\left(\frac{t-b}{s}\right) dt \end{aligned} \quad (4.3)$$

ここに*は複素共役を意味する。ウェーブレットの大きさが可変となるため周波数に応じて時間分

解能及び周波数分解能が変化する。なお、式(4.3)の $\psi(t)$ に式(4.1)を代入する場合には、

$$Wf(b, s) = s^{-1/2} \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{-\frac{(t-b)^2}{2\sigma^2 s^2}} e^{-ik\left(\frac{t-b}{s}\right)} dt \quad (4.4)$$

が得られる。

CWT の実行の際には、ウェーブレットは以下の条件を満たさなければならない (Farge, 1992 ; Meyers et al., 1993 ; Zhang and Paulson, 1997)。

(i) ウェーブレットが時間軸上で局在するためには、中心から左右が速やかに減衰する形状となり十分に経過した時刻において 0 にならなければならない。すなわち $|t| \rightarrow \infty, \psi(t) \rightarrow 0$ とならなければならない。

(ii) ウェーブレットが周波数軸上で局在するためには、ウェーブレットの時間平均が 0 でなければならない。この性質は一般にアドミッシブル条件 (Farge, 1992) と呼ばれ、式(4.5)で表現される。

$$C_{\psi} = \int_0^{\infty} \frac{\Psi(\omega)^2}{\omega} d\omega < \infty \quad (4.5)$$

式(4.3)に基づいて、ULF (Ultra low frequency) 帯を対象とした水平電磁場の時系列の処理に CWT を導入する。本研究での実際の計算においては、CWT の式(4.3)が周波数領域では、

$$Wf(b, s) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) \Psi_{b,s}^*(\omega) e^{ib\omega} d\omega \quad (4.6)$$

と表せることを利用し、式(4.3)を離散化したあとに高速フーリエ変換 (Fast Fourier transform: FFT) 及び逆高速フーリエ変換 (Inverse fast Fourier transform: IFFT) により畳み込み積分を高速に行う Torrence and Compo (1998) によるアルゴリズムを利用した。なお、 $F(\omega), \Psi(\omega)$ はそれぞれ $f(t), \psi(t)$ の周波数領域表示である。CWT の場合、低周波数側になるにつれて連続的にウェーブレットの時間幅を広くすることが可能である。ウェーブレット係数を算出するためには、各々の周波数に対応するウェーブレットがほぼ 0 から極値を経て十分に減衰するまでの時間幅 T を求め、ウェーブレットと $f(t)$ との畳み込み積分を T の範囲で行い、時間軸上でウェーブレットを移動する。これらの操作を全時間にわたって繰り返し、各周波数に対するウェーブレット係数を得る。

Vozoff (1972) は、離散的な電磁場のフーリエ係数から自己パワースペクトル及び相互パワースペクトルを求めそれらを全時間帯で平均・平滑化した上で、インピーダンステンソルの各要素を算出する方法を述べている。この方法は電磁場のウェーブレット係数に対しても適用可能なことが知

られているため (Zhang and Paulson, 1997), 式(2.38)は CWT による時間・周波数領域の形に変換でき, 式(4.7)のようになる。

$$\begin{pmatrix} \overline{\langle E_x(b, s) N^* \rangle} & \overline{\langle E_x(b, s) M^* \rangle} \\ \overline{\langle E_y(b, s) N^* \rangle} & \overline{\langle E_y(b, s) M^* \rangle} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \overline{\langle H_x(b, s) N^* \rangle} & \overline{\langle H_x(b, s) M^* \rangle} \\ \overline{\langle H_y(b, s) N^* \rangle} & \overline{\langle H_y(b, s) M^* \rangle} \end{pmatrix} \quad (4.7)$$

式(4.7)の右辺は水平磁場 \mathbf{h} のウェーブレット係数($H_x(b, s), H_y(b, s)$)による行列を, 式(4.7)の左辺は水平電場 \mathbf{e} のウェーブレット係数($E_x(b, s), E_y(b, s)$)による行列を含み, \mathbf{Z} は 2 行 2 列の複素インピーダンステンソルである。また, 式(4.7)において*は複素共役を意味し, $\overline{\langle \rangle}$ は観測時間における自己または相互パワーの平均値である。リモートリファレンス処理 (Gamble et al., 1979a) を利用する際には, 式(4.7)に参照磁場のウェーブレット係数 $\mathbf{R}=(R_x(b, s), R_y(b, s))$ を含めるため, N, M に $R_x(b, s), R_y(b, s)$ が入ることになる。したがって, 式(4.7)を \mathbf{Z} について解き, 非対角要素について書くと,

$$\begin{aligned} Z_{xy}(s) &= \frac{\overline{\langle E_x R_x^*(b, s) \rangle} \overline{\langle H_x R_y^*(b, s) \rangle} - \overline{\langle E_x R_y^*(b, s) \rangle} \overline{\langle H_x R_x^*(b, s) \rangle}}{\overline{\langle H_y R_x^*(b, s) \rangle} \overline{\langle H_x R_y^*(b, s) \rangle} - \overline{\langle H_y R_y^*(b, s) \rangle} \overline{\langle H_x R_x^*(b, s) \rangle}} \\ Z_{yx}(s) &= \frac{\overline{\langle E_y R_x^*(b, s) \rangle} \overline{\langle H_y R_y^*(b, s) \rangle} - \overline{\langle E_y R_y^*(b, s) \rangle} \overline{\langle H_y R_x^*(b, s) \rangle}}{\overline{\langle H_x R_x^*(b, s) \rangle} \overline{\langle H_y R_y^*(b, s) \rangle} - \overline{\langle H_x R_y^*(b, s) \rangle} \overline{\langle H_y R_x^*(b, s) \rangle}} \end{aligned} \quad (4.8)$$

となる。対角要素については,

$$\begin{aligned} Z_{xx}(s) &= \frac{\overline{\langle E_x R_x^*(b, s) \rangle} \overline{\langle H_y R_y^*(b, s) \rangle} - \overline{\langle E_x R_y^*(b, s) \rangle} \overline{\langle H_y R_x^*(b, s) \rangle}}{\overline{\langle H_x R_x^*(b, s) \rangle} \overline{\langle H_y R_y^*(b, s) \rangle} - \overline{\langle H_x R_y^*(b, s) \rangle} \overline{\langle H_y R_x^*(b, s) \rangle}} \\ Z_{yy}(s) &= \frac{\overline{\langle E_y R_x^*(b, s) \rangle} \overline{\langle H_x R_y^*(b, s) \rangle} - \overline{\langle E_y R_y^*(b, s) \rangle} \overline{\langle H_x R_x^*(b, s) \rangle}}{\overline{\langle H_y R_x^*(b, s) \rangle} \overline{\langle H_x R_y^*(b, s) \rangle} - \overline{\langle H_y R_y^*(b, s) \rangle} \overline{\langle H_x R_x^*(b, s) \rangle}} \end{aligned} \quad (4.9)$$

と書ける。本研究では式(4.8)にしたがってウェーブレット係数及び参照磁場を利用したインピーダンステンソル \mathbf{Z} を求め, 見掛比抵抗・位相曲線 (以下, 探査曲線) に変換した。

いま, 各観測点 ($i=1$: 目的の観測点。 $i=2$: 参照点) での電磁場成分は $F_i = FS_i + FN_i$ という形で自然信号 FS と人工ノイズ FN に大別して考えられるものとする。時系列を周波数スペクトルに変換する際の数値誤差を考慮すると, 電磁場成分は,

$$F_i = (FS_{iT} + FS_{iE}) + (FN_{iT} + FN_{iE}) \quad (4.10)$$

と表現される。ここに添字 T は真値, 添字 E は数値誤差を意味する。したがって, 観測点と参照点

の電磁場成分の相互パワースペクトルは、式(4.11)のように表せる。

$$\begin{aligned} \langle F_1 F_2^* \rangle &= \langle [(FS_{1T} + FS_{1E}) + (FN_{1T} + FN_{1E})] \cdot [(FS_{2T}^* + FS_{2E}^*) + (FN_{2T}^* + FN_{2E}^*)] \rangle \\ &= \langle \left[\underline{FS_{1T} \cdot FS_{2T}^* + FS_{1T} \cdot FS_{2E}^* + FS_{1E} \cdot FS_{2T}^* + FS_{1E} \cdot FS_{2E}^*} \right] + \dots \rangle \end{aligned} \quad (4.11)$$

FS のうち添字 E を含む項 (式(4.11)の下線部) が無視できない大きさの場合や、真値と高い相関度を持つ値である場合には、真の地下情報と異なる値が算出される可能性がある。Fig. 4.1 に、時系列に対する STFT における窓関数をもたらす時間及び周波数についての誤差と、CWT におけるウェーブレットをもたらすそれを、時間・周波数平面上で表したものを示す。使用する窓関数が定まると、スペクトル変換における時間及び周波数についての誤差は一意的に決まる (戸田ほか, 2005)。高い周波数 (短周期) における信号の情報を得て短周期の細かい信号の変動を精確に捉えるには、小さい時間幅の窓関数を信号に適用する必要がある。また、ある周波数 ω の信号の情報を得ようとするとき、窓関数に起因する誤差により実際には $\omega \pm \Delta\omega$ の周波数の情報を取得することになるため (守本, 2009)、 ω が低周波数であるほど $\Delta\omega$ を小さくすることが求められる。CWT は高周波数側で時間の誤差 Δt を小さく (周波数の誤差を大きく)、低周波数側で周波数の誤差 $\Delta\omega$ を小さく (時間の誤差を大きく) しようとするが、窓関数に相当するウェーブレットに関する設定が不適切であると Δt や $\Delta\omega$ が許容できない程度にまで大きくなってしまう可能性がある。

以上の事項を踏まえ、スペクトル変換に伴う数値誤差が見掛比抵抗・位相等の MT 法観測データ処理結果に与える影響を考慮し、種々の数値実験を行った。

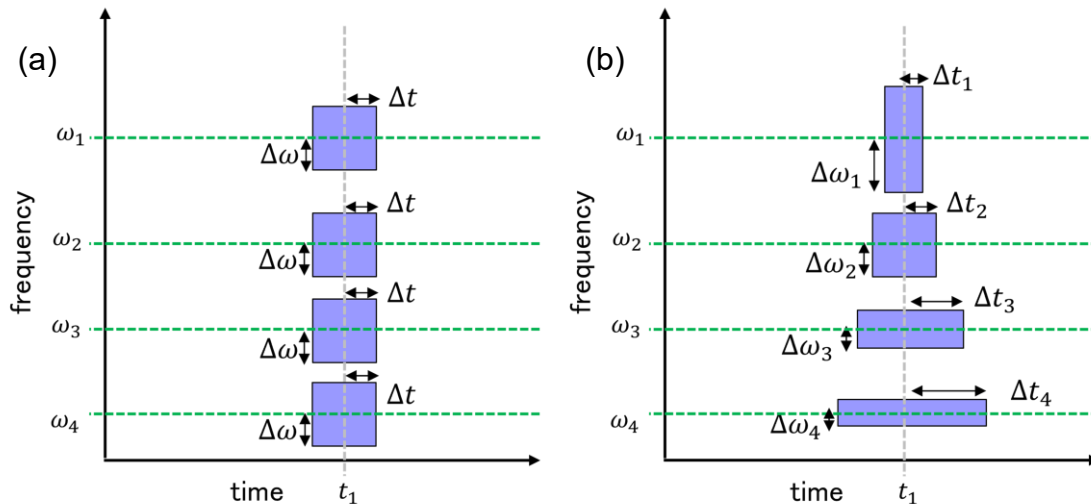


Fig. 4.1 Conceptual diagrams of (a) the resolution of a window function utilized in the STFT and (b) that of a wavelet utilized in the CWT (Ogawa et al., 2022) in the time-frequency plane.

4.2 CWT の計算設定が見掛比抵抗・位相曲線に与える影響

4.2.1 使用した観測データ

4.2 及び 4.3 では、鹿児島県霧島市内の観測点 KAG-Site 1 及び観測点 KAG-Site 2 (Fig. 4.2) で 2015 年 1 月に観測された MT 法時系列を利用する。いずれの観測点も周辺に電磁ノイズ源が少ない山林の中に位置し、信号対雑音 (Signal-to-noise: S/N) 比が高く正しい探査曲線を把握しやすい場所である。スペクトルデータの算出には、霧島市から約 1,250 km 離れた岩手県西和賀町の常時観測点の磁場を参照データとしたリモートリファレンス処理を適用した。全ての観測で Phoenix Geophysics 社製 MTU システムを使用し、15 Hz のサンプリング周波数により計測を実施した。水平電場 2 成分 (E_x, E_y) の測定には Pb-PbCl₂ 非分極電極を、水平磁場 (H_x, H_y) の測定にはインダクションコイルセンサ MTC をそれぞれ使用した。本章で使用する合計 3 観測点における観測の仕様を Table 4.1 に示す。Fig. 4.3 に観測点 KAG-Site 1 及び観測点 KAG-Site 2 での水平電磁場の時系列を図示する。

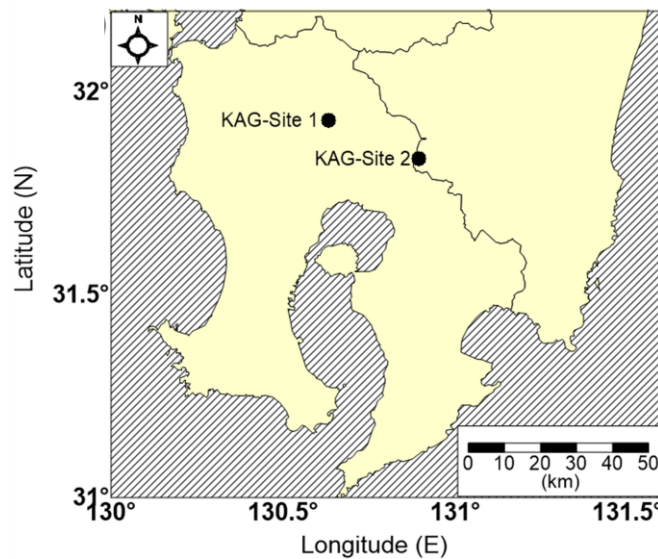
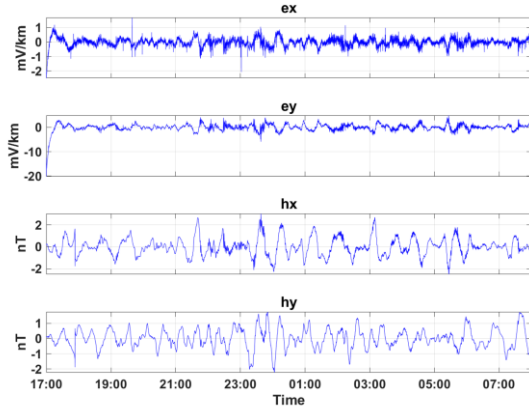


Fig. 4.2 A location map for KAG-Site 1 and KAG-Site 2.

Table 4.1 Outline of specification of the observation at KAG-Site 1, KAG-Site 2 and the reference site.

Site name	System	Location	Latitude	Longitude	Data acquisition time (Japan standard time)
KAG-Site 1	MTU-5A	Kirishima city, Kagoshima	31°55'49"	130°37'54"	2015/1/22 17:00:00 - 2015/1/23 06:39:25
					2015/1/23 17:00:00 - 2015/1/24 07:59:59
					2015/1/24 17:00:00 - 2015/1/25 07:59:59
KAG-Site 2			31°50'06"	130°53'37"	2015/1/26 17:00:00 - 2015/1/27 07:59:59
					2015/1/27 17:00:00 - 2015/1/28 07:59:59
reference site	MTU-5S	Nishiwaga town, Iwate	39°34'35"	140°49'40"	(continuous record)

KAG-Site 1: Date of observation: 2015/1/24 – 2015/1/25



KAG-Site 2: Date of observation: 2015/1/27 – 2015/1/28

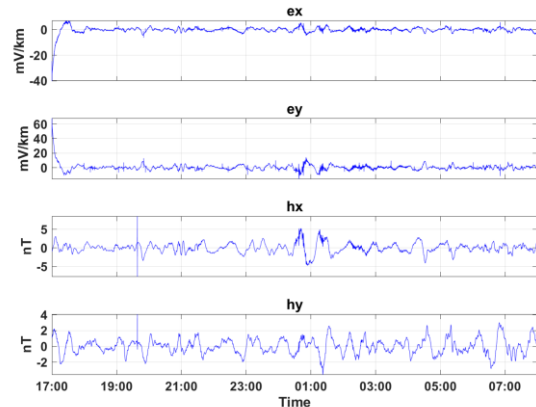


Fig. 4.3 Electromagnetic time series at KAG-Site1 and KAG-Site 2. Note that these data were corrected for the response of the MT instrumentation.

4.2.2 短時間フーリエ変換との比較検討

ここでは、CWT による MT 法観測データ処理結果について、STFT による結果と比較した上で評価を行う。ウェーブレットの基底関数には、式(4.12)で示す複素 Morlet 関数（例えば、Torrence and Compo, 1998）を用いた。

$$\psi(t) = \pi^{-1/4} e^{-t^2/2} e^{ikt} \quad (4.12)$$

次数 k については、4.2.2 では $k=8$ を用いた。短時間フーリエ係数によるリモートリファレンス処理及びインピーダンスの算出には、MT 法の調査において広く利用されている Phoenix Geophysics 社製ソフトウェア SSMT2000（例えば、Umeda et al., 2006 ; Ichihara et al., 2018）及び MTEditor（例えば、Lin et al., 2017）を使用した。

Fig. 4.4 に、時系列に対する CWT の処理結果と、STFT の結果との比較を示す。各観測点における 15 時間の時系列に対し、STFT によるスペクトル変換を行って得られた探索曲線は CWT による曲線に比べて、値のバラつきやエラーバー（標準誤差）が大きく現れやすい傾向が認められる。第 3 章でも述べたが、STFT は複数の周波数の信号に対して同じ大きさの窓関数を適用して畳み込み積分を行う（Farge, 1992）。実際に SSMT2000 は、カスケードデシメーション法（Wight and Bostick, 1980）により段階的にサンプリング周波数を半減させることで広帯域のスペクトルを導出するが、目的の周波数に応じて時間・周波数分解能を柔軟に変化させることは難しい。それに対し、高周波数側から低周波数側になるにつれウェーブレットの時間幅を連続的に広くすることが可能な CWT

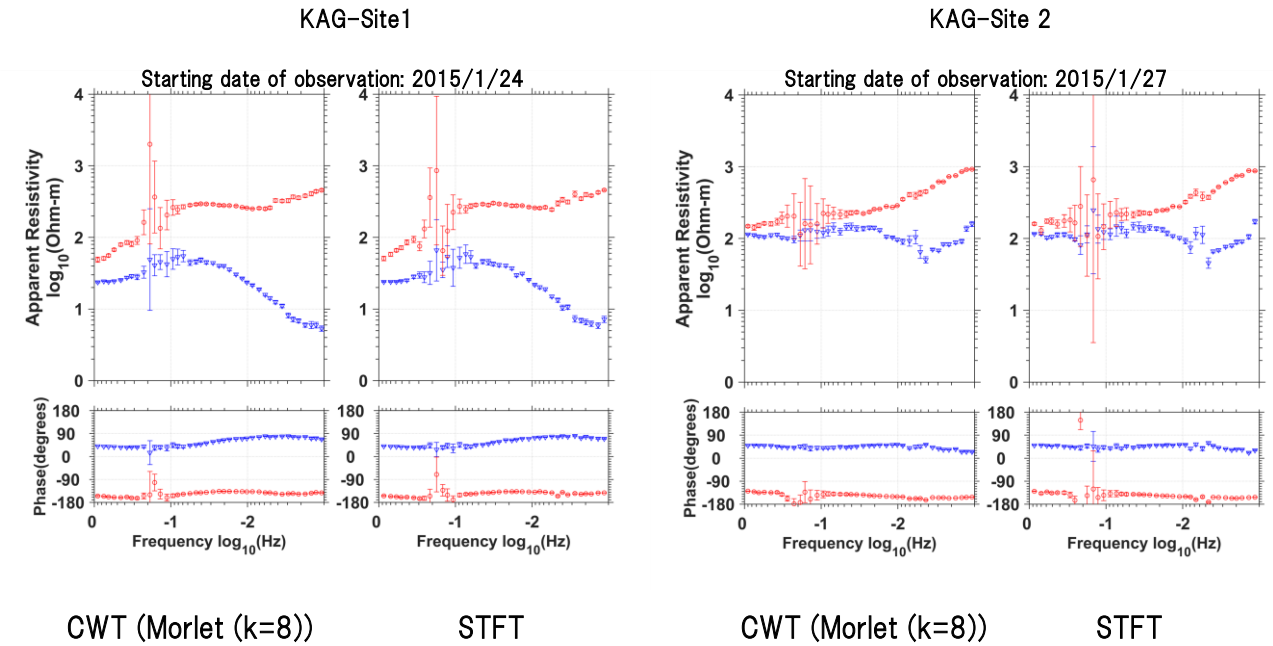


Fig. 4.4 Comparison of MT responses at KAG-Site 1 and KAG-Site 2 obtained with the CWT to those obtained with the STFT (Ogawa et al., 2022). Navy inverted triangles represent the spectral data of XY modes, whereas red circles represent those of YX modes. The impedance error bars were calculated using the technique of Gamble et al. (1979b) and Stodt (1983).

であれば、各周波数に適切な時間・周波数分解能を実現することで、スペクトル変換に伴う数値誤差の影響をより抑えやすくなることが考えられる。

以後、MT 法時系列に対する CWT の最適な計算設定の検討を行うが、それに係る種々の数値実験に先行して観測点 KAG-Site 1 及び観測点 KAG-Site 2 を長期間観測することで、見掛比抵抗・位相の真値と考えられる値を推定した。各観測点において 15 時間の夜間観測を複数回行い取得した時系列に対し、SSMT2000 及び MTEditor によるスタッキング及びリモートリファレンス処理を適用して得られた探査曲線を Fig. 4.5 に示す。2 観測点とも探査曲線が周波数方向に滑らかでエラーバーが十分小さくなったため、地下の情報を良く反映し真の曲線に十分近い探査曲線が得られたと考えられる。また同時に、観測点における人工ノイズレベルが低い場合には、夜間観測を多く行って取得したデータをスタッキングすることで、式(4.11)において数値誤差の項を含まない自然信号の相互パワースペクトル ($FS_{1T} \cdot FS_{2T}^*$) を十分に強調できることが考えられる。そのため、CWT を用いる場合でも Fig. 4.5 と同様に高品質な探査曲線が得られることが期待できうるが、観測を長期間行う条件における CWT の優位性の検証は 4.4 に委ねることとする。Fig. 4.5 には、探査曲線の各プロットに対し、平滑化パラメータ 5 の平滑化スプライン (Garcia, 2023) を適用して得られた平滑化曲線も併せて示す。この平滑化曲線を 4.2 及び 4.3 では「基準曲線」として使用する。

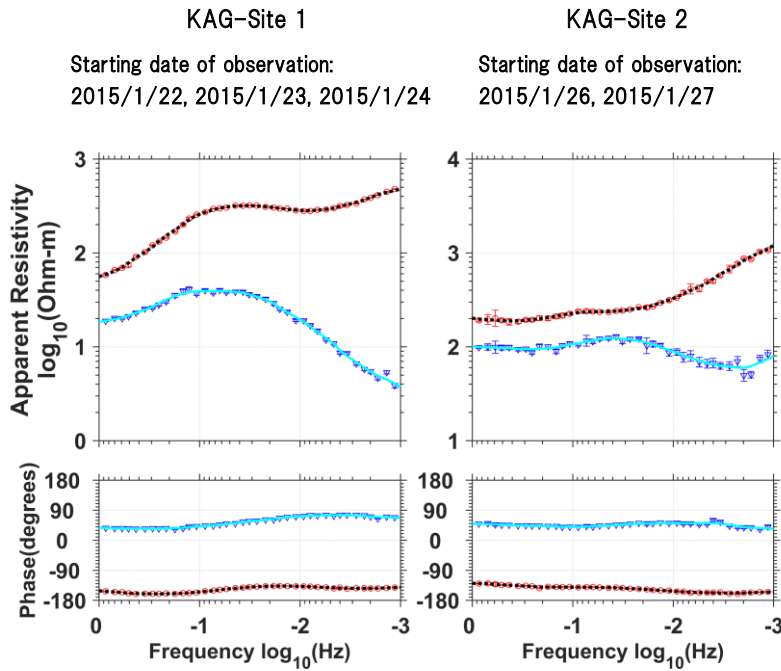


Fig. 4.5 MT responses calculated from multi-day stacking with the software made by Phoenix Geophysics Ltd (Ogawa et al., 2022). The “standard curves” calculated by applying a smooth spline (Garcia, 2023) to these MT responses are also shown. Navy inverted triangles and cyan lines represent the spectral data of XY modes, whereas red circles and black dotted lines represent those of YX modes.

4.2.3 ウェーブレットの基底関数の種類

一般によく利用される複素ウェーブレットとして、式(4.12)の Morlet 関数の他に Paul 関数 (Torrence and Compo, 1998 ; De Moortel et al., 2004) が挙げられ、式(4.13)で表される。

$$\psi(t) = \frac{2^k i^k k!}{\sqrt{\pi(2k)!}} (1 - it)^{-(k+1)} \quad (4.13)$$

Morlet 関数の場合、次数が $k \geq 6$ とならなければアドミッシブル条件を満足できない (De Moortel et al., 2004)。一方、Fig. 4.6 に示すように Paul 関数は Morlet 関数よりも時間軸上で素早く減衰し幅が狭いため時間分解能が高いことに加え、任意の次数でアドミッシブル条件を満たせる (De Moortel et al., 2004)。さらに、Paul 関数は、Morlet 関数と異なり正弦波成分を含まない。Kulesh et al. (2007) は CWT を地磁気信号に適用する際に Paul 関数をウェーブレットの基底関数として用い、約 0.05 Hz 以下の帯域における地磁気の方極特性を捉えた。Larnier et al. (2016) は約 7 Hz を超える帯域

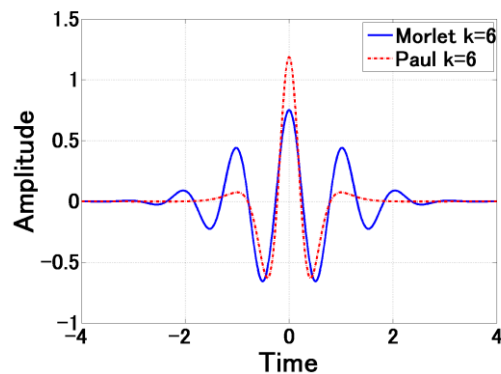


Fig. 4.6 Real parts of the Morlet wavelet and the Paul wavelet (Ogawa et al., 2022).

の自然電磁場に Paul 関数を適用し、雷放電を起源とする瞬間的に生じるパルス状の信号による応答関数を高い精度で捉えやすくなることを報告した。

ここでは、ウェーブレットに含まれる基底関数の変化が MT 法観測データ処理結果に与える影響を検証した。観測点 KAG-Site 1 と観測点 KAG-Site 2 の時系列について、Morlet 関数 ($k=6$) を用いた場合と、Paul 関数 ($k=6, 4$) を用いた場合にスペクトル変換により得られた探査曲線の結果を Fig. 4.7 に示す。なお、自然電磁場応答の真値に近いと考えられる、前述の長期観測により得られた観測点 KAG-Site 1 と観測点 KAG-Site 2 の基準曲線も、CWT の処理結果と併せて示す。自然信号のエネルギーが微弱になるとされる $0.1 - 1$ Hz の帯域では、探査曲線がバラつきエラーバーが増大しやすい。しかし Morlet 関数を用いた場合、 $0.1 - 1$ Hz 以外の帯域では、観測点 KAG-Site 1 と観測点 KAG-Site 2 のいずれでも連続性が高く基準曲線と良く一致した探査曲線が得られている。これに対し、Paul 関数を用いた場合には探査曲線のエラーバーが非常に小さくなるものの、見掛比抵抗曲線の形状に歪みが生じ基準曲線や Morlet 関数による見掛比抵抗曲線の傾向と異なる。Paul 関数による見掛比抵抗曲線の形状の歪みは、観測点 KAG-Site 1 の $0.01 - 0.2$ Hz の帯域、観測点 KAG-Site 2 の $0.02 - 0.5$ Hz の帯域において特に顕著に認められる。しかし、実際の観測では真の曲線が不明である以上、エラーバーが小さくかつ形状が歪んだ曲線についての品質を評価することは難しい。

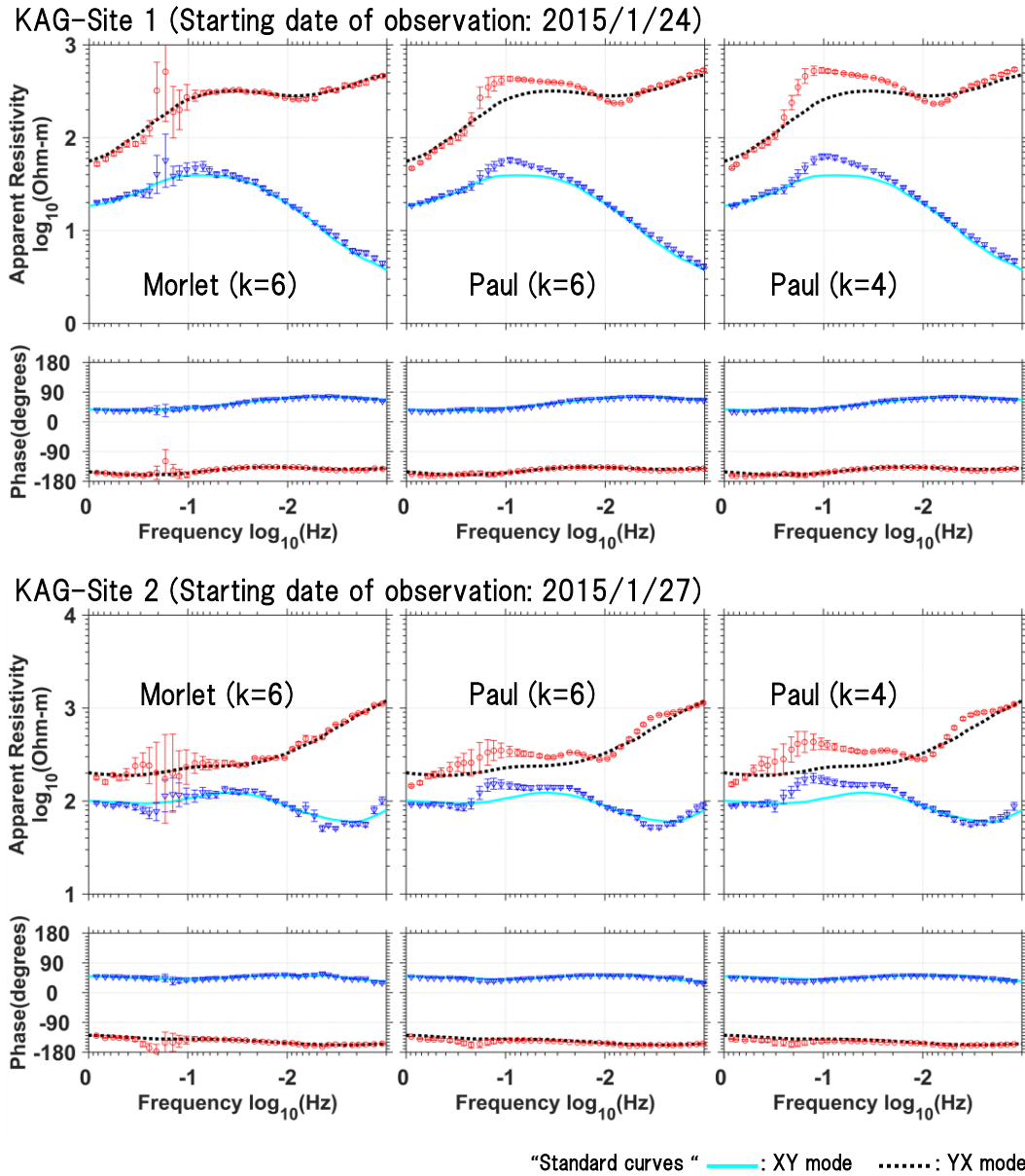


Fig. 4.7 Comparison of MT responses at KAG-Site 1 and KAG-Site 2 by altering the basis function included in the wavelet (Ogawa et al., 2022). The “standard curves” are also shown. Navy inverted triangles and cyan lines represent the spectral data of XY modes, whereas red circles and black dotted lines represent those of YX modes.

ここで、スペクトル変換時の数値誤差の影響を評価するため、各周波数について得られたウェーブレット係数を用いて、逆連続ウェーブレット変換 (Inverse continuous wavelet transform: ICWT) を行い元の時系列の再構成を試みた。式(4.3)の CWT に対して、ICWT は次の式(4.14)で定義される (Meyers et al., 1993)。

$$\hat{f}(t) = C^{-1} \int_{0+}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} s^{-2} Wf(b, s) \left(s^{-1/2} \psi \left(\frac{t-b}{s} \right) \right) db ds \quad (4.14)$$

ここに,

$$C^{-1} = \int_{0+}^{\infty} \frac{|\Psi(\omega)|^2}{\omega} d\omega \quad (4.15)$$

C は周波数に非依存で各ウェーブレットに固有な定数であり、 \hat{f} は推定値を表す。実際には高速な演算で近似的に元の時系列を再構成するために、式(4.14)を離散化し、ウェーブレット係数の実数部 $\text{Re}\{Wf(b, s)\}$ をナイキスト周波数以下の分解可能な全周波数の範囲で足し合わせていく方法を用い (Torrence and Compo, 1998), 式(4.16)のように求めた。

$$\hat{f}(t) = \frac{dj dt^{1/2}}{C_{\delta} \psi(0)} \sum_{j=0}^J \frac{\text{Re}\{Wf(b, s_j)\}}{s_j^{1/2}} \quad (4.16)$$

dt はサンプリング間隔 (サンプリング周波数の逆数) に同じである。ここに dj はスケール (周波数の逆数) の間隔であり、ここでは $dj=0.25$ を用いた。 J は分解可能な最大のスケール数である。さらに、定数 C_{δ} については Torrence and Compo (1998) と同様に、 δ 関数法を利用して導出した。CWT により得られたウェーブレット係数に対し ICWT を適用して再構成された時系列 $\hat{f}(t)$ と元の時系列 $f(t)$ との二乗平均平方根誤差 (Root mean square error: RMSE) を式(4.17)のように定義する。

$$\text{RMSE} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (f(t_i) - \hat{f}(t_i))^2}{N}} \quad (4.17)$$

観測点 KAG-Site 1 及び観測点 KAG-Site 2 について、Morlet 関数及び Paul 関数を用いて $\hat{f}(t)$ を求めた。元の時系列 $f(t)$ と $\hat{f}(t)$ とを比較した例を Fig. 4.8 に、得られた RMSE を Table 4.2 に示す。これらによると Morlet 関数による処理では各時刻において観測時系列をよく再現できているのに対し、Paul 関数を用いた場合は多くの時刻において大きな再構成の誤差が認められる。

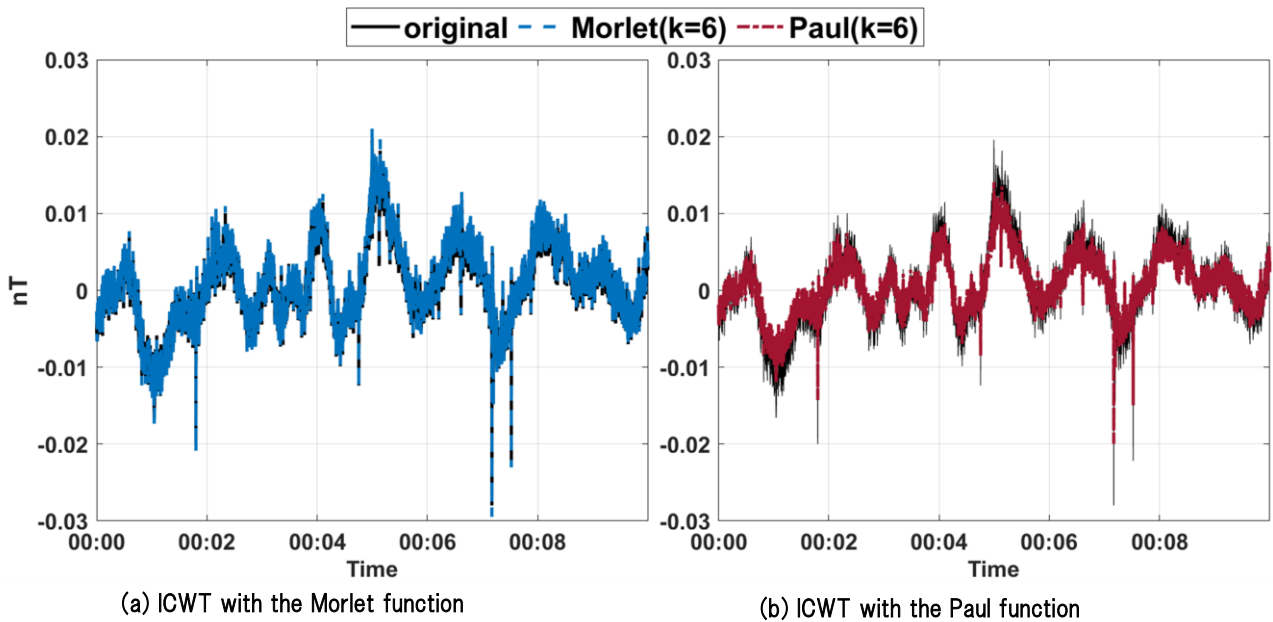


Fig. 4.8 An example of comparison of the H_x at KAG-Site 1 to those reconstructed by the ICWT (Ogawa et al., 2022). Note that the raw magnetic data prior to correction of the system response were used as the original time-series data.

Table 4.2 Comparison of RMSE between the original time-series data and those reconstructed by the ICWT using MT data at KAG-Site 1 and KAG-Site 2 (Ogawa et al., 2022).

	RMSE (length of the time-series data: 15 hours each)			
	KAG-Site 1		KAG-Site 2	
	H_x	H_y	H_x	H_y
Morlet (k=6)	0.000510	0.000366	0.000104	0.000289
Paul (k=6)	0.00190	0.00136	0.00394	0.00114

以上の数値実験により、Morlet 関数を用いた場合には、CWT 結果としてバラつきが小さく基準曲線に近い探索曲線が、ICWT 結果として元の時系列を概ね正しく再現した再構成時系列が得られた。一方で Paul 関数を用いた場合には、(i)エラーバーが小さいものの形状が歪んだ探索曲線、及び(ii)元の時系列との差異が大きい再構成時系列が得られた。この2つは Paul 関数を基底関数として使用したことによる、スペクトル変換時の数値誤差の影響を反映していることが推定される。

4.2.4 ウェーブレットの次数 k

次に、ウェーブレットの形状を決定する次数 k について検討する。 k の値が大きくなるにつれてバンド幅が狭くなるため周波数分解能が高くなり、反対に k が小さくなると時間分解能が高くなる (Fig. 4.9)。Escalas et al. (2013) は MT 法観測データの分極特性を調べるために、水平電場 2 成分に対して CWT を適用した。その際 Morlet 関数における k の値を複数試行し、0.2 Hz 未満の自然信

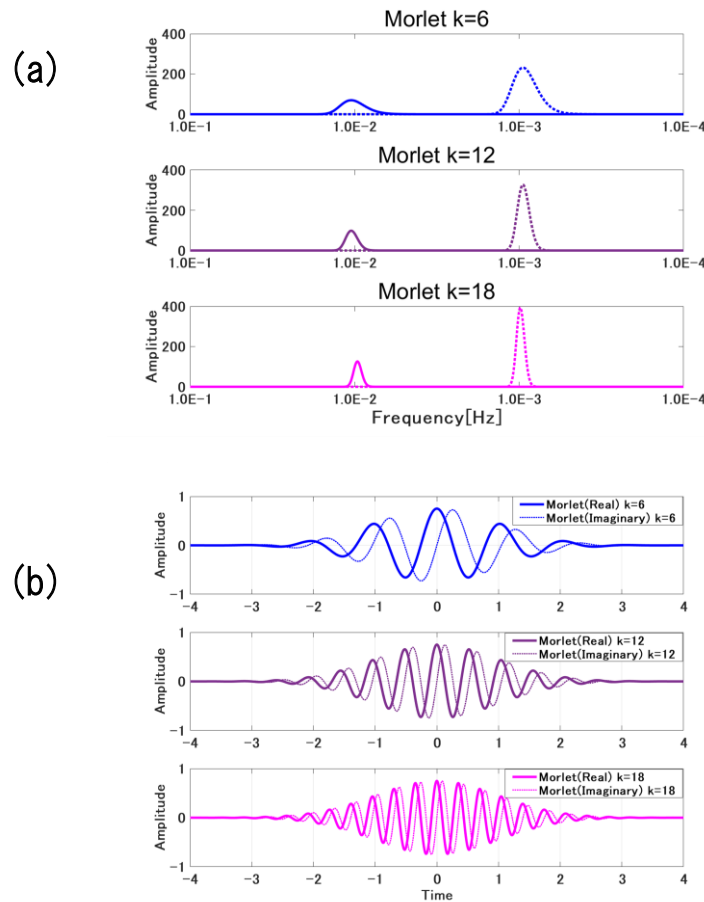


Fig. 4.9 The Morlet wavelet for different values of wavelet parameter k in (a) the frequency domain and that in (b) the time domain (Ogawa et al., 2022).

号に対して $k=8$, 5.336 の Morlet 関数を用い, また 0.2 – 75 Hz の範囲で $k=15$ を用いた。Morlet 関数における k を $k=8, 12, 16$ と徐々に大きくし, 得られた観測点 KAG-Site 1 と観測点 KAG-Site 2 の探査曲線を Fig. 4.10 に示す。0.1 – 1 Hz に関しては, k が大きくなるにつれて探査曲線のバラつき及びエラーバーが増大する傾向が見られる。この探査曲線の品質の違いはスペクトル変換に伴う数値誤差を反映していると推定される。0.1 – 1 Hz の帯域のスペクトルの算出には高い時間分解能が必要で, k を小さくすることで正確なスペクトルを算出できることが考えられる。また, 0.1 Hz 未満のスペクトルは k の値の変化に対して比較的頑強であることが認められる。特に 0.01 – 0.03 Hz の範囲では k 値による探査曲線の品質の差異がほぼ見られず, 基準曲線とも良く一致している。このことから, この帯域では適切な時間・周波数分解能が得られていることが示唆される。しかし, 0.01 Hz 未満の最も低い帯域を見ると, $k=12, 16$ としたことで探査曲線の品質が改善するのではなく, 反対に探査曲線のバラつきが認められ品質が改悪する周波数が複数確認される。 k をある一定以上大きく設定した場合, 低周波数帯域におけるウェーブレットは周波数分解能が非常に高くなるが, 同時に時間分解能は過度に低下する。したがって, 低周波数側の MT 信号に必要な時間分解能が確

保できなくなることで数値誤差が増大し、探査曲線の品質の改悪に至ることが考えられる。

なお、 k の値にかかわらず見掛比抵抗・位相のいずれも基準曲線と良い一致を示す周波数も存在する。そのような一部の周波数では、式(4.11)における数値誤差とスペクトルの真値との相互パワースペクトル ($FS_{IT} \cdot FS_{2E}^*$ または $FS_{1E} \cdot FS_{2T}^*$) が十分に小さいため、インピーダンスに現れる数値誤差の影響が比較的小さいことが考えられる。

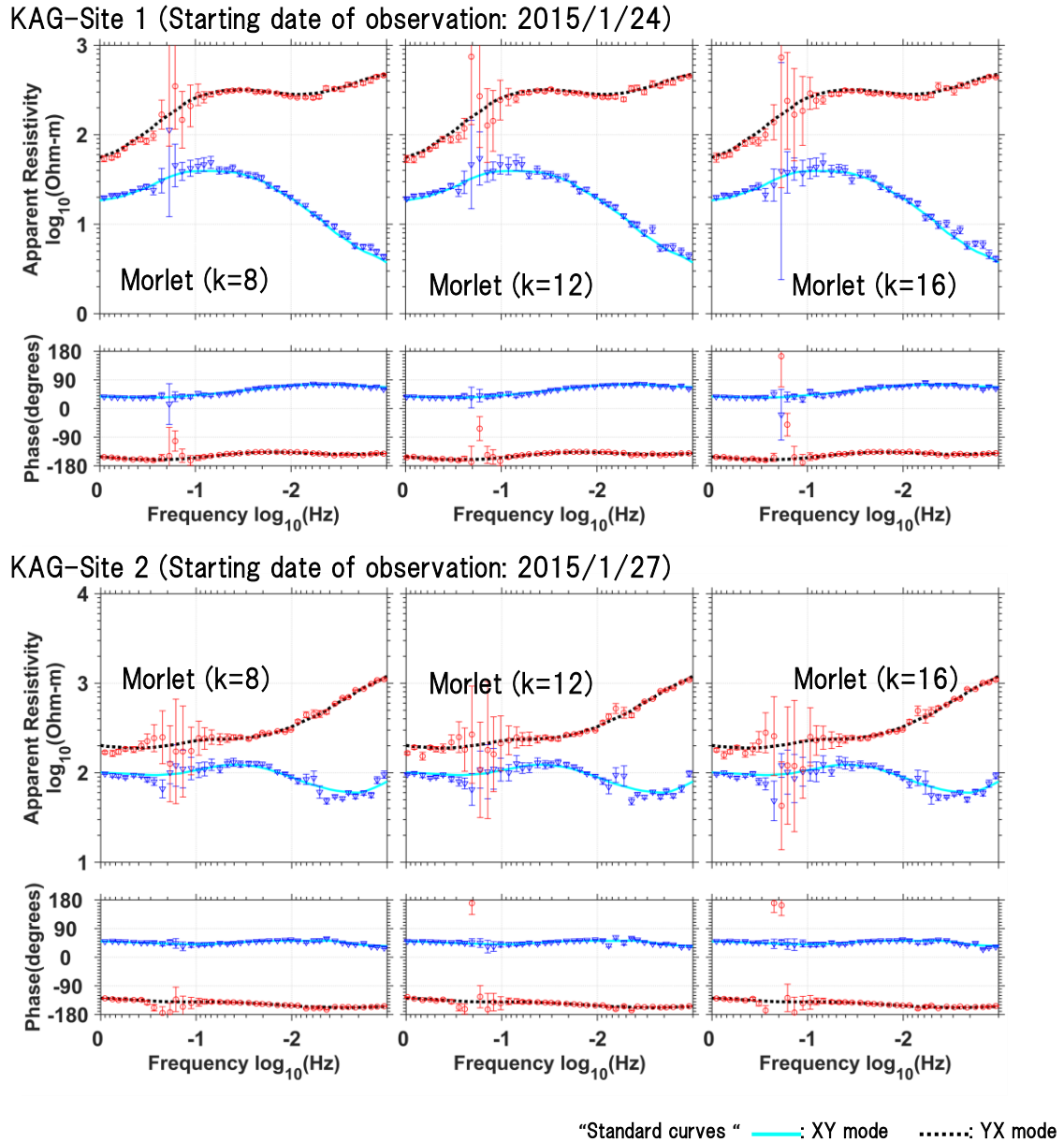


Fig. 4.10 Comparison of MT responses at KAG-Site 1 and KAG-Site 2 by increasing the value of wavelet parameter k (Ogawa et al., 2022). The “standard curves” are also shown. Navy inverted triangles and cyan lines represent the spectral data of XY modes, whereas red circles and black dotted lines represent those of YX modes.

4.3 MT 信号に対する CWT の適切な計算設定の検討

4.3.1 Morlet 関数と Paul 関数

Fig. 4.7 にて示した通り、Paul 関数を用いて得られた見掛け比抵抗曲線は歪んだ形状で、他のデータ処理結果の傾向とも異なっていた。一方で、Paul 関数を使用した際、探查曲線の各値のエラーバーすなわち標準誤差（標準偏差/スタック数の平方根）が小さく現れたが、これについて考察する。エラーバーの増大は、(i)「ウェーブレットの時間幅の拡大に伴うスタック数 N_{stk} の減少」、(ii)「スペクトル変換に伴う数値誤差の影響の増大」の両方に起因する。(i)に関して、Paul 関数は Morlet 関数と比べて時間幅が狭いため、時系列と畳み込み積分をする範囲 T が小さくなる。その結果、全観測時間における N_{stk} が増大しエラーバーが小さく算出されやすい。(ii)に関して、各周波数データの分散（標準偏差の二乗）の計算には、観測磁場 H から推定した電場と観測電場 E との差が必要となり（Gamble et al., 1979b）、これを η_p とすると、

$$\begin{aligned}\eta_p &= E - Z_R H \\ &= (E_T + E_E) - Z_R (H_T + H_E) \\ &= (E_T - Z_R H_T) + (E_E - Z_R H_E)\end{aligned}\quad (4.18)$$

と表すことができる。ここに添字 T は真値、添字 E はスペクトル変換に伴う数値誤差を意味し、 Z_R はリモートリファレンス法により推定されたインピーダンスである。数値誤差が小さければ式(4.18)の第2項も小さくなり、この時 Z_R はインピーダンスの真値 Z_T に近づくため η_p は小さくなる。Fig. 4.10 で示されたように不適切な k の Morlet 関数を使用したことにより、大きな数値誤差 (E_E と H_E) が生じ第2項が大きくなると、 η_p が大きくなる。その一方で、Paul 関数を使用するときのように、スペクトル変換により求められた E と H がそれぞれの真値と大きくかけ離れている場合、 E_E と H_E の影響が優勢となる。その結果 E_E と H_E の相関関係を示すインピーダンス Z_E が算出されると、必然的に $\eta_p \cong E_E - Z_E H_E$ は小さくなり、見掛け上エラーバーが小さく現れてしまうことが考えられる。このようなことから、エラーバーの大小は必ずしもスペクトル変換に伴う数値誤差の影響の程度のみを示すものではないことが示唆される。しかし、適切な設定を行った上で CWT を実行すれば、 E , H 及び Z_R がそれぞれの真値に近いものとなるため、エラーバーが過度に大きくなることは無いと考えられる。

以上により、「形状が歪みかつエラーバーが小さい見掛け比抵抗曲線」は、Paul 関数を用いた CWT の処理により生じるバイアスの影響によるものと考えられる。一般に、雷放電によって励起される 10 Hz 以上の自然信号は瞬間的に発生することが多い（Zhang and Paulson, 1997）のに対し、地磁気脈動を起源とする ULF 帯の自然信号は $e^{i\omega t}$ のなだらかな時間変動を示す（Fowler et al., 1967）。そのため、ULF 帯の自然信号に対しては Morlet 関数のように基底に正弦波成分を持つウェーブレ

ットを用いる方が，信頼性の高い解を得られやすいと考えられる。

4.3.2 時間・周波数分解能を両立する次数 k の検討

本項では，ULF 帯電磁場の計算の際に適切な Morlet 関数の k の範囲について検証する。各々のデータ処理による探査曲線のプロットの基準曲線からの差異を二乗平均平方根偏差（Root mean square deviation: RMSD）として，式(4.19)のように算出した。

$$\text{RMSD} = \sqrt{\frac{1}{2J} \sum_{j=1}^J \left\{ \left(\log_{10} \frac{\rho_j}{\rho_{SDj}} \right)^2 + \left(\frac{(\phi_j - \phi_{SDj})}{65.96} \right)^2 \right\}} \quad (4.19)$$

ここに J は使用する周波数データの総数， $\log_{10} \rho$ は対数見掛比抵抗， ϕ は位相であり，添字 SD は基準曲線のデータを意味する。なお，この RMSD の計算における式(4.19)中の 65.96 は，対数見掛比抵抗と位相差を結びつける係数であり，以下にその導出方法を述べる。Gamble et al. (1979b) に示されたインピーダンスの分散を対数見掛比抵抗及び位相の分散に変換する方法を，式(4.20)，式(4.21)に示す（Stodt, 1983）。

$$\text{Var}(\log_{10} \rho) \cong 0.3772 \times \text{Var}(Z)/|Z|^2 \quad (4.20)$$

$$\text{Var}(\phi) \cong 0.5 \times \text{Var}(Z)/|Z|^2 \quad (4.21)$$

ここに Var は分散， Z はインピーダンスを意味する。この 2 つの式から，根木ほか（2010）の方法にならって，対数見掛比抵抗及び位相の標準偏差（分散の平方根） Sdv の関係を考えると，式(4.22)が得られる。

$$\frac{\text{Sdv}(\phi)}{\text{Sdv}(\log_{10} \rho)} = \frac{\sqrt{0.5 \times \frac{\text{Var}(Z)}{|Z|^2} \times \left(\frac{180}{\pi}\right)}}{\sqrt{0.3772 \times \frac{\text{Var}(Z)}{|Z|^2}}} \cong 65.96 \quad (4.22)$$

なお，式(4.22)中の $(180/\pi)$ は，位相の変動の単位を rad から角度（degree）へ変換することを意味する。したがって，係数 65.96 により，対数見掛比抵抗及び位相の変動を同じ次元で評価することができる。

データ処理に用いた Morlet 関数の中の k の増大に伴う RMSD の推移を Fig. 4.11 に示す。その際，Morlet 関数が有限の時間において十分に減衰し時間平均が 0 となる（式(4.5)で表されるアドミッ

シブル条件を満たす) ために, $k=6$ を最小値とした。さらに, 4.2.2 で扱った STFT による処理結果についても RMSD を計算し, その結果も併せて図中に示す。Fig. 4.11 によると, 観測点 KAG-Site 1 では k が 12 を超えたとき, 観測点 KAG-Site 2 では k が 8 を超えたときに, RMSD が顕著に増加することに加え, STFT による処理結果の RMSD を上回る。Fig. 4.10 によると, ULF 帯の中でも高周波数側にある 0.1 - 1 Hz の帯域に対しては高い時間分解能が必要で, 小さい値の k を選ぶ必要があることが示唆された。また, 低周波数側である 0.01 Hz 未満の帯域に対して k が大きいほど良いのではなく, k が一定以上大きい場合には Morlet 関数の周波数分解能が非常に高くなると共に必要な時間分解能が維持されなくなり探査曲線の品質を低下させる場合があった。これらのように Fig. 4.10 から把握された傾向は, 各々の探査曲線の基準曲線からの RMSD と調和的であった。

以上の検討事項により, 0.001 - 1 Hz の帯域の全体を通じて, $6 \leq k < 10$ の範囲の次数 k を含む Morlet 関数を CWT の処理に用いることで, 時間及び周波数分解能を良く両立でき, スペクトル変換に伴う数値誤差の影響を抑えやすいことが示された。

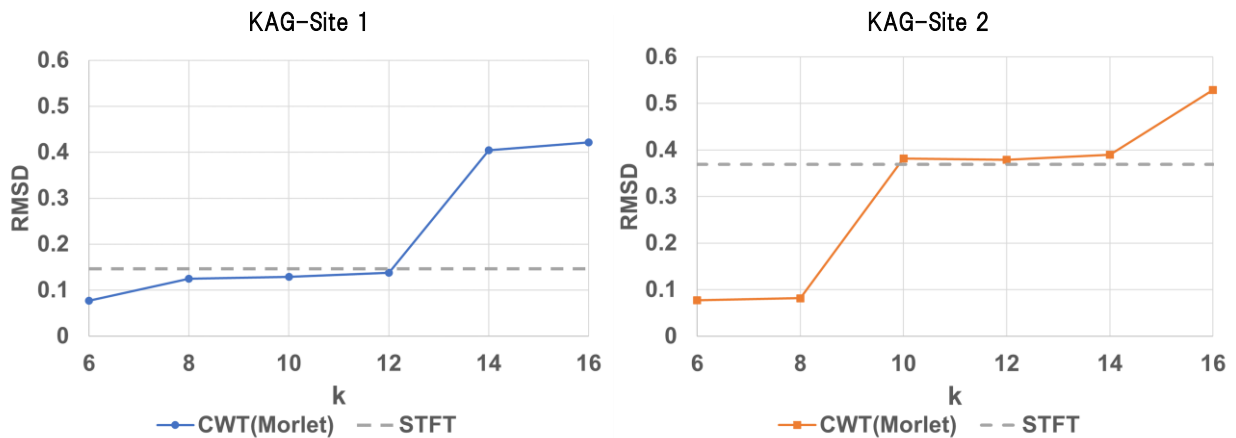


Fig. 4.11 RMSD between the “standard curves” and the calculated MT responses for each wavelet parameter k (Ogawa et al., 2022).

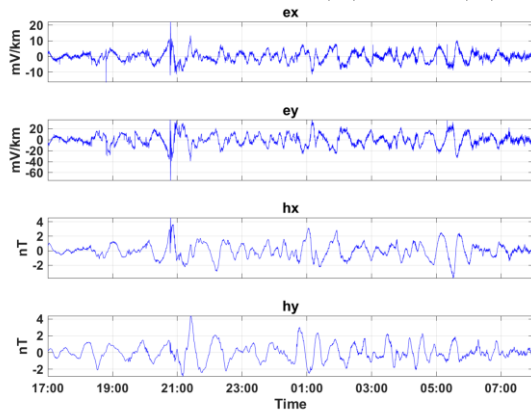
4.4 提案した計算設定の検証

本節では、ここまでで提案した計算設定の妥当性を検証するために、4.3 までとは異なる種類の実データの処理に CWT を適用する。ここで用いる実データは、観測地域や期間、人工ノイズレベルがそれぞれ異なる「未知」の実データである。本節で使用する 2 観測点を ESA-Site 及び観測点 KII-Site と呼ぶことにし、それらの観測の仕様を Table 4.3 に示す。Fig. 4.12 には観測点 ESA-Site 及び KII-Site における水平電磁場の時系列を図示する。観測点 KAG-Site 1 や観測点 KAG-Site 2 と同様に、全ての観測には Phoenix Geophysics 社製 MTU システムを使用し、15 Hz のサンプリング周波数により計測を実施した。リモートリファレンス処理には、4.3 までと同一参照点における磁場データを用いた。

Table 4.3 Outline of specification of the observations at ESA-Site, KII-Site and the reference site.

Site name	System	Location	Latitude	Longitude	Data acquisition time (Japan standard time)
ESA-Site	MTU-5S	Oshu city, Iwate (the Esashi Observatory of the Geographical Survey Institute)	39°14'12"	141°21'20"	2015/1/12 17:00:00 - 2015/1/13 07:59:59
KII-Site	MTU-5A	Hidakagawa town, Wakayama	33°59'49"	135°24'14"	2016/2/4 17:00:00 - 2016/2/5 07:21:25 2016/2/5 17:00:00 - 2016/2/6 07:59:59 2016/2/6 17:00:00 - 2016/2/7 07:59:59 2016/2/7 17:00:00 - 2016/2/8 07:33:25
reference site	MTU-5S	Nishiwaga town, Iwate	39°34'35"	140°49'40"	(continuous record)

ESA-Site: Date of observation: 2015/1/12 - 2015/1/13



KII-Site: Date of observation: 2016/2/4 - 2016/2/5

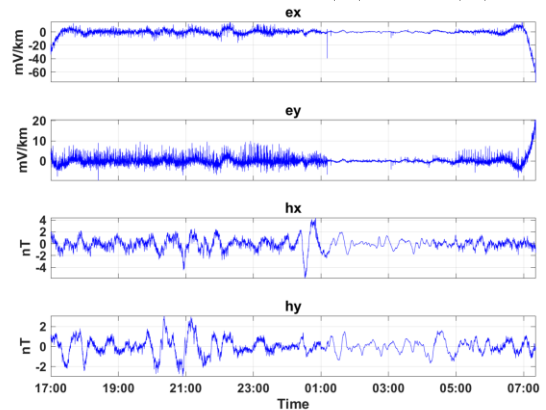


Fig. 4.12 Electromagnetic time series at ESA-Site and KII-Site. Note that these data were corrected for the response of the MT instrumentation.

4.4.1 鹿児島県内観測点下部と異なる地下構造を示すデータ

観測点 ESA-Site は国土地理院江刺観測場の観測点で、ここでは 2015 年 1 月 12 日の観測による 15 時間分の時系列を用いた。Fig. 4.13 に STFT 及び CWT を用いた処理による観測点 ESA-Site の探査曲線を示す。観測点 ESA-Site は観測点 KAG-Site 1 及び観測点 KAG-Site 2 から約 1,260 km 遠方に位置する。加えて、観測点 ESA-Site の XY モードの見掛比抵抗は $200 - 800 \Omega \cdot m$ 、YX モードの見掛比抵抗は $2,000 - 30,000 \Omega \cdot m$ の範囲にわたり、Fig. 4.7 及び Fig. 4.10 で示される観測点 KAG-Site 1、観測点 KAG-Site 2 の探査曲線の傾向と大きく異なっている。すなわち、観測点 ESA-Site 下部の地下構造は、4.3 までに用いた鹿児島県内の観測点の下部と大きく異なると考えられる。

Fig. 4.13 によると、STFT の処理により得られた観測点 ESA-Site の探査曲線では見掛比抵抗のパラつきが $0.08 - 0.3 \text{ Hz}$ 及び 0.01 Hz 未満の帯域において認められ、 $k=6, 8$ の Morlet 関数による CWT の探査曲線と比べて品質が劣っていることが推定される。さらに時系列に対して、Morlet 関数における k を $k=6, 8, 12, 16$ と徐々に大きくし CWT の処理を行った結果、 $k=12, 16$ とした時に、探査曲線の連続性が低下しエラーバーが大きくなる傾向が、 0.1 Hz 前後 $\sim 1 \text{ Hz}$ 及び 0.01 Hz 未満の帯域に

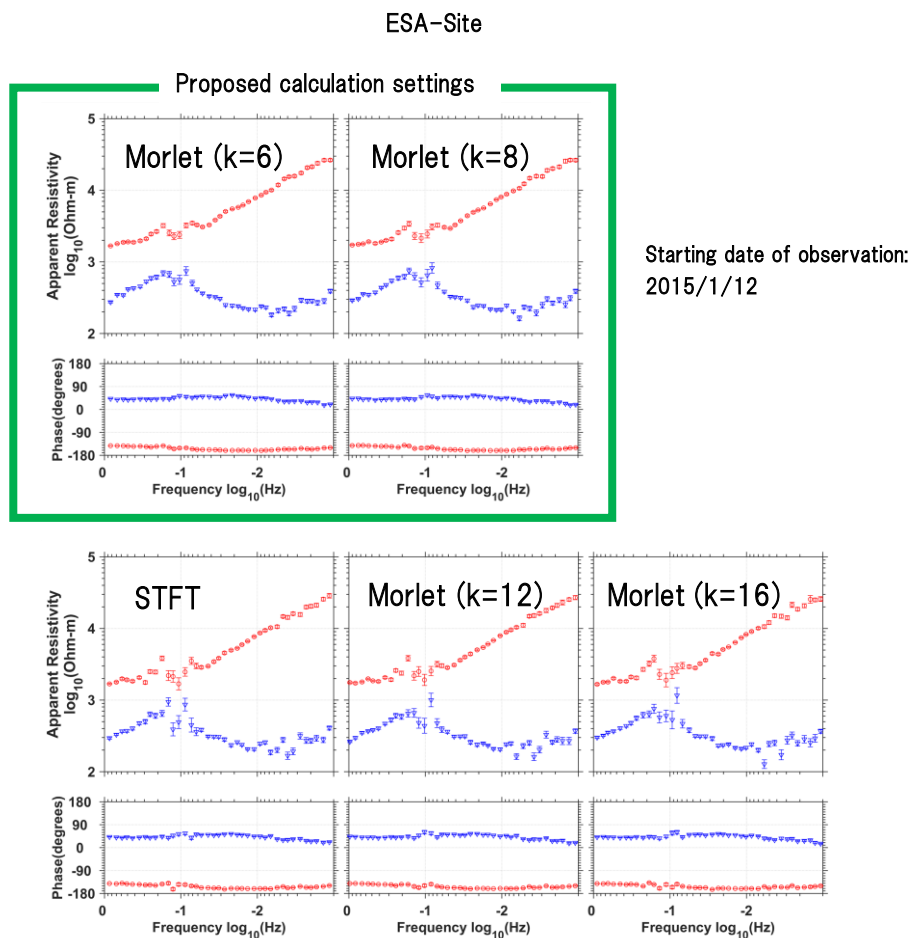


Fig. 4.13 Comparison of MT responses at ESA-Site obtained with the STFT and the complex Morlet function with various values of wavelet parameter k (Ogawa et al., 2022). Navy inverted triangles represent the spectral data of XY modes, whereas red circles represent those of YX modes.

において見受けられた。 k を大きくすることでウェーブレットの時間分解能が低下し、0.1 Hz 前後～1 Hz の帯域において CWT における数値誤差の影響が現れやすくなることが示唆される。加えて、0.01 Hz 未満にて探査曲線の品質が低下するのは、Morlet 関数の周波数分解能が非常に高くなると共に低周波数側の MT 信号に必要な時間分解能が不足している状態を反映する。以上により、Morlet 関数における k を 10 未満に設定することでスペクトル変換に伴う数値誤差の影響を抑え、より高品質な探査曲線を得やすくかつ STFT に対する優位性を保つことができるものと説明できる。こうした特徴は、鹿児島県内の観測点における観測データを用いた 4.3 までの結果と調和的である。

4.4.2 人工ノイズレベルが高いデータ

Fig. 4.14 に観測点 KII-Site の位置を示す。この観測点は和歌山県日高川町に位置し、2016 年 2 月 4 日の観測により取得した 15 時間分の時系列を用いた。Fig. 4.12 に見られるように、17 時～翌日 1 時の間と翌日 5 時以降の時間帯で電磁場の振幅が大きくなるが、これは観測点の西方を走る JR 紀勢本線の直流電化区間から生じる漏洩電流の影響に起因すると考えられる。

Fig. 4.15 に、観測点 KII-Site の時系列に対して、STFT 及び CWT の処理を行った結果を示す。CWT の処理に関しては、Fig. 4.13 と同様に Morlet 関数における k を $k=6, 8, 12, 16$ と徐々に大きくし、得られた探査曲線を比較する。直流電化鉄道による漏洩電流の影響で、約 0.3 Hz 以下の帯域では XY, YX 両モードとも探査曲線のバラつきが大きくなり、エラーバーが大きくなりやすいと推測される。Fig. 4.15 に示す処理結果によると、人工ノイズレベルが低い観測点 KAG-Site 1, 観測点 KAG-Site 2 及び観測点 ESA-Site と比べて、観測点 KII-Site においては STFT 及び $k>10$ とした Morlet 関数による探査曲線の品質の低下（バラつきやエラーバーの増大）の傾向がより顕著に見受けられる。す

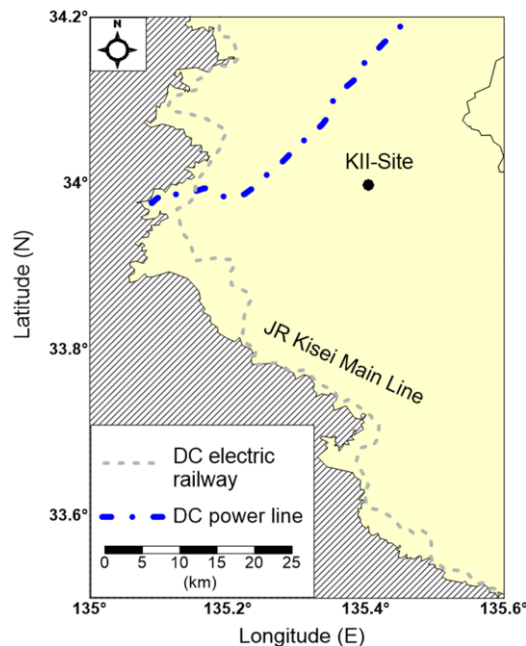


Fig. 4.14 A location map for KII-Site.

なわち、観測データにおける人工ノイズレベルによって、スペクトル変換に伴う数値誤差の影響度が変化することが推定されるが、このことについて考察する。リモートリファレンス法による観測点の電磁場成分 F_1 と参照点の電磁場成分 F_2 との間の相互パワースペクトルは式(4.11)で表せるが、これを用いると、

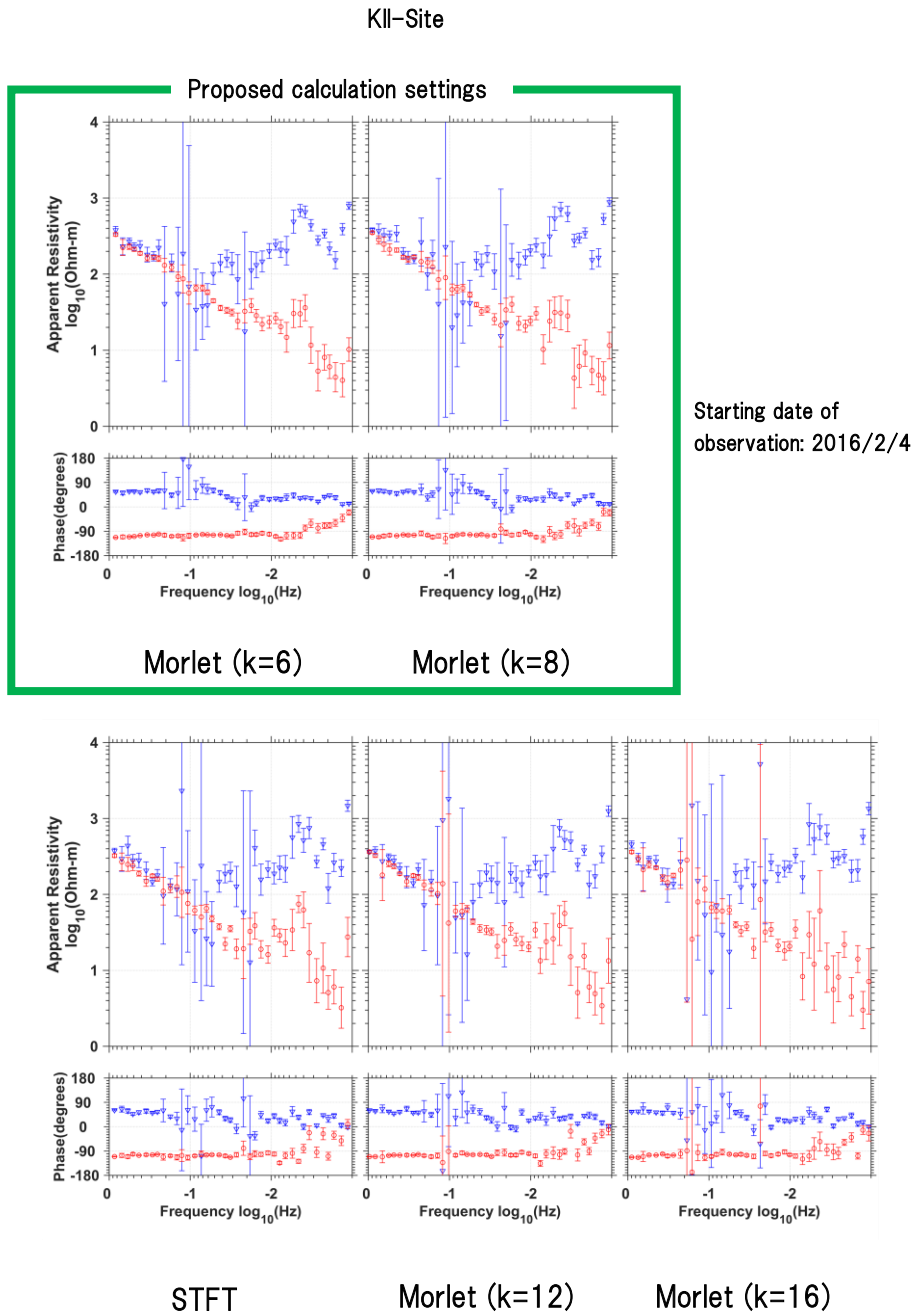


Fig. 4.15 Comparison of MT responses at KII-Site obtained with the STFT and the complex Morlet function with various values of wavelet parameter k (Ogawa et al., 2022). Navy inverted triangles represent the spectral data of XY modes, whereas red circles represent those of YX modes.

$$\begin{aligned}
\langle F_1 F_2^* \rangle &= \langle [(FS_{1T} + FS_{1E}) + (FN_{1T} + FN_{1E})] \cdot [(FS_{2T}^* + FS_{2E}^*) + (FN_{2T}^* + FN_{2E}^*)] \rangle \\
&= \langle [FS_{1T} \cdot FS_{2T}^* + FS_{1T} \cdot FS_{2E}^* + FS_{1E} \cdot FS_{2T}^* + FS_{1E} \cdot FS_{2E}^*] \\
&\quad + [FS_{1T} \cdot FN_{2T}^* + FS_{1T} \cdot FN_{2E}^* + FS_{1E} \cdot FN_{2T}^* + FS_{1E} \cdot FN_{2E}^*] \\
&\quad + [FN_{1T} \cdot FS_{2T}^* + FN_{1T} \cdot FS_{2E}^* + FN_{1E} \cdot FS_{2T}^* + FN_{1E} \cdot FS_{2E}^*] \\
&\quad + [FN_{1T} \cdot FN_{2T}^* + FN_{1T} \cdot FN_{2E}^* + FN_{1E} \cdot FN_{2T}^* + FN_{1E} \cdot FN_{2E}^*] \rangle \quad (4.23)
\end{aligned}$$

が導かれる。ここで、以下の条件を仮定する：

- (i) 参照点の人工ノイズ成分は十分に小さい。
- (ii) 自然信号成分と参照点の人工ノイズ成分の間には相関が無い。
- (iii) 観測点の人工ノイズ成分と参照点の人工ノイズ成分の間には相関が無い。

これらのうち(ii)と(iii)は Gamble et al. (1979b) にならった条件である。このとき、式(4.23)の右辺の全4項のうち第2項と第4項は十分に小さくなる。観測点の人工ノイズ成分が自然信号成分に対して十分に小さい場合、式(4.23)について、

$$\langle F_1 F_2^* \rangle \cong \langle [FS_{1T} \cdot FS_{2T}^* + FS_{1T} \cdot FS_{2E}^* + FS_{1E} \cdot FS_{2T}^* + FS_{1E} \cdot FS_{2E}^*] \rangle \quad (4.24)$$

なる近似が成り立つ。反対に、観測点の人工ノイズ成分が無視できない場合には、式(4.23)は、

$$\begin{aligned}
\langle F_1 F_2^* \rangle &\cong \langle [FS_{1T} \cdot FS_{2T}^* + FS_{1T} \cdot FS_{2E}^* + FS_{1E} \cdot FS_{2T}^* + FS_{1E} \cdot FS_{2E}^*] \\
&\quad + [FN_{1T} \cdot FS_{2T}^* + FN_{1T} \cdot FS_{2E}^* + FN_{1E} \cdot FS_{2T}^* + FN_{1E} \cdot FS_{2E}^*] \rangle \quad (4.25)
\end{aligned}$$

と表される。ウェーブレットのエネルギーは、Fig. 4.9(b)で示す時間領域においては $t=0$ に、また Fig. 4.9(a)で示す周波数領域ではスペクトルのピークをとる周波数（中心周波数）に集中し、時間・周波数軸上のいずれでもウェーブレットの幅が小さいほど分解能が高くなる。しかし、時間または周波数軸上でピークの両側の裾（ウェーブレットが十分に減衰する位置とピーク位置の間の幅（サイドローブ））が大きいと、時系列との畳み込み積分の際に冗長な時間成分または周波数成分が混入する（河原, 2017；草野ほか, 2019）。このようなことから、スペクトル変換に伴う数値誤差は窓関数（ウェーブレット）に依存して生じるため、同一周波数における2種類の信号の数値誤差の間には大きな相関が生じやすいことが考えられる。したがって、STFTによる処理を行った場合や $k>10$ の設定の下で CWT を実行した場合、観測点 KII-Site のように人工ノイズレベルが高い観測点においては、 $FS_{1E} \cdot FS_{2E}^*$ だけでなくノイズの数値誤差と自然信号の数値誤差との間の相互パワースペクトル ($FN_{1E} \cdot FS_{2E}^*$) も無視できなくなるため、スペクトル変換に伴う数値誤差の影響がより顕著に探査曲線上に現れやすくなることが考えられる。

4.4.3 長期観測によるデータ

4.2.2 にて述べたように、夜間観測を複数回繰り返すことが可能で経済的により多くのスペクトルが取得できる場合、式(4.11)の相互パワースペクトルにおいてスペクトル変換に伴う数値誤差を含む項の寄与を、スタッキングにより徐々に抑制できることが考えられる。4.4.3 では、そのような時系列の長期観測が可能な条件下でも、提案した計算設定による CWT がインピーダンスの品質の観点で優位性を示しうるか検証する。ここでは観測点 KAG-Site 2 を、人工ノイズレベルの低い観測点として使用した。Table 4.1 に示す通り、この観測点において 2015 年 1 月 26 日及び 27 日に計測された全ての時系列を用いた。なお、これらの時系列に STFT を適用し短時間フーリエ係数のスタッキングで算出した探査曲線は、基準曲線の算出の際に用いたプロット (Fig. 4.5) と同一である。また、人工ノイズレベルの高いデータの例として、観測点 KII-Site において 2016 年 2 月 4 日、5 日、6 日及び 7 日に計測された、Table 4.3 に示す時系列を使用した。

以上のような長期観測データに対して、STFT 及び CWT の処理を行った結果を Fig. 4.16 に示す。観測点 KAG-Site 2 に関しては、スペクトル変換手法による処理結果の違いがほぼ見られず、いずれの計算設定でも、バラつきやエラーバーが十分に小さい探査曲線を得ることができた。しかし観測点 KII-Site に関しては、STFT 及び $k=12$ とした Morlet 関数による探査曲線が、提案する $k=6$ の Morlet 関数による曲線に比べて品質が明瞭に劣る結果となった。特に STFT による探査曲線においては、0.1–0.2 Hz の帯域で非常に大きいエラーバーが現れているほか、0.1 Hz 以下の帯域における XY モードの見掛比抵抗のバラつきが依然として大きい。観測点 KII-Site に関する 3 つの探査曲線の品質の違いはスペクトル変換手法の違いに起因するものと考えられる。4.4.2 で述べた通り不適切な設定のスペクトル変換を行うと、ノイズの数値誤差と自然信号の数値誤差との間の相互パワースペクトル ($FN_{1E} \cdot FS_{2E}^*$) が無視できなくなる。加えて観測点 KII-Site のデータでは自然信号に比べて人工ノイズの振幅が大きいことが Fig. 4.12 より推定されるが、そのような場合には $FN_{1E} \cdot FS_{2E}^*$ のエネルギーが特に大きく、多くの回数のスタッキングでもその影響を低減しにくいことが示唆される。以上のことから本研究で提案した計算設定の CWT は、S/N 比が低い観測データを扱う場合に、高い優位性を示しうるものと考えられる。

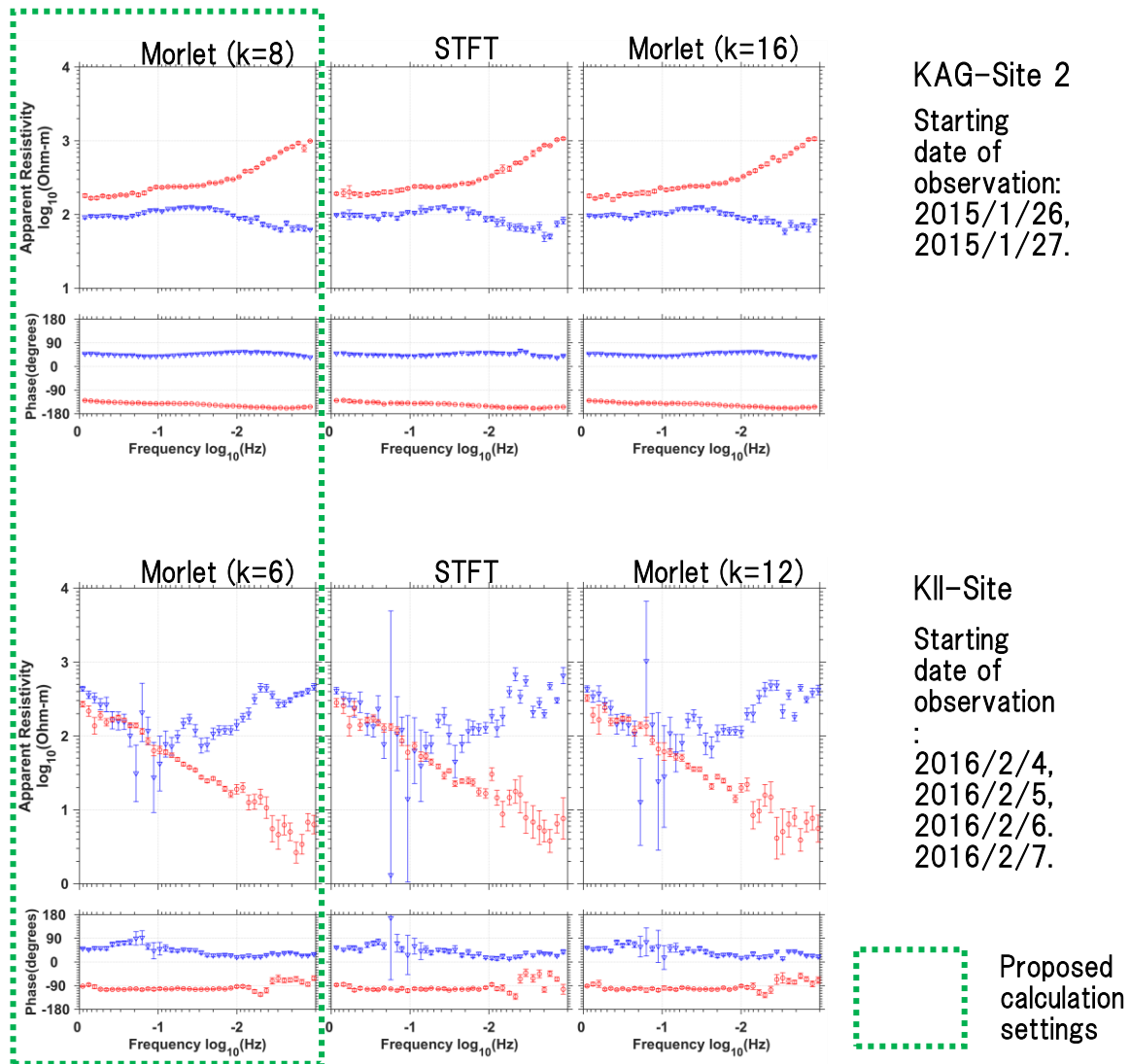


Fig. 4.16 Comparison of MT responses calculated from multi-day stacking with respect to the settings of the spectral transform: the proposed settings of the CWT (Morlet ($6 \leq k < 10$)) (left), the STFT (center) and the CWT (Morlet ($k > 10$)) (right) (Ogawa et al., 2022). Navy inverted triangles represent the spectral data of XY modes, whereas red circles represent those of YX modes.

4.5 第4章のまとめ

本章では、ULF帯を対象としたCWT及びSTFTによる数値実験を行った。まず、人工ノイズの影響が比較的小さい鹿児島県内の観測点でのMT法時系列と、それを長期観測することで得られた信頼性が高い見掛比抵抗・位相曲線（基準曲線）を使用した。その結果、正弦波成分を含む複素Morlet関数を基底関数として用いることで、CWT結果として基準曲線に近い探索曲線が、ICWT結果として元の時系列を概ね正しく再現した再構成時系列が認められた。また、ウェーブレットにおける振動数を決定する次数 k を変化させて得た探索曲線と基準曲線との間のRMSDを求めることで、基準曲線との一致度の高い k の値の範囲を確認できた。これらのことから、「次数 k が $6 \leq k < 10$ の範囲にある複素Morlet関数を用いるCWT」を、最適なスペクトル変換の計算設定として提案するに至った。加えて、鹿児島県内の観測点とは大きく異なる地下構造における観測データや、強い人工ノイズの影響を受けた観測データを用いた検証も行った。その結果、提案したCWTの計算設定は実データの種類にかかわらず、バラつきが小さく滑らかで、同一の観測データに対しSTFTを適用した結果よりも優れた品質の見掛比抵抗・位相曲線を与えることが示された。さらに、S/N比が低い観測データを扱う場合には、スペクトル変換に伴う数値誤差の影響がより顕著に探索曲線に現れやすく、かつ多くの回数のスタッキングでも低減されにくいため、提案した計算設定によるCWTがより一層重要になることが示唆された。

第5章 独立成分分析による電磁ノイズの低減

本章では、高品質な自然電磁場の応答を安定的に取得可能で、かつ低減が困難とされてきたコヒーレントノイズを含む観測データに対しても有効である、独自の地磁気地電流 (Magnetotelluric: MT) 法観測データ処理手法について述べる。観測電磁場に周波数領域独立成分分析 (Frequency domain independent component analysis: FDICA) を適用して得られる分離信号において、自然信号及びノイズに相当する成分を、観測点のノイズの影響を受けない参照点における磁場を用いて定量的に判定する。また、分離信号から観測電磁場を復元する際、電磁場応答関数の時間及び周波数の両領域における連続性に関する評価指標を導入することで、分離信号のどの値を減算するかを決定する。本論文では、強大なノイズ波形を人為的に加算した MT 法時系列に、FDICA に基づいた既存手法と開発手法の両方を適用し、両者のノイズ低減性能を比較する。さらに、長野県内の市街地近傍で取得された信号対雑音 (Signal-to-noise: S/N) 比が極めて低い実データにも開発手法を適用し、実際の直流電化鉄道等に起因するコヒーレントノイズに対する開発手法の有効性を検証する。

5.1 周波数領域独立成分分析 (FDICA)

5.1.1 FDICA の理論

開発した MT 法観測データ処理手法では、複素 ICA を周波数ごとに実行する FDICA を採用している。一般に、複数の種類の源信号が混在している観測データは、時間・周波数領域においては以下のように表せる：

$$\mathbf{X}(f, \tau) = \mathbf{A}(f) \mathbf{S}(f, \tau) \quad (5.1)$$

ここに $\mathbf{X}(f, \tau)$ は周波数 f における観測データ、 $\mathbf{A}(f)$ は混合行列、 $\mathbf{S}(f, \tau)$ は源信号をそれぞれ意味する。各信号とも T 個の時間フレーム ($\tau = 1, \dots, T$) を持つ。源信号の成分数が観測データの成分数と等しい場合に、式(5.1)で示される $\mathbf{X}(f, \tau)$ と $\mathbf{S}(f, \tau)$ の関係が成り立つ。ここでは、合計 4 個のチャンネルでデータが観測されるものとするため、観測データは $\mathbf{X}(f, \tau) = [X_1(f, \tau), \dots, X_4(f, \tau)]^{tr}$ (添え字 tr は転置を表す) と書くことができる。よって、源信号を $\mathbf{S}(f, \tau) = [S_1(f, \tau), \dots, S_4(f, \tau)]^{tr}$ と仮定する。 $\mathbf{X}(f, \tau)$ を分解して得られる信号 $\mathbf{Y}(f, \tau) = [Y_1(f, \tau), \dots, Y_4(f, \tau)]^{tr}$ を $\mathbf{S}(f, \tau)$ の推定値として導出するために、FDICA を $\mathbf{X}(f, \tau)$ に適用した上で、4 行 4 列の分離行列 $\mathbf{W}(f)$ を求める。したがって、分離信号 $\mathbf{Y}(f, \tau)$ は式(5.2)のように表せる：

$$\mathbf{Y}(f, \tau) = \mathbf{W}(f) \mathbf{X}(f, \tau) \quad (5.2)$$

FDICA は、混合行列 $\mathbf{A}(f)$ の逆行列の推定値である分離行列 $\mathbf{W}(f)$ を導出するための最適化問題に帰着する。 $\mathbf{W}(f)$ と $\mathbf{X}(f, \tau)$ の乗算により、各成分間で独立性の高い分離信号 $\mathbf{Y}(f, \tau)$ を求めることで、観測データを構成する源信号の情報を推定できる。

5.1.2 本研究で用いる FDICA のアルゴリズム

FDICA を行う際には、ICA のアルゴリズムを複素数問題に拡張させる。複素 FastICA アルゴリズム (Bingham and Hyvärinen, 2000) は、信号の独立性の尺度として非ガウス性を用いている。中心極限定理によると、互いに独立な確率変量を足し合わせたものは次第にガウス分布に近づく。これを逆に捉えると、推定した信号が源信号のいずれかに等しいとき、その信号はガウス分布から最も遠い分布に従う。一般に、密度 $q_y(\mathbf{y})$ に従う確率ベクトル \mathbf{y} の微分エントロピー (情報量) は、

$$\begin{aligned} H(\mathbf{y}) &= - \int q_y(\mathbf{y}) \log q_y(\mathbf{y}) d\mathbf{y} \\ &= -EV\{\log q_y(\mathbf{y})\} \end{aligned} \quad (5.3)$$

と定義することができる (例えば, Hyvärinen et al., 2005)。 EV は期待値を意味する。ここでは、 H を式(5.4)のように正規化して拡張したネグエントロピー J を使用する。

$$J(\mathbf{y}) = H(y_{gauss}) - H(\mathbf{y}) \quad (5.4)$$

ここに y_{gauss} は確率変数 \mathbf{y} と同じ分散を示すガウス変数である。 \mathbf{y} がガウス分布に従う時に H は最大となるため、式(5.4)は非負関数であり、 \mathbf{y} が y_{gauss} に等しい時に限り 0 をとる。したがって、FastICA はネグエントロピーの最大値を与える変数 \mathbf{y} を観測データと分離行列から導出する問題に帰着する。

FastICA における最適化問題の前処理として、式(5.5)に示すような観測データ $\mathbf{X}(f, \tau)$ の白色化 (例えば, Comon, 1994) を行う :

$$\begin{aligned} EV\{\mathbf{X}(f, \tau)\mathbf{X}^H(f, \tau)\} &= \mathbf{P}\mathbf{D}\mathbf{P}^H \\ \mathbf{V}(f) &= \mathbf{D}^{-1/2}\mathbf{P}^H \\ \mathbf{X}(f, \tau) &\leftarrow \mathbf{V}(f)\mathbf{X}(f, \tau) \end{aligned} \quad (5.5)$$

ここに \mathbf{D} は固有値を要素に持つ対角行列、 \mathbf{P} は固有ベクトルを列に持つ行列であり、 \mathbf{V} が白色化行列を表す。添え字 H はエルミート転置を意味することも追記しておく。 $\mathbf{X}(f, \tau)$ を共分散が単位行列となる白色化データに変換することで、分離行列 $\mathbf{W}(f)$ を構成する各ベクトル \mathbf{w} について $\|\mathbf{w}\|^2 = 1$ なる制約の下で、 $\mathbf{W}(f)$ を効率的に探索可能となる。

複素 FastICA アルゴリズムにおいて，ネグエントロピー J は非線形関数 G を用いて $J_G(\mathbf{w}) = EV\{G(|\mathbf{w}^H \mathbf{X}|^2)\}$ と近似される。このとき，関数 L を

$$L = EV\{G(|\mathbf{w}^H \mathbf{X}|^2)\} - \beta \cdot EV\{|\mathbf{w}^H \mathbf{X}|^2\} \quad (5.6)$$

と定義する。なお， \mathbf{X} は白色化されたデータで分散が1であることから， $EV\{(\mathbf{w}^H \mathbf{X})^2\} = \|\mathbf{w}\|^2 = 1$ となる。こうした制約の下で， $EV\{G(|\mathbf{w}^H \mathbf{X}|^2)\}$ の最適化は，クーン・タッカー（Kuhn-Tucker）条件によると，

$$\nabla EV\{G(|\mathbf{w}^H \mathbf{X}|^2)\} - \beta \cdot \nabla EV\{|\mathbf{w}^H \mathbf{X}|^2\} = 0 \quad (5.7)$$

を満たす \mathbf{w} によって与えられる。式(5.7)の第1項及び第2項は，それぞれ，

$$\begin{aligned} \nabla EV\{G(|\mathbf{w}^H \mathbf{X}|^2)\} &= \frac{\partial}{\partial \mathbf{w}} EV\{G(|\mathbf{w}^H \mathbf{X}|^2)\} \\ &= 2EV\{\mathbf{X}(\mathbf{w}^H \mathbf{X})^* g(|\mathbf{w}^H \mathbf{X}|^2)\} \\ \beta \cdot \nabla EV\{|\mathbf{w}^H \mathbf{X}|^2\} &= \beta \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{w}} EV\{|\mathbf{w}^H \mathbf{X}|^2\} \\ &= \beta \cdot EV\{2|\mathbf{w}^H \mathbf{X}| \cdot \mathbf{X}\} = 2\beta \mathbf{w} \end{aligned} \quad (5.8)$$

であるため，

$$\frac{\partial L}{\partial \mathbf{w}} = 2EV\{\mathbf{X}(\mathbf{w}^H \mathbf{X})^* g(|\mathbf{w}^H \mathbf{X}|^2)\} - 2\beta \mathbf{w} \quad (5.9)$$

が導かれる。ここに $*$ は複素共役， g は関数 G の導関数である。さらに，関数 g の導関数を g' とすると，Bingham and Hyvärinen (2000)の方法に従って，式(5.7)における $\nabla EV\{G(|\mathbf{w}^H \mathbf{X}|^2)\}$ 及び $\nabla EV\{|\mathbf{w}^H \mathbf{X}|^2\}$ のヤコビアン行列はそれぞれ，

$$\begin{aligned} \nabla^2 EV\{G(|\mathbf{w}^H \mathbf{X}|^2)\} &= 2EV\{(\nabla^2 |\mathbf{w}^H \mathbf{X}|^2)g(|\mathbf{w}^H \mathbf{X}|^2) + 2(\nabla |\mathbf{w}^H \mathbf{X}|^2)(\nabla |\mathbf{w}^H \mathbf{X}|^2)^T g'(|\mathbf{w}^H \mathbf{X}|^2)\} \\ &\approx 2EV\{g(|\mathbf{w}^H \mathbf{X}|^2) + |\mathbf{w}^H \mathbf{X}|^2 g'(|\mathbf{w}^H \mathbf{X}|^2)\}I \\ \beta \cdot \nabla^2 EV\{|\mathbf{w}^H \mathbf{X}|^2\} &= 2\beta I \end{aligned} \quad (5.10)$$

であるため，

$$\frac{\partial^2 L}{\partial \mathbf{w}^2} = 2EV\{g(|\mathbf{w}^H \mathbf{X}|^2) + |\mathbf{w}^H \mathbf{X}|^2 g'(|\mathbf{w}^H \mathbf{X}|^2)\} \mathbf{I} - 2\beta \mathbf{I} \quad (5.11)$$

となる。したがって、ベクトル \mathbf{w} の関数 L に近似的ニュートン (Approximative Newton) 法を適用すれば,

$$\begin{aligned} \mathbf{w}^+ &= \mathbf{w} - \left[\frac{\partial^2 L}{\partial \mathbf{w}^2} \right]^{-1} \cdot \frac{\partial L}{\partial \mathbf{w}} \\ &= \mathbf{w} - \frac{EV\{\mathbf{X}(\mathbf{w}^H \mathbf{X})^* g(|\mathbf{w}^H \mathbf{X}|^2)\} - \beta \mathbf{w}}{EV\{g(|\mathbf{w}^H \mathbf{X}|^2) + |\mathbf{w}^H \mathbf{X}|^2 g'(|\mathbf{w}^H \mathbf{X}|^2)\} - \beta} \end{aligned} \quad (5.12)$$

を得ることができる。ここに添え字+は、1回の更新則によるベクトルの更新を意味する。式(5.12)は、両辺に $\beta - EV\{g(|\mathbf{w}^H \mathbf{X}|^2) + |\mathbf{w}^H \mathbf{X}|^2 g'(|\mathbf{w}^H \mathbf{X}|^2)\}$ をかけることで簡略化できるため、 J_G の最大値を与えるための分離行列内の各ベクトル $\mathbf{w}_p (p = 1, \dots, 4)$ についての不動点アルゴリズムの更新則は,

$$\begin{aligned} \mathbf{w}_p &\leftarrow EV\{\mathbf{X}(\mathbf{w}_p^H \mathbf{X})^* g(|\mathbf{w}_p^H \mathbf{X}|^2)\} - EV\{g(|\mathbf{w}_p^H \mathbf{X}|^2) + |\mathbf{w}_p^H \mathbf{X}|^2 g'(|\mathbf{w}_p^H \mathbf{X}|^2)\} \mathbf{w}_p \\ \mathbf{w}_p &\leftarrow \mathbf{w}_p / \|\mathbf{w}_p\| \end{aligned} \quad (5.13)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{w}_p &\leftarrow \mathbf{w}_p - \sum_{k=1}^{p-1} \mathbf{w}_k \mathbf{w}_k^H \mathbf{w}_p \\ \mathbf{w}_p &\leftarrow \mathbf{w}_p / \|\mathbf{w}_p\| \end{aligned} \quad (5.14)$$

$$p \leftarrow p + 1 \quad (5.15)$$

式(5.13)の更新則は、 $\mathbf{W}(f)$ を構成する一つのベクトルを取り出す1単位アルゴリズム (one-unit algorithm) であるため、より多くの独立成分 (分離信号) を推定するには式(5.13)を複数のベクトルについての問題に拡張する必要がある。異なった成分が同じ最大値に収束するのを防ぐために、式(5.13)による各試行後の出力値 $\mathbf{w}_1^H \mathbf{X}, \dots, \mathbf{w}_4^H \mathbf{X}$ が無相関となるようにしなければならない (Hyvärinen, 1999)。したがって、ベクトル $\mathbf{w}_1, \dots, \mathbf{w}_4$ の直交化が要請される。式(5.14)は、Gram-Schmidtの正規直交化法を用いて各ベクトル \mathbf{w}_p を一つずつ求める逐次的直交化法 (deflation scheme) を表す。 $p-1$ 個のベクトル $\mathbf{w}_1, \dots, \mathbf{w}_{p-1}$ が求まっている場合、式(5.13)のように1単位アルゴリズムを \mathbf{w}_p について1回実行し、既に求まった $p-1$ 個のベクトルへの射影 $\mathbf{w}_k \mathbf{w}_k^H \mathbf{w}_p (k = 1, \dots, p-1)$ を \mathbf{w}_p から引き、 \mathbf{w}_p を自身のノルムで割ることにより正規化する。以上の処理を \mathbf{w}_p が収束するまで繰り返し行い、収束と判断されれば式(5.15)の通り、 $p \leftarrow p + 1$ として $p+1$ 個目のベクトルを同様の手順

で求める。

Bingham and Hyvärinen (2000) は、関数 $G(y) = \log(0.1 + y)$ が引数 y の増加とともにあまり速く増加することなく、かつより頑健なネグントロピーの推定を与えることを報告した。そのため、今回もこの関数を採用した。一般に FastICA アルゴリズムは、非常に高速な 3 次的収束を実現可能なこと (Hyvärinen, 1999; 半田ほか, 2006) に加え、学習係数や他のパラメータを更新則の中で必要とせず安定性が高いことを、長所として持つことが知られている。

他の FDICA アルゴリズムとしては、Sato et al. (2021) が MT 法観測データに適用していた、Bell and Sejnowski (1995) による勾配法に基づくアルゴリズムが代表的である。複数の独立成分を抽出することは、情報量最大化の原理 (Infomax) に基づいて出力信号 (分離信号) のベクトル内の各要素間の相互情報量を最小化する問題に読み替えることができる (例えば, Bell and Sejnowski, 1995)。そこで、 $Y_i (i = 1, \dots, 4)$ の間の平均相互情報量を

$$\begin{aligned} \bar{I}(\mathbf{Y}) &= \sum_{i=1}^4 H(Y_i) - H(\mathbf{Y}) \\ &= \sum_{i=1}^4 H(Y_i) - \{H(\mathbf{X}) + \log|\mathbf{W}|\} \end{aligned} \quad (5.16)$$

と定義すると、これがゼロに近づくとつれ、 \mathbf{Y} の各要素の独立性が向上する。なお、式(5.16)の右辺は可逆な線形変換 $\mathbf{Y} = \mathbf{W}\mathbf{X}$ を考慮したものであることを追記しておく。平均相互情報量 $\bar{I}(\mathbf{Y})$ の最小値を与える \mathbf{W} の解を得るために、式(5.16)を \mathbf{W} で偏微分してゼロとおいた方程式を解くこととする。このとき、式(5.3)を用いることで、

$$\begin{aligned} \frac{\partial H(Y_i)}{\partial \mathbf{W}} &= -EV \left\{ \frac{d \log q_{Y_i}(Y_i)}{dY_i} \cdot \frac{dY_i}{dw_{i,j}} \right\} \\ &= -EV \left\{ \frac{d \log q_{Y_i}(Y_i)}{dY_i} \cdot X_j \right\} \end{aligned} \quad (5.17)$$

が示される。式(5.16)の右辺の第 2 項 $H(\mathbf{X})$ は \mathbf{W} に依存しないため、偏微分により消去される。また、 \mathbf{W} の ij 成分に関する余因子を \hat{W}_{ij} とすれば、 $|\mathbf{W}| = \sum_{j=1}^4 w_{ij} \hat{W}_{ij}$ であることを用いて、

$$\begin{aligned} \frac{\partial \log|\mathbf{W}|}{\partial \mathbf{W}} &= \left(\frac{\partial \log|\mathbf{W}|}{\partial w_{ij}} \right) \\ &= \left(\frac{1}{|\mathbf{W}|} \hat{W}_{ij} \right) \\ &= \mathbf{W}^{-H} \end{aligned} \quad (5.18)$$

が成り立つ。以上により、 \mathbf{W} に関する平均相互情報量 $\bar{I}(\mathbf{Y})$ の偏導関数として、

$$\begin{aligned}\frac{\partial \bar{I}(\mathbf{Y})}{\partial \mathbf{W}} &= \sum_{i=1}^4 \left(-EV \left\{ \frac{d \log q_{Y_i}(Y_i)}{dY_i} \cdot X_j \right\} \right) - \mathbf{W}^{-H} \\ &= EV\{\varphi(\mathbf{Y})\mathbf{X}^H\} - \mathbf{W}^{-H}\end{aligned}\quad (5.19)$$

を得る。ただし、 $\varphi_i(Y_i) = -d \log q_{Y_i}(Y_i)/dY_i$ を用いている。

実際の Bell and Sejnowski (1995) によるアルゴリズムでは、 \mathbf{W} を変化させながら平均相互情報量 $\bar{I}(\mathbf{Y})$ を減少させていく。一般に $m \times m$ (m は自然数) の正則行列を変数に持つ関数の最急降下方向を考える際、ユークリッド計量構造ではなくリーマン計量構造をパラメータ空間として考慮する必要がある (Amari, 1998)。このようなことから、変数を逐次更新する勾配法として Amari et al. (1996) が考案した方法が自然勾配 (Natural gradient) 法であり、それによれば \mathbf{W} の更新則は、

$$\begin{aligned}\mathbf{W} &\leftarrow \mathbf{W} + \Delta \mathbf{W} \\ \Delta \mathbf{W} &\propto -\frac{\partial \bar{I}(\mathbf{Y})}{\partial \mathbf{W}} \mathbf{W}^H \mathbf{W}\end{aligned}\quad (5.20)$$

となる。式(5.20)を式(5.19)に適用すると、

$$\Delta \mathbf{W} \propto -(\mathbf{I} - EV\{\varphi(\mathbf{Y})\mathbf{Y}^H\})\mathbf{W}\quad (5.21)$$

が得られる。式(5.21)にある通り、自然勾配法を利用することで式(5.19)の右辺の \mathbf{W} の逆行列の計算が不要になり、更新則内の演算の効率化が期待される。加えて、ICA においては混合行列 \mathbf{A} の逆行列として \mathbf{W} を推定するが、 \mathbf{A} が特異行列に近い場合には式(5.19)の演算が不安定になりやすいため、式(5.21)の利用は安定性の観点においても利点を有する (Amari et al., 1996)。さらに、式(5.21)の単位行列 \mathbf{I} を対角行列 $\text{diag}[EV\{\varphi(\mathbf{Y})\mathbf{Y}^H\}]$ に置き換えることで、対角成分に関する制約が緩和され、 \mathbf{W} の更新則をより安定かつ高速にできる (Amari et al., 1997; Sawada et al., 2003)。以上により、自然勾配法を用いて平均相互情報量 $\bar{I}(\mathbf{Y})$ を最小化する、 \mathbf{W} の更新則は、

$$\mathbf{W}(f) \leftarrow \mathbf{W}(f) + \mu(\text{diag}[EV\{\varphi(\mathbf{Y})\mathbf{Y}^H\}] - EV\{\varphi(\mathbf{Y})\mathbf{Y}^H\})\mathbf{W}(f)\quad (5.22)$$

と表される。本論文では、式(5.22)の更新則による FDICA アルゴリズムを Natural gradient-based ICA (NGICA) と呼ぶこととする。NGICA においては式(5.5)のような観測データ \mathbf{X} の白色化は必ずし

も必須ではなく、また分離行列 \mathbf{W} を構成する各ベクトルが同時に算出される。さらに式(5.22)では、Sato et al. (2021) の方法にならって、 $\varphi(\mathbf{Y}) = \tanh(\eta \cdot \text{Re}\{\mathbf{Y}\}) + j \cdot \tanh(\eta \cdot \text{Im}\{\mathbf{Y}\})$, $\eta = 100$ を用いた (j は虚数単位を意味する) ほか、学習係数を $\mu = 0.1$ とした。

以下では、2種類のFDICAアルゴリズムの信号分離性能を簡単に検証する。複素数データの源信号として、データ点数が1,000個である周期時系列を2種類使用した (Fig. 5.1(a))。これらの源信号とランダムな乱数を要素に持つ混合行列との乗算により、2チャンネルの観測データを用意し (Fig. 5.1(b))、それらにFastICA及びNGICAのアルゴリズムをそれぞれ適用した。その結果、Fig. 5.1(c)にあるように、出力された分離信号 \mathbf{Y}_1 と \mathbf{Y}_2 が源信号 \mathbf{S}_2 と \mathbf{S}_1 にそれぞれ対応しているが、これはICAにおける出力成分の順序の不定性 (Permutation ambiguity) (例えば、Sawada et al., 2004) に起因するものと考えられる。しかし、信号の形状や周期等といった源信号の特徴を分離信号が良く再現できたため、2種類のいずれのアルゴリズムも高い信号分離性能が認められる。

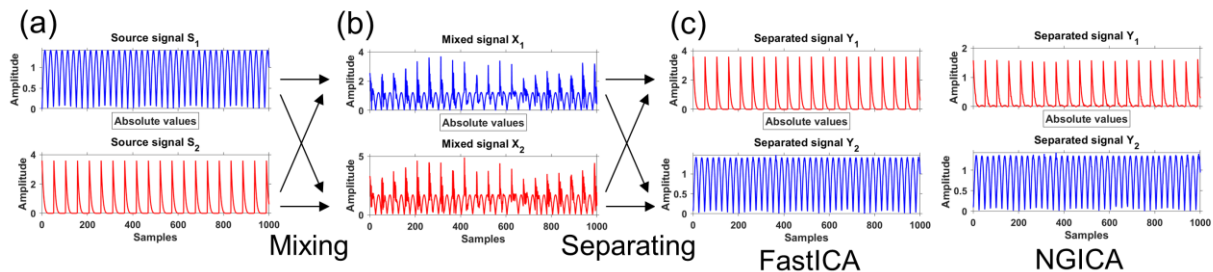


Fig. 5.1 A simple test of complex-valued ICA: (a) the source signals, (b) the two-channel observed data, and (c) the separated signals obtained with the FastICA algorithm (left) and that obtained with the NGICA algorithm (right) (Ogawa et al., 2023). Note that the absolute values of the respective signals are displayed.

5.2 開発した観測データ処理手法

5.2.1 数値実験に用いる地磁気・地電流データ

本節では、第4章でも使用した鹿児島県霧島市内の観測点 KAG-Site 2 で取得された MT 法時系列に対する、開発した MT 法観測データ処理手法の適用を示す。参照点は、第4章で用いた岩手県西和賀町にある参照点と同一とする。1 回につき 15 時間の夜間観測において、サンプリング周波数を 15 Hz として時系列が計測された。観測点 KAG-Site 2 及び参照点において 2015 年 1 月 27 日 17:00:00 (JST) より 15 時間計測された時系列を、後述の本章における数値実験に使用した。計測の仕様は Table 4.1 に、観測点 KAG-Site 2 で取得された電磁場時系列の波形は Fig. 4.3(b) に示していた通りである。

Fig. 5.2 には、観測点 KAG-Site 2 における 2015 年 1 月 27 日の時系列に次数 6 の複素 Morlet 関数による連続ウェーブレット変換 (Continuous wavelet transform: CWT) 及びリモートリファレンス処理 (Gamble et al., 1979a) を適用することで得られた、4.54 Hz 以下の見掛比抵抗・位相曲線 (以下、探査曲線) を示す。0.1–1 Hz の帯域で曲線のバラつきや大きなエラーバーが認められるため、この測定日の夕刻から翌日午前までの 15 時間のデータには、何らかのローカルノイズが含まれていたことが考えられる。

また、第4章と同様の方法で、データ処理結果の品質を評価するための基準となる曲線 (基準曲線) を、本章の数値実験に先行して用意した。観測点 KAG-Site 2 における 2015 年 1 月 26 日及び 27 日の 2 回の夜間観測で取得された合計 30 時間分の時系列のスタッキング及びリモートリファレンス処理で得た探査曲線 (Fig. 5.3) は、周波数方向に滑らかでエラーバーが十分に小さいため、地下の情報を良く反映した真の曲線に十分近いものと判断する。この高品質な探査曲線に平滑化パラメータ 5 の平滑化スプライン (Garcia, 2023) を適用して算出した「基準曲線」も、併せて Fig. 5.3 に示す。

本節の数値実験では、コヒーレントノイズを想定した 1 種類の矩形波状ノイズを 15 時間にわたって生成し (Fig. 5.4(a))、観測点 KAG-Site 2 の時系列の水平電磁場 4 成分 (Fig. 4.3(b)) にそれらを加算してできた時系列 (Fig. 5.4(b)) を、コヒーレントノイズを含む MT 法時系列として扱う。

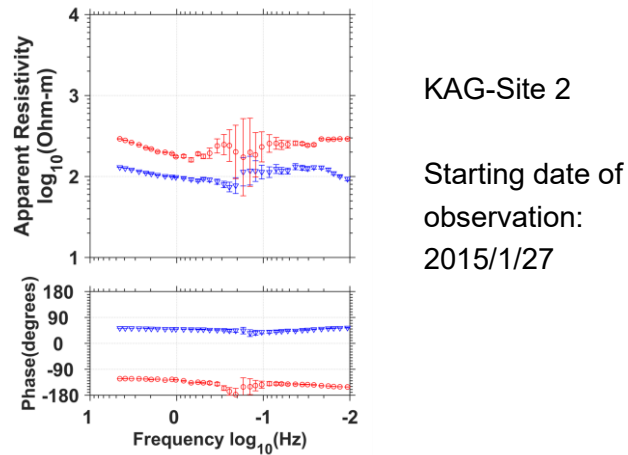


Fig. 5.2 The result of the remote reference processing for the 15-hour MT data acquired at KAG-Site 2 between January 27, 2015, and January 28, 2015. Note that the MT data include no synthetic coherent noise. Blue inverted triangles represent the spectral data of the XY mode, whereas red circles represent those of the YX mode. The impedance error bars are calculated using the technique of Gamble et al. (1979b) and Stodt (1983).

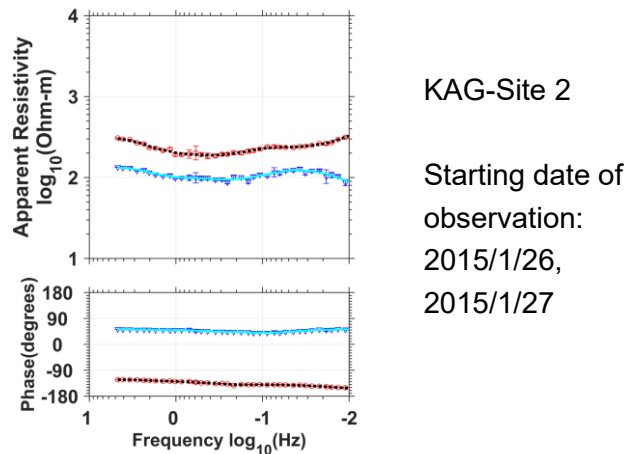


Fig. 5.3 High-quality MT responses at KAG-Site 2 obtained with two-day stacking (30 hours) and the remote reference processing. These responses were calculated with the software “SSMT2000” and “MTEditor” made by Phoenix Geophysics Ltd.. Solid and dotted lines represent the “standard curves” calculated by a smooth spline (Garcia, 2023). Blue inverted triangles and cyan solid lines represent the spectral data of the XY mode, whereas red circles and black dotted lines represent those of the YX mode.

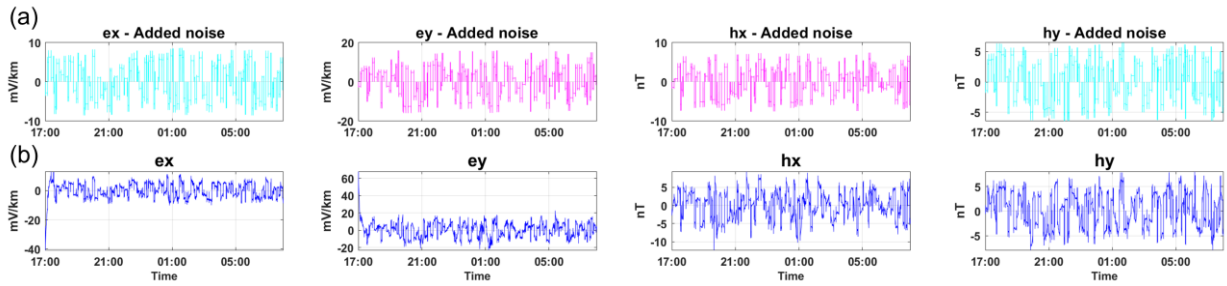


Fig. 5.4 The time-domain waveforms of (a) the synthetic square-wave noise and (b) the contaminated MT data at KAG-Site 2.

5.2.2 地磁気・地電流データへの FDICA の適用

開発した MT 法観測データ処理のフローチャートを Fig. 5.5 に示す。時間・周波数領域データとして MT 法データを周波数ごとに扱うため、観測時系列に連続ウェーブレット変換 (CWT) を適用する。第 4 章で提案した方法にならって、次数 6 の複素 Morlet 関数を用いることとする。また、第 4 章と同様、CWT で算出したウェーブレット係数から、測定器や磁場コイルセンサの機器特性を除去する。こうして CWT により算出した各周波数の MT 法データ (電磁場のウェーブレット係数) を入力値 (観測データ) として FDICA を実行するため、時間・周波数領域のノイズ低減が行われる。

FDICA を行う前に、観測データ内の源信号の構成を仮定する必要がある。一般に、自然電磁場の信号源は南北方向及び東西方向の 2 方向に分極して存在すると考えられている (Egbert, 2002)。南北 (x) 方向及び東西 (y) 方向の自然信号 (地磁気変動) のほか、観測点及びその周辺に作用するローカルな電磁ノイズが、MT 法における観測データを構成すると考えることとする。こうした種々の源信号と、観測点及び参照点で取得されるデータとの関係は、周波数 f における 4 行 4 列の混合行列 $\mathbf{A}(f)$ を用いて、

$$\begin{pmatrix} E_x(f, \tau) \\ H_y(f, \tau) \\ R_y(f, \tau) \\ R_x(f, \tau) \end{pmatrix} \cong \mathbf{A}_{XY}(f) \begin{pmatrix} N_{1_{XY}}(f, \tau) \\ N_{2_{XY}}(f, \tau) \\ S_y(f, \tau) \\ S_x(f, \tau) \end{pmatrix} \quad (5.23)$$

$$\begin{pmatrix} E_y(f, \tau) \\ H_x(f, \tau) \\ R_x(f, \tau) \\ R_y(f, \tau) \end{pmatrix} \cong \mathbf{A}_{YX}(f) \begin{pmatrix} N_{1_{YX}}(f, \tau) \\ N_{2_{YX}}(f, \tau) \\ S_x(f, \tau) \\ S_y(f, \tau) \end{pmatrix} \quad (5.24)$$

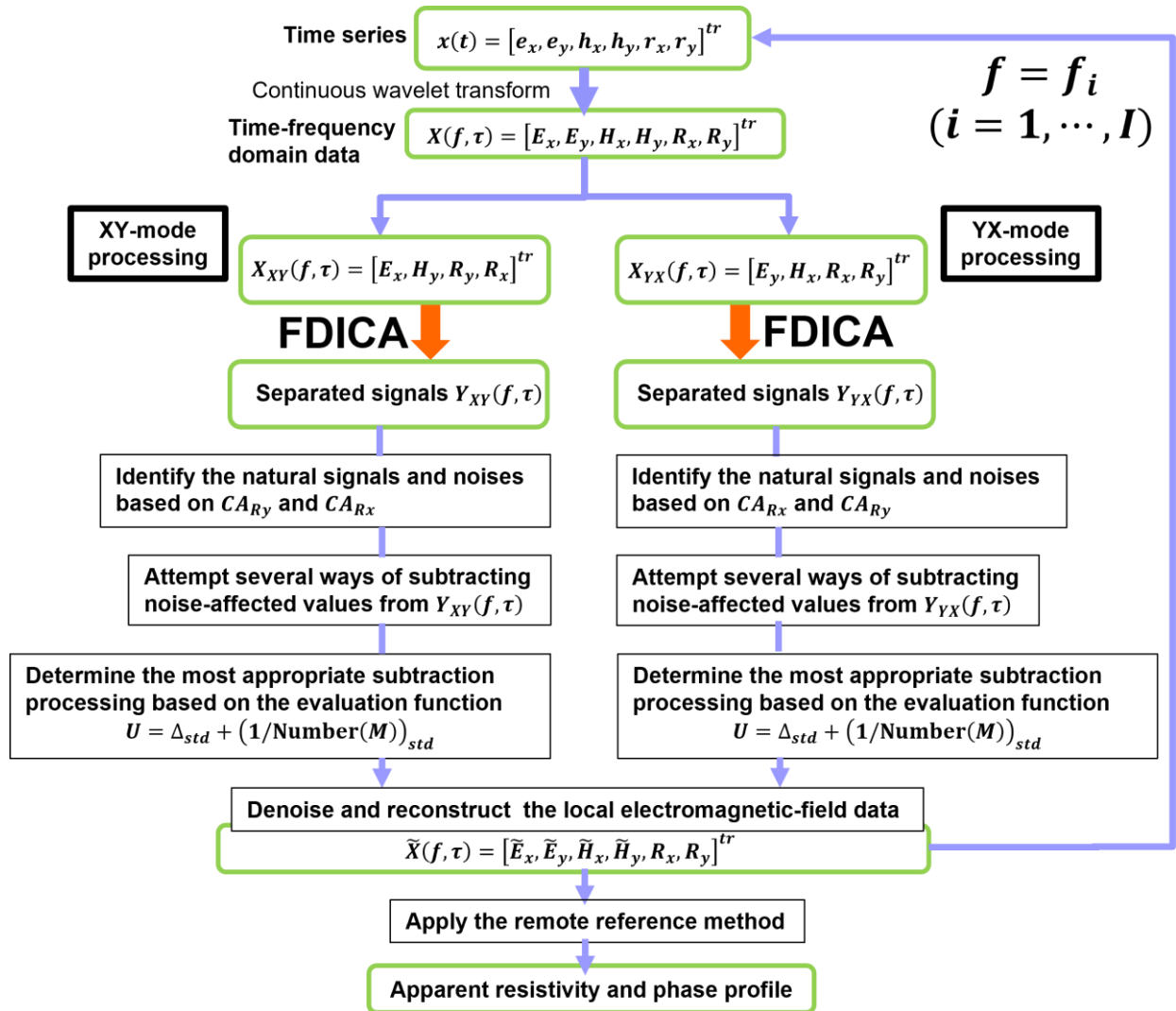


Fig. 5.5 The overall flow of the MT data processing that we propose in this study (Ogawa et al., 2023).

と仮定できる。ここに E_x と E_y は観測点における水平電場成分、 H_x と H_y は観測点における水平磁場成分、 R_x と R_y は参照点における水平磁場成分を表し、 τ は時間フレームを意味する。式(5.23)と式(5.24)の右辺において、 S と N は、互いに独立な源信号である自然信号とローカルノイズによる応答をそれぞれ意味する。

式(2.31)及び式(2.32)で示した通り、水平磁場と水平電場は2入力1出力線形系のインピーダンステンソル \mathbf{Z} により関連付けられる。地下が均質層または2次元構造であるとみなせる場合、 E_x と H_y は S_y すなわち y 方向の地磁気変動を、また E_y と H_x は S_x すなわち x 方向の地磁気変動をそれぞれ起源に持つ。地下において3次元性が大きくなる場合には電場は歪められるため、 E_x は H_y だけでなく H_x が作る誘導電流によってももたらされ、同様に E_y は H_x だけでなく H_y が作る誘導電流にも起因する (Vozoff, 1972, 1990)。開発したデータ処理手法の中のFDICAの計算過程においては、観測点

の水平電磁場成分は XY モードと YX モードに大別される。地下が 2 次元構造の場合と 3 次元構造の場合の両方を考慮に入れるために、いずれのモードの FDICA とも、2 つの分極方向の自然信号（すなわち S_y と S_x ）の情報を持つ分離信号 Y_{S_y} と Y_{S_x} の両方を出力する必要がある。また、参照点として用いる地点におけるノイズレベルは十分に小さく、参照磁場 R_y と R_x はほぼ S_y と S_x に起因するものとの仮定をおく。したがって、式(5.23)と式(5.24)の左辺である各モードの観測データに R_y と R_x を付加することによって、ノイズを含む FDICA の入力において 2 つの分極方向の自然信号の要素をより優勢にすることができる。

FDICA の分離信号の 4 成分のうち S_y 及び S_x を表す成分以外の 2 成分は、ノイズの影響が大きい成分と考える。それらが表すノイズの種類や性質については、観測地域や対象とする周波数によって異なるため、明確に述べることは難しい。しかし、開発手法は、FDICA が返す「ノイズの影響が大きい 2 成分」として以下に記す 3 つのタイプを考慮するため、多くのノイズ状況のパターンを許容可能であるといえる。

$$(i) \quad (N_1, N_2) = (N_{noncoh_E}, N_{noncoh_H})$$

ここに N_{noncoh_E} は電場に作用する非コヒーレントノイズを、 N_{noncoh_H} は磁場に作用する非コヒーレントノイズをそれぞれ意味する。

$$(ii) \quad (N_1, N_2) = (N_{coh_1}, N_{noncoh_E} \text{ or } N_{noncoh_H})$$

ここに N_{coh_1} は 1 種類のコヒーレントノイズである。コヒーレントノイズは観測点の電場と磁場の両方に作用するため、XY モードの観測点のデータ E_x と H_y (YX モードの場合には観測点のデータ E_y と H_x) は共通して N_{coh_1} を含むことになる。したがって、FDICA は N_{coh_1} を優勢な独立成分 (Back and Weigend, 1997) として容易に出力可能である一方、非コヒーレントノイズ N_{noncoh_E} と N_{noncoh_H} を分離して取り出すことが困難となる。ノイズの影響が大きい 2 つの分離信号成分のうち、 N_{coh_1} を表す成分が Y_{N1} であるとする、 N_{noncoh_E} と N_{noncoh_H} のいずれか一方は Y_{N2} として取り出されるが、もう一方の情報は分離信号の全 4 成分に混合して出力されるものと考えられる。

$$(iii) \quad (N_1, N_2) = (N_{coh_1}, N_{coh_2})$$

これは、観測地域においてコヒーレントノイズが 2 種類存在することを想定している。 N_{coh_1} と N_{coh_2} のいずれも優勢な独立成分となるため FDICA により Y_{N1} 及び Y_{N2} として検出されやすいが、それら以外の非コヒーレントノイズは各分離信号成分に混合されることとなり、分離して取り出すことが難しい。

(ii) 及び (iii) のパターンに見られるように、観測データの中で卓越しやすいコヒーレントノイズの存在下では FDICA により非コヒーレントノイズを抽出しにくい。しかし、一般的に非コヒーレントノイズの影響はコヒーレントノイズのそれに比べれば小さく、FDICA で分離しきれない非コヒーレン

トノイズについてはその後続く処理（リモートリファレンス処理等）によって抑制することができるものと考えられる。

なお、第4章と同様に本研究では \mathbf{Z} の非対角要素（XYモード及びYXモード）に着目して検討を進めたが、式(5.23)及び式(5.24)を、

$$\begin{pmatrix} E_x(f, \tau) \\ H_x(f, \tau) \\ R_x(f, \tau) \\ R_y(f, \tau) \end{pmatrix} \cong \mathbf{A}_{XX}(f) \begin{pmatrix} N_{1_{XX}}(f, \tau) \\ N_{2_{XX}}(f, \tau) \\ S_x(f, \tau) \\ S_y(f, \tau) \end{pmatrix} \quad (5.25)$$

$$\begin{pmatrix} E_y(f, \tau) \\ H_y(f, \tau) \\ R_y(f, \tau) \\ R_x(f, \tau) \end{pmatrix} \cong \mathbf{A}_{YY}(f) \begin{pmatrix} N_{1_{YY}}(f, \tau) \\ N_{2_{YY}}(f, \tau) \\ S_y(f, \tau) \\ S_x(f, \tau) \end{pmatrix} \quad (5.26)$$

に置き換えることで、 \mathbf{Z} の対角要素を求めることができるものとする。すなわち、式(5.25)及び式(5.26)の左辺をFDICAの入力とし、式(5.25)及び式(5.26)の右辺にある源信号の情報を推定した上で、 Z_{xy} 及び Z_{yx} の場合と同様な手順でノイズを低減した Z_{xx} 及び Z_{yy} を求めることとしている。

入力する観測データの前処理を行った上でICAを実行することは、アルゴリズムの簡素化や効率化の観点で有効とされている（例えば、Hyvärinen et al., 2005）。まず、観測データの中の各ベクトルからその平均値を差し引くことで、中心化を行う：

$$\begin{aligned} \text{Mean}_k(f) &= EV\{X_k(f, \tau)\} \\ X_k(f, \tau) &\leftarrow X_k(f, \tau) - \text{Mean}_k(f), (k = 1, \dots, 4) \end{aligned} \quad (5.27)$$

平均0の観測データに対して、分離信号と分離行列を求める問題になり、ICAの単純化を図ることができる（Naik and Kumar, 2011）。また、観測データとして複数のチャンネルのデータを扱う場合、それらのうち振幅が極端に小さいチャンネルに対してはICAが働きにくい（奥田・茂木, 2017）。観測点の電磁場の振幅が参照磁場のそれと同程度であるとは限らないため、観測データ $\mathbf{X}(f, \tau)$ にスケールリング行列 $\mathbf{Q}(f)$ を左から掛けることで $\mathbf{X}(f, \tau)$ の規格化を行う：

$$\begin{aligned} \mathbf{Q}(f) &= \text{diag} \left[\left(1/\text{sdv}(X_1(f, \tau))\right), \left(1/\text{sdv}(X_2(f, \tau))\right), \left(1/\text{sdv}(X_3(f, \tau))\right), \left(1/\text{sdv}(X_4(f, \tau))\right) \right] \\ \mathbf{X}(f, \tau) &\leftarrow \mathbf{Q}(f)\mathbf{X}(f, \tau) \end{aligned} \quad (5.28)$$

ここに $\text{sdv}(\)$ は標準偏差（分散の平方根）を意味する。FastICAアルゴリズムを用いる場合には、

式(5.27), 式(5.28)に続いて $\mathbf{X}(f, \tau)$ の白色化 (式(5.5)) を行った上で, ICA を実行することとなる。

5.2.1 で述べた観測点 KAG-Site 2 の MT 法観測データを使用して, FastICA と NGICA のアルゴリズムの計算速度の比較を行った。数値実験は, Table 5.1 の計算機資源の仕様にある通り, 数値解析開発環境 MATLAB (R2020a) 上で, Intel Core i7-6700HQ (2.6 GHz) のプロセッサにより実行した。また, いずれのアルゴリズムも, $\mathbf{W}(f)$ の初期値は単位行列に, 更新則の最大反復回数は 500 回に設定するものとする。以上の結果, Table 5.2 にある通り, 対象となる周波数の変化と同時にデータ長が変化しても, FastICA が NGICA よりも高速であることが分かる。そのため本節では, FastICA を使用する条件の下で, 開発したデータ処理手法の後段の工程について述べるものとする。

Table 5.1 Specification of the computation used in the MT data processing.

Development environment	MATLAB(R2020a)
Processor	Intel Core i7-6700HQ
Clock frequency	2.6 GHz
RAM	16.0 GB

Table 5.2 Comparison of computation time for the observed MT data between the complex-valued FastICA algorithm and the NGICA algorithm (Ogawa et al., 2023).

	Computation time of FDICA algorithms for 15-hour MT data	
	frequency: 1.08 [Hz]	frequency: 0.0169 [Hz]
	data length: 1.98×10^4 [samples]	data length: 6.11×10^2 [samples]
Complex-valued FastICA	0.287 [s]	0.0301 [s]
NGICA	1.56 [s]	0.125 [s]

5.2.3 分離信号における自然信号成分の同定

FDICA により出力された 4 つの分離信号成分のうち、2 つの自然信号成分と他 2 つのノイズの影響が大きい成分は、高品質な参照磁場を用いることで識別する。ここで、信号におけるノイズの寄与が大きくなるに従い、信号と参照磁場との相互パワースペクトルと、信号の自己パワースペクトルの比が小さくなる（根木ほか, 2010）。観測された電場または磁場を F とすると、これは自然信号成分 FS とノイズ成分 FN に二分して考えることができるため、 $F = FS + FN$ と表現できる（例えば、Sims et al., 1971 ; Oettinger et al., 2001）。このことは FDICA により出力された分離信号の各成分 $Y_k(f, \tau) (k = 1, \dots, 4)$ にも当てはめられるため、 $Y_k(f, \tau) = Y_{k,S}(f, \tau) + Y_{k,N}(f, \tau)$ （添え字 S, N はそれぞれ自然信号成分、ノイズ成分であることを意味する）が成り立つ。開発した観測データ処理で扱う参照磁場 $R(f, \tau)$ （すなわち $R_x(f, \tau)$ または $R_y(f, \tau)$ ）は十分高い S/N 比を示し、観測点におけるローカルノイズと高い相関度を持つノイズを含まないものと仮定している。したがって、各 $Y_k(f, \tau)$ に関して、参照磁場との相互パワースペクトルと自己パワースペクトルの比は、

$$\begin{aligned} \frac{\langle Y_k \cdot R^* \rangle}{\langle Y_k \cdot Y_k^* \rangle} &= \frac{\langle (Y_{k,S} + Y_{k,N}) \cdot (R_S^* + R_N^*) \rangle}{\langle (Y_{k,S} + Y_{k,N}) \cdot (Y_{k,S}^* + Y_{k,N}^*) \rangle} \\ &= \frac{\langle Y_{k,S} \cdot R_S^* + Y_{k,S} \cdot R_N^* + Y_{k,N} \cdot R_S^* + Y_{k,N} \cdot R_N^* \rangle}{\langle Y_{k,S} \cdot Y_{k,S}^* + Y_{k,S} \cdot Y_{k,N}^* + Y_{k,N} \cdot Y_{k,S}^* + Y_{k,N} \cdot Y_{k,N}^* \rangle} \\ &\cong \frac{\langle Y_{k,S} \cdot R_S^* \rangle}{\langle Y_{k,S} \cdot Y_{k,S}^* + Y_{k,N} \cdot Y_{k,N}^* \rangle} \end{aligned} \quad (5.29)$$

と書ける。式(5.29)の右辺にある近似は、自然信号とノイズとの間の相関度は一般に低い（Gamble et al., 1979b）との仮定に基づいたものである。ローカルノイズが $Y_k(f, \tau)$ に及ぼす影響が大きくなるに従い、式(5.29)の右辺の分母において $Y_{k,S} \cdot Y_{k,S}^*$ だけでなく $Y_{k,N} \cdot Y_{k,N}^*$ も大きい値をとるため、相互パワースペクトルと自己パワースペクトルの比は小さくなる。その結果、そうした $Y_k(f, \tau)$ がノイズの影響の大きい分離信号成分であると同定される。

まず、 y 方向の自然信号 S_y を示す分離信号成分を同定するには、式(5.30)のように参照磁場の y 方向の成分 $R_y(f, \tau)$ を用いる：

$$CA_{Ry_Yk}(f) = \frac{|\overline{\langle Y_k \cdot R_y^* \rangle} \cdot \overline{\langle Y_k \cdot R_y^* \rangle}|}{\overline{\langle Y_k \cdot Y_k^* \rangle} \cdot \overline{\langle Y_k \cdot Y_k^* \rangle}} \quad (5.30)$$

ここに $\langle \rangle$ は相互パワースペクトルまたは自己パワースペクトルの演算を意味し、 $\overline{\quad}$ は全観測時間にわたる平均のオペレータである。全 4 つの分離信号成分について $CA_{Ry_Yk}(f)$ を求め、 $CA_{Ry_Yk}(f)$ の最大値を与える $Y_k(f, \tau)$ を $Y_{Sy}(f, \tau)$ と同定する。これと同様に、 S_x を示す分離信号成分 $Y_{Sx}(f, \tau)$ につ

いて、参照磁場の x 方向の成分 $R_x(f, \tau)$ を用いて判別する。残った 2 つの分離信号成分がノイズの影響の大きい成分であるとみなせる。そこで、式(5.31)のように $R_y(f, \tau)$ と $R_x(f, \tau)$ の両方を用いて、各分離信号成分間におけるノイズの影響度の差異を定量的に調べる：

$$CA_{Yk}(f) = \sqrt{CA_{Ry_Yk}(f)} \cdot \sqrt{CA_{Rx_Yk}(f)} \\ = \sqrt{\frac{|\langle Y_k \cdot R_y^* \rangle \cdot \langle Y_k \cdot R_y^* \rangle|}{\langle Y_k \cdot Y_k^* \rangle \cdot \langle Y_k \cdot Y_k^* \rangle}} \cdot \sqrt{\frac{|\langle Y_k \cdot R_x^* \rangle \cdot \langle Y_k \cdot R_x^* \rangle|}{\langle Y_k \cdot Y_k^* \rangle \cdot \langle Y_k \cdot Y_k^* \rangle}} \quad (5.31)$$

$CA_{Yk}(f)$ の最小値を与える $Y_k(f, \tau)$ は、ノイズの影響が最も大きい成分 $Y_{N1}(f, \tau)$ であると判定する。これにより、残った 1 つの成分が、ノイズの影響が 2 番目に大きい成分 $Y_{N2}(f, \tau)$ であると考えられる。以上のように各分離信号成分についての S/N 比を定量評価することで、以降の工程においてノイズを分離信号から差し引く際の正確性を高めることができる。Fig. 5.6 には、XY モードの FDICA により得られた 0.135 Hz の分離信号全 4 成分の波形と、各々についての CA_{Ry_Yk} 、 CA_{Rx_Yk} 及び CA_{Yk} の値を示している。この例でも、最大の CA_{Ry_Yk} を示す成分が Y_{Sy} で、最大の CA_{Rx_Yk} を示す成分が Y_{Sx} であると判定されている。加えて、分離信号のうち 2 つの成分はスパイク状の波形を持つが、それらのうちの一方は最小の CA_{Yk} を示し Y_{N1} と同定できる。

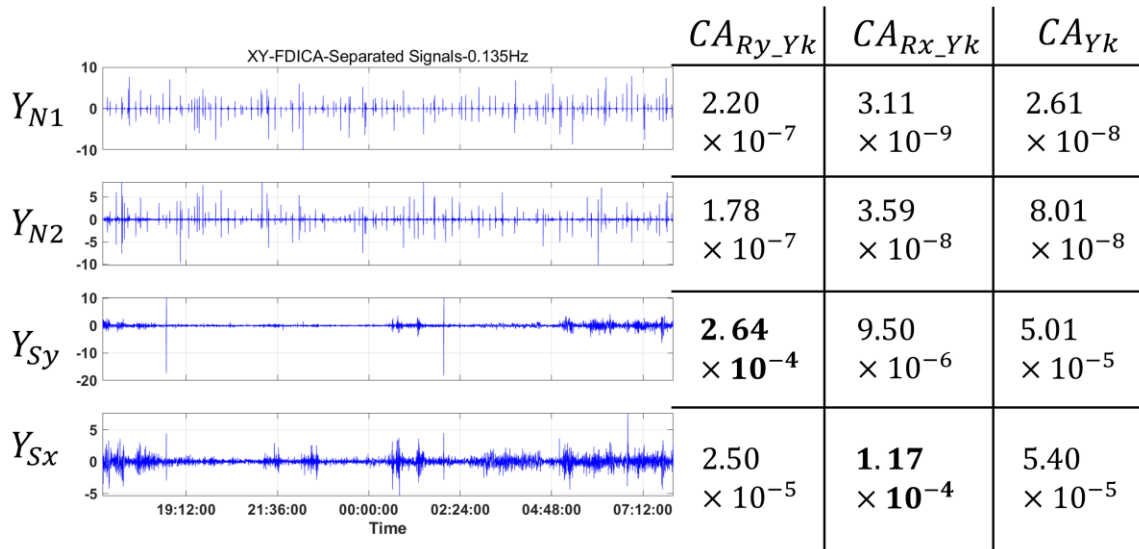


Fig. 5.6 An example of the separated signals derived from the XY-mode FDICA at 0.135 Hz (Ogawa et al., 2023). For each component, the values of CA_{Ry_Yk} , CA_{Rx_Yk} , and CA_{Yk} ($k = 1, \dots, 4$) calculated by the ratio of cross-power spectrum with the reference magnetic-field component to auto-power spectrum are specified. Note that the real parts of the respective components are displayed.

5.2.4 ノイズに汚染された値を減算する方法

S/N 比が向上した MT 法データを復元する際、除去すべきでない自然信号の値の損失を極力回避しつつ分離信号からノイズを差し引くことが重要であるが、ここではその方法について述べる。まず、強大なノイズが卓越するのが分離信号の 1 成分のみであるのか 2 成分なのか推定する必要がある。5.2.3 で述べた各分離信号成分についての S/N 比の定量評価の結果を用いて、以下の基準を設ける：

Case (a):

$$|\log_{10} CA_{Y_{N1}}(f) - \log_{10} CA_{Y_{N2}}(f)| \geq \left| \log_{10} CA_{Y_{N2}}(f) - \log_{10} \left(\min \left(CA_{Y_{Sx}}(f), CA_{Y_{Sy}}(f) \right) \right) \right| \quad (5.32)$$

である場合 (Fig. 5.7(a)), 1 種類の強大なノイズが Y_{N1} に集中している。

Case (b):

$$|\log_{10} CA_{Y_{N1}}(f) - \log_{10} CA_{Y_{N2}}(f)| < \left| \log_{10} CA_{Y_{N2}}(f) - \log_{10} \left(\min \left(CA_{Y_{Sx}}(f), CA_{Y_{Sy}}(f) \right) \right) \right| \quad (5.33)$$

である場合 (Fig. 5.7(b)), 1 種類の強大なノイズが Y_{N1} と Y_{N2} にまたがって存在しているか、もしくは 2 種類の強大なノイズが Y_{N1}, Y_{N2} にそれぞれ存在している。

Case (a) では Y_{N1} が他の分離信号成分よりも突出して小さい CA_{Y_k} の値をとるため、コヒーレントノイズを 1 種類のみ考慮する 5.2.2 の(ii)のパターンに対応する。一方で Case (b) では、 $CA_{Y_{N1}}$ と $CA_{Y_{N2}}$ が同程度に小さいため、2 種類の非コヒーレントノイズもしくは 2 種類のコヒーレントノイズを Y_{N1}, Y_{N2} として出力する 5.2.2 の(i)もしくは(iii)のパターンに対応する。

FDICA は、3.2.3 で述べた通り自然信号やノイズの畳み込み混合として観測データを扱うことができるため MT 応答の計算に適しているものの、十分な信号の分離状態に達する前に各狭帯域において信号の独立性の仮定が破綻し、分離性能がある一定レベルで飽和してしまうことがあるという問題点を有する (Araki et al., 2001 ; Nishikawa et al., 2003)。Sawada et al. (2006) は、分離信号成分 $Y_i(f, \tau)$ に含まれる目的の源信号成分 $S_i(f, \tau)$ を、式(5.34)のように表現した：

$$\begin{aligned} Y_i(f, \tau) &= w_i^H(f) X(f, \tau) \\ &= w_i^H(f) a_i(f) S_i(f, \tau) + \sum_{k \neq i} w_i^H(f) a_k(f) S_k(f, \tau) \end{aligned} \quad (5.34)$$

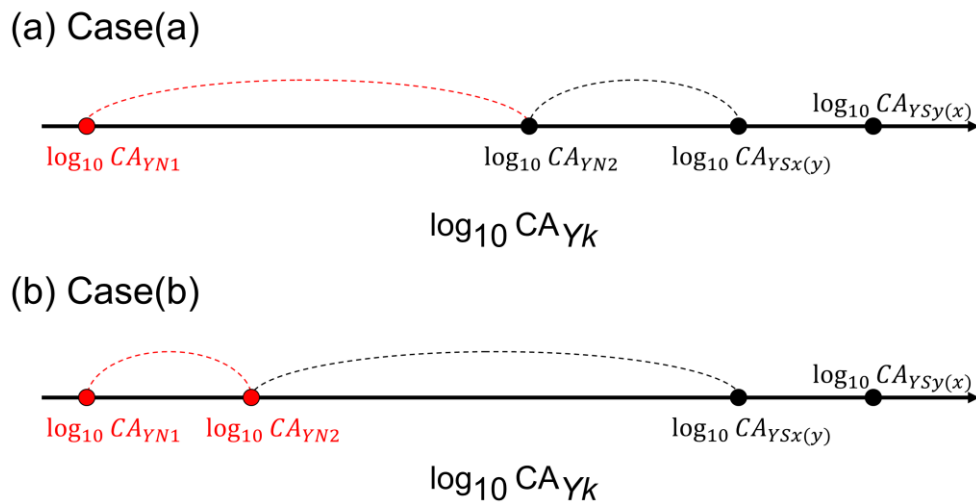


Fig. 5.7 Conceptual diagrams of the relationship between all of the separated-signal components with respect to the quantitative evaluation of noise contamination: (a) the “Case (a)” where the component Y_{N1} indicates a by far smaller value of CA_{Yk} than any other component and (b) the “Case (b)” where Y_{N1} indicates a small value to the same degree as Y_{N2} .

ここに $a(f)$ は混合行列 $A(f)$ に含まれる1つのベクトルである。式(5.34)右辺の第2項は、目的の源信号成分 $S_i(f, \tau)$ を抽出しようとする際に生じる余剰成分を表す。したがって、ノイズと判定された分離信号成分は実際にはノイズのみでなく一部の自然信号にも起因すると考えられる。このことは、ノイズの波形と一部の自然信号の波形が偶発的に高い相関度を持つことにより生じる。開発手法では、分離信号からノイズの値を減算する6通りないし4通りの方法を、以下のように考慮した：

Case (a)に該当する場合：

(1) $Y_{N1}(f, \tau)$ 及び $Y_{N2}(f, \tau)$ 中の全ての値を差し引く：

$$(Y_{N1}, Y_{N2}) = (0, 0),$$

または

(2) $Y_{N1}(f, \tau)$ 中の全ての値と、 $Y_{N2}(f, \tau)$ のうち中央値を超える大きい値を差し引く：

$$(Y_{N1}, Y_{N2}) = \begin{cases} (0, 0) & (|Y_{N2}(f, \tau)| > \text{median}(|Y_{N2}(f, \tau)|)) \\ (0, Y_{N2}) & (|Y_{N2}(f, \tau)| \leq \text{median}(|Y_{N2}(f, \tau)|)) \end{cases}$$

または

(3) $Y_{N1}(f, \tau)$ 中の全ての値を差し引くが、 $Y_{N2}(f, \tau)$ を保存する：

$$(Y_{N1}, Y_{N2}) = (0, Y_{N2}),$$

または

(4) $Y_{N1}(f, \tau)$ のうち中央値を超える大きい値と、 $Y_{N2}(f, \tau)$ 中の全ての値を差し引く：

$$\begin{aligned} & (Y_{N1}, Y_{N2}) \\ &= \left(0, 0 \quad (|Y_{N1}(f, \tau)| > \text{median}(|Y_{N1}(f, \tau)|)) \right), \\ & \quad \left(Y_{N1}, 0 \quad (|Y_{N1}(f, \tau)| \leq \text{median}(|Y_{N1}(f, \tau)|)) \right), \end{aligned}$$

または

(5) $Y_{N1}(f, \tau)$ 及び $Y_{N2}(f, \tau)$ のうち中央値を超える大きい値を差し引く：

$$\begin{aligned} Y_{Nk} &= 0 \quad (|Y_{Nk}(f, \tau)| > \text{median}(|Y_{Nk}(f, \tau)|)), \\ &= Y_{Nk} \quad (|Y_{Nk}(f, \tau)| \leq \text{median}(|Y_{Nk}(f, \tau)|)) \end{aligned}$$

($k = 1, 2$), または

(6) $Y_{N1}(f, \tau)$ のうち中央値を超える大きい値を差し引くが、 $Y_{N2}(f, \tau)$ を保存する：

$$\begin{aligned} & (Y_{N1}, Y_{N2}) \\ &= \left(0, Y_{N2} \quad (|Y_{N1}(f, \tau)| > \text{median}(|Y_{N1}(f, \tau)|)) \right), \\ & \quad \left(Y_{N1}, Y_{N2} \quad (|Y_{N1}(f, \tau)| \leq \text{median}(|Y_{N1}(f, \tau)|)) \right). \end{aligned}$$

Case (b)に該当する場合：

上記の(1), (2), (4)または(5)のいずれか。

ノイズの影響が大きい分離信号成分 $Y_{N1}(f, \tau)$ または $Y_{N2}(f, \tau)$ は除去すべきでない自然信号の値を部分的に含んでいる可能性を考慮に入れた上で、減算方法(2), (4), (5)及び(6)には「中央値フィルタ」が適用されている。減算方法(5)は、Sato et al. (2021) が適用した方法に等しい。分離信号が Case(a)に該当する場合、MT 応答を精度良く再構成するのに $Y_{N1}(f, \tau)$ 以外の 3 つの分離信号成分を要する可能性があるため、減算方法(3)と(6)を減算の選択肢に含めることで、2 番目にノイズの影響が大きい $Y_{N2}(f, \tau)$ を保存する可能性を残す。減算方法(1)～(6)により再構成される観測電磁場についての評価を行うことで、どの方法によるノイズ減算を行うのが適切であるかを判定する。なお、式(5.2), 式(5.5), 式(5.27)及び式(5.28)にしたがって、分離行列 \mathbf{W} , 白色化行列 \mathbf{V} 及びスケーリング行列 \mathbf{Q} の逆行列を求め、かつ元の観測データの平均値のベクトル $\mathbf{Mean}(f)$ を用いて

$$\tilde{\mathbf{X}}(f, \tau) = (\mathbf{Q}^{-1}(f) \mathbf{V}^{-1}(f) \mathbf{W}^{-1}(f) \mathbf{Y}(f, \tau)) + \mathbf{Mean}(f) \quad (5.35)$$

とすることで、分離信号 $\mathbf{Y}(f, \tau)$ から観測データを再構成可能である。

MT 応答関数は一般に水平電場と水平磁場の比として表される。1 回の夜間観測の時間に相当する約 10 時間以上の比較的小さい時間スケールでは応答関数がほぼ一定値をとるものとすれば、以下の(i)～(iii)の操作を行うことで、時間領域における応答関数の変動を評価することができる：

- (i) 水平電磁場に対し、微小時間幅（今回は幅3 サンプル分）による移動平均を行う。
(ii) 各時間区間 b において、水平電磁場の比を式(5.36)のように計算する：

$$\hat{z}_{xy}(f, b) = \left| \frac{\hat{E}_x(f, b)}{\hat{H}_y(f, b)} \right|^2$$

$$\cong \left| \frac{\langle \hat{E}_x \hat{R}_x^*(f, b) \rangle \cdot \langle \hat{R}_x \hat{R}_y^*(f, b) \rangle - \langle \hat{E}_x \hat{R}_y^*(f, b) \rangle \cdot \langle \hat{R}_x \hat{R}_x^*(f, b) \rangle}{\langle \hat{H}_y \hat{R}_x^*(f, b) \rangle \cdot \langle \hat{R}_x \hat{R}_y^*(f, b) \rangle - \langle \hat{H}_y \hat{R}_y^*(f, b) \rangle \cdot \langle \hat{R}_x \hat{R}_x^*(f, b) \rangle} \right|^2$$

または

$$\hat{z}_{yx}(f, b) = \left| \frac{\hat{E}_y(f, b)}{\hat{H}_x(f, b)} \right|^2$$

$$\cong \left| \frac{\langle \hat{E}_y \hat{R}_x^*(f, b) \rangle \cdot \langle \hat{R}_y \hat{R}_y^*(f, b) \rangle - \langle \hat{E}_y \hat{R}_y^*(f, b) \rangle \cdot \langle \hat{R}_y \hat{R}_x^*(f, b) \rangle}{\langle \hat{H}_x \hat{R}_x^*(f, b) \rangle \cdot \langle \hat{R}_y \hat{R}_y^*(f, b) \rangle - \langle \hat{H}_x \hat{R}_y^*(f, b) \rangle \cdot \langle \hat{R}_y \hat{R}_x^*(f, b) \rangle} \right|^2 \quad (5.36)$$

- (iii) 観測時間における全ての $\log_{10} \hat{z}(f, b)$ ($\log_{10} \hat{z}_{xy}(f, b)$ または $\log_{10} \hat{z}_{yx}(f, b)$) を複数の階級に区分し (Fig. 5.8), $\log_{10} \hat{z}(f, b)$ の度数分布を考える。このとき, $\log_{10} \hat{z}(f, b)$ の総数 (=時間区間の総数) によって適切な階級の数 K は異なるため, スタージェスの公式 (Sturges' rule) (Sturges, 1926) により $K = 1 + \log_2(B(f))$ ($B(f)$ は周波数 f における時間区間の総数) とする。各階級の幅 d の大きさはいずれも等しく, d は $\log_{10} \hat{z}(f, b)$ についての K 個の階級のヒストグラムから計算される。 K 個の階級 $\mathbf{C} = [C_1, \dots, C_K]$ の各々に含まれる $\log_{10} \hat{z}(f, b)$ の数を求めることで, 最大度数 C_{max} を持つ階級が決定される。このとき, C_{max} の階級の下端の値を $\hat{z}_{\log_maxcount_low}$ とすると, 上端は $\hat{z}_{\log_maxcount_low} + d$ であることから, $\log_{10} \hat{z}(f, b)$ の代表値 \hat{z}_{\log_rep} はこれら2つの値の間に存在し,

$$\hat{z}_{\log_rep} = \hat{z}_{\log_maxcount_low} + \frac{(C_{max} - C_{max+}) \cdot 0 + (C_{max} - C_{max-}) \cdot d}{(C_{max} - C_{max-}) + (C_{max} - C_{max+})}$$

$$= \hat{z}_{\log_maxcount_low} + d \cdot \frac{C_{max} - C_{max-}}{(C_{max} - C_{max-}) + (C_{max} - C_{max+})} \quad (5.37)$$

ここに C_{max-} 及び C_{max+} はそれぞれ, 最大度数を示す階級と縦軸の負の方向と正の方向で隣接する階級の持つ度数である。すなわち, 最大度数を示す階級及びそれと隣接する階級の度数を用いて, 階級幅 d を案分することで, 式(5.37)のように \hat{z}_{\log_rep} が与えられる (Fig. 5.9)。ここで, \hat{z}_{\log_rep} 近傍に分布する $\log_{10} \hat{z}(f, b)$ のカウント値を,

$$\text{Number}\{M\}(f)$$

$$\text{where } M = \{\log_{10} \hat{z}(f, b) | \hat{z}_{\log_rep} - (\bar{d}/2) \leq \log_{10} \hat{z}(f, b) < \hat{z}_{\log_rep} + (\bar{d}/2)\} \quad (5.38)$$

と表現する。なお、応答関数の階級の幅は再構成される電磁場によって変化するため、全てのノイズ減算方法の実行により再構成・導出される応答関数の階級の平均を \bar{d} としている。真のMT 応答関数の値は代表値近傍に集中するものと考えれば、ノイズが十分に低減された電磁場から求まる応答関数は大きいNumber $\{M\}$ を示すと判断できる。

周波数領域では、MT 応答関数は周波数方向に滑らかに変動する。いま、各 $\log_{10} \hat{z}(f_i, b) (i = 2, \dots, I)$ と隣接する周波数 $f = f_{i-1}$ における代表値との間の距離二乗和を、

$$\begin{aligned} \Delta(f_i) = & \left\| \left(\hat{z}_{\log_rep}(f_{i-1}) + (d_{i-1}/2) \right) - \log_{10} \hat{z}(f_i, b) \right\|^2 \\ & + \left\| \left(\hat{z}_{\log_rep}(f_{i-1}) - (d_{i-1}/2) \right) - \log_{10} \hat{z}(f_i, b) \right\|^2 \end{aligned} \quad (5.39)$$

と表す。ここに d_{i-1} は、周波数 $f = f_{i-1}$ において最適と判定されたノイズ減算方法を用いて再構成された水平電磁場により求まる階級幅である。式(5.39)の距離二乗和 Δ が小さい時には、隣接する周波数間で応答関数の値が大きく乖離するのを避けることになるため、周波数方向において応答関数は滑らかに変動する。

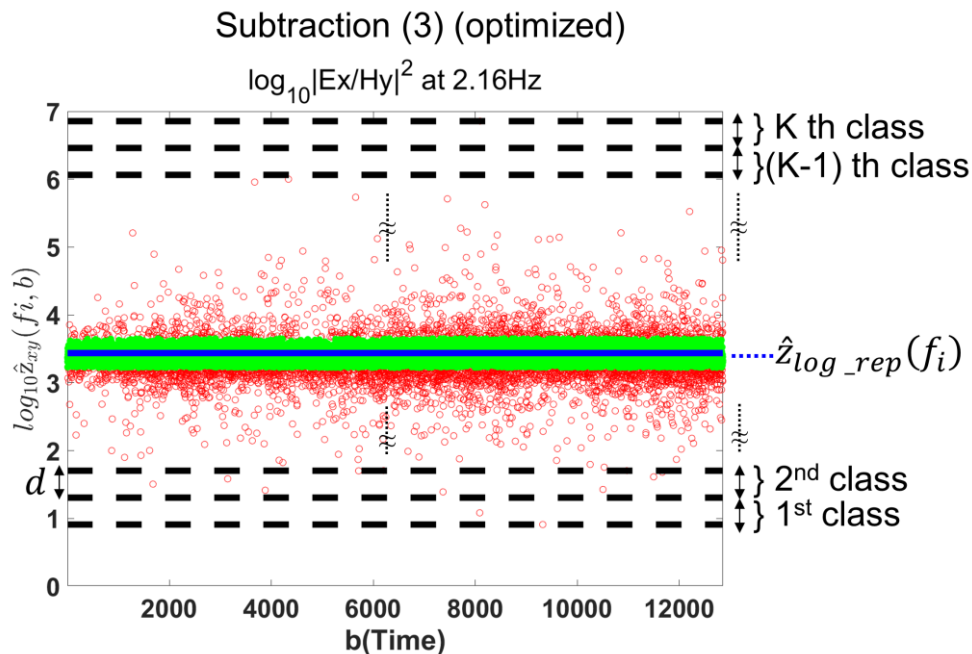


Fig. 5.8 An example of the distribution of the reconstructed response functions $\log_{10} \hat{z}(f, b)$ of the XY mode at 2.16 Hz (Ogawa et al., 2023). Black dashed lines illustrate grouping $\log_{10} \hat{z}(f, b)$ into several classes which have the width of amplitude d respectively. A blue solid line shows the representative value of the $\log_{10} \hat{z}(f, b)$. Green circles denote the $\log_{10} \hat{z}(f, b)$ nearby the representative value, given by Equation (5.38).

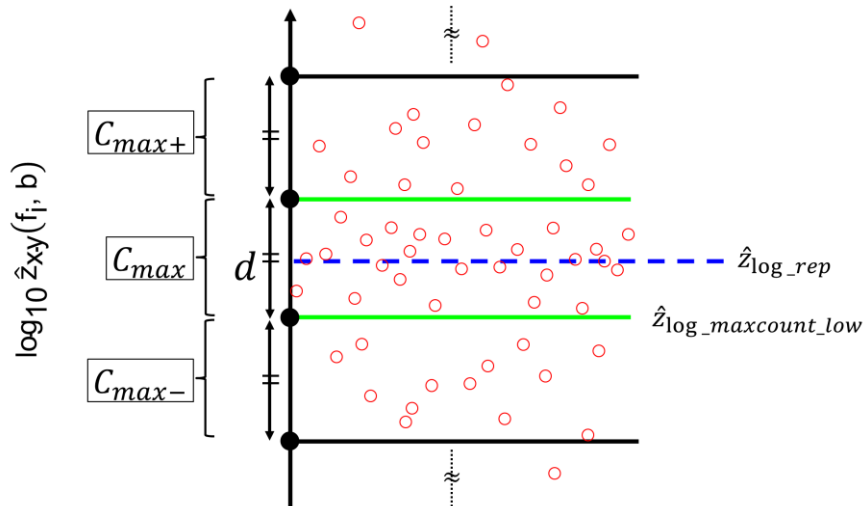


Fig. 5.9 Conceptual diagram of the derivation of \hat{z}_{\log_rep} by proportionally dividing the class width d using the maximum count C_{max} along with the counts in the adjacent classes, C_{max-} and C_{max+} .

以上のような、MT 応答関数の時間領域における定常性と周波数領域における平滑性という 2 つの性質に関する評価指標 U を、新たに考案し、式(5.40)の通りに示す：

$$U(f_i) = \frac{(1 / \text{Number}\{M\}(f_i))_{std} + (\Delta(f_i))_{std}}{(1 / \text{Number}\{M\}(f_i))_{std}} \quad (i = 2, \dots, I), \quad (5.40)$$

$\text{Number}\{M\}$ の逆数が小さいほど時間領域における定常性が高く、 Δ が小さいほど周波数領域における平滑性が高い。全てのノイズ減算方法を実行して得られる 6 通り（または 4 通り）の $1 / \text{Number}\{M\}$ 及び Δ の値の大小を比較する。ここに添え字 std は、各配列内の 6 通り（または 4 通り）のデータの標準化を意味する。 $1 / \text{Number}\{M\}$ 及び Δ を標準化したスコアの総和 U を、各ノイズ減算方法に対して計算し、最小の U を与えるノイズ減算方法が適切であると判断し、それを採用することに決定する。なお、式(5.40)の下段にある通り、1 番目の周波数についての処理の場合には当該周波数における $\log_{10} \hat{z}(f, b)$ の定常性のみを評価する。

Fig. 5.10 に、本研究で開発したノイズ減算方法が適用された分離信号から再構成した水平電磁場による応答関数の分布の例を示す。2.16 Hz では、4 つの分離信号成分のうち Y_{N1} 以外の 3 成分を保存する減算方法(3)が、最小の評価指標 U を与える (Fig. 5.10(a))。2.16 Hz の分離信号は $CA_{Yk} = (4.83 \times 10^{-11}, 5.49 \times 10^{-7}, 1.07 \times 10^{-7}, 1.36 \times 10^{-6})$ を示し、 Y_{N1} と同定される第 1 成分が突出して小さい CA の値をとるため、この成分に強大なノイズが集中しているものと想定する。この状態は Case (a) に相当し、また全 6 通りのノイズ減算方法のうち(3)が最小の U を与えるため、最終的に(3)を採用し Y_{N1} のみを 0 として電磁場を復元する。これにより、 Y_{N1} 以外の 3 つの分離信号成分が保存されるため、それらに含まれる自然信号の値の損失を回避することができる。一方で、減算方法(5)

を選択すると Y_{N1} と Y_{N2} の両方に対し中央値フィルタを適用することとなる。しかしその結果、Fig. 5.10(a)にある通り、 $\log_{10} \hat{z}_{xy}(f, b)$ の値の時間方向のバラつきが大きく、同図の緑丸で示される代表値近傍に分布する値のカウントが小さいことから、Number{M}が小さくなる。加えて、隣接する 2.57 Hz での代表値からの乖離度が大きくなってしまいうため、 Δ が大きい。 Y_{N1} のみでなく Y_{N2} の中の値も差し引いたために分離信号の過剰な減算となり、結果として U の値が大きく現れたものと考えられる。

同様に低周波数側の 0.0337 Hz にも着目すると (Fig. 5.10(b))、分離信号は $CA_{Yk} = (3.56 \times 10^{-4}, 2.88 \times 10^{-4}, 7.92 \times 10^{-2}, 6.16 \times 10^{-2})$ を与えるため、第 1 成分及び第 2 成分の S/N 比が同程度に低く Case (b)に対応することが示唆される。全 4 通りのノイズ減算方法を実行し、評価指標 U を計算すると、減算方法(1)を適用し Y_{N1} と Y_{N2} を全て除去した結果が、最小の U を与えることが確認できる。また、減算方法(5)を選択した場合には、Fig. 5.10(b)にある通り $\log_{10} \hat{z}_{xy}(f, b)$ の値が時間方向でバラつきが大きく、隣接する 0.0401 Hz における代表値との差異も大きい結果が示される。 Y_{N1} と Y_{N2} それぞれの中央値以下の値を保存したために、0.0337 Hz におけるノイズの値の取りこぼしが大きかったものと考えられる。

評価指標 U の最小値を与えるノイズ減算方法を採用し、それを分離信号に適用することで、XY モード及び YX モードの水平電磁場を再構成する。さらに、それらの電磁場のスペクトルデータには、リモートリファレンス処理を適用する。これにより、5.2.2 で示したような FDICA で分離が困難であったノイズや、前述した分離信号からの減算方法で除去しきれなかったノイズの影響の抑制が期待される。以上により、S/N 比が改善された見掛比抵抗・位相曲線を得ることができる。

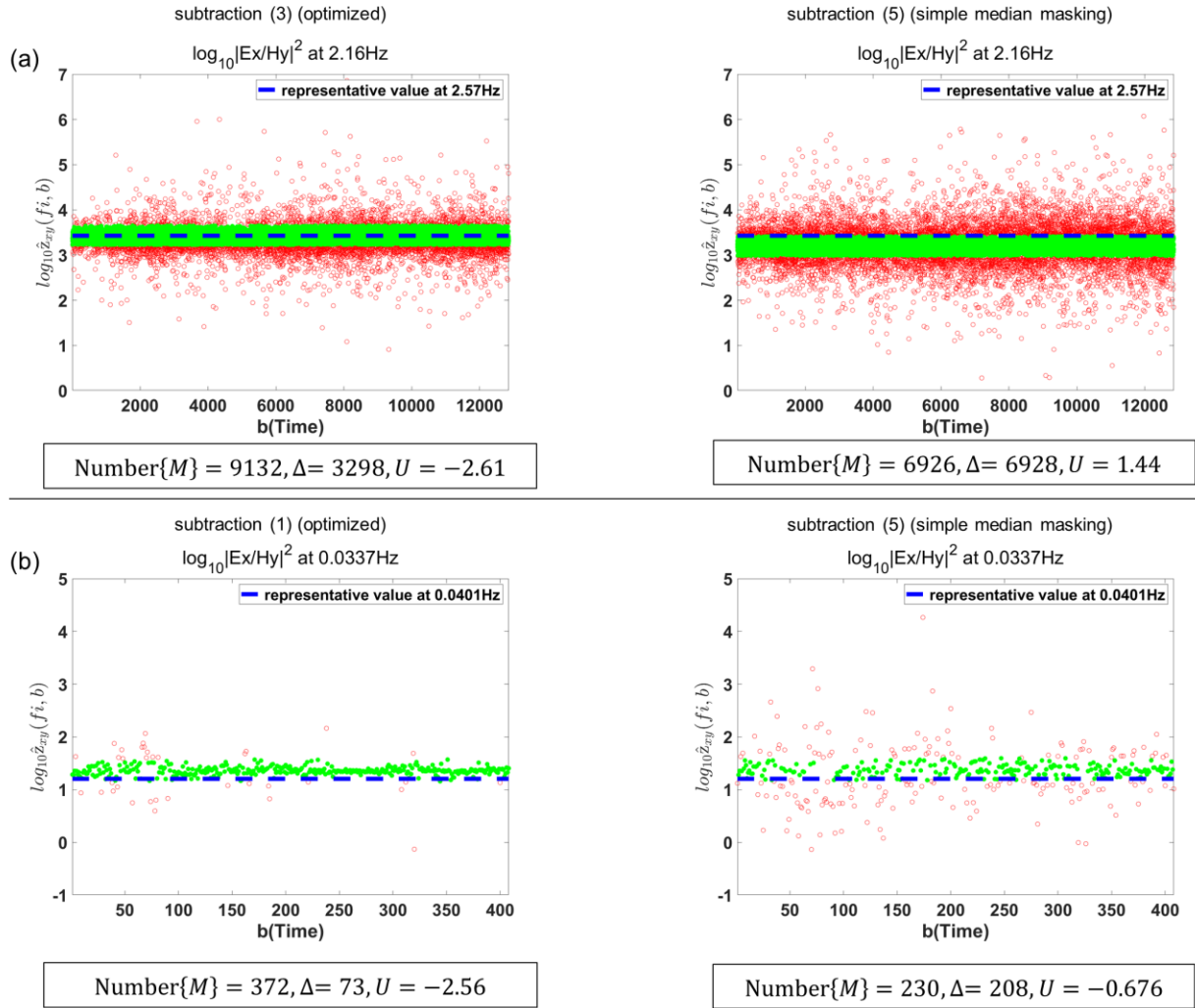


Fig. 5.10 Examples of the distribution of the response functions $\log_{10} \hat{z}(f, b)$ obtained with the optimized noise-subtraction processing (left) and the other noise-subtraction processing (right): (a) comparison of the results of the subtraction (3) and the subtraction (5) in the XY-mode FDICA at 2.16 Hz, and (b) comparison of the results of the subtraction (1) and the subtraction (5) in the XY-mode FDICA at 0.0337 Hz (Ogawa et al., 2023). Green circles denote the $\log_{10} \hat{z}(f, b)$ nearby the representative value at the frequency of interest.

5.3 ノイズレベルの高い観測データの処理の数値実験

5.3.1 MT 法時系列と擬似ノイズ

5.2.1 でも述べたが、観測点 KAG-Site 2 で 2015 年 1 月 27 日より取得された 15 時間分の MT 法時系列に、人為的に生成させた電磁場間で相関度の高い（コヒーレントな）ノイズを加算して作成した時系列を、数値実験で使用する。本論文では、このような擬似ノイズ入り MT 法時系列を 2 種類用意する：(i)観測点 KAG-Site 2 の水平電磁場に矩形波状ノイズを加算してできた時系列（Fig. 5.4 で示したものと同一）、及び(ii)矩形波状ノイズと三角波状ノイズを合成させたものを、観測点 KAG-Site 2 の水平電磁場に加算してできた時系列（Fig. 5.11）。擬似ノイズは全観測時間（15 時間）にわたって発生させており、またノイズの振幅は、時系列の各々の成分の振幅の中央値の 1~10 倍の範囲で、ランダムに変化させた。以上のように人為的に汚染させた MT 法時系列に開発手法を適用することで、開発手法の持つノイズ低減性能の評価を行う。

5.3.2 開発した手法によるノイズ低減効果

開発した手法による観測データ処理結果と、FDICA に基づく既存の手法（Sato et al., 2021）によるそれを比較する。開発手法とは異なる、既存手法独自の技術的性質は概ね以下の通りである：

- (1) NGICA アルゴリズムが使用されている。
- (2) FDICA の入力は、観測点の水平磁場 2 成分と水平電場 2 成分から成る。観測点におけるデータの S/N 比が低いと判断される場合には、観測点の水平磁場 2 成分と参照磁場 2 成分を入力値とする FDICA と、観測点の水平電場 2 成分と参照磁場 2 成分を入力値とする FDICA の両方を実行する。
- (3) FDICA で出力される分離信号における自然信号及びノイズを表す成分の判定は、分離行列の逆行列を用いて行う。分離行列の逆行列を分離信号に左から掛ければ観測データとなる。分離行列の逆行列内の要素の値を利用して、各分離信号成分の磁場データ（S/N 比の高い観測点の磁場あるいは参照磁場）に対する寄与度を考慮することで、自然信号及びノイズの同定を行う。
- (4) ノイズと判定した分離信号成分に対して中央値フィルタを適用することで、ノイズを低減し、観測電磁場を再構成する。ノイズの減算方法は、全帯域通じてこの 1 通りのみである。

本節では、前述の(1),(2)及び(4)の性質に着目し、既存手法に基づいた MT 法観測データ処理コードを用意した。Sato et al. (2021) で報告されていた(3)の点に関しては、技術者の経験による閾値を伴う基準を要するために複雑な手続きが存在する。今回は簡単のため、既存手法と開発手法のいずれを用いる場合でも、5.2.3 で述べた方法に沿って自然信号とノイズの識別を行うこととする。なお、既存手法と開発手法のいずれにおいても、FDICA により再構成された電磁場スペクトルデータを見掛比抵抗・位相に変換する際にリモートリファレンス処理を使用することを追記する。

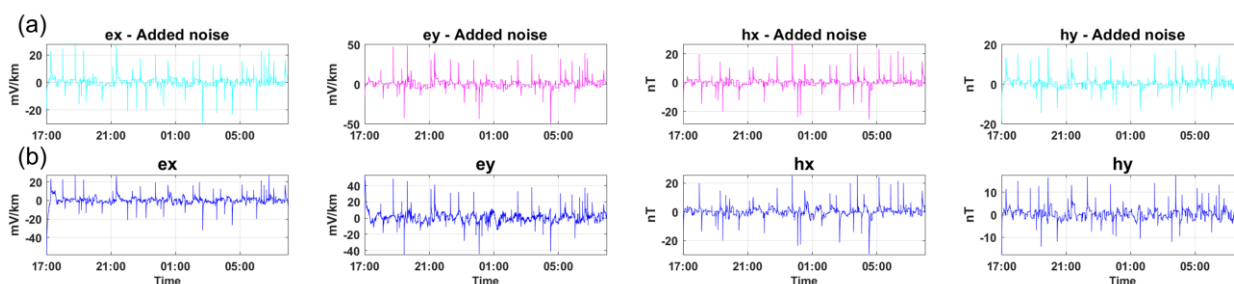


Fig. 5.11 The time-domain waveforms of (a) the combination of the synthetic square-wave and triangle-wave noises and (b) the contaminated MT data at KAG-Site 2.

Fig. 5.12 には、1 種類のコヒーレントノイズが加算された MT 法観測データの処理結果を示す。まず、観測点 KAG-Site 2 における観測時系列に矩形波状の擬似ノイズを加算したものに対し、単純にリモートリファレンス処理のみを適用した場合、こうしたノイズからの強大な影響がインピーダンステンソルに残るために、探査曲線のバラつき及びエラーバーが大きく現れる (Fig. 5.12 左上段 (“Pre-noise suppression”))。Fig. 5.12 の右側には既存手法の適用により得られた探査曲線を示すが、そのうち上段には前述の(1), (2)及び(4)に基づいて NGICA アルゴリズムを用いた結果を、下段には(2)及び(4)に基づいて FastICA アルゴリズムを用いた結果を配置している。FDICA のアルゴリズムとして NGICA を採用し既存手法の処理を実行した場合、見掛比抵抗曲線が基準曲線から乖離してしまう。0.113 – 4.32 Hz の帯域では、擬似コヒーレントノイズの影響が特に顕著であることが Fig. 5.12 のリモートリファレンス処理結果 (“Pre-noise suppression”) から推定されるが、NGICA による既存手法を行うと、同様の帯域において見掛比抵抗曲線の乖離及び乱れが明瞭に認められる。このため、強大なノイズが複雑かつ不規則に発生し観測データに混入する場合には、NGICA による FDICA では自然信号とノイズの高精度な分離が困難となることが示唆される。一方、FDICA の入力に参照磁場を含めない場合、FastICA を採用することで NGICA による結果に比べて探査曲線の品質がわずかに改善されるものの、依然として基準曲線からの乖離が大きい。FastICA の入力に参照磁場を含めて処理を行うと、探査曲線の品質は大きく向上する。しかし、見掛比抵抗曲線のバイアスや値のバラつきが残ることから、電磁場に残留したノイズの影響が小さくないものと考えられる。

一方、開発手法による観測データ処理結果は、Fig. 5.12 の左下段に示される。それによると、開発手法の適用により、探査曲線に含まれていた強大なコヒーレントノイズからの影響が、概ね効果的に低減されたことが認められる。一部の周波数においては探査曲線のバラつきが見られるものの、開発手法を用いて導出された見掛比抵抗及び位相はいずれも基準曲線に十分近いため、他のデータ処理手法の結果に比べて大きな品質改善を示すものと説明できる。

Fig. 5.13 には、2 種類のコヒーレントノイズすなわち矩形波状ノイズと三角波状ノイズが加算された観測データを用いた数値実験結果を示す。既存手法を適用する場合、前述したコヒーレントノ

イズが1種類の場合と類似した傾向の探查曲線が導かれた。FDICAの入力に参照磁場を含めない場合、見掛比抵抗及び位相（特にXYモードの位相）のいずれの曲線も、基準曲線から大きく乖離している。FDICAの入力（観測データ）におけるコヒーレントノイズの種類と影響が増大したことにより、FDICAによる自然信号の分離能力が低下したことが示唆される。

開発手法による観測データ処理結果については、加算された擬似コヒーレントノイズが2種類の場合でも1種類の場合と同様に、見掛比抵抗と位相の両方とも基準曲線と良い一致を示す。したがって、2種類の形状が異なるコヒーレントノイズに対しての、開発手法の頑健性が示唆される。加えて、5.2.2で仮定したような、開発手法が2種類以内のコヒーレントノイズの混入を許容可能なことを支持する結果が得られたと考えられる。

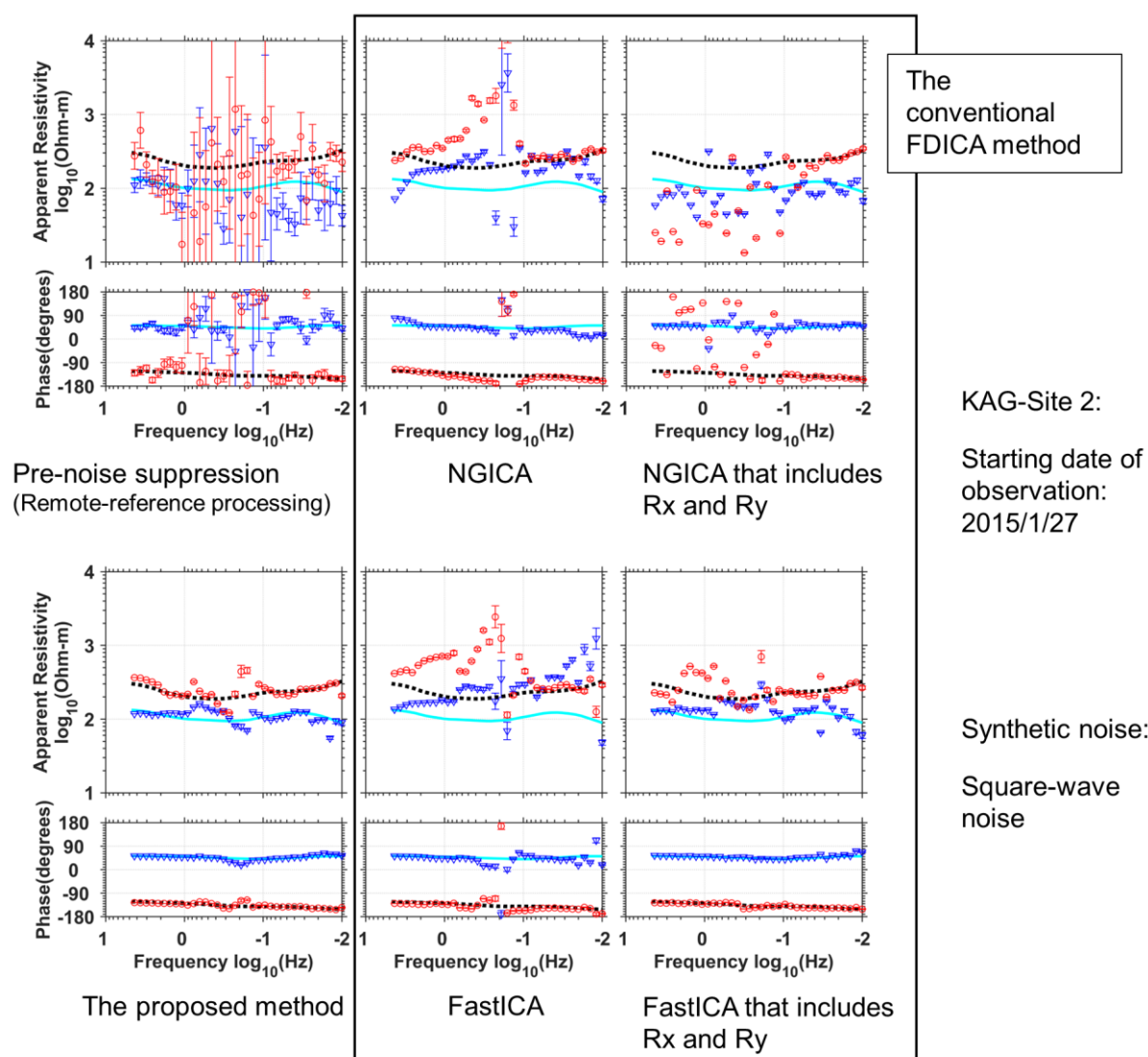


Fig. 5.12 Results of processing the MT data at KAG-Site 2 with synthetic square-wave noise (Ogawa et al., 2023). These MT responses are obtained with pre-noise suppression, the conventional FDICA method and the proposed method. The “standard curves” are also shown. Blue inverted triangles and cyan solid lines represent the spectral data of the XY mode, while red circles and black dotted lines represent those of the YX mode.

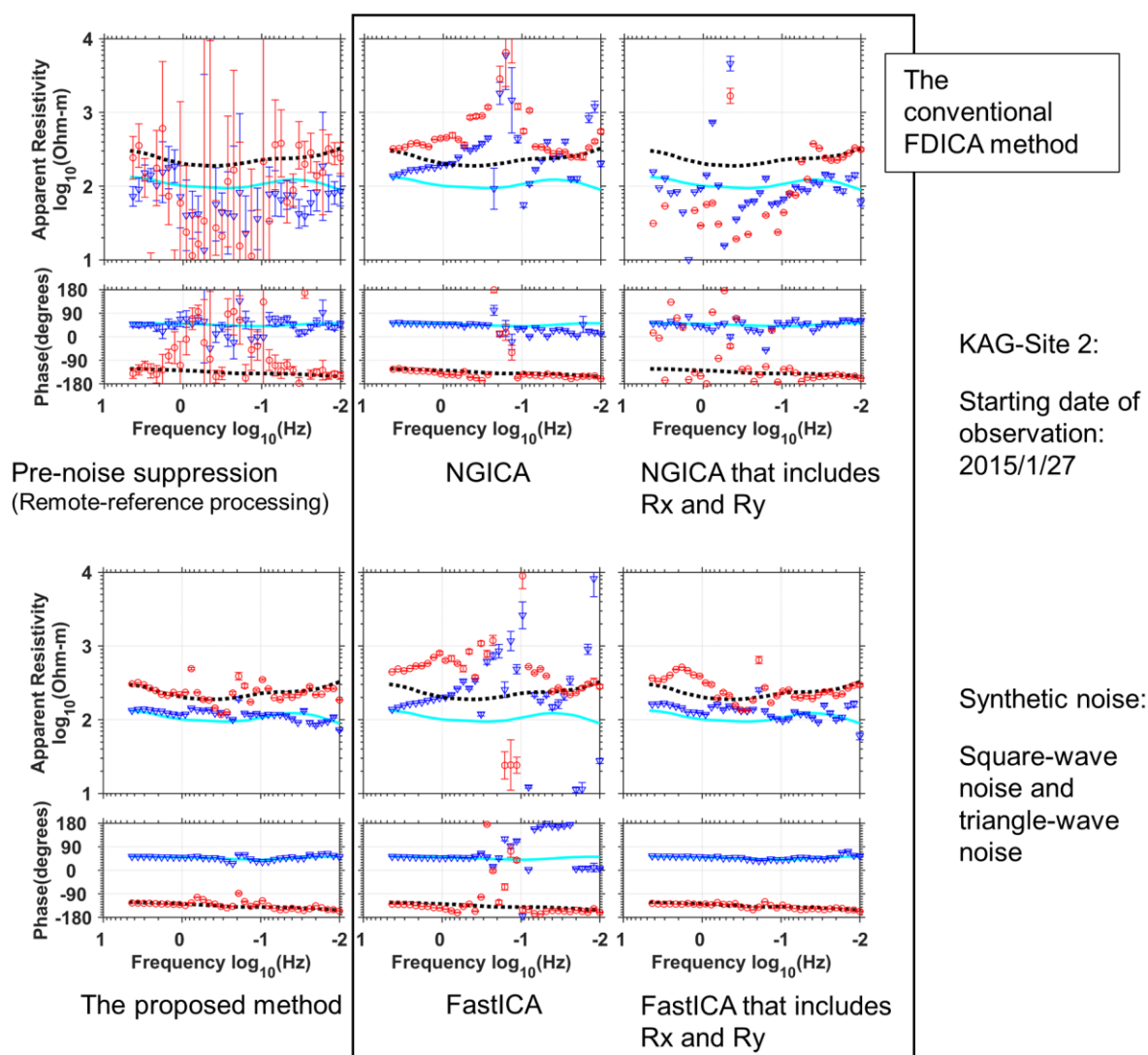


Fig. 5.13 Results of processing the MT data at KAG-Site 2 with synthetic square-wave and triangle-wave noises (Ogawa et al., 2023). These MT responses are obtained with pre-noise suppression, the conventional FDICA method and the proposed method. The “standard curves” are also shown. Blue inverted triangles and cyan solid lines represent the spectral data of the XY mode, while red circles and black dotted lines represent those of the YX mode.

5.3.3 議論

既存手法及び開発手法が持つ MT 法観測データに対するノイズ低減性能を定量的に評価するために、各々のデータ処理による見掛比抵抗のプロットの基準曲線からの差異を、二乗平均平方根偏差 (Root mean square deviation: RMSD) として、式(5.41)のように計算した：

$$\text{RMSD} = \sqrt{\frac{1}{F} \sum_{j=1}^F (\log_{10} \rho_j - \log_{10} \rho_{SDj})^2} \quad (5.41)$$

ここに F は使用する周波数の総数である。 $\log_{10} \rho$ は対数見掛比抵抗を意味し、基準曲線の見掛比抵抗には添え字 SD が付く。合計5つの異なる種類のデータ処理手法の結果から求めたRMSDをTable 5.3に記載し、それらを比較する。ここで、Fig. 5.12及びFig. 5.13から、位相が含んでいたノイズの影響を開発手法が効果的に低減可能であることが示される。加えて、これらの探索曲線の結果から、種々のデータ処理手法の間のノイズ低減性能の差異は、位相よりも見掛比抵抗に顕著に現れることが分かる。したがって、簡単のため、式(5.41)によるノイズ低減性能の定量評価は見掛比抵抗を対象とする。

Table 5.3から、FDICAのアルゴリズムとしてFastICAを使用した結果得られる見掛比抵抗曲線は、NGICAを採用した場合の結果に比べて、小さいRMSDを示す。そのため、Sato et al. (2021)による既存手法で利用されたNGICAよりも、FastICAによるFDICAの方が、MT法観測データの品質改善の性能の面で優れていることが示唆される。5.1.2で述べた通り逐次的直交化法に基づくFastICAは分離信号成分を1つずつ出力するが、その際非ガウス性の高い順に分離信号成分を出力することになる(例えば、石橋ほか, 2006)。自然信号と無関係に発生する人工的な電磁ノイズは、しばしば高い非ガウス性を示す傾向がある。そのため、FastICAを実行した結果、人工ノイズ(ローカルノイズ)を表す信号は成分番号が若い側(第1成分や第2成分)に優先的に出力される。開発手法を適用した結果、各周波数においてローカルノイズと判定された分離信号成分のインデックスを、Fig. 5.14に示している。擬似コヒーレントノイズを1種類のみ加算した場合には、ノイズの影響が最も大きい成分 Y_{N1} が第1成分として出力される傾向が多く、多くの周波数で確認される。同様に、2種類の擬似コヒーレントノイズを加算した場合には、ノイズの影響が大きい Y_{N1} と Y_{N2} がそれぞれ第1成分、第2成分として出力されやすい。さらに、逐次的直交化法を利用するFastICAは成分番号が大きい後続の分離行列ベクトルを、先に算出したベクトルとの直交化により決定する。誤差伝搬の観点により、後続の信号ほど推定誤差が蓄積される一方、最初に出力される非ガウス性の高い信号は高精度に求まりやすい(Hyvärinen et al., 2005)。FDICAに基づく観測データ処理は、ノイズにあたる値を観測データから直接的に除去することを目的とする。したがって、全ての独立成分を並列的に計算するNGICAと比べて、FastICAはローカルノイズの情報を N_1 と N_2 として高精度に抽出する上で有効であるものと考えられる。それに加え、NGICAを用いる場合、自然勾配法による更新則で必要とされる学習係数(ステップサイズパラメータ)の最適な値の選択が難しいことがある。この学習係数は、更新則で求める数値解の安定性や収束速度に影響を与える(例えば、Amari, 1998)。Sato et al. (2021)が提案した工程においては、式(5.22)中の学習係数 μ が $\mu = 0.1$ に固定された上でNGICAが実行される。しかし、広帯域のMT法観測データを対象とする場合、目的の周波数が高くなるにつれて、スペクトル変換の際の時間窓幅が小さくなるためにデータ長が徐々に大きくなる。Fig. 5.12

及び Fig. 5.13 に示す数値実験の結果からは、データ長が比較的大きくなる約 0.1 – 4 Hz の中～高周波数側の処理に対しては、 $\mu = 0.1$ の学習係数が必ずしも最適ではなかった可能性が示唆される。

以下では、既存手法に基づきかつ FastICA を採用した観測データ処理を、開発手法の比較対象として議論を進める。Table 5.3 によれば、加算したコヒーレントノイズが 1 種類、2 種類のいずれの場合においても、開発手法による処理結果が最小の RMSD を示した。RMSD の値の比較によれば、開発手法はノイズの影響を、Sato et al. (2021) に基づいて NGICA を用いた手法の場合の 1/5 以下に低減できたことがわかる。この結果は、FastICA による FDICA の適用だけでなく、開発手法に導入した分離信号からのノイズ減算の最適化が、観測データの品質改善において有効であることを支持するものといえる。ノイズと判断した分離信号成分の中に自然信号の一部が混入している可能性は、既存手法でも考慮されている。しかし既存手法では、ノイズ減算方法を Y_{N1} 及び Y_{N2} に対する中央値フィルタの適用に固定するため、算出された探査曲線 (Fig. 5.12, Fig. 5.13) に認められるバラつきや基準曲線からの乖離は、ノイズの値の取りこぼしや自然信号の値の損失が生じたことに起因するものと考えられる。5.2.4 及び Fig. 5.10 に示した通り、開発手法は XY モード及び YX モードの水平電磁場のいずれに対しても、適切なノイズ減算方法を周波数ごとに決定する。そのため、除去すべきでない自然信号を保持しつつノイズを差し引く操作を実現しやすいものといえる。

Table 5.3 Comparison of RMSD between the "standard curves" and the apparent resistivity curves derived from different processing schemes regarding the MT data at KAG-Site 2 with synthetic noises (Ogawa et al., 2023).

Schemes of MT data processing		RMSD	
		Added noise: one type	Added noise: two types
The conventional FDICA-based methods	NGICA	0.564	0.641
	NGICA that includes R_x and R_y	0.713	0.851
	FastICA	0.443	0.635
	FastICA that includes R_x and R_y	0.171	0.152
The proposed method		0.105	0.109

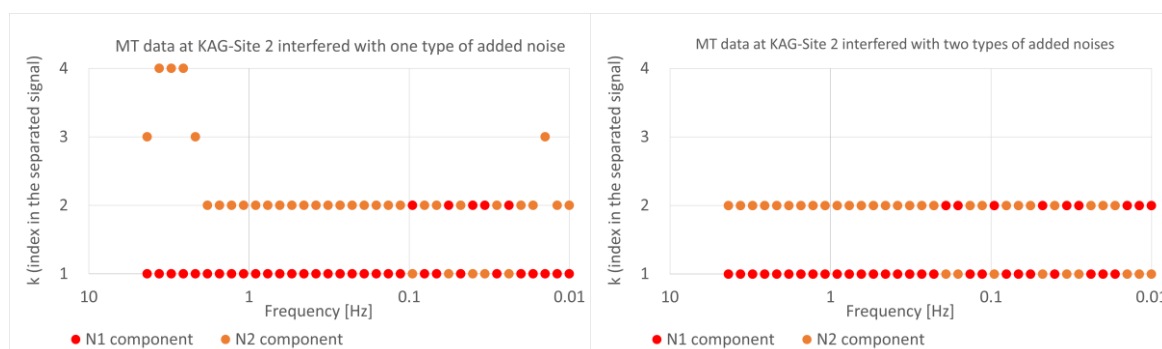


Fig. 5.14 The indices of the separated-signal components regarded as the local noises in the proposed method at each frequency (Ogawa et al., 2023).

5.4 ノイズレベルの高い実データへの適用

本節では、強大なコヒーレントノイズが存在する地域で観測された実データに対し、開発手法の適用を試みるとともに、実データに対する S/N 比改善性能を評価する。本節においても、全ての見掛比抵抗・位相曲線は、リモートリファレンス処理を適用した上で算出・図示することを述べておく。その際に使用する参照点も、5.2 及び 5.3 で用いた地点と同一である。

5.4.1 MT 法実データ

Fig. 5.15 に、本節で対象とする長野県内の MT 法観測点を図示し、これらを観測点 NGN-Site A 及び NGN-Site B と呼ぶ。いずれの観測点においても、2016 年 9 月 16 日の 17 時より、Phoenix Geophysics 社製 MTU システムを用いた夜間観測が行われた。その結果、15 Hz のサンプリング周波数により各々15 時間分の電磁場の時系列が取得された。Table 5.4 に、実際の観測の仕様を示す。Fig. 5.16 に示す 2 つ観測点の時系列波形によれば、夜間（17:00–01:00）及び早朝（05:00–）の時間帯に、電磁場の振幅が顕著に増大する。Fig. 5.15 から分かるように、これら 2 つの観測点は長野県内を走る直流電化鉄道区間に囲まれており、観測点 NGN-Site A は JR 大糸線の区間からの距離が 1.8 km で、観測点 NGN-Site B は JR 篠ノ井線及びしなの鉄道の区間からの距離がそれぞれ 13 km 及び 8.6 km である。そのため、観測データにおける振幅の増大は直流電化区間から生じる漏洩電流の影響によるものと推定される。また、気象庁柿岡地磁気観測所が公開する 3 時間ごとの K 指数は、2016 年 9 月 16 日 18 時～翌 17 日 9 時の期間において、1,0,1,1,1 であった。したがって、当該データの観測期間における K 指数は最大でも 1 で、地磁気活動は静穏であったと判断できる。

Table 5.4 Outline of specification of the observations at NGN-Site A, NGN-Site B and the reference site.

Site name	System	Location	Latitude	Longitude	Data acquisition time (Japan standard time)
NGN-Site A	MTU-5A	Hakuba village, Nagano	36°42'35"	137°54'8"	2016/9/16 17:00:00 - 2016/9/17 07:59:59
NGN-Site B	MTU-5A	Nagano city, Nagano	36°31'15"	138°14'27"	2016/9/16 17:00:00 - 2016/9/17 07:59:58
reference site	MTU-5S	Nishiwaga town, Iwate	39°34'35"	140°49'40"	(continuous record)

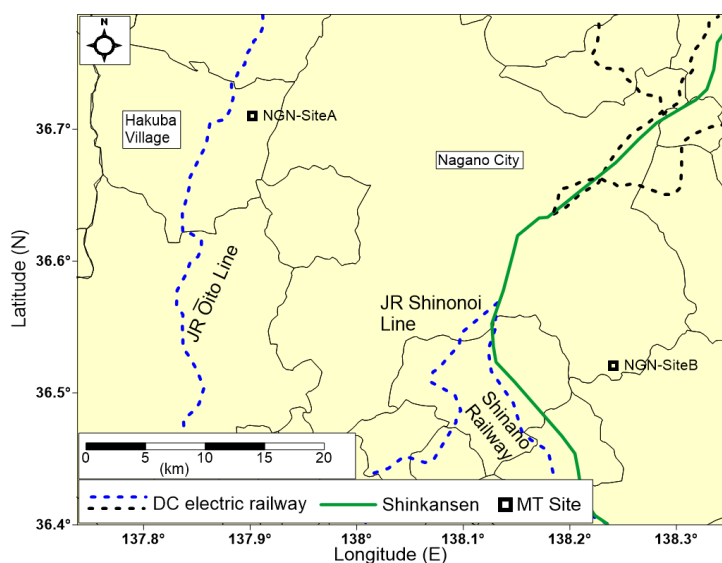
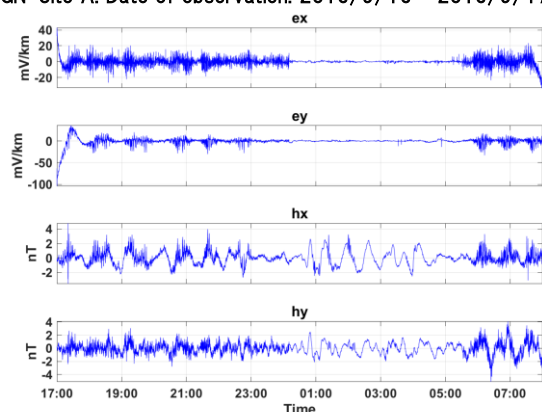


Fig. 5.15 A location map for NGN-Site A and NGN-Site B.

NGN-Site A: Date of observation: 2016/9/16 – 2016/9/17



NGN-Site B: Date of observation: 2016/9/16 – 2016/9/17

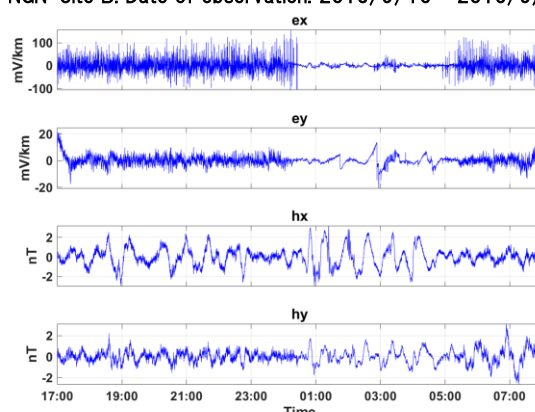


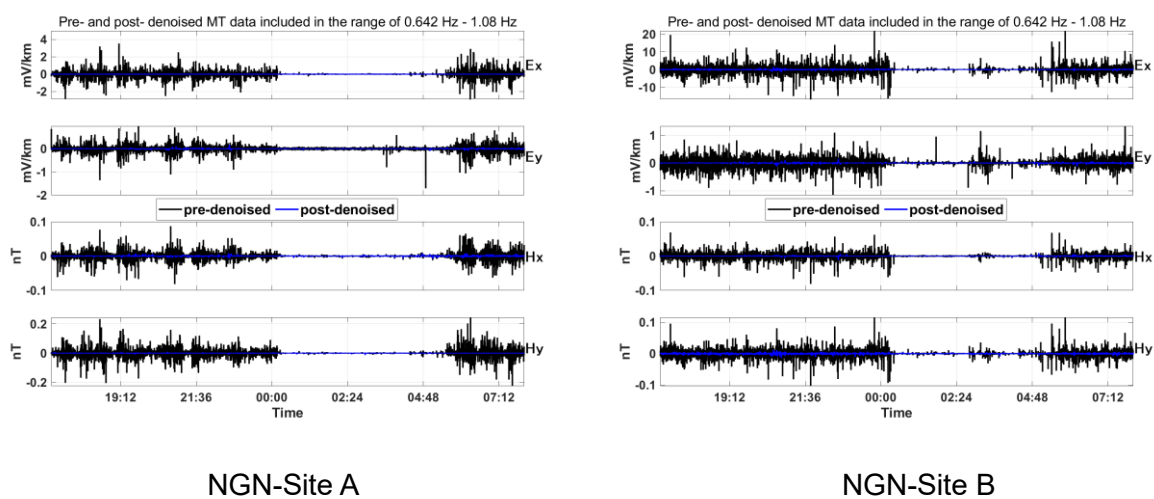
Fig. 5.16 Electromagnetic time series at NGN-Site A and NGN-Site B. Note that these data were corrected for the response of the MT instrumentation.

5.4.2 開発手法による時系列波形からのノイズ低減効果

観測点 NGN-Site A 及び NGN-Site B における実データに対して、開発手法によるノイズ低減を行った後、再構成された水平電磁場のデータに逆連続ウェーブレット変換を適用することで、時系列波形を求めた。Fig. 5.17 に、2つの観測点において開発手法の適用前と後の水平電磁場の波形を比較したものを示す。開発手法により再構成されたウェーブレット係数から求めた波形の振幅が元の水平電磁場のそれよりも顕著に小さいことから、高周波数側 (0.642 – 1.08 Hz) 及び低周波数側 (0.0100 – 0.0169 Hz) のいずれでも、観測地域のローカルノイズの低減効果が認められる。Fig. 5.17 において、開発手法を適用した後の低周波数側の E_y 及び H_x に着目すると、鉄道が運行していない深夜時間帯 (00:00 – 02:24) に比較的大きな振幅の波形が認められる。このようなことから、自然信

号のエネルギーがノイズと同程度に大きい時間においても、開発手法の適用によって観測データから MT 応答を抽出可能であることが示唆される。

(a)



(b)

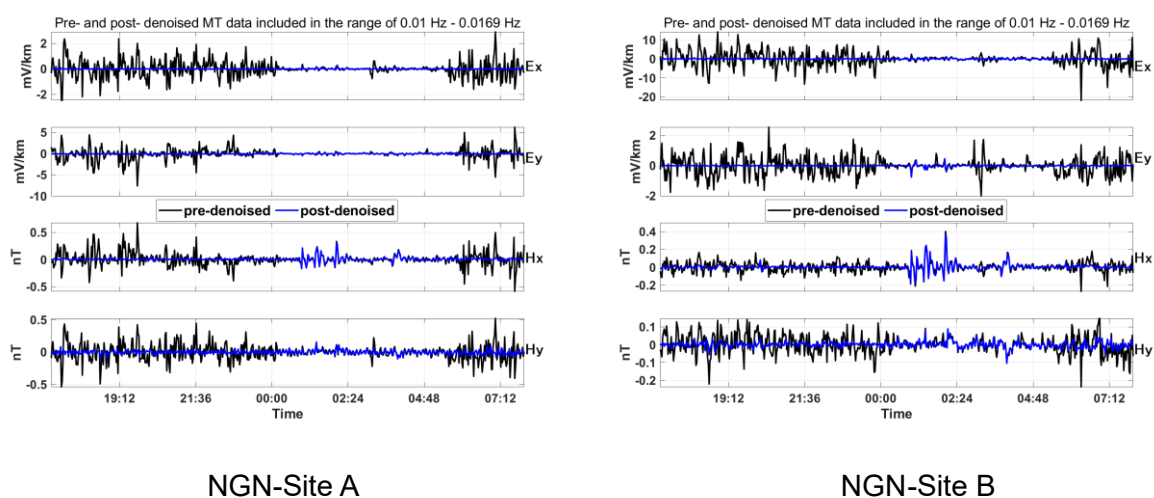


Fig. 5.17 Comparison of pre-denoised MT data with post-denoised MT data extracted by the proposed method included (a) in the higher band (0.642 – 1.08 Hz) and (b) in the lower band (0.0100 – 0.0169 Hz) (Ogawa et al., 2023).

5.4.3 見掛比抵抗・位相曲線の導出結果

観測点 NGN-Site A 及び NGN-Site B における実データについて、開発手法を用いた処理結果を、既存の商用ソフトウェア“SSMT2000”及び“MTEditor”を用いた処理結果と比較したものを、Fig. 5.18 に示す。開発手法によるデータ処理で使用した計算機資源は、Table 5.1 に示す仕様と同一の、CPU が 4 コア、動作周波数が 2.6 GHz、メモリが 16 GB のノート PC で、15 時間分の観測データ 1 セットについて時系列の読み込みから探査曲線算出までを約 223 s で完了するため、MT 法探査の実務においても導入しやすい計算機資源であると考えられる。既存のソフトウェアの工程はリモートリファレンス処理を含むのに加え、ノイズに汚染された時間帯のスペクトルを自動で判定し除去する“Auto Edit”機能（“MTEditor”内部に搭載された機能）を利用している。既存のソフトウェアから算出された見掛比抵抗曲線は、低周波数側になるにつれて顕著な単調増加を示している。この見掛比抵抗の傾向は、観測点 NGN-Site A については 0.3 Hz 未満、観測点 NGN-Site B については 1 Hz 未満の帯域で顕著に認められる。加えて、既存のソフトウェアから得られた 2 つの観測点における位相は、低周波数側で 0 度に（XY モードの位相は 0 度に、YX モードの位相は -180 度に）漸近する。こうした傾向は、3.2.2 でも述べた通り、直流電化鉄道区間からの漏洩電流を発生源とする強大なコヒーレントノイズにより、探査曲線が強いバイアスを受けるために見受けられる（例えば、高倉ほか、1994；Pádua et al., 2002）。そのような見掛比抵抗と位相のプロットは、3.2.2 でも述べた人工送信電流がもたらす「ニアフィールド効果」に類似した現象によるもので、地下構造の情報をほとんど反映していない。

さらに Fig. 5.18 には、深夜から未明にかけての時間帯（01:00 - 05:00）に限定された観測データを、既存のソフトウェアを用いて処理することで得られた探査曲線を示す。この時間帯は直流電化鉄道が運行していないため、探査曲線へのニアフィールド効果のバイアスの影響は比較的小さい。しかし、観測点 NGN-Site A については、0.2 Hz 未満の帯域の見掛比抵抗及び 0.02 - 0.2 Hz の YX モードの位相の値のバラつきやエラーバーが大きい。観測点 NGN-Site B における見掛比抵抗は、0.3 Hz 未満で大きなバラつきやエラーバーを示している。こうした低品質な電磁場の応答は、深夜にも何かしらの人工ノイズが残存していることや、観測時間長を限定したことでデータのスタック数が減少したことが原因であるものと考えられる。

一方、開発手法を実データに適用した結果、直流電化鉄道を起源とするニアフィールド効果の影響を明瞭に低減できたことが、Fig. 5.18 により示された。開発手法によるデータ処理結果によれば、一部の周波数を除き 0.005 Hz を超える帯域において、観測点 NGN-Site A の見掛比抵抗は 10 - 50 $\Omega\cdot\text{m}$ の範囲内にあり、また観測点 NGN-Site B の XY モードの見掛比抵抗は 600 - 3,000 $\Omega\cdot\text{m}$ の範囲、YX モードの見掛比抵抗は 20 - 70 $\Omega\cdot\text{m}$ の範囲で推移することが分かる。0.1 - 0.2 Hz の一部の周波数や 0.005 Hz 以下の帯域を除いて、2 つの観測点のいずれでも滑らかな位相の曲線が認められ、0 度または -180 度に位相が漸近する傾向も軽減されている。さらに、開発手法を適用して得られた探査曲線の傾向は、深夜から未明にかけての時間帯の観測データを既存のソフトウェアで処理するこ

とで得られた探査曲線と大局的に類似していることから、開発手法を用いることで直流電化鉄道に起因するノイズが効果的に低減されたものと判断できる。0.001 – 0.005 Hz の帯域とその他の帯域の一部の周波数を除いて、開発手法による処理結果の探査曲線は、観測時間を 01:00 – 05:00 に限定して得た探査曲線に比べて高い連続性と小さい観測誤差を示す。

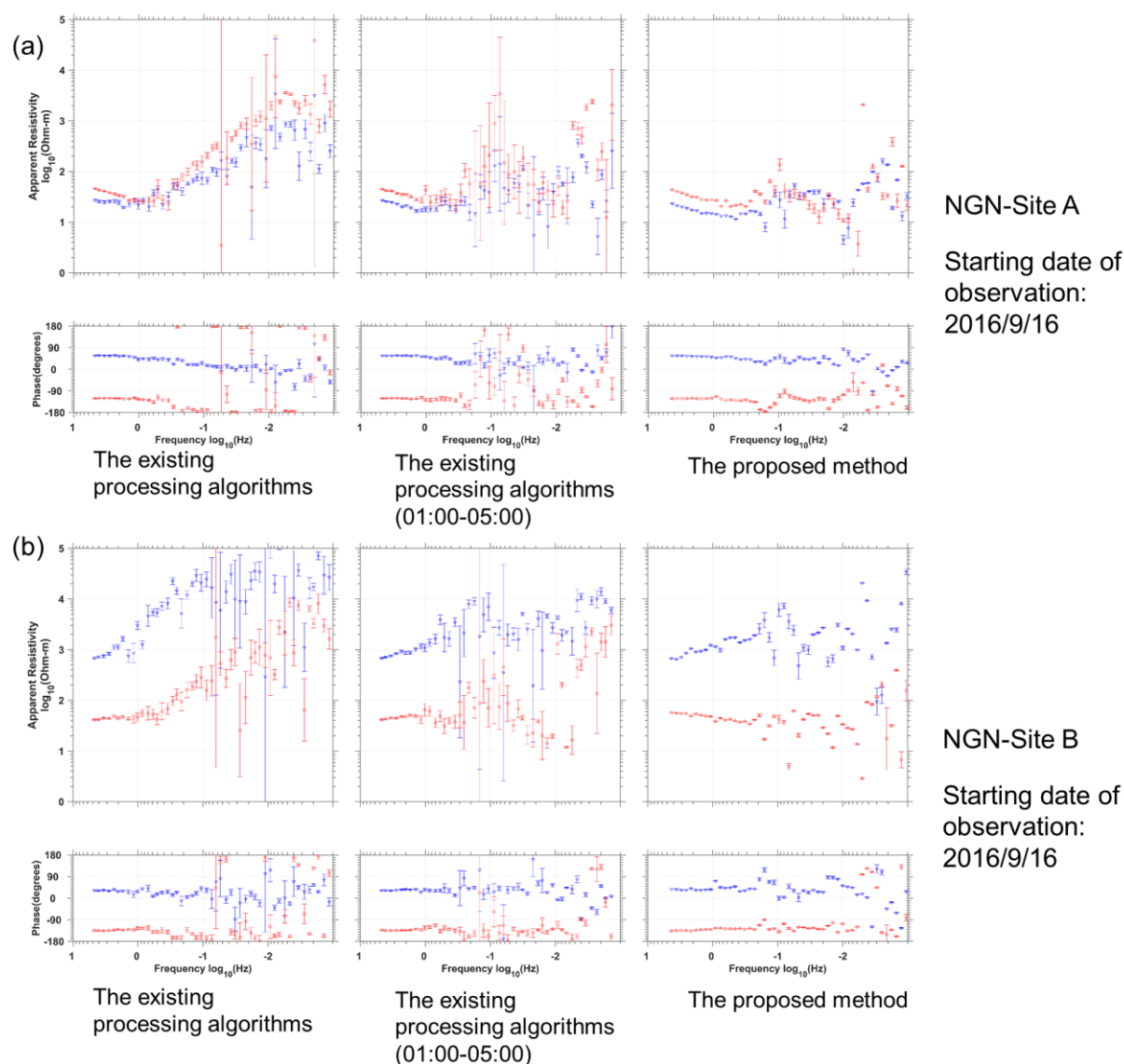


Fig. 5.18 Comparison of MT responses at (a) NGN-Site A and (b) NGN-Site B obtained with the proposed method and the existing algorithms of the software “SSMT2000” and “MTEditor” made by Phoenix Geophysics Ltd. (Ogawa et al., 2023). The existing algorithms include the remote reference processing and the denoising function “Auto Edit” available in “MTEditor”. As for the existing algorithms, the results derived from the MT data in the limited observation time from 01:00 to 05:00 are also shown. Blue inverted triangles represent the spectral data of the XY mode, whereas red circles represent those of the YX mode.

以上のことから、直流電化鉄道から発するコヒーレントノイズの影響が強い観測地域においても、開発手法は特に約 0.005 Hz 以上の帯域で良好なノイズ低減性能を示すことを確認できた。他方、約 0.005 Hz 以下の帯域で探索曲線のバラつきが多くなるが、これはデータ長の減少 (<500 サンプル) に伴う FDICA の信号分離性能の低下に起因していると考えられる。低い周波数に対しては、スペクトル変換における時間窓幅が大きくなることから、全観測時間における時間フレーム数が減少する。今後は、FDICA の後処理となる何らかの信号処理や多変量解析を付加することで、低周波数帯域において自然信号と判定された分離信号成分 (Y_{Sx} , Y_{Sy}) に混入するノイズを取り除く方法について検討することが望まれる。

5.5 第 5 章のまとめ

本研究で開発した FDICA に基づく MT 法観測データ処理手法は、以下のような独自の技術的特徴を有する：

- (1) 観測電磁場の分解により得られる分離信号の成分間の相互情報量の最小化に基づいて自然勾配 (Natural gradient) 法の更新則を実行するアルゴリズム (NGICA) に代わって、分離信号の各成分の非ガウス性の最大化に基づいて不動点法の更新則を実行するアルゴリズム (FastICA) を使用する。それにより、学習係数や他のパラメータを要せずに独立成分 (分離信号成分) の数値解を高速な反復計算により求めることができる。また、FastICA を使用することで、人工ノイズに相当する分離信号成分を非ガウス性の高い成分として高精度に抽出可能となる。
- (2) 自然信号及びノイズに相当する成分を、観測点のノイズの影響を受けない参照点における磁場を用いて弁別する。分離信号における各成分の参照磁場との相互パワースペクトルと自己パワースペクトルの比を利用することで、各分離信号成分に含まれるノイズの卓越度を定量的に評価する。
- (3) 観測電磁場を分離信号から復元する際、ノイズの数や影響度が周波数によって変化しうることや信号分離精度の不確実性を考慮して、分離信号からのノイズの最適な減算方法を周波数ごとに決定し実行する。MT 応答関数は水平電場と磁場の比によって表現されるが、「比較的小さい時間スケールではほぼ一定値をとること」(時間領域における定常性) 及び「周波数方向において滑らかに変動すること」(周波数領域における平滑性) という 2 つの MT 応答関数の性質に関する評価指標を導入することで、分離信号のどの値を減算するかを決定した上で、観測電磁場を復元する。

開発手法の妥当性の検証のために、数値実験を通じて、FDICA に基づく既存手法との比較を行った。第 4 章でも用いた比較的 S/N 比が高い鹿児島県内の観測点の実データに、コヒーレントノイズを模したノイズ波形を加算して作成した時系列を使用した。その結果、開発手法に導入した FastICA

は、既存手法で用いられる NGICA の半分未満の時間で ICA の高速な収束を達成できた。また、開発手法を適用して得られた探査曲線は、大部分の周波数でエラーバーが小さく、擬似ノイズ加算前の元の MT 応答を最も良く復元できた。このような既存手法に対する開発手法のノイズ低減性能の優位性は、擬似コヒーレントノイズを矩形波と三角波の 2 種類とした場合でも認められた。したがって、2 種類の形状が異なるコヒーレントノイズに対しての、開発手法の頑健性が示唆された。さらに、長野県内の市街地近傍で取得された S/N 比が低い実データにも、開発手法を適用した。その結果、直流電化鉄道のノイズの影響として典型的な見掛比抵抗の単調増加や位相の 0 度への漸近がほとんど認められず、かつ 0.001 - 0.005 Hz の帯域を除いては概ねエラーバーが小さく滑らかな探査曲線を得ることができた。一般的に市販されるノート PC 程度の計算機資源があれば、観測時系列の読み込みから探査曲線の算出までの工程を数分~10 分程度で実行可能なため、開発手法による観測データ処理は MT 法探査の実務においても導入しやすいものと考えられる。

第6章 結言と提言

地下深部へ浸透する微弱な自然電磁場を観測対象とする地磁気地電流 (Magnetotelluric: MT) 法探査において、「可能な限り誤差が小さく、信頼性の高い自然電磁場の応答の安定的な取得」は、長年にわたり切実な課題とされてきた。本論文では、信号対雑音 (Signal-to-noise: S/N) 比改善性能及び実用性に優れた独自の MT 法観測データ処理手法を開発した。対象とする周波数帯域は、地磁気脈動を発生源とし地下深部まで浸透する ULF (Ultra low frequency) 帯と雷の放電に起因する ELF (Extremely low frequency) 帯に相当する、概ね 0.001 Hz～数 Hz の範囲とした。開発手法は、ウェーブレット変換に基づく高精度なスペクトル変換と、独立成分分析に基づく人工ノイズ低減を両輪とした。

まず、探査深度に直結する周波数帯域の MT 応答を精度良く得るために、電磁場の時系列を周波数スペクトルに変換する際の数値誤差に着目した。スペクトル変換の際、観測時系列と畳み込み積分を行う関数の形状は、スペクトルの時間・周波数分解能を決定し見掛比抵抗・位相曲線に無視できない影響を及ぼす。そのため、数値誤差を効果的に抑制する方法として連続ウェーブレット変換 (Continuous wavelet transform: CWT) に基づく方法の検討を行った。連続性が高く地下の情報を良く反映する見掛比抵抗・位相曲線を与えうる、ウェーブレットの基底関数とパラメータの範囲を提案した。さらに、異なる種類の実データを用いた場合でも、提案する計算設定による CWT を適用することで自然電磁場の真値を良く反映した見掛比抵抗・位相曲線が得られやすいことが確認された。特に観測データの S/N 比が低い場合にその優位性が示唆されるため、提案するスペクトル変換方法は日本国内のような人工ノイズが強い環境下でも有効に活用できると考えられる。

次に、コヒーレントノイズに代表される人工的かつ強大な電磁ノイズが観測電磁場に与える影響を低減するために、MT 法観測データからのノイズ低減手法を独自に考案した。観測電磁場に周波数領域独立成分分析 (Frequency domain independent component analysis: FDICA) を適用する際、経験的なパラメータ設定を要さずかつ高速に、信号分解を実現可能なアルゴリズムを採用した。FDICA から得られる分離信号において、自然信号及びノイズに相当する成分を、観測点のノイズの影響を受けない参照点における磁場を用いて定量的に判定した。また、分離信号から観測電磁場を復元する際、電磁場応答関数の時間及び周波数の両領域における連続性に関する評価指標を導入することで、分離信号のどの値を減算するかを決定した。

以上のように考案した工程を含むデータ処理手法の妥当性を検証するために、S/N 比の高い MT 法時系列に元の電磁場の振幅の中央値の 1～10 倍の範囲の振幅を持つコヒーレントノイズを模した電磁場波形を加算したデータによる数値実験と、直流電化鉄道地域における実データへの適用を行った。開発手法は、一部の周波数帯域では S/N 比の改善が十分ではないものの、いずれの検証に

においても既存手法に比べて優れたノイズ低減性能を示すことが確認できた。数値実験においては、データ処理手法適用後に得た電磁場応答とノイズ加算前の元の応答との乖離度の評価により、開発手法がノイズの影響を既存手法の 1/5 以下に低減可能なことを確認した。さらに、地磁気活動度を表す K 指数の最大値が 1 で静穏であった時間帯に直流電化鉄道地域で取得された実データに対する、開発手法によるノイズ低減の有効性も認められた。計算には動作周波数が 2.6 GHz、メモリが 16 GB のノート PC を使用しており、15 時間分の観測データ 1 セットについて約 223 s で処理を完了可能であることを確認した。なお、約 0.005 Hz 以下の帯域に関してはデータ長の減少により信号分離性能が特に低下することが懸念されたため、FDICA で得た分離信号に対する後処理の高度化が、今後の課題となる。

本論文において提案したウェーブレット変換に基づく高精度なスペクトル変換を用いることで、ULF 帯の自然電磁場応答についての各時間及び各周波数の情報を精度良く推定できると考えられる。同じく本論文で開発した独立成分分析に基づくノイズ低減手法は、観測電磁場の高速な分解、自然信号とノイズの堅牢な識別及びノイズの減算の最適化を実現するものである。以上の 2 点を組み合わせて自然電磁場の応答を推定する手法は、従来報告されてきた同目的の他手法に比べて、人工ノイズへの耐性が強いことが認められる。さらに、自然電磁場への影響度が特に大きいとされてきた直流電化鉄道の周辺の地域で取得されたデータに対しても明瞭な品質改善効果が認められることと、比較的小さい計算機資源で高速な処理が可能であることから、開発手法は電磁場観測の実務に有用であるものと考えられる。これらの成果は、資源及び防災分野で需要が高まる地下深部構造調査への MT 法探査の適用可能性の拡大に資することが期待できる。

なお本論文では、「ウェーブレット変換による高精度なスペクトル変換」と「独立成分分析による電磁ノイズの低減」のいずれの技術開発についても、「既存手法との性能の比較」及び「数値実験と実データへの適用の両方からの妥当性の評価」に主眼を置いた。今後、実際の MT 法の調査地域で取得される観測データ一式に本論文での開発手法を適用し、それらを入力とした逆解析を行うことで、比抵抗モデルの信頼性の改善効果について評価することが課題となる。加えて、開発手法の実データへの適用事例を拡充することは、実際の調査地域における観測条件によるデータの品質改善レベルの差異を評価し開発手法の更なる高性能化を図る上で、必須である。

参考文献

- Ádám, A., Szarka, L., Verö, J., Wallner, Á. and Gutdeutsch, R. (1986): Magnetotellurics (MT) in mountains—noise, topographic and crustal inhomogeneity effects, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, **42**, 165-177. [https://doi.org/10.1016/0031-9201\(86\)90089-0](https://doi.org/10.1016/0031-9201(86)90089-0)
- Aizawa, K., Kanda, W., Ogawa, Y., Iguchi, M., Yokoo, A., Yakiwara, H. and Sugano, T. (2011): Temporal changes in electrical resistivity at Sakurajima volcano from continuous magnetotelluric observations, *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, **199**, 165-175. <https://doi.org/10.1016/j.jvolgeores.2010.11.003>
- Aizawa, K., Koyama, T., Hase, H., Uyeshima, M., Kanda, W., Utsugi, M., Yoshimura, R., Yamaya, Y., Hashimoto, T., Yamazaki, K., Komatsu, S., Watanabe, A., Miyakawa, K. and Ogawa, Y. (2014): Three-dimensional resistivity structure and magma plumbing system of the Kirishima Volcanoes as inferred from broadband magnetotelluric data, *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, **119**, 198–215. <https://doi.org/10.1002/2013JB010682>
- Aizawa, K., Utsugi, M., Kitamura, K., Koyama, T., Uyeshima, M., Matsushima, N., Takakura, S., Inagaki, H., Saito, H. and Fujimitsu, Y. (2022): Magmatic fluid pathways in the upper crust: insights from dense magnetotelluric observations around the Kuju Volcanoes, Japan, *Geophysical Journal International*, **228**, 755-772. <https://doi.org/10.1093/gji/ggab368>
- Amari, S. (1998): Natural gradient works efficiently in learning, *Neural Computation*, **10**, 251-276. <https://doi.org/10.1162/089976698300017746>
- Amari, S., Cichocki, A. and Yang, H. H. (1996): A new learning algorithm for blind signal separation, *in* Touretzky, D., Mozer, M. and Hasselmo, M. eds., *Advances in Neural Information Processing Systems 8*, MIT Press, Cambridge MA, 757-763.
- Amari, S., Chen, T. and Cichocki, A. (1997): Stability analysis of learning algorithms for blind source separation, *Neural Networks*, **10**, 1345-1351. [https://doi.org/10.1016/S0893-6080\(97\)00039-7](https://doi.org/10.1016/S0893-6080(97)00039-7)
- Andrieux, P. and Wightman, W. E. (1984): The so-called static corrections in magnetotelluric measurements, *SEG Technical Program Expanded Abstracts 1984*, 43-44. <https://doi.org/10.1190/1.1893968>
- Araki, S., Makino, S., Nishikawa, T. and Saruwatari, H. (2001): Fundamental limitation of frequency domain blind source separation for convolutive mixture of speech, 2001 IEEE International Conference on Acoustics, Speech, and Signal Processing. Proceedings (Cat. No.01CH37221), 2737-2740. <https://doi.org/10.1109/ICASSP.2001.940212>.
- 浅森浩一・梅田浩司 (2005) : 地下深部のマグマ・高温流体等の地球物理学的調査技術—鬼首・鳴

子火山地域および紀伊半島南部地域への適用一, 原子力バックエンド研究, **11**, 147-156.
<https://doi.org/10.3327/jnuce.11.147>

- Avdeev, D. B. (2005): Three-dimensional electromagnetic modelling and inversion from theory to application, *Surveys in Geophysics*, **26**, 767–799. <https://doi.org/10.1007/s10712-005-1836-x>
- Back, A. D. and Weigend, A. S. (1997): A first application of independent component analysis to extracting structure from stock returns, *International Journal of Neural Systems*, **8**, 473-484. <https://doi.org/10.1142/S0129065797000458>
- Beaudoin, N. and Beauchemin, S. S. (2003): A new numerical Fourier transform in d-dimensions, *IEEE Transactions on Signal Processing*, **51**, 1422-1430. <https://doi.org/10.1109/TSP.2003.810285>
- Bedrosian, P. A., Peacock, J. R., Bowles-Martinez, E., Schultz, A. and Hill, G. J. (2018): Crustal inheritance and a top-down control on arc magmatism at Mount St Helens, *Nature Geoscience*, **11**, 865-870. <https://doi.org/10.1038/s41561-018-0217-2>
- Bell, A. J. and Sejnowski, T. J. (1995): An information-maximization approach to blind separation and blind deconvolution, *Neural Computation*, **7**, 1129–1159. <https://doi.org/10.1162/neco.1995.7.6.1129>
- Bingham, E. and Hyvärinen, A. (2000): A fast fixed-point algorithm for independent component analysis of complex valued signals, *International Journal of Neural Systems*, **10**, 1-8. <https://doi.org/10.1142/S0129065700000028>
- Borah, U. K., Patro, P. K. and Suresh, V. (2015): Processing of noisy magnetotelluric time series from Koyna-Warna seismic region, India: a systematic approach. *Annals of Geophysics*, **58**, 2. <https://doi.org/10.4401/ag-6690>
- Brown, C. (2016): Magnetotelluric tensors, electromagnetic field scattering and distortion in three-dimensional environments, *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, **121**, 7040-7053. <https://doi.org/10.1002/2016JB013035>
- Cagniard, L. (1953): Basic theory of the magneto-telluric method of geophysical prospecting, *Geophysics*, **18**, 605-635. <https://doi.org/10.1190/1.1437915>
- Cantwell, T. (1960): Detection and analysis of low frequency magnetotelluric signals, PhD thesis, Massachusetts Institute of Technology.
- Cao, X. and Yan, L. (2018): Power line interference noise elimination method based on independent component analysis in wavelet domain for magnetotelluric signal, *Geosystem Engineering*, **21**, 251-261. <https://doi.org/10.1080/12269328.2017.1394225>
- Chant, I. J. and Hastie, L. M. (1992): Time-frequency analysis of magnetotelluric data, *Geophysical Journal International*, **111**, 399-413. <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.1992.tb00586.x>
- Chave, A. D. and Jones, A. G. (2012): Introduction to the magnetotelluric method, *in* Chave, A. D. and Jones, A. G. eds., *The Magnetotelluric Method: Theory and Practice*, Cambridge University Press,

Cambridge, 1-18. <https://doi.org/10.1017/CBO9781139020138>

- Chave, A. D. and Thomson, D. J. (1989): Some comments on magnetotelluric response function estimation, *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, **94**, 14,215-14,225. <https://doi.org/10.1029/JB094iB10p14215>
- Chave, A. D. and Thomson, D. J. (2004): Bounded influence magnetotelluric response function estimation, *Geophysical Journal International*, **157**, 988-1006. <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2004.02203.x>
- Chave, A. D., Thomson, D. J. and Ander, M. E. (1987): On the robust estimation of power spectra, coherencies, and transfer functions, *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, **92**, 633-648. <https://doi.org/10.1029/JB092iB01p00633>
- Cohen, L. (1995): *Time-Frequency Analysis*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, New Jersey.
- Comeau, M. J., Unsworth, M. J. and Cordell, D. (2016): New constraints on the magma distribution and composition beneath Volcán Uturuncu and the southern Bolivian Altiplano from magnetotelluric data, *Geosphere*, **12**, 1391-1421. <https://doi.org/10.1130/GES01277.1>
- Comon, P. (1994): Independent component analysis, A new concept?, *Signal Processing*, **36**, 287-314. [https://doi.org/10.1016/0165-1684\(94\)90029-9](https://doi.org/10.1016/0165-1684(94)90029-9)
- Cui, J. L., Deng, M., Jing, J. E. and Wang, E. C. (2013): Using independent component analysis to process magnetotelluric data, *Applied Mechanics and Materials*, **295-298**, 2795-2798. <https://doi.org/10.4028/www.scientific.net/amm.295-298.2795>
- De Moortel, I., Munday S. A. and Hood, A. W. (2004): Wavelet analysis: the effect of varying basic wavelet parameters, *Solar Physics*, **222**, 203-228. <https://doi.org/10.1023/B:SOLA.0000043578.01201.2d>
- Diallo, M. S., Kulesh, M., Holschneider, M., Scherbaum, F. and Adler, F. (2006): Characterization of polarization attributes of seismic waves using continuous wavelet transforms, *Geophysics*, **71**, V67-V77. <https://doi.org/10.1190/1.2194511>
- Egbert, G. D. (1997): Robust multiple-station magnetotelluric data processing, *Geophysical Journal International*, **130**, 475-496. <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.1997.tb05663.x>
- Egbert, G. D. (2002): Processing and interpretation of electromagnetic induction array data, *Surveys in Geophysics*, **23**, 207-249. <https://doi.org/10.1023/A:1015012821040>
- Egbert, G. D. and Booker, J. R. (1986): Robust estimation of geomagnetic transfer functions, *Geophysical Journal International*, **87**, 173-194. <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.1986.tb04552.x>
- Escalas, M., Queralt, P., Ledo, J. and Marcuello, A. (2013): Polarisation analysis of magnetotelluric time series using a wavelet-based scheme: A method for detection and characterization of cultural noise sources, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, **218**, 31-50. <https://doi.org/10.1016/j.pepi.2013.02.006>
- Farge, M. (1992): Wavelet transforms and their applications to turbulence, *Annual Review of Fluid*

- Mechanics, **24**, 395-458. <https://doi.org/10.1146/annurev.fl.24.010192.002143>
- Fee, D., Izbekov, P., Kim, K., Yokoo, A., Lopez, T., Prata, F., Kazahaya, R., Nakamichi, H. and Iguchi, M. (2017): Eruption mass estimation using infrasound waveform inversion and ash and gas measurements: Evaluation at Sakurajima Volcano, Japan, *Earth and Planetary Science Letters*, **480**, 42-52. <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2017.09.043>
- Ferguson, I. J. (2012): Instrumentation and field procedures, *in* Chave, A. D. and Jones, A. G. eds., *The Magnetotelluric Method: Theory and Practice*, Cambridge University Press, Cambridge, 421-479. <https://doi.org/10.1017/CBO9781139020138>
- Ferguson, I. J., Jones, A. G., Sheng, Y., Wu, X. and Shiozaki, I. (1999): Geoelectric response and crustal electrical-conductivity structure of the Flin Flon Belt, Trans-Hudson Orogen, Canada, *Canadian Journal of Earth Sciences*, **36**, 1917-1938. <https://doi.org/10.1139/e99-119>
- Fomenko, E. Y. and Mogi, T. (2002): A new computation method for a staggered grid of 3D EM field conservative modeling, *Earth Planets and Space*, **54**, 499-509. <https://doi.org/10.1186/BF03353041>
- Fowler, R. A., Kotick, B. J. and Elliott, R. D. (1967): Polarization analysis of natural and artificially induced geomagnetic micropulsations, *Journal of Geophysical Research*, **72**, 2871-2883. <https://doi.org/10.1029/JZ072i011p02871>
- Gamble, T. D., Goubau, W. M. and Clarke, J. (1979a): Magnetotellurics with a remote magnetic reference, *Geophysics*, **44**, 53-68. <https://doi.org/10.1190/1.1440923>
- Gamble, T. D., Goubau, W. M. and Clarke, J. (1979b): Error analysis for remote reference magnetotellurics, *Geophysics*, **44**, 959-968. <https://doi.org/10.1190/1.1440988>
- Garcia, D., "Quick & easy smoothing", MATLAB File Exchange. <https://jp.mathworks.com/matlabcentral/fileexchange/37878-quick-easy-smoothing> (accessed May 31, 2023)
- Garcia, X. and Jones, A. G. (2002): Atmospheric sources for audio-magnetotelluric (AMT) sounding, *Geophysics*, **67**, 448-458. <https://doi.org/10.1190/1.1468604>
- Garcia, X. and Jones, A. G. (2008): Robust processing of magnetotelluric data in the AMT dead band using the continuous wavelet transform, *Geophysics*, **73**, F223-F234. <https://doi.org/10.1190/1.2987375>
- 後藤忠徳・三ヶ田均 (2008) : 電磁気法探査 (EM 法探査) 技術の現状と展望—地震探査との統合型解析に向けて—, *地学雑誌*, **117**, 997-1010. <https://doi.org/10.5026/jgeography.117.997>
- Grayver, A.V., Streich, R. and Ritter, O. (2013): Three-dimensional parallel distributed inversion of CSEM data using a direct forward solver, *Geophysical Journal International*, **193**, 1432-1446. <https://doi.org/10.1093/gji/ggt055>
- Groom, R. W. and Bailey, R. C. (1989): Decomposition of magnetotelluric impedance tensors in the presence of local three-dimensional galvanic distortion, *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, **94**, 1961-1972. <https://doi.org/10.1029/J094i009p1961>

Earth, **94**, 1913-1925. <https://doi.org/10.1029/JB094iB02p01913>

- 半田昌寛・Persia, L. D.・太田健紘・柳田益造 (2006) : 周波数領域 ICA の後処理として Wiener フィルタを用いた短時間混合音声の分離, 情報処理学会研究報告, **2006**, 1-6.
- Handa, S. and Sumitomo, N. (1985): The geoelectric structure of the Yamasaki and the Hanaori faults, southwest Japan, Journal of geomagnetism and geoelectricity, **37**, 93-106. <https://doi.org/10.5636/jgg.37.93>
- Hanekop, O. and Simpson, F. (2006): Error propagation in electromagnetic transfer functions: what role for the magnetotelluric method in detecting earthquake precursors?, Geophysical Journal International, **165**, 763-774. <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2006.02948.x>
- 羽野光夫 (1994) : 第 7 章 辺要素有限要素法, 坪井 始・内藤 督編, 数値電磁界解析法の基礎, 養賢堂, 東京.
- 長谷川健・山田信人・小出 馨 (2014) : 電磁法による地上物理探査 総括報告書, JAEA-Research 2014-004. <https://doi.org/10.11484/jaea-research-2014-004>
- Heinson, G. S., Direen, N. G., and Gill, R. M. (2006): Magnetotelluric evidence for a deep-crustal mineralizing system beneath the Olympic Dam iron oxide copper-gold deposit, southern Australia, Geology, **34**, 573-576. <https://doi.org/10.1130/G22222.1>
- Heise, W., Caldwell, T. G., Bibby, H. M. and Bannister, S. C. (2008): Three-dimensional modelling of magnetotelluric data from the Rotokawa geothermal field, Taupo Volcanic Zone, New Zealand, Geophysical Journal International, **173**, 740-750. <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2008.03737.x>
- Heise, W., Caldwell, T. G., Bannister, S., Bertrand, E. A., Ogawa, Y., Bennie, S. L. and Ichihara, H. (2017): Mapping subduction interface coupling using magnetotellurics: Hikurangi margin, New Zealand, Geophysical Research Letters, **44**, 9261-9266. <https://doi.org/10.1002/2017GL074641>
- Hill, G. J., Wannamaker, P. E., Maris, V., Stodt, J. A., Kordy, M., Unsworth, M. J., Bedrosian, P. A., Wallin, E. L., Uhlmann, F., Ogawa, Y. and Kyle, P. (2022): Trans-crustal structural control of CO₂-rich extensional magmatic systems revealed at Mount Erebus Antarctica, Nature Geoscience, **13**, 2989. <https://doi.org/10.1038/s41467-022-30627-7>
- Hyvärinen, A. (1999): Fast and robust fixed-point algorithms for independent component analysis, IEEE Transactions on Neural Networks, **10**, 626-634. <https://doi.org/10.1109/72.761722>
- Hyvärinen, A., Karhunen, J. and Oja, E. (2005): 詳解 独立成分分析—信号解析の新しい世界, 東京電機大学出版局, 東京.
- 平山 操 (1934) : 地電流及び地磁気変化の間の關係に就いて, 気象集誌 第 2 輯, **12**, 16-22. https://doi.org/10.2151/jmsj1923.12.1_16
- 堀内茂木・上村 彩・中村洋光・山本俊六・呉 長江 (2007) : 緊急地震速報のための即時震源決

- 定手法の開発と今後の課題, 物理探査, **60**, 399-406. <https://doi.org/10.3124/segj.60.399>
- 兵庫県立大学・海洋研究開発機構・金沢大学・京都大学 (2022) : 地震発生と地殻深部の流体の関係を解き明かすために, 能登半島沖で海底観測を開始. https://www.sci.u-hyogo.ac.jp/news/puresuririsu_gotoR040913.pdf?theme=10 (accessed May 27, 2023)
- Ichihara, H., Kanehiro, J., Mogi, T., Yamaoka, K., Tada, N., Bertrand, E. A. and Adachi, M. (2018): A 3D electrical resistivity model around the focal zone of the 2017 southern Nagano Prefecture earthquake (M_{JMA} 5.6): implications for relationship between seismicity and crustal heterogeneity, *Earth, Planets and Space*, **70**, 182. <https://doi.org/10.1186/s40623-018-0950-1>
- Iidaka, T., Kurashimo, E., Iwasaki, T., Arai, R., Kato, A., Katao, H. and Yamazaki, F. (2015): Large heterogeneous structure beneath the Atotsugawa Fault, central Japan, revealed by seismic refraction and reflection experiments, *Tectonophysics*, **657**, 144-154. <https://doi.org/10.1016/j.tecto.2015.06.031>
- 飯尾能久・池田隆司・小村健太郎・松田陽一・汐川雄一・武田祐啓・上原大二郎 (2000) : 長野県西部地域における地震発生域の電気伝導度構造, 物理探査, **53**, 56-66.
- 石橋孝昭・井上勝裕・五反田博・熊丸耕介 (2006) : 実環境下での伝達特性を利用した周波数領域 ICA の成分置換問題の解決, システム制御情報学会論文誌, **19**, 469-476. <https://doi.org/10.5687/iscie.19.469>
- 石橋利久・羽藤正実・山口和雄 (1989) : 秋田県仁賀保地区における MT 法実験調査, 物理探査学会第 81 回 (平成元年度秋季) 学術講演会講演論文集, 325-330.
- Ishizu, K., Ogawa, Y., Nunohara, K., Tsuchiya, N., Ichiki, M., Hase, H., Kanda, W., Sakanaka, S., Honkura, Y., Hino, Y., Seki, K., Tseng, K. H., Yamaya, Y. and Mogi, T. (2022): Estimation of spatial distribution and fluid fraction of a potential supercritical geothermal reservoir by magnetotelluric data: A case study from Yuzawa geothermal field, NE Japan. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, **127**, e2021JB022911. <https://doi.org/10.1029/2021JB022911>
- Jacobs, J. A., Kato, Y., Matsushita, S. and Troitskaya, V. A. (1964): Classification of geomagnetic micropulsations, *Journal of Geophysical Research*, **69**, 180-181. <https://doi.org/10.1029/JZ069i001p00180>
- 地震調査研究推進本部 (2018) : 地震本部ニュース 平成 29 年 (2017 年) 冬号.
- 城森 明・鈴木浩一・山口 寛・城森信豪・近藤隆資 (2013) : 3次元探査のための高速測定可能な可搬式時間領域電磁探査 (PTDView) 装置の開発と検証実験, 応用地質, **54**, 154-167. <https://doi.org/10.5110/jjseg.54.154>
- Johnson, S. P., Thorne, A. M., Tyler, I. M., Korsch, R. J., Kennett, B. L. N., Cutten, H. N., Goodwin, J., Blay, O., Blewett, R. S., Joly, A., Dentith, M. C., Aitken, A. R. A., Holzschuh, J., Salmon, M., Reading, A., Heinson, G., Boren, G., Ross, J., Costelloe, R. D. and Fomin, T. (2013): Crustal architecture of the Capricorn Orogen, Western Australia and associated metallogeny, *Australian Journal of Earth Sciences*, **60**,

681-705, <https://doi.org/10.1080/08120099.2013.826735>

Jones, A. G. and Dumas, I. (1993): Electromagnetic images of a volcanic zone, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, **81**, 289-314. [https://doi.org/10.1016/0031-9201\(93\)90137-X](https://doi.org/10.1016/0031-9201(93)90137-X)

Jones, A. G., Lezaeta, P., Ferguson, I. J., Chave, A. D., Evans, R. L., Garcia, X. and Spratt, J. (2003): The electrical structure of the Slave craton, *Lithos*, **71**, 505-527. <https://doi.org/10.1016/j.lithos.2003.08.001>

Junge, A. (1996): Characterization of and correction for cultural noise, *Surveys in Geophysics*, **17**, 361-391. <https://doi.org/10.1007/BF01901639>

門倉真二 (1989) : 地磁気の静穏日変化と擾乱の自己/相互相関, *通信総合研究所季報*, **35**, 特集 7, 133-136.

鎌谷紀子・勝間田明男 (2004) : 火山から離れた地域で発生している深部低周波微動・地震—その分布と発生原因—, *地震 第2輯*, **57**, 11-28. https://doi.org/10.4294/zisin1948.57.1_11

Kanda, W., Tanaka, Y., Utsugi, M., Takakura, S., Hashimoto, T. and Inoue, H. (2008): A preparation zone for volcanic explosions beneath Naka-dake crater, Aso volcano, as inferred from magnetotelluric surveys, *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, **178**, 32-45. <https://doi.org/10.1016/j.jvolgeores.2008.01.022>

Kappler, K. N. (2012): A data variance technique for automated despiking of magnetotelluric data with a remote reference, *Geophysical Prospecting*, **60**, 179-191. <https://doi.org/10.1111/j.1365-2478.2011.00965.x>

片山郁夫 (2016) : 沈み込み帯での水の循環様式, *火山*, **61**, 69-77. https://doi.org/10.18940/kazan.61.1_69

河原英紀 (2017) : デジタル信号処理の落とし穴, *日本音響学会誌*, **73**, 592-599. https://doi.org/10.20697/jasj.73.9_592

Kobayashi, T., Ohminato, T., Ida, Y. and Fujita, E. (2012): Intermittent inflations recorded by broadband seismometers prior to caldera formation at Miyake-jima volcano in 2000, *Earth and Planetary Science Letters*, **357-358**, 145-151. <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2012.09.039>

Kordy, M., Wannamaker, P., Maris, V., Cherkaev, E. and Hill, G. (2016): 3-D magnetotelluric inversion including topography using deformed hexahedral edge finite elements and direct solvers parallelized on SMP computers – Part I: forward problem and parameter Jacobians, *Geophysical Journal International*, **204**, 74-93. <https://doi.org/10.1093/gji/ggv410>

Kulesh, M., Nosé, M., Holschneider, M. and Yumoto, K. (2007): Polarization analysis of a Pi2 pulsation using continuous wavelet transform, *Earth, Planets and Space*, **59**, 961-970. <https://doi.org/10.1186/BF03352035>

草野 翼・矢田部浩平・及川靖広 (2019) : 短時間 Fourier 変換の瞬時周波数推定における窓関数

の影響, 日本音響学会 2019 年秋季研究発表会講演論文集, 203-204.

- Larnier, H., Sailhac, P. and Chambodut, A. (2016): New application of wavelets in magnetotelluric data processing: reducing impedance bias, *Earth, Planets and Space*, **68**, 70. <https://doi.org/10.1186/s40623-016-0446-9>
- Larsen, J. C., Mackie, R. L., Manzella, A., Fiordelisi, A. and Rieven, S. (1996): Robust smooth magnetotelluric transfer functions, *Geophysical Journal International*, **124**, 801-819. <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.1996.tb05639.x>
- Lee, T.-W. (1998): Independent component analysis, *Independent Component Analysis*, Springer, Boston. https://doi.org/10.1007/978-1-4757-2851-4_2
- Li, J., Zhang, X. and Tang, J. (2020a): Noise suppression for magnetotelluric using variational mode decomposition and detrended fluctuation analysis, *Journal of Applied Geophysics*, **180**, 104127. <https://doi.org/10.1016/j.jappgeo.2020.104127>.
- Li, J., Liu, S., Peng, Y., Tang, J., Zhang, X. and Li, Y. (2022): A method for magnetotelluric data processing based on sparsity adaptive stage-wise orthogonal matching pursuit, *Journal of Applied Geophysics*, **198**, 104577. <https://doi.org/10.1016/j.jappgeo.2022.104577>
- Lin, C., Peng, M., Tan, H., Xu, Z., Li, Z.-H., Kong, W., Tong, T., Wang, M. and Zeng, W. (2017): Crustal structure beneath Namche Barwa, eastern Himalayan syntaxis: New insights from three-dimensional magnetotelluric imaging, *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, **122**, 5082-5100. <https://doi.org/10.1002/2016JB013825>
- Liu, C., Ren, Z., Tang, J. and Yan, Y. (2008): Three-dimensional magnetotellurics modeling using edgebased finite-element unstructured meshes, *Applied Geophysics*, **5**, 170-180. <https://doi.org/10.1007/s11770-008-0024-4>
- Livelybrooks, D. (1993): Program 3Dfeem: a multidimensional electromagnetic finite element model, *Geophysical Journal International*, **114**, 443-458. <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.1993.tb06978.x>
- Livelybrooks, D., Mareschal, M., Blais, E. and Smith, J. T. (1996): Magnetotelluric delineation of the Trillabelle massive sulfide body in Sudbury, Ontario, *Geophysics*, **61**, 971-986. <https://doi.org/10.1190/1.1444046>
- Loddo, M., Schiavone, D. and Siniscalchi, A. (2002): Generation of synthetic wide-band electromagnetic time series, *Annals of Geophysics*, **45**, 289-301. <https://doi.org/10.4401/ag-3506>
- Macnae, J. C., Lamontagne, Y. and West, G. F. (1984): Noise processing techniques for time-domain EM systems, *Geophysics*, **49**, 934-948. <https://doi.org/10.1190/1.1441739>
- Madden, T. M. and Mackie, R. L. (1989): Three-dimensional magnetotelluric modelling and inversion, *Proceedings of the IEEE*, **77**, 318-333. <https://doi.org/10.1109/5.18628>
- Madden, T. R. and Nelson, P. (1986): A defense of Cagniard's magnetotelluric method, *in* Vozoff, K. ed.,

Magnetotelluric methods. Geophysics Reprint Series No. 5, Society of Exploration Geophysics, Tulsa, 89-102.

- Matsushima, N., Utsugi, M., Takakura, S., Yamasaki, T., Hata, M., Hashimoto, T. and Uyeshima, M. (2020): Magmatic–hydrothermal system of Aso Volcano, Japan, inferred from electrical resistivity structures, *Earth, Planets and Space*, **72**, 57. <https://doi.org/10.1186/s40623-020-01180-8>
- Maryanto, S, Dewi, C. N., Syahra, V., Rachmansyah, A., Foster, J., Nadhir, A. and Santoso, D. R. (2017): Magnetotelluric-geochemistry investigations of Blawan geothermal field, east Java, Indonesia, *Geosciences*, **7**, 41. <https://doi.org/10.3390/geosciences7020041>
- Matsubara, M., Sato, H., Uehira, K., Mochizuki, M., Kanazawa, T., Takahashi, N., Suzuki, K. and Kamiya, S. (2019): Seismic velocity structure in and around the Japanese island arc derived from seismic tomography including NIED MOWLAS Hi-net and S-net Data, *in* Kanao, M. and Toyokuni, G. eds., *Seismic Waves – Probing Earth System*, IntechOpen, London. <https://doi.org/10.5772/intechopen.86936>
- Matsuo, K. and Negi, T. (1999): Oil exploration in the difficult Minami-Noshiro area Part 2: Magnetotelluric survey, *The Leading Edge*, **18**, 1411-1413. <https://doi.org/10.1190/1.1438236>
- Matsushima, N., Oshima, H., Ogawa, Y., Takakura, S., Satoh, H., Utsugi, M. and Nishida, Y. (2001): Magma prospecting in Usu volcano, Hokkaido, Japan, using magnetotelluric soundings, *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, **109**, 263-277. [https://doi.org/10.1016/S0377-0273\(00\)00320-6](https://doi.org/10.1016/S0377-0273(00)00320-6)
- Metronix Geophysics (2023): ADU-08e – 24/32-Bit Geophysical EM Measurement System. <https://www.metronix.de/metronixweb/en/geophysics/products/logger/adu-08e/> (accessed May 28, 2023)
- Meyers, S. D., Kelly, B. G. and O' Brien, J. J. (1993): An introduction to wavelet analysis in oceanography and meteorology: With application to the dispersion of Yanai waves, *Monthly Weather Review*, **121**, 2858-2866. [https://doi.org/10.1175/1520-0493\(1993\)121<2858:AITWAI>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0493(1993)121<2858:AITWAI>2.0.CO;2)
- Mitsuhata, Y., Matsuo, K. and Minegishi, M. (1999): Magnetotelluric survey for exploration of a volcanic-rock reservoir in the Yurihara oil and gas field, Japan, *Geophysical Prospecting*, **47**, 195-218. <https://doi.org/10.1046/j.1365-2478.1999.00127.x>
- Mitsuhata, Y. and Uchida, T. (2004): 3D magnetotelluric modeling using the T- Ω finite-element method, *Geophysics*, **69**, 108-119. <https://doi.org/10.1190/1.1649380>
- 三浦康夫・高杉真司 (1991) : MT 法データ処理方法である FFT 法とカスケードデシメーション法との比較について, *物理探査学会第 84 回 (平成三年度春季) 学術講演会講演論文集*, 201-206.
- 森 健彦・平林順一・野上健治・鬼澤真也 (2006) : 草津白根山における新たな地震観測システムの構築, *火山*, **51**, 41-47. https://doi.org/10.18940/kazan.51.1_41
- Mori, T. (1987): Variations in the geoelectric field with relation to crustal conditions of the earth,

Geophysical Magazine, **42**, 41-104.

守本 晃 (2009) : 時間周波数解析によるブラインド信号源分離, 京都大学数理解析研究所講究録, **1622**, 47-96.

Muñoz, G. (2014): Exploring for geothermal resources with electromagnetic methods, *Surveys in Geophysics*, **35**, 101-122. <https://doi.org/10.1007/s10712-013-9236-0>

鍋谷祐夫 (1980) : マグネトテルリク法—史的展望, 物理探鉱, **33**, 5, 21-25.

Naik, G. R. and Kumar, D. K. (2011): An overview of independent component analysis and its applications, *Informatica*, **35**, 63-81.

Nakajima, J. and Hasegawa, A. (2003): Tomographic imaging of seismic velocity structure in and around the Onikobe volcanic area, northeastern Japan: implications for fluid distribution, *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, **127**, 1-18. [https://doi.org/10.1016/S0377-0273\(03\)00155-0](https://doi.org/10.1016/S0377-0273(03)00155-0)

Nakajima, J., Kato, A., Iwasaki, T., Ohmi, S., Okada, T. and Takeda, T. (2010): Deep crustal structure around the Atotsugawa fault system, central Japan: A weak zone below the seismogenic zone and its role in earthquake generation, *Earth, Planets and Space*, **62**, 555-566. <https://doi.org/10.5047/eps.2010.06.007>

中村仁美・岩森 光 (2010) : スラブ起源流体と沈み込み帯でのマグマ生成, 地学雑誌, **119**, 1054-1062. <https://doi.org/10.5026/jgeography.119.1054>

中里裕臣・井上敬資・鈴木尚登・寺田 剛 (2014) : 時間領域電磁探査法による大規模地すべり地比抵抗調査, 農村工学研究所技報, **215**, 81-90.

根木健之・梅田浩司・松尾公一・浅森浩一・横井浩一・大原英史 (2010) : MT 法スペクトルデータの効率的且つ効果的な編集方法—コヒーレントノイズに対する有効性—, 物理探査, **63**, 395-408. <https://doi.org/10.3124/segi.63.395>

Neska, A. (2006): Remote reference versus signal-noise separation: A least-square based comparison between magnetotelluric processing techniques, PhD thesis, Institut für Geologische Wissenschaften, Freie Universität Berlin.

Neves, A. S. D. (1957): The generalized magneto-telluric method, PhD thesis, Massachusetts Institute of Technology.

Nishikawa, T., Saruwatari, H. and Shikano, K. (2003): Blind source separation of acoustic signals based on multistage ICA combining frequency-domain ICA and Time-Domain ICA, *IEICE Transactions on Fundamentals of Electronics, Communications and Computer Sciences*, **E86-A**, 846-858.

西 潔・石原和弘・加茂幸介・小野博尉・森 濟 (1995) : GPS 測量による雲仙火山のマグマ溜りの推定, 火山, **40**, 43-51. https://doi.org/10.18940/kazan.40.1_43

Nowożyński, K. (2004): Estimation of magnetotelluric transfer functions in the time domain over a wide frequency band, *Geophysical Journal International*, **158**, 32-41. <https://doi.org/10.1111/j.1365->

246X.2004.02288.x

- Nurhasan, Ogawa, Y., Ujihara, N., Tank, S. B., Honkura, Y., Onizawa, S., Mori, T. and Makino, M. (2006): Two electrical conductors beneath Kusatsu-Shirane volcano, Japan, imaged by audiomagnetotellurics, and their implications for the hydrothermal system, *Earth Planets and Space*, **58**, 1053-1059. <https://doi.org/10.1186/BF03352610>
- Odera, T. J. (1986): Solar wind controlled pulsations: A Review, *Reviews of Geophysics*, **24**, 55-74. <https://doi.org/10.1029/RG024i001p00055>
- Oettinger, G., Haak, V. and Larsen, J. C. (2001): Noise reduction in magnetotelluric time-series with a new signal-noise separation method and its application to a field experiment in the Saxonian Granulite Massif, *Geophysical Journal International*, **146**, 659-669. <https://doi.org/10.1046/j.1365-246X.2001.00473.x>
- Ogawa, H., Asamori, K., Negi, T. and Ueda, T. (2023): A novel method for processing noisy magnetotelluric data based on independence of signal sources and continuity of response functions, *Journal of Applied Geophysics*, **213**, 105012. <https://doi.org/10.1016/j.jappgeo.2023.105012>
- 小川大輝・濱友紀・浅森浩一・上田匠 (2022) : MT 法時系列データ処理における連続ウェーブレット変換の最適な計算設定の提案, *物理探査*, **75**, 38-55. <https://doi.org/10.3124/segj.75.38>
- 小河勉・田村慎・上嶋誠・山内泰・稲垣岳弘・加藤厚志 (2017b) : 阿南紀北直流幹線周辺における地球電磁気観測 (2) AC 電磁場とインピーダンス推定, 大志万直人編, *Conductivity Anomaly 研究会 2017 年論文集*, *Conductivity Anomaly 研究グループ*, 93-100.
- 小川康雄 (1990) : MT 法による地下構造探査, *地質ニュース*, 428, 48-54.
- Ogawa, Y., Ichiki, M., Kanda, W., Mishina, M. and Asamori, K. (2014): Three-dimensional magnetotelluric imaging of crustal fluids and seismicity around Naruko volcano, NE Japan, *Earth Planets and Space*, **66**, 158. <https://doi.org/10.1186/s40623-014-0158-y>
- Ogawa, Y. and Uchida, T. (1996): A two-dimensional magnetotelluric inversion assuming Gaussian static shift, *Geophysical Journal International*, **126**, 69-76. <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.1996.tb05267.x>
- 大竹政和 (1976) : 松代地震から 10 年, *科学*, **46**, 306-313.
- Okada, T., Matsuzawa, T., Nakajima, J., Uchida, N., Yamamoto, M., Hori, S., Kono, T., Nakayama, T., Hirahara, S. and Hasegawa, A. (2014): Seismic velocity structure in and around the Naruko volcano, NE Japan, and its implications for volcanic and seismic activities, *Earth Planets and Space*, **66**, 114. <https://doi.org/10.1186/1880-5981-66-114>
- Okamoto, K., Asanuma, H., Ishibashi, T., Yamaya, Y., Saishu, H., Yanagisawa, N., Mogi, T., Tsuchiya, N., Okamoto, A., Naganawa, S., Ogawa, Y., Ishitsuka, K., Fujimitsu, Y., Kitamura, K., Kajiwarra, T., Horimoto, S. and Shimada, K. (2019): Geological and engineering features of developing ultra-high-temperature geothermal systems in the world, *Geothermics*, **82**, 267-281.

<https://doi.org/10.1016/j.geothermics.2019.07.002>

奥田真央・茂木 透 (2017) : 独立成分分析による磁場水平成分のノイズ除去と房総半島における MT 探査への適用, 大志万直人編, Conductivity Anomaly 研究会 2017 年論文集, Conductivity Anomaly 研究グループ, 77-82.

奥澤 保・塚原弘昭 (2001) : 松代群発地震地域に湧出する深層地下水, 地震 第 2 輯, **53**, 241-253.
https://doi.org/10.4294/zisin1948.53.3_241

Özakin, M. B. and Aksoy, S. (2016): Application of magneto-quasi-static approximation in the finite difference time domain method, IEEE Transactions on Magnetics, **52**, 7209809. <https://doi.org/10.1109/TMAG.2016.2535415>

Pádua, M. B., Padilha, A. L. and Vitorello, Í. (2002): Disturbances on magnetotelluric data due to DC electrified railway: A case study from southeastern Brazil, Earth, Planets and Space, **54**, 591-596. <https://doi.org/10.1186/BF03353047>

Peacock, J. R., Thiel, S., Reid, P. and Heinson, G. (2012): Magnetotelluric monitoring of a fluid injection: Example from an enhanced geothermal system, Geophysical Research Letters, **39**, 18. <https://doi.org/10.1029/2012GL053080>

Perrier, F. E., Petiau, G., Clerc, G., Bogorodsky, V., Erkul, E., Jouniaux, L., Lesmes, D., Macnae, J., Meunier, J. M., Morgan, D., Nascimento, D., Oettinger, G., Schwarz, G., Toh, H., Valiant, M. J., Vozoff, K. and Yazici-Cakin, O. (1997): A one-year systematic study of electrodes for long period measurements of the electric field in geophysical environments, Journal of geomagnetism and geoelectricity, **49**, 1677-1696. <https://doi.org/10.5636/jgg.49.1677>

Reddy, I. K., Rankin, D. and Phillips, R. J. (1977): Three-dimensional modelling in magnetotelluric and magnetic variational sounding, Geophysical Journal International, **51**, 313-325. <https://doi.org/10.1093/gji/51.2.313>

Rhif, M., Abbes, A. B., Farah, I. R., Martinez, B. and Sang, Y. (2019): Wavelet transform application for/in non-stationary time-series analysis: A review, Applied Sciences, **9**, 1345. <https://doi.org/10.3390/app9071345>

Rikitake, T. (1948): Note on the electromagnetic induction within the earth, 東京大學地震研究所彙報, 東京大学地震研究所, **24**, 1-9.

Rikitake, T. (1950): Electromagnetic induction within the earth and its relation to the electrical state of the earth's interior. Part I(1), 東京大學地震研究所彙報, 東京大学地震研究所, **28**, 45-100.

力武常次 (1972) : 地球電磁気学, 岩波書店, 東京.

Rikitake, T. and Sasai, Y. (1969): The anomalous behaviour of geomagnetic variations of short period in Japan and its relation to the subterranean structure: The 12th report. Effect of the sea surrounding the Japan Islands and a possible model of subcrustal structure, 東京大學地震研究所彙報, 東京大

学地震研究所, **47**, 539-547.

Rippe, D., Unsworth, M. J., and Currie, C. A. (2013): Magnetotelluric constraints on the fluid content in the upper mantle beneath the southern Canadian Cordillera: Implications for rheology, *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, **118**, 5601-5624. <https://doi.org/10.1002/jgrb.50255>

斎藤 章 (2016) : 歴史, 第 8 章 電磁探査, 公益社団法人 物理探査学会, 物理探査ハンドブック 増補改訂版, 439-441.

Saito, S., Kaida, D., Hattori, K., Febriani, F. and Yoshino, C. (2011): Signal discrimination of ULF electromagnetic data with using singular spectrum analysis - an attempt to detect train noise, *Natural Hazards and Earth System Sciences*, **11**, 1863-1874. <https://doi.org/10.5194/nhess-11-1863-2011>

Sasai, Y. (1967): Spatial dependence of short-period geomagnetic fluctuations on Oshima island (1), 東京大学地震研究所彙報, 東京大学地震研究所, **45**, 137-157.

笹井洋一・上嶋 誠・歌田久司・鍵山恒臣・Zlotnicki, J.・橋本武志・高橋優志 (2001) : 地磁気・地電位差観測から推定される三宅島火山の 2000 年活動, 地学雑誌, **110**, 226-244. https://doi.org/10.5026/jgeography.110.2_226

佐々木裕 (1988) : 信号源を考慮した CSAMT 法データの解析, 物理探査, **41**, 27-34.

産業技術総合研究所深部地質環境研究センター (2007) : 概要調査の調査・評価項目に関する技術資料—長期変動と地質環境の科学的知見と調査の進め方—, 地質調査総合センター研究資料集, **459**.

佐藤比呂志・伊藤谷生・池田安隆・平田 直・今泉俊文・井川 猛 (2001) : 震源断層—活断層システムのイメージングの意義と現状, 地学雑誌, **110**, 838-848. https://doi.org/10.5026/jgeography.110.6_838

佐藤七郎 (1981) : 東北地方北部地域の地磁気・地電流からみた地下構造, 物理探査, **34**, 4, 56-68.

Sato, S., Goto, T., Kasaya, T. and Ichihara, H. (2021): Method for obtaining response functions from noisy magnetotelluric data using frequency-domain independent component analysis, *Geophysics*, **86**, E21-E35. <https://doi.org/10.1190/geo2018-0792.1>

佐藤秀幸・菅原安宏・門脇俊弘・川原敏雄・湯通堂亨・石原 操 (2004) : 新しい広帯域 MT 固定連続観測装置による地殻活動監視システムの改良, 北海道大学地球物理学研究報告, **67**, 11-23.

佐藤秀幸・湯通堂亨・門脇俊弘・石原 操・藤原 智 (2003) : 広帯域 MT 固定連続観測システムを用いた地殻比抵抗モニタリング, 国土地理院時報, **101**, 23-32.

Sawada, H., Araki, S., Mukai, R. and Makino, S. (2006): Blind extraction of dominant target sources using ICA and time-frequency masking, *IEEE Transactions on Audio, Speech, and Language Processing*, **14**, 2165-2173. <https://doi.org/10.1109/TASL.2006.872599>

Sawada, H., Mukai, R., Araki, S. and Makino, S. (2003): Polar coordinate based nonlinear function for frequency-domain blind source separation, *IEICE Transactions on Fundamentals of Electronics*,

Communications and Computer Sciences, **E86-A**, 590-596.

- Sawada, H., Mukai, R., Araki, S. and Makino, S. (2004): A robust and precise method for solving the permutation problem of frequency-domain blind source separation, *IEEE Transactions on Speech and Audio Processing*, **12**, 530-538. <https://doi.org/10.1109/TSA.2004.832994>
- Schutter, S. R. (2003): Hydrocarbon occurrence and exploration in and around igneous rocks, *in* Petford, N. and McCaffrey, K. J. W. eds., *Hydrocarbons in Crystalline Rocks*, Geological Society, London. <https://doi.org/10.1144/GSL.SP.2003.214.01.02>
- Seki, K., Kanda, W., Mannen, K., Takakura, S., Koyama, T., Noguchi, R., Yukutake, Y., Ishikawa, M., Fukai, M., Harada, M. and Abe, Y. (2021): Imaging the source region of the 2015 phreatic eruption at Owakudani, Hakone Volcano, Japan, using high-density audio-frequency magnetotellurics, *Geophysical Research Letters*, **48**, e2020GL091568. <https://doi.org/10.1029/2020GL091568>
- Sentman, D. D. (1987): Magnetic elliptical polarization of Schumann resonances, *Radio Science*, **22**, 595-606. <https://doi.org/10.1029/RS022i004p00595>
- Sims, W. E., Bostick, F. X. and Smith, H. W. (1971): The estimation of magnetotelluric impedance tensor elements from measured data, *Geophysics*, **36**, 938-942. <https://doi.org/10.1190/1.1440225>
- 総合科学技術・イノベーション会議 (2016) : エネルギー・環境イノベーション戦略 (NESTI 2050) .
- Spies, B. R. (1983): Recent developments in the use of surface electrical methods for oil and gas exploration in the Soviet Union, *Geophysics*, **48**, 1102-1112. <https://doi.org/10.1190/1.1441532>
- Stodt, J. A. (1983): Processing of conventional and remote reference magnetotelluric data, PhD thesis, University of Utah.
- Sturges, H. A. (1926): The choice of a class interval, *Journal of the American Statistical Association*, **21**, 65-66. <https://doi.org/10.1080/01621459.1926.10502161>
- Szarka, L. (1988): Geophysical aspects of man-made electromagnetic noise in the earth - A review, *Surveys in Geophysics*, **9**, 287-318. <https://doi.org/10.1007/BF01901627>
- 田原鉄也 (2000) : ウェーブレット解析と相関解析, 計測と制御, **39**, 683-688. <https://doi.org/10.11499/sicejl1962.39.683>
- 高倉伸一 (2014) : 地熱探査における AMT 法の有効性の検証—鹿児島県大霧地熱地域での実証実験を例にして—, *日本地熱学会誌*, **36**, 21-31. <https://doi.org/10.11367/grsj.36.21>
- 高倉伸一・松尾公一・岸本宗丸 (1995) : アレイ式 MT 法の国内石油探鉱への適用—新潟県上越地域における実験結果—, *物理探査*, **48**, 356-371.
- 高倉伸一・武田祐啓・松尾公一 (1994) : MT 法における広域ノイズの影響とファーリモートリファレンス法によるその除去, *物理探査*, **47**, 24-35.
- 高見雅三・土谷富士夫・山口 覚 (2015) : 季節凍土における電気探査(2)—比抵抗法二次元解析による比抵抗構造からの凍土挙動の推定—, *物理探査*, **68**, 289-303. <https://doi.org/10.3124/se.gj.68.289>

- Tikhonov, A. N. (1950): On determining electrical characteristics of the deep layers of the Earth's crust, *Doklady Akademii Nauk, SSSR*, **73**, 295-297.
- Ting, S. C. and Hohmann, G. W. (1981): Integral equation modeling of three-dimensional magnetotelluric response, *Geophysics*, **46**, 182-197. <https://doi.org/10.1190/1.1441188>
- 戸田 浩・章 忠・川畑洋昭 (2005) : 最新ウェーブレット実践講座 入門と応用—信号処理の基礎から最新理論まで, ソフトバンククリエイティブ, 東京.
- 東京大学地震研究所 (2021) : 東京大学地震研究所ニュースレターPlus 第 35 号.
- Torrence, C. and Compo, G. P. (1998): A practical guide to wavelet analysis, *Bulletin of the American Meteorological Society*, **79**, 61-78. [https://doi.org/10.1175/1520-0477\(1998\)079<0061:APGTWA>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0477(1998)079<0061:APGTWA>2.0.CO;2)
- Trad, D. O. and Travassos, J. M. (2000): Wavelet filtering of magnetotelluric data, *Geophysics*, **65**, 482-491. <https://doi.org/10.1190/1.1444742>
- Triahadini, A., Aizawa, K., Teguri, Y., Koyama, T., Tsukamoto, K., Muramatsu, D., Chiba, K. and Uyeshima, M. (2019): Magnetotelluric transect of Unzen graben, Japan: conductors associated with normal faults, *Earth, Planets and Space*, **71**, 28. <https://doi.org/10.1186/s40623-019-1004-z>
- Tseng, K. H., Ogawa, Y., Nurhasan, Tank, S. B., Ujihara, N., Honkura, Y., Terada, A., Usui, Y. and Kanda, W. (2020): Anatomy of active volcanic edifice at the Kusatsu-Shirane volcano, Japan, by magnetotellurics: hydrothermal implications for volcanic unrests, *Earth, Planets and Space*, **72**, 161. <https://doi.org/10.1186/s40623-020-01283-2>
- 内田利弘・Song, Y.・Lee, T. J.・Lee, S. K.・Lim, S. K. (2008) : 濟州島における MT 法調査—超長距離リモートリファレンスの適用, *地質ニュース*, **644**, 44-53.
- 上原大二郎・石丸恒存・棚瀬充史・小川康雄・鍵山恒臣 (2003) : MT 法におけるファーリモートリファレンス処理の効果と紀伊半島南部地域の深部比抵抗構造, *応用地質*, **44**, 164-174. <https://doi.org/10.5110/jjseg.44.164>
- Umeda, K., Asamori, K., Negi, T. and Ogawa, Y. (2006): Magnetotelluric imaging of crustal magma storage beneath the Mesozoic crystalline mountains in a nonvolcanic region, northeast Japan, *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, **7**, 8. <https://doi.org/10.1029/2006GC001247>
- Unsworth, M. J., Malin, P. E., Egbert, G. D. and Booker, J. R. (1997): Internal structure of the San Andreas fault at Parkfield, California, *Geology*, **25**, 359-362. [https://doi.org/10.1130/0091-7613\(1997\)025<0359:ISOTSA>2.3.CO;2](https://doi.org/10.1130/0091-7613(1997)025<0359:ISOTSA>2.3.CO;2)
- Usui, Y., Ogawa, Y., Aizawa, K., Kanda, W., Hashimoto, T., Koyama, T., Yamaya, Y. and Kagiya, T. (2017): Three-dimensional resistivity structure of Asama Volcano revealed by data-space magnetotelluric inversion using unstructured tetrahedral elements, *Geophysical Journal International*, **208**, 1359-1372. <https://doi.org/10.1093/gji/ggw459>
- Usui, Y., Uyeshima, M., Ogawa, T., Yoshimura, R., Oshiman, N., Yamaguchi, S., Toh, H., Murakami, H., Aizawa,

- K., Tanbo, T., Ogawa, Y., Nishitani, T., Sakanaka, S., Mishina, M., Satoh, H., Goto, T., Kasaya, T., Mogi, T., Yamaya, Y., Shiozaki, I. and Honkura, Y. (2021): Electrical resistivity structure around the Atotsugawa fault, central Japan, revealed by a new 2-D inversion method combining wideband-MT and Network-MT data sets. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, **126**, 4, e2020JB020904. <https://doi.org/10.1029/2020JB020904>
- Utada, H. (1987): A direct inversion method for two-dimensional modeling in the geomagnetic induction problem, PhD thesis, University of Tokyo.
- Utada, H., Hamano, Y. and Yukutake, T. (1986): A two-dimensional conductivity model across central Japan, *Journal of geomagnetism and geoelectricity*, **38**, 447-473. <https://doi.org/10.5636/jgg.38.447>
- Utada, H. and Shimomura, T. (1990): Resistivity structure of Izu-Oshima volcano revealed by the ELF-VLF magnetotelluric method, *Journal of geomagnetism and geoelectricity*, **42**, 169-194. <https://doi.org/10.5636/jgg.42.169>
- 上嶋 誠 (2009) : MT 法による電気伝導度構造研究の現状, *地震 第2輯*, **61**, Supplement, 225-238. <https://doi.org/10.4294/zisin.61.225>
- 上嶋 誠・山口 覚・Patro, P. K.・小河 勉・加藤愛太郎・長谷川浩二・上田哲士・相澤広記・長谷英彰 (2010) : 紀伊半島北西部有田川非火山性群発地震域における広帯域 MT 観測, 西谷忠師編, *Conductivity Anomaly 研究会 2010 年論文集*, *Conductivity Anomaly 研究グループ*, 33-40.
- Vallianatos, F. (1996): Magnetotelluric response of a randomly layered earth, *Geophysical Journal International*, **125**, 577-583. <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.1996.tb00020.x>
- Viljanen, A. (2012): Description of the magnetotelluric/ionospheric sources, *in* Chave, A. D. and Jones, A. G. eds., *The Magnetotelluric Method: Theory and Practice*, Cambridge University Press, Cambridge, 96-115. <https://doi.org/10.1017/CBO9781139020138>
- Vozoff, K. (1972): The magnetotelluric method in the exploration of sedimentary basins, *Geophysics*, **37**, 98-141. <https://doi.org/10.1190/1.1440255>
- Vozoff, K. (1990): Magnetotellurics: Principles and practice, *Proceedings of the Indian Academy of Sciences - Earth and Planetary Sciences*, **99**, 441-471. <https://doi.org/10.1007/BF02840313>
- Wait, J. R. (1954): On the relation between telluric currents and the earth's magnetic field, *Geophysics*, **19**, 281-289. <https://doi.org/10.1190/1.1437994>
- Wang, Z., Liu, Y., Du, J., Wang, Z. and Shao, Q. (2022): De-noising magnetotelluric data using variational mode decomposition combined with mathematical morphology filtering and wavelet thresholding, *Journal of Applied Geophysics*, **204**, 104751. <https://doi.org/10.1016/j.jappgeo.2022.104751>
- Wannamaker, P. E. (1991): Advances in three-dimensional magnetotelluric modeling using integral equations, *Geophysics*, **56**, 1716-1728. <https://doi.org/10.1190/1.1442984>
- Wannamaker, P. E., Caldwell, T. G., Jiracek, G. R., Maris, V., Hill, G., Ogawa, Y., Bibby, H. M., Bennie, S. and

- Heise, W. (2009): Fluid and deformation regime of an advancing subduction system at Marlborough, New Zealand, *Nature*, **460**, 733-736. <https://doi.org/10.1038/nature08204>
- Wannamaker, P. E., Rose, P. E., Doerner, W. M., Berard, B. C., McCulloch, J. and Nurse, K. (2004): Magnetotelluric surveying and monitoring at the Coso geothermal area, California, in support of the enhanced geothermal systems concept: Survey parameters and initial results, *Proceedings of the Twenty-Ninth Workshop on Geothermal Reservoir Engineering*, Stanford, California, SGP-TR-175.
- Wannamaker, P. E., Stodt, J. A. and Rijo, L. (1987): A stable finite element solution for two-dimensional magnetotelluric modelling, *Geophysical Journal International*, **88**, 277-296. <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.1987.tb01380.x>
- Watanabe, N., Numakura, T., Sakaguchi, K., Saishu, H., Okamoto, A., Ingebritsen, S. E. and Tsuchiya, N. (2017): Potentially exploitable supercritical geothermal resources in the ductile crust, *Nature Geoscience*, **10**, 140-144. <https://doi.org/10.1038/ngeo2879>
- Weckmann, U., Magunia, A. and Ritter, O. (2005): Effective noise separation for magnetotelluric single site data processing using a frequency domain selection scheme, *Geophysical Journal International*, **161**, 635-652. <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2005.02621.x>
- Weidelt, P. (1972): The inverse problem of geomagnetic induction, *Journal of Geophysics*, **38**, 257-289.
- Wight, D. E. and Bostick, F. X. (1980): Cascade decimation: A technique for real time estimation of power spectra, *ICASSP '80. IEEE International Conference on Acoustic, Speech, and Signal Processing*, 626-629. <https://doi.org/10.1109/ICASSP.1980.1170868>
- Wight, D. E., Bostick, F. X. and Smith, H. W. (1977): Real-time Fourier transformation of magnetotelluric data, *Electrical Geophysics Laboratory Report*, University of Texas, Austin.
- Xiong, Z. (1992): Electromagnetic modeling of 3-D structures by the method of system iteration using integral equations, *Geophysics* **57**, 1556-1561. <https://doi.org/10.1190/1.1443223>
- Xiong, B., Luo, T. and Chen, L. (2018): Direct solutions of 3-D magnetotelluric fields using edge-based finite element, *Journal of Applied Geophysics*, **159**, 204-208. <https://doi.org/10.1016/j.jappgeo.2018.08.013>
- 山口 透・丹保俊哉・酒井英男・長尾年恭・飯田 肇 (2002) : 立山線の電車のレール漏れ電流を利用した地電位差観測と地殻変動のモニタリングの試み, *立山カルデラ砂防博物館研究紀要*, **3**, 39-43.
- Yamane, K. and Takasugi, S. (1997): Data processing procedures for Minami-Kayabe magnetotelluric soundings, *Journal of geomagnetism and geoelectricity*, **49**, 1697-1715. <https://doi.org/10.5636/jgg.49.1697>
- Yamaya, Y., Suzuki, Y., Murata, Y., Okamoto, K., Watanabe, N., Asanuma, H., Hase, H., Ogawa, Y., Mogi, T., Ishizu, K., and Uchida, T. (2022): 3-D resistivity imaging of the supercritical geothermal system in the Sengan geothermal region, NE Japan, *Geothermics*, **103**, 102412. <https://doi.org/10.1016/j.geothermics.2022.102412>

[s://doi.org/10.1016/j.geothermics.2022.102412](https://doi.org/10.1016/j.geothermics.2022.102412)

- 山崎慶太・加藤和夫・小林宏一郎・川又 憲・嵯峨頭悦・後藤 昇・嶺岸茂樹・芳賀 昭 (2000) : 直流電車に起因する低周波環境磁界の計測と検討, 電気学会論文誌 A, **120**, 835-844. https://doi.org/10.1541/ieejfms1990.120.8-9_835
- Yan, J., Zhao, X., Guo, X. and Hu, T. (2021): Magnetotelluric impedance estimation based on clustering analysis, *Journal of Applied Geophysics*, **189**, 104322. <https://doi.org/10.1016/j.jappgeo.2021.104322>
- 安川香澄 (2019) : 地熱発電一課題と展望一, 日本エネルギー学会機関誌えねるみくす, **98**, 154-160. https://doi.org/10.20550/jieenermix.98.2_154
- Yee, K. (1966): Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell's equations in isotropic media, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, **14**, 302-307. <https://doi.org/10.1109/TAP.1966.1138693>
- Yoshimura, R., Oshiman, N., Uyeshima, M., Toh, H., Uto, T., Kanazaki, H., Mochido, Y., Aizawa, K., Ogawa, Y., Nishitani, T., Sakanaka, S., Mishina, M., Satoh, H., Goto, T., Kasaya, T., Yamaguchi, S., Murakami, H., Mogi, T., Yamaya, Y., Harada, M., Shiozaki, I., Honkura, Y., Koyama, S., Nakao, S., Wada, Y. and Fujita, Y. (2009): Magnetotelluric transect across the Niigata-Kobe Tectonic Zone, central Japan: A clear correlation between strain accumulation and resistivity structure, *Geophysical Research Letters*, **36**, L20311, <https://doi.org/10.1029/2009GL040016>.
- 湯元清文 (2005) : 宙空における磁場環境, 電気学会論文誌 A, **125**, 77-80. <https://doi.org/10.1541/ieejfms.125.77>
- Zhang, L., Hao, T., Xiao, Q., Wang, J., Zhou, L., Qi, M., Cui, X. and Cai, N. (2015): Magnetotelluric investigation of the geothermal anomaly in Hailin, Mudanjiang, northeastern China, *Journal of Applied Geophysics*, **118**, 47-65. <https://doi.org/10.1016/j.jappgeo.2015.04.006>
- Zhang, X., Li, J., Li, D., Li, Y., Liu, B. and Hu, Y. (2021): Separation of magnetotelluric signals based on refined composite multiscale dispersion entropy and orthogonal matching pursuit, *Earth, Planets and Space*, **73**, 76. <https://doi.org/10.1186/s40623-021-01399-z>
- Zhang, Y. and Paulson, K. V. (1997): Enhancement of signal-to-noise ratio in natural-source transient magnetotelluric data with wavelet transform, *Pure and Applied Geophysics*, **149**, 405-419. <https://doi.org/10.1007/s000240050033>
- Zhao, D., Mishra, O. P. and Sanda, R. (2002): Influence of fluids and magma on earthquakes: seismological evidence, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, **132**, 249-267. [https://doi.org/10.1016/S0031-9201\(02\)00082-1](https://doi.org/10.1016/S0031-9201(02)00082-1)
- Zonge, K. L. and Hughes, L. J. (1987): Controlled source audio-frequency magnetotellurics, *in* Nabighian, M. N. ed., *Electromagnetic Methods in Applied Geophysics. Applications*, Society of Exploration Geophysics, Tulsa, 713-809.

謝辞

本論文の執筆にあたり、主査としてご指導をいただいた早稲田大学創造理工学部 准教授 上田匠博士に衷心より感謝の意を表します。上田博士は、本論文に係わる地磁気地電流 (MT) 法探査の研究について深いご興味を示してくださいました。そして、研究の遂行に際して有益なご助言及びご指摘を賜り、また筆者自身が研究成果をまとめるのに難儀していた時期にも暖かい激励をかけていただきました。重ねて御礼申し上げます。

早稲田大学創造理工学部 教授 栗原正典博士、教授 古井健二博士、東京工業大学科学技術創成研究院 教授 小川康雄博士には、大変ご多忙の中、本論文の講評及び校閲の労を取っていただきました。ここに深謝の意を表します。

本論文に係わる研究は、日鉄鉱業株式会社資源開発部在籍時及び同社から国立研究開発法人日本原子力研究開発機構東濃地科学センターへの出向期間中に、筆者が実施した研究業務の一部をまとめたものです。

筆者が所属する日鉄鉱業株式会社の萩上幸彦取締役及び資源開発部岩崎浩前部長には、本論文の執筆の機会を与えていただいたとともに、本論文に係わる研究の推移を終始暖かく見守ってくださいました。同社経営企画部竹丸裕一朗次長、資源開発部技術開発課濱友紀課長、同課町田晶一次長及び両宮裕課長代理には、本論文の執筆に関して業務上のご配慮を賜り、精神的にも支えていただきました。日鉄鉱コンサルタント株式会社の岸本宗丸取締役、物理探査部高橋武春部長及び根木健之博士には、電磁探査の調査及びデータ解析の専門家としての視点から、本論文における研究の推移を見守っていただいたことに加え、不断の叱咤激励を賜りました。以上の日鉄鉱業株式会社及び日鉄鉱コンサルタント株式会社の関係各位のご支援及びご鞭撻無しには、本論文は完遂に至ることはなかったものと存じます。加えて、日本原子力研究開発機構東濃地科学センターにおける職場の筆者の前任にあたる、日鉄鉱コンサルタント株式会社の根木博士、日鉄鉱業株式会社鹿児島事業所の幕内歩部長及び同社の濱技術開発課長によるご経験及びご助言は、本論文の研究の遂行の上で非常に有益でありました。ここに敬意を表します。

日本原子力研究開発機構核燃料・バックエンド研究開発部門東濃地科学センターの地層科学研究部石丸恒存前次長、同部ネオテクトニクス研究グループの前グループリーダー島田耕史博士及びグループリーダーの丹羽正和博士には、当センターにおける研究業務の一部を用いての本論文の執筆を快くご許可いただいたことに加え、業務上のご配慮及び激励を賜りました。さらに、日本原子力研究開発機構東濃地科学センターによる「地質環境の長期安定性に関する研究」の一環として、MT法探査に係わる要素技術研究を継続できましたことは、当機構所属の浅森浩一博士のご高配とご鞭撻によるところが大きいものと存じます。以上の方々をはじめ、日本原子力研究開発機構東濃地科学センターの職場の皆様に、厚く感謝いたします。

なお、本論文に係わる研究には、日本原子力研究開発機構東濃地科学センターが保有する MT 法

観測時系列データと，国土地理院江刺観測場による MT 法連続観測データを使用させていただきました。ここに深甚の感謝の意を表します。

早稲田大学 博士（工学） 学位申請 研究業績書

氏名： 小川 大輝

印

種類別	題名、 発表・発行掲載誌名、 発表・発行年月、 連名者（申請者含む）
筆頭論文(筆頭, 査読有り)	<p>OA novel method for processing noisy magnetotelluric data based on independence of signal sources and continuity of response functions, Journal of Applied Geophysics vol.213, 105012, 2023.3, <u>Hiroki Ogawa</u>, Koichi Asamori, Tateyuki Negi and Takumi Ueda</p> <p>OMT法時系列データ処理における連続ウェーブレット変換の最適な計算設定の提案, 物理探査 75, 38-55, 2022.5, <u>小川大輝</u>, 濱 友紀, 浅森浩一, 上田 匠</p>
講演論文(筆頭, 査読有り)	<p>ONumerical experiment for processing noisy magnetotelluric data based on independence of signal sources and continuity of response functions, Proceedings of the 14th SEGJ International Symposium, 51-54, 2021.11, <u>Hiroki Ogawa</u>, Koichi Asamori and Takumi Ueda</p>
講演論文(筆頭, 査読無し)	<p>○連続ウェーブレット変換と独立成分分析による地磁気・地電流データの品質改善方法, 物理探査学会 学術講演会講演論文集 139, 137-140, 2018.10, <u>小川大輝</u>, 浅森浩一, 濱 友紀</p> <p>OMT法時系列データ解析への連続ウェーブレット変換の導入に関する一考察, 物理探査学会学術講演会講演論文集 138, 207-210, 2018.5, <u>小川大輝</u>, 浅森浩一, 濱 友紀</p>
口頭発表(筆頭, 査読無し)	<p>○地磁気・地電流データに含まれる電磁場コヒーレントノイズの除去に関する数値実験, 地球電磁気・地球惑星圏学会総会・講演会 146, R003-P01, 2019.10, <u>小川大輝</u>, 浅森浩一, 濱 友紀</p>
その他(査読無し)	<p>1997年鹿児島県北西部地震震源域における広帯域MTデータの1次元解析, 日本地球惑星科学連合2023年大会, SEM14-P19, 2023.5, 松永佳大, 相澤広記, <u>小川大輝</u>, 宇津木充, 吉村令慧, 山崎健一, 内田和也(口頭発表(共著))</p> <p>宮崎平野及びその周辺におけるS波偏向異方性の推定, 日本地球惑星科学連合2022年大会, SSS08-P03, 2022.5, <u>小川大輝</u>, 平塚晋也, 浅森浩一, 島田耕史(口頭発表(筆頭))</p> <p>南九州せん断帯におけるGNSS観測(第5報), 日本地球惑星科学連合2021年大会, SCG50-P04, 2021.5, 渡部 豪, 浅森浩一, 島田顕臣, 雑賀 敦, <u>小川大輝</u>, 梅田浩司, 後藤 翠, 島田耕史, 石丸恒存(口頭発表(共著))</p> <p>南九州せん断帯におけるGNSS観測(第4報), JpGU-AGU Joint Meeting 2020, SSS14-P23, 2020.7, 渡部 豪, 浅森浩一, 島田顕臣, <u>小川大輝</u>, 雑賀 敦, 梅田浩司(口頭発表(共著))</p> <p>九州南部のせん断帯におけるGNSS観測(第3報), 日本地球惑星科学連合2019年大会, SSS16-P22, 2019.5, 渡部 豪, 雑賀 敦, 浅森浩一, <u>小川大輝</u>, 島田顕臣, 梅田浩司(口頭発表(共著))</p> <p>石灰石鉱山における亀裂調査のための物理探査手法の検討, 物理探査学会学術講演会講演論文集 135, 232-234, 2016.10, 横井浩一, 手島 稔, <u>小川大輝</u>, 松隈勇太, 雨宮 裕, 幕内 歩, 山下善弘, 谷口秀平(講演論文(共著))</p> <p>新潟県十日町市における泥火山を対象とした物理探査, 物理探査学会学術講演会講演論文集 129, 279-282, 2013.10, 陶 菜, <u>小川大輝</u>, 中山圭子, 斎藤 章(講演論文(共著))</p> <p>CCSにおけるCO₂挙動のTDEM法を用いたモニタリング, 物理探査学会学術講演会講演論文集 129, 242-245, 2013.10, <u>小川大輝</u>, 中山圭子, 斎藤 章(講演論文(筆頭))</p>