

(千葉大学学位申請論文)

インターステーション応答関数法による  
ULF帯電磁場データの信号弁別に関する研究

2004年1月

千葉大学大学院自然科学研究科  
人間・地球環境科学専攻 地球環境科学講座

原田 誠

## 要 旨

地震や火山活動などの地殻活動に関連する様々な電磁気現象が、VHF帯から直流領域にかけて報告されている。中でも、地表における ULF 帯 ( $f < 10 \text{ Hz}$ ) の自然電磁場観測は、電磁波の表皮深度が地殻活動の発生する深さに匹敵し、地殻深部で発生する電磁放射や電気伝導度の変動を直接に検出できる可能性を有することから、地殻活動を監視するための手段として有望視されている。ULF 帯の電磁場データには、地球超高層起源のグローバル地磁気変動や直流電車の走行に伴う電磁ノイズなどの様々な信号が含まれている。地殻活動に関連する ULF 帯の電磁気現象は非常に微弱であるとされるため、これらの信号成分との適切な弁別が重要な課題とされてきた。本研究では、ULF 帯のうち周期数秒から約 1,000 秒の帯域において、磁場・地電位差データから太陽風-地球磁気圏の相互作用に起因する地磁気脈動、地磁気嵐、サブストーム等のグローバルな地磁気変動と、それによる誘導成分の除去を試みた。

本論文では、グローバル電磁場変動を除去するために、インターステーション法を適用した。レファレンス観測点として、通常、人工ノイズレベルが十分に低い観測点を使用される。本研究では、気象庁地磁気観測所（柿岡）の地磁気データを使用した。グローバル電磁場変動を適切に除去するために、インターステーション応答関数 (ISTF) および電磁場応答関数を精度良く推定し、広帯域に分布する信号に対して、時間・周波数領域で適切な分解能でスペクトルを推定する必要がある。ウェーブレット変換は、時間・スケール（周波数）分解能を折衷することで信号の局所的性質を効率よく表すことができるため、非定常信号の時間・周波数解析に適している。本論文では信号処理の全ての過程において、連続ウェーブレット変換を適用した。マザーウェーブレットとして Morlet ウェーブレットを使用した。

インターステーション応答関数や電磁場応答関数は、いずれも 2 入力 1 出力線形系の応答関数である。通常これらはフーリエ空間で定義されるため、新たにウェー

ブレット変換での定式化が必要である。本論文では、Morlet ウェーブレットを利用した場合の連続ウェーブレット変換による応答関数の定式化を行った。

提案法を房総半島における磁場・電場データに適用したところ、周期数秒から約 1,000 秒においてインターステーション応答関数および電磁場応答関数が精度良く推定された。グローバル電磁場変動の除去の可否を検証するため、地磁気脈動の出現時と地磁気活動度が高いデータ区間、および地磁気静穏期のデータ区間に本手法を適用した。その結果、グローバル電磁場変動が概ね除去され、残差成分から地磁気変動に埋もれていたトランジェント信号が明瞭に確認されるようになった。地震電磁気現象の検出の可否を検証するため、ギリシャの VAN 法に基づく地震電磁気信号 (SES) モデルを電場データに混入して本手法を適用したところ、モデル信号が元の波形の性質を維持したまま検出された。これらの検証の結果は、本手法の適用によって、地殻活動の監視が地磁気活動度に左右されることなく可能になることを意味する。

本手法の適用による残差成分は、ULF 電磁場観測点周辺域での人工ノイズ、地震電磁気現象等の混合和であると見なされる。今後は、残差成分に含まれる人工ノイズとの信号弁別が課題である。

# Signal Discrimination of ULF Electromagnetic Data With the Use of Interstation Transfer Function Method

Makoto Harada

## **Abstract**

Electromagnetic phenomena are recently considered as a promising candidate for the short-term prediction of large earthquakes. There have been accumulated observational reports in a very wide frequency range. Among the various observational methods, one of the most promising methods is the ULF ( $f < 10$  Hz) electromagnetic measurement on the ground because of the sufficient skin depth. The observed ULF data are superposition of some possible signals. The first one is the external source field associated with the solar-terrestrial activities such as the geomagnetic pulsation, geomagnetic storms, and substorms, and its inductive field. The second one is the regional artificial noises which are mainly associated with the operation of the DC driven trains and factories. The last one is the more local signals around the magnetometer such as movement of the magnetic objects, mechanical vibration of the ground, and inner circuit noises. The signal associated with the crustal activity is generally very weak, so that the problem is how to discriminate from other noises. I try to eliminate the global geomagnetic field and their inductive electromagnetic field in the period of a few second to 1,000 seconds from the observed electric and magnetic data.

In this aim, the interstation transfer function (ISTF) approach are applied, and the geomagnetic data obtained at the Kakioka Magnetic Observatory, JMA are used as the remote reference. Once the ISTF could be estimated appropriately and assumed to be time invariant, the estimation of global

electromagnetic field (less artificial noises) at ULF magnetic station will be possible. Therefore, we can consider that the differences from the observed data does not include any global electromagnetic field. I applied the interstation method to the electromagnetic transfer functions (MT impedance) in the same way.

I used the continuous wavelet transform instead of the traditional Fourier transform in the whole processes of signal discrimination because of its superiority in the sufficient time-frequency resolution of the signals. For this aim, I formulated the generalized time-scale (frequency) transfer functions in wavelet domain. The Morlet wavelet is used as the mother wavelet in this study. By using the wavelet transform, the calculation of the time-frequency distribution of the correlation functions and multiple coherency between input and output components of the linear system becomes possible, therefore, the accuracy of the transfer function estimation could be improved with the use of coherent subsections.

The proposed method has been applied to the electric and magnetic data observed at the ULF electromagnetic sensor array in the Boso Peninsula, Japan. The accuracy of the estimated transfer functions are quite well in the range of a few second to 1,000 seconds. In order to verify the possibility of the global electromagnetic field reduction, the proposed method has been applied to the data for the interval of the geomagnetic pulsations and geomagnetic storms turned up, and geomagnetic quiet day. The results indicate that the almost whole of such global signals could be eliminated sufficiently. This implies that the discrimination of desired electromagnetic phenomena will be possible regardless of the geomagnetic activities.

The residual components of the application of the proposed method can be considered as the superposition of the regional or local signals around the ULF electromagnetic stations. The earthquake-related phenomena are classified into the regional signals, and should be discriminated from regional artificial noises in the next step. I will establish the approach in the future.

# 目次

<b>第 1 章 序論</b>	<b>1</b>
1.1 地殻活動に関連する電磁気現象の観測.....	1
1.1.1 直流域における観測	
1.1.2 ULF 帯における観測	
1.2 ULF 帯における電磁場変動 .....	4
1.2.1 観測信号の空間スケールによる分類	
1.2.2 グローバル地磁気変動	
1.2.3 解析の対象とする周期帯	
1.3 周波数応答関数.....	9
1.3.1 CA 変換関数	
1.3.2 インターステーション応答関数	
1.3.3 電磁場応答関数	
1.3.4 応答関数の時間変化について	
1.3.5 応答関数の推定法	
1.4 ウェーブレット変換.....	18
1.5 本論文の目的および構成.....	19
<b>第 2 章 ULF 帯における電磁場の観測</b>	<b>21</b>
2.1 日本における ULF 帯電磁場観測 .....	21
2.2 観測システム.....	24
2.2.1 概要	
2.2.2 磁力計システム	
2.2.3 観測データの管理	

2.3	本論文で使用するデータ .....	29
2.3.1	房総半島における観測点	
2.3.2	レファレンス観測点	
2.3.3	観測データの特徴	
<b>第 3 章</b>	<b>インターステーション法による地球超高層起源の ULF 磁場変動の除去</b> .....	<b>36</b>
3.1	はじめに .....	36
3.2	インターステーション応答関数 .....	36
3.3	ウェーブレット変換 .....	39
3.3.1	マザーウェーブレット	
3.3.2	連続ウェーブレット変換	
3.3.3	ウェーブレット変換を用いた相関関数および関連度関数	
3.3.3.1	ウェーブレット自己相関関数	
3.3.3.2	ウェーブレット相互相関関数	
3.3.4	ウェーブレット変換を用いた時間・スケール（周波数）応 答関数	
3.4	ウェーブレット変換を用いたインターステーション応答関 数の定式化 .....	51
3.5	グローバル地磁気変動の除去 .....	56
3.6	観測データへの適用 .....	57
3.6.1	ウェーブレット変換の適用例	
3.6.2	インターステーション応答関数（ISTF）の推定	
3.6.2.1	ISTF の時間変化の特徴	
3.6.2.2	多重関連度関数を考慮した ISTF の推定法	
3.6.3	グローバル地磁気変動の除去	
3.6.4	地磁気静穏期への適用	
3.7	提案法の優位性の検証 .....	94
3.7.1	フーリエ変換の適用結果との比較	
3.7.2	観測データの単純差分との比較	
3.8	まとめ .....	97

## 第 4 章 インターステーション法による地電位差データからの地磁気誘導電場変動の除去 100

4.1	はじめに.....	100
4.2	地電位差の観測.....	101
4.3	解析方法.....	103
4.3.1	電磁場応答関数	
4.3.2	インターステーション法の適用	
4.3.3	ウェーブレット変換を用いたインターステーション電磁場 応答関数の定式化	
4.3.4	グローバル電磁場変動の除去	
4.4	観測データへの適用.....	112
4.4.1	使用データ	
4.4.2	インターステーション電磁場応答関数の推定	
4.4.3	グローバル電磁場変動の除去	
4.5	地震電磁気信号の検出の可能性の検証.....	127
4.5.1	地震電磁気信号 (Seismic Electric Signal) モデル	
4.5.2	解析	
4.5.3	SES モデルの検出限界	
4.5.4	ウェーブレット変換のフィルタ特性	
4.6	人工ノイズの影響について.....	138
4.7	まとめ.....	141

## 第 5 章 提案手法の適用による地震電磁気現象検出の試み 143

5.1	はじめに.....	143
5.2	2002 年房総半島東部スロースリップイベントへの適用..	143
5.2.1	地殻活動の概要	
5.2.2	電場・磁場の記録	
5.2.3	グローバル電磁場変動の除去による残差成分	
5.3	まとめ.....	164



<b>第 6 章 まとめ</b>	<b>165</b>
6.1 結論 .....	165
6.2 今後の課題 .....	167
<b>謝 辞</b>	<b>169</b>
<b>参考文献</b>	<b>170</b>
<b>Appendix</b>	<b>180</b>
Appendix A 多入力線形系の周波数応答関数 .....	180
A.1 自己相関関数	
A.2 相互相関関数	
A.3 2 入力 1 出力系の応答関数	
<b>論文目録</b>	<b>185</b>
<b>著者略歴</b>	<b>189</b>

# 第1章

## 序論

### 1.1 地殻活動に関連する電磁気現象の観測

近年、地震や火山活動などの地殻活動に関連する電磁気学的現象が、VHF帯から直流領域にかけて報告されている (e.g. Hayakawa and Fujinawa (eds), 1994; Hayakawa (ed.), 1999; Hayakawa and Molchanov (eds.), 2002)。これらは観測の方法により、[1]地球内部から出てくる電磁波（自然放射波）を直接観測する方法、[2]電離層の異常をオメガ局やFM放送局電波などの伝播異常として間接的に捉える方法、[3]人工衛星からの観測の3つに大別される（長尾，2001）。[1]は、地震の発生に先行して地殻内部で自然放射波が発生するとの考えに立脚しており、周波数も直流からVHF帯に至る帯域に渡る。古くはMilne(1890)が、東京で大気中の電荷変動を連続観測していると地震に伴った変化が何度も観測されたと報告しており、最も歴史が長い。[2]は前者に比べて歴史が新しく、地震に関連する電離層異常の存在を示すVLF/LF帯でのオメガ局電波やFM放送局VHF電波の伝搬異常が観測されたことに基づく。電波の特性や伝搬については発信源が既知であるため、電波物理学や電磁波工学等の分野で数多くの研究が行われてきた。[3]は、地球超高層でのプラズマ波動の伝搬を研究するために打ち上げられた人工衛星が、地震に関連する電磁放射を受信しているとの報告がなされたことに始まる (Parrot and Lefeuvre, 1985; Molchanov et al., 1993)。最近では、フランスの研究グループによって、地震電磁気現象の観測を目的とした人工衛星 (Demeter) の打ち上げが予定されている (Parrot, 2002)。

電磁気学的手法により地震の直前予知を実現するためには、発生メカニズムおよ

び伝搬経路等の解明が不可欠である。これまでも様々な仮説が提唱されており、中でも、ダイラタンシー拡散説 (Nur,1972)、マイクロフラクチャーモデル (Molchanov and Hayakawa,1995; Vallianatos and Tzanis, 1999)、界面動電現象 (Mizutani et al.,1976; Ishido and Mizutani,1981; Dragnov et al.,1991; Fenoglio et al.,1995)、電気伝導度変動 (Merzer and Klemperer,1998; Egbert,2002a) が有力視されている。だが、現時点では上記の現象を統一的に説明するメカニズムの解明には至っていない。

地殻活動と電磁気現象の関係を明らかにするためには、直接的に電磁放射や地球内部の電気伝導度分布の変化等を検出する必要がある。本論文では、[1]の観測方法に基づき、地表面において地磁気および地電流(実際には2地点間の地電位差)データを取り扱う。対象とする周期帯は、ULF (Ultra Low Frequency) 帯(周波数 10Hz 以下)に限定し、さらに同一サンプリングにより取得が可能な準直流領域についても言及する。ULF 帯では、電磁波の表皮深度が地震や火山活動が発生する深さに匹敵するため、地下深部での電磁気学的現象が地殻中を伝搬する過程で減衰しきることなく地表に到達することが期待される (Molchanov and Hayakawa, 1995)。

### 1.1.1 直流域における観測

直流帯における地電位差観測は古くから行われている (e.g. Rikitake et al.,1967; Sobolev,1975; 宮腰,1985) が、現在の地震予知研究に大きな影響力を及ぼしたのが、ギリシャのグループにより提唱された VAN 法 (e.g. Varotsos and Alexopoulos,1984a, 1984b) である。彼らは地表において南北および東西方向に電極を埋設し、地電位差を測定する。一つの観測点には、ノイズの除去のため異なるダイポール長を持つ複数の測線を取り、さらに長さ数キロメートル以上の長基線が設置されている。地震の発生前に特徴的に現れる信号 (SES: Seismic Electric Signal) を見出し、その波形や空間分布の特徴等から地震予知の 3 要素である、「いつ」、「どこで」、「どれくらい」の地震が起きるかを予測するものである。その発生メカニズムについては、彼らの専門分野である固体物性論の理論モデルに基づいて、地殻に含まれる圧電物質が地震前の応力上昇に伴って分極し、臨界状態を超えると応力電流が発生すると説明している (Varotsos and Alexopoulos,1986)。

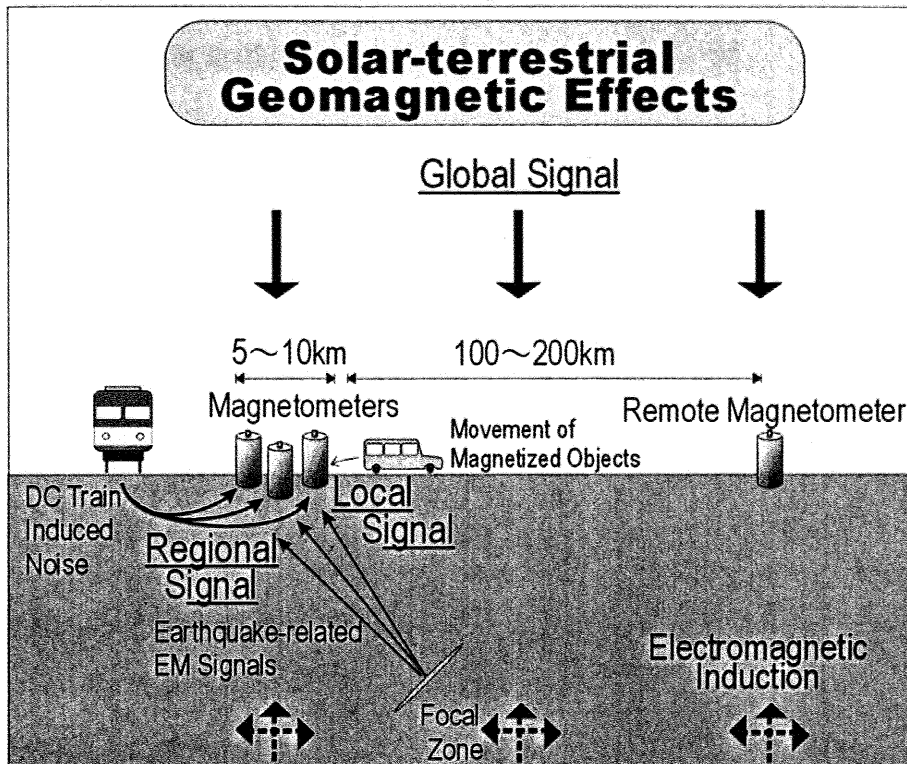
日本においては、東京大学地震研究所の上田誠也教授(当時)らのグループが

NTT（日本電信電話株）の協力を得て、全国に公衆回線網を利用して地電流観測を行ったことに始まる（Kinoshita et al.,1989）。その後、1996年より理化学研究所と東海大学を中心に実施された地震国際フロンティア研究プログラムにおいては、その中心課題として全国に観測設備が整備され、リアルタイムでのデータ取得が行われた。その結果、1998年岩手県内陸北部地震（ $M=6.1$ ）をはじめとする地震でSESが認められた（e.g. Nagao et al.,2000; Uyeda et al.,2000）。ただし、日本に同法を適用する上では、電車や工場等からの漏洩電流が作る人工ノイズの強度が大きいため、SESとの弁別の問題を克服する必要がある。

### 1.1.2 ULF帯における観測

ULF帯の電磁場観測による地震電磁気現象の検出例は比較的新しく、1990年代から報告されている。1988年12月18日のSpitak地震（ $M=6.9$ ）における磁場3成分の異常変動（Kopytenko et al.,1993）、1989年10月8日のLoma Prieta地震（ $M=7.1$ ）における磁場水平成分の異常変動（Fraser-Smith,1990）をきっかけとして、日本をはじめ世界の国々で研究が盛んに行われている（e.g. Molchanov et al.,1992; Hayakawa et al.,1996; Kawate et al.,1998; Hayakawa et al.,2000; Hattori et al., 2002a; Hattori et al.,2002b; Gotoh et al.,2002; Uyeda et al.,2002; Yagova et al.,2002; Karakelian et al., 2002）。

ULF帯の電磁場変動には、様々な信号成分が混入する事が知られている。とりわけ影響が大きいのは、太陽風-地球磁気圏の相互作用による地磁気脈動、地磁気嵐、サブストーム等の地球規模で同時に発生する地磁気変動である。さらに、地表における人工ノイズの影響がこれに加わる。一般に、地震電磁気現象は非常に微弱であるため、これらの信号成分との適切な弁別が重要な課題であるとされてきた。そこで、これまでも偏波解析（e.g. Hayakawa et al.,1996; Hattori et al.,2002）、フラクタル解析（e.g. Hayakawa et al.,2000）、主成分分析（e.g. Gotoh et al.,2002; Uyeda et al.,2002）等の手法が開発され、大きな地震に先行するULF帯磁場の異常変動の存在が明らかにされてきた。これらの手法は信号の特徴量を抽出することによって信号弁別を行う方法であり、主にSNの良い夜間データに適用されてきた。しかし、なおも地磁気擾乱期での地震電磁気現象の弁別は注意が必要であり、地球超高層起源の電磁場変動との信号弁別が極めて重要な課題である。



**Fig.1.1** ULF electromagnetic environment around the geomagnetic stations. Observed signals are superposition of three inputs as follows; 1) global signals, 2) regional signals, and 3) local signals. Three magnetometers are installed at distance of 5 km as an array. As the remote reference station, the magnetometer which installed at quiet environment, that is, free from artificial noises is used. Typical distance from array stations is 100 km to several hundred km.

## 1.2 ULF 帯における電磁場変動

### 1.2.1 観測信号の空間スケールによる分類

前述のように、ULF 帯の電磁場データは様々な信号成分の混合和であると見なされる。それらを検出可能な空間スケールに応じて、次の3つに大別する(Fig.1.1)。

- [1] グローバル変動 (100km 以上) : 太陽風-地球磁気圏の相互作用により発生する、地磁気脈動、地磁気嵐、サブストームなど。地球の自転による地磁気日変化 (Sq 場)。
- [2] 広域の変動 (10km~100km) : 地表における直流電車や工場起源の人工ノイズ、地震電磁気現象など。

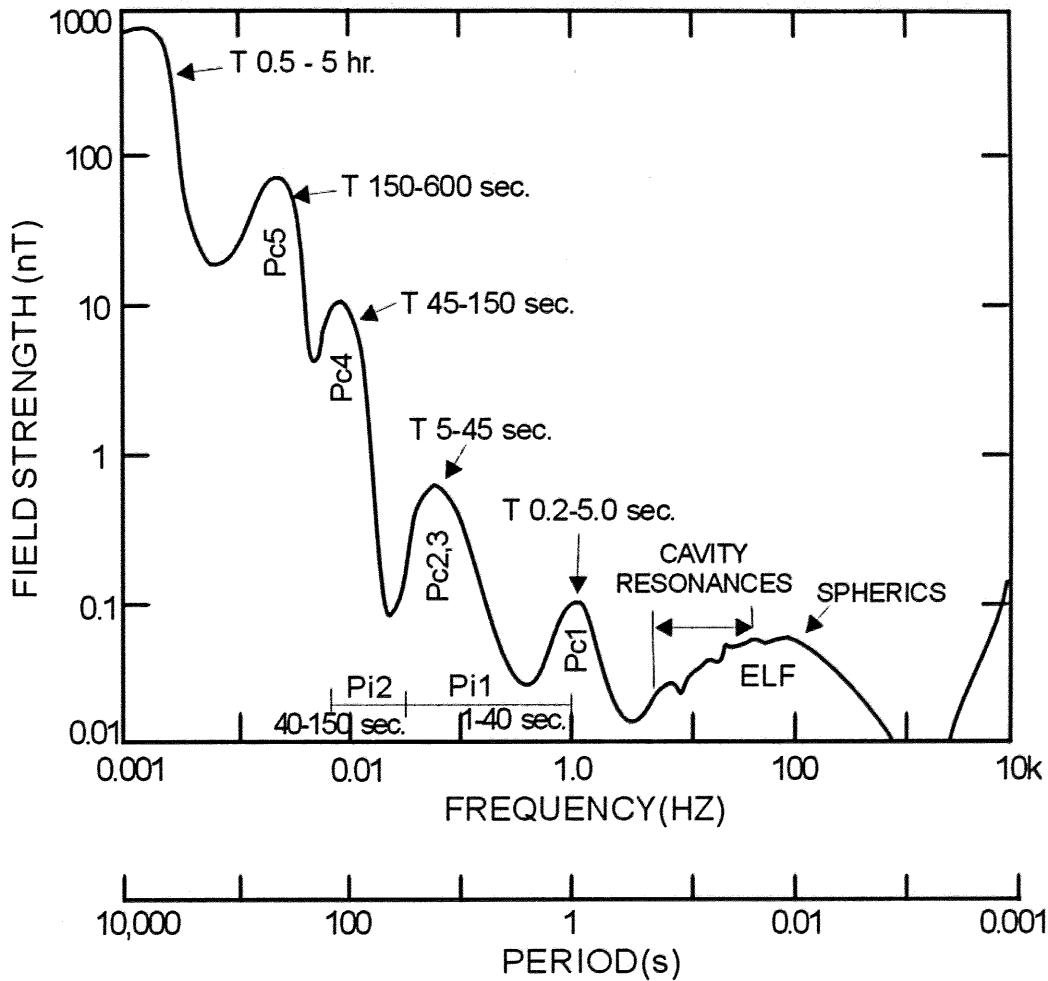
[3] 局所的変動（数 km 以下）：磁力計近傍の磁化物体の移動，地盤の振動，測器ノイズ，地震電磁気現象など。

これらの変動を適切に弁別するためには，変動の空間スケールに応じて磁力計センサーを配置する必要がある。すなわち，複数台の磁力計を 5~10km 間隔に設置してアレイを構成し，さらにアレイから 100km~200km 程度離れた人工ノイズレベルが低いリモートリファレンス観測点を利用する。これにより，アレイ構成点とリファレンス点で相関度の高い信号をグローバル変動，アレイ内でのみ相関度の高い信号を広域の変動，磁力計間で相関度の低い信号を局所的変動に分類することができる。

## 1.2.2 グローバル地磁気変動

一般に，ULF 帯における磁場観測データでは，磁気圏を起源とする自然放射が卓越する。これは，主に太陽風を構成するプラズマ粒子により誘引される地球磁力線の振動が原因になる（Campbell,1997; 恩藤・丸橋 eds.,2000）。この地磁気変動は地磁気脈動と呼ばれ，Pc 型と Pi 型に分類される（Jacobs et al.,1964）。また，その時間-振幅特性により，短周期から長周期にかけて周期帯別に分類される（Fig.1.2, Table-1.1）。Pc 型は数十分以上続く規則的な波形で特徴づけられ，朝方から夕方までの昼間によく起こる。Pi 型は継続時間の短い不規則な波形で特徴づけられ，夜間に頻繁に観測される。周期は，Alfvén 波の地球磁力線に沿う往復時間の整数分の 1 に等しく，地球磁力線に沿う磁場とプラズマ密度の分布に依存する（e.g. Odera, 1986; 恩藤・丸橋,2000）。磁力線の振動のモードには，トロイダルモードとポロイダルモードの 2 種類が存在する。トロイダルモードは，磁力線が経度方向にのみ振動するモードであり，脈動の周期が緯度によって変化する軸対象のねじれ振動になる。ポロイダルモードは，磁力線が動径方向，すなわち磁気圈子午面内で振動するモードであり，磁気圏全体が膨張圧縮を繰り返す振動になり，地球規模で同一周期の脈動として観測される（e.g. Chen and Hasegawa,1974; Yumoto,1986,1988）。

地磁気擾乱は大きく分けると二種類存在する。一つは極域において 30 分から 2 時間程度の時間スケールで観測される数百~千数百 nT レンジの地磁気水平成分の変動である。これは，サブストームと呼ばれる現象に対応した地磁気変動で，光学的には，真夜中付近でオーロラが爆発的に光り始め，それが次第に経度方向・緯度



**Fig.1.2** Nomenclature for the natural field fluctuations. The geomagnetic domain is considered to be at frequencies below about 3 Hz. The natural signals above this frequency arise mostly from lightning source (called “atmospherics” or “spherics”). Amplitudes depicted in the figure are the typical sizes to be expected for moderate activity at mid-latitude locations. The “continuous” pulsation, Pc1-5, nomenclatures are assigned the period ranges indicated near the peak amplitude positions. The “irregular” pulsation, Pi 1 and 2, nomenclatures are identified with their period ranges at the bottom (after Campbell, 1997).

方向へ拡大していく現象として定義されている (e.g. Akasofu, 1964; Elphinstone et al., 1964; 長妻, 2002)。サブストームに伴う地磁気変動は磁気地方時や磁気緯度によって大きく異なる。地磁気中緯度地方では、夜中に湾型変化として地磁気変動に現れる場合がある (e.g. Hatayama, 1938)。もう一つは、地磁気嵐と呼ばれる、中低緯度の地磁気水平成分が数十～数百 nT の範囲で半日から数日に渡って地球規模で減少した状態が継続する変動である (e.g. Gonzalez et al., 1994; 長妻, 2002)。地磁気嵐における地磁気の減少は主として、地球半径の 2 倍から 9 倍の領域を流れる赤道環電流と呼ばれる西向きの電流が卓越することによる効果で説明される。地磁

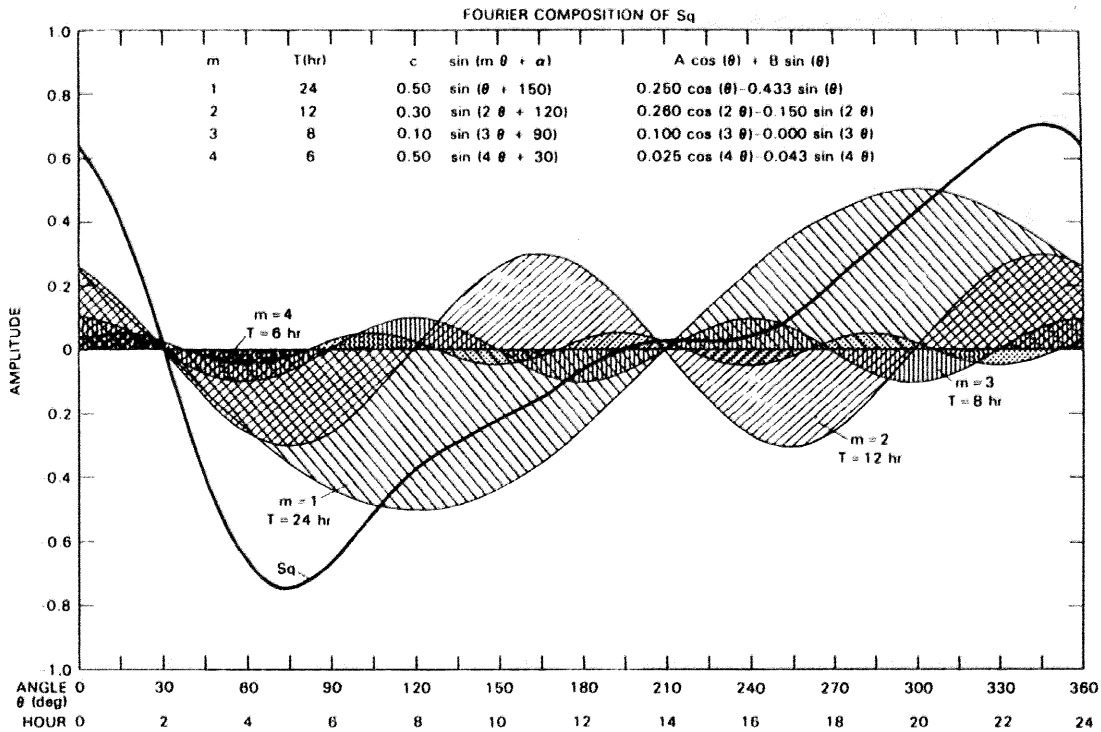
Pulsation Classes	Period (s)	Preferable time of appearance	Sources
Pc 1	0.2 – 5	MD	generated at equatorial magnetosphere by electromagnetic ionospheric cavity instability.
Pc 2	5 – 10	M	generated at equatorial magnetosphere by electromagnetic ionospheric cavity instability.
Pc 3	10 – 45	M-D	<b>compressional Pc3</b> ; related to wave-particle interaction in the foreshock and shock. <b>toroidal Pc3</b> or multi-harmonics; field line resonance harmonics in Pc3/Pc4 range, compressional Pc3 as a driver
Pc 4	45 – 150	M-D	<b>poroidal Pc4</b> ; related to injections of energetic plasma and subsequent low activity or convection electric field, occurring at the second harmonic field line resonance frequency.
Pc 5	150 – 600	M-D-E	<b>compressional Pc5</b> ; related to of high beta plasma (ion injections). <b>toroidal Pc5</b> ; fundamental mode field line resonances, source in the flanks.
Pi 1	1 – 40	N,M,D	<b>Pi1 B</b> (burst like pulsation); associated with the fluctuation of the ionospheric current system caused by electron precipitation and related conductivity variability. <b>Pi1 C</b> (continuous pulsation); pulsating auroras as the conductivity changes driven by the precipitation pulsation.
Pi 2	40 – 150	N,D	generated by substorms current wedge (SCW) oscillation.

**Table 1.1** Typical classification scheme for the ULF waves according to the period of the pulsation (Jacobs et al.,1964; Rokityansky,1982). M=Morning, D=Day, E=Evening, N=Night. Descriptions of source has been derived from following URL; <http://www oulu.fi/~spaceweb/textbook/> .

気の減少が促進している期間を「主相」、減少が回復している期間を「回復相」と呼ぶ。また、主相の開始前に磁場強度が短時間のうちに急増する「急始部」を伴うことがある。磁気嵐時の地磁気水平成分の減少の大きさは磁気地方時によって異なる。

他方、ULF 帯の地磁気変動には、擾乱磁場がない時に見られる約 1 日周期の変動成分がある。これを地磁気静穏期日変化場（略して地磁気 Sq 場、Sq 場）と呼ぶ。Sq 場の主要因は電離層内を流れる電流である。電離層中の電子やイオンが太陽加熱により吹く中性風によって移動すると、地球主磁場内でのダイナモ作用により誘導電流が電離層中を流れる。誘導電流は北半球では反時計回り、南半球では時計回りに流れ、夏側で大きい。地磁気静穏期における地磁気 3 成分のフーリエ変換





**Fig.1.3** An example of the Fourier analysis composition (building blocks) of  $360^\circ$  variation in  $\phi$  for amplitudes of a cyclic variation. Amplitude,  $A$  and  $B$ , of the cosine and sine components for the four analysis harmonics,  $m$ , are illustrated ( $\phi, 2\phi, 3\phi, 4\phi$ ). If  $360^\circ$  represents the quiet daily field variation in  $H, D$ , and  $Z$ , then the various  $m$  correspond to the period  $T$ , values of the  $24/m = 24-, 12-, 8-,$  and  $6$ -hour spectral components (shaded individually) that are added to form the original variation (Campbell, 1997).

(Fig.1.3) により、 $S_q$  場には約 24 時間を基本モードとする高調波(4 [cycles / day] まで、すなわち 24,12,8,6 時間)が卓越することが明らかにされている (e.g. Campbell,1997)。地表面における  $S_q$  磁場変動は、地球の自転に伴う東から西方への磁束密度の変動と見なされる (Bahr and Filloux, 1989) ため、鉛直成分を有する。

### 1.2.3 解析の対象とする周期帯

太陽風－地球磁気圏の相互作用による地磁気脈動は、日本のような地磁気中緯度地方では、水平方向に均質な平面波 (TEM 波) として大気中を伝搬し、大地に対して垂直に入射すると仮定できる (e.g. Cagniard,1953; Schmucker,1970; Gough and Ingham,1983)。すなわち、鉛直成分が近似的にゼロであると見なされる。

本論文では、地震電磁放射の検出例が報告されている周期数秒から約 1,000 秒に注目し、その帯域でのグローバル地磁気変動との弁別を目的とするため、上記の仮定を満たすものとして議論を進める。

### 1.3 周波数応答関数

グローバル電磁場変動は、波長が数千 km 以上に及ぶため、ローカルには一様と見なされる。しかし、周期数分から数時間の磁場変化がわずか数十 km しか離れていない場所で全く異なるという観測結果が報告され、地磁気変化異常の存在が明らかにされてきた。これは、グローバル地磁気変動が大地に浸透する際に生じる誘導電流が、地下構造の不均質性により 3 次元構造内を複雑に流れることにより、2 次的磁場の空間分布が一様でなくなるためと考えられている (e.g. 力武,1972; Rikitake and Honkura;1985)。地表で観測される磁場変化異常の空間分布を調べることで地下の電気伝導度異常 (Conductivity Anomaly, CA) の分布を調べることが可能になる。1950 年代より、CA 研究は日本とドイツで組織的に行われてきた (e.g. 力武,1972)。

CA 研究では、大地の電磁氣的性質を明らかにするため、地上で測定する磁場成分間の応答関数に加えて、電場・磁場間の応答関数など、様々な周波数応答関数を利用する。本節では、これまでの CA 変換関数、インターステーション応答関数、電磁場応答関数に関する研究をレビューする。

#### 1.3.1 CA 変換関数

地表で観測される地磁気水平成分と鉛直成分の間には、次の経験式が近似的に成立する。

$$\Delta Z(\omega) = A(\omega) \cdot \Delta X(\omega) + B(\omega) \cdot \Delta Y(\omega) \dots\dots\dots (1.1)$$

ここで、 $\Delta X(\omega)$ 、 $\Delta Y(\omega)$ 、 $\Delta Z(\omega)$  はそれぞれ、地理座標系における南北、東西、鉛直成分である。 $A(\omega)$ 、 $B(\omega)$  を地磁気変換関数、あるいは CA 変換関数という。いずれもフーリエ変換による複素数である。

CA 変換関数は地磁気鉛直成分の異常を表し、その空間分布の特徴を明らかにす

るために、インダクション・ベクトル（パーキンソン・ベクトルとも呼ばれる）が広く利用される。インダクション・ベクトルの大きさと方向は、CA 変換関数の実部と虚部から複素数で表されるが、実部は虚部に比べて極めて大きい値をとるため、一般には実部のみで表される。

$$Amp(\omega) = \sqrt{A_{Re}^2(\omega) + B_{Re}^2(\omega)}, \dots\dots\dots (1.2)$$

$$Azim(\omega) = \tan^{-1}(A_{Re}(\omega), B_{Re}(\omega)). \dots\dots\dots (1.3)$$

ベクトルの大きさは無次元量であり、方位は地理座標系での南方から時計回りの回転角（deg）で表される。ベクトルは一般に導電体の方位を向き、大きさは磁場異常変動の大きさに依存する（e.g. Rikitake and Honkura, 1985）。

インダクション・ベクトルを使用した CA 研究は日本列島の各地で広く行われており、特に、海岸線効果や離島効果等の海洋効果や、堆積層中に海洋から流れ込む伝導電流によるベクトルの異常分布の観測、および理論的解釈が盛んである。

### 1.3.2 インターステーション応答関数

CA 変換関数が観測点ごとの地磁気鉛直成分の振幅・位相の異常に関する情報をもたらすのに対して、複数の観測点のデータを利用して、水平成分の異常を求めることが可能である（Schmucker, 1970; Babour and Mosnier, 1977）。インターステーション法は、数十 km～数百 km 離れた 2 つの地磁気観測点において同時に取得される磁場直交 3 成分間に成り立つ応答関数（Interstation Transfer Function, 以下, ISTF）を求める手法である。ISTF は両観測点の誘導磁場の大きさの比と位相差をテンソルで表しており、両観測点直下の電気伝導度構造の相違に関する情報が含まれる。したがって、複数の地点で同時に磁場データを取得して、あるレファレンス点に対する相対的な CA の分布を探ることができる。

Beamish and Banks (1983) はイングランド北部の磁場アレイ観測データにインターステーション法を適用し、周期 10 秒～10,000 秒において不均質構造に起因する水平成分の異常のマッピングを行った。Fujiwara and Toh (1996) は、日本全国に分布する国土地理院の一等地磁気観測点における磁場データに同手法を適用した。柿岡（気象庁地磁気観測所）の磁場データをレファレンスデータとして使用し、さらに

海岸線効果を薄層モデルにより推定してその影響を分離して、日本列島における電気伝導度異常の分布を明らかにした。Egbert (1991) は、インターステーション法に多変量解析法を適用して、様々な source polarization に対する応答磁場の空間分布を求め、地下の電気伝導度分布について言及している。

### 1.3.3 電磁場応答関数

CA 変換関数やインターステーション応答関数は、グローバル地磁気変動によって誘導された誘導電流から生じる 2 次的磁場を問題にしているが、誘導電流（実際には、2 地点間の電位差）を直接的に使用して地下の電気伝導度分布を調べることが可能である。この方法は、MT 法 (Magnetotelluric method) と呼ばれる。基本的な概念は 1950 年代より Tikhonov (1950), Cagniard (1953) らによって述べられ、1950 年代後半から 1980 年代にかけて、様々な地下構造の不均質を仮定した電磁誘導問題が解析的に求められてきた (e.g. Price, 1962; Wannamaker, 1984; Madden and Mackie, 1989)。1990 年代からは、計算機の性能の向上とともに、様々なアルゴリズムの開発が行われている (e.g. Smith and Booker, 1991; Mackie and Madden, 1993; Newman and Alumbaugh, 2000)。

MT 法では、地表で観測する磁場水平成分 ( $H_x(\omega), H_y(\omega)$ ) と電場水平成分 ( $E_x(\omega), E_y(\omega)$ ) の間に、次の線形関係が成り立つことを利用する (e.g. Cagniard, 1953)。このとき、信号源は地球超高層起源のグローバル地磁気変動であり、前述の仮定を満たす場合において成立する。

$$\begin{pmatrix} E_x(\omega) \\ E_y(\omega) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{xx}(\omega) & Z_{xy}(\omega) \\ Z_{yx}(\omega) & Z_{yy}(\omega) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} H_x(\omega) \\ H_y(\omega) \end{pmatrix} \dots\dots\dots (1.4)$$

ここで、 $x, y$  はそれぞれ、地磁気座標系での南北、東西成分である。 $\mathbf{Z}(\omega)$  は電磁場応答関数あるいは MT インピーダンスと呼ばれ、2 行 2 列の複素テンソルで表される。電磁場応答関数は、(1.5) 式で表される電磁波の表皮深度  $\delta(\omega)$  (m) 程度までの平均的な電気伝導度構造を反映している。

$$\delta(\omega) = \sqrt{\frac{2}{\mu_0 \omega \sigma}} \dots\dots\dots (1.5)$$

ここで、 $\mu_0$ は真空中の透磁率 ( $4\pi \times 10^{-7}$  H/m)、 $\sigma$ は電気伝導度 (S/m) である。

地下構造が不均質な場合、地表での電磁場データから電気伝導度を直接的に求めることはできない。したがって、一般に次式で表される見かけ比抵抗  $\rho$  (単位は  $\Omega \cdot m$ , 電気伝導度の逆数) とインピーダンスの位相差  $\phi$  (deg) が使用される。

$$\rho_{aj}(\omega) = \frac{\mu_0}{\omega} |Z_{ij}(\omega)|^2, \quad (i, j = x, y) \dots\dots\dots (1.6)$$

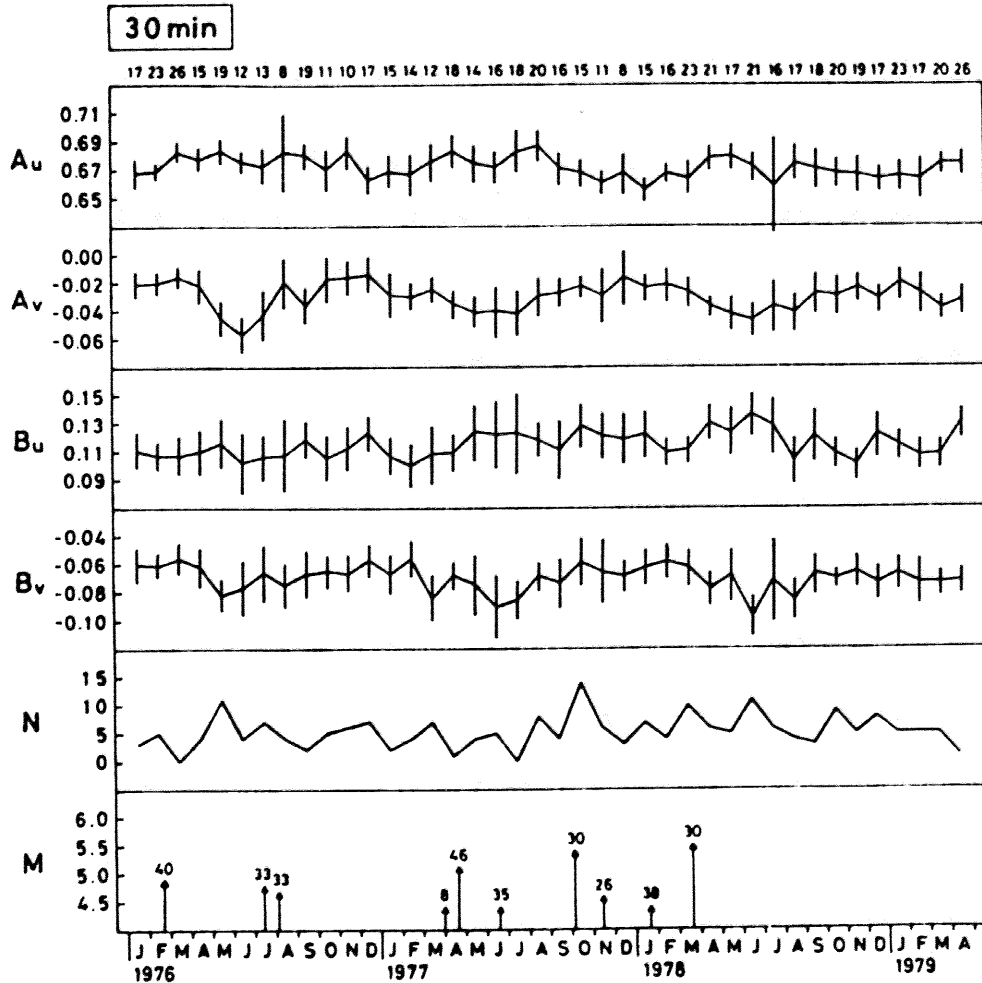
$$\phi_{ij}(\omega) = \tan^{-1} \left( \frac{\text{Im}(Z_{ij}(\omega))}{\text{Re}(Z_{ij}(\omega))} \right), \quad (i, j = x, y) \dots\dots\dots (1.7)$$

MT 法による地下の電気伝導度構造の推定は、見かけ比抵抗・位相の周波数依存性や空間分布の特徴を利用して、フォワード解析やインバージョンなどのモデリング手法により行われる。

### 1.3.4 応答関数の時間変化について

一般に、CA 研究は地殻からマンツルの電気伝導度異常の分布を明らかにすることが目的とされてきた。地下構造の推定精度は応答関数の推定精度に大きく依存する。信号源として使用する地球超高層起源の電磁場変動は極めて顕著な非定常信号であり、様々な人工ノイズ等を含む。したがって、入力信号の SN 比の十分に高い期間が選択され、解析期間内では電気伝導度の変化はないと考えて平均的な応答関数が推定される。

他方、応答関数は大地の電気伝導度構造に関する情報が含まれることから、地殻変動等により大地の電気伝導度分布に変化が生じれば、応答関数にも影響が及ぶことが考えられる。Yanagihara (1972)は、柿岡における地磁気データを解析し、1923年関東地震の前に  $\Delta Z / \Delta H$  (地磁気短周期変化の鉛直成分と水平成分の比) に異常変化が見られたと報告している。さらに、Yanagihara and Nagano (1976)は、CA 変換関数の時間変化は、柿岡周辺で発生したマグニチュード 5 以上の地震との間に良い相関があることを発見した。一方で、Shiraki(1980)は、柿岡における 1976 年から 1979 年初頭までの 3 年間について、各月ごとの CA 変換関数の平均値を求めたところ、0.02~0.04 程度の小さな変化が現れることもあるが、ほとんど変化がな



**Fig.1.4** Secular changes in transfer functions at the Kakioka Magnetic Observatory.  $N$  denotes the number of data sets used for monthly analysis.  $M$  indicates the magnitude of earthquakes shown by arrows. Numerals attached the arrows denote the epicentral distances in kilometers for the respective earthquakes. (Shiraki,1980)

かったとしている (Fig.1.4)。また、これらの変化と柿岡付近で発生した地震との間の明確な関連はないとしている。

地下の電気伝導度分布の変動による地表での異常磁場の変化は、鉛直成分に比べて水平成分の方が大きいとされる (Rikitake,1976)。これまでのインターステーション応答関数の時間変化の報告例としては、本蔵・小山 (1978) が挙げられる。本蔵らは、八ヶ岳観測所をレファレンス点として中伊豆観測点との間の磁場水平成分の振幅比を半月ごとに求めて時間変化を調べたところ、1978年の伊豆大島近海地震の

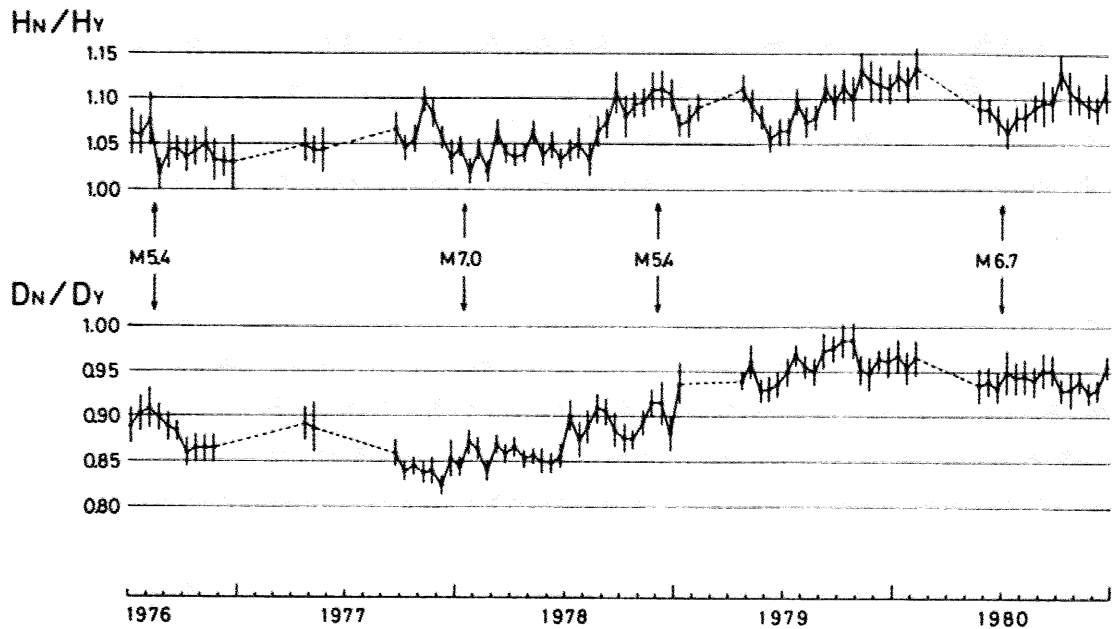


Fig.1.5 Ratios of  $H_N$  at Nakaizu to  $H_Y$  at Yatsugatake stations and  $D_N$  and  $D_Y$ . Circles denote the means of amplitude ratios, while error bars indicate 95 % confidence intervals of the respective means. Arrows show the occurrences of earthquakes and their respective magnitudes. (Honkura and Koyama,1978; Rikitake and Honkura, 1985)

発生前に  $H_N/H_Y$ ,  $D_N/D_Y$  ( $N$ :中伊豆,  $Y$ :八ヶ岳) が増加し, 発生後に急激に減少し, その後振動しながら元の値に回復したとしている (Fig.1.5)。ただし, Honkura(1979)は同データを使用して CA 変換関数を半月ごとに求めて時間変化を調べたところ,地震前に増大したように見えるが,誤差範囲が大きいためあまりはつきりとしないと結論づけている。Beamish(1982)は,スコットランドにおける磁場データに同手法を適用して,1979年の Carlisle 地震 ( $M=5$ ) の発生に 66 日先行して,周期 250 秒以下の ISTF の対角成分が通常レベルに比べて 0.8 減少するという異常変動を示したことを明らかにした。その一方で,周期 250 秒以上では変化はなかったとしている。

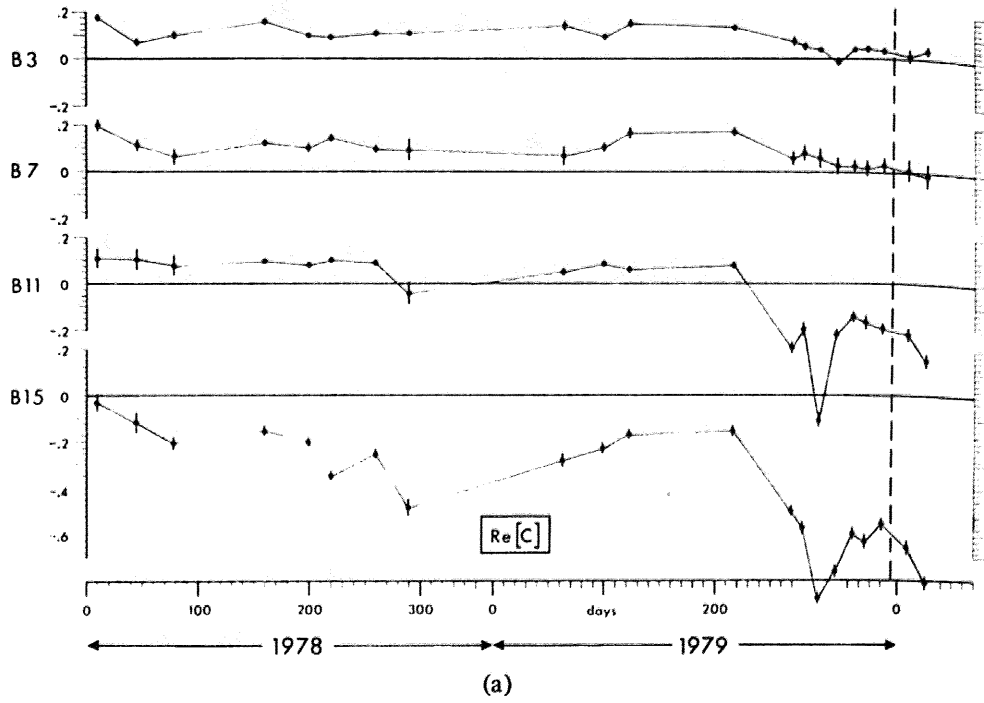
MT 法に基づいて地震に関連する地殻の電気伝導度変化を検出するという試みは, Reddy et al.(1976), Phillips et al. (1977) によってカリフォルニア州南部で始められた。Honkura et al. (1976)は,カナダ東部のセントローレンス川流域で観測を行い,周期 5 分~10 分の電磁場応答関数に 1 年間で 30%程度の有意な変化が見られたと報告している。その一方で,電磁場応答関数はローカルなノイズの影響を受けやすく,推定値の分散範囲は,電気伝導度構造の変化により期待される電磁場応

答関数の変動量と同等かそれ以上をとり得る。したがって、電磁場応答関数の推定精度の向上が不可欠な要素となり、1970年代後半より、様々な研究者により改良が試みられた (e.g. Gamble et al.,1979a,1979b; Egbert and Booker,1986; Chave et al.,1987,1989; Egbert,1989)。これらの改良法に基づき、Eisel and Egbert(2001)は、Parkfieldにおける1996年から1997年の2年間のデータを使用して電磁場応答関数を求め、1日ごとの推定値の安定性を評価した。その結果、周期300秒以下では2~3%,周期300秒から2,000秒では約10%の分散範囲を示すことを明らかにした。また、電磁場応答関数の日ごとの変化はランダムであって、長期的には明確な季節変化が認められなかったとしている。

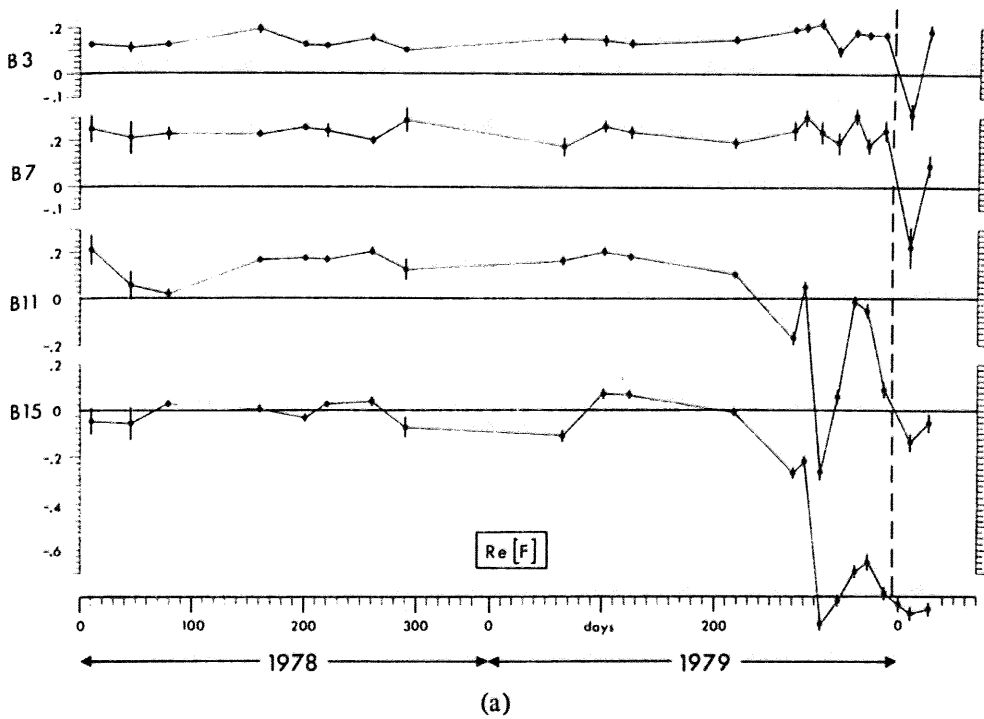
CA変換関数、インターステーション応答関数、電磁場応答関数の時間変化の原因として、ダイラタンシー拡散説 (Nur,1972) に基いて、地震の震源域における電気伝導度分布の変化が挙げられる (e.g. Rikitake,1976; Honkura,1979; Beamish,1982)。また、応答関数は地下浅部構造の不均質性による current channeling の影響を反映するため、堆積層中の地下水分布の変化による伝導電流の流路の変化が原因であるとする説もある (笹井, 私信)。それ以外にも、CA変換関数には、季節変化、約27日周期変化、5~6年周期変化、日変化等が報告されていることから (e.g. Sano,1980,1981,1982)、佐野・中島 (1984) は、CA変換関数の時間変化の本質を理解するためには、地磁気短周期変化の定義の仕方、CA変換関数の算出法や解釈の仕方等を見直す必要があることを提案している。



(a)



(b)



**Fig.1.6** Estimated ISTF of  $T_{xx}$  (C) and  $T_{yy}$  (F) during 1978 and 1979 for four period ranges: B3 (4000-2000s), B7 (1000-600s), B11 (250-150s), and B15 (70-50s). Real component are shown here. All error bars indicate the upper and lower limits of the standard deviation (Beamish,1982).

### 1.3.5 応答関数の推定法

CA 変換関数, インターステーション応答関数, 電磁場応答関数等は, とともに 2 入力 1 出力線形系の周波数応答関数である。一般に, 多入力 1 出力線形系の応答関数は物理・工学の分野で広く用いられており (e.g. Bendat and Piersol, 1971, see Appendix A1), 地球電磁気学の分野では Everett and Hyndman (1967) のパワースペクトル解析法として知られる。

多くの場合, 応答関数の推定はフーリエ変換を利用して周波数領域で行われる。このとき, 入力信号は定常信号であることが仮定されるが, 実際の地磁気変化は非定常であり, 時系列上でトランジェント信号 (ノイズ) が不規則に混入する場合が多い。様々なトランジェント信号の混入による応答関数の推定値への影響については, 1970 年代より議論されている (e.g. Sims et al., 1971; Kao and Rankin, 1977)。応答関数の推定の際にトランジェント信号の混入による誤差を減らすため, これまでも様々な手法が提案されてきた。一つは, フーリエ変換の際に, データセットをたくさんの小区間に分割して, 各々の小区間で応答関数を推定して, 統計学的手法を駆使して尤もらしい推定値を得る方法である (e.g. Egbert and Booker, 1986; Chave et al., 1987, 1989)。また, 入出力成分間で相関のある非定常ノイズの影響を低減するために, リモートレファレンス法 (e.g. Gamble et al., 1979a; Gamble et al., 1979b; Goubau et al., 1984) が考案された。二つめは, 時間領域での応答関数の推定である。Wieladek and Ernst (1977), Ernst (1981) は, 一般に時間領域での応答関数の推定値は周波数領域に比べて精度がよいとしている。そこで, McMechan and Barrodale (1985), Spagnolini (1994) は, 時間領域で電磁場応答関数の推定を行っている。三つめは, 時間・周波数領域で応答関数を推定する方法である。Chant and Hastier (1992) は, 短時間フーリエ変換の適用により, 時間・周波数の両領域で効率よく応答関数を推定する方法を導き出した。Zhang and Paulson (1997) は, ウェーブレット変換による電磁場応答関数の推定法を提案している。

フーリエ変換における相互相関関数や畳み込み理論は, そのままウェーブレット変換には当てはまらないという指摘がある (Lindsey, 1994)。これに対し, Pérez-Rendón and R. Robles (2004) は, 連続ウェーブレット変換による畳み込み理論および相関関数を導くことで, 応答関数への適用が可能であることを証明した。これに基づき, 本論文では連続ウェーブレット変換の適用を検討する。

## 1.4 ウェーブレット変換

現在のウェーブレット理論は、1980年代初頭にフランスの石油探査技師である J. Morlet が考えた “wavelets of constant shape” (Morlet et al.,1982a,1982b) を使用した新しい時間・周波数解析に始まるとされている (e.g. 芦野・山本, 1997)。Morlet は人工地震による地下構造探査のデータから、重畳する各地層境界面からの反射波を分離するためにウェーブレットを使用した。それまでの時間・周波数解析は、主に Gabor 変換 (Gabor,1946) と呼ばれる、指数関数にガウス関数を乗じたウェーブレットが適用されていた。Gabor 変換では、ガウス関数窓の幅を変えずに指数関数の振動数を変えて、時間方向へシフトすることによって時間・周波数解析を行う。したがって、時間・周波数の分解能は窓関数の幅により決まるため、スペクトルの時間、周波数の両領域で分解能を高めることはできない。また、解析の対象となるデータのスペクトルの特徴を予め知る必要がある (e.g. Chui,1993)。これに対して Morlet のウェーブレット変換は、指数関数の波形を一定として、ガウス関数の幅を拡張することによりスケール (周波数) を表現し、窓関数の時間方向へのシフトにより時間変動を表現する。これにより、時間領域と周波数領域での分解能の折衷が可能となる (Fig.1.7)。

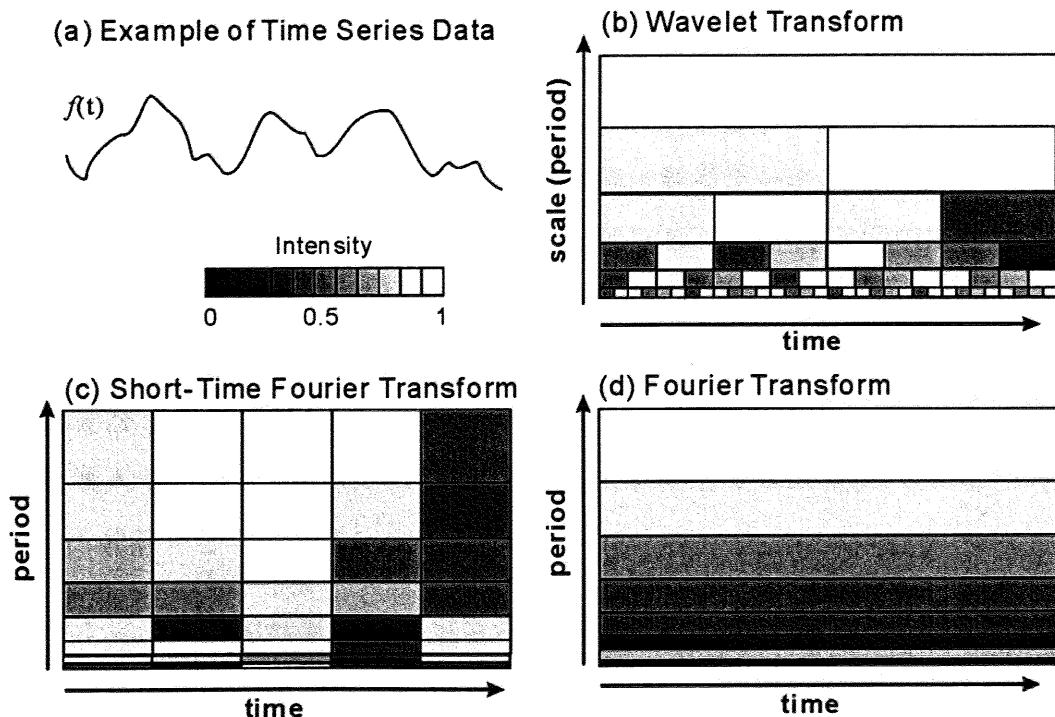


Fig.1.7 Schematic of time-frequency plane decomposition using different bases. (a) An example of the time series data. (b) Wavelet transform. (c) Short-time Fourier transform. (d) Fourier transform.

ウェーブレット変換のもとになる概念や方法は、それ以前にも、数学、物理学、信号理論、画像処理等の様々な分野ですでに知られており、各々の分野で独立に利用されていた。Mallat (1989a,1989b)によってその共通性が指摘されてからは、多くの統一的な理論的研究がなされた (e.g. Daubechies,1989,1992; Meyer,1992; Chui,1992; Holshneider,1993)。それとともに、物理学、工学、地球科学の分野にも応用範囲が広がった。

地球科学の分野での適用例としては、大気の流れのコヒーレント構造、降雨の時間・空間分布、地質学的特徴の抽出、ノイズ除去、波浪の成長および破浪の検出、海底地形への適用による海嶺断層の抽出等が挙げられる (see Foufoula-Georgiou and Kumar,1994; Kumar and Foufoula-Georgiou,1997)。地球電磁気学の分野では、Pi2 地磁気脈動の自動検出法 (Nosé et al.,1998)、地磁気擾乱の除去 (Kovács et al.,2001) 等に適用されている。

## 1.5 本論文の目的および構成

本研究では、ULF 帯での自然電磁場観測を、地殻活動を監視するための手段として確立することを最終的な目標としている。そのためには、一般に非常に微弱であるとされる、地震や火山活動に関連する電磁気現象をその他の信号成分から弁別する手法の開発が重要課題となる。さらに、観測データから地震電磁気現象の直接的な波形を抽出することは、発生メカニズムを明らかにする上で重要な証拠を得ることを意味する。本論文では、ULF 帯における磁場・電場データから、①グローバル地磁気変動、②大地の誘導電磁場成分の除去を試みる。以降、①と②の混合和を「グローバル電磁場変動」と呼ぶことにする。対象とする周期帯は、周期数秒から約1,000秒までに限定する。すなわち、Sq 場を考慮すべき周期6時間以上に比べて十分に短いと見なされる。グローバル電磁場変動を除去するために、インターステーション法を導入し、レファレンスデータとして気象庁地磁気観測所(柿岡)の地磁気データ(1秒値)を使用する。

グローバル地磁気変動は顕著な非定常性を有し、加えて日本における磁場・電場データには、主に直流電車の走行に伴うトランジェント信号が多数含まれる。適切な信号弁別を行うためには、トランジェント信号の性質を維持しながら、グローバル電磁場変動が除去されることが望まれる。すなわち、時間・周波数領域で局在す

る信号の性質が、両領域で適切な分解能で表される必要がある。ウェーブレット変換は時間・スケール（周波数）分解能を折衷することで、信号の局所的性質を効率よく表すことができるため、非定常信号の時間・周波数解析に適している。本研究では信号弁別の全ての過程でウェーブレット変換の適用を試みる。

インターステーション応答関数や電磁場応答関数は、いずれも2入力1出力線形系の応答関数である。通常これらはフーリエ空間で定義されるため、新たにウェーブレット変換での定式化が必要である。本論文では、Pérez-Rendón and Robles(2004), Zhang and Paulson(1997), Li (1998)による連続ウェーブレット変換での相関度関数、畳み込み理論に基づいて、連続ウェーブレット変換による応答関数を定式化を行う。

本論文は6章からなり、構成は次の通りである。第2章では、本研究における電磁場の観測手法および取得データの概要を述べる。第3章では、インターステーション法を利用したグローバル電磁場変動を除去する手法について述べる。さらに、提案法と従来法であるフーリエ変換の適用結果と比較を行い、提案法の優位性を検証する。第4章では、インターステーション法を電場・磁場データ間の応答関数に拡張し、電場データからグローバル地磁気変動による誘導電場成分を除去する手法を導出し、適用結果を述べる。さらに、地震電磁気信号 (SES) モデルを用いたシミュレーションを行い、地震電磁気現象の検出の可能性を検証する。第5章では、本手法を房総半島東部において発生した2002年房総半島スロースリップイベントの期間へ適用した結果を紹介する。第6章では、本論文において開発された信号処理手法の特長をまとめた後、今後の課題を提起する。

## 第2章

# ULF帯における電磁場観測

### 2.1 日本における ULF 帯電磁場観測

1995年の兵庫県南部地震による震災を受けて、1996年度より科学技術庁（当時）の特殊法人による共同プロジェクト「地震総合フロンティア研究」を立ち上げた。その中で、特に電磁気学的手法を用いる地震予知の基礎的研究として、理化学研究所に「地震国際フロンティア研究」、宇宙開発事業団に「地震リモートセンシングフロンティア研究」を設置し、研究を開始した。地震国際フロンティア研究では、地震に関連する電磁気現象を組織的・総合的に解明することが主目的とされ、特にギリシャのVAN法の検証、ULF帯の磁場変動の観測、およびこれらの電磁気現象の発生の物理機構の理論的・実験的基礎研究が推進された。同プロジェクトでは、地電流を含む電磁気学的手法に基づく観測点を日本全域に展開し、取得されたデジタルデータは電話回線・インターネットを通じて研究拠点に転送・蓄積されてきた。地電流の観測点数は、最盛期では約40点におよぶ（上田ほか，1999）。

両プロジェクトでは、日本内外の研究機関との積極的な共同研究が行われ、国際的にも同分野における中心的役割を果たしてきた。この間、1998年岩手県北部地震、1999年台湾集集地震、2000年伊豆諸島群発地震・火山活動等で地殻活動に関連すると見られる電磁気現象を検出し、公表されてきた。2002年度をもってプロジェクトは終了したが、その後も観測点の保守および観測データの取得が継続されて現在に至る。



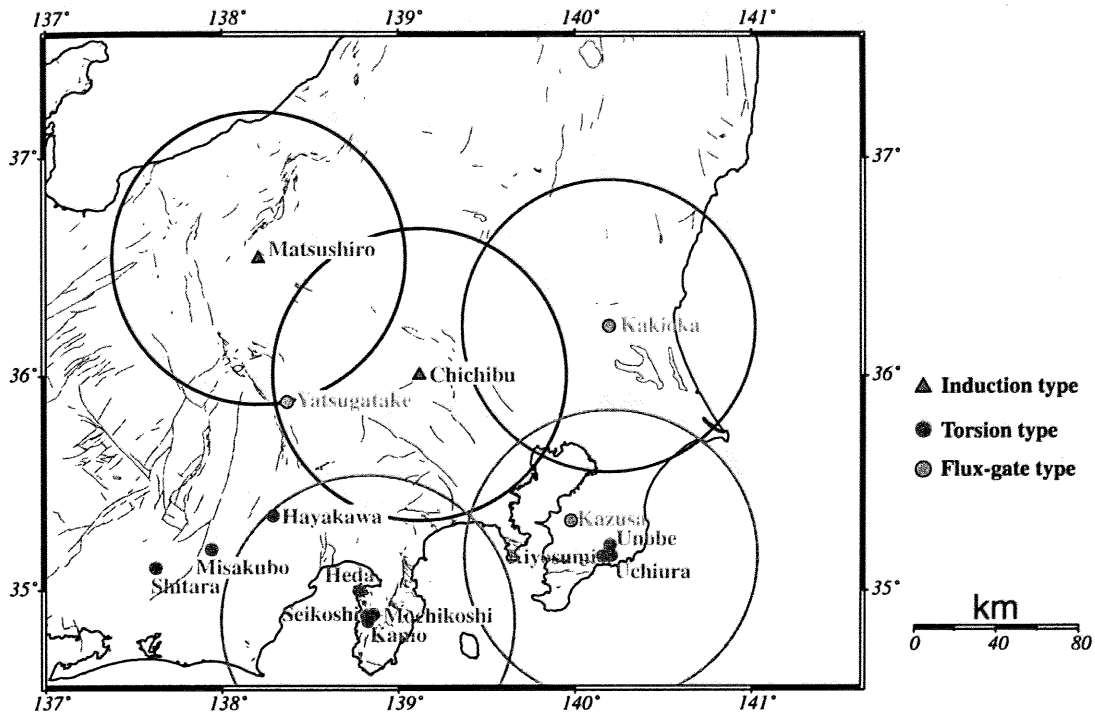


Fig.2.2 ULF geomagnetic field observatories in the Kanto and Tokai area, Japan (July, 2000). Kakioka Magnetic Observatory (JMA), and Matsushiro Seismological Observatory (JMA) are also shown.

Station Code	Station Name	Geographical coordinate	Geomagnetic coordinate	L-value
KYS	Kiyosumi (清澄)	140.15E, 35.16N	211.86E, 28.09N	1.28
UNB	Unobe (宇野辺)	140.20E, 35.21N	211.91E, 28.14N	1.29
UCU	Uchiura (内浦)	140.10E, 35.16N	211.82E, 28.10N	1.29
IYG	Iyogatake (伊予ヶ岳)	139.92E, 35.10N	211.65E, 28.04N	1.28
SKS	Seikoshi (清越)	138.82E, 34.90N	210.63E, 27.87N	1.28
MCK	Mochikoshi (持越)	138.86E, 34.88N	210.67E, 27.85N	1.28
KAM	Kamo (賀茂)	138.83E, 34.86N	210.64E, 27.83N	1.28
KAK	Kakioka (柿岡)	140.18E, 36.23N	211.93E, 29.20N	1.31

Table 2.1 The geomagnetic stations used in this study. Geomagnetic coordinates and L-values are estimated with the use of GEOPACK-96 software (e.g. Gustafsson et al.,1992; Tsyganenko et al.,1987). Altitude of the given point above the earth's surface at 1-Re are set to 0 km in these case.



## 2.2 観測システム

### 2.2.1 概要

南関東、東海・伊豆地方における ULF 帯の電磁場観測網は、理化学研究所「地震国際フロンティア研究」の主導のもと、宇宙開発事業団、東海大学、電気通信大学、千葉大学の協力により 1998 年から設置が行われた。2003 年現在、Fig.2.2 に示す観測点が設置されている。観測点はおよそ 60—70km 間隔で設置されている。これは、理論計算による、地震の規模とそれに関連する ULF 帯の電磁気信号の検出限界距離 (Molchanov et al.,1995) に基づいている。これによると、M=6.0 において約 60km、M=7.0 において約 100km とされている。図中の円は、観測点から半径 60km の範囲を同心円で表示したものであり、同エリアがほぼ網羅されていることがわかる。地球の自然電磁場の観測は、人間活動による人工ノイズの影響を大変受けやすい。そのため、これらの観測点は、人工ノイズの信号源となる直流電気鉄道や工場、送電線、人家、幹線道路等から極力離れた場所に設置されている。

房総半島 (UNB, UCU, KYS) と伊豆半島 (MCK, SKS, KAM) では、3 台のトーション型磁力計 (ロシア, SPbF IZMIRAN 製) を約 5km 間隔で L 字型に配置してアレイを構成している。各点では地磁気直交 3 成分および電場水平 2 成分を取得している。サンプリング間隔は 0.02 秒 (50Hz) である。各点の時計は GPS 衛星の送信波から時刻情報を取り込むことで同期されており、これにより信号分離や方位探査等の様々な信号処理手法の適用が可能になる。両半島ではさらに観測点数を増やして集中的に観測が行われている。

Fig. 2.3 に、典型的な ULF 電磁場観測点における観測概念図を示す。観測フィールドには、トーション型磁力計が設置されている。磁力計本体は、深さ約 100cm の穴に埋められたプラスチック製のケースの内部に敷き詰められた非磁性の砂あるいはシリカサンドに固定されている。磁力計センサー部はジンバルにより吊されており、常に水平が保たれている。プラスチックケースの内部は除湿剤により湿度が調整されている。フィールド内には電極 3~4 本を約 30~100m 間隔で接地して、地電位差を計測する。電極には鉛—塩化鉛平衡電極 (Pb-PbCl<sub>2</sub>) を使用している。電極は接地抵抗低減剤 (チコーゲル; 日本地工製) に取り巻かれている。電極間隔は、30m~100m 程度である。フィールド内には簡易観測所が設置され、データ収録用

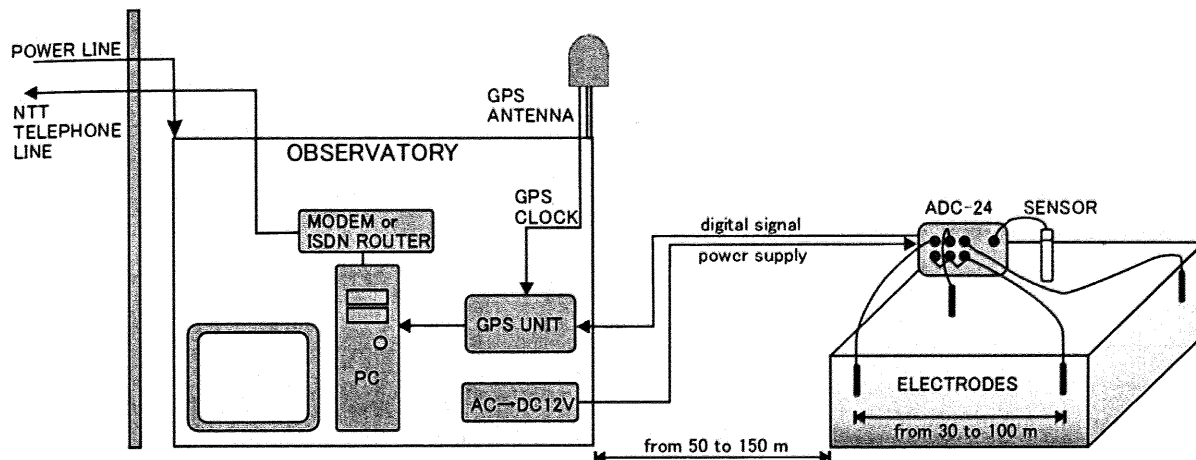


Fig.2.3 The block diagram of the system installed at ULF geomagnetic stations in Japan.

コンピュータ、電源装置、ISDN ルータ等の観測機材を収納している。観測室から磁力計までの距離は、50m から 150m 程度である。また、観測室には電力線を施設し、交流 50Hz（房総・伊豆）/60Hz（東海）電源を受給している。さらに、NTT（日本電信電話株）の通信回線を施設し、オンラインでのデータの転送を可能にしている。

### 2.2.2 磁力計システム

ロシア IZMIRAN 製のトーション型磁力計（MVC-2DS）は、DC～15Hz の磁場変動 3 成分および電場 3 成分を測定することができる。システムは、磁気センサーユニット、ADC-24 ユニット、GPS ユニットの 3 ユニットで構成されており、Linux コンピュータ（Redhat Linux Ver.5.2 または Ver.6.2）にデジタルデータが蓄積される。電源は商用電源（AC100V, 50Hz/60Hz）および自動車用バッテリー（DC12V）の両方に対応している。Table 2.2 に、本システムの概要をまとめる。

磁気センサーユニットは、気象庁地磁気観測所所有の 3 軸ヘルムホルツコイルを用いた磁力計校正システムによって、校正が行われている。

System	MVC-2DS
Manufactured	SPbF IZMIRAN (Russia, St. Petersburg)
Type of magnetometer	Torsion
Values to be measured	three mutually orthogonal components of magnetic field (H,D, and Z) three components (maximal num.) of electric field
Frequency range	from 0 to 15 Hz for analog signal and from 0 to 4 Hz for digital signal
Dynamic range	$\pm 10,000$ nT ( $\pm 10$ V for output voltage)
Integral noise level in frequency range from 0.1 to 10 Hz	about 0.01 nT
Dynamic range for electric component	$\pm 2.5$ V
Integral noise level for electric field in frequency range from 0.1 to 10 Hz	about 10 $\mu$ V
Resolution of A/D converter	24 bit
Supply Voltage	+12V (from 10.5 to 18V)
Operating temperature range	-5 to 50 $^{\circ}$ C
Drift of zero-point with temperature	$\sim 1$ nT/ $^{\circ}$ C

Table.2.2 Technical characteristics of MVC-2DS.

### 磁気センサーユニット

磁気センサーユニットは3つの独立した磁気センサーからなる Magnetic Sensor Unit (MSU)と、増幅器からなるコンパクトな構造である。MSUは非磁性体の容器でできており、内部には互いに直交したトーシオン型磁気センサーが取り付けられている。センサーの“心臓部”は、長さ約3cm、直径約1cmのカプセル状のMSE (Magneto - Sensitive Element) である。MSEは水晶または金属製の細糸と、それにより吊り下げられた鏡付き磁石からなり、カプセル内部はダンピングのために液体で満たされている。MSEの外部には放射角15度、波長9000Åの短波長IR発光ダイオード (EMT) が取り付けられている。この発光ダイオードからの放射光は、MSE内の鏡で反射され、2つのフォトダイオードからなる受光部 (PHR) で受光される。外部磁場に変動が生じて、2つのフォトダイオードの受光量に差が生じた場合、2つのフォトダイオードの電流の差が磁場信号の強度となる。

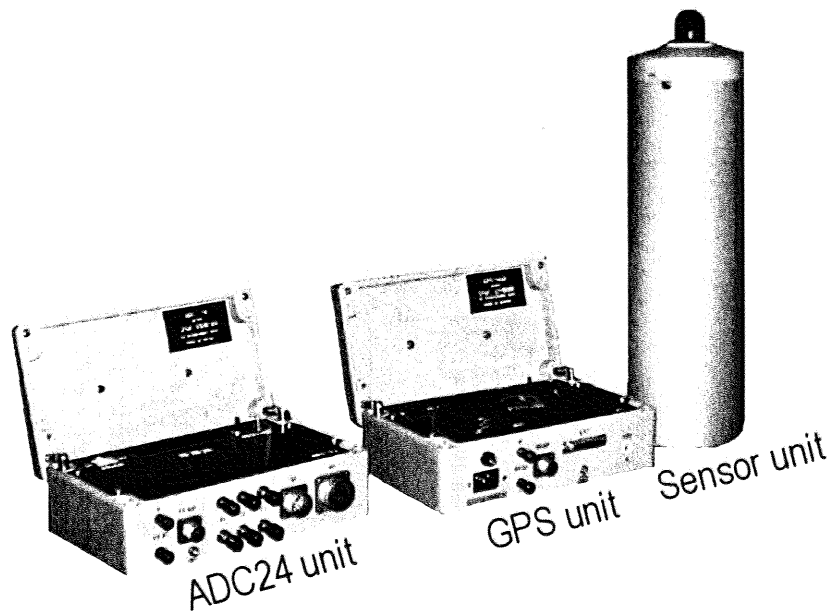


Fig.2.4 Torsion magnetometer, MVC-2DS

### ADC-24 ユニット

ADC-24 ユニットは、磁気センサーユニットからのアナログ出力および地電位差を 24bit の A/D 変換、磁気センサーユニットの制御を行う。ADC-24 ユニットは磁気センサーユニットに近接（約 1.5m）して設置され、直流電源（12V）の供給により駆動する。

### GPS ユニット

GPS ユニットは ADC-24 ユニットとコンピュータの接続を仲介する。ユニットの内部時計は GPS 衛星の時計情報を取り込むことで、約  $50 \times 10^{-6}$  秒の精度で同期される。GPS ユニットはコンピュータの LPT ポートに接続され、ADC-24 ユニットから電送されるデジタルデータに時計情報を組み込んで、コンピュータに送り込む。

## 2.2.3 観測データの管理

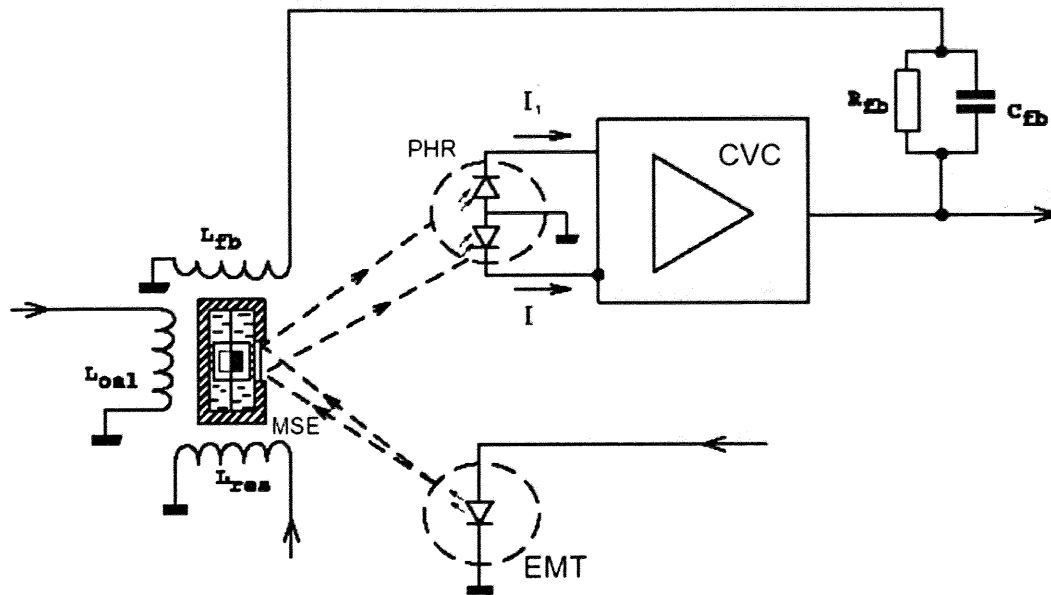


Fig.2.5 Principle of the torsion-type magnetometer based on the MVC-2DS user's manual.

コンピュータに取り込まれたデータはいったんメモリに蓄積され、1時間のデータを1ファイルとして、毎時10分にハードディスクに記録される。このときのサンプリングは0.02秒(50Hz)のままである。フィールドの観測室では毎日1度データを1秒値にダウンサンプルして1ファイルに取りまとめた上で、インターネットを通じて千葉大学の研究室内にあるデータベースサーバへ転送される。50Hzデータファイルは、定期的に行っている観測点保守作業の際にハードディスクごと回収される。

千葉大学では、観測データの解析と管理の効率化を目的として、解析ソフトウェアの開発を行っている。本ソフトウェアは、観測データの自動転送とデータベース化、ミラーリング、および初期解析用パッケージからなる。様々な地磁気データや測定機器の出力ファイル形式に対応しており、簡単な操作でデータの登録・表示が可能である。初期解析用のパッケージとして、フィルタ設計ツール、周波数解析ツールが組み込まれており、日常的なデータの管理や地殻活動の監視を可能にしている。

千葉大学に集積する観測データは、同ソフトウェアを使用して、東海大学地震予知研究センター(静岡県静岡市)と電気通信大学(東京都調布市)にリアルタイム

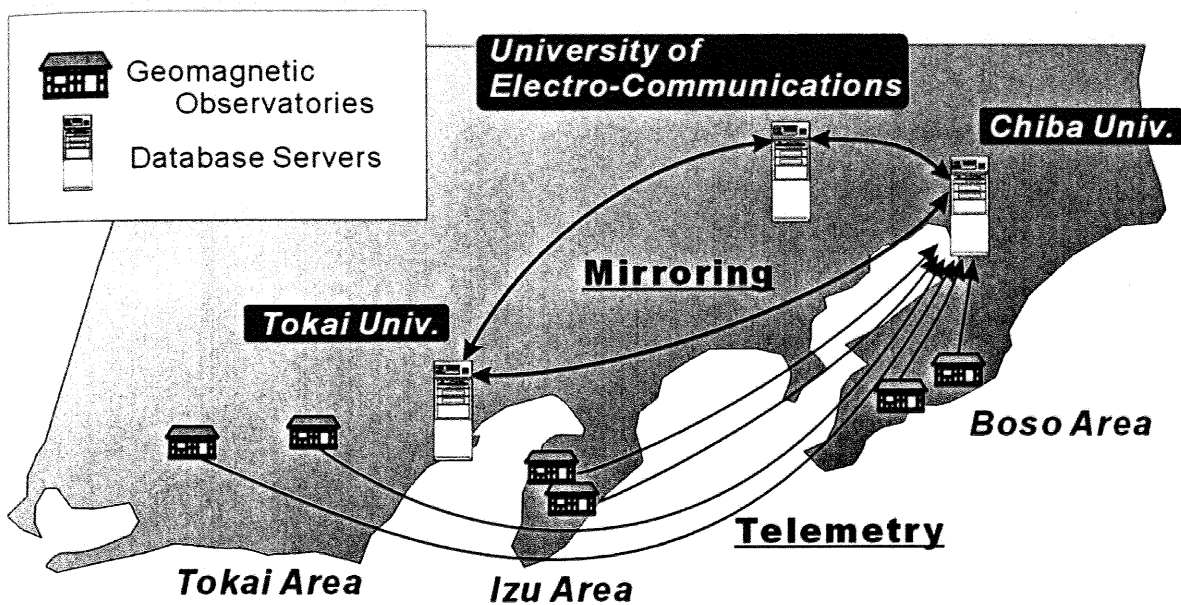


Fig.2.6 Schematic diagram of the data acquisition system with the use of the internet. The observed data in the three areas (Boso, Izu, and Tokai) are transferred to the Chiba University once a day and recorded in the database servers. Three database servers are set up in different area, and synchronized by using the network.

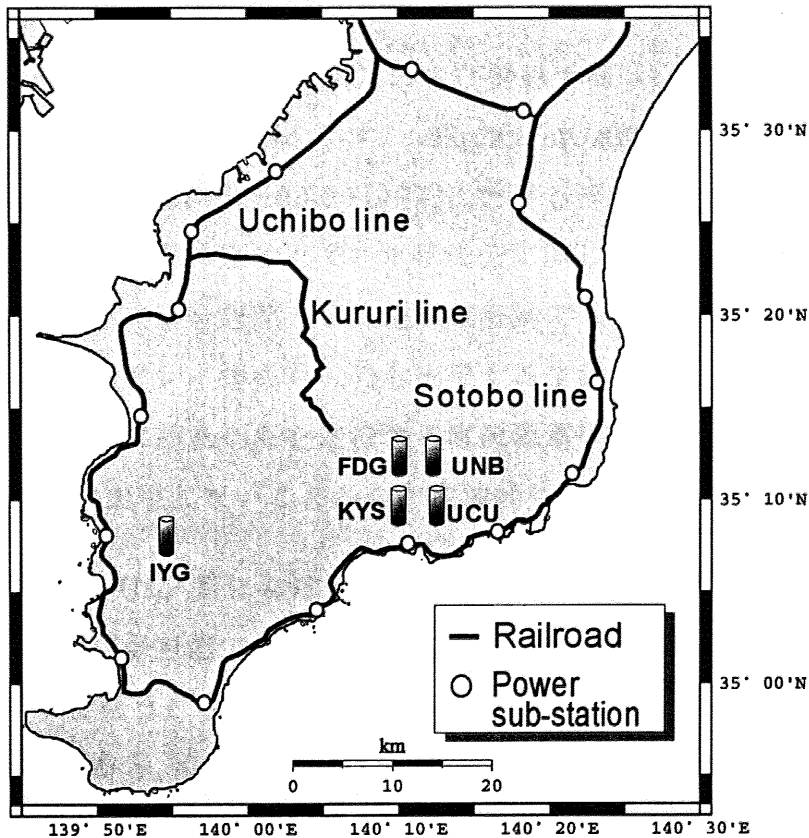
でミラーリングが行われている。同一データを複数の拠点に分散させることで、災害、事故等による貴重なデータの損失を防止している。さらに、現在はインターネットの使用による観測データの公開を検討中である。

## 2.3 本論文で使用するデータ

### 2.3.1 房総半島における観測点

本研究では、房総半島におけるアレイ構成点である、清澄 (KYS)、内浦 (UCU)、宇野辺 (UNB) の地磁気データを使用する。Fig.2.7 に観測点分布図を示す。これらの観測点は房総半島中部の太平洋岸の山中に設置されている。

房総半島では、JR (Japan Railways) 外房線、内房線、久留里線の3路線および小湊鉄道が運行されており、このうち外房線と内房線が電化区間である。両路線の電車は、約 10km 間隔で設置された鉄道変電所において饋電される直流電流 (1,500V) により走行する。アレイ構成点は JR 外房線に近接しており、その距離は KYS, UCU で約 4km, UNB で約 7km となっている。そのため、電車の走行に伴う電磁ノイズの影響を大きく受ける。アレイ観測点では、勝浦発 04:24 の上り電



**Fig.2.7** Railway system operated by JR (Japan Railways) in the Boso Peninsula, Japan. The Uchibo and Sotobo lines are driven by the direct current (1,500V).The Kururi line is not electrified. Open circles indicate the location of the power sub-stations. They set up by about every 10 kms.

車に始まり、大原着 00:29 の下り電車に至るまで約 20 時間に渡りその影響を受ける。

### 2.3.2 レファレンス観測点

本研究では、レファレンスとして気象庁地磁気観測所(柿岡)における地磁気データを使用する。柿岡では、地球電磁気観測に影響を及ぼす直流の電線路、電車線路および帰線の施設は法令により制限されており(電気事業法「電気設備に関する技術基準を定める省令」第2章6節43条)、観測所から半径約30km以内の電気鉄道は交流式が採られている。これにより、地磁気観測へ与える影響の最大許容値0.1[nT]を維持している(e.g. 地磁気観測所編,1994)。柿岡は、国際標準観測所として厳正な管理のもと良質な地磁気データが取得されることで、国際的に評価が高い。

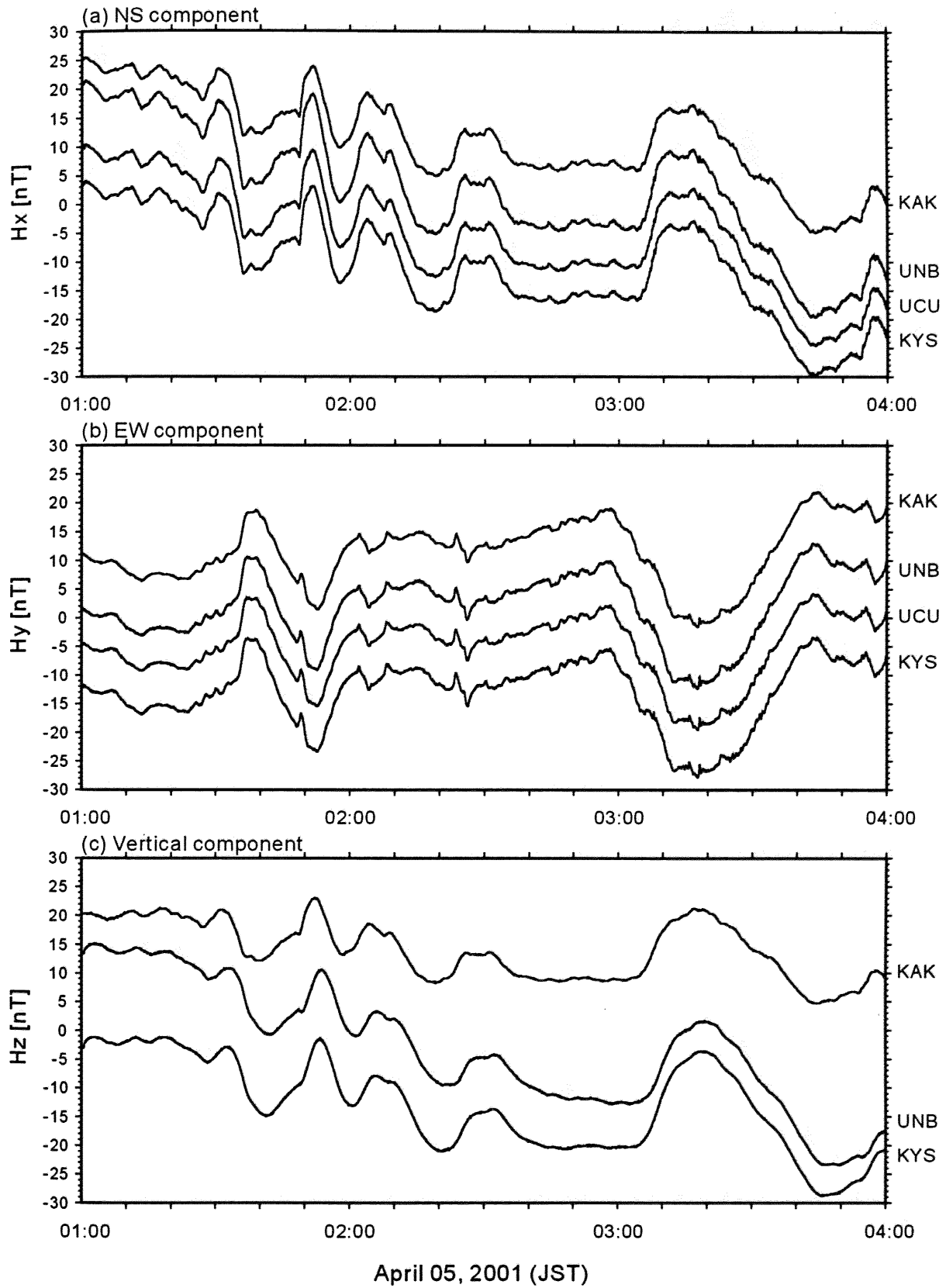
### 2.3.3 観測データの特徴

Fig.2.8～Fig.2.9 に、柿岡 (KAK) および房総半島 (UNB, UCU, KYS) における磁場 3 成分の観測データ例を示す。Fig.2.8 は、2001 年 4 月 5 日 01:00～04:00 (JST)、Fig.2.9 は同日 07:00～08:00 (JST) におけるデータである。大局的な曲線の傾向は長周期から短周期に至るまで、水平成分に関しては全 4 観測点で共通している。これらは地球超高層を起源とする地磁気変動であり、グローバル変動に分類される。一方、房総のアレイ構成点にのみ出現する変動が Fig.2.9 において顕著に見られる。これらは主に房総半島を走行する直流電車起源の電磁ノイズであると考えられる。KAK には出現しないことから、広域の変動に分類される。

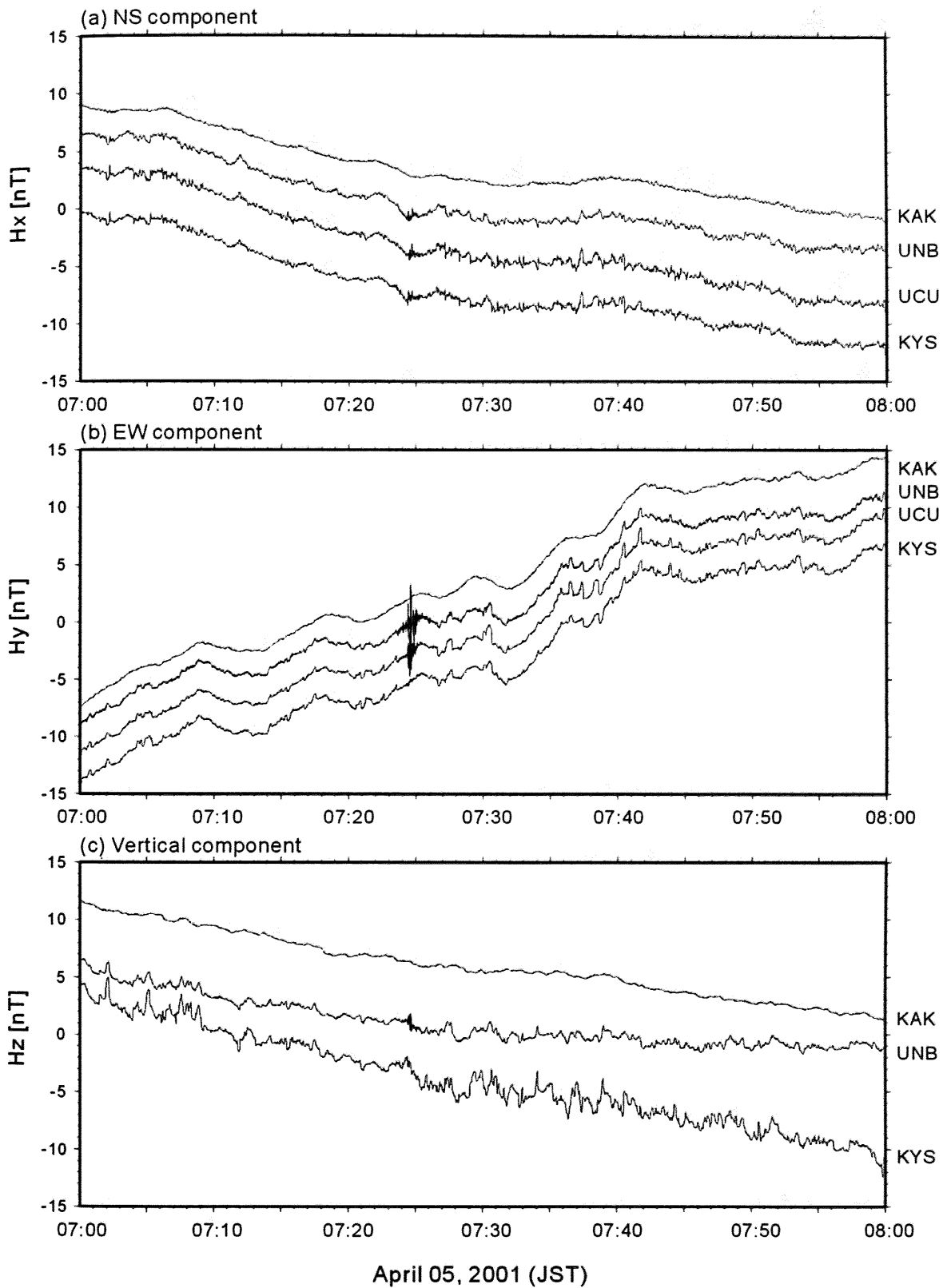
第 1 章において、ULF 帯における地球超高層起源の電磁場変動は、平面波近似および垂直入射の仮定が可能であることを述べた。この場合、磁場鉛直成分は存在しないが、Fig.2.8 を見ると全ての観測点で鉛直成分が出現している。磁場変動のピークを示す時刻を見ると、KAK に対して房総のアレイ構成点には数分の遅れが生じていることがわかる。地球超高層起源の電磁場変動が鉛直成分を持つ場合、全ての観測点で同時に検出されるため、位相差は生じないものと考えられる。したがって、グローバル地磁気変動の鉛直成分が十分に小さいことを意味しており、平面波近似の妥当性を裏付けるものである。鉛直成分は、地下構造の水平方向の不均質性により、磁場水平成分から誘導される電流が作る磁場変動であると考えられる。その影響は観測点の近辺の極めて局所的な地下構造の不均質に依存している。また、日本列島は周囲を海水に取り巻かれるため、海岸線の分布を反映して複雑な海岸線効果の影響を受ける (e.g. 力武,1972; Rikitake and Honkura,1985)。

Fig.2.10～Fig.2.11 に、上記の期間での KYS における電場水平 2 成分のデータ例を示す。Fig.2.8 と Fig.2.10 の比較により、大局的には  $H_x$  と  $E_y$ 、 $H_y$  と  $E_x$  が相関があるといえる。これは、地球が有限の電気伝導度を持つ導体球であるため、地磁気変動によって磁場と直交する方向に誘導電流が流れることに起因する。実際には大地の不均質により完全な直交関係ではない。Fig.2.11 からは、日中では磁場データと同様に、主に直流電車の走行に伴うノイズの混入が深刻であることがわかる。

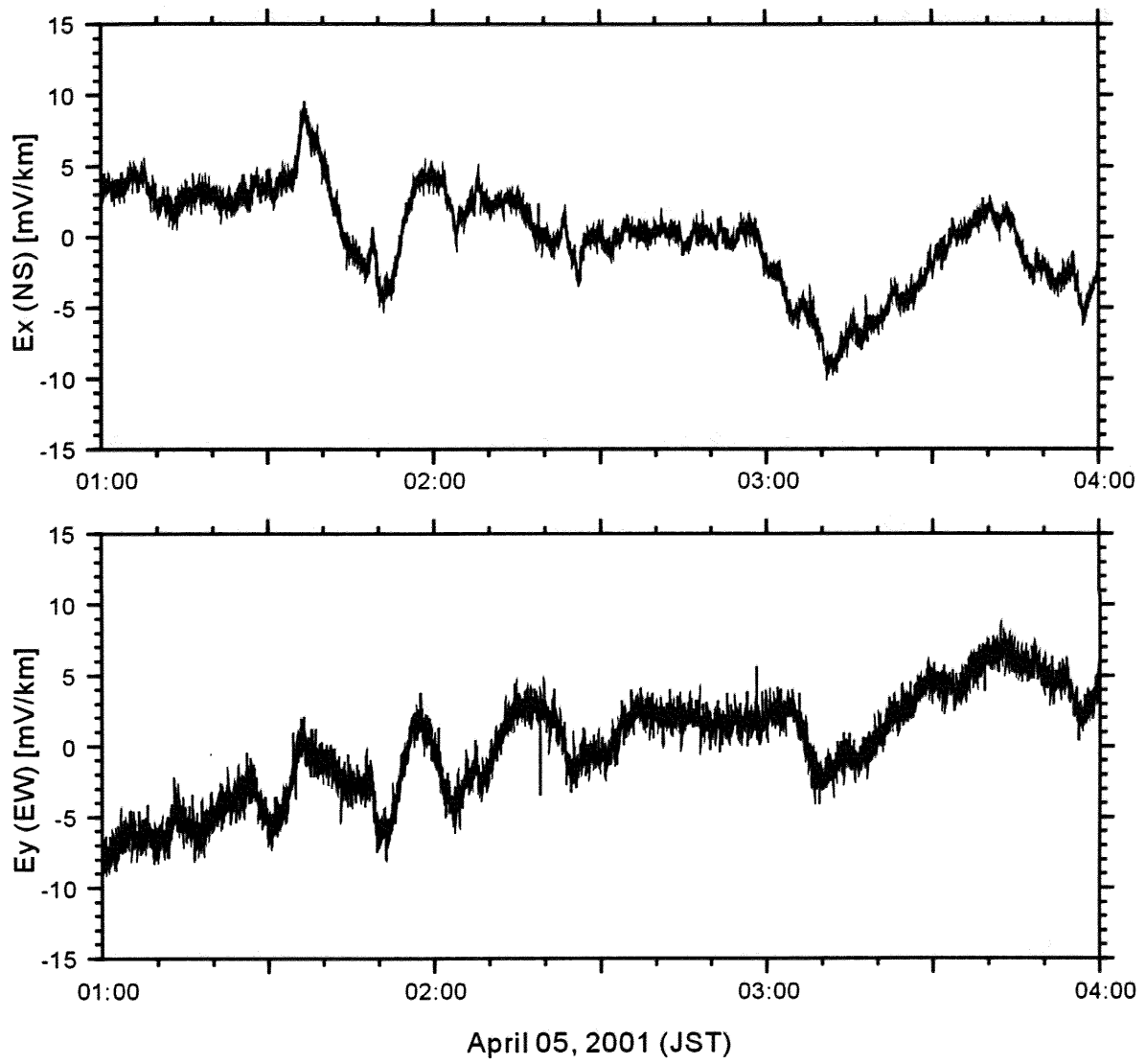




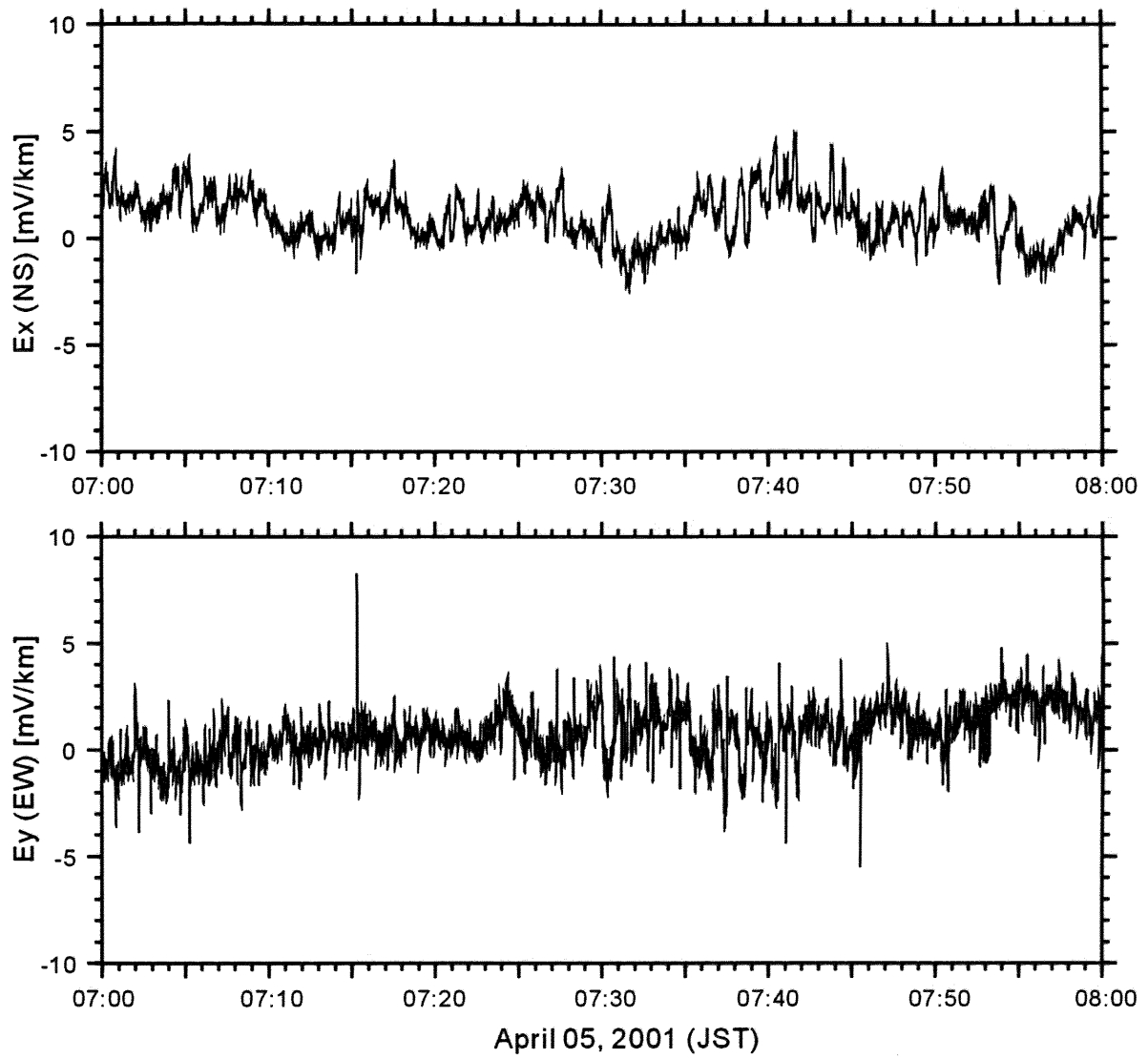
**Fig.2.8** The time series of geomagnetic field variations obtained at **KAK** and the array stations in the Boso Peninsula (**UNB**, **UCU**, and **KYS**) for an interval of 01:00 to 04:00 (JST) on April 05, 2001. The vertical field at **UCU** was data missing.



**Fig.2.9** The time series of geomagnetic field variations obtained at **KAK** and the array stations in the Boso Peninsula (**UNB**, **UCU**, and **KYS**) for an interval of 07:00 to 08:00 (JST) on April 05, 2001. The vertical field at **UCU** was data missing.



**Fig.2.10** The time series of electric field obtained at KYS for an interval of 01:00 to 04:00 (JST) on April 05, 2001.



**Fig.2.11** The time series of electric field obtained at KYS for an interval of 07:00 to 08:00 (JST) on April 05, 2001.

## 第3章

# インターステーション法による 地球超高層起源の ULF 磁場変動の除去

### 3.1 はじめに

第1章でも述べたように、ULF帯における電磁場データには様々な信号成分が含まれている。本章では、地球磁気圏や電離層を起源とするグローバル地磁気変動を時系列データから除去することを試みる。はじめに、インターステーション応答関数の概要を述べる。次に、ウェーブレット変換を利用した自己相関関数、相互相関関数の定義と一般的な2入力1出力線形系の時間・周波数（スケール）応答関数への応用を定式化し、本論文でのインターステーション応答関数を導出する。そして、実際に房総半島において観測された ULF 磁場データに適用する。さらに、提案法の優位性を検証する。

### 3.2 インターステーション応答関数

第1章で述べたように、太陽風-地球磁気圏の相互作用によって生じる地磁気脈動や、地磁気嵐等の地磁気擾乱は、地球規模で同時に発生する現象である。そのため、日本のように地磁気中緯度地方では、周期数秒～数千秒程度において、一様平面波（TEM波）の垂直入射の近似が成り立つ。したがって、アレイ構成点およびレファレンス観測点では同時に観測される。だが、実際には大地の電気伝導度構造の不均質性によって、個々の観測点で異なる誘導磁場成分が付加される。すなわち、ある観測点で測定される磁場直交3成分 ( $\mathbf{H}_s(\omega)$ ) は、地球超高層起源の変動と大地が水平成層構造をなす場合の誘導磁場との和 ( $\mathbf{H}_n(\omega)$ ) と、地球内部構造の不均

質性に起因する誘導磁場 ( $\mathbf{H}_a(\omega)$ ), および無相関ノイズ ( $\boldsymbol{\varepsilon}(\omega)$ ) の重ね合わせであると考えられる (Schmucker,1970; Gough and Ingham,1983)。すなわち,

$$\mathbf{H}_s(\omega) = \mathbf{H}_n(\omega) + \mathbf{H}_a(\omega) + \boldsymbol{\varepsilon}(\omega), \dots\dots\dots (3.1a)$$

あるいは,

$$\begin{pmatrix} \Delta X_s(\omega) \\ \Delta Y_s(\omega) \\ \Delta Z_s(\omega) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Delta X_n(\omega) \\ \Delta Y_n(\omega) \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \Delta X_a(\omega) \\ \Delta Y_a(\omega) \\ \Delta Z_a(\omega) \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \delta X(\omega) \\ \delta Y(\omega) \\ \delta Z(\omega) \end{pmatrix} \dots\dots\dots (3.1b)$$

と表される。ここで,  $X, Y, Z$  はそれぞれ, 地磁気南北, 東西, 鉛直成分をそれぞれ表す。各成分はフーリエスペクトルとする。 $\mathbf{H}_a(\omega)$  は応答関数  $\mathbf{W}(\omega)$  を用いて次式のように定義される。

$$\mathbf{H}_a(\omega) = \mathbf{W}(\omega) \cdot \mathbf{H}_n(\omega), \dots\dots\dots (3.2a)$$

あるいは,

$$\begin{pmatrix} \Delta X_a(\omega) \\ \Delta Y_a(\omega) \\ \Delta Z_a(\omega) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} W_{xx}(\omega) & W_{xy}(\omega) \\ W_{yx}(\omega) & W_{yy}(\omega) \\ W_{zx}(\omega) & W_{zy}(\omega) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \Delta X_n(\omega) \\ \Delta Y_n(\omega) \end{pmatrix} \dots\dots\dots (3.2b)$$

すなわち, (3.2) 式は,  $\Delta X_a(\omega), \Delta Y_a(\omega), \Delta Z_a(\omega)$  がそれぞれ  $\Delta X_n(\omega)$  と  $\Delta Y_n(\omega)$  の線形結合で表されることを意味している。 $\mathbf{W}(\omega)$  は 2 入力 1 出力線形系の応答関数であり, 各要素は無次元量である。ここで,  $\Delta X_n(\omega)$  と  $\Delta Y_n(\omega)$  は互いに独立である必要がある。

(3.1) 式と (3.2) 式をまとめると, 次式に書き換えられる。

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_s(\omega) &= \mathbf{H}_n(\omega) + \mathbf{W}(\omega) \cdot \mathbf{H}_n(\omega) + \boldsymbol{\varepsilon}(\omega) \\ &= \mathbf{W}'(\omega) \cdot \mathbf{H}_n(\omega) + \boldsymbol{\varepsilon}(\omega) \end{aligned} \dots\dots\dots (3.3a)$$

ここで,  $\mathbf{W}'(\omega) = \mathbf{I} + \mathbf{W}(\omega)$  ( $\mathbf{I}$  は単位行列) とする。同様に, 各成分ごとに書くと, 次式で表される。

$$\begin{aligned}
 \begin{pmatrix} \Delta X_s(\omega) \\ \Delta Y_s(\omega) \\ \Delta Z_s(\omega) \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} \Delta X_n(\omega) \\ \Delta Y_n(\omega) \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} W_{xx}(\omega) & W_{xy}(\omega) \\ W_{yx}(\omega) & W_{yy}(\omega) \\ W_{zx}(\omega) & W_{zy}(\omega) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \Delta X_n(\omega) \\ \Delta Y_n(\omega) \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \delta X(\omega) \\ \delta Y(\omega) \\ \delta Z(\omega) \end{pmatrix} \\
 &= \begin{pmatrix} W_{xx}(\omega)+1 & W_{xy}(\omega) \\ W_{yx}(\omega) & W_{yy}(\omega)+1 \\ W_{zx}(\omega) & W_{zy}(\omega) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \Delta X_n(\omega) \\ \Delta Y_n(\omega) \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \delta X(\omega) \\ \delta Y(\omega) \\ \delta Z(\omega) \end{pmatrix} \quad \dots (3.3b) \\
 &= \begin{pmatrix} W'_{xx}(\omega) & W'_{xy}(\omega) \\ W'_{yx}(\omega) & W'_{yy}(\omega) \\ W'_{zx}(\omega) & W'_{zy}(\omega) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \Delta X_n(\omega) \\ \Delta Y_n(\omega) \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \delta X(\omega) \\ \delta Y(\omega) \\ \delta Z(\omega) \end{pmatrix}
 \end{aligned}$$

(3.3) 式を解いて応答関数  $W'(\omega)$  を求めるためには、 $H_n(\omega)$  を推定する必要がある。しかし、(3.1) 式から  $H_n(\omega)$  を分離するのは非常に困難であり (Egbert and Booker, 1989), 通常は、同時に測定を行う複数の観測点から一つを選んでレファレンス観測点として、 $H_r(\omega)$  を  $H_n(\omega)$  に代入する方法が採られる (Gough and Ingham, 1983)。レファレンス観測点は、人工ノイズが十分に小さいことが好ましい。このとき、(3.3) 式は次式のように書き換えられる。

$$H_s(\omega) = T(\omega) \cdot H_r(\omega) + \epsilon(\omega), \dots (3.4a)$$

あるいは、

$$\begin{pmatrix} \Delta X_s(\omega) \\ \Delta Y_s(\omega) \\ \Delta Z_s(\omega) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T_{xx}(\omega) & T_{xy}(\omega) \\ T_{yx}(\omega) & T_{yy}(\omega) \\ T_{zx}(\omega) & T_{zy}(\omega) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \Delta X_r(\omega) \\ \Delta Y_r(\omega) \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \delta X(\omega) \\ \delta Y(\omega) \\ \delta Z(\omega) \end{pmatrix} \dots (3.4b)$$

ここで、 $T(\omega)$  はインターステーション応答関数 (Interstation Transfer Function; 以下, ISTF) である。ISTF は両観測点の誘導磁場の大きさの比と位相差をテンソルの形で表しており、両観測点直下の電気伝導度構造の相違に関する情報を持つ。ISTF の推定は、グローバル地磁気変動の信号強度が無相関ノイズ  $\epsilon(\omega)$  に比べて十分に大きなデータ区間を選んで行われる。また、入出力成分間の多重関連度関数が十分に高い期間を選ぶ必要がある。 $T(\omega)$  の各要素の求め方は、3.4 節で述べる。

### 3.3 ウェーブレット変換

一般に、応答関数の推定はフーリエ変換により周波数領域で行われる。だが、地磁気変動のスペクトルの時間変化は著しく、加えて日本における電磁場データには人工ノイズによるトランジェント信号が多数含まれる。このようなデータに従来法のフーリエ変換を適用すると、信号の時間領域での局所的性質がスペクトルの全体的性質へ変換されるため、逆変換は大きな誤差を含む。一方、ウェーブレット変換では不確定性原理による時間分解能とスケール（周波数）分解能の上限が存在するが、マザーウェーブレットの拡張によって時間・スケール分解能を折衷することができる。したがって、ULF電磁場データのように周波数成分が広帯域に分布し、その時間変化が著しい信号の時間・周波数解析に適する。また、トランジェント信号の混入に対して時間・スケールの両領域で局所的な影響に留めることができるため（Farge,1992）、スペクトルの推定精度の向上が見込まれる。さらに、連続ウェーブレット変換には常に逆変換が存在するため、元の時系列データの再構成が可能である。連続ウェーブレット変換は非直交変換であるため完全な再構成ではないが、コンピュータの丸め誤差程度に抑えることができる（Farge, 1992）。また、過剰完全性という性質を利用して、任意のスケールを使用してのフィルタ出力が可能である。

本研究では、応答関数の推定や信号弁別等の全ての過程に連続ウェーブレット変換を適用する。

#### 3.3.1 マザーウェーブレット

ウェーブレット変換に使用するマザーウェーブレットは、信号の性質や解析の目的によって選ばれる。応答関数の例として、インターステーション応答関数、CA変換関数、電磁場応答関数（MTインピーダンス）等が挙げられるが、いずれもフーリエ変換により周波数領域で求められ、物理的解釈がなされている。したがって、マザーウェーブレットは複素関数であることが要求され、フーリエ周波数とスケールの関係が単純であることが好ましい。さらに、信号の局所的な性質を把握するためには、時間・スケール領域での高い局在性が必要である。これらを満たすマザーウェーブレットとして、本研究ではMorletウェーブレット（e.g. Morlet et al.,1982a; Morlet et al.,1982b; Grossman and Morlet,1984）を使用する。



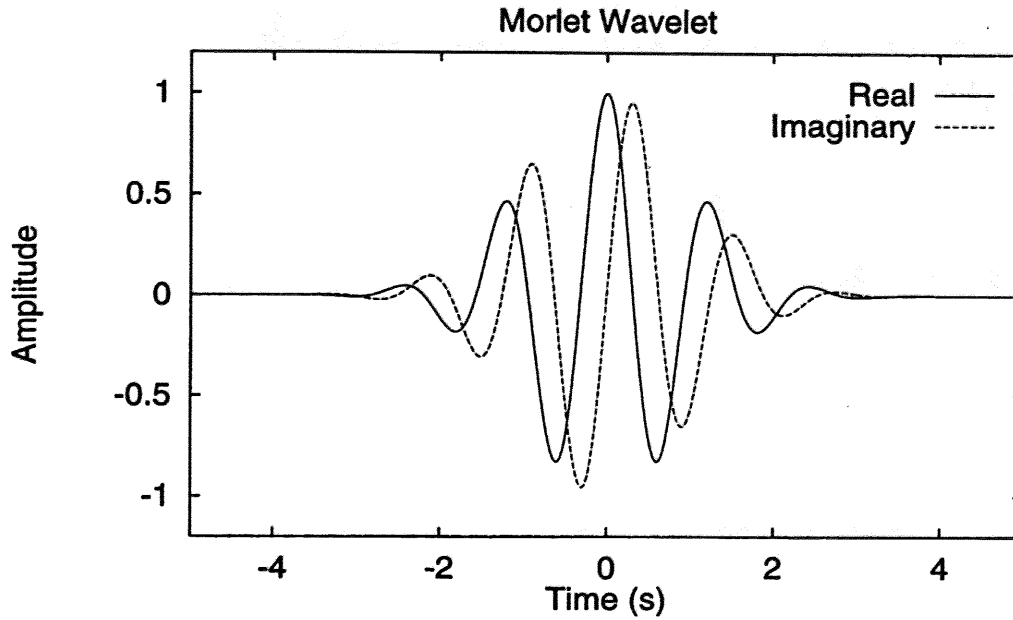


Fig.3.1 Real (solid line) and imaginary part (broken line) of the Morlet wavelet ( $\omega_0 = 5$ ).

Morlet ウェーブレットは、指数関数  $e^{i\omega t}$  を基底関数として、それに時間・周波数局在性に最も優れるとされるガウス関数窓を乗じたものとして次式で表される。

$$\psi_0(t) = \pi^{-1/4} e^{i\omega_0 t} e^{-t^2/2}, \dots \quad (3.5)$$

ここで  $t$  は無次元の時刻を表すパラメータである。 $\omega_0$  は無次元の角周波数を表し、 $\omega_0 \geq 5$  においてウェーブレット関数がアドミッシブル条件を満たす (e.g. Torrence and Compo, 1998)。Fig.3.1 に、Morlet ウェーブレットの波形 ( $\omega_0 = 5$ ) を示す。

Morlet ウェーブレットのフーリエ変換は次式で表される。

$$\hat{\psi}_0(\omega) = \sqrt{2}\pi^{1/4} e^{-(\omega-\omega_0)^2/2}, \dots \quad (3.6)$$

ウェーブレットのスケールとフーリエ周波数の関係は必ずしも対応しないが、Morlet ウェーブレットは指数関数  $e^{i\omega t}$  を基底関数に含むため、両者の関係は単純に定義される (e.g. Meyers et al., 1993)。

$$a = \frac{\omega_0 + \sqrt{2 + \omega_0^2}}{2\omega} \dots \quad (3.7)$$

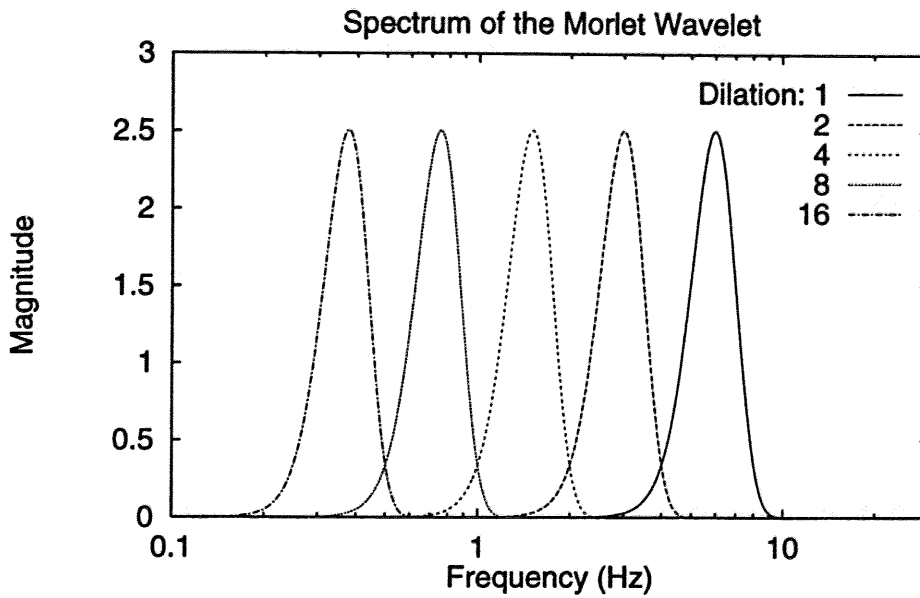


Fig.3.2 Frequency responses of the Morlet wavelet at dyadic dilations (Zhang and Paulson, 1997).

ここで、 $a$ はスケールを表し、 $\omega$ はそれに応じたフーリエ周波数である。

Fig.3.2 に、 $a=2^0, 2^1, 2^2, 2^3, 2^4$  におけるスペクトル特性を示す。図より、スケール分解能は周波数に依存して変化することがわかる。周波数の帯域幅  $\Delta f$  は周波数および  $Q$  値に比例する (Zhang and Paulson, 1997)。

$$Q = \frac{f}{\Delta f} = \frac{\omega_0}{2\sqrt{\ln 2}} \dots\dots\dots (3.8)$$

Morlet ウェーブレット  $\psi_0(t)$  は  $t=0$  を中心に局在しており、フーリエ変換  $\hat{\psi}_0(\omega)$  は、通過帯域の中心周波数  $\omega_c = \omega_0$  のまわりに集中する。信号のエネルギーが周波数  $\omega_c$  に集中するならば、そのウェーブレット変換も同様にスケール  $a$  に集中する。つまり、任意の関数

$$f(t) = \sum_j A_j e^{i\omega_j t} \dots\dots\dots (3.9)$$

のウェーブレット変換について、エネルギーは

$$a_j = \frac{\omega_0 + \sqrt{2 + \omega_0^2}}{2\omega_j} \dots\dots\dots (3.10)$$

で最大値をとることを意味する。

連続ウェーブレット変換を用いた場合、その過剰完全性により、任意のスケールにおけるスペクトルの計算が可能になる。本研究では、次のように2の整数乗で得られるスケールを、さらに小分割して希望するスケール分解能を得る (Torrence and Compo, 1998)。

$$a = a_0 2^{jdj}, \quad (j = 0, 1, \dots, J) \dots\dots\dots (3.11)$$

$$J = \frac{\log_2(Ndt/a_0)}{dj} \dots\dots\dots (3.12)$$

ここで、 $j$ はスケールインデックスを表し、 $J$ は分解可能な最大のスケール数を与える。 $dt$ 、 $dj$ はそれぞれ、サンプリング間隔、スケール間隔を与えるパラメータである。 $dj$ はマザーウェーブレットのスペクトル領域でのバンド幅を考慮して決められ、 $dj$ が小さいほどスケール分解能が高くなる。また、 $a_0$ は分解可能な最小スケールであり、対応するフーリエ周波数が近似的に $2dt$ になるように選ばれる。本研究では、 $dj = 1/6$ とした。

### 3.3.2 連続ウェーブレット変換

時系列データ  $f(t)$  の連続ウェーブレット変換は、マザーウェーブレット  $\psi_0(t)$  の時間スケールの伸縮、さらに時間中心をシフトしたたくさんの振動成分の畳み込みとして、(3.13)式で定義される。

$$Wf(b, a) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) a^{-1/2} \overline{\psi\left(\frac{t-b}{a}\right)} dt, \dots\dots\dots (3.13a)$$

あるいは、

$$Wf(b, a) = \langle f, \psi_{b,a} \rangle \dots\dots\dots (3.13b)$$

と表される。ここで、 $a$ と $b$ はそれぞれ $\psi_0(t)$ の伸縮、時間方向のシフト量を表し、 $\overline{\psi}$ は $\psi$ の複素共役を意味する。 $a^{-1/2}$ は正規化のための係数である。

重ね合わせの原理により、ウェーブレット変換はフーリエ空間において次式で表

される。

$$Wf(b, a) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{f}(\omega) \overline{\hat{\psi}_{b,a}(\omega)} e^{i b \omega} d\omega, \dots\dots\dots (3.14)$$

ここで、 $\hat{f}(\omega)$ ,  $\hat{\psi}(\omega)$  はそれぞれ、 $f(t)$ ,  $\psi(t)$  のフーリエ変換である。(3.14) 式により、高速フーリエ変換を利用して、各スケール  $a$  における全てのデータ点のウェーブレット変換を同時に効率よく行うことができる (Torrence and Compo, 1998)。

一方、ウェーブレット逆変換は次式で定義される。

$$f(t) = C_{\psi}^{-1} \int_{0+}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} a^{-2} Wf(b, a) \psi_{b,a}(t) db da \dots\dots\dots (3.15)$$

ここで、 $C_{\psi}$  は  $\|\hat{\psi}(\omega)\|^2 \omega^{-1}$  を全周波数にわたり積分したもので、マザーウェーブレットに固有でスケールに非依存な定数である。 $\hat{\cdot}$  はフーリエ変換を表す (Farge, 1992; Meyers et al., 1993)。逆変換式が成り立つためには、マザーウェーブレット  $\psi_0(t)$  が (3.16) 式で表されるアドミッシブル条件を満たす必要がある。

$$\int_{-\infty}^{\infty} \psi_0(t) dt = 0. \dots\dots\dots (3.16)$$

すなわち、 $\psi_0(t)$  が有限の時間  $t$  において十分に減衰し、時間平均がゼロとなることを意味する。

連続ウェーブレット変換の逆変換の場合、時間およびスケール領域での過剰完全性の影響を考慮する必要がある。しかし、一方でこの過剰完全性によって、マザーウェーブレットとは異なる関数を使用しての再構成が可能になる (Farge, 1992; Torrence and Compo, 1998)。Morlet ウェーブレットを使用した逆変換には様々なアルゴリズムが提案されているが (e.g. Shensa, 1993)、本研究では  $\delta$  関数による再構成法 (Farge, 1992) を使用する。この方法では、ウェーブレット係数の実部  $\text{Re}\{Wf(b, a)\}$  を全スケールにわたり積分することで、元の時系列データが再構成される。

$$f(t) = \frac{d_j dt^{1/2}}{C_{\delta} \psi_0(0)} \sum_{j=0}^J \frac{\text{Re}\{Wf(b, a)\}}{a^{1/2}} \dots\dots\dots (3.17)$$

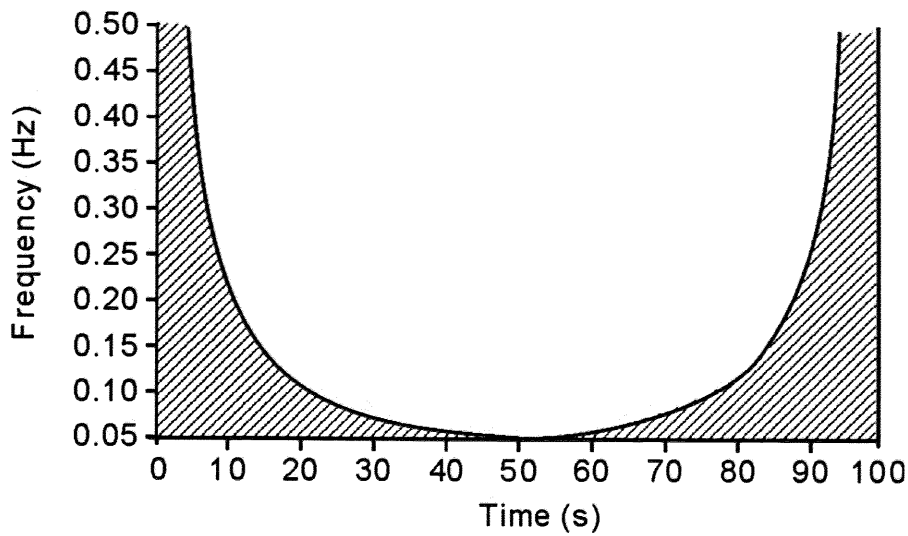


Fig.3.3 The area affected by the edge effect. Parameter:  $\Delta t=1s$ .

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

連続ウェーブレット変換および逆変換を利用して, バンドパスフィルタ処理が可能である。(3.11) 式におけるスケールインデックスを利用して, スケール  $j_1$ ,  $j_2$  間を通過バンドとすると, (3.17) 式を利用して,

$$f_{bpf}(t) = \frac{djd t^{1/2}}{C_\delta \psi_0(0)} \sum_{j=j_1}^{j_2} \frac{\text{Re}\{Wf(b, a)\}}{a^{1/2}} \dots\dots\dots (3.18)$$

で表される。

連続ウェーブレット変換の積分区間は (3.13a) 式のように,  $(-\infty, +\infty)$  で定義される。だが, 実際の時系列データは有限の長さを持つため, データの始点と終点での不連続の影響を受けて, 両サイドからある区間長においてスペクトルの推定に誤差を生じる。これを, "edge effect" と呼ぶ (Fig.3.3)。ウェーブレット関数の幅はスケールに依存することから, edge effect が問題となる区間長はスケールに応じて変化し,  $\sqrt{2}a$  で与えられる (Torrence and Compo, 1998)。

### 3.3.3 ウェーブレット変換を用いた相関関数および関連度関数

第1章で述べたように、フーリエ変換における相互相関関数や畳み込み理論は、そのままウェーブレット変換には当てはまらないという指摘があるが (Lindsey,1994), Pérez-Rendón and Robles(2004)は、連続ウェーブレット変換による畳み込み理論および相関関数の定義が可能であることを証明している。本節では Pérez-Rendón らに基づき、連続ウェーブレット変換による自己相関関数および相互相関関数の導出を行う。

#### 3.3.3.1 ウェーブレット自己相関関数

(3.13a) 式で定義されるウェーブレット係数  $Wf(b,a)$  において、自己相関関数は下式で定義される。

$$WC_f(a,\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-2/T}^{2/T} \overline{Wf(b,a)} Wf(b+\tau,a) db, \dots\dots\dots (3.19)$$

ここで、 $a, b$  はそれぞれ、スケールパラメータ、時間方向のシフト量を表すパラメータである。 $\tau$  は、ウェーブレット空間でのウェーブレット係数の時間遅延を表す。 $\overline{Wf(b,a)}$  は  $Wf(b,a)$  の複素共役を表す。 $WC_f(a,\tau)$  をウェーブレット自己相関関数と呼ぶ (Li,1998)。

ウェーブレット自己相関関数  $WC_f(a,\tau)$  は、フーリエ空間では次式で表される。

$$WC_f(a,\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} P_f(\omega) |\hat{\psi}(a\omega)|^2 e^{i\tau\omega} d\omega . \dots\dots\dots (3.20)$$

上式はウェーブレット変換とフーリエ変換の関係を表しており、フーリエ変換によるパワースペクトル密度関数  $P_f(\omega)$  に、 $|\hat{\psi}(a\omega)|^2$  なるウィンドウを乗じた形をしている。

ウェーブレット変換でのパワースペクトル密度関数は、次式で表される。

$$WS_f(a,\omega) = P_f(\omega) |\hat{\psi}(a\omega)|^2 . \dots\dots\dots (3.21)$$

(3.21) 式を (3.20) 式に代入すると、

$$WC_f(a, \tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} WS_f(a, \omega) e^{i\tau\omega} d\omega \dots\dots\dots (3.22)$$

上式をフーリエ逆変換すると,

$$WS_f(a, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} WC_f(a, \tau) e^{-i\tau\omega} d\tau \dots\dots\dots (3.23)$$

となる。(3.22) 式と (3.23) 式により,  $WS_f(a, \omega)$  は  $WC_f(a, \tau)$  のフーリエ変換として定義されること,  $WC_f(a, \tau)$  は  $WS_f(a, \omega)$  のフーリエ逆変換として定義されることを意味する。この関係はウィナー・ヒンチンの定理と同等である。

マザーウェーブレットとして複素関数を使用した場合, ウェーブレット係数は複素数で表されるため, (3.19), (3.20) 式で定義されるウェーブレット自己相関関数  $WC_f(a, \tau)$  も同様に複素関数となる。信号の時間遅延による自己相関と平均的な位相差に関する情報を得るために, ウェーブレット自己相関関数の大きさ  $MWR_f(a, \tau)$  と位相差  $\theta WR_f(a, \tau)$  を利用する。信号の正・負の相関を求めるため, ウェーブレット自己相関関数の実部  $RWC_f(a, \tau)$  を使用する。ここでは, ウェーブレット自己相関係数  $RWR_f(a, \tau)$  を下式で定義する。

$$RWR_f(a, \tau) = \frac{RWC_f(a, \tau)}{RWC_f(a, 0)} \dots\dots\dots (3.24)$$

ここで,  $RWR_f(a, 0) = 1$ ,  $|RWR_f(a, \tau)| \leq 1$  とする。

### 3.3.3.2 ウェーブレット相互相関関数

ウェーブレット自己相関関数と同様に, 2 つのウェーブレット係数  $Wf(b, a)$ ,  $Wg(b, a)$  のウェーブレット相互相関関数が定義される。ウェーブレット相互相関関数  $WC_{fg}(a, \tau)$  は, 次式で定義される。

$$WC_{fg}(a, \tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-2/T}^{2/T} \overline{Wf(b, a)} Wg(b + \tau, a) db \dots\dots\dots (3.25)$$

ここで,  $\tau$  は 2 つの時系列データ間の時間遅延を表す。

ウェーブレット相互相関関数  $WC_{fg}(a, \tau)$  は、フーリエ空間では次式で表される。

$$WC_{fg}(a, \tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} P_{fg}(\omega) |\hat{\psi}(a\omega)|^2 e^{i\tau\omega} d\omega \dots\dots\dots (3.26)$$

上式はウェーブレット変換とフーリエ変換の関係を表しており、フーリエ変換によるクロススペクトル密度関数  $P_{fg}(\omega)$  に、 $|\hat{\psi}(a\omega)|^2$  なるウィンドウを乗じた形をしている。

ウェーブレット変換でのクロススペクトル密度関数は、次式で表される。

$$WS_{fg}(a, \omega) = P_{fg}(\omega) |\hat{\psi}(a\omega)|^2 \dots\dots\dots (3.27)$$

(3.27) 式を (3.26) 式に代入すると、

$$WC_{fg}(a, \tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} WS_{fg}(a, \omega) e^{i\tau\omega} d\omega \dots\dots\dots (3.28)$$

上式をフーリエ逆変換すると、

$$WS_{fg}(a, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} WC_{fg}(a, \tau) e^{-i\tau\omega} d\tau \dots\dots\dots (3.29)$$

となる。(3.28) 式と (3.29) 式により、 $WS_{fg}(a, \omega)$  は  $WC_{fg}(a, \tau)$  のフーリエ変換として定義されること、 $WC_{fg}(a, \tau)$  は  $WS_{fg}(a, \omega)$  のフーリエ逆変換として定義されることを意味する。この関係はウィナー・ヒンチンの定理と同等である。

2つのウェーブレット係数  $Wf(b, a)$ 、 $Wg(b, a)$  の時間遅延による相互相関と平均的な位相差に関する情報を得るために、ウェーブレット自己相関関数の大きさ  $MWR_{fg}(a, \tau)$  と位相差  $\theta WR_{fg}(a, \tau)$  を利用する。しかし、 $MWR_{fg}(a, \tau)$  は負の相互相関に関する情報を持たないので、自己相関関数と相互相関関数の実部を利用して、ウェーブレット相互相関係数  $RWR_{fg}(a, \tau)$  を定義する。

$$RWR_{fg}(a, \tau) = \frac{|RWC_{fg}(a, \tau)|}{\sqrt{RWC_f(a, 0) \cdot RWC_g(a, 0)}} \dots\dots\dots (3.30)$$

ここで、 $RWC_f(a, 0)$  と  $RWC_g(a, 0)$  は  $\tau=0$  におけるウェーブレット自己相関関数の実



部である。また、 $0 \leq RWR_{fg}(a, \tau) \leq 1$  を満たす。

### 3.3.4 ウェーブレット変換を用いた時間・スケール（周波数）応答関数

通常は、2入力1出力線形系の応答関数は、スペクトル解析の手法により周波数領域で計算される。本節では、Morlet ウェーブレットを使用した場合、連続ウェーブレット変換により応答関数の算出が可能であることを導く。

時間領域では、入力成分  $x_1(t)$ ,  $x_2(t)$  と出力成分  $y(t)$  の関係は、インパルス応答  $h_1(t)$ ,  $h_2(t)$  を用いて下式で表される。

$$y(t) = h_1(t) * x_1(t) + h_2(t) * x_2(t), \dots \quad (3.31)$$

ここで、\*は畳み込みのオペレーションを表す。(3.31) 式のウェーブレット変換は次式で与えられる。

$$Wy(a, \tau) = h_1(\tau) * Wx_1(a, \tau) + h_2(\tau) * Wx_2(a, \tau) \dots \quad (3.32)$$

ここで、 $Wx_1(a, \tau)$ ,  $Wx_2(a, \tau)$ ,  $Wy(a, \tau)$  はそれぞれ、入出力成分のウェーブレット係数である。 $h_1(\tau)$ ,  $h_2(\tau)$  はインパルス応答である。 $a$  はスケールパラメータ、 $\tau$  は時間方向への移動量である。

以下、連続ウェーブレット変換の応答関数はフーリエ変換を用いて表されること、そして、実際の解析ではフーリエ変換を使用せずにウェーブレット変換からそのまま算出されることを示す。

Morlet ウェーブレット  $\psi(t)$  のフーリエ変換  $\hat{\psi}(\omega)$  は、周波数領域では中心周波数  $\omega_c$  のまわりにエネルギーが集中している (see Fig.3.2)。簡単のため、次のように全てのエネルギーが中心周波数  $\omega_c$  から  $\pm\Delta$  の間に集中していると仮定する。

$$\hat{\psi}(a, \omega) = \begin{cases} \hat{\psi}(a, \omega) & \text{if } |\omega - \omega_c| \leq \Delta \\ 0 & \text{if } |\omega - \omega_c| > \Delta \end{cases} \dots \quad (3.33)$$

ここで、 $\omega_c$  はスケール  $a$  に対応する周波数である (3.7 式)。

(3.31) 式のフーリエ変換に (3.14) 式のウェーブレット変換とフーリエ変換の関係を適用すると、下式のようになる。

$$\begin{aligned}
 Wy(a, \tau) = & \frac{1}{2\pi} \int_{\omega_c - \Delta}^{\omega_c + \Delta} \hat{h}_1(\omega) \cdot \hat{x}_1(\omega) \cdot \hat{\psi}(a, \omega) \cdot e^{i\omega\tau} d\omega \\
 & + \frac{1}{2\pi} \int_{\omega_c - \Delta}^{\omega_c + \Delta} \hat{h}_2(\omega) \cdot \hat{x}_2(\omega) \cdot \hat{\psi}(a, \omega) \cdot e^{i\omega\tau} d\omega \quad \dots\dots (3.34)
 \end{aligned}$$

ここで、 $\wedge$ はフーリエ変換を表す。Zhang and Paulson (1997)は、 $\Delta$ を周波数軸で 1 decade の 0.2 倍程度とすれば、 $[\omega_c - \Delta : \omega_c + \Delta]$ の範囲で応答関数の計算値がほとんど変わらなくなると指摘している。応答関数  $\hat{h}_1(\omega_c)$ 、 $\hat{h}_2(\omega_c)$  が時不変と仮定される場合、(3.34) 式は次のように表される。

$$\begin{aligned}
 Wy(a, \tau) = & \hat{h}_1(\omega_c) \cdot \frac{1}{2\pi} \int_{\omega_c - \Delta}^{\omega_c + \Delta} \hat{x}_1(\omega) \cdot \hat{\psi}(a, \omega) \cdot e^{i\omega\tau} d\omega \\
 & + \hat{h}_2(\omega_c) \cdot \frac{1}{2\pi} \int_{\omega_c - \Delta}^{\omega_c + \Delta} \hat{x}_2(\omega) \cdot \hat{\psi}(a, \omega) \cdot e^{i\omega\tau} d\omega \quad \dots\dots (3.35)
 \end{aligned}$$

ここで、(3.14) 式より

$$Wx_1(a, \tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{\omega_c - \Delta}^{\omega_c + \Delta} \hat{x}_1(\omega) \cdot \hat{\psi}(a, \omega) \cdot e^{i\omega\tau} d\omega, \quad \dots\dots (3.36)$$

$$Wx_2(a, \tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{\omega_c - \Delta}^{\omega_c + \Delta} \hat{x}_2(\omega) \cdot \hat{\psi}(a, \omega) \cdot e^{i\omega\tau} d\omega \quad \dots\dots (3.37)$$

であることから、

$$Wy(a, \tau) = \hat{h}_1(\omega_c) \cdot Wx_1(a, \tau) + \hat{h}_2(\omega_c) \cdot Wx_2(a, \tau) \quad \dots\dots (3.38)$$

が得られる。ここで、 $\hat{h}_1(\omega_c)$ 、 $\hat{h}_2(\omega_c)$  がスケール  $a$  におけるウェーブレット変換の平均値  $WH_1(a)$ 、 $WH_2(a)$  と同等であると見なすので、

$$Wy(a, \tau) = WH_1(a) \cdot Wx_1(a, \tau) + WH_2(a) \cdot Wx_2(a, \tau) \quad \dots\dots (3.39)$$

と表される。すなわち、(3.39) 式は、ウェーブレット空間での応答関数が入出力成分のウェーブレット変換から直接的に求められることを意味している。

上式から  $WH_1(a)$ 、 $WH_2(a)$  を得るために、ウェーブレット係数  $Wx_1(a, \tau)$ 、 $Wx_2(a, \tau)$  の複素共役  $\overline{Wx_1(a, \tau)}$ 、 $\overline{Wx_2(a, \tau)}$  をそれぞれ乗じた 2 式をたてて、連立方程式として解く。

$$\begin{aligned} WC_{x_1y}(a, \tau) &= WH_1(a) \cdot WC_{x_1x_1}(a, \tau) + WH_2(a) \cdot WC_{x_1x_2}(a, \tau) \dots\dots\dots (3.40) \\ WC_{x_2y}(a, \tau) &= WH_1(a) \cdot WC_{x_2x_1}(a, \tau) + WH_2(a) \cdot WC_{x_2x_2}(a, \tau) \end{aligned}$$

ここで、 $WC_{x_1x_1}(a, \tau)$ 、 $WC_{x_2x_2}(a, \tau)$ はウェーブレット自己相関関数、 $WC_{x_1x_2}(a, \tau)$ 、 $WC_{x_2x_1}(a, \tau)$ 、 $WC_{x_1y}(a, \tau)$ 、 $WC_{x_2y}(a, \tau)$ はウェーブレット相互相関関数である。例えば、 $WC_{x_1y}(a, \tau)$ の場合は、 $WC_{x_1y}(a, \tau) = \overline{Wx_1(a, \tau)} \cdot Wy(a, \tau)$ で与えられる。

(3.40)式を解くために、ウェーブレット自己相関関数、相互相関関数をウェーブレット変換の解析期間における平均値として与える。解はそれぞれ次式で表される。

$$WH_1(a) = \frac{\sum_k WC_{x_1y}(a, \tau_k) \cdot \sum_k WC_{x_2x_2}(a, \tau_k) - \sum_k WC_{x_1x_2}(a, \tau_k) \cdot \sum_k WC_{x_2y}(a, \tau_k)}{\sum_k WC_{x_1x_1}(a, \tau_k) \cdot \sum_k WC_{x_2x_2}(a, \tau_k) - \left| \sum_k WC_{x_1x_2}(a, \tau_k) \right|^2} \dots\dots\dots (3.41)$$

$$WH_2(a) = \frac{\sum_k WC_{x_2y}(a, \tau_k) \cdot \sum_k WC_{x_1x_1}(a, \tau_k) - \sum_k WC_{x_2x_1}(a, \tau_k) \cdot \sum_k WC_{x_1y}(a, \tau_k)}{\sum_k WC_{x_1x_1}(a, \tau_k) \cdot \sum_k WC_{x_2x_2}(a, \tau_k) - \left| \sum_k WC_{x_1x_2}(a, \tau_k) \right|^2} \dots\dots\dots (3.42)$$

上式は、入力成分どうしの相関度  $\gamma_{x_1, x_2}^2(a, \tau) \neq 1$ である場合に成り立つ。入力成分が互いに独立ではない場合 ( $\gamma_{x_1, x_2}^2(a, \tau) = 1$ )、(3.41)と(3.42)式は分母がゼロになり、解を持たない。または相関のある信号の混入によっても分母がゼロに近くなり、応答関数の推定に大きな誤差を伴う。

各入力成分と出力成分間の多重関連度関数は、各瞬時値として下式で表される。

$$R\gamma_{x_1, y}^2(a, \tau) = \text{Re} \left\{ \frac{\left| WH_1(a) \cdot WC_{x_1x_1}(a, \tau) + WH_2(a) \cdot WC_{x_1x_2}(a, \tau) \right|^2}{WC_{x_1x_1}(a, \tau) \cdot WC_{yy}(a, \tau)} \right\}, \dots\dots (3.43)$$

$$R\gamma_{x_2, y}^2(a, \tau) = \text{Re} \left\{ \frac{\left| WH_1(a) \cdot WC_{x_2x_1}(a, \tau) + WH_2(a) \cdot WC_{x_2x_2}(a, \tau) \right|^2}{WC_{x_2x_2}(a, \tau) \cdot WC_{yy}(a, \tau)} \right\}, \dots\dots (3.44)$$

また、全入力成分に対する出力成分間の多重関連度関数は、下式で表される。

$$R\gamma_{x_1,2,y}^2(a, \tau) = \text{Re} \left\{ \frac{WH_1(a) \cdot \overline{WH_1(a)} \cdot WCx_1x_1(a, \tau) + WH_1(a) \cdot \overline{WH_2(a)} \cdot WCx_1x_2(a, \tau) + WH_2(a) \cdot \overline{WH_1(a)} \cdot WCx_2x_1(a, \tau) + WH_2(a) \cdot \overline{WH_2(a)} \cdot WCx_2x_2(a, \tau)}{WCyy(a, \tau)} \right\} \quad (3.45)$$

ここで、応答関数は区間長  $k$  における平均値である。 $\overline{WH_1(a)}$ ,  $\overline{WH_2(a)}$  はそれぞれ,  $WH_1(a)$ ,  $WH_2(a)$  の複素共役を表す。また,  $0 \leq R\gamma_{x_1,y}^2(a, \tau) \leq 1$ ,  $0 \leq R\gamma_{x_2,y}^2(a, \tau) \leq 1$ ,  $0 \leq R\gamma_{x_1,2,y}^2(a, \tau) \leq 1$  を満たす。

### 3.4 ウェーブレット変換を用いたインターステーション応答関数の定式化

前節まで、ウェーブレット変換の適用による自己相関関数、相互相関関数の導出、および Morlet ウェーブレットを使用した 2 入力 1 出力線形系の時間・スケール (周波数) 応答関数の導出を行った。また、応答関数の各要素はフーリエ変換を使用せずにウェーブレット係数から直接的に求められることが明らかになった。本節では、ISTF の各要素をウェーブレット空間で算出するまでの過程を記述する。

(3.4) 式で定義した 2 観測点の磁場成分間の関係式は、時間領域では次のように表される。

$$X_s(t) = T_{xx}(t) * X_r(t) + T_{xy}(t) * Y_r(t), \dots \quad (3.46)$$

$$Y_s(t) = T_{yx}(t) * X_r(t) + T_{yy}(t) * Y_r(t), \dots \quad (3.47)$$

$$Z_s(t) = T_{zx}(t) * X_r(t) + T_{zy}(t) * Y_r(t) \dots \quad (3.48)$$

ここで、\* は畳み込みのオペレーションを表す。(3.46) ~ (3.48) 式のウェーブレット変換はそれぞれ、次式で表される。

$$X_s^j(\tau) = T_{xx}(\tau) * X_r^j(\tau) + T_{xy}(\tau) * Y_r^j(\tau) \dots \quad (3.49)$$

$$Y_s^j(\tau) = T_{yx}(\tau) * X_r^j(\tau) + T_{yy}(\tau) * Y_r^j(\tau) \dots \quad (3.50)$$

$$Z_s^j(\tau) = T_{zx}(\tau) * X_r^j(\tau) + T_{zy}(\tau) * Y_r^j(\tau) \dots \quad (3.51)$$

ここで、 $X_s^j(\tau)$ ,  $Y_s^j(\tau)$ ,  $Z_s^j(\tau)$ ,  $X_r^j(\tau)$ ,  $Y_r^j(\tau)$  はウェーブレット係数である。 $T_{xx}(\tau)$ ,

$T_{xy}(\tau)$ ,  $T_{yx}(\tau)$ ,  $T_{yy}(\tau)$ ,  $T_{zx}(\tau)$ ,  $T_{zy}(\tau)$  はインパルス応答である。  $j$  はスケールパラメータ,  $\tau$  は時間方向への移動量を意味する。

Morlet ウェーブレット  $\psi(t)$  のフーリエ変換  $\hat{\psi}(\omega)$  は, 周波数領域では中心周波数  $\omega_c$  のまわりにエネルギーが集中している (see Fig.3.2)。 (3.33) 式のように, 全てのエネルギーが中心周波数  $\omega_c$  から  $\pm\Delta$  の間に集中していると考える。(3.46) ~ (3.48) 式のフーリエ変換に (3.14) 式のウェーブレット変換とフーリエ変換の関係を適用すると, 下式のようになる。

$$X_s^j(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{\omega_c-\Delta}^{\omega_c+\Delta} \hat{T}_{xx}(\omega) \cdot \hat{X}_r(\omega) \cdot \hat{\psi}^j(\omega) \cdot e^{i\omega\tau} d\omega + \frac{1}{2\pi} \int_{\omega_c-\Delta}^{\omega_c+\Delta} \hat{T}_{xy}(\omega) \cdot \hat{Y}_r(\omega) \cdot \hat{\psi}^j(\omega) \cdot e^{i\omega\tau} d\omega \quad \dots\dots\dots (3.52)$$

$$Y_s^j(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{\omega_c-\Delta}^{\omega_c+\Delta} \hat{T}_{yx}(\omega) \cdot \hat{X}_r(\omega) \cdot \hat{\psi}^j(\omega) \cdot e^{i\omega\tau} d\omega + \frac{1}{2\pi} \int_{\omega_c-\Delta}^{\omega_c+\Delta} \hat{T}_{yy}(\omega) \cdot \hat{Y}_r(\omega) \cdot \hat{\psi}^j(\omega) \cdot e^{i\omega\tau} d\omega \quad \dots\dots\dots (3.53)$$

$$Z_s^j(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{\omega_c-\Delta}^{\omega_c+\Delta} \hat{T}_{zx}(\omega) \cdot \hat{X}_r(\omega) \cdot \hat{\psi}^j(\omega) \cdot e^{i\omega\tau} d\omega + \frac{1}{2\pi} \int_{\omega_c-\Delta}^{\omega_c+\Delta} \hat{T}_{zy}(\omega) \cdot \hat{Y}_r(\omega) \cdot \hat{\psi}^j(\omega) \cdot e^{i\omega\tau} d\omega \quad \dots\dots\dots (3.54)$$

ここで,  $\hat{\phantom{x}}$  はフーリエ変換を表す。 応答関数  $\hat{T}_{xx}(\omega_c)$ ,  $\hat{T}_{xy}(\omega_c)$ ,  $\hat{T}_{yx}(\omega_c)$ ,  $\hat{T}_{yy}(\omega_c)$ ,  $\hat{T}_{zx}(\omega_c)$ ,  $\hat{T}_{zy}(\omega_c)$  が時不変と仮定される場合, (3.52) ~ (3.54) 式は次のように表される。

$$X_s^j(\tau) = \hat{T}_{xx}(\omega_c) \cdot \frac{1}{2\pi} \int_{\omega_c-\Delta}^{\omega_c+\Delta} \hat{X}_r(\omega) \cdot \hat{\psi}^j(\omega) \cdot e^{i\omega\tau} d\omega + \hat{T}_{xy}(\omega_c) \cdot \frac{1}{2\pi} \int_{\omega_c-\Delta}^{\omega_c+\Delta} \hat{Y}_r(\omega) \cdot \hat{\psi}^j(\omega) \cdot e^{i\omega\tau} d\omega \quad \dots\dots\dots (3.55)$$

$$Y_s^j(\tau) = \hat{T}_{yx}(\omega_c) \cdot \frac{1}{2\pi} \int_{\omega_c-\Delta}^{\omega_c+\Delta} \hat{X}_r(\omega) \cdot \hat{\psi}^j(\omega) \cdot e^{i\omega\tau} d\omega + \hat{T}_{yy}(\omega_c) \cdot \frac{1}{2\pi} \int_{\omega_c-\Delta}^{\omega_c+\Delta} \hat{Y}_r(\omega) \cdot \hat{\psi}^j(\omega) \cdot e^{i\omega\tau} d\omega \quad \dots\dots\dots (3.56)$$

$$Z_s^j(\tau) = \hat{T}_{zx}(\omega_c) \cdot \frac{1}{2\pi} \int_{\omega_c-\Delta}^{\omega_c+\Delta} \hat{X}_r(\omega) \cdot \hat{\psi}^j(\omega) \cdot e^{i\omega\tau} d\omega + \hat{T}_{zy}(\omega_c) \cdot \frac{1}{2\pi} \int_{\omega_c-\Delta}^{\omega_c+\Delta} \hat{Y}_r(\omega) \cdot \hat{\psi}^j(\omega) \cdot e^{i\omega\tau} d\omega \quad \dots\dots\dots (3.57)$$

ここで, (3.14) 式より,

$$X_r^j(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{\omega_c - \Delta}^{\omega_c + \Delta} \hat{X}_r(\omega) \cdot \hat{\psi}^j(\omega) \cdot e^{i\omega\tau} d\omega, \dots (3.58)$$

$$Y_r^j(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{\omega_c - \Delta}^{\omega_c + \Delta} \hat{Y}_r(\omega) \cdot \hat{\psi}^j(\omega) \cdot e^{i\omega\tau} d\omega, \dots (3.59)$$

であることから,

$$X_s^j(\tau) = \hat{T}_{xx}(\omega_c) \cdot X_r^j(\tau) + \hat{T}_{xy}(\omega_c) \cdot Y_r^j(\tau), \dots (3.60)$$

$$Y_s^j(\tau) = \hat{T}_{yx}(\omega_c) \cdot X_r^j(\tau) + \hat{T}_{yy}(\omega_c) \cdot Y_r^j(\tau), \dots (3.61)$$

$$Z_s^j(\tau) = \hat{T}_{zx}(\omega_c) \cdot X_r^j(\tau) + \hat{T}_{zy}(\omega_c) \cdot Y_r^j(\tau) \dots (3.62)$$

が得られる。ここで, 応答関数  $\hat{T}_{xx}(\omega_c)$ ,  $\hat{T}_{xy}(\omega_c)$ ,  $\hat{T}_{yx}(\omega_c)$ ,  $\hat{T}_{yy}(\omega_c)$ ,  $\hat{T}_{zx}(\omega_c)$ ,  $\hat{T}_{zy}(\omega_c)$  が, 対応するスケール  $j$  におけるウェーブレット変換の平均値  $T_{xx}^j$ ,  $T_{xy}^j$ ,  $T_{yx}^j$ ,  $T_{yy}^j$ ,  $T_{zx}^j$ ,  $T_{zy}^j$  と同等であると見なすので,

$$X_s^j(\tau) = T_{xx}^j \cdot X_r^j(\tau) + T_{xy}^j \cdot Y_r^j(\tau) \dots (3.63)$$

$$Y_s^j(\tau) = T_{yx}^j \cdot X_r^j(\tau) + T_{yy}^j \cdot Y_r^j(\tau) \dots (3.64)$$

$$Z_s^j(\tau) = T_{zx}^j \cdot X_r^j(\tau) + T_{zy}^j \cdot Y_r^j(\tau) \dots (3.65)$$

と表される。(3.63) ~ (3.65) 式は, 応答関数の各要素は, 磁場データのウェーブレット変換から直接的に求められることを意味する。

(3.63) ~ (3.65) 式を解いて ISTF を求めるために, レファレンス観測点の磁場データのウェーブレット係数  $X_r^j(\tau)$ ,  $Y_r^j(\tau)$  の複素共役  $\overline{X_r^j(\tau)}$ ,  $\overline{Y_r^j(\tau)}$  をそれぞれ乗じた 2 式をたてる。すなわち,

$$\begin{aligned} WC_{X_r^j X_s^j}(\tau) &= T_{xx}^j \cdot WC_{X_r^j X_s^j}(\tau) + T_{xy}^j \cdot WC_{X_r^j Y_s^j}(\tau) \\ WC_{Y_r^j X_s^j}(\tau) &= T_{yx}^j \cdot WC_{Y_r^j X_s^j}(\tau) + T_{yy}^j \cdot WC_{Y_r^j Y_s^j}(\tau) \end{aligned}, \dots (3.66)$$

$$\begin{aligned} WC_{X'_j Y'_j}(\tau) &= T_{yx}^j \cdot WC_{X'_j X'_j}(\tau) + T_{yy}^j \cdot WC_{X'_j Y'_j}(\tau) \\ WC_{Y'_j Y'_j}(\tau) &= T_{yx}^j \cdot WC_{Y'_j X'_j}(\tau) + T_{yy}^j \cdot WC_{Y'_j Y'_j}(\tau) \end{aligned} \quad (3.67)$$

$$\begin{aligned} WC_{X'_j Z'_j}(\tau) &= T_{zx}^j \cdot WC_{X'_j X'_j}(\tau) + T_{zy}^j \cdot WC_{X'_j Y'_j}(\tau) \\ WC_{Y'_j Z'_j}(\tau) &= T_{zx}^j \cdot WC_{Y'_j X'_j}(\tau) + T_{zy}^j \cdot WC_{Y'_j Y'_j}(\tau) \end{aligned} \quad (3.68)$$

ここで、 $WC_{X'_j X'_j}(\tau)$ ,  $WC_{Y'_j Y'_j}(\tau)$ はウェーブレット自己相関関数、 $WC_{X'_j X'_j}(\tau)$ ,  $WC_{X'_j Y'_j}(\tau)$ ,  $WC_{X'_j Z'_j}(\tau)$ ,  $WC_{X'_j Y'_j}(\tau)$ ,  $WC_{Y'_j X'_j}(\tau)$ ,  $WC_{Y'_j Y'_j}(\tau)$ ,  $WC_{Y'_j Z'_j}(\tau)$ ,  $WC_{Y'_j X'_j}(\tau)$ はウェーブレット相互相関関数である。例えば、 $WC_{X'_j X'_j}(\tau)$ の場合は、 $WC_{X'_j X'_j}(\tau) = \overline{X'_j(\tau) \cdot X'_j(\tau)}$ で与えられる。

(3.66) ~ (3.68) 式を解くために、ウェーブレット自己相関関数、相互相関関数をウェーブレット変換の解析期間における平均値として与える。解はそれぞれ次式で表される。

$$T_{xx}^j = \frac{\sum_k WC_{X'_j X'_j}(\tau_k) \cdot \sum_k WC_{Y'_j Y'_j}(\tau_k) - \sum_k WC_{X'_j Y'_j}(\tau_k) \cdot \sum_k WC_{Y'_j X'_j}(\tau_k)}{\sum_k WC_{X'_j X'_j}(\tau_k) \cdot \sum_k WC_{Y'_j Y'_j}(\tau_k) - \left| \sum_k WC_{X'_j Y'_j}(\tau_k) \right|^2} \quad (3.69)$$

$$T_{xy}^j = \frac{\sum_k WC_{Y'_j X'_j}(\tau_k) \cdot \sum_k WC_{X'_j X'_j}(\tau_k) - \sum_k WC_{Y'_j Y'_j}(\tau_k) \cdot \sum_k WC_{X'_j X'_j}(\tau_k)}{\sum_k WC_{X'_j X'_j}(\tau_k) \cdot \sum_k WC_{Y'_j Y'_j}(\tau_k) - \left| \sum_k WC_{X'_j Y'_j}(\tau_k) \right|^2} \quad (3.70)$$

$$T_{yx}^j = \frac{\sum_k WC_{X'_j Y'_j}(\tau_k) \cdot \sum_k WC_{Y'_j Y'_j}(\tau_k) - \sum_k WC_{X'_j Y'_j}(\tau_k) \cdot \sum_k WC_{Y'_j Y'_j}(\tau_k)}{\sum_k WC_{X'_j X'_j}(\tau_k) \cdot \sum_k WC_{Y'_j Y'_j}(\tau_k) - \left| \sum_k WC_{X'_j Y'_j}(\tau_k) \right|^2} \quad (3.71)$$

$$T_{yy}^j = \frac{\sum_k WC_{Y'_j Y'_j}(\tau_k) \cdot \sum_k WC_{X'_j X'_j}(\tau_k) - \sum_k WC_{Y'_j X'_j}(\tau_k) \cdot \sum_k WC_{X'_j Y'_j}(\tau_k)}{\sum_k WC_{X'_j X'_j}(\tau_k) \cdot \sum_k WC_{Y'_j Y'_j}(\tau_k) - \left| \sum_k WC_{X'_j Y'_j}(\tau_k) \right|^2} \quad (3.72)$$

$$T_{zx}^j = \frac{\sum_k WC_{X'_j Z'_j}(\tau_k) \cdot \sum_k WC_{Y'_j Y'_j}(\tau_k) - \sum_k WC_{X'_j Y'_j}(\tau_k) \cdot \sum_k WC_{Y'_j Z'_j}(\tau_k)}{\sum_k WC_{X'_j X'_j}(\tau_k) \cdot \sum_k WC_{Y'_j Y'_j}(\tau_k) - \left| \sum_k WC_{X'_j Y'_j}(\tau_k) \right|^2} \quad (3.73)$$

$$T_{zy}^j = \frac{\sum_k WC_{Y_r^j Z_s^j}(\tau_k) \cdot \sum_k WC_{X_r^j X_s^j}(\tau_k) - \sum_k WC_{Y_r^j X_s^j}(\tau_k) \cdot \sum_k WC_{X_r^j Z_s^j}(\tau_k)}{\sum_k WC_{X_r^j X_s^j}(\tau_k) \cdot \sum_k WC_{Y_r^j Y_s^j}(\tau_k) - \left| \sum_k WC_{X_r^j Y_s^j}(\tau_k) \right|^2} \dots\dots (3.74)$$

ここで、 $\tau_k$  ( $k=1,2,\dots$ )は、時間・スケール（周波数）面での時刻を表すパラメータである。上式は、入力成分 (i.e.  $X_r^j(\tau_k), Y_r^j(\tau_k)$ ) どうしの関連度  $\gamma_{X_r^j, Y_r^j}^2(\tau_k) \neq 1$  である場合に成り立つ。

出力成分と各入力成分間の多重関連度関数は、入力  $X_r^j, Y_r^j$ , 出力  $X_s^j$  を例にとると、下式のように表される。

$$R\gamma_{X_r^j, X_s^j}^2(\tau) = \text{Re} \left\{ \frac{\left| T_{xx}^j \cdot WC_{X_r^j X_s^j}(\tau) + T_{xy}^j \cdot WC_{X_r^j Y_s^j}(\tau) \right|^2}{WC_{X_r^j X_r^j}(\tau) \cdot WC_{X_s^j X_s^j}(\tau)} \right\} \dots\dots (3.75)$$

$$R\gamma_{Y_r^j, X_s^j}^2(\tau) = \text{Re} \left\{ \frac{\left| T_{xx}^j \cdot WC_{Y_r^j X_s^j}(\tau) + T_{xy}^j \cdot WC_{Y_r^j Y_s^j}(\tau) \right|^2}{WC_{Y_r^j Y_r^j}(\tau) \cdot WC_{X_s^j X_s^j}(\tau)} \right\} \dots\dots (3.76)$$

$R\gamma_{X_r^j, X_s^j}^2(\tau), R\gamma_{Y_r^j, X_s^j}^2(\tau)$  はいずれも実部であり、各瞬時値として得られる。いずれも  $0 \leq R\gamma_{X_r^j, X_s^j}^2(\tau) \leq 1, 0 \leq R\gamma_{Y_r^j, X_s^j}^2(\tau) \leq 1$  を満たす。

さらに、全入力成分に対する出力成分の多重関連度関数は下式で表される。入力  $X_r^j(\tau), Y_r^j(\tau)$ , 出力  $X_s^j(\tau)$  については、

$$R\gamma_{X_r^j, Y_r^j, X_s^j}^2(\tau) = \text{Re} \left\{ \frac{\begin{aligned} &T_{xx}^j \cdot \overline{T_{xx}^j} \cdot WC_{X_r^j X_s^j}(\tau) + T_{xx}^j \cdot \overline{T_{xy}^j} \cdot WC_{X_r^j Y_s^j}(\tau) \\ &+ T_{xy}^j \cdot \overline{T_{xx}^j} \cdot WC_{Y_r^j X_s^j}(\tau) + T_{xy}^j \cdot \overline{T_{xy}^j} \cdot WC_{Y_r^j Y_s^j}(\tau) \end{aligned}}{WC_{X_s^j X_s^j}(\tau)} \right\} \dots\dots (3.77)$$

で与えられる。同様に、出力  $Y_s^j(\tau)$  については、



$$R\gamma_{X'_j, Y'_j, Y'_j}^2(\tau) = \text{Re} \left\{ \frac{\begin{aligned} &T_{yx}^j \cdot \overline{T_{yx}^j} \cdot WC_{X'_j, X'_j}(\tau) + T_{yx}^j \cdot \overline{T_{yy}^j} \cdot WC_{X'_j, Y'_j}(\tau) \\ &+ T_{yy}^j \cdot \overline{T_{yx}^j} \cdot WC_{Y'_j, X'_j}(\tau) + T_{yy}^j \cdot \overline{T_{yy}^j} \cdot WC_{Y'_j, Y'_j}(\tau) \end{aligned}}{WC_{Y'_j, Y'_j}(\tau)} \right\} \dots\dots (3.78)$$

で与えられる。\$R\gamma\_{X'\_j, Y'\_j, X'\_j}^2(\tau)\$, \$R\gamma\_{X'\_j, Y'\_j, Y'\_j}^2(\tau)\$ はいずれも実部であり、各瞬時値として得られる。また、\$0 \le R\gamma\_{X'\_j, Y'\_j, X'\_j}^2(\tau) \le 1\$, \$0 \le R\gamma\_{X'\_j, Y'\_j, Y'\_j}^2(\tau) \le 1\$ を満たす。

本論文では、(3.77)、(3.78) 式で表される多重関連度関数を利用して入出力成分間の相関度を評価する。

### 3.5 グローバル地磁気変動の除去

ISTF が適切に推定され、ある期間内で一定であると仮定される場合、下式のようにレファレンス点の磁場データを用いて ULF 観測点におけるグローバル変動のスペクトルが推定される。

$$\mathbf{H}_{sg}^j(\tau) = \mathbf{T}^j \cdot \mathbf{H}_r^j(\tau) \dots\dots\dots (3.79)$$

ここで、\$\mathbf{H}\_{sg}^j(\tau)\$, \$\mathbf{H}\_r^j(\tau)\$, \$\mathbf{T}^j\$ はそれぞれ、\$j\$ 番目のスケールにおける ULF 観測点でのグローバル電磁場変動の推定値、レファレンス点の磁場変動、ISTF である。\$\tau\$ は時間方向への移動量である。ウェーブレット空間において ULF 観測点における実測値 \$\mathbf{H}\_s^j(\tau)\$ とグローバル変動の推定値 \$\mathbf{H}\_{sg}^j(\tau)\$ の差をとると、残差 \$\Delta\mathbf{H}^j(\tau)\$ は、ULF 観測点周囲の広域の変動と局所の変動の混合和と見なされる。

$$\Delta\mathbf{H}^j(\tau) = \mathbf{H}_s^j(\tau) - \mathbf{H}_{sg}^j(\tau) \dots\dots\dots (3.80)$$

\$\Delta\mathbf{H}^j(\tau)\$ を (3.17) 式にしたがって逆変換することで、時系列データが再構成される。このとき、(3.18) 式を利用して、任意のスケール範囲からフィルタ出力が可能である。

### 3.6 観測データへの適用

本節では、提案手法を実際の観測データに適用することにより、有効性を検証する。グローバル地磁気変動の除去を試みる対象は、房総半島のアレイ観測点(UNB, UCU, KYS)における磁場直交3成分である。リモートレファレンス観測点として、気象庁地磁気観測所(柿岡; KAK)を使用する。

#### 3.6.1 ウェーブレット変換の適用例

Fig.3.4 ~ Fig.3.5 に、ウェーブレット変換の一例を示す。Fig.3.4 は、解析に使用した時系列データの940秒でのハイパスフィルタ出力である。データは、KYS観測点での2001年4月5日4:20~4:50(JST)における磁場南北成分である。4時35分から同39分まで、地磁気脈動(周期約12.5秒)が見られる。Fig.3.5は、ウェーブレット変換である。実線、破線はそれぞれウェーブレット変換の実部と虚部を表す。地磁気脈動の周期は8秒から18秒にかけて分布し(図中1)、出現中に周期が長周期側へシフトする様子がわかる。さらに、この周期帯では、全般に地磁気脈動の出現時以外はスペクトル強度が低い傾向にある。周期8秒以下ではスペクトル強度が全体的に小さい。Fig.3.6は、パワースペクトルの時間・スケール分布である。

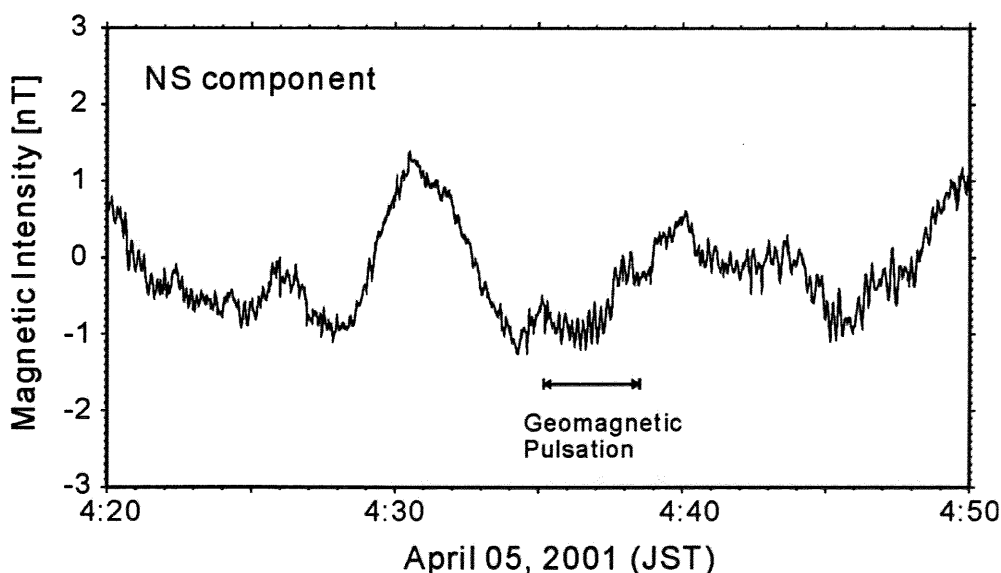
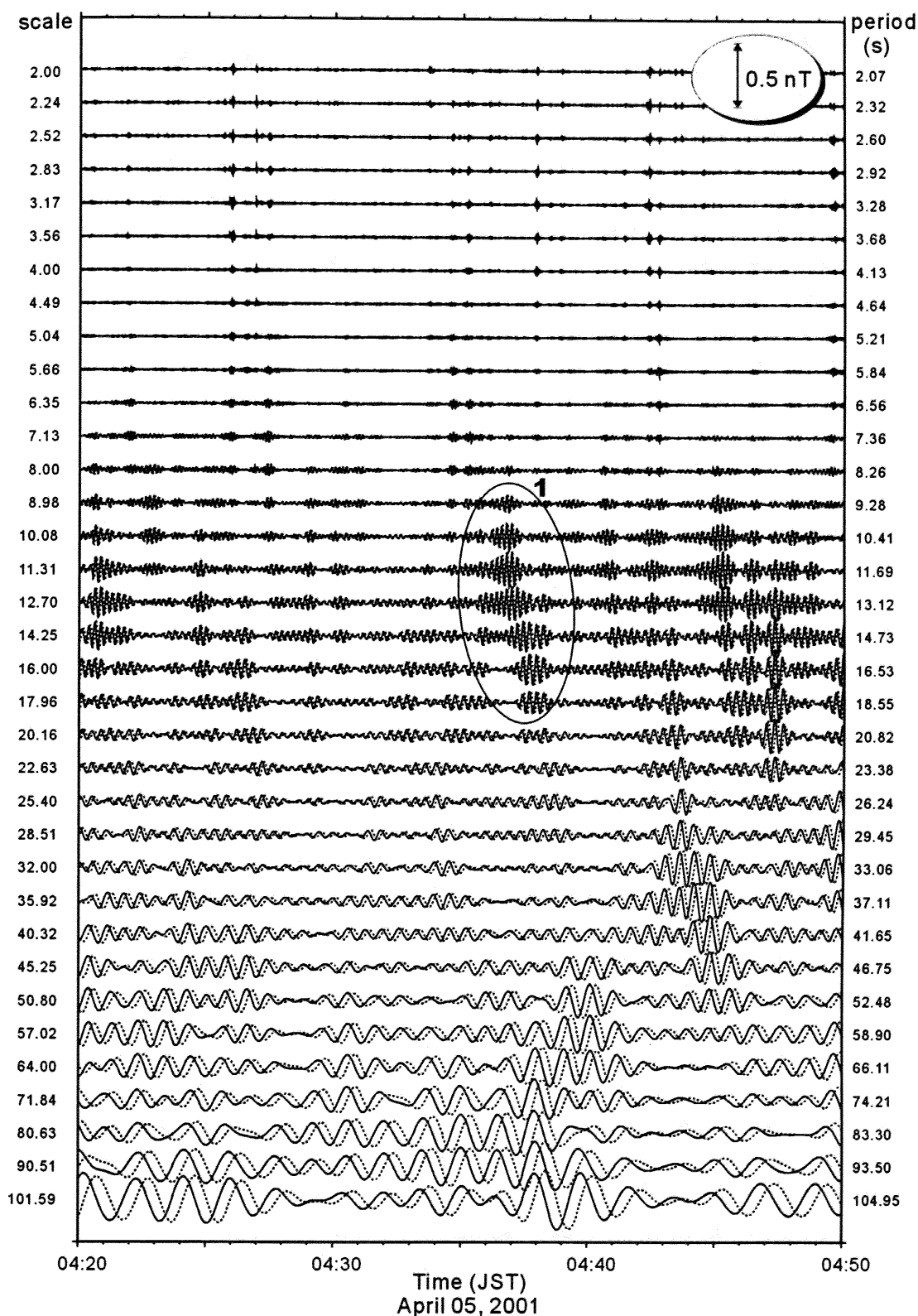


Fig.3.4 An example of the time series data for calculation of wavelet transform ( $T < 940s$ ). The data were obtained at KYS station for the period of 04:20 to 04:50 on April 05, 2001. NS component is shown. The interval indicated by arrow (1) represents the period when the geomagnetic pulsation ( $T \approx 12.5s$ ) was turned up.



**Fig.3.5** An example of the wavelet transform. Original data is shown in Fig.3.5. Solid lines and broken lines indicate the real and imaginary part of the wavelet transform, respectively. The numbers shown at left and right side of panel indicate the scale and corresponding period in seconds, respectively. The area which is surrounded by circle (1) indicates the period when the geomagnetic pulsation ( $T \approx 12.5s$ ) was turned up.

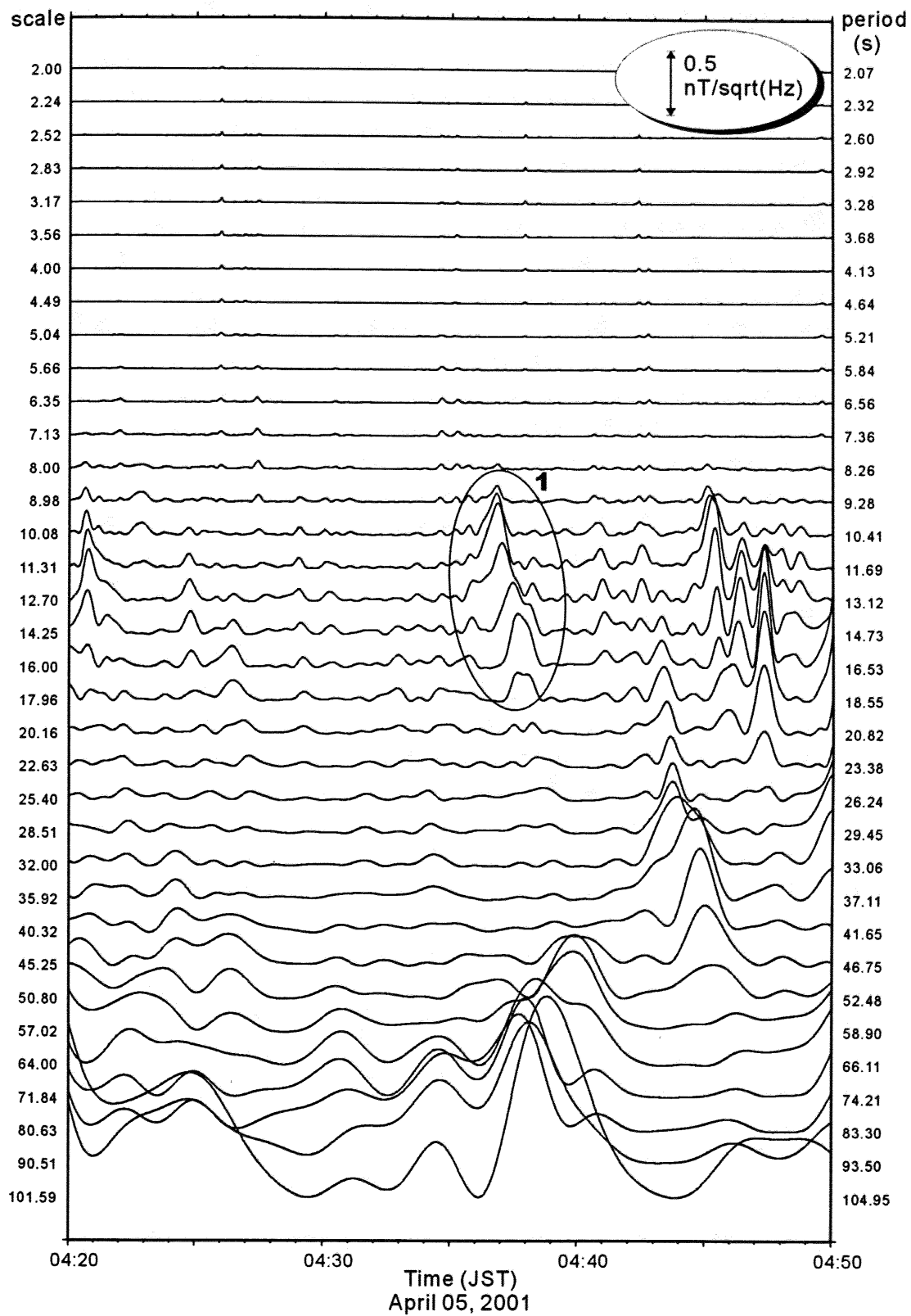


Fig.3.6 The time-scale (period) variation of power spectra. Original data are shown in Fig.3.4. The area which is surrounded by circle (1) indicates the period when the geomagnetic pulsation ( $T \approx 12.5s$ ) was turned up.

## 3.6.2 インターステーション応答関数 (ISTF) の推定

### 3.6.2.1 ISTF の時間変化の特徴

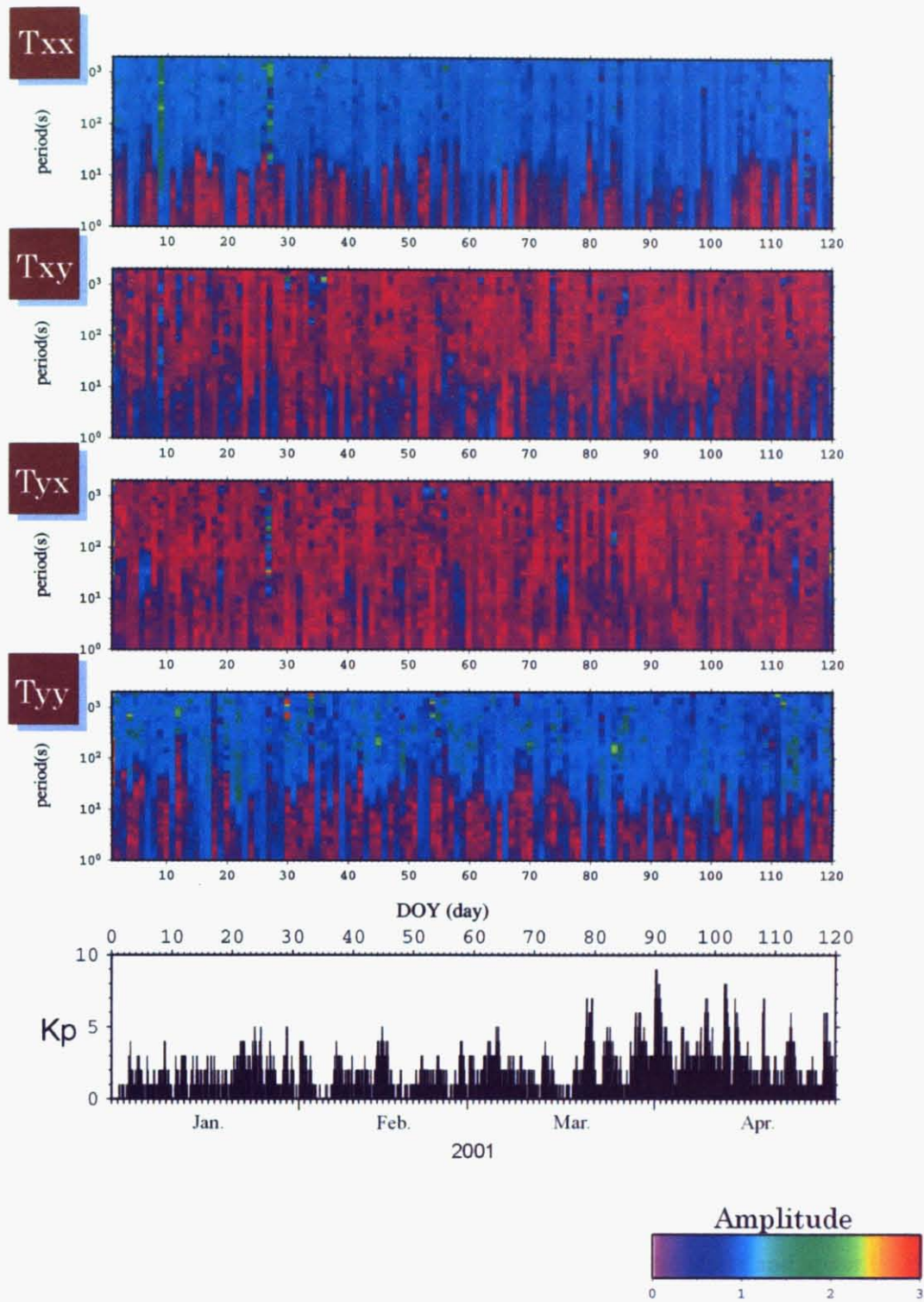
第1章において指摘したように、ISTF は大地の電気伝導度構造に関する情報が含まれるため、長期的には変動する可能性がある。さらに、ISTF の推定に際し、入力信号源である地球超高層起源の電磁場変動の信号強度が小さく、人工ノイズとの SN 比が不十分である場合、ISTF の推定誤差は誤差成分を大きく含む可能性がある。そこで、はじめに 2001 年 1 月から 4 月までのデータを使用して 1 日ごとに ISTF を求めた結果を示し、ISTF と地磁気活動度の関係について言及する。次に、2000 年 2 月から 2003 年 6 月までのデータについて、ISTF の推定の際に入出力成分間の多重関連度関数を考慮した結果を示し、長期的変動について述べる。

Fig.3.7 は、2001 年 1 月から同年 4 月までの 4 ヶ月間について夜間 (01:00-04:00, JST) のデータのみを使用して、1 日ごとに ISTF を推定した結果である。ここでは、KYS と KAK 間の ISTF の振幅を表示する。ISTF は、上記の 3 時間の平均値を 1 日の代表値として与えたものである。さらに、地磁気活動度を表す指標である、Kp インデックスを示す。図より、非対角成分 ( $T_{xy}, T_{yx}$ ) は、プロット期間を通して 0.1 ~ 0.2 程度でフラットな傾向を示す。一方、対角成分 ( $T_{xx}, T_{yy}$ ) では、周期 10 秒以上で概ね  $\approx 1$  となる傾向が見られるのに対して、10 秒以下では 2 通りの分布傾向が見られる。すなわち、急速に振幅が減衰する場合と、 $\approx 1$  を維持する場合である。一般に、周期 10 秒以下の地磁気変動の強度は非常に小さく、SN 比が不十分である場合が多い。人工ノイズが卓越する場合、応答関数の推定値は大きな分散範囲を示し、平均値は下方へバイアスする傾向がある (e.g. Kao and Rankin, 1977)。前者はその影響を受けている可能性が高い。実際 Kp インデックスを参照すると、両者は地磁気活動度に大きく依存しており、地磁気活動度が高い日は概ね後者の傾向を示し、低い日は前者の傾向を示す。周期 10 秒から 100 秒の帯域において  $T_{xx}$  と  $T_{yy}$  を比較すると、 $T_{yy}$  の分散範囲が  $T_{xx}$  に比べて大きな傾向を示す。これは、地磁気嵐が磁場南北成分に強く反映され、東西成分への影響が小さいことに起因する。

Fig.3.8 は、上記の 4 ヶ月間のうち  $Kp \geq 5$  のデータ区間を使用して、ISTF を最小二乗法によって推定した結果を示す。ここでは、水平成分間の ISTF の実部、虚部を表示する。実部に注目すると、 $T_{xx}$ 、 $T_{yy}$  とともに周期約 50 秒以上においてはほぼ 1

で平坦であり、分散範囲も小さい傾向にある。短周期側では減少傾向を示し、周期 10 秒以下では 0.5 程度で大きな分散範囲を示す。これは、前述の応答関数の下方バイアスであると考えられる。これらより、周期 50 秒以下では、Kp インデックスの参照だけでは人工ノイズ等との十分な SN 比が得られていない可能性が高い。したがって、レファレンス点のデータとの相関度を求め、相関度が十分に高いデータ区間を使用して ISTF を推定する必要がある。

Fig.3.9, Fig.3.10 に、ISTF の推定の際に多重関連度関数を考慮した場合 (see 3.6.2.2 節) の時間変化の特徴を示す。ISTF は、Kp  $\geq$  5 の夜間データ (01:00~04:00, JST) のうち、多重関連度関数 (3.77, 3.78 式) :  $\gamma^2 \geq 0.9$  のデータ区間のみを使用して推定された。ここでは、周期約 30 秒と 300 秒における  $T_{xx}$  と  $T_{yy}$  の実部・虚部を示す。エラーバーは土標準偏差の範囲を表す。全般に、プロット期間を通して  $T_{xx}$  はエラーバーが小さく、 $T_{yy}$  はそれに比べて大きな傾向を示す。エラーバーが小さい場合、 $T_{xx}$ 、 $T_{yy}$  はともに期間中で推定値がほぼ一定しており、有意な時間変化が認められない。エラーバーが大きい場合は推定値が小さくなる傾向があるが、これは前述の下方バイアスの影響が考えられる。その影響は、周期 30 秒の  $T_{xx}$  で  $\sim 0.15$  程度、 $T_{yy}$  で  $\sim 0.2$  程度、周期 300 秒の  $T_{xx}$  で  $\sim 0.05$  程度、 $T_{yy}$  で  $\sim 0.1$  程度であり、エラーバーが小さな場合の分散範囲と同程度に収まっている。そこで、本論文では ISTF の推定の際にエラーバーが十分に小さな区間を選択し、さらに同期間中では ISTF が時不変であると思なすことにする。



**Fig.3.7** Variations of the amplitude of ISTF calculated from **KYS** and **KAK** stations for the period of January 01 to April 30, 2001. The midnight time data (01:00-04:00, JST) were used. ISTF has been averaged within three hours every night. The bottom panel indicates the Kp index derived every 3 hours.

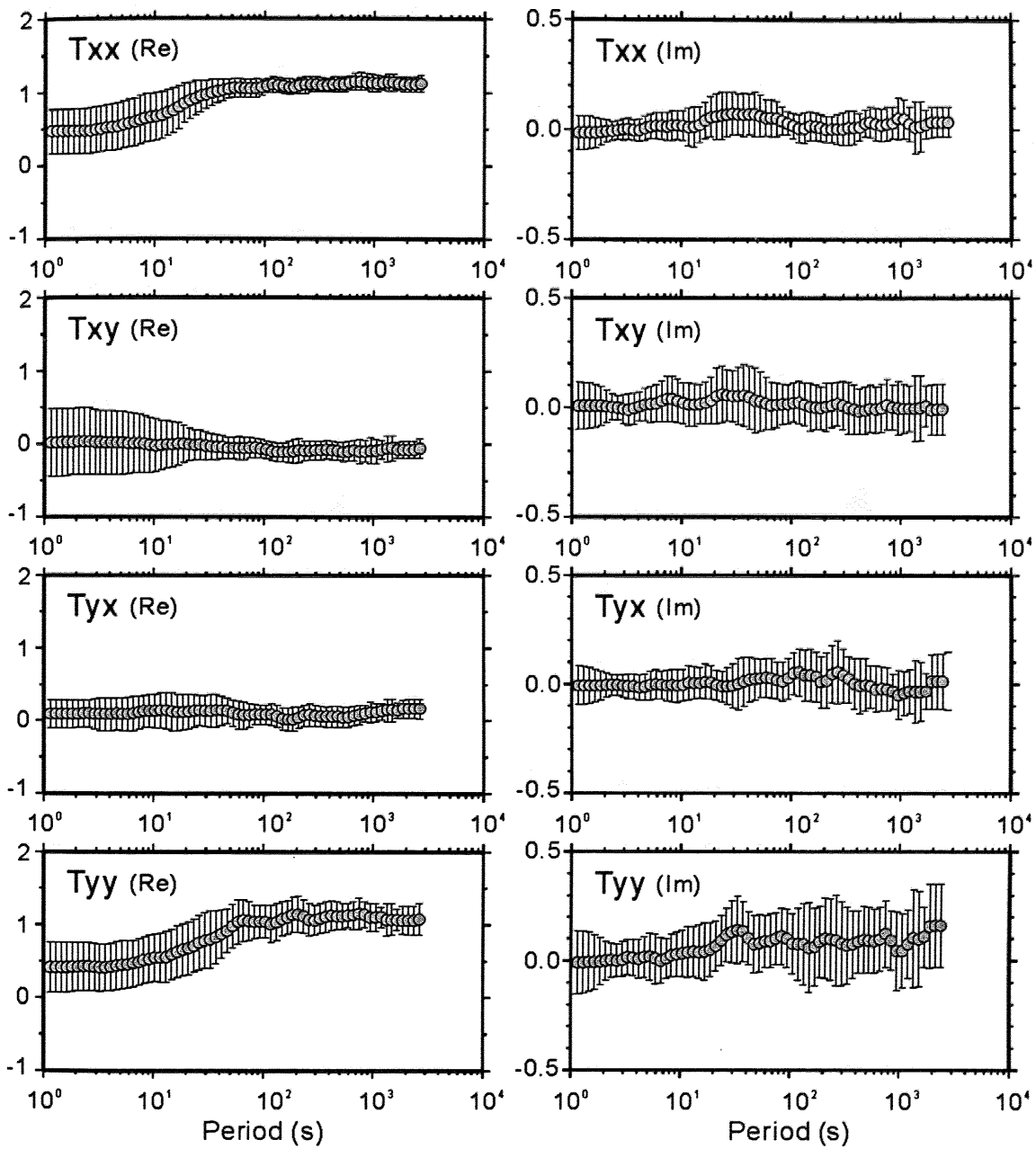


Fig.3.8 Estimated ISTF between KYS and KAK stations inferred with the use of midnight data for an interval of Jan. 01 to Apr. 30, 2001. Error bar indicates the lower and upper limit of the standard deviations.



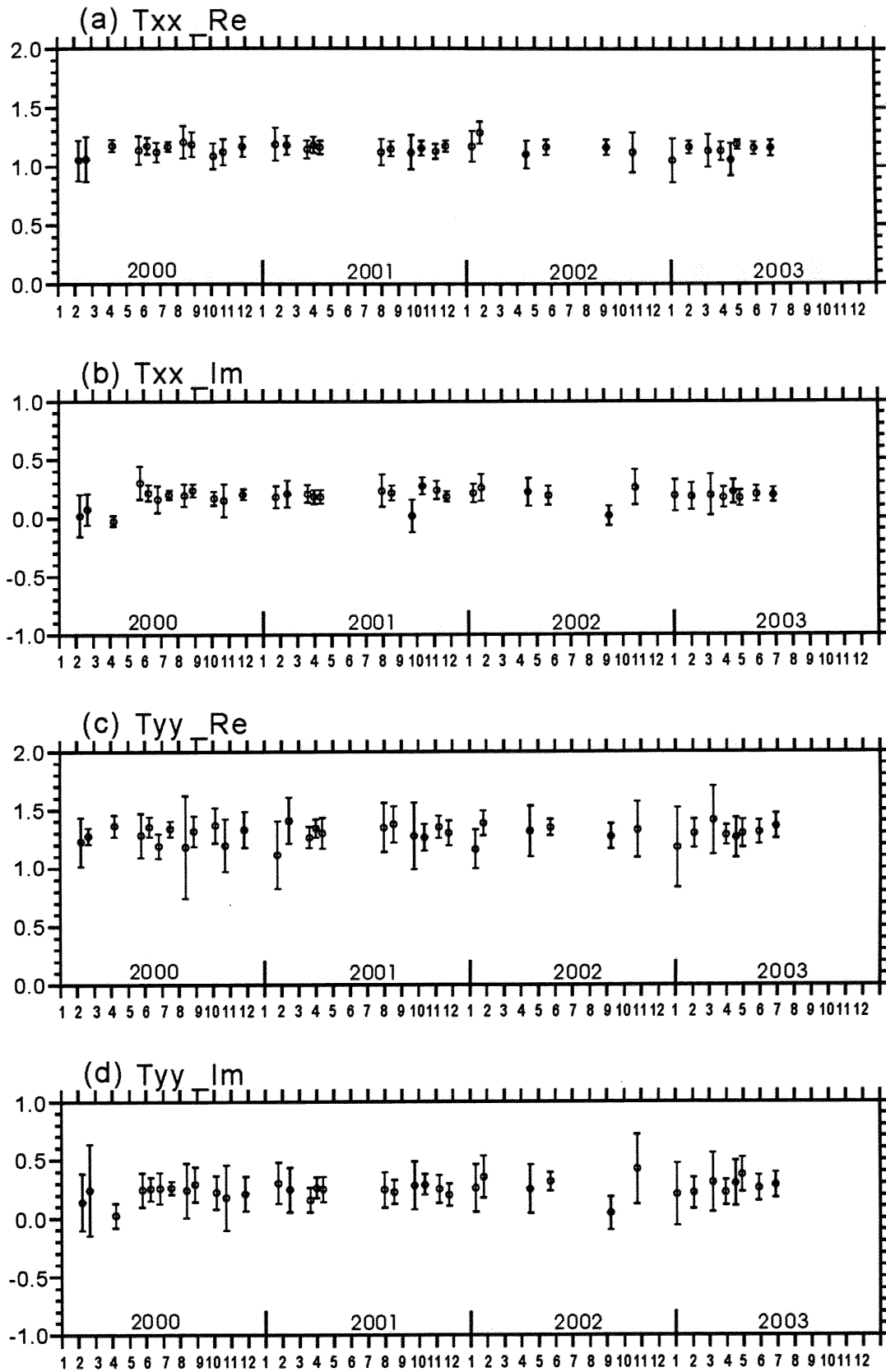
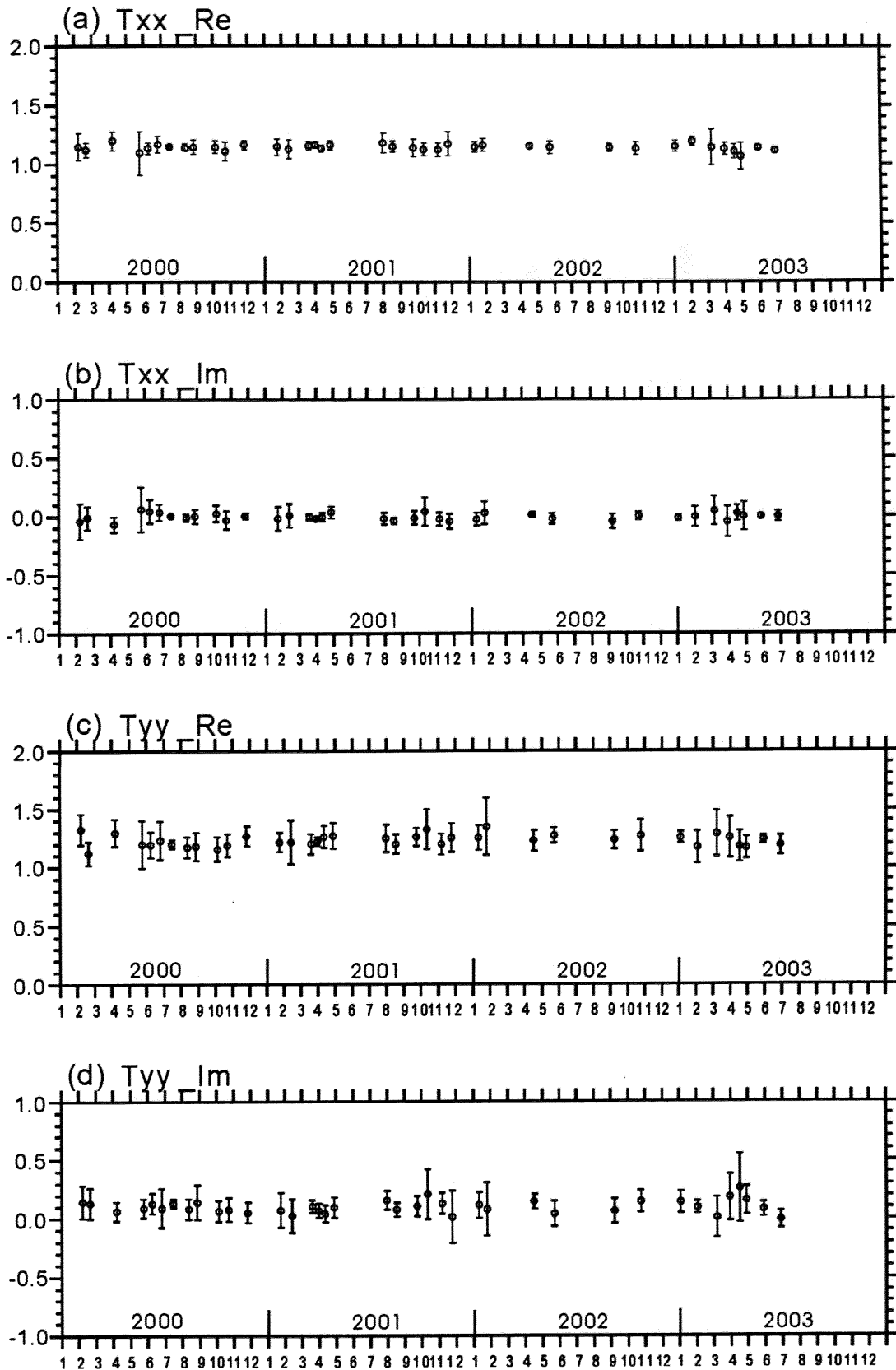


Fig.3.9 The variations of the estimated ISTF between KYS and KAK stations for an interval of Feb. 2000 to Jun. 2003 at the period of  $T=30s$ . (a)  $T_{xx}$  (real), (b)  $T_{xx}$  (imaginary), (c)  $T_{yy}$  (real), and (d)  $T_{yy}$  (imaginary), respectively. The error bar indicates the upper and lower limits of the standard deviation.



**Fig.3.10** The variations of the estimated ISTF between KYS and KAK stations for an interval of Feb. 2000 to Jun. 2003 at the period of  $T=300s$ . (a)  $T_{xx}$  (real), (b)  $T_{xx}$  (imaginary), (c)  $T_{yy}$  (real), and (d)  $T_{yy}$  (imaginary), respectively. The error bar indicates the upper and lower limits of the standard deviation.

### 3.6.2.2 多重関連度関数を考慮した ISTF の推定法

3.6.2.1 節で指摘したように、ISTF の推定の際には、ULF 観測点とレファレンス観測点の磁場データの相関が十分に高い期間を選択する必要がある。ウェーブレット変換の適用により、時間・スケール（周波数）の両領域で2つのデータセットの相関度の算出や、応答関数の入出力成分間の多重関連度関数の算出が可能になる。

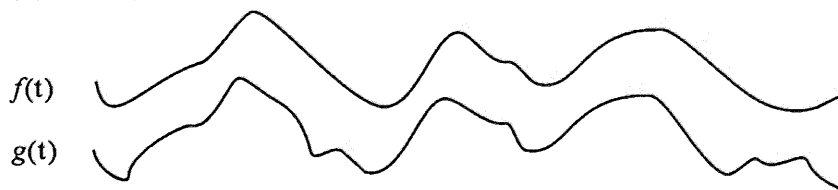
Fig.3.11 に、ウェーブレット変換における相関度の時間・スケール分布の概念図を示す。各スケールにおいて、任意のデータ点数からなる小区間に分割し、各々の小区間においてウェーブレット自己相関関数、相互相関関数の平均値を算出し、ISTF および入出力成分間の多重関連度関数を推定する。本論文では、Table 3.1 に示すように、周波数帯域ごとに小区間に含まれる波数を設定する。これにより、小区間内で平均的な ISTF や関連度関数を算出する。解析期間での平均的な ISTF の算出は、多重関連度関数が十分に高い小区間を選択的に使用して行われる。

ISTF の入出力成分間の多重関連度関数の時間・スケール（周波数）分布の一例を示す。Fig.3.12 は、2001年3月29日 01:00-04:00 (JST)における、KAK と KYS 両観測点の磁場水平成分の時系列データである。この期間における Kp インデックスは 6 であり、地磁気擾乱が著しい。Fig.3.13 は、同期間における KYS, KAK 間の多重関連度関数の時間・スケール分布である。(a), (b)はそれぞれ、KYS の  $H_x$  成分と KAK の水平 2 成分間 ( $R\gamma_{x'_i, y'_i, x'_i}^2$ ), KYS の  $H_y$  成分と KAK の水平 2 成分間 ( $R\gamma_{x'_i, y'_i, y'_i}^2$ ) の多重関連度関数である。図より、周期約 50 秒以上では全般に関連度関数は十分に大きい ( $\cong 1.0$ )。一方、周期 50 秒以下では時刻により関連度関数の変化が著しい。これは、同帯域での地磁気脈動の信号強度が減少して、KYS 観測点における無相関信号との SN 比が十分に得られないことが直接的な原因である。Fig.3.14 に、周期 11.6 秒における多重関連度関数の時間変化をプロットする。

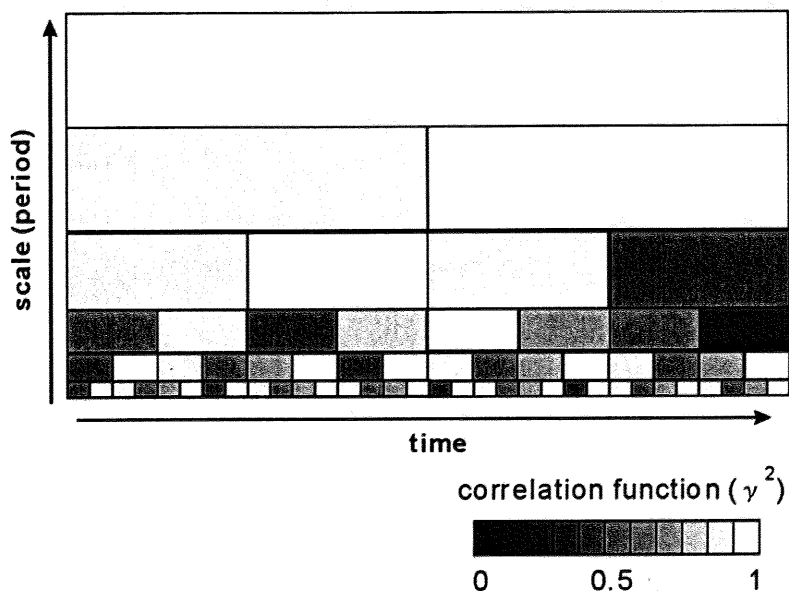
Period range (s)	Num. of cycles
~ 8	10
8 - 100	10
100 - 1,000	5
1000 ~	2

Table 3.1 The relationship between the period range and the number of cycles within each subset.

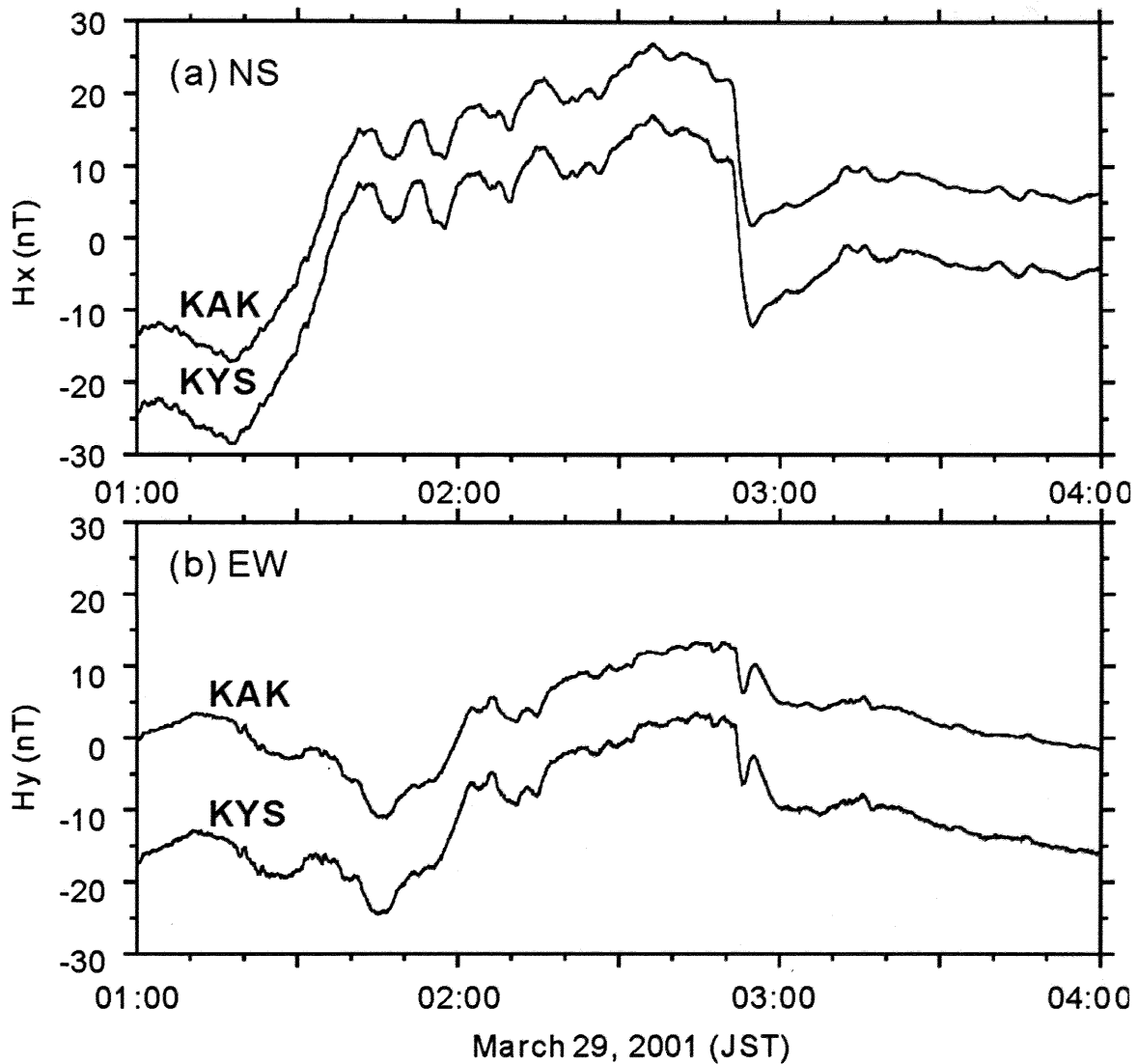
(a) Example of Time Series Data



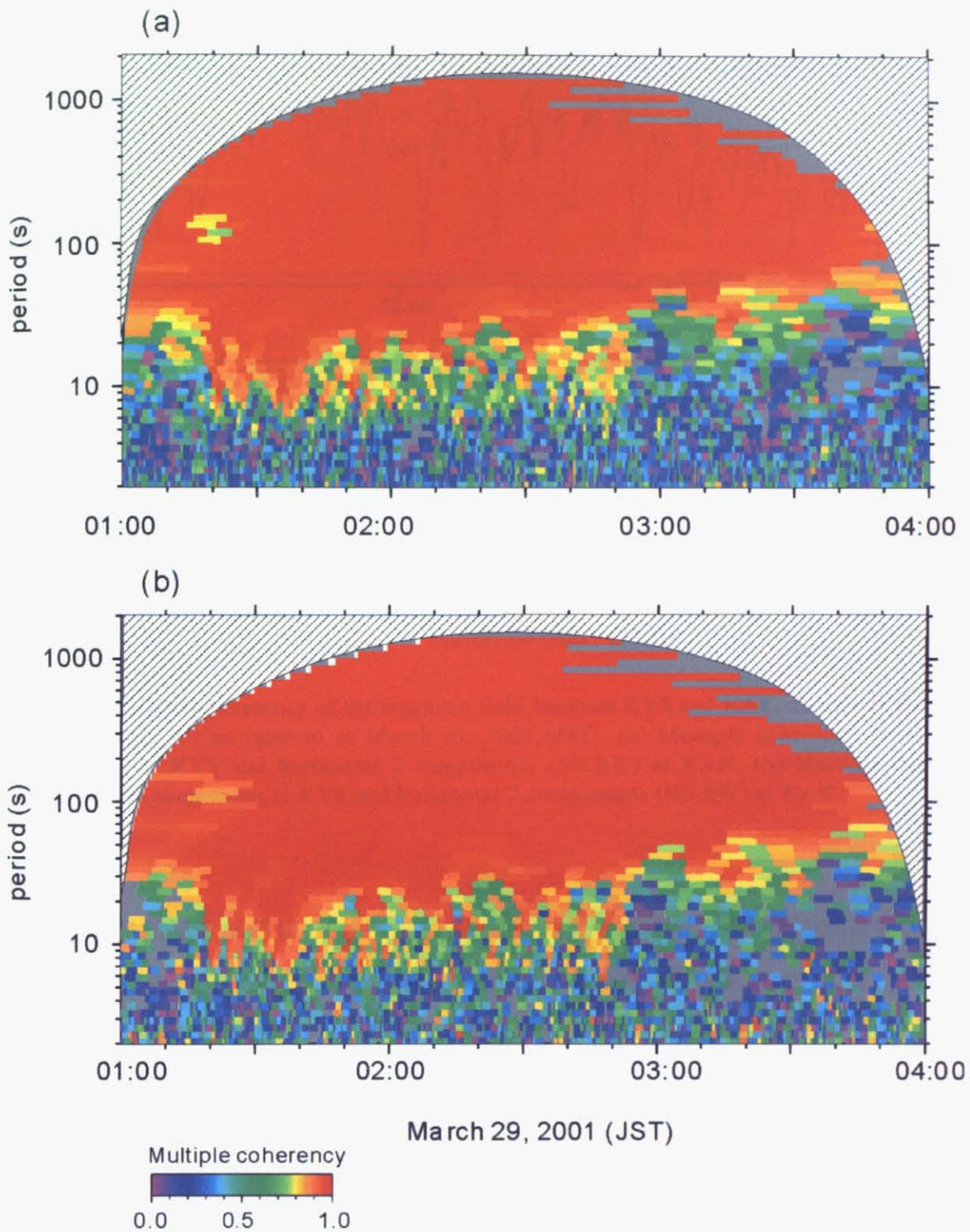
(b) Time-scale plane of correlation function



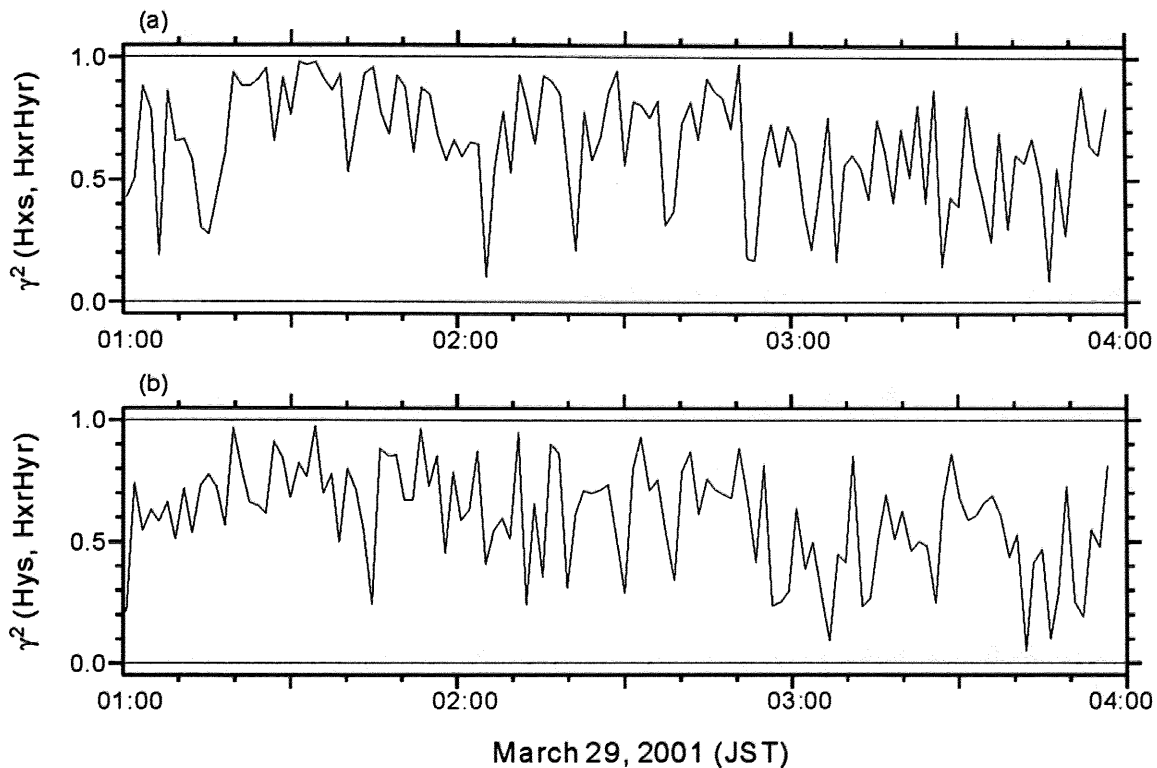
**Fig.3.11** Schematic diagram of the time-scale (period) variations of the correlation function. (a) An example of the time series data. (b) Distribution of correlation function between  $f(t)$  and  $g(t)$ .



**Fig.3.12** The example of the geomagnetic field variations at **KAK** and **KYS** stations for an interval of 01:00-04:00 on March 29, 2001 (JST). (a) NS, and (b) EW components, respectively. The  $K_p$  index of this time range was 6.



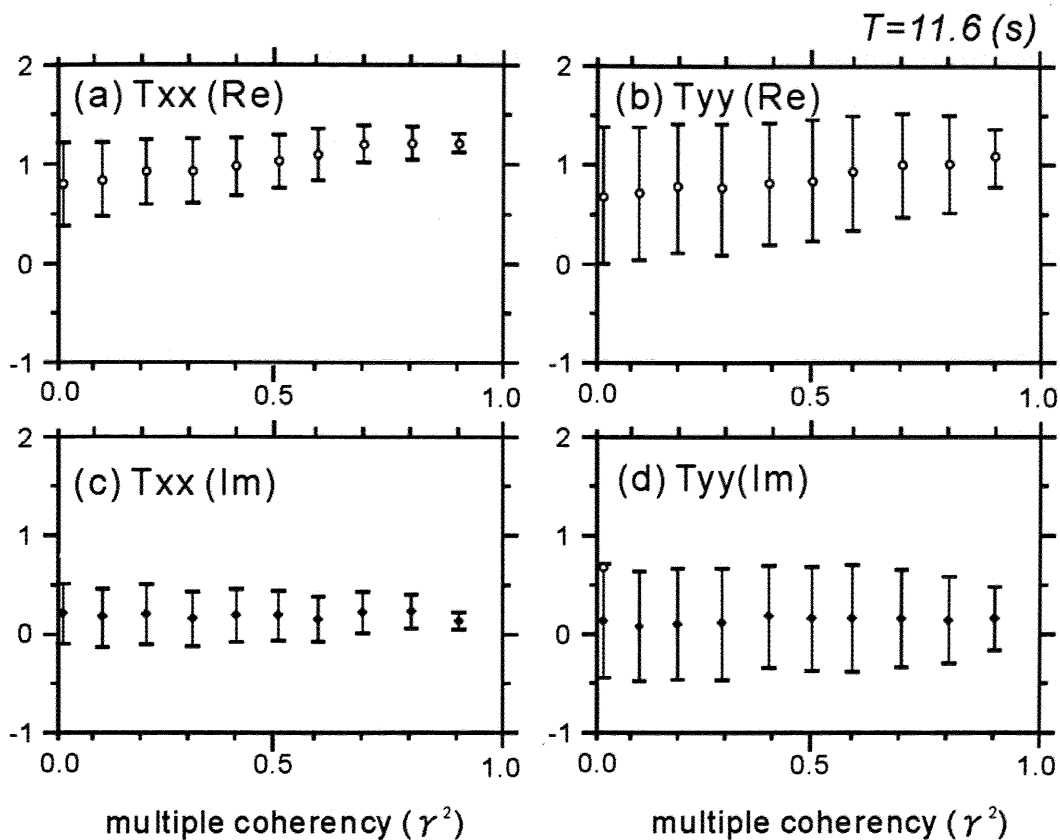
**Fig.3.13** Time-scale (period) distribution of multiple coherency functions for an interval of 01:00-04:00 on March 29, 2001 (JST). (a) Multiple coherency between NS component at **KYS** and horizontal 2 components (NS,EW) at **KAK**. (b) Multiple coherency between EW component at **KYS** and horizontal 2 components (NS,EW) at **KAK**. Shaded region indicates the “cone of influence” where edge effects of the wavelet transform become important (Torrence and Compo, 1998).



**Fig.3.14** Multiple coherency of the magnetic field between **KYS** and **KAK** stations at the period of  $T=11.6$  (s) for an interval of March 29, 2001 (JST). (a) Multiple coherency between NS component at **KYS** and horizontal 2 components (NS,EW) at **KAK**. (b) Multiple coherency between EW component at **KYS** and horizontal 2 components (NS,EW) at **KAK**.

次に、多重関連度関数  $\gamma^2(R\gamma_{X'_i, Y'_i, X'_j, Y'_j}^2, R\gamma_{X'_i, Y'_i, X'_j, Y'_j}^2)$  の大きさによる ISTF の推定値の変化について言及する。Fig.3.15 は、周期 11.6 秒における  $\gamma^2$  ごとの ISTF の推定値をプロットしたものである。エラーバーは標準偏差範囲の上・下限を表す。ここで、例えば  $\gamma^2=0.8$  とは、ISTF の推定の際に多重関連度関数が 0.8 以上の小区間を全て使用する (i.e.  $\gamma^2 \geq 0.8$ ) という意味である。すなわち、 $\gamma^2=0.0$  の場合には全てのデータ区間を使用することになる。 $T_{xx}$  の実部においては、 $\gamma^2=0.0$  から  $\gamma^2$  の増加と共に ISTF の推定値が増加して、 $\gamma^2 \geq 0.7$  で実部が安定する傾向が見られる。標準偏差の範囲は、0.9 において最も小さい。 $T_{yy}$  の実部も同様の傾向が見られる。虚部は、 $T_{xx}$ 、 $T_{yy}$  ともに  $\gamma^2$  に依存せずに一定であるが、 $\gamma^2 \geq 0.9$  で最も分散範囲が小さい。

Fig.3.16 に、各小区間で求められた多重関連度関数の頻度図を示す。ここでは、周期 11.6 秒について表示する。この期間における小区間の総数は 121 個である。(a)



**Fig.3.15** The experimental results of the correlation dependencies in the ISTF estimation in the period of 11.6 seconds for an interval of March 29, 2001 (JST). (a)  $T_{xx}$  (real), (b)  $T_{yy}$  (real), (c)  $T_{xx}$  (imaginary), and (d)  $T_{yy}$  (imaginary). The upper and lower limit of the standard deviations are also shown.

は、KYS の  $H_x$  成分と KAK の磁場水平成分 ( $H_x, H_y$ ) 間の多重関連度関数、(b)は KYS の  $H_y$  成分と KAK の磁場水平成分 ( $H_x, H_y$ ) 間の多重関連度関数である。

次に、多重関連度関数の考慮・非考慮による ISTF の推定結果を比較する。Fig.3.17 は、 $\gamma^2 \geq 0.0$  すなわち全区間を用いて ISTF を推定した結果である。 $T_{xx}$ 、 $T_{yy}$  を見ると、周期 50 秒以上で滑らかにかつ分散範囲が小さく推定されているが、周期 50 秒以下では周期の減少と共に推定値が 0.5 まで減少し、分散範囲が広がる。これは、3.6.2.1 節で指摘したように、応答関数の推定値の下方バイアスを反映した結果である。Fig.3.18 は、 $\gamma^2 \geq 0.9$  の小区間のみを使用して推定された ISTF である。周期約 8 秒以下では  $\gamma^2 \geq 0.9$  をとる小区間数がゼロだったため推定されていない。 $T_{xx}$ 、 $T_{yy}$  を見ると、周期 50 秒以下では周期の減少と共にむしろ増加する傾向が見られる。

これらより、精度良く ISTF を推定するためには、多重関連度関数  $\gamma^2 \geq 0.9$  を満



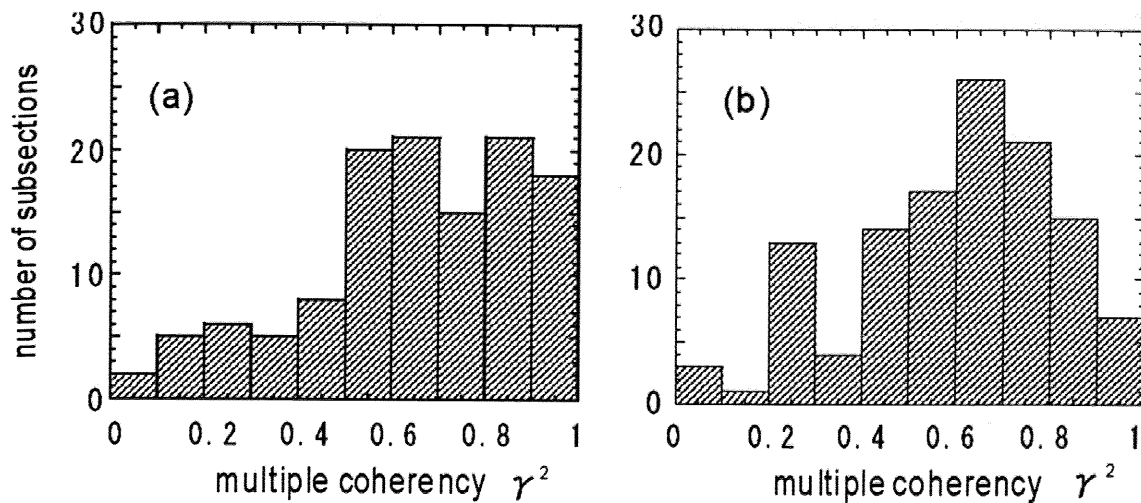


Fig.3.16 The histogram of the number of subsections which are classified by the multiple coherencies based on eqs. (3.77) and (3.78) in the case of the period of  $T=11.69s$ . (a) Multiple coherency between  $H_x$  at KYS and horizontal 2 components ( $H_{xr}$ ,  $H_{yr}$ ) at KAK. (b) Multiple coherency between  $H_y$  at KYS and horizontal 2 components ( $H_{xr}$ ,  $H_{yr}$ ) at KAK. Total number of subsections is 121.

たす小区間を使用する必要があることがわかる。この場合、周期 8 秒以下では条件を満たす小区間の数が急激に減少するため、地磁気嵐の発生時などグローバル地磁気変動の信号強度が十分に大きな区間を選ぶ必要がある。

Fig.3.19～Fig.3.21 に、本手法を適用して求められた、KYS, UNB, UCU における ISTF の推定値を示す。データは、2000 年 5 月～2001 年 4 月のうち、地磁気活動度が高い日 ( $Kp \geq 5$ ) の夜間値 (01:00～04:00) が使用された。また、ISTF の入出力成分間の多重関連度関数 (*c.f.* (3.77), (3.78) 式) が、ともに  $R\gamma_{x'_i, y'_i, x'_j}^2 \geq 0.9$ ,  $R\gamma_{x'_i, y'_i, y'_j}^2(t) \geq 0.9$  を満たす小区間のみが使用された。

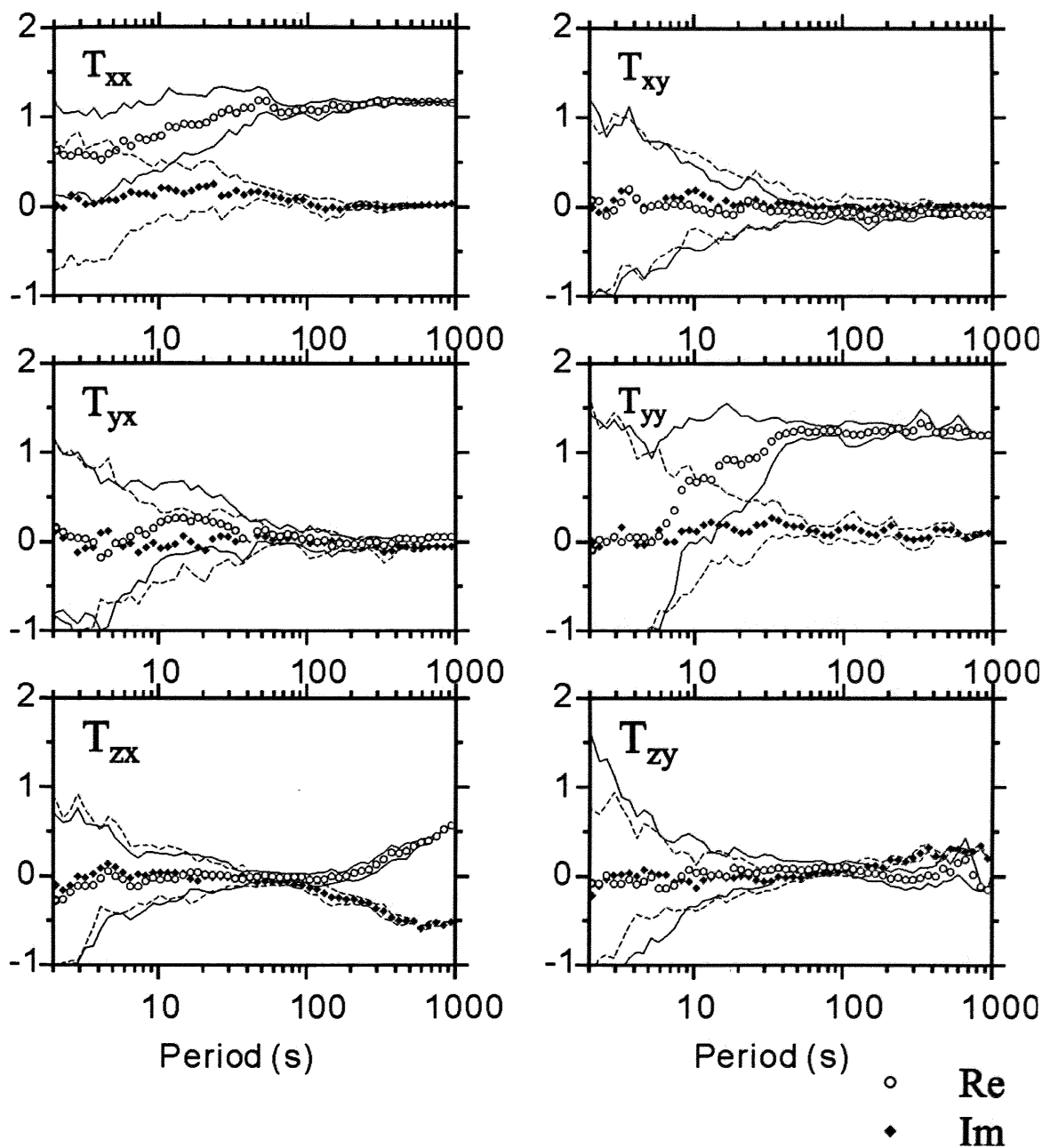
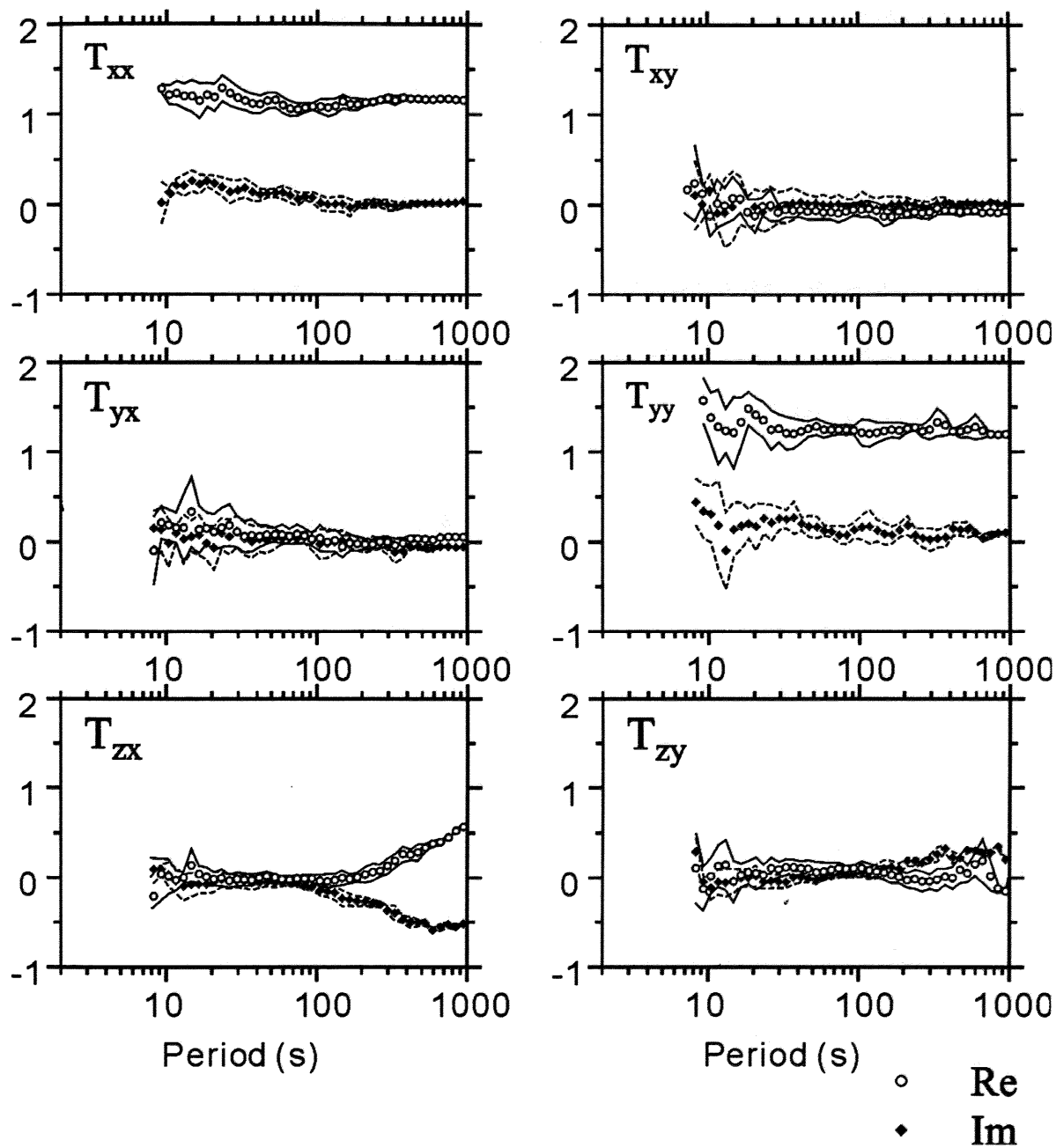


Fig.3.17 Estimated interstation transfer functions (ISTF) between KAK and KYS stations by using the subsections of multiple coherency  $\gamma^2 \geq 0.0$  at the interval of 01:00-04:00 on March 29, 2001 (JST). Open and solid circles indicate the real and imaginary part ISTF, respectively.



**Fig.3.18** Estimated interstation transfer functions (ISTF) between KAK and KYS stations by using the subsections of multiple coherency  $\gamma^2 \geq 0.9$  at the interval of 01:00-04:00 on March 29, 2001 (JST). Open and solid circles indicate the real and imaginary part ISTF, respectively.

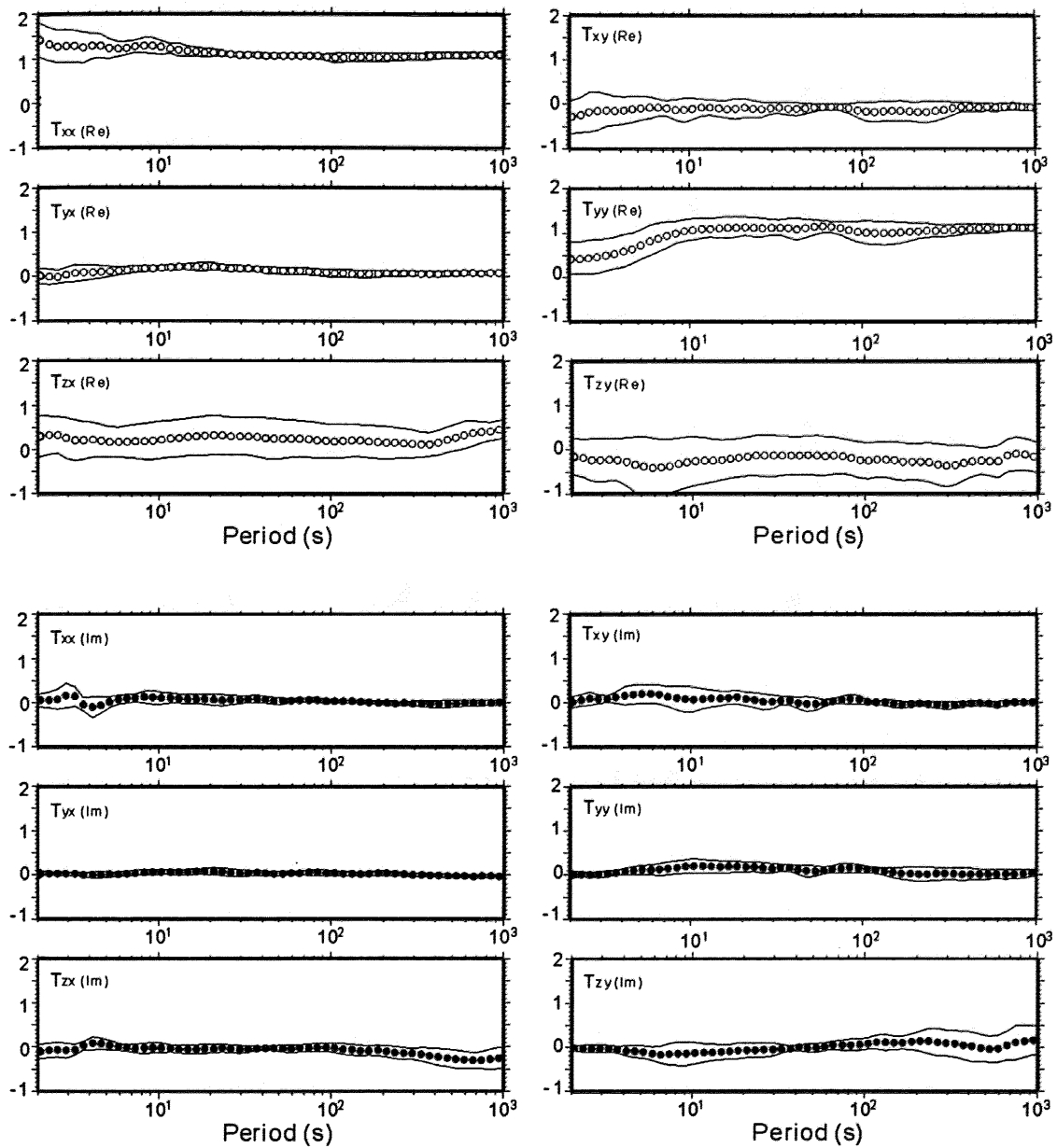
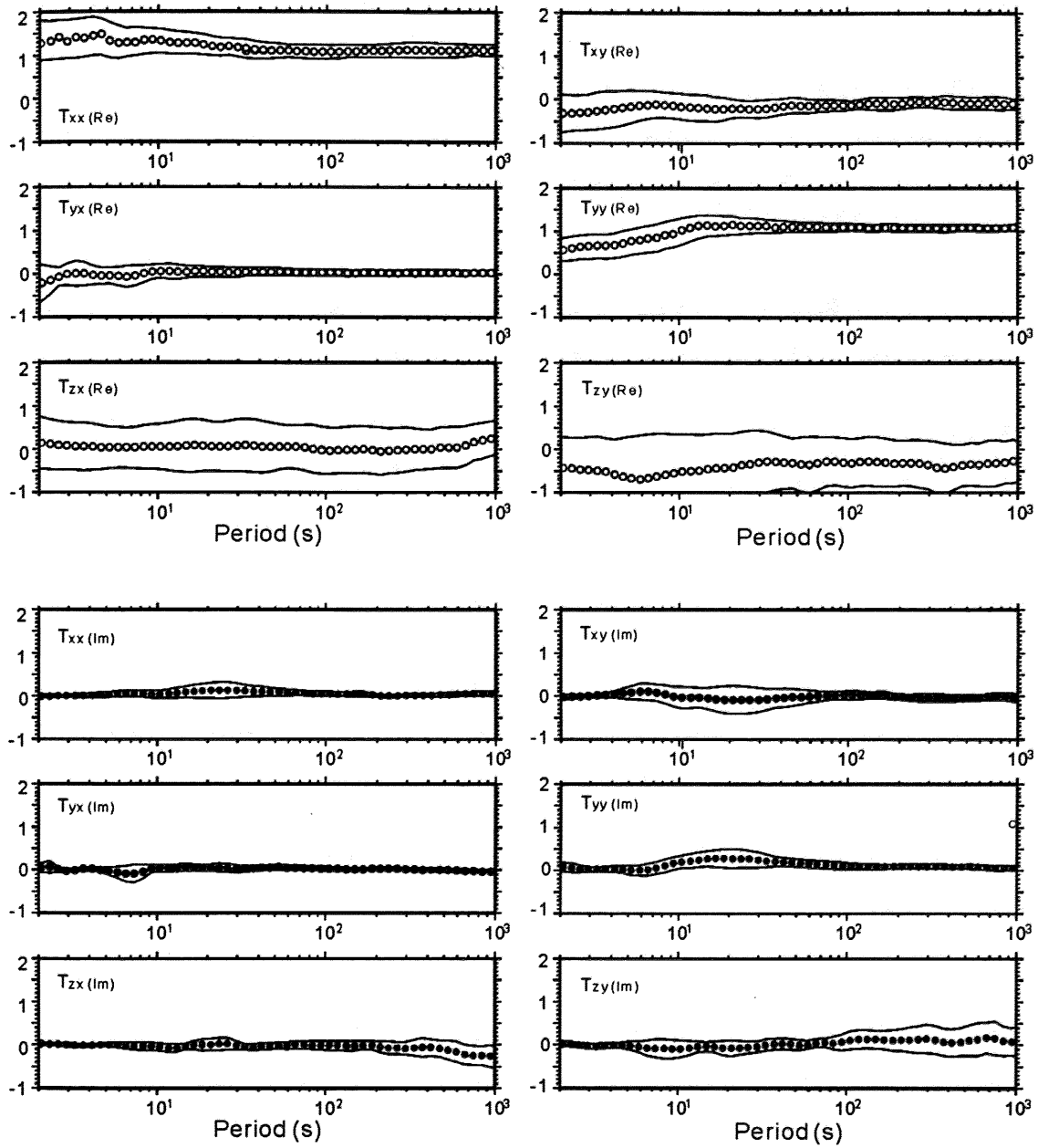


Fig.3.19 Estimated interstation transfer functions between KAK and KYS stations. Upper panels and lower panels indicate the real and imaginary part of the ISTF, respectively. Solid lines indicate the limit of standard deviation.



**Fig. 3.20** Estimated interstation transfer functions between KAK and UNB stations. Upper panels and lower panels indicate the real and imaginary part of the ISTF, respectively. Solid lines indicate the limit of standard deviation.

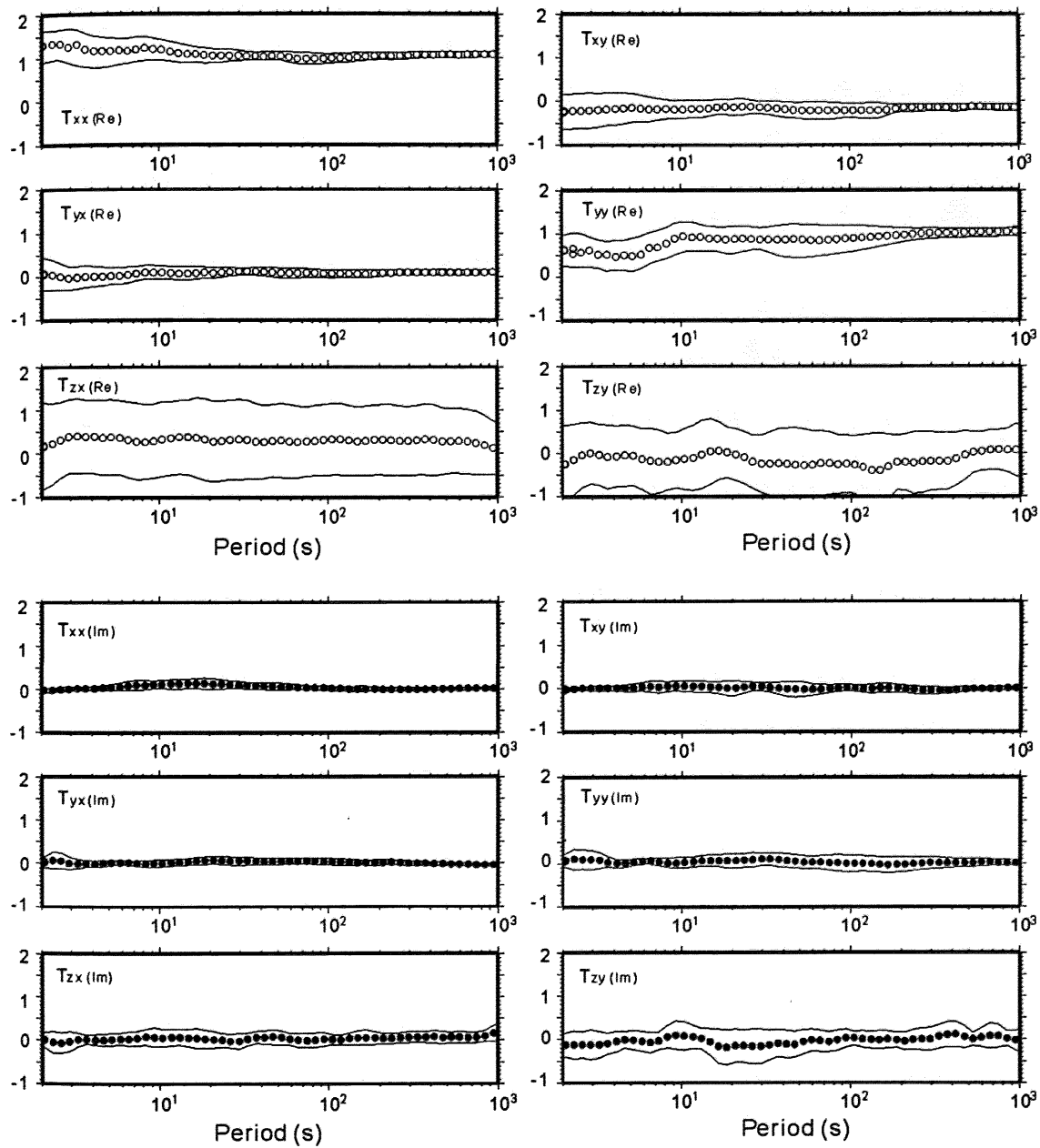
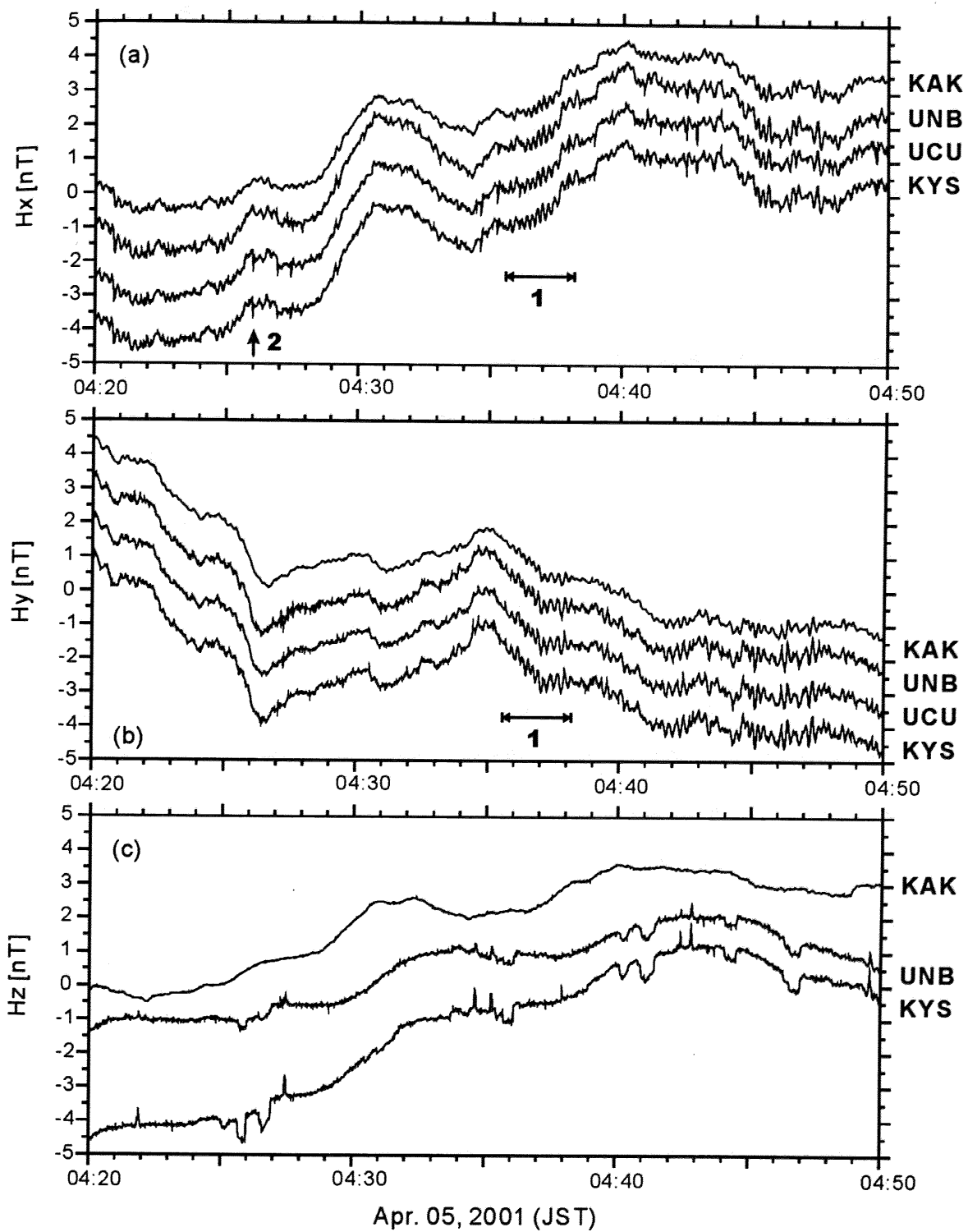


Fig.3.21 Estimated interstation transfer functions between KAK and UCU stations. Upper panels and lower panels indicate the real and imaginary part of the ISTF, respectively. Solid lines indicate the limit of standard deviation.

### 3.6.3 グローバル地磁気変動の除去

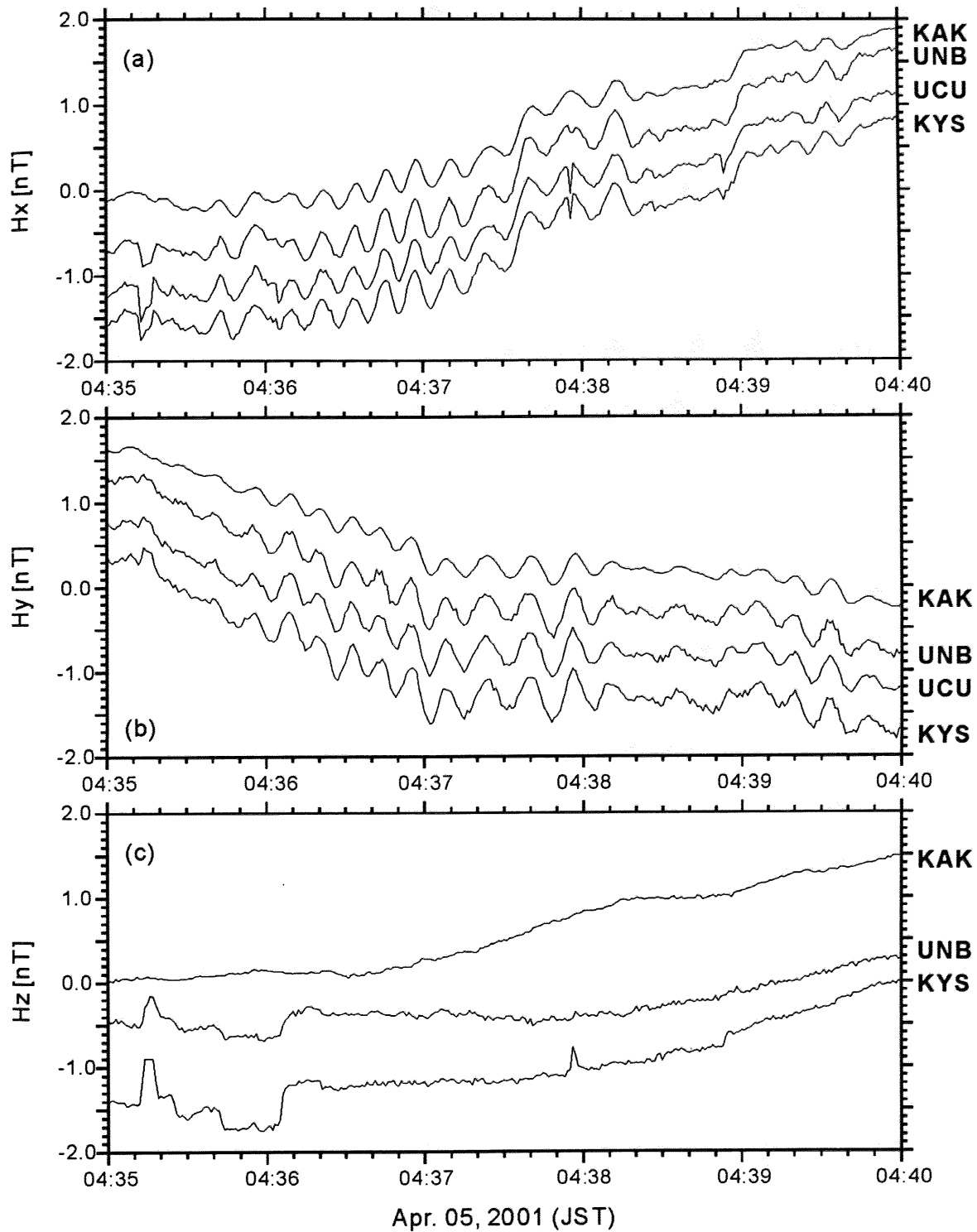
Fig.3.22 に、本手法を適用するデータのプロットを示す。図は、房総半島のアレイ構成点と柿岡において測定された磁場直交3成分について、2001年4月5日4:20から4:30 (JST) までの30分間をプロットしたものである。この時間帯はJR外房線上の始発電車がアレイ構成点近傍を通過する時間に相当し、ノイズ源の特定が容易である。水平成分 ( $H_x, H_y$ ) に関しては、曲線の大局的な傾向は全ての観測点で共通している。また、矢印1で示す期間では地磁気脈動 (周期 12.5 秒) が全ての観測点で同時に見られる。これらは、グローバル変動に分類される。矢印2で指し示す変動は、房総のアレイ構成点のみに共通する広域の変動で、電車の運行表との比較により、電車の走行に伴う電磁ノイズと見られる (Fig.3.25 参照)。鉛直成分をみると、観測点ごとに変動の傾向が異なり、特に KAK と KYS, UNB では、ピークの時刻にずれが見られる。これは、地球超高層起源の電磁場変動の鉛直成分がもともと小さく、 $H_n(\omega)$ において $\Delta Z_n(\omega)=0$ の仮定が合理的であることと、地下の不均質により誘導される磁場鉛直成分 ( $\Delta Z_g(\omega)$ ) が、観測点周辺の局所的な地下構造や複雑な海岸線の分布が作る海洋効果の影響を受けていることを意味する (e.g. Schmucker, 1970; Rikitake and Honkura, 1985)。

Fig.3.23 に、地磁気脈動の出現する 04:35~04:40 を拡大して表示する。水平成分に注目すると、地磁気脈動の振幅は KAK に比べて UNB, UCU, KYS が相対的に大きいことがわかる。これは、ISTF の  $T_{xx}, T_{yy}$  の実部が地磁気脈動の周期 ( $\approx 11.6$  秒) で1以上の値をとることが妥当であることを意味する。一方、鉛直成分には地磁気脈動が見られないことがわかる。



**Fig.3.22** The geomagnetic field variations observed for an interval of 04:20 to 04:50 on April 05, 2001 at UNB, UCU, KYS, and KAK stations. (a) NS, (b) EW, and (c) Vertical component (data missing at UCU in this interval), respectively. The numbers in the figure correspond to the time when the geomagnetic pulsations turned up (1), and the artificial noises which are generated by the DC trains appeared in array stations simultaneously (2), respectively.





**Fig.3.23** The geomagnetic pulsations ( $T \approx 12.5s$ ) appeared at all stations simultaneously. (a) NS, (b) EW, and (c) Vertical component (data missing at UCU in this interval), respectively. It is found that the geomagnetic pulsations are not appeared in vertical component. The amplitude of pulsations at KAK is generally smaller than that of in the Boso stations.

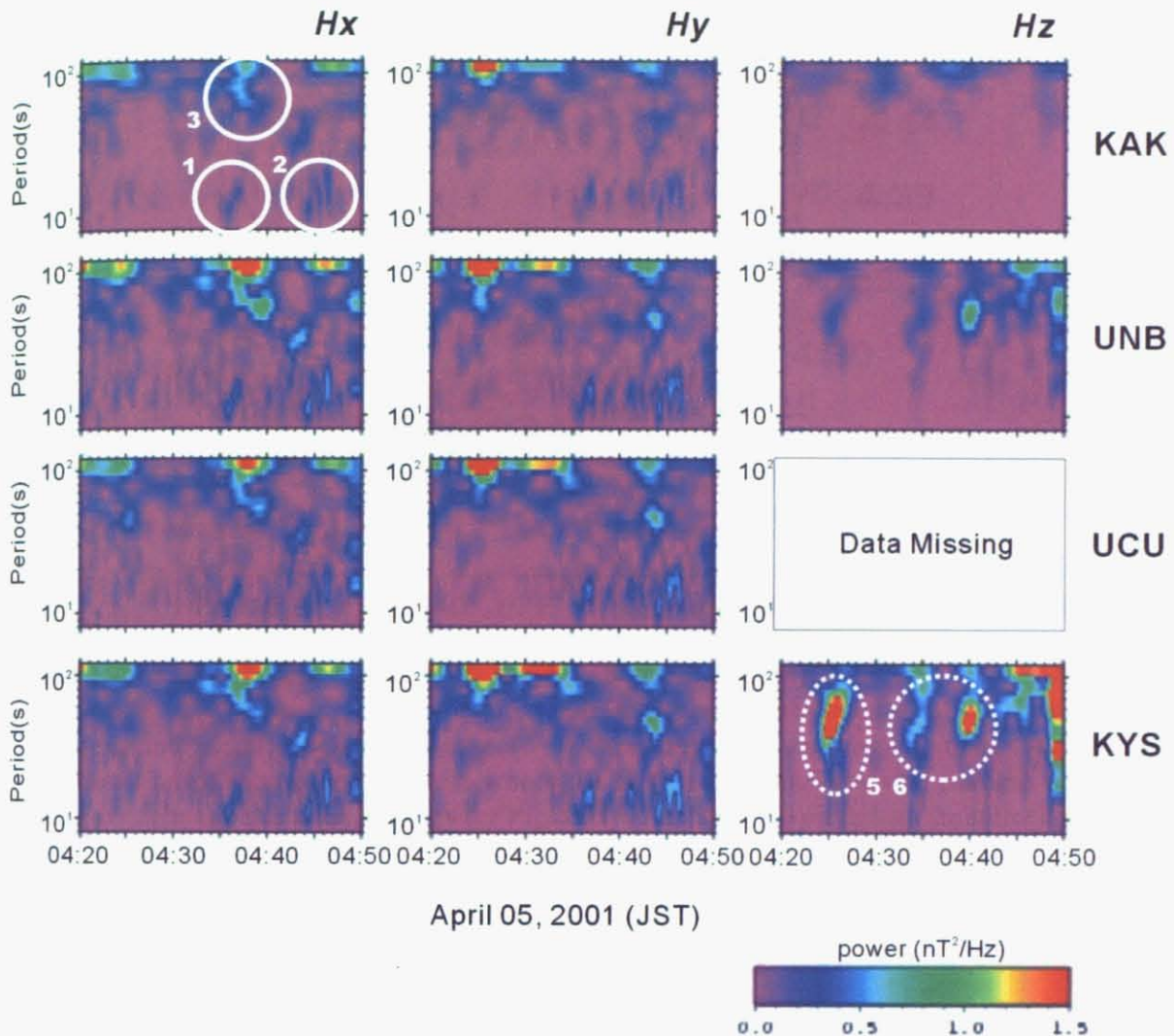


Fig.3.24 Variations of power spectrum in the Boso array stations (UNB, UCU, KYS) and reference station (KAK) for the interval of 04:20 - 04:50 on April 05, 2001. Although horizontal components are quite similar among these four stations, vertical components are different for each other because of the local artificial noises. The solid circles (1,2, and 3) indicate the geomagnetic pulsations which are coherent for those four stations, and classified into the global signals. The broken circles (5 and 6) indicates the regional noises mainly associated with the leaked current from the DC driven trains nearby the array stations.

Fig.3.24 は、04:20 から 04:50 までの 30 分間におけるウェーブレット・パワースペクトルである。丸 1 および丸 2 で囲む箇所は、前述の地磁気脈動が発現する時間・周期に相当する。地磁気脈動のパターンは観測点間で非常に相関が高いが、スペクトル強度は観測点ごとに異なる傾向を示す。丸 3 は、Pc4 地磁気脈動に相当する周期に当たるが、同様の指摘が可能である。一方で、地磁気鉛直成分の丸 5 と丸 6 は、

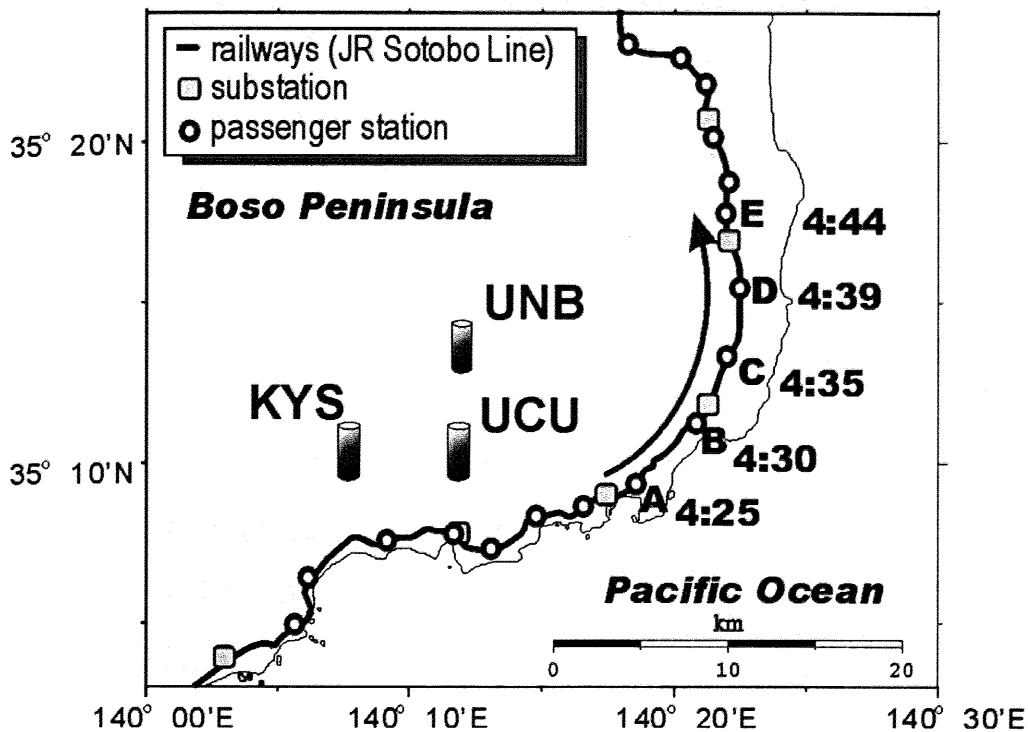


Fig.3.25 The configuration map of the JR (Japan Railways) Sotobo Line in the Boso Peninsula. The open circles and solid squares represent the location of the passenger stations and power substations, respectively. The alphabetic indices are corresponding to the location of the railway stations where the first train of the day was running through nearby the magnetic array stations (cf Fig.3.33). The time are picked up from the diagram (departure time).

KYS と UNB において非常に相関の高い変動であるが, KAK には出現していない。前述のように, これは広域の変動に分類される, 電車の走行に伴う電磁ノイズであると見られる。

Fig.3.25 は, 上記の 20 分間におけるアレイ観測点近傍を走行する JR 外房線の径路および停車駅での時刻を表す。時刻は, 2001 年春季発行の JR 時刻表による。この時間帯では, 上りの始発電車が勝浦駅 (4:24, 図中(A)) を出発し, 20 分間で三門駅 (4:44, 図中(E)) へ到達する。この間の走行距離は約 20km である。図中の□は鉄道変電所の位置を表す。

Fig.3.26~Fig.3.28 に, 本手法の適用により KYS 観測点においてグローバル変動の除去を試みた結果を示す。それぞれ,  $H_x$ ,  $H_y$ ,  $H_z$  成分である。(a) は, KAK (1) と KYS (2) におけるオリジナルデータの波形である。(b) は, 上より KAK (3), KYS (4) におけるハイパスフィルタ出力 ( $T \leq 940s$ ), KYS における ISTF を用いたグロー

バル変動推定値 (5) である。(c)は残差成分 ( $T \leq 940s$ ) である。図中の矢印 1 は、地磁気脈動 ( $T \approx 12.5s$ ) が出現する時間である。はじめに水平 2 成分について言及する。 $H_x$ ,  $H_y$  成分ともに、(3), (4)を見るとハイパスフィルタの効果によって、(a)におけるトレンド成分が除去されていることがわかる。グローバル変動の推定値 (5) からは、KYS での観測値 (4) の特徴が極めてよく復元されていることがわかる。残差成分 (6) を見ると、大局的な曲線の傾向はホワイトノイズレベル ( $\approx 0.1nT$ ) まで除去されたことがわかる。Fig.3.29 に地磁気脈動の出現する 04:35 分から 04:40 までを拡大表示したものを示す。(1)はオリジナルデータのハイパスフィルタ出力 ( $T \leq 940s$ )、(2)は本手法適用による残差 (同) である。約  $0.3 \sim 0.6 nT$  程度の振幅を有する地磁気脈動はほぼ完全に除去されたことがわかる。これにより、地磁気脈動に埋没していた ULF 観測点周辺でのパルス状の信号成分が検出された。

次に、地磁気脈動の除去の可否を定量的に検証するため、地磁気脈動に最も近い周期 ( $T=11.68s$ ) での本手法適用前後での KAK と KYS の関連度 ( $\gamma^2$ ) を評価する。Fig.3.30(a)はオリジナルデータどうしの散布図、Fig.3.30 (b)は KAK のオリジナルと KYS の残差成分の散布図 ( $T=11.68s$ ) である。ここでは NS 成分について、同日 03:00 から 06:00 (JST) までの 3 時間をプロットしている。オリジナルどうしの分布は直線を描くことから、極めて強い線形相関 ( $\gamma^2 = 0.93$ ) があるといえる。また、その傾きは 1 ではないことから、2 観測点での振幅に差異があることを裏付ける。本手法適用後の分布を見ると、x 軸上と y 軸上に散布が集中する傾向を示す。すなわち、両成分は無相関 ( $\gamma^2 = 0.01$ ) であることを表しており、本手法の有効性を示しているといえる。

Fig.3.31 に、周期 2 秒から 1,000 秒までの KAK と KYS の  $H_x$  成分どうしの関連度を示す。ここでは、03:00 から 06:00 (JST) までの 3 時間における平均値を表示する。○は、オリジナルどうし、□は KAK のオリジナルと KYS の残差成分の関連度である。オリジナルでは周期 100 秒以上で関連度が 0.9 を超えるが、短周期においては次第に関連度が減少する。地磁気脈動の周期において上に凸のピークを示し、周期 10 秒以下では急激に低下する。残差成分では、ほぼ全周期にわたり、0.05 以下を示す。これらにより、両観測点で相関のあるグローバル電磁場変動が十分に除去されたことが示された。

Fig.3.32 に、本手法の適用の前後でのパワースペクトルの時間・スケール (周期)

分布の変化を示す。ここでは、 $H_x$  成分のみを表示する。(a), (b)はそれぞれ、KAK と KYS におけるオリジナルデータである。(c)は、ISTF を用いて KAK から KYS におけるグローバル地磁気変動を推定した結果、(d)は残差成分である。オリジナルデータに見られる地磁気脈動や広帯域に分布する地磁気変動は、残差成分には含まれず、KYS 周辺の変動と見られる信号成分が検出されていることがわかる。

一方、Fig.3.28 に示す鉛直成分について注目する。オリジナル生データ ((1), (2)) を比較すると、両観測点ではピークの位置や振幅が異なる傾向を示すが、(4)と(5)の比較により、KYS におけるグローバル変動の推定値 (5) は、実測値 (4) の大局的な曲線の傾向をよく復元していることがわかる。すなわち、ISTF の振幅と位相の推定が適切であることを意味する。残差成分 (6) を見ると、グローバル地磁気変動の影響が概ね除去され、KYS における信号成分が明確に検出されたといえる。

次に、房総半島のアレイ構成点 (UNB, UCU, KYS) における適用結果を比較する。Fig.3.33 はそれぞれ、(a)  $H_x$ , (b)  $H_y$ , (c)  $H_z$  における残差成分 ( $T \leq 940s$ ) である。図中の矢印 1 は、地磁気脈動の出現する期間を表す。また、アルファベットは、JR 外房線の始発電車の停車駅を表す (Fig.3.25 参照)。 $H_x$ ,  $H_y$  を見ると、3 観測点ともにグローバル変動の除去が同程度に実現され、電車ノイズと見られる波形が 3 観測点に共通して明確に検出された。 $H_z$  についても同様の特徴が見られる。なお、UCU の鉛直成分はこの期間では欠測である。

グローバル地磁気変動の除去後の残差成分は、ULF 観測点周辺の広域の変動と局所の変動の混合和であるとみなされる。今後は、残差成分から、アレイ構成点で共通に見られる広域の変動の中から、地殻活動の関連する電磁気信号と人工ノイズとの弁別が課題となる。

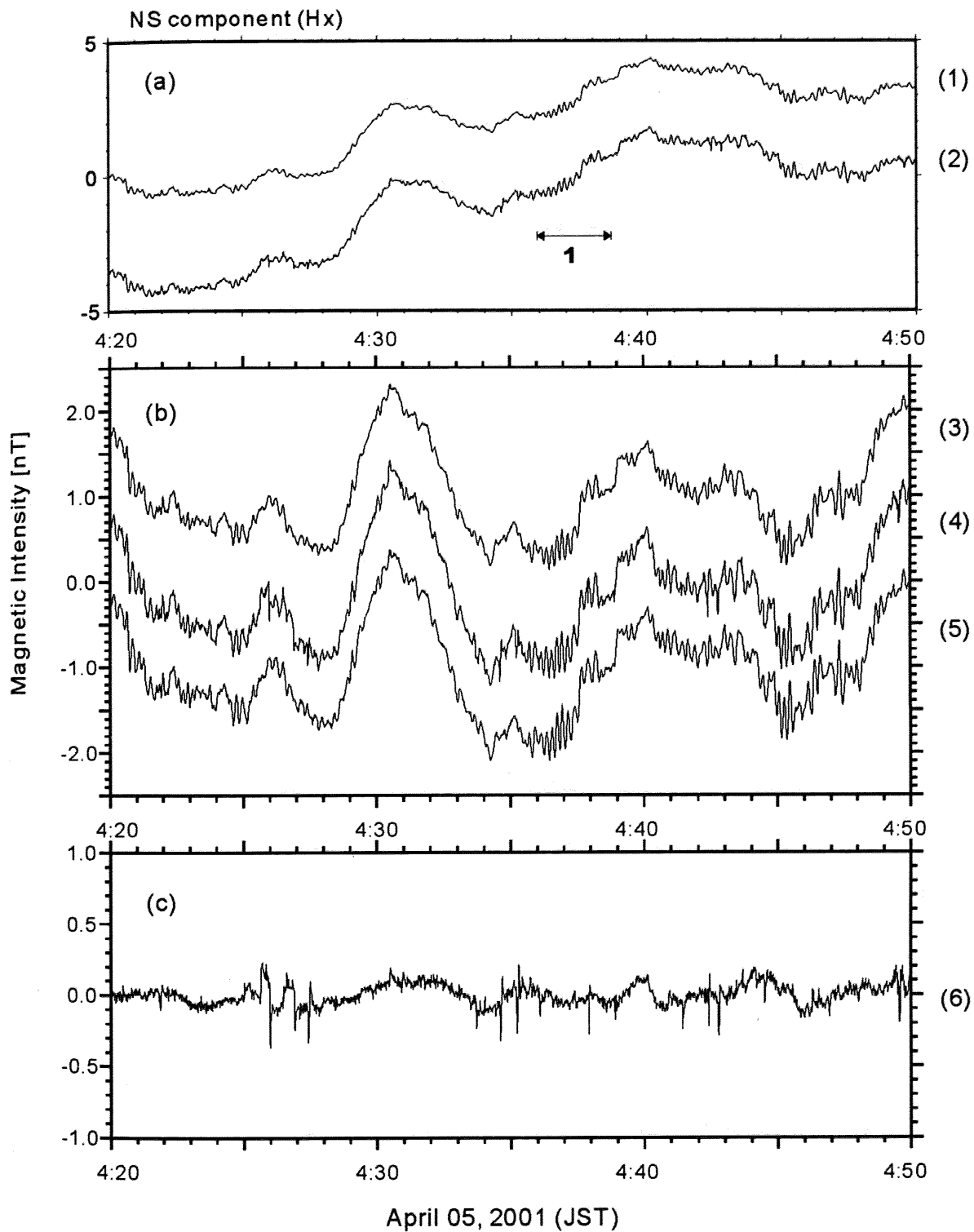


Fig.3.26 Experimental results of the global signal reduction in NS component ( $H_x$ ) at KYS station. (a) shows original raw data at KAK and KYS. (b) illustrates the filtered and estimated external source field at KYS with the use of the ISTF approach. (c) plots the residual. The arrow (1) corresponds to the period when the geomagnetic pulsations turned up.

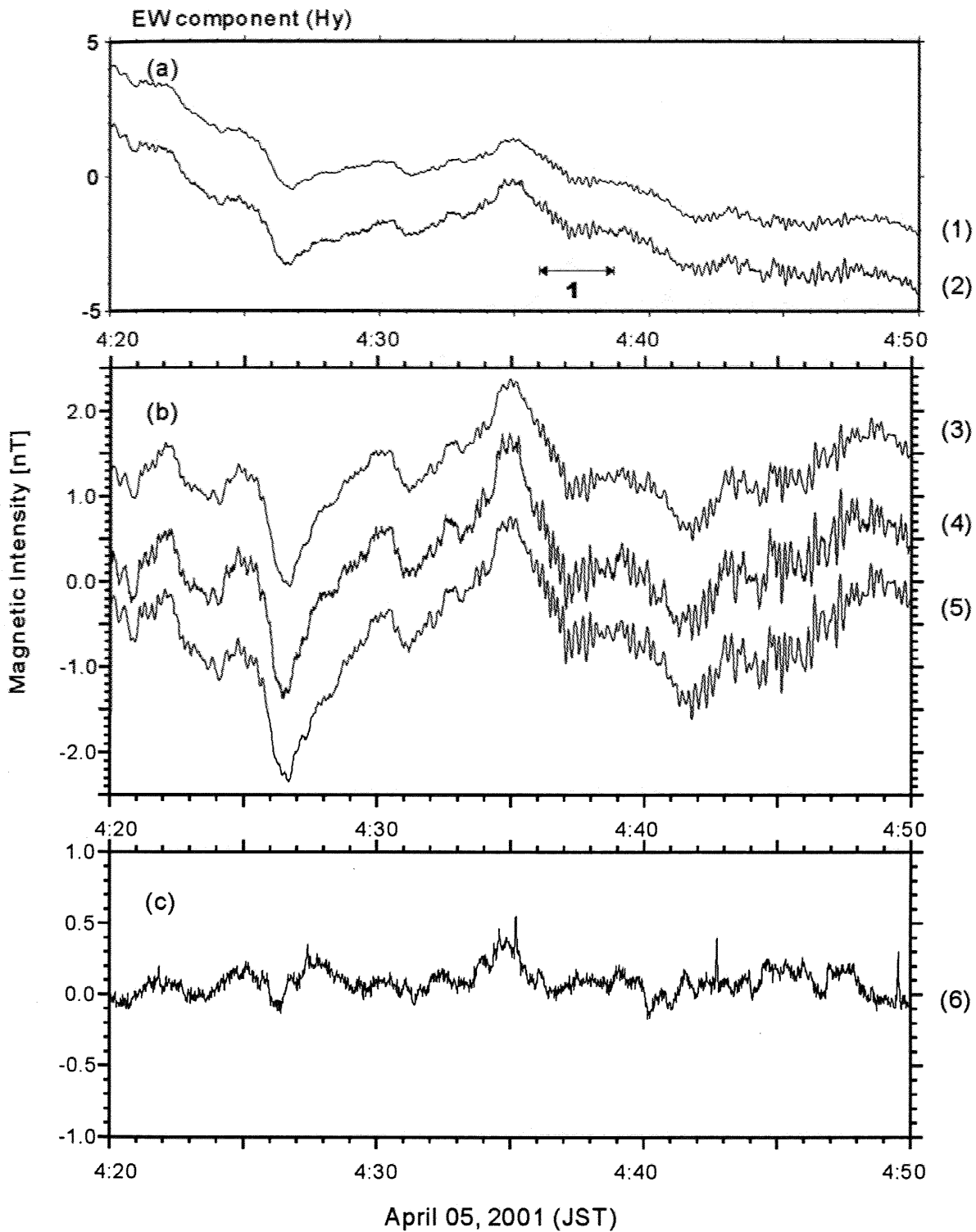


Fig.3.27 Experimental results of the global signal reduction in EW component ( $H_y$ ) at KYS station. (a) shows original raw data at KAK and KYS. (b) illustrates the filtered and estimated external source field at KYS with the use of the ISTF approach. (c) plots the residual. The arrow (1) corresponds to the period when the geomagnetic pulsations turned up.

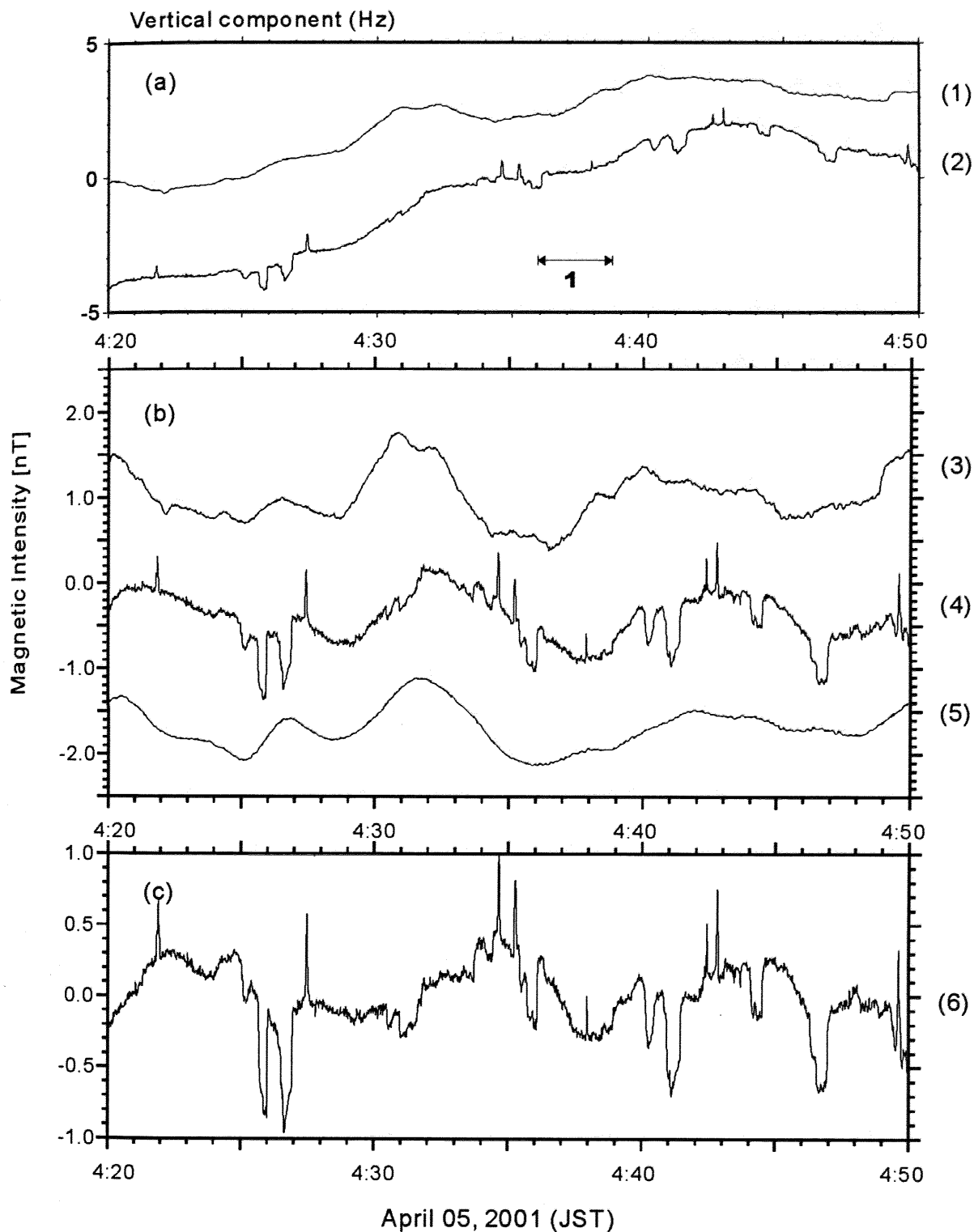


Fig.3.28 Experimental results of the global signal reduction in vertical component ( $H_z$ ) at KYS station. (a) shows original raw data at KAK and KYS. (b) illustrates the filtered and estimated external source field at KYS with the use of the ISTF approach. (c) plots the residual. The arrow (1) corresponds to the period when the geomagnetic pulsations turned up.



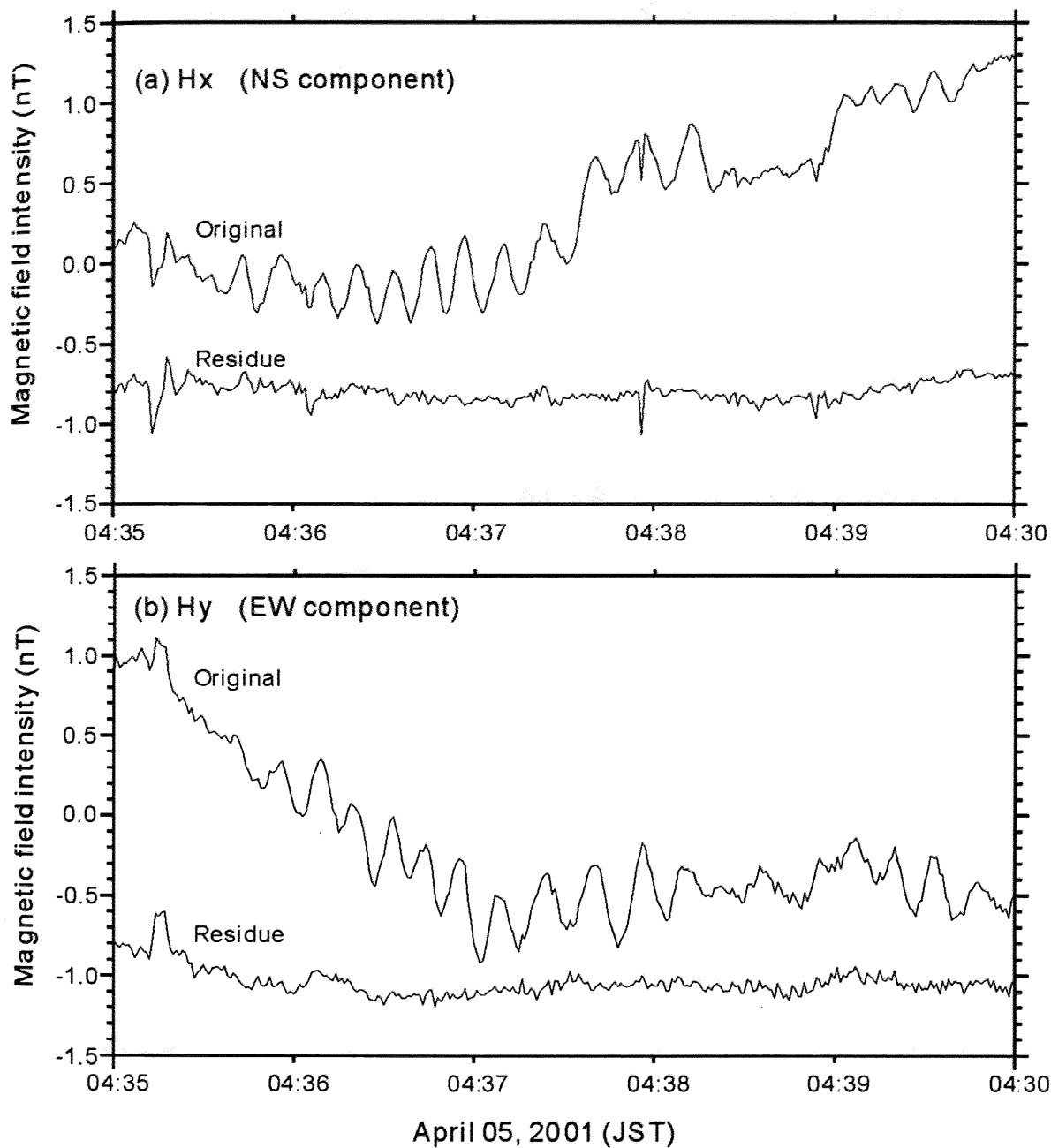


Fig.3.29 Reduction of the geomagnetic pulsations ( $T \approx 12.5s$ ) with the use of ISTF approach. The case in the KYS station. (a) NS component, and (b) EW component. Upper line in each panel indicates the wavelet filtered ( $T \leq 940s$ ) original data. Lower line in each panel indicates the residuals of the differences between original data and estimated global signal. Almost whole pulsations has been eliminated efficiently.

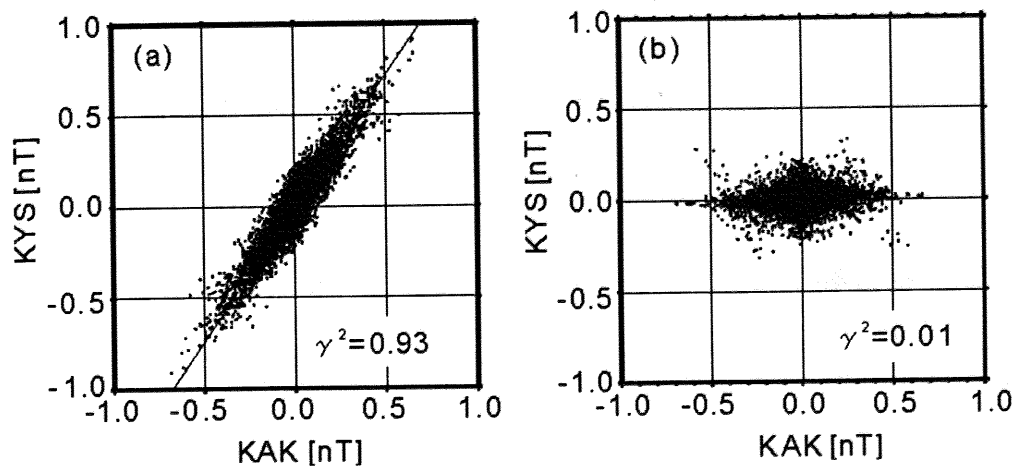


Fig.3.30 Correlation of  $H_x$  component of geomagnetic field variations between KAK and KYS stations ( $T=11.68s$ ). The data period is 03:00 – 06:00 on April 05, 2001 (JST). Squared coherency are averaged within above three hours. (a) Original data, and (b) the result of global signal reduction, respectively.

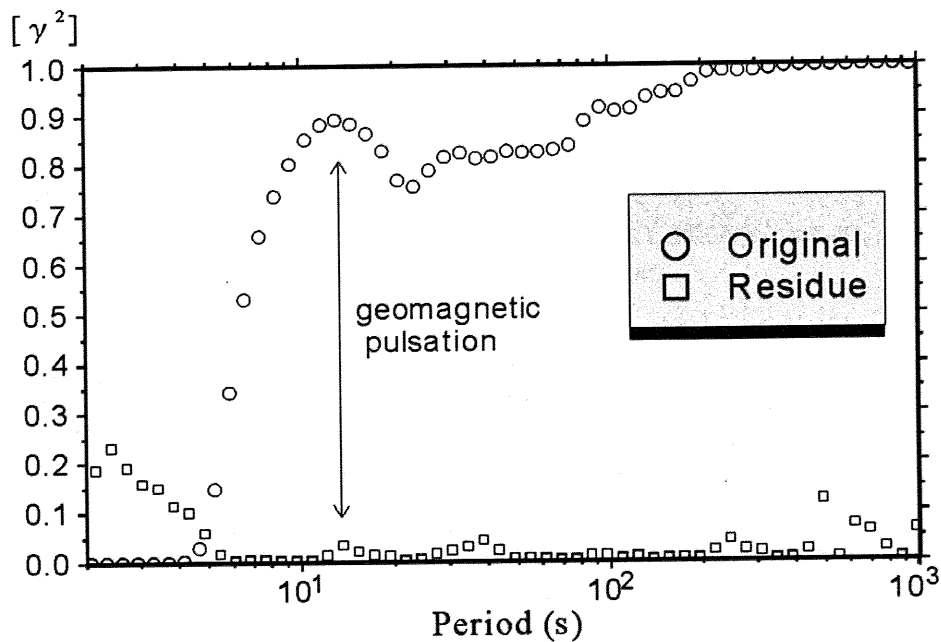


Fig.3.31 Frequency distribution of correlations between KAK and KYS stations calculated at interval of 03:00 – 06:00 on April 05, 2001 (JST). Correlations are averaged for above three hours. Open circles and squares indicate the correlation of original data and result of global signals reduction, respectively.

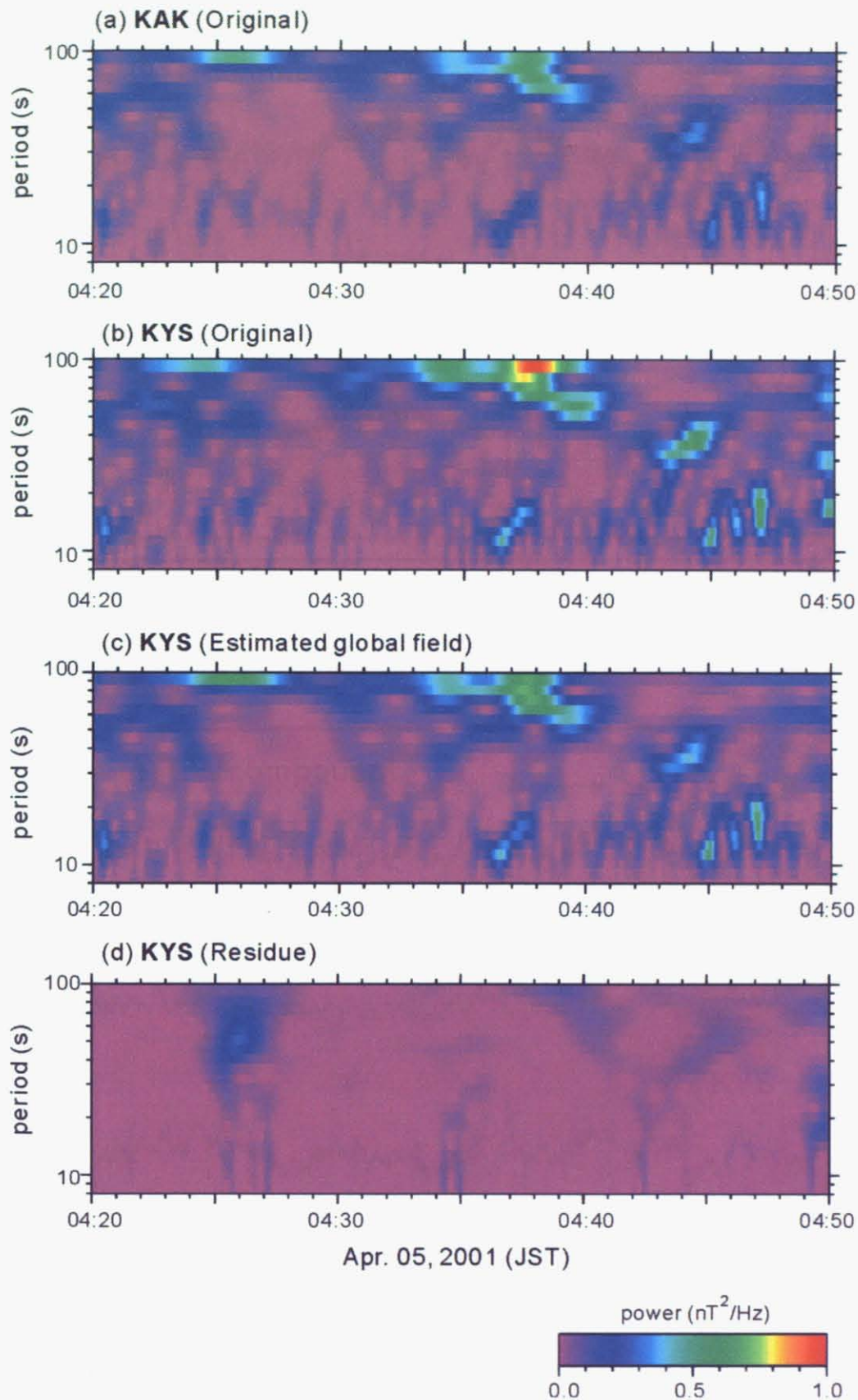


Fig.3.32 The time-scale (period) distribution of power spectra. The case of NS component. (a) and (b) illustrate the original data at KAK and KYS, respectively. (c) plots the estimated global geomagnetic field at KYS station. (d) shows the residual component.

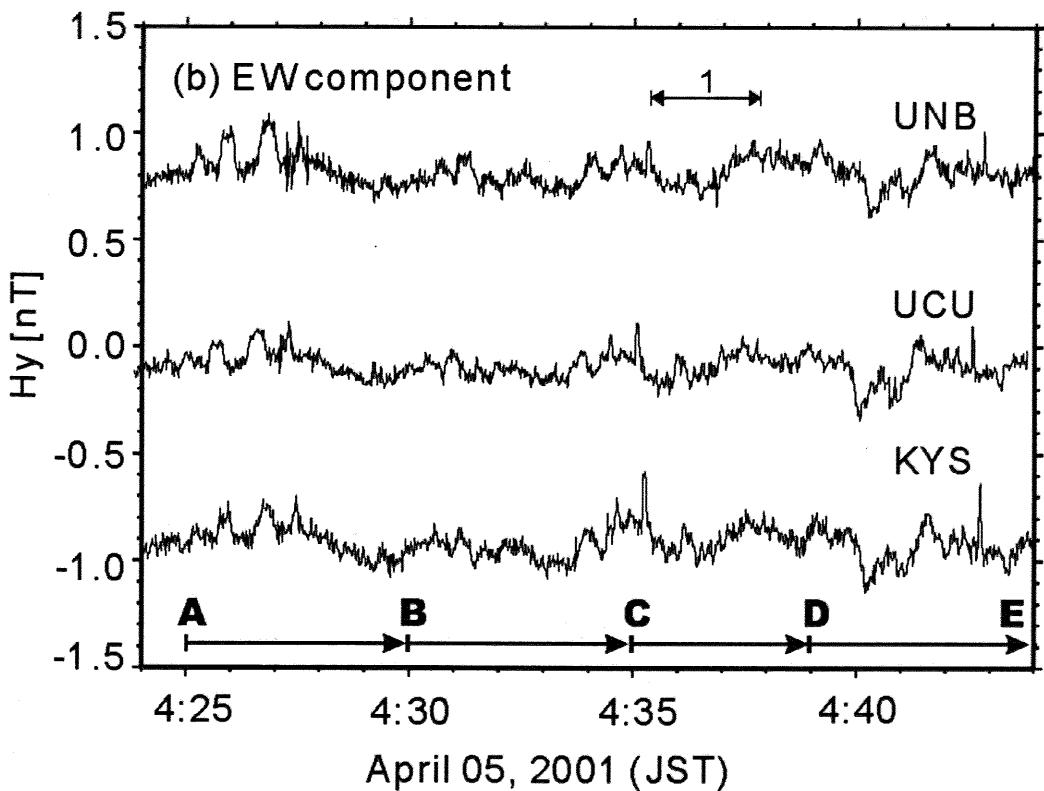
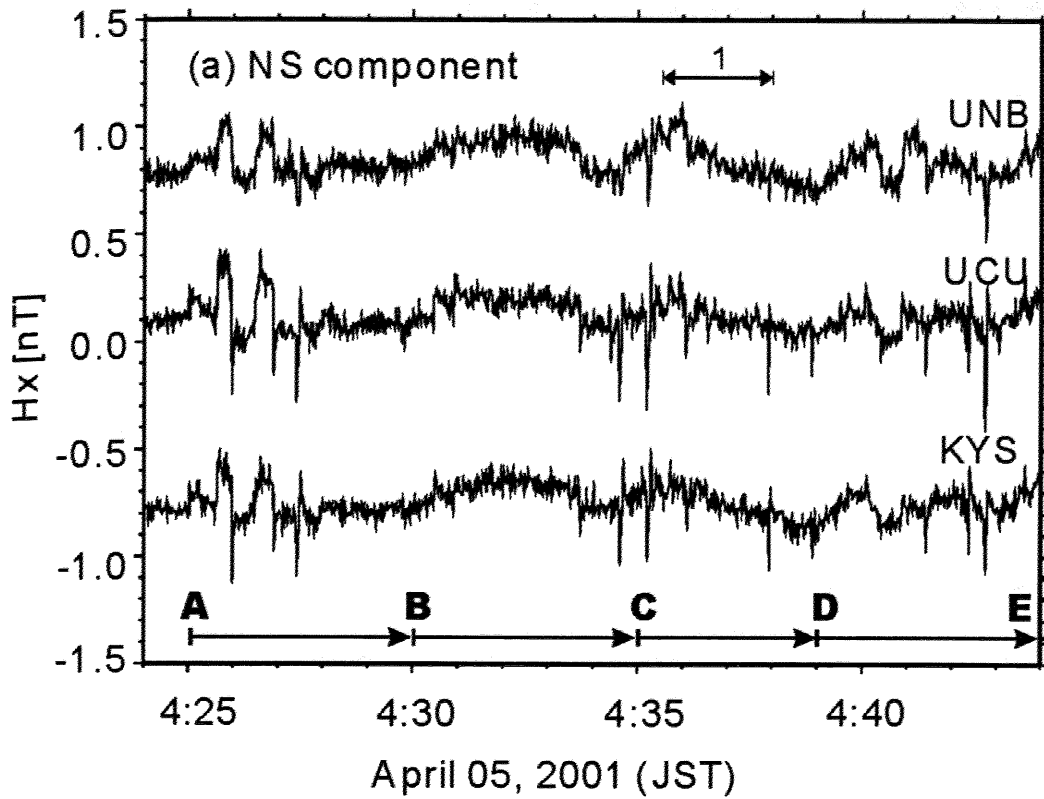


Fig.3.33 The comparative results of the global signal reduction in Boso stations (NS component, April 05, 2001). (a) NS, (b) EW, and (c) vertical components, respectively. The vertical component at UCU was data missing in this period. The arrow (1) corresponds to the period when the geomagnetic pulsations turned up. The alphabetic indices indicate the location of the passenger stations where the first train is running through (See Fig.3.25).

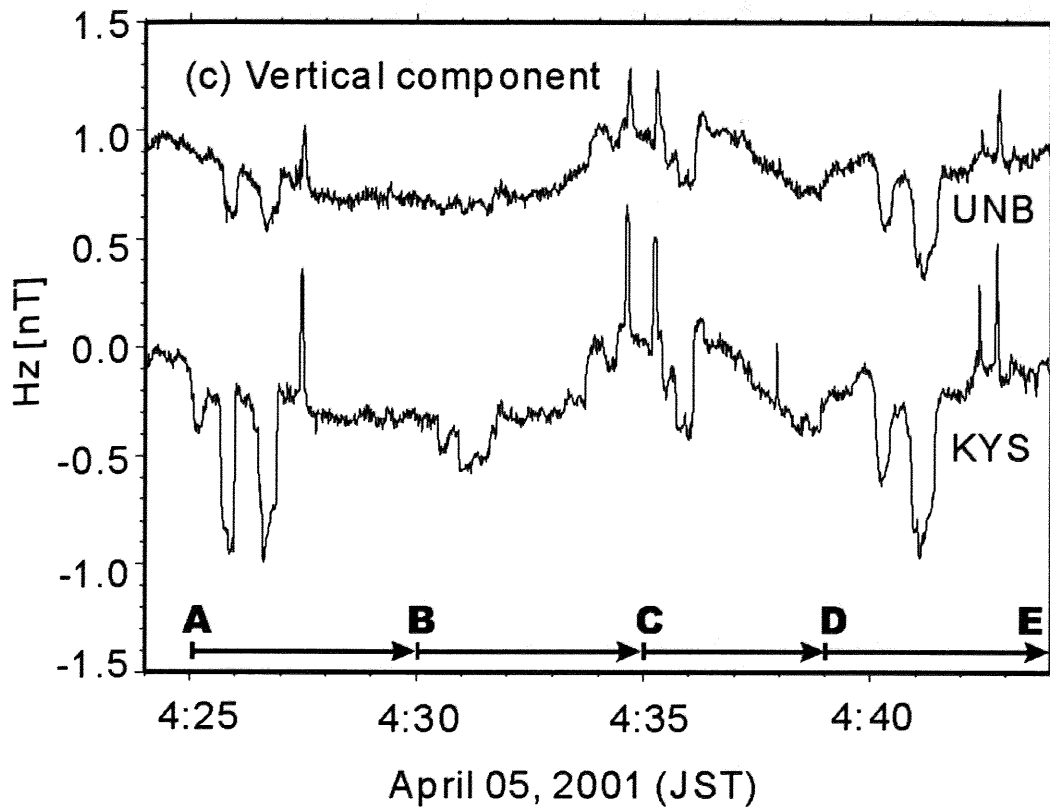


Fig.3.33 Continued.

### 3.6.4 地磁気静穏期への適用

ISTF はスケール（周波数）に依存する線形フィルタと同等であるため、入力・出力の関係は信号強度によらず一定である。したがって、地磁気の擾乱の強度によらずにグローバル地磁気変動の除去が可能である。

Fig.3.34 に、2001 年 3 月 31 日 02:00~02:30 (JST)の磁場 3 成分に本手法を適用した結果を示す。この期間の  $K_p$  インデックスは 3 であり、地磁気活動度は低い。KAK(1)と KYS(2)のオリジナルデータは擾乱期に比べて信号強度が小さいが、水平成分に関しては曲線の傾向はよく似ている。ISTF を利用した KYS におけるグローバル変動の推定値 (3) は、KYS でのオリジナルデータ (2) の曲線の傾向をよく復元しており、残差成分 (4) を見ると KAK と KYS の両観測点で同時に見られる変動成分は概ね除去されていることがわかる。

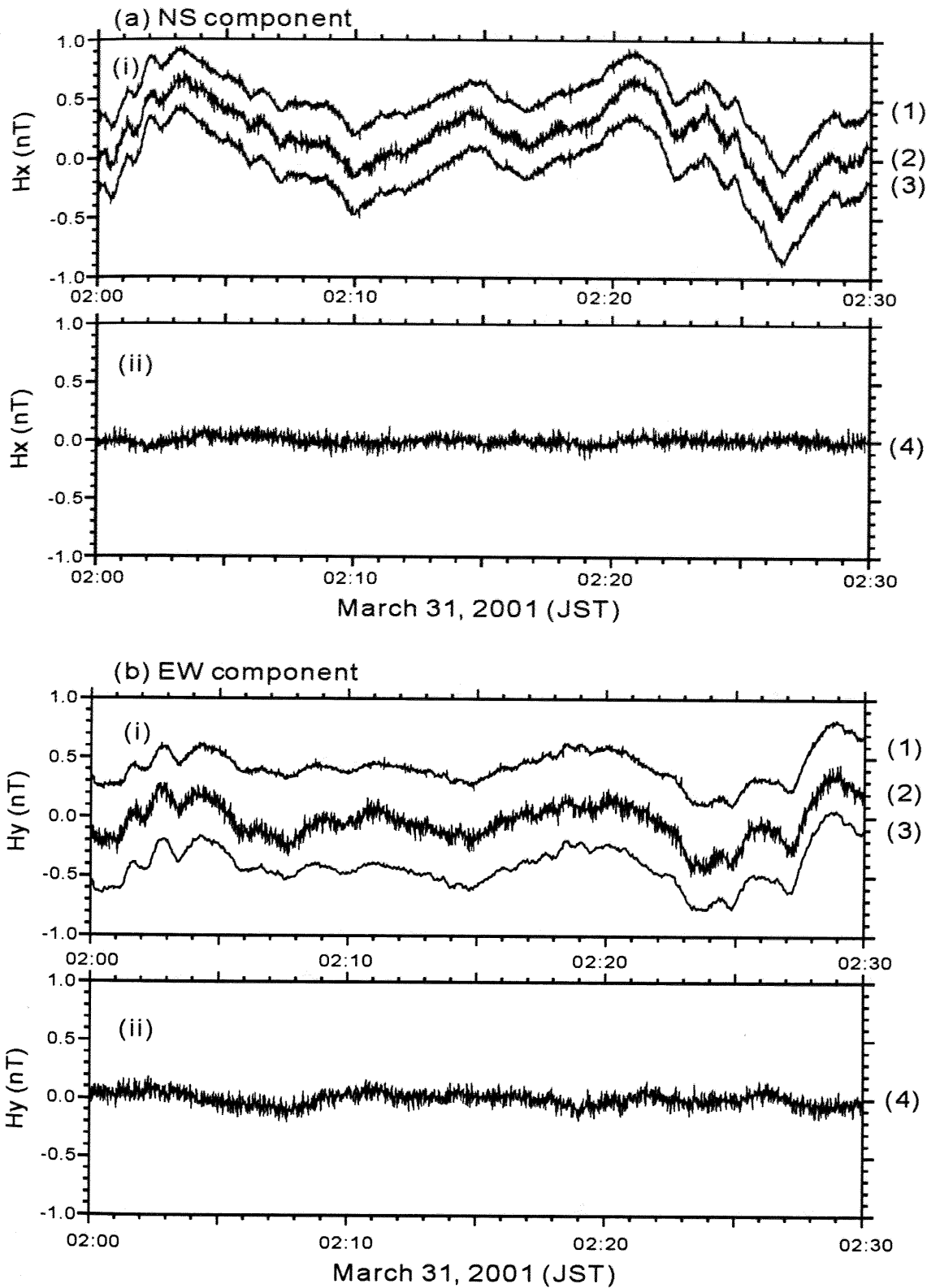


Fig.3.34 Experimental results of the global signal reduction at KYS station in the period of geomagnetic quiet time ( $K_p=3$ ; March 31, 2001. 02:00-02:30, JST). (a), (b), and (c) shows the NS, EW, and vertical components of panels, respectively. (i) High-pass filtered ( $T \leq 940s$ ) original data at KAK(1) and KYS(2), and estimated global field at KYS(3). (ii) Residual component(4) ( $T \leq 940s$ ).

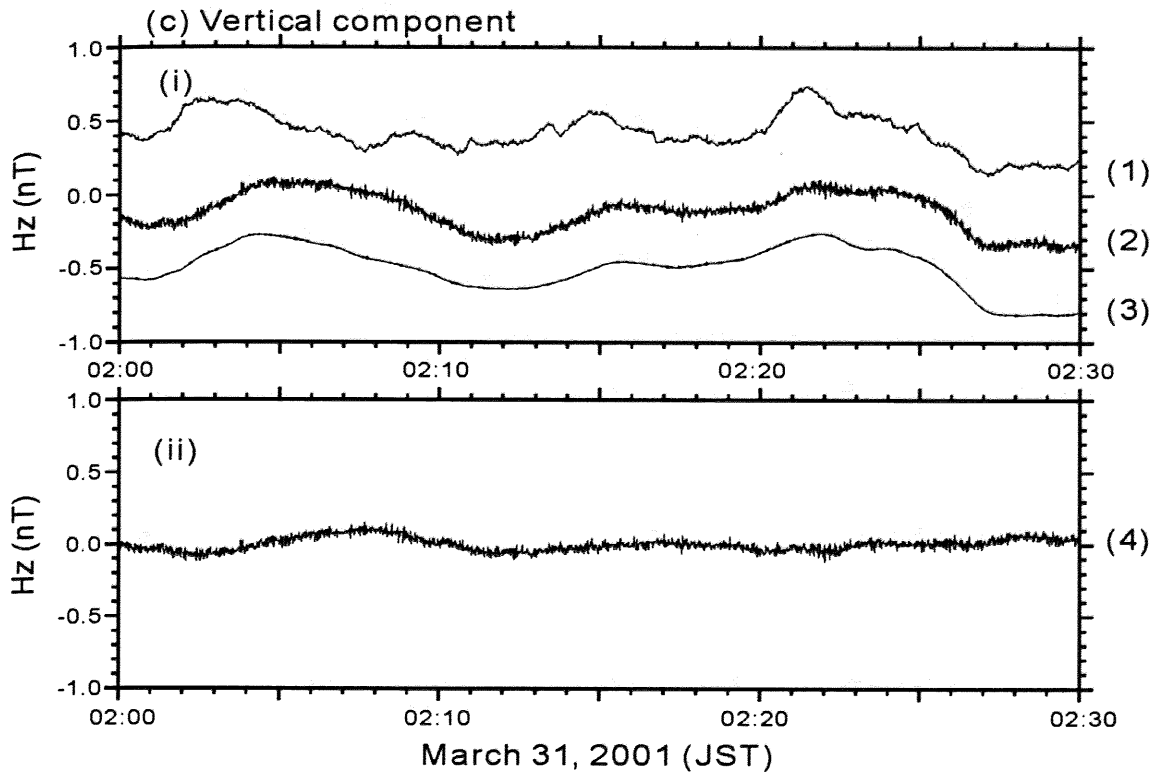


Fig.3.34 Continued.

### 3.7 提案法の優位性の検証

本研究の提案手法である、ウェーブレット変換を用いたインターステーション法の優位性を実証するため、下記の2種類の解析手法の適用結果と比較を行う。

- [1] フーリエ変換の適用結果と比較する。
- [2] ULF 観測点とレファレンス観測点の各成分での単純差分を、フーリエ変換およびウェーブレット変換で行う。

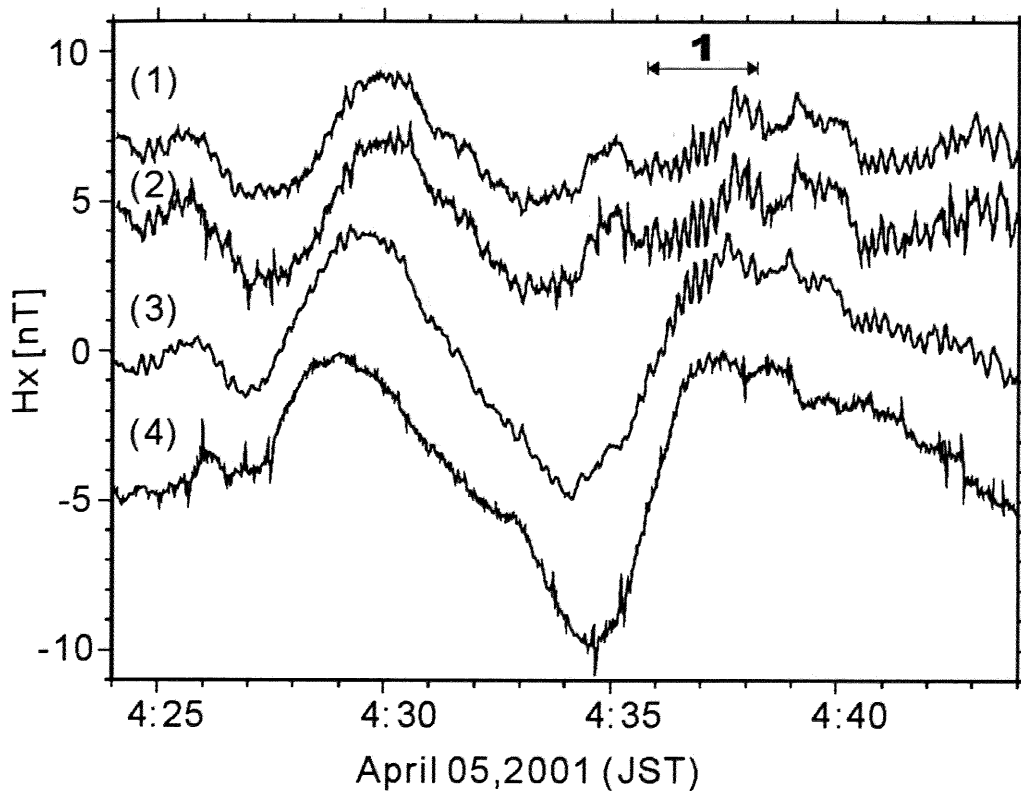


Fig.3.35 The results of the ISTF approach with the use of Fourier transform (NS component,  $T \leq 940s$ ). The same time period was examined as in the case of the wavelet transform shown in Fig.3.26(b). (1) and (2) indicate the high-pass filtered original data at KAK and KYS, respectively, which are corresponding to the original data in Fig.3.22(a). (3) indicates the estimated external source field at KYS, which is corresponding to the curve (5) in Fig.3.26(b). (4) shows the residuals of (2) - (3), which corresponding to the curve (6) in Fig.3.26(c). The arrow (1) shows the active periods of geomagnetic pulsations.

### 3.7.1 フーリエ変換の適用結果との比較

Fig.3.35 は、フーリエ変換により KAK と KYS の ISTF を推定し、前出の区間と同じデータを使用してグローバル地磁気変動の除去を試みた結果である。ここでは、 $H_x$ のみを示す。なお、図中の(1)、(2)はそれぞれ、KAK、KYSにおけるオリジナルデータ、(3)はフーリエ変換を用いた KYS でのグローバル地磁気変動の推定値、(4)は残差成分である。これらはすべてハイパスフィルタ出力 ( $T \leq 940s$ ) である。図より、KYS のオリジナル (2) と ISTF を用いた KYS でのグローバル変動の推定値 (3) の傾向が大きく異なることがわかる。残差 (4) を見ると、むしろ振幅が大き



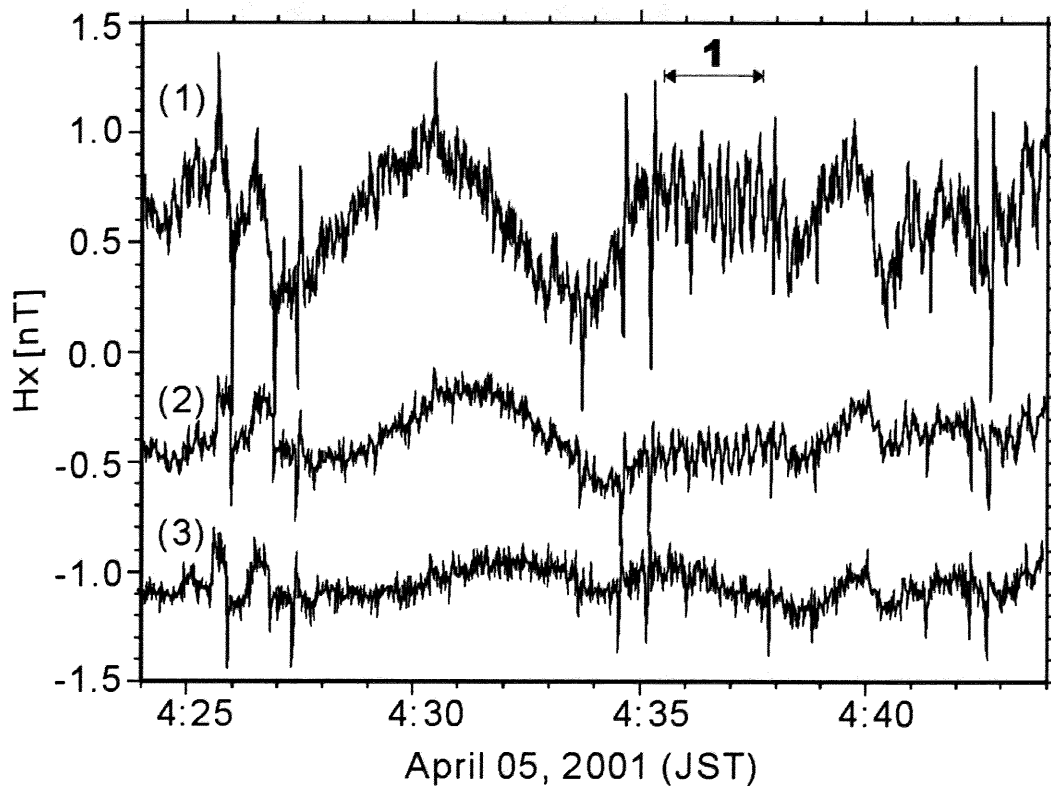


Fig.3.36 The results of the differences between the high-pass filtered ( $T \leq 940s$ ) original data at KAK and KYS (NS components). (1) The result of the Fourier transform. (2) The result of the wavelet transform. (3) The residuals of the global signal reduction using ISTF approach with wavelet transform (cf. Fig.3.26(c)). The arrow (1) corresponds to the period when the geomagnetic pulsations turned up.

くなるという、逆効果となったことがわかる。これは、Fig.3.26(c)と比べると明らかに劣る結果である。その一方で、地磁気脈動の除去は十分ではないが振幅が減少している。これらは、ISTFの推定精度が周期帯ごとに異なることに起因しており、逆変換に使用する全ての周期でISTFが適切に推定される必要があることを意味する。

### 3.7.2 観測データの単純差分との比較

提案法の有効性を示すために、観測点どうしの単純な差分と提案法との比較を行う。Fig.3.36は、KYSにおける $H_x$ 成分についてKAKとの差分を求めたものである。いずれも $T \leq 940s$ でのハイパスフィルタ出力である。(1)は、フーリエ変換による単純差分、(2)はウェーブレット変換における単純差分、(3)は提案法、すなわちISTFおよびウェーブレット変換の適用例 (see Fig.3.26(c)) である。(1)を見ると、

Fig.3.35 の(1)と(2)に見られる大局的な変動成分の振幅が、約 5 nT  $\rightarrow$  0.8 nT (04:27~04:30,JST)へと有意に減少したが、十分であるとは言い難い。地磁気脈動の振幅は 0.3~0.6 nT であることから (see Fig.3.23), 減衰の効果が確認されない。また、電車ノイズと見られる波形が鈍る傾向が見られる。(2)を見ると、フーリエ変換の適用結果に比べて、特に長周期での変動が有意に減少していることがわかる。電車ノイズの波形は、フーリエ変換より鮮明に検出されている。しかし、長周期での変動の除去、地磁気脈動の除去は完全ではない。これは、観測データには観測点ごとに異なる地下構造の影響による誘導磁場成分が付加されているので、その影響を加味する必要があることを意味する。したがって、ウェーブレット変換の適用による単純残差では十分ではない。

以上の検討結果により、インターステーション法およびウェーブレット変換の適用がグローバル電磁場変動の除去に最も有効であることがわかる。

### 3.8 まとめ

本章では、地球磁気圏・電離層などの地球超高層を起源とする ULF 帯（ここでは、周期数秒~約 1,000 秒）でのグローバル地磁気変動および大地の応答による誘導成分を除去するために、インターステーション法および連続ウェーブレット変換の適用を検討した。リモートレファレンスとして、気象庁地磁気観測所（柿岡）における地磁気データ（1秒値）を使用した。

ULF 観測点における磁場データから適切にグローバル電磁場変動を除去するためには、(1) 除去の対象となる全ての周期において ISTF が適切に推定されること、(2) 時間・周波数領域に局在する信号の性質が、両領域で適切な分解能で表されることが必要である。従来法であるフーリエ変換を適用した場合、フーリエ変換の区間長でスペクトルが平均化されるため、非定常信号の解析には適さない。また、電車ノイズ等のトランジェント信号の混入によるスペクトル推定時の誤差は全周波数に及ぶため、逆変換の際に振幅や位相に大きな誤差を生じやすい。これに対してウェーブレット変換を適用した場合、局所的な非定常信号が混入しても、時間・スケールの両領域において局所的な影響に留めることができる (Farge,1992)。

一般に、多入力 1 出力線形系の応答関数は、スペクトル解析によりフーリエ空間

で計算される。本章では、Morlet ウェーブレットを使用した連続ウェーブレット変換の適用により、ウェーブレット変換での時間・スケール（周波数）応答関数の導出を行い、インターステーション応答関数（ISTF）を定式化した。

ISTF の推定の際には、従来は Kp や Dst 等の地磁気活動度の指標を参照して、地磁気活動度が高い時間帯のデータ区間が使用されてきた。通常はフーリエ変換が適用されるため、周期数秒から数千秒にいたる帯域全てで応答関数を推定するために、長周期での推定に応じた区間長でスペクトルが平均化されていた。地上での地磁気変動は太陽風-磁気圏の相互作用を反映しており、周期帯によって発生要因や伝搬メカニズムが異なる。したがって、地磁気変動は時間的に変化するものであり、地磁気脈動は常に出現するものではない。特に、Pc3, Pi2 に相当する周期約 10 秒から 50 秒では、人工ノイズの混入により SN 比が時間とともに変化する。ISTF を精度良く推定するためには、使用するデータ区間を慎重に選ぶ必要がある。すなわち、ULF 観測点とレファレンス観測点の両観測点で十分に相関が高いことが条件となる。本論文では、ウェーブレット変換の適用によって、信号の時間・周波数分布分布の効率的な算出が可能になった。これにより、両観測点の相関度が時間・周波数の両領域で求められ、多重関連度の高いデータ区間のみを応答関数の推定に使用することが可能になった。本論文では、周期数秒～1,000 秒の帯域で極めて精度良く ISTF が推定された。

より長周期での応答関数を推定するためには、それに応じてウェーブレット変換のデータ点を増やす必要がある。本論文では、夜間の 3 時間のデータ（10,800 秒）のデータを使用していた。この場合、ウェーブレット変換の edge effect により、分解可能な最大周期は約 2,500 秒になる。長周期での ISTF を推定するためには、解析に使用するデータ区間を拡張する必要がある。さらに、その周期帯での地磁気変動の時間・周期・空間スケールにおける特徴、ならびに成因等を十分に理解しなければならない（e.g. Beamish, 1979; Egbert, 2002; Shalivahan, 2002）。

本手法の適用により、ULF 地磁気観測点における磁場 3 成分データから、グローバル地磁気変動が概ね除去され、グローバル地磁気変動に埋もれていた直流電車ノイズを明瞭に確認することができた。以降は、残差成分における信号弁別が課題となる。提案法の特長として、信号弁別の全ての過程がウェーブレット領域で行われ、各過程で時系列データの再構成が可能であることが挙げられる。したがって、様々

な信号処理法の適用が可能である。有望な例としては、主成分分析が挙げられる。これまでに、伊豆半島のアレイ構成点 (SKS, MCK, KAM) に主成分分析 (周期 100 秒) を適用した結果、第一主成分は主にグローバル地磁気変動に対応することが明らかにされている (e.g. Gotoh et al., 2002; Uyeda et al., 2002)。残差成分への適用により、従来の第二主成分以下が相対的に繰り上がり、第三主成分に分類されていた地震電磁気信号と人工ノイズ成分が有意に分離される可能性がある。

地震電磁気現象を適切に検出するためには、残差成分に含まれる人工ノイズを除去する手法の開発が必要である。一般に、日本において最も深刻であるのが、直流電気鉄道の走行に伴う電磁ノイズである。電車ノイズの発生時刻や振幅は、電車の走行する位置や地形、運転士の技量等に依存するが、パターンは概ね電動機の加速・減速時の電力消費特性に依存することが知られる (e.g. 稲田ほか, 1959; 松本, 1999)。これらのノイズとの弁別には、ニューラルネットワークや多変量解析法の適用が有望であると思われる。

## 第4章

# インターステーション法による 地電位差データからの 地磁気誘導電場変動の除去

### 4.1 はじめに

第1章において述べたように，大地震の発生に先行して発生する地電流（実際には2電極間の地電位差）の変動が報告されている。周期数秒から直流領域にいたる地電位差変動には，太陽風—地球磁気圏の相互作用による地磁気変動が大地に浸透する際に誘導する誘導電流や，直流電気鉄道や工場からの漏洩電流などの変動成分が含まれている。地震に関連する地電位差変動を検出するためには，これらの影響を見積もり，データから適切に除去する必要がある。本章では，周期数秒～約1,000秒の帯域において，地電位差データから地球超高層起源の地磁気変動による誘導電流成分の除去を試みる。

地電位差データから地球超高層起源の磁場変動による誘導電場成分を除去する手法としては，これまでにも電磁場応答関数を使用した手法が提案され，実際にその有効性が確認されている。Chouliaras and Rasmussen (1988), Arvidsson and Kulhánek (1993)は，ギリシャにおいて磁場および電場を同一観測点で測定し，電磁場応答関数を利用して地磁気変動に関連する誘導電場成分を推定し，実際の電場測定値との差を求めることで，局所的な電場変動の検出を試みた。さらに，Hadjiannou et al. (1993)は Chouliaras らの手法に基づき，リアルタイムでの異常電場変動の検出を試みた。これらは VAN 法への適用を目的としており，グローバル地磁気変動に関連する電場変動の除去および SES の検出に有効であると結論づけられている。

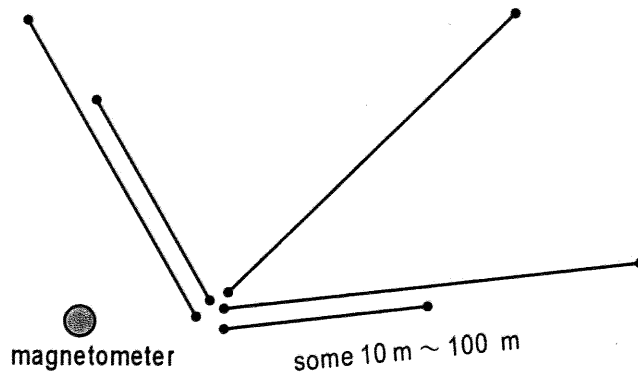
上記のアプローチ法は、SESは直流電流であるとの説に基づいており、地電位差データと磁場データに相関のある信号の混入については考慮していない。つまり、1観測点内で測定された磁場データを使用して信号弁別を試みる際に、次の2つの問題点が発生する。一つは、電場と磁場で相関のある人工ノイズ（電車ノイズ等）の混入により、電磁場応答関数の推定に誤差を生じるという問題である。もう一つは、地震電磁気現象が電場と磁場で相関がある場合、言い換えると電磁波としてとらえる場合、グローバル地磁気変動に関連する誘導電場成分の推定値には、地震電磁気現象の影響が含まれてしまう。この場合、電場データから地震電磁気現象のみを抽出することはできない。したがって、磁場データは人工ノイズレベルが十分に小さく、地震電磁気現象が含まれないことが必要である。

本論文では、第3章の2地点の磁場データ間の応答関数に基づくインターステーション法の考え方を磁場・電場間の応答関数に拡張する。本章では、はじめに一般的な電磁場応答関数の定義および性質について述べ、次いでインターステーション法を組み入れて新たにインターステーション電磁場応答関数を定義する。さらに、第3章で導出したウェーブレット変換による2入力1出力線形系における時間・スケール（周波数）応答関数を組み込み、インターステーション電磁場応答関数を定式化する。次に、提案法の有効性を検証するために、房総半島において観測された地電位差データに適用する。また、地震電磁気信号（SES）の検出の可否を検証するため、模擬的にSESモデルを実データに混入してモデルデータを作成し、本手法を適用してSESモデルの検出が可能であるか調査する。

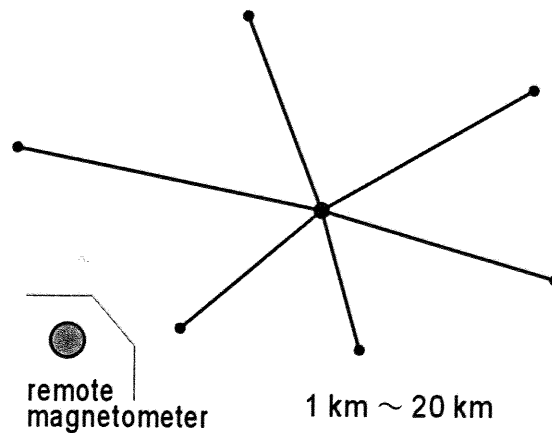
## 4.2 地電位差の観測

地表における地電位差の観測は、電極間隔の長さにしたがって、短基線と長基線の2種類に大別される。Fig.4.1に、両タイプの典型的な測線配置図を示す。短基線観測では、数十～数百メートルの間隔で南北・東西方向に電極を埋設し、2つの電極間の地電位差を測定する。通常のマグネトテルリック法（MT）法はこれにあたり、さらに磁力計を設置して磁場を測定する。ギリシャのVAN法では、SESと地磁気変動による誘導電場成分や人工ノイズを識別するために、同じ方位に電極間隔の異なる測線を設ける。また、地下構造の電氣的異方性を考慮して、さらに多方位のダイポールを接地する。長基線観測では、NTT（日本電信電話株）の通信回線

(a) Magnetotellurics / VAN station



(b) Network-MT



**Fig.4.1** Typical electric field measurement. (a) Short-span measurement used for magnetotellurics and VAN method. NS and EW components of electric field are measured by perpendicularly set up electrodes. The magnetometer is also installed in the same field. (b) Long-span measurement used for the Network-MT observation (Uyeshima et al.,2001). Electric field is measured by using the earth and telephone cable facilities of NTT (Nippon Telegraph and Telephone Co.).

網を電極間をつなぐケーブルとして利用することによって、数 km~20km 程度の間隔の地電位差を測定する (e.g. 森,1985; Kinoshita et al.,1989; Uyeshima,1990; Uyeshima et al.,2001)。通信網は日本全国を網羅しており、任意の地点での接地が可能であることから、複数の電極を利用して面的に電場の分布を観測することができる。電磁場応答関数の推定の際には、通常、数十~数百 km 離れたレファレンス観測点における磁場データが使用される。長基線での地電位差観測を行い、電磁場応答関数の空間分布および周期特性を用いて地下の電気伝導度構造を推定する方法

をネットワーク MT 法と呼ぶ (Uyeshima, 1990; Uyeshima et al., 2001)。

### 4.3 解析方法

#### 4.3.1 電磁場応答関数

第1章で述べたように、磁気圏や電離層を起源とする ULF 帯 (ここでは、周期数秒~数千秒) の電磁場変動は、近似的に平面波として大気中を伝搬し、大地に対して垂直に入射すると仮定できる。このとき、地表のある1観測点で測定される磁場水平成分と電場水平成分の間には次の関係式が成り立つ (e.g. Cagniard, 1953)。

$$\begin{pmatrix} E_x(\omega) \\ E_y(\omega) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{xx}(\omega) & Z_{xy}(\omega) \\ Z_{yx}(\omega) & Z_{yy}(\omega) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} H_x(\omega) \\ H_y(\omega) \end{pmatrix}, \dots\dots\dots (4.1a)$$

あるいは、

$$\mathbf{E}(\omega) = \mathbf{Z}(\omega) \cdot \mathbf{H}(\omega), \dots\dots\dots (4.1b)$$

ここで、 $x, y$  はそれぞれ、地磁気座標系での南北、東西成分である。 $\mathbf{Z}(\omega)$  は電磁場応答関数あるいは MT インピーダンスと呼ばれ、2行2列の複素テンソルで表される。(4.1)式は、地球超高層を起源とする電磁場変動を入力成分として、大地に誘導される誘導電場変動との間に成り立つ。大地が2次元構造である場合、 $\mathbf{Z}(\omega)$  を2次元構造の走向に回転させると、テンソルの対角成分はゼロになる ( $Z_{11}(\omega) = Z_{22}(\omega) = 0$ )。大地が1次元構造である場合、テンソルの非対角成分の関係は、 $Z_{xy}(\omega) = -Z_{yx}(\omega)$  となる。電磁場応答関数は大地の地下の電気伝導度構造に関する情報を有するため、電磁探査に広く利用されている (e.g. Vozoff, 1972; Rokityansky, 1982)。

同様に、電場変動と磁場変動の間に成り立つ線形関係は、磁場水平成分と1つの電極組 (ダイポール) で測定される電場との間にも成り立つ。

$$V_s(\omega) = [T_x(\omega) \quad T_y(\omega)] \cdot \begin{bmatrix} H_x(\omega) \\ H_y(\omega) \end{bmatrix}, \dots\dots\dots (4.2)$$

ここで、 $V_s(\omega)$  はあるダイポールにおける電場 (mV/km) である。 $T_x(\omega), T_y(\omega)$  は



電磁場応答関数である。ダイポールの方角は任意である。(4.2)式は、複数のダイポールが平面上で複雑に入り組む場合や、電極間隔が数百メートル～数キロメートルに及ぶ観測を行う場合において有効である。すなわち、多くの地電流観測点では複数の電極を接地し、様々な方位の電位差観測を行う。地下構造の不均質は電気伝導度の異方性として現れ、複雑な電場の空間分布をもたらす。ダイポールが入り組む場合、任意の組み合わせから電場水平2成分を作り、(4.1)式により電磁場応答関数を推定すると、応答関数の平面上の位置に関する正確な情報が失われる。これは、特に長基線での観測に顕著であり、例えば地下構造のモデリングの精度に深刻な影響を及ぼす(Uyeshima et al.,2001)。また、地電流は地殻の不均質性の影響を受けて流れるため、近接する観測点どうしてもSESの検出の可否に差が生じたり、極性が反転する場合があるとされる。これは *selectivity rule* と呼ばれており(e.g. Varotsos et al.,1984a,1984b)、長基線での観測においてはダイポールごとにSESの検出特性が異なる場合が生じる可能性がある。この場合、検出特性の異なる2組のダイポールを用いて電場水平2成分を求めると、一方のダイポールにのみ出現する信号を水平2成分に振り分けることになり、元の信号の性質を維持しない恐れがある。したがって、特に長基線においては、(4.2)式により各ダイポールごとに電磁場応答関数を推定し、信号弁別を行う方が好ましいと言える。

本論文では、上記の2種類の電磁場応答関数についてインターステーション法を適用し、新たにインターステーション電磁場応答関数を定義する。

#### 4.3.2 インターステーション法の適用

電磁場応答関数は、入力信号である磁場変動が、水平方向に均質な平面波(TEM波)として大気中を伝搬し、大地に対して垂直に入射すると仮定できる場合においてなりたつ。したがって、それ以外の信号成分はノイズであると見なされる。通常の電磁探査では、同一の観測点内で測定された電場、磁場データを使用して電磁場応答関数を推定する。しかし、電場・磁場で相関のあるノイズ(例えば、直流電車ノイズ)の混入は、応答関数の推定に大きな誤差をもたらす。そのため、これまでも数十kmから数百km離れた人工ノイズレベルの低い地磁気観測点のデータを参照する方法(リモートレファレンス法)が採られてきた(e.g. Gamble et al.,1979a; Gamble et al.,1979b; Goubau et al.,1984)。

本研究では、インターステーション法を適用し、ULF 電磁場観測点における電場データとレファレンス観測点における磁場データの間インターステーション電磁場応答関数を定義する。レファレンスデータとして、柿岡における磁場データを使用する。したがって、(4.1a), (4.1b) 式はそれぞれ、次式のように書き換えられる。

$$\begin{pmatrix} E_{xs}(\omega) \\ E_{ys}(\omega) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{xx}^{is}(\omega) & Z_{xy}^{is}(\omega) \\ Z_{yx}^{is}(\omega) & Z_{yy}^{is}(\omega) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} H_{xr}(\omega) \\ H_{yr}(\omega) \end{pmatrix}, \dots\dots\dots (4.3a)$$

あるいは、

$$\mathbf{E}_s(\omega) = \mathbf{Z}_{is}(\omega) \cdot \mathbf{H}_r(\omega), \dots\dots\dots (4.3b)$$

ここで、 $\mathbf{E}_s(\omega) = (E_{xs}(\omega), E_{ys}(\omega))$  は ULF 電磁場観測点の電場水平成分、 $\mathbf{H}_r(\omega) = (H_{xr}(\omega), H_{yr}(\omega))$  はレファレンス観測点における磁場水平成分である。 $\mathbf{Z}_{is}(\omega)$  はインターステーション電磁場応答関数である。 $\mathbf{Z}_{is}(\omega)$  は、ULF 電磁場観測点における電磁場応答関数  $\mathbf{Z}_s(\omega)$  と、インターステーション応答関数 (ISTF) の積で表される。

$$\begin{pmatrix} Z_{xx}^{is}(\omega) & Z_{xy}^{is}(\omega) \\ Z_{yx}^{is}(\omega) & Z_{yy}^{is}(\omega) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{xx}(\omega) & Z_{xy}(\omega) \\ Z_{yx}(\omega) & Z_{yy}(\omega) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} T_{xx}(\omega) & T_{xy}(\omega) \\ T_{yx}(\omega) & T_{yy}(\omega) \end{pmatrix}, \dots\dots\dots (4.4a)$$

あるいは、

$$\mathbf{Z}_{is}(\omega) = \mathbf{Z}(\omega) \cdot \mathbf{T}(\omega), \dots\dots\dots (4.4b)$$

ここで、 $\mathbf{Z}(\omega)$  は ULF 電磁場観測点における電磁場応答関数、 $\mathbf{T}(\omega)$  は ISTF である。

同様に、磁場水平成分と 1 ダイポールの電場間の応答関数についても、インターステーション法が適用される。

$$V_s(\omega) = [T_X^{is}(\omega) \quad T_Y^{is}(\omega)] \cdot \begin{bmatrix} H_{xr}(\omega) \\ H_{yr}(\omega) \end{bmatrix} \dots\dots\dots (4.5)$$

ここで、 $V_s(\omega)$  はあるダイポールの電場 (mV/km)、 $H_{xr}(\omega)$ 、 $H_{yr}(\omega)$  はレファレンス観測点の磁場南北、東西成分である。 $T_X^{is}(\omega)$ 、 $T_Y^{is}(\omega)$  はインターステーション電磁場応答関数である。

### 4.3.3 ウェーブレット変換を用いたインターステーション電磁場応答関数の定式化

本節では、第3章で導出した連続ウェーブレット変換による自己相関関数、相互相関関数、および Morlet ウェーブレットを用いた 2 入力 1 出力線形系の時間・スケール（周波数）応答関数に基づき、インターステーション電磁場応答関数を定式化する。

(4.3) 式で定義したインターステーション電磁場応答関数の関係式は、時間領域では次のように表される。

$$E_{xs}(t) = Z_{xx}^{is}(t) * H_{xr}(t) + Z_{xy}^{is}(t) * H_{yr}(t), \dots \quad (4.6)$$

$$E_{ys}(t) = Z_{yx}^{is}(t) * H_{xr}(t) + Z_{yy}^{is}(t) * H_{yr}(t). \dots \quad (4.7)$$

同様に、(4.5) 式に関しては次式で表される。

$$V_s(t) = T_X^{is}(t) * H_{xr}(t) + T_Y^{is}(t) * H_{yr}(t) \dots \quad (4.8)$$

ここで、\*は畳み込みのオペレーションを表す。(4.6) ~ (4.8) 式のウェーブレット変換はそれぞれ、次式で表される。

$$E_{xs}^j(\tau) = Z_{xx}^{is}(\tau) * H_{xr}^j(\tau) + Z_{xy}^{is}(\tau) * H_{yr}^j(\tau), \dots \quad (4.9)$$

$$E_{ys}^j(\tau) = Z_{yx}^{is}(\tau) * H_{xr}^j(\tau) + Z_{yy}^{is}(\tau) * H_{yr}^j(\tau), \dots \quad (4.10)$$

$$V_s^j(\tau) = T_X^{is}(\tau) * H_{xr}^j(\tau) + T_Y^{is}(\tau) * H_{yr}^j(\tau), \dots \quad (4.11)$$

ここで、 $E_{xs}^j(\tau)$ 、 $E_{ys}^j(\tau)$ 、 $V_s^j(\tau)$ 、 $H_{xr}^j(\tau)$ 、 $H_{yr}^j(\tau)$ はウェーブレット係数である。 $Z_{xx}^{is}(\tau)$ 、 $Z_{xy}^{is}(\tau)$ 、 $Z_{yx}^{is}(\tau)$ 、 $Z_{yy}^{is}(\tau)$ 、 $T_X^{is}(\tau)$ 、 $T_Y^{is}(\tau)$ はインパルス応答である。 $j$ はスケールパラメータ、 $\tau$ は時間方向への移動量を意味する。

Morlet ウェーブレット  $\psi(t)$  のフーリエ変換  $\hat{\psi}(\omega)$ は、周波数領域では中心周波数  $\omega_c$  のまわりにエネルギーが集中している (see Fig.3.2)。(3.33) 式のように、全てのエネルギーが中心周波数  $\omega_c$  から  $\pm\Delta$  の間に集中していると考える。(4.6) ~

(4.8) 式のフーリエ変換に (3.14) 式のウェーブレット変換とフーリエ変換の関係を適用すると、下式のようになる。

$$E_{xs}^j(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{\omega_c-\Delta}^{\omega_c+\Delta} \hat{Z}_{xx}^{is}(\omega) \cdot \hat{H}_{xr}(\omega) \cdot \hat{\psi}^j(\omega) \cdot e^{i\omega\tau} d\omega + \frac{1}{2\pi} \int_{\omega_c-\Delta}^{\omega_c+\Delta} \hat{Z}_{xy}^{is}(\omega) \cdot \hat{H}_{yr}(\omega) \cdot \hat{\psi}^j(\omega) \cdot e^{i\omega\tau} d\omega \quad \dots\dots (4.12)$$

$$E_{ys}^j(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{\omega_c-\Delta}^{\omega_c+\Delta} \hat{Z}_{yx}^{is}(\omega) \cdot \hat{H}_{xr}(\omega) \cdot \hat{\psi}^j(\omega) \cdot e^{i\omega\tau} d\omega + \frac{1}{2\pi} \int_{\omega_c-\Delta}^{\omega_c+\Delta} \hat{Z}_{yy}^{is}(\omega) \cdot \hat{H}_{yr}(\omega) \cdot \hat{\psi}^j(\omega) \cdot e^{i\omega\tau} d\omega \quad \dots\dots (4.13)$$

$$V_s^j(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{\omega_c-\Delta}^{\omega_c+\Delta} \hat{T}_X^{is}(\omega) \cdot \hat{H}_{xr}(\omega) \cdot \hat{\psi}^j(\omega) \cdot e^{i\omega\tau} d\omega + \frac{1}{2\pi} \int_{\omega_c-\Delta}^{\omega_c+\Delta} \hat{T}_Y^{is}(\omega) \cdot \hat{H}_{yr}(\omega) \cdot \hat{\psi}^j(\omega) \cdot e^{i\omega\tau} d\omega \quad \dots\dots (4.14)$$

ここで、 $\hat{\cdot}$ はフーリエ変換を表す。Zhang and Paulson (1997)によると、 $\Delta$ を周波数軸で 1 decade の 0.2 倍程度とすれば、 $[\omega_c - \Delta: \omega_c + \Delta]$ の範囲内では応答関数の計算値がほとんど変わらなくなると指摘している。応答関数  $\hat{Z}_{xx}^{is}(\omega_c)$ ,  $\hat{Z}_{xy}^{is}(\omega_c)$ ,  $\hat{Z}_{yx}^{is}(\omega_c)$ ,  $\hat{Z}_{yy}^{is}(\omega_c)$ ,  $\hat{T}_X^{is}(\omega_c)$ ,  $\hat{T}_Y^{is}(\omega_c)$ が時不変と仮定される場合、(4.12) ~ (4.14) 式は次のように表される。

$$E_{xs}^j(\tau) = \hat{Z}_{xx}^{is}(\omega_c) \cdot \frac{1}{2\pi} \int_{\omega_c-\Delta}^{\omega_c+\Delta} \hat{H}_{xr}(\omega) \cdot \hat{\psi}^j(\omega) \cdot e^{i\omega\tau} d\omega + \hat{Z}_{xy}^{is}(\omega_c) \cdot \frac{1}{2\pi} \int_{\omega_c-\Delta}^{\omega_c+\Delta} \hat{H}_{yr}(\omega) \cdot \hat{\psi}^j(\omega) \cdot e^{i\omega\tau} d\omega \quad \dots\dots (4.15)$$

$$E_{ys}^j(\tau) = \hat{Z}_{yx}^{is}(\omega_c) \cdot \frac{1}{2\pi} \int_{\omega_c-\Delta}^{\omega_c+\Delta} \hat{H}_{xr}(\omega) \cdot \hat{\psi}^j(\omega) \cdot e^{i\omega\tau} d\omega + \hat{Z}_{yy}^{is}(\omega_c) \cdot \frac{1}{2\pi} \int_{\omega_c-\Delta}^{\omega_c+\Delta} \hat{H}_{yr}(\omega) \cdot \hat{\psi}^j(\omega) \cdot e^{i\omega\tau} d\omega \quad \dots\dots (4.16)$$

$$V_s^j(\tau) = \hat{T}_X^{is}(\omega_c) \cdot \frac{1}{2\pi} \int_{\omega_c-\Delta}^{\omega_c+\Delta} \hat{H}_{xr}(\omega) \cdot \hat{\psi}^j(\omega) \cdot e^{i\omega\tau} d\omega + \hat{T}_Y^{is}(\omega_c) \cdot \frac{1}{2\pi} \int_{\omega_c-\Delta}^{\omega_c+\Delta} \hat{H}_{yr}(\omega) \cdot \hat{\psi}^j(\omega) \cdot e^{i\omega\tau} d\omega \quad \dots\dots (4.17)$$

ここで、(3.14) 式より、

$$H_{xr}^j(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{\omega_c - \Delta}^{\omega_c + \Delta} \hat{H}_{xr}(\omega) \cdot \hat{\psi}^j(\omega) \cdot e^{i\omega\tau} d\omega, \dots\dots\dots (4.18)$$

$$H_{yr}^j(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{\omega_c - \Delta}^{\omega_c + \Delta} \hat{H}_{yr}(\omega) \cdot \hat{\psi}^j(\omega) \cdot e^{i\omega\tau} d\omega, \dots\dots\dots (4.19)$$

であることから,

$$E_{xs}^j(\tau) = \hat{Z}_{xx}^{is}(\omega_c) \cdot H_{xr}^j(\tau) + \hat{Z}_{xy}^{is}(\omega_c) \cdot H_{yr}^j(\tau), \dots\dots\dots (4.20)$$

$$E_{ys}^j(\tau) = \hat{Z}_{yx}^{is}(\omega_c) \cdot H_{xr}^j(\tau) + \hat{Z}_{yy}^{is}(\omega_c) \cdot H_{yr}^j(\tau), \dots\dots\dots (4.21)$$

$$V_s^j(\tau) = \hat{T}_X^{is}(\omega_c) \cdot H_{xr}^j(\tau) + \hat{T}_Y^{is}(\omega_c) \cdot H_{yr}^j(\tau), \dots\dots\dots (4.22)$$

が得られる。ここで、応答関数  $\hat{Z}_{xx}^{is}(\omega_c)$ ,  $\hat{Z}_{xy}^{is}(\omega_c)$ ,  $\hat{Z}_{yx}^{is}(\omega_c)$ ,  $\hat{Z}_{yy}^{is}(\omega_c)$ ,  $\hat{T}_X^{is}(\omega_c)$ ,  $\hat{T}_Y^{is}(\omega_c)$  が、対応するスケール  $j$  におけるウェーブレット変換の平均値  $Z_{xx,is}^j$ ,  $Z_{xy,is}^j$ ,  $Z_{yx,is}^j$ ,  $Z_{yy,is}^j$ ,  $T_{X,is}^j$ ,  $T_{Y,is}^j$  と同等で見なされるので,

$$E_{xs}^j(\tau) = Z_{xx,is}^j \cdot H_{xr}^j(\tau) + Z_{xy,is}^j \cdot H_{yr}^j(\tau), \dots\dots\dots (4.23)$$

$$E_{ys}^j(\tau) = Z_{yx,is}^j \cdot H_{xr}^j(\tau) + Z_{yy,is}^j \cdot H_{yr}^j(\tau), \dots\dots\dots (4.24)$$

$$V_s^j(\tau) = T_{X,is}^j \cdot H_{xr}^j(\tau) + T_{Y,is}^j \cdot H_{yr}^j(\tau), \dots\dots\dots (4.25)$$

と表される。(4.23) ~ (4.25) 式は、応答関数の各要素が磁場・電場データのウェーブレット変換から直接的に求められることを意味する。

(4.23) ~ (4.25) 式を解いて  $Z_{xx,is}^j$ ,  $Z_{xy,is}^j$ ,  $Z_{yx,is}^j$ ,  $Z_{yy,is}^j$ ,  $T_{X,is}^j$ ,  $T_{Y,is}^j$  を求めるために、レファレンス観測点の磁場データ  $H_{xr}^j(\tau)$ ,  $H_{yr}^j(\tau)$  の複素共役  $\overline{H_{xr}^j(\tau)}$ ,  $\overline{H_{yr}^j(\tau)}$  をそれぞれに乗じた2式をたてる。すなわち,

$$WC_{H_{xr}^j E_{xs}^j}(\tau) = Z_{xx,is}^j \cdot WC_{H_{xr}^j H_{xr}^j}(\tau) + Z_{xy,is}^j \cdot WC_{H_{yr}^j H_{xr}^j}(\tau) \dots\dots\dots (4.26)$$

$$WC_{H_{yr}^j E_{ys}^j}(\tau) = Z_{yx,is}^j \cdot WC_{H_{xr}^j H_{yr}^j}(\tau) + Z_{yy,is}^j \cdot WC_{H_{yr}^j H_{yr}^j}(\tau)$$

$$WC_{H_{xr}^j E_{ys}^j}(\tau) = Z_{yx,is}^j \cdot WC_{H_{xr}^j H_{xr}^j}(\tau) + Z_{yy,is}^j \cdot WC_{H_{yr}^j H_{yr}^j}(\tau) \dots\dots\dots (4.27)$$

$$WC_{H_{yr}^j E_{ys}^j}(\tau) = Z_{yx,is}^j \cdot WC_{H_{yr}^j H_{xr}^j}(\tau) + Z_{yy,is}^j \cdot WC_{H_{yr}^j H_{yr}^j}(\tau)$$

$$\begin{aligned}
 WC_{H_x^j V_s^j}(\tau) &= T_{X,is}^j \cdot WC_{H_x^j H_x^j}(\tau) + T_{Y,is}^j \cdot WC_{H_x^j H_y^j}(\tau) \dots\dots\dots (4.28) \\
 WC_{H_y^j V_s^j}(\tau) &= T_{X,is}^j \cdot WC_{H_y^j H_x^j}(\tau) + T_{Y,is}^j \cdot WC_{H_y^j H_y^j}(\tau)
 \end{aligned}$$

$WC_{H_x^j H_x^j}(\tau)$ ,  $WC_{H_y^j H_y^j}(\tau)$ はウェーブレット自己相関関数,  $WC_{H_x^j H_y^j}(\tau)$ ,  $WC_{H_y^j H_x^j}(\tau)$ ,  $WC_{H_x^j E_{zs}^j}(\tau)$ ,  $WC_{H_y^j E_{zs}^j}(\tau)$ ,  $WC_{H_x^j E_{ys}^j}(\tau)$ ,  $WC_{H_y^j E_{ys}^j}(\tau)$ ,  $WC_{H_x^j V_s^j}(\tau)$ ,  $WC_{H_y^j V_s^j}(\tau)$ はウェーブレット相互相関関数である。例えば $WC_{H_x^j E_{zs}^j}(\tau)$ の場合,  $WC_{H_x^j E_{zs}^j}(\tau) = \overline{H_x^j(\tau) \cdot E_{zs}^j(\tau)}$ で与えられる。

(4.26) ~ (4.28) 式を解くために, ウェーブレット自己相関関数, 相互相関関数をウェーブレット変換の解析期間における平均値として与える。解はそれぞれ次式で表される。

$$Z_{xx,is}^j = \frac{\sum_k WC_{H_x^j E_{zs}^j}(\tau_k) \cdot \sum_k WC_{H_y^j H_y^j}(\tau_k) - \sum_k WC_{H_x^j H_y^j}(\tau_k) \cdot \sum_k WC_{H_y^j E_{zs}^j}(\tau_k)}{\sum_k WC_{H_x^j H_x^j}(\tau_k) \cdot \sum_k WC_{H_y^j H_y^j}(\tau_k) - \left| \sum_k WC_{H_x^j H_y^j}(\tau_k) \right|^2} \dots (4.29)$$

$$Z_{xy,is}^j = \frac{\sum_k WC_{H_y^j E_{zs}^j}(\tau_k) \cdot \sum_k WC_{H_x^j H_x^j}(\tau_k) - \sum_k WC_{H_x^j H_y^j}(\tau_k) \cdot \sum_k WC_{H_x^j E_{zs}^j}(\tau_k)}{\sum_k WC_{H_x^j H_x^j}(\tau_k) \cdot \sum_k WC_{H_y^j H_y^j}(\tau_k) - \left| \sum_k WC_{H_x^j H_y^j}(\tau_k) \right|^2} \dots (4.30)$$

$$Z_{yx,is}^j = \frac{\sum_k WC_{H_x^j E_{ys}^j}(\tau_k) \cdot \sum_k WC_{H_y^j H_y^j}(\tau_k) - \sum_k WC_{H_x^j H_y^j}(\tau_k) \cdot \sum_k WC_{H_y^j E_{ys}^j}(\tau_k)}{\sum_k WC_{H_x^j H_x^j}(\tau_k) \cdot \sum_k WC_{H_y^j H_y^j}(\tau_k) - \left| \sum_k WC_{H_x^j H_y^j}(\tau_k) \right|^2} \dots (4.31)$$

$$Z_{yy,is}^j = \frac{\sum_k WC_{H_y^j E_{zs}^j}(\tau_k) \cdot \sum_k WC_{H_x^j H_x^j}(\tau_k) - \sum_k WC_{H_x^j H_y^j}(\tau_k) \cdot \sum_k WC_{H_y^j E_{zs}^j}(\tau_k)}{\sum_k WC_{H_x^j H_x^j}(\tau_k) \cdot \sum_k WC_{H_y^j H_y^j}(\tau_k) - \left| \sum_k WC_{H_x^j H_y^j}(\tau_k) \right|^2} \dots (4.32)$$

$$T_{X,is}^j = \frac{\sum_k WC_{H_x^j V_s^j}(\tau_k) \cdot \sum_k WC_{H_y^j H_y^j}(\tau_k) - \sum_k WC_{H_x^j H_y^j}(\tau_k) \cdot \sum_k WC_{H_y^j V_s^j}(\tau_k)}{\sum_k WC_{H_x^j H_x^j}(\tau_k) \cdot \sum_k WC_{H_y^j H_y^j}(\tau_k) - \left| \sum_k WC_{H_x^j H_y^j}(\tau_k) \right|^2} \dots (4.33)$$

$$T_{Y,is}^j = \frac{\sum_k WC_{H_y^j V_s^j}(\tau_k) \cdot \sum_k WC_{H_x^j H_x^j}(\tau_k) - \sum_k WC_{H_x^j H_y^j}(\tau_k) \cdot \sum_k WC_{H_x^j V_s^j}(\tau_k)}{\sum_k WC_{H_x^j H_x^j}(\tau_k) \cdot \sum_k WC_{H_y^j H_y^j}(\tau_k) - \left| \sum_k WC_{H_x^j H_y^j}(\tau_k) \right|^2} \dots (4.34)$$

ここで、 $\tau_k$  ( $k=1,2,\dots$ )は、時間・スケール（周波数）面での時刻を表すパラメータである。上式は、入力成分（i.e.  $X_r^j(\tau_k), Y_r^j(\tau_k)$ ）どうしの関連度  $\gamma_{X_r^j, Y_r^j}^2(\tau_k) \neq 1$  である場合に成り立つ。

入出力成分間の多重関連度関数は、入力成分  $H_{xr}^j(\tau), H_{yr}^j(\tau)$ 、出力成分  $E_{xr}^j(\tau)$  を例にとると、下式のように表される。

$$R\gamma_{H_{xr}^j, E_{xr}^j}^2(\tau) = \operatorname{Re} \left\{ \frac{\left| Z_{xx, is}^j \cdot WC_{H_{xr}H_{xr}}(\tau) + Z_{xy, is}^j \cdot WC_{H_{xr}H_{yr}}(\tau) \right|^2}{WC_{H_{xr}H_{xr}}(\tau) \cdot WC_{E_{xx}E_{xx}}(\tau)} \right\} \dots\dots\dots (4.35)$$

$$R\gamma_{H_{yr}^j, E_{xx}^j}^2(\tau) = \operatorname{Re} \left\{ \frac{\left| Z_{xx, is}^j \cdot WC_{H_{yr}H_{xr}}(\tau) + Z_{xy, is}^j \cdot WC_{H_{yr}H_{yr}}(\tau) \right|^2}{WC_{H_{yr}H_{yr}}(\tau) \cdot WC_{E_{xx}E_{xx}}(\tau)} \right\} \dots\dots\dots (4.36)$$

$R\gamma_{H_{xr}^j, E_{xx}^j}^2(\tau), R\gamma_{H_{yr}^j, E_{xx}^j}^2(\tau)$  はいずれも実部であり、各瞬時値として得られる。また、 $0 \leq R\gamma_{H_{xr}^j, E_{xx}^j}^2(\tau) \leq 1, 0 \leq R\gamma_{H_{yr}^j, E_{xx}^j}^2(\tau) \leq 1$  を満たす。

さらに、全入力成分に対する出力成分の多重関連度関数はそれぞれ、下式で表される。

$$R\gamma_{H_{xr}^j, H_{yr}^j, E_{xx}^j}^2(\tau) = \operatorname{Re} \left\{ \frac{\begin{aligned} &Z_{xx}^j \cdot \overline{Z_{xx}^j} \cdot WC_{H_{xr}^j H_{xr}^j}(\tau) + Z_{xx}^j \cdot \overline{Z_{xy}^j} \cdot WC_{H_{xr}^j H_{yr}^j}(\tau) \\ &+ Z_{xy}^j \cdot \overline{Z_{xx}^j} \cdot WC_{H_{yr}^j H_{xr}^j}(\tau) + Z_{xy}^j \cdot \overline{Z_{xy}^j} \cdot WC_{H_{yr}^j H_{yr}^j}(\tau) \end{aligned}}{WC_{E_{xx}^j E_{xx}^j}(\tau)} \right\} \dots (4.37)$$

$$R\gamma_{H_{xr}^j, H_{yr}^j, E_{ys}^j}^2(\tau) = \operatorname{Re} \left\{ \frac{\begin{aligned} &Z_{yx}^j \cdot \overline{Z_{yx}^j} \cdot WC_{H_{xr}^j H_{xr}^j}(\tau) + Z_{yx}^j \cdot \overline{Z_{yy}^j} \cdot WC_{H_{xr}^j H_{yr}^j}(\tau) \\ &+ Z_{yy}^j \cdot \overline{Z_{yx}^j} \cdot WC_{H_{yr}^j H_{xr}^j}(\tau) + Z_{yy}^j \cdot \overline{Z_{yy}^j} \cdot WC_{H_{yr}^j H_{yr}^j}(\tau) \end{aligned}}{WC_{E_{ys}^j E_{ys}^j}(\tau)} \right\} \dots (4.38)$$

$$R\gamma_{H_x^j, H_y^j, V_s^j}^2(\tau) = \text{Re} \left\{ \frac{\begin{aligned} &T_{X, is}^j \cdot \overline{T_{X, is}^j} \cdot WC_{H_x^j, H_x^j}(\tau) + T_{X, is}^j \cdot \overline{T_{Y, is}^j} \cdot WC_{H_x^j, H_y^j}(\tau) \\ &+ T_{Y, is}^j \cdot \overline{T_{X, is}^j} \cdot WC_{H_y^j, H_x^j}(\tau) + T_{Y, is}^j \cdot \overline{T_{Y, is}^j} \cdot WC_{H_y^j, H_y^j}(\tau) \end{aligned}}{WC_{V_s^j, V_s^j}(\tau)} \right\} \dots (4.39)$$

ここで、 $R\gamma_{H_x^j, H_y^j, E_s^j}^2(\tau)$ 、 $R\gamma_{H_x^j, H_y^j, E_{ys}^j}^2(\tau)$ 、 $R\gamma_{H_x^j, H_y^j, V_s^j}^2(\tau)$ はいずれも実部であり、各瞬時値として得られる。また、 $0 \leq R\gamma_{H_x^j, H_y^j, E_s^j}^2(\tau) \leq 1$ 、 $0 \leq R\gamma_{H_x^j, H_y^j, E_{ys}^j}^2(\tau) \leq 1$ 、 $0 \leq R\gamma_{H_x^j, H_y^j, V_s^j}^2(\tau) \leq 1$ を満たす。本論文では、(4.37) ~ (4.39) 式で表される多重関連度関数を利用して入出力成分間の相関度を評価する。

#### 4.3.4 グローバル電磁場変動の除去

インターステーション電磁場応答関数  $\mathbf{Z}_{is}^j$ 、 $T_{X, is}^j$ 、 $T_{Y, is}^j$  が適切に推定され、ある期間内で一定であると仮定される場合、レファレンス点における磁場データから、ULF 電磁場観測点におけるグローバル地磁気変動に関連する誘導電場成分が推定される。

$$\mathbf{E}_{sg}^j(\tau) = \mathbf{Z}_{is}^j \cdot \mathbf{H}_r^j(\tau), \dots (4.40)$$

$$V_{sg}^j(\tau) = T_{X, is}^j \cdot H_{xr}^j(\tau) + T_{Y, is}^j \cdot H_{yr}^j(\tau), \dots (4.41)$$

ここで、 $\mathbf{E}_{sg}^j(\tau)$ 、 $V_{sg}^j(\tau)$  は ULF 電磁場観測点での誘導電場変動の推定値のウェーブレット係数、 $\tau$  は時間方向への移動量である。そこで、ULF 電磁場観測点における観測値  $\mathbf{E}_s^j(\tau)$ 、 $V_s^j(\tau)$  との差をとると、残差成分は ULF 電磁場観測点付近に原因のある電場変動であると見なされる。

$$\Delta \mathbf{E}^j(\tau) = \mathbf{E}_s^j(\tau) - \mathbf{E}_{sg}^j(\tau), \dots (4.42)$$

$$\Delta V^j(\tau) = V_s^j(\tau) - V_{sg}^j(\tau). \dots (4.43)$$



$\Delta E^j(\tau)$ ,  $\Delta V^j(\tau)$ を(3.17)式にしたがって逆変換することで、時系列データが再構成される。このとき、(3.18)式を利用して、任意のスケール範囲から、フィルタ出力が可能である。

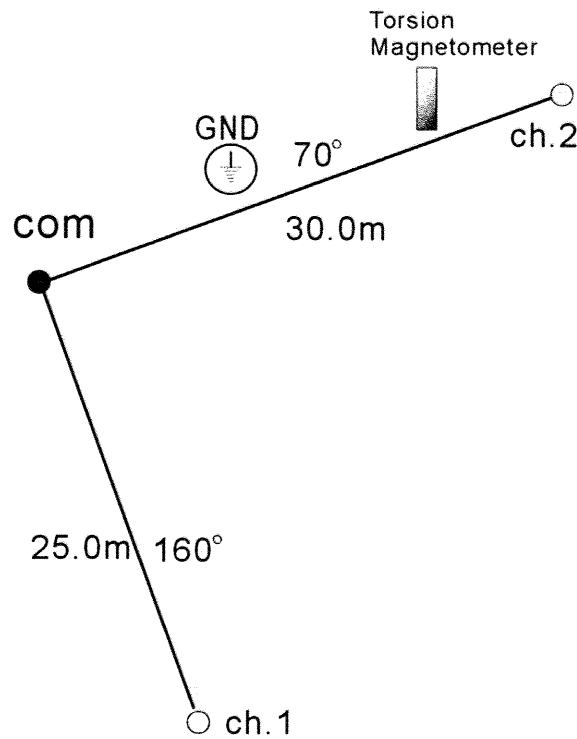
## 4.4 観測データへの適用

本節では、インターステーション法を電磁場応答関数に適用することにより、ULF電磁場観測点における電場データから、地球超高層を起源とする地磁気変動による誘導電場成分の除去が可能であるか、房総半島の清澄(KYS)観測点の観測データを用いて検証する。

### 4.4.1 使用データ

使用するデータは、2000年7月16日00:00~06:00(JST)でのKYSにおける2測線の地電位差データと、柿岡(KAK)における磁場水平2成分である。この時間帯の地磁気活動度は0時から3時までが $K_p=9^-$ 、3時から6時までが $K_p=9$ であり、極めて高い活動期であると見なせる。なお、同時期は伊豆諸島の火山活動および群発地震の活動期にも当たる。

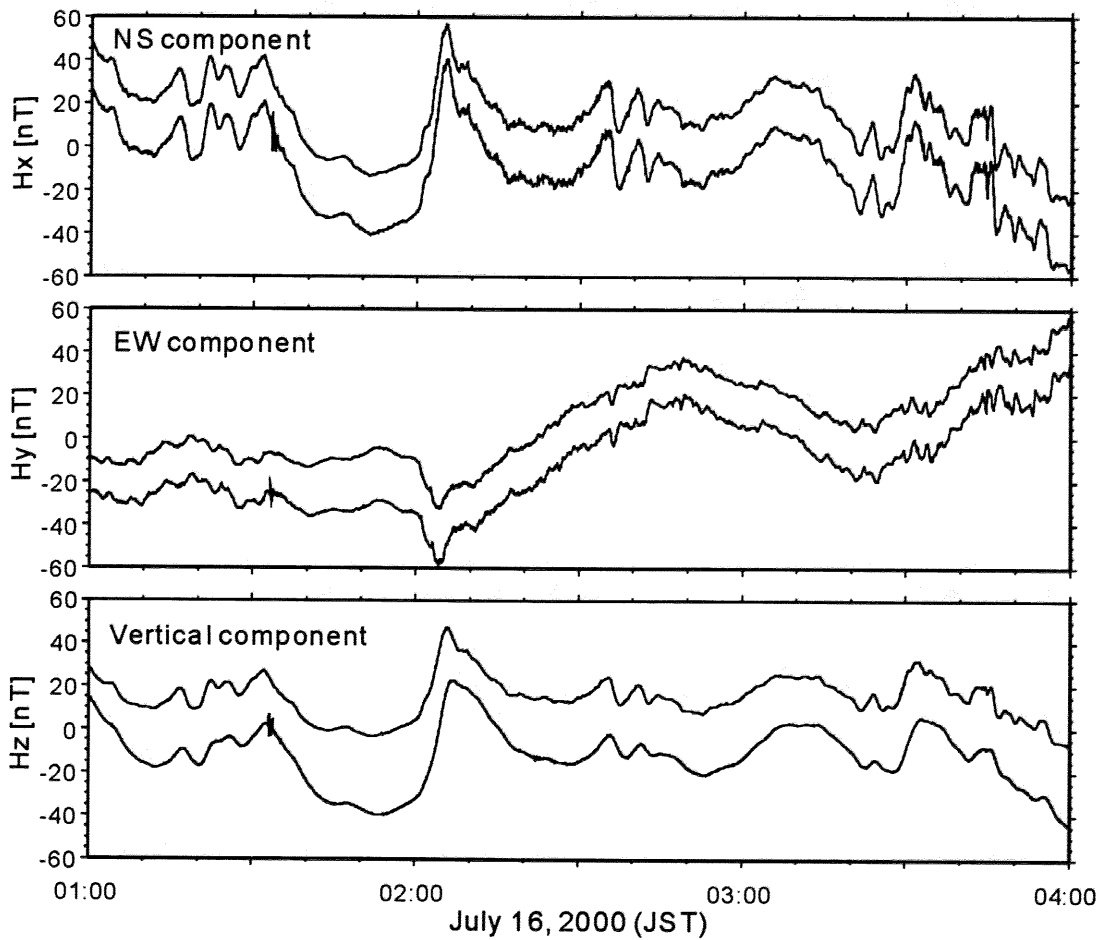
Fig.4.2に、KYS観測点における電極配置図を示す。観測点では、3本の電極が互いに直交するように接地され、2つの測線(ch.1, ch.2)を作っている。また、観測点内にはトーション型磁力計が設置されており、同時に磁場直交3成分を測定している。地電位差は、トーション型磁力計のADC-24ユニット(Fig.2.4参照)にアナログ入力され、24ビットのA/D変換の後、パソコンに記録される。サンプリングは磁場データと同様に50Hzで行われるが、本論文では柿岡における観測に合わせて1秒値にダウンサンプリングして使用する。



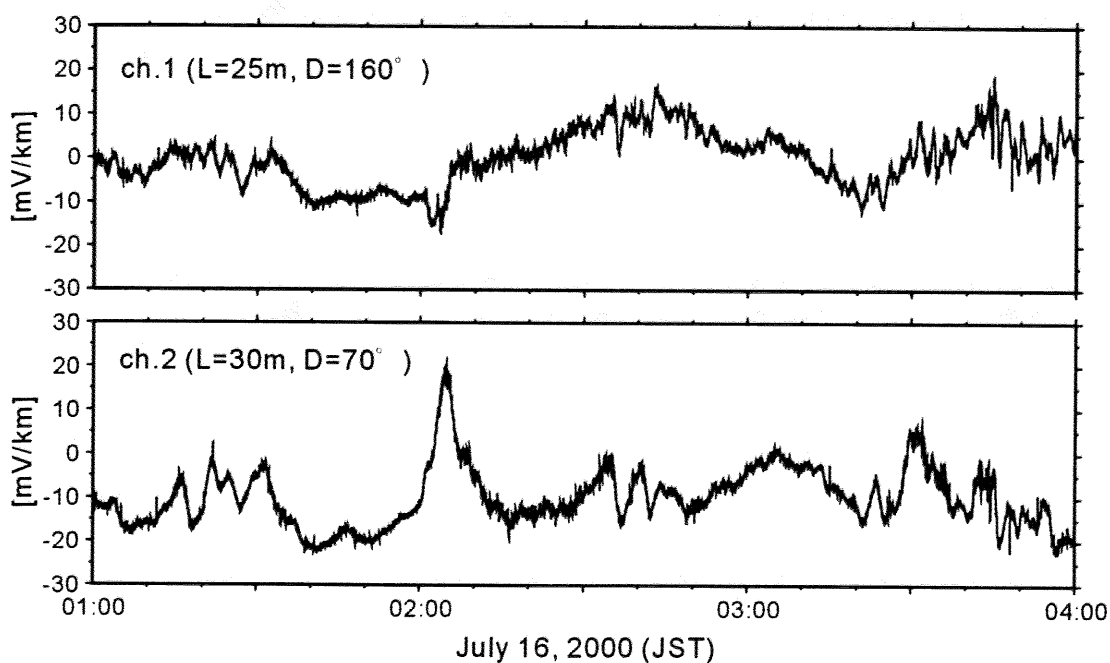
**Fig.4.2** Configuration map of the electrodes at **KYS** station. The azimuth represents the rotation angle from the geomagnetic north to the positive electrodes.

Fig.4.3 にインターステーション電磁場応答関数の推定で使用する磁場データを示す。ここでは 3 成分（南北，東西，鉛直）を表示する。それぞれ，上が KAK，下は KYS における変動成分を表す。データの期間は，2000 年 7 月 16 日 01:00～04:00（JST）である。大局的な曲線の傾向は両観測点で極めてよく似ている。

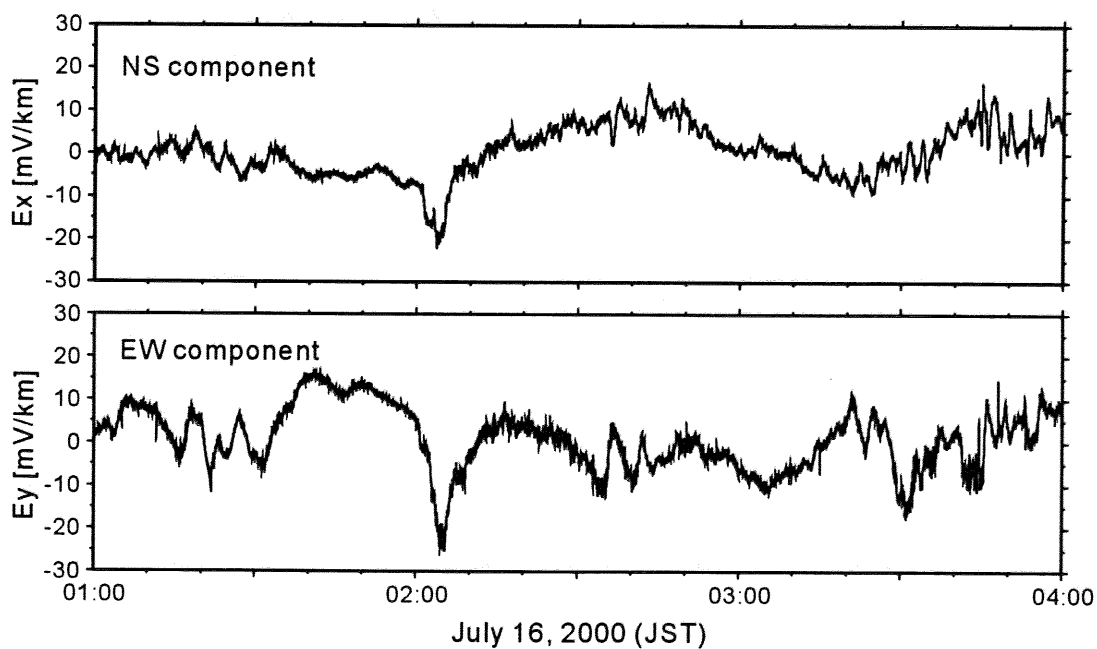
Fig.4.4 に，KYS における各ダイポールごとの電場変動（mV/km）の観測値を示す。Fig.4.5 に，KYS における 2 つのダイポールから計算される電場水平 2 成分を示す。磁場変動（Fig.4.3）との比較により， $H_x$  と  $E_y$ ， $H_y$  と  $E_x$  の波形が互いに類似することから，観測される電場変動はグローバル地磁気変動による誘導成分で概ね説明されることを示唆する。すなわち，グローバル地磁気変動に関連する電場変動は，電磁場応答関数を使用して除去される可能性があることを意味している。



**Fig.4.3** The observed geomagnetic field at **KAK** (upper line in each panel) and **KYS** (lower line) stations for an interval of 01:00 to 04:00 (JST) on July 16, 2000 when the geomagnetic activity was extremely high ( $K_p=9^+$ ).



**Fig.4.4** The observed electric field at KYS station for an interval of 01:00 to 04:00 (JST) on July 16, 2000 when the geomagnetic activity was extremely high. Upper and lower panels indicate the ch.1 and ch.2 of electric channels shown in Fig.4.2, respectively.



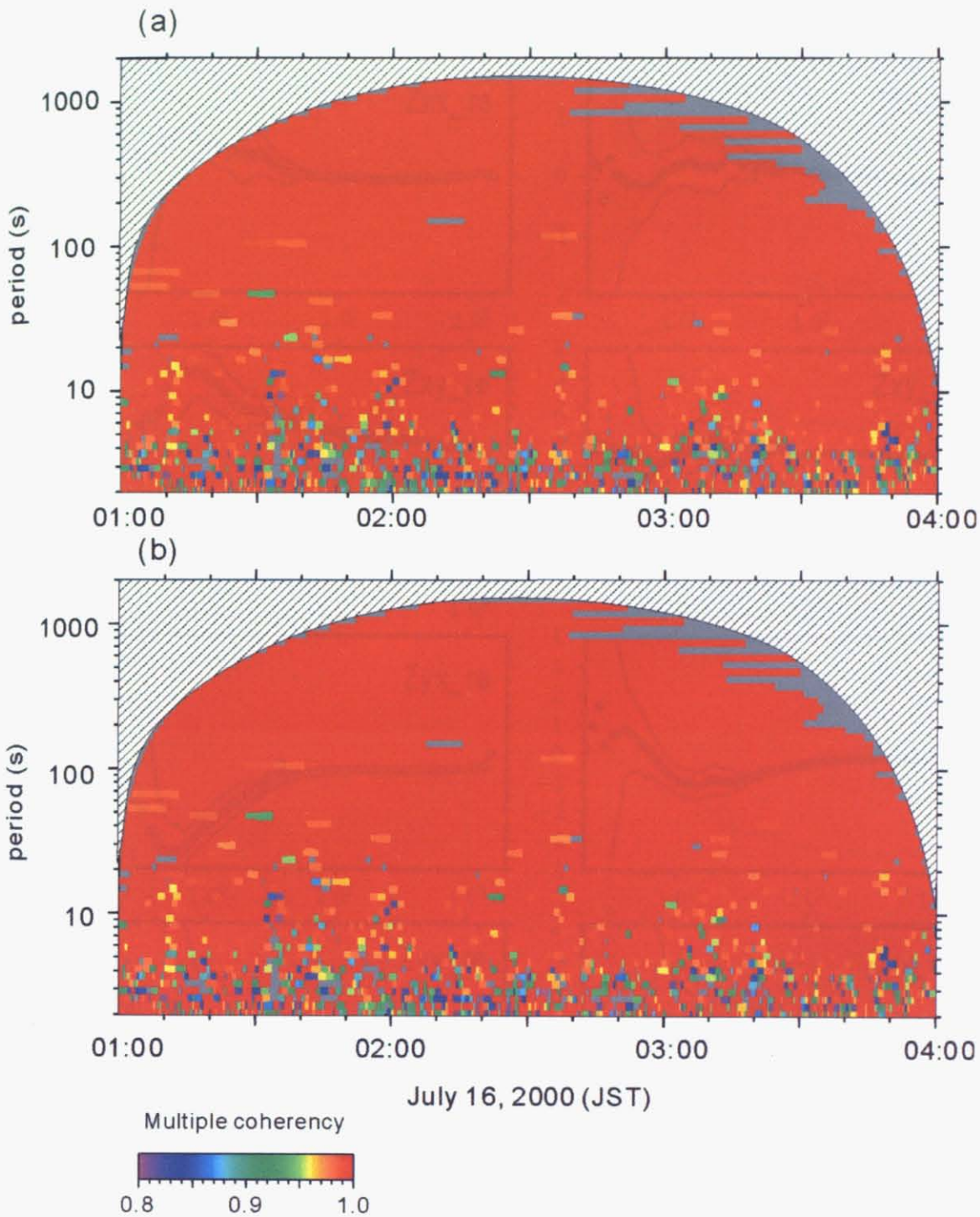
**Fig.4.5** The observed electric field at KYS station for an interval of 01:00 to 04:00 (JST) on July 16, 2000 when the geomagnetic activity was extremely high. Upper and lower panels indicate the NS and EW components of electric field which are calculated with the use of two channels shown in Fig.4.4.

#### 4.4.2 インターステーション電磁場応答関数の推定

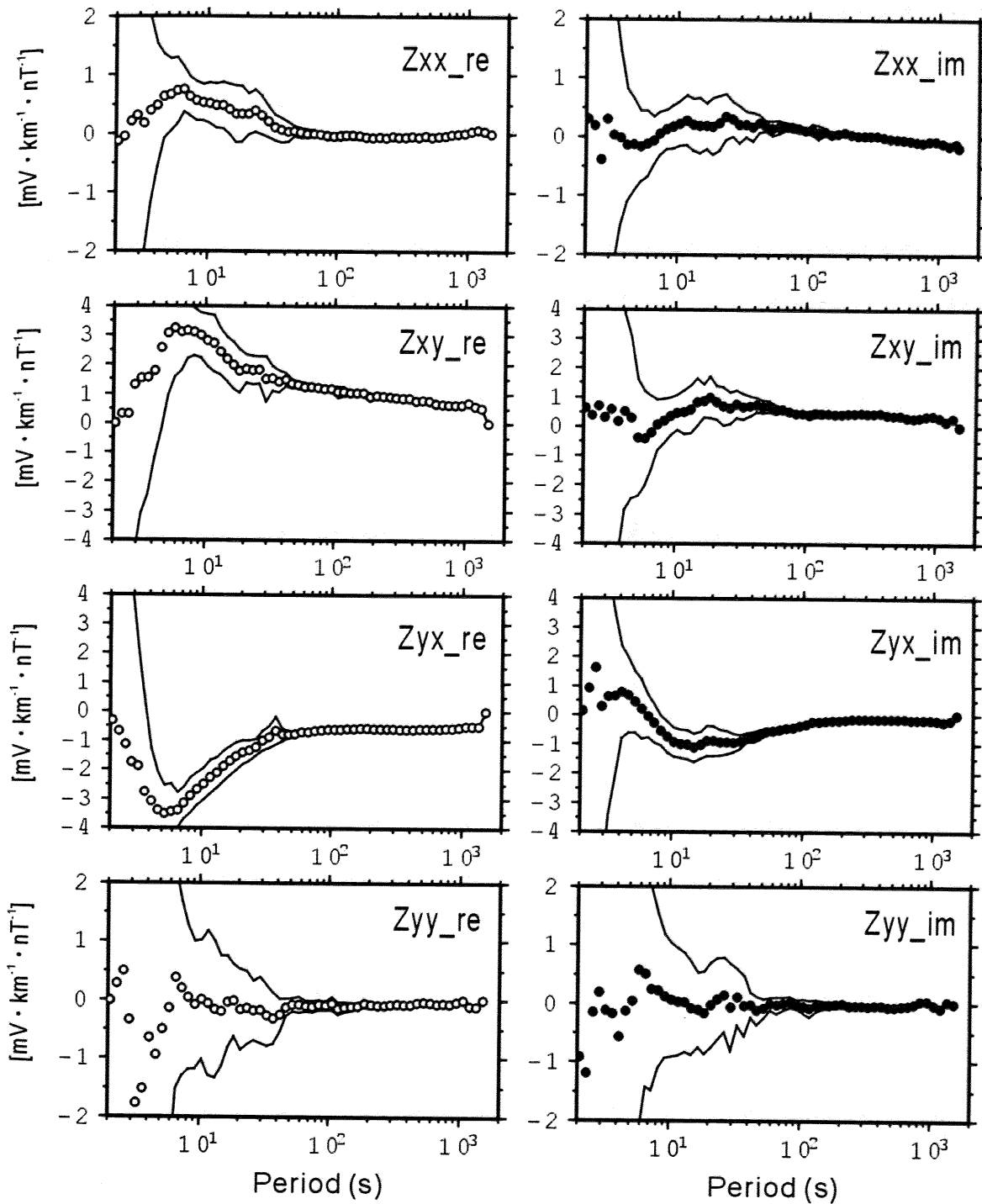
インターステーション電磁場応答関数の推定に使用するデータ区間は、インターステーション応答関数と同様に地磁気活動度が高い日選ばれ、中でも電場データの人工ノイズが十分に小さな夜間が利用される。特に、応答関数を精度良く推定するためには、応答関数の入出力成分間、すなわちレファレンス観測点における磁場と、ULF観測点における電場の間に十分な相関関係があることが必要である。そこで、(4.37)～(4.39)式を用いて多重関連度関数を時間・スケール(周波数)の両領域において算出する。このとき、Table 3.1に示すように、周波数帯ごとに小区間に含まれる波数を設定し、小区間での平均的な応答関数や関連度関数を算出する。解析期間内での平均値は、多重関連度関数が十分に高い小区間( $\gamma^2 \geq 0.9$ )のみを選択的に使用して算出される。

Fig.4.6に、インターステーション電磁場応答関数の推定に使用するデータ区間におけるKYSの電場とKAKの磁場水平成分間の多重関連度関数の時間・スケール(周波数)分布を示す。(a)、(b)はそれぞれ、KYSの $E_x$ とKAKの磁場水平成分、KYSの $E_y$ とKAKの磁場水平成分の間の多重関連度関数である。

Fig.4.7, Fig.4.8に、KAKの磁場データとKYSの電場データ間のインターステーション電磁場応答関数の推定結果を示す。Fig.4.7は、KYSの電場水平2成分( $E_x$ ,  $E_y$ )との間の応答関数、Fig.4.7はKYSの各ダイポール(ch.1, ch.2)の電場との間の応答関数である。左右のパネルはそれぞれ応答関数の実部と虚部を表しており、それぞれの標準偏差の範囲もプロットしている。概ね全周期に渡り滑らかな分布を示すことがわかる。周期50秒以上では分散が十分に小さいが、50秒以下では分散範囲が広がる。これは、第3章でのISTFの推定時と同様の傾向である。

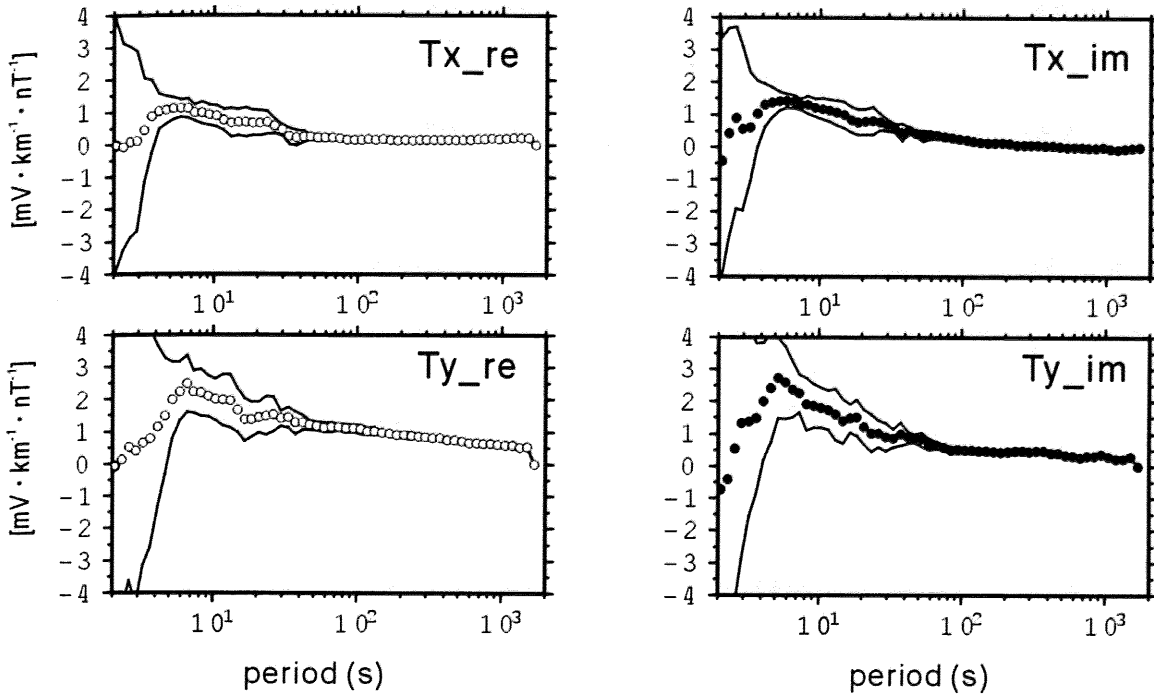


**Fig.4.6** Time-scale (frequency) distribution of multiple coherency functions for an interval of 01:00-04:00 on July 16, 2000 (JST). (a) Multiple coherency between  $E_{xs}$  at KYS and horizontal 2 components ( $H_{xr}$ ,  $H_{yr}$ ) of magnetic field at KAK. (b) Multiple coherency between  $E_{xs}$  at KYS and horizontal 2 components ( $H_{xr}$ ,  $H_{yr}$ ) of magnetic field at KAK. Shaded region indicates the "cone of influence" where edge effects of the wavelet transform become important (Torrence and Compo, 1998).

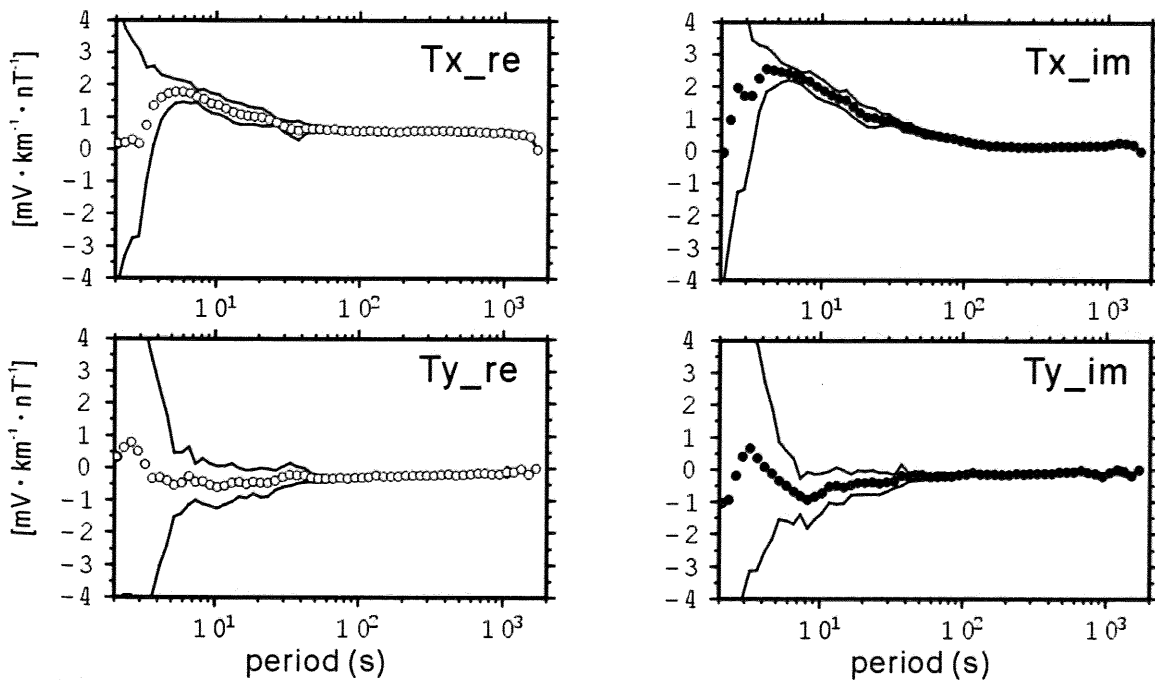


**Fig.4.7** The estimated interstation electromagnetic transfer function ( $Z_{is}$ ) between the electric field at KYS and magnetic field at KAK.  $Z_{is}$  was calculated by using the observed data at interval of 00:00 to 06:00 (JST) on July 16, 2000 when the geomagnetic activity was extremely high ( $K_p=9$ ). Left and right panels indicate the real and imaginary part of the impedance tensor, respectively. The upper and lower limit of the standard deviation are also shown.

(a) ch.1



(b) ch.2



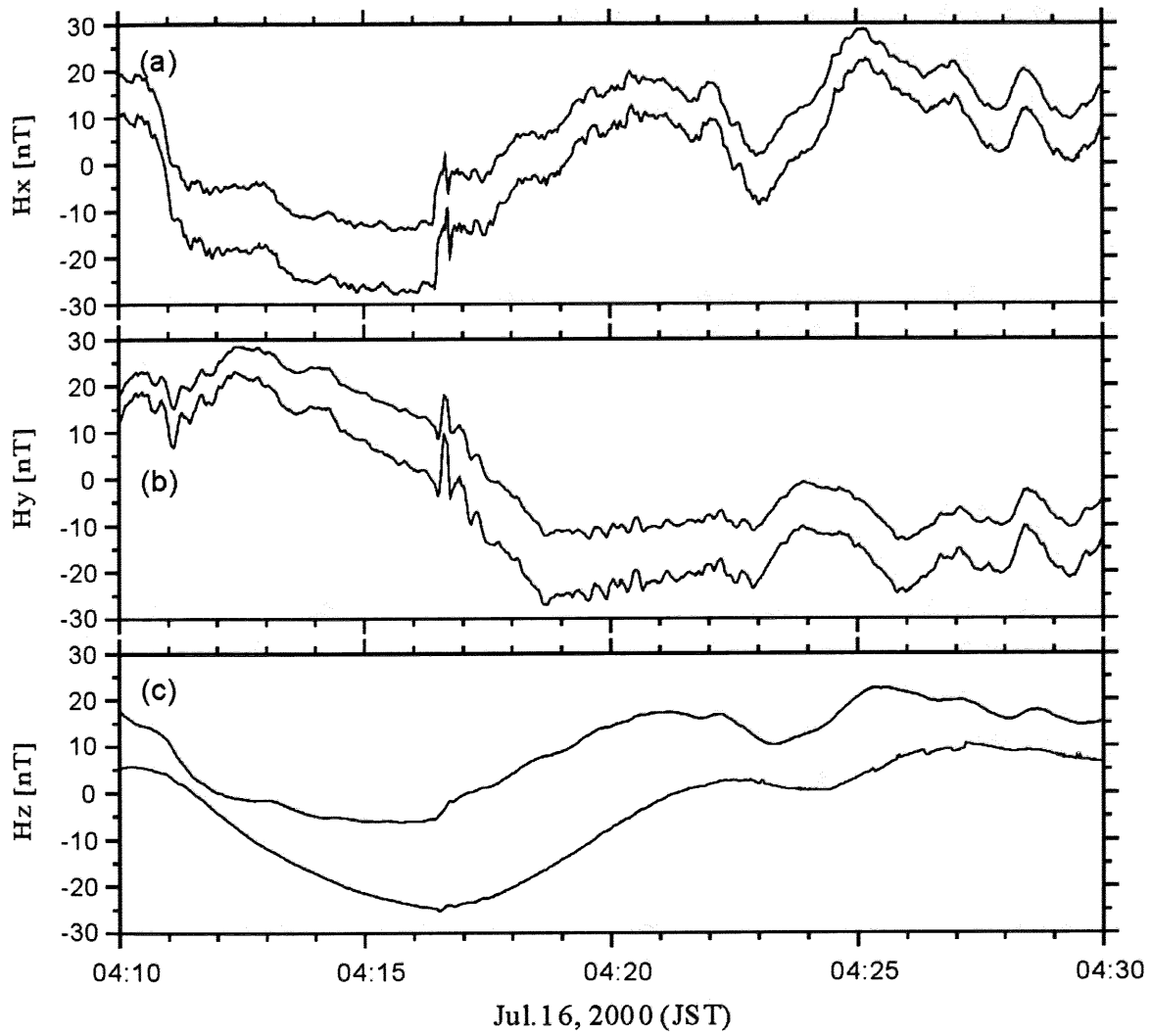
**Fig.4.8** The estimated interstation electromagnetic transfer functions ( $T_{X,is}^j, T_{Y,is}^j$ ) between the electric field at KYS and magnetic field at KAK. Transfer functions were calculated by using the observed data at interval of 00:00 to 06:00 (JST) on July 16, 2000 when the geomagnetic activity was extremely high ( $Kp=9^+$ ). (a) and (b) shows the ch.1 and ch.2 of transfer functions, respectively. Left and right panels indicate the real and imaginary part, respectively. The upper and lower limit of the standard deviation are also shown.



### 4.4.3 グローバル電磁場変動の除去

Fig.4.9～Fig.4.11 に、グローバル電磁場変動の除去の検証に適用するデータを示す。Fig.4.9 は KAK (上) および KYS (下) における磁場直交 3 成分データ, Fig.4.10 は KYS における各ダイポールごとの電場, Fig.4.11 は 2 つのダイポールから作られた電場水平 2 成分である。期間は 2000 年 7 月 16 日 04:10～04:30(JST)である。この期間は極めて地磁気活動度が高い ( $K_p=9$ )。

Fig.4.12～Fig.4.15 に電場変動から地球超高層を起源とするグローバル地磁気変動が作る誘導電場変動を除去した結果を示す。それぞれ、電場南北成分 ( $E_x$ ), 東西成分 ( $E_y$ ), ダイポール 1 (ch.1), ダイポール 2 (ch.2) を表す。いずれもハイパスフィルタ出力 ( $T \leq 940s$ ) であり、それぞれ、(a)オリジナルデータ, (b)インターステーション電磁場応答関数の利用による KYS での誘導電場変動の推定値, (c)残差成分である。全ての図に共通して、曲線(a)と(b)の傾向は酷似しており、大局的な電場変動の大部分はグローバル地磁気変動による誘導成分であることがわかる。(c)からは、(a)と(b)で相関のある変動成分は概ね除去され、相関のないホワイトノイズおよび KYS におけるパルス状の信号成分で構成されていることがわかる。これらより、2 つのインターステーション電磁場応答関数ともに、グローバル地磁気変動による誘導電場変動の除去に有効であることが明らかにされた。



**Fig.4.9** The magnetic field variations obtained at **KAK** (upper line in each set) and **KYS** (lower line) stations for an interval of 04:10 to 04:30 on July 16, 2000 (JST). (a)  $H_x$  (NS), (b)  $H_y$  (EW), and (c)  $H_z$  (vertical) components, respectively.

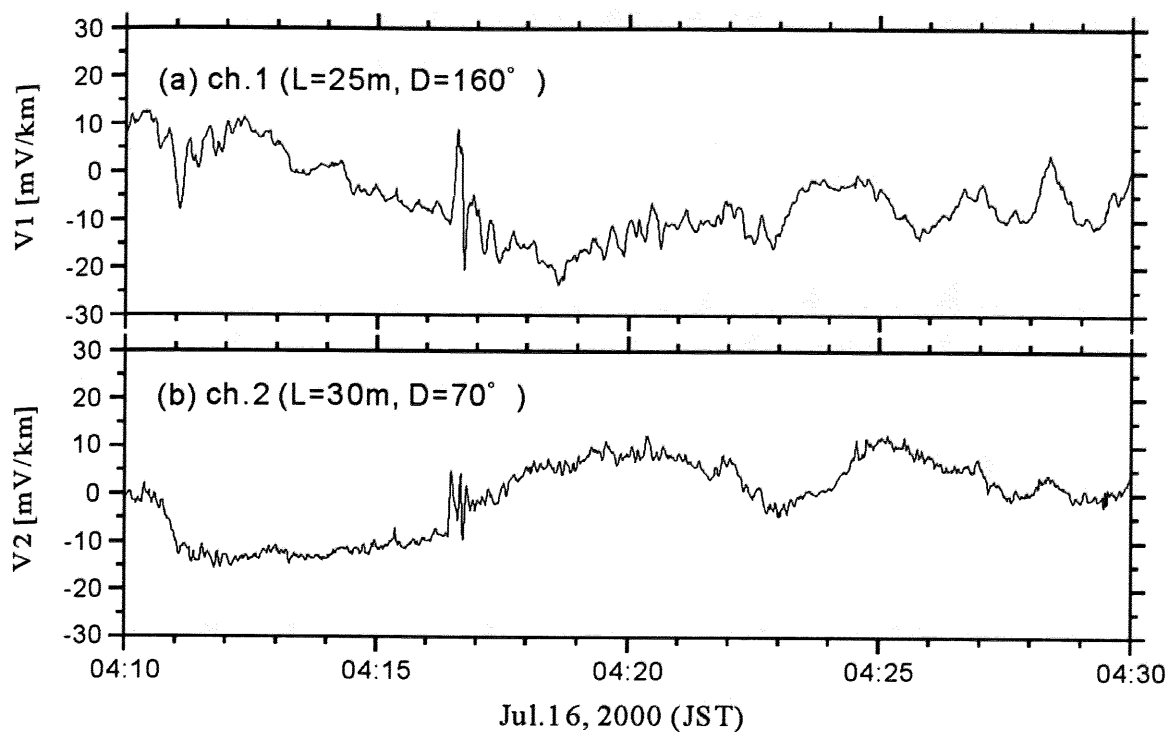


Fig.4.10 Two channels of electric field variations obtained at KYS station for an interval of 04:10 to 04:30 on July 16, 2000 (JST).

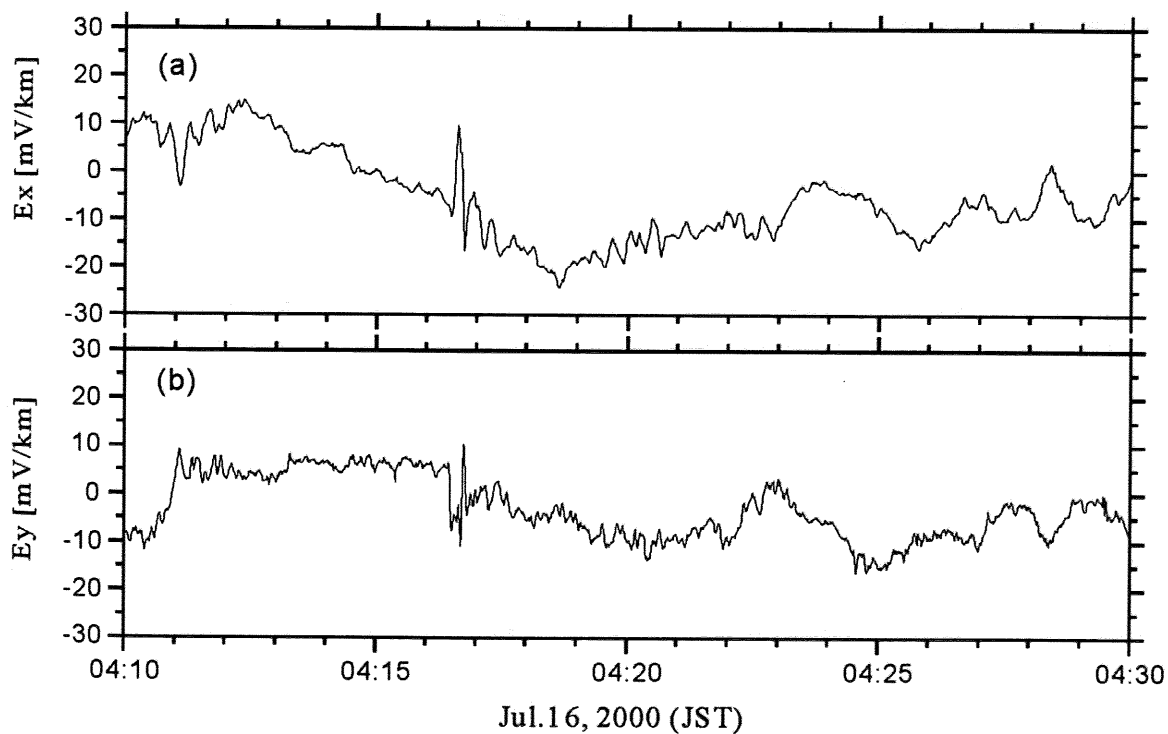


Fig.4.11 The horizontal two components of electric field variation obtained at KYS station for an interval of 04:10 to 04:30 on July 16, 2000 (JST).

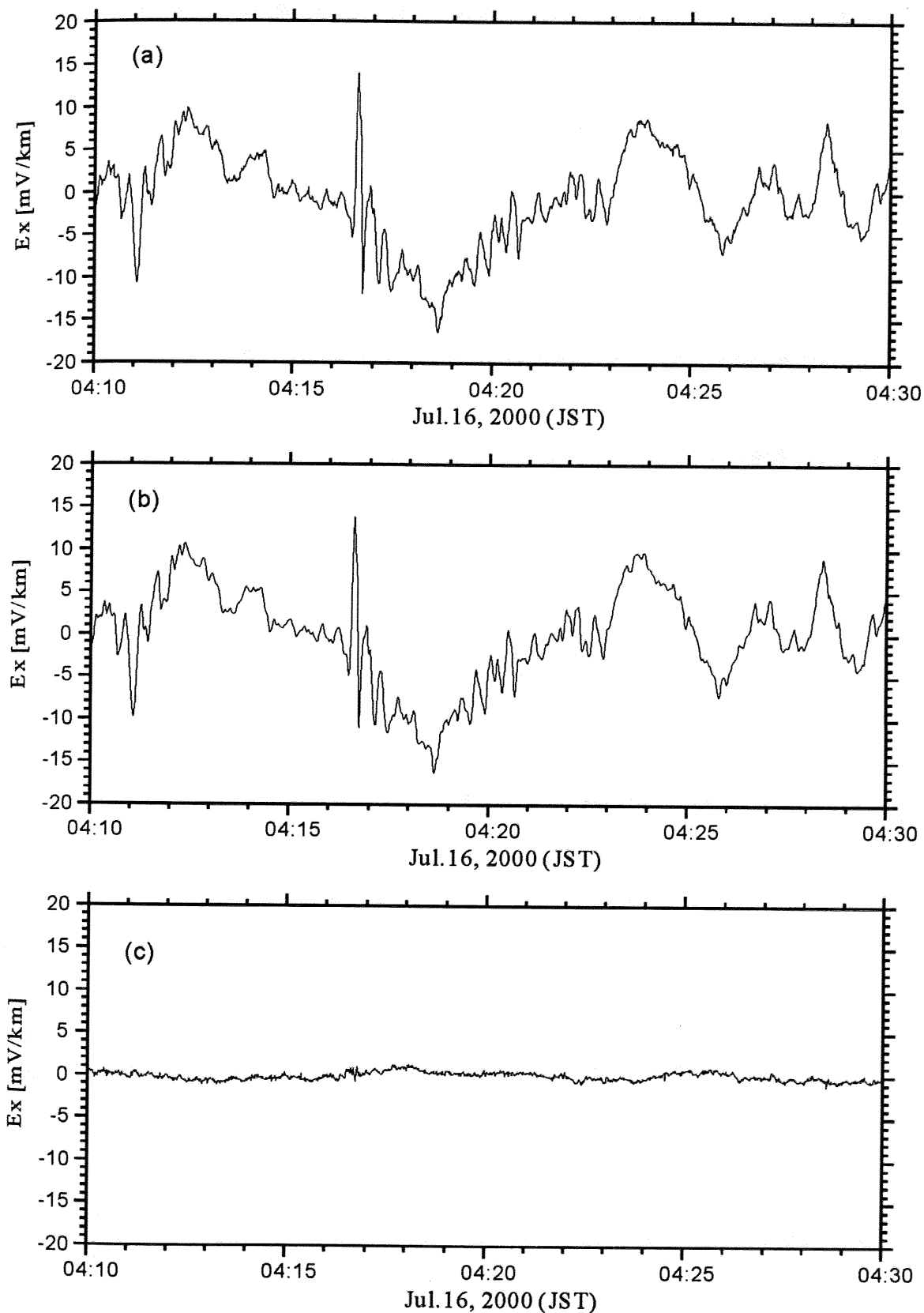
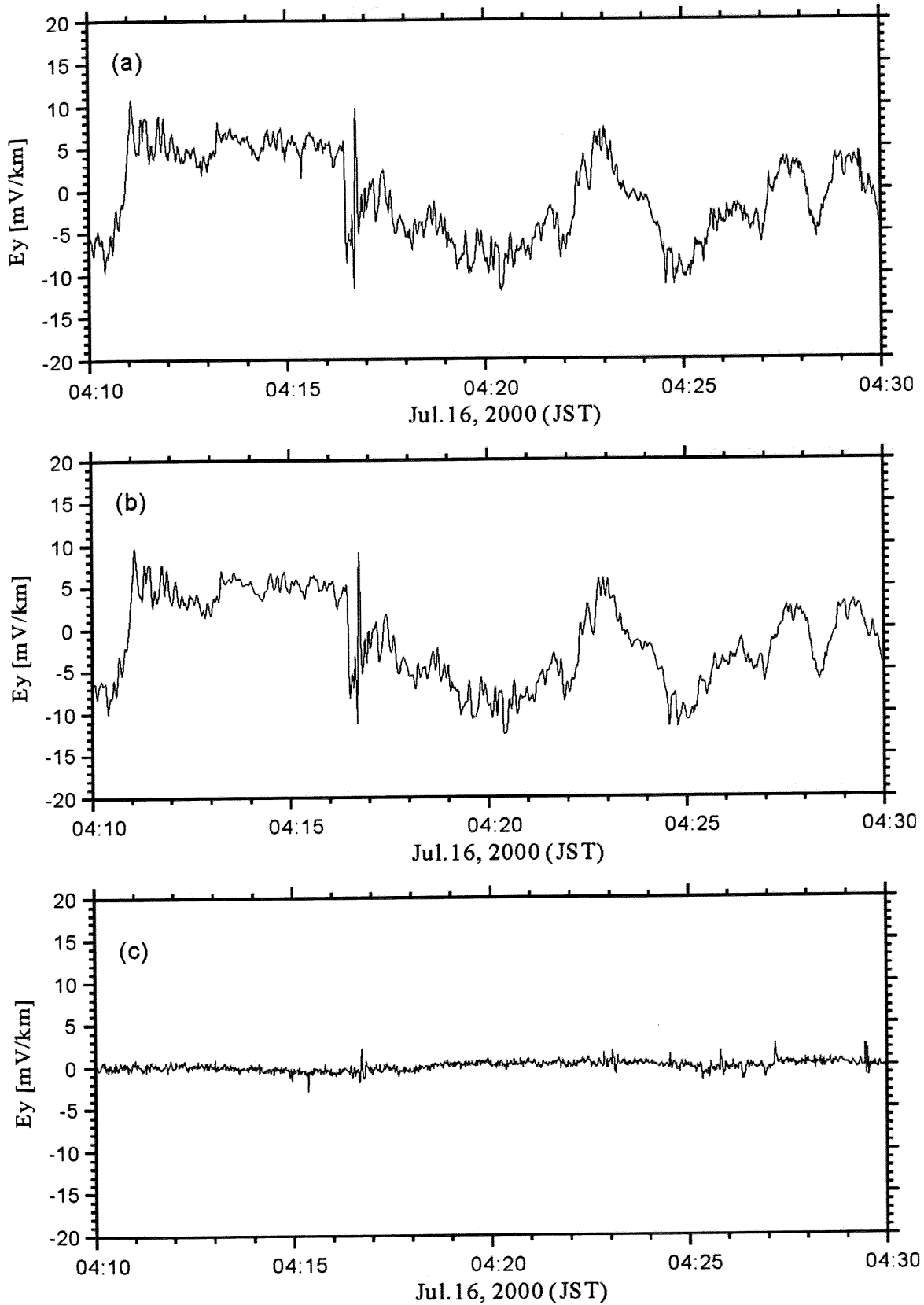
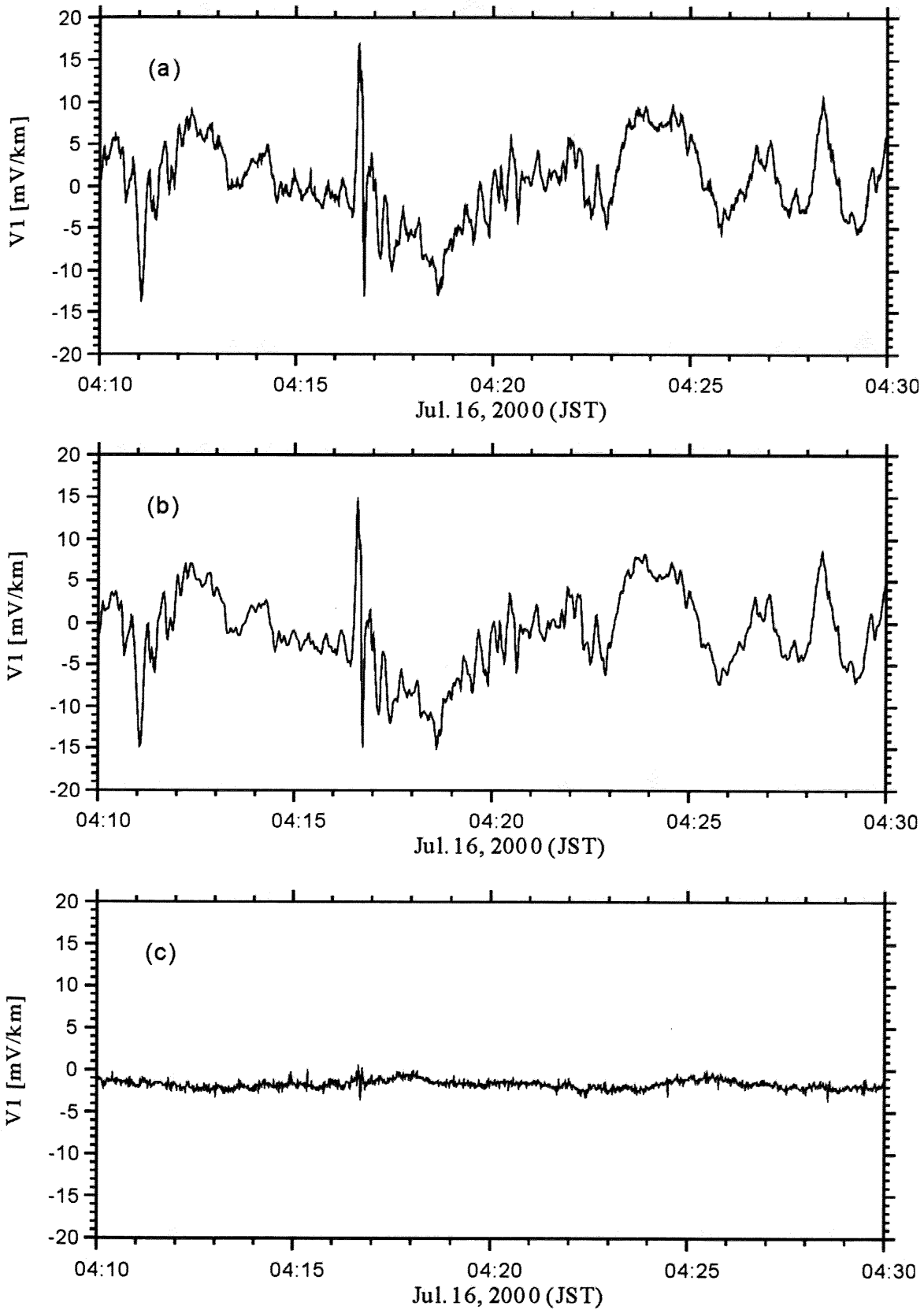


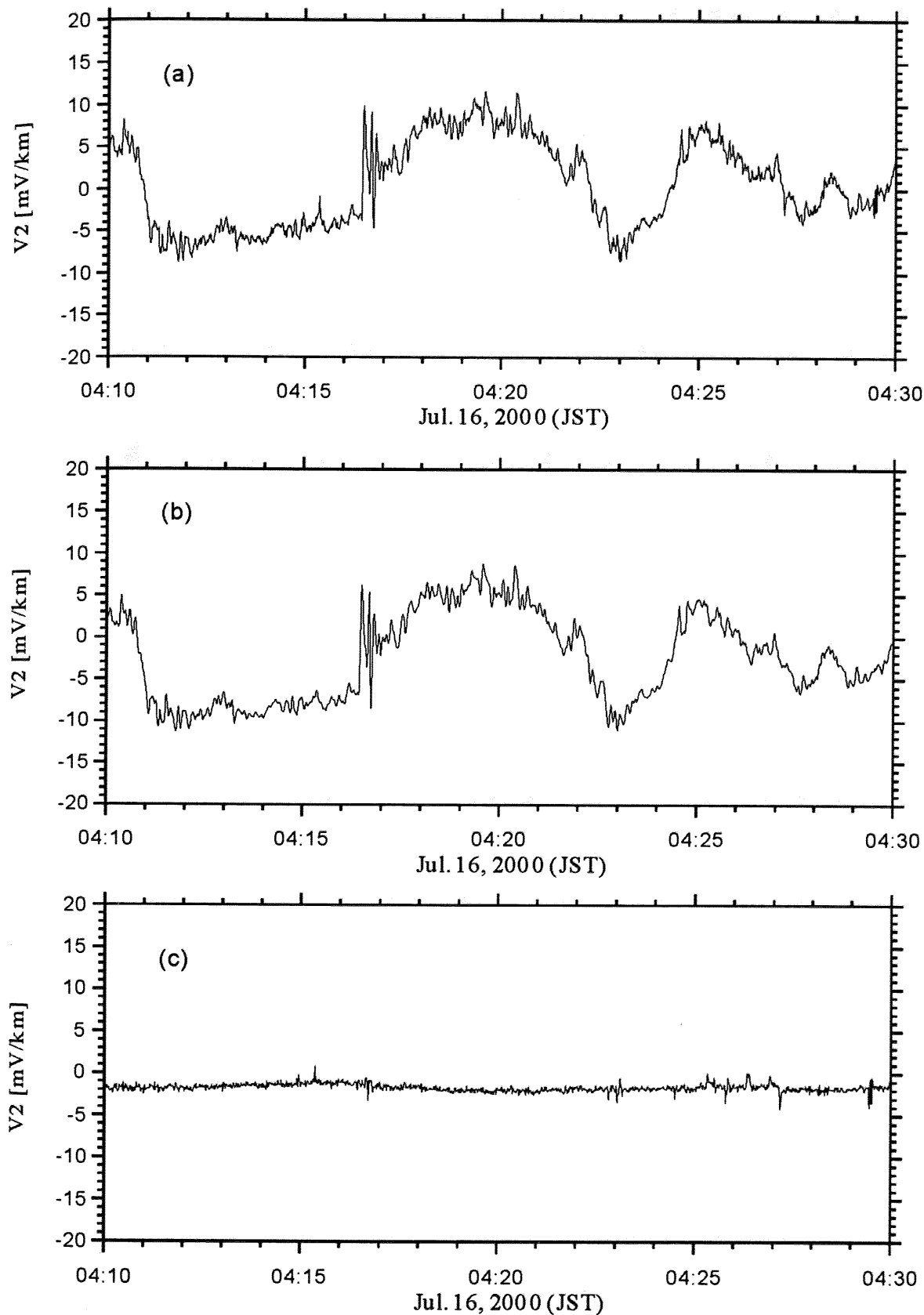
Fig.4.12 Experimental results of the reduction of the inductive fields associated with the external source field in NS component ( $E_x$ ) at KYS station. (a) shows the high-pass filtered ( $T \leq 940s$ ) original electric field at KYS. (b) illustrates the estimated inductive field at KYS with the use of the interstation electromagnetic transfer function. (c) plots the residual component.



**Fig.4.13** Experimental results of the reduction of the inductive fields associated with the external source field in EW component ( $E_y$ ) at KYS station. (a) shows the high-pass filtered ( $T \leq 940s$ ) original electric field at KYS. (b) illustrates the estimated inductive field at KYS with the use of the interstation electromagnetic transfer function. (c) plots the residual component.



**Fig.4.14** Experimental results of the reduction of the inductive fields associated with the external source field at **KYS** station. The case of the channel 1 (V1). (a) shows the high-pass filtered ( $T \leq 940$ s) original electric field at **KYS**. (b) illustrates the estimated inductive field at **KYS** with the use of the interstation electromagnetic transfer function. (c) plots the residual component.



**Fig.4.15** Experimental results of the reduction of the inductive fields associated with the external source field at KYS station. The case of the channel 2 (V2). (a) shows the high-pass filtered ( $T \leq 940s$ ) original electric field at KYS. (b) illustrates the estimated inductive field at KYS with the use of the interstation electromagnetic transfer function. (c) plots the residual component.

## 4.5 地震電磁気信号の検出の可能性の検証

本節では、提案法によってグローバル地磁気変動による誘導電場変動が除去された後、地震電磁気信号の検出が可能であるか、シグナルモデルを混入したモデルデータを使用して検証する。

### 4.5.1 地震電磁気信号 (Seismic Electric Signal) モデル

第1章において述べたように、地表における地電位差観測を行い、地震の発生前に特徴的に出現する電気信号を検出して地震の発生を予知する手法として、ギリシャにおけるVAN法 (e.g. Varotsos et al., 1984a, 1984b, 1991, 1996) がある。VAN法では、電場の異常信号を地震電磁気信号 (Seismic Electric Signal, 略してSES) と名付けている。SESには3つのタイプがあり、「独立のSES」、「SES activity」、「GVEF (Gradual Variation of Electric Field)」と呼ばれる長周期の変化があり、それぞれ地震発生への先行時間などに違いがあるとされる (e.g. Varotsos, 1996; 上田, 1991)。独立のSESは、30秒から数時間に渡り継続する地電位差の基線レベルからのオフセットであるとされる (see Fig.4.16)。SES activityは、数mV程度のオフセットが数秒から数百秒間継続し、これが不規則に数十分から数時間にわたり繰り返す。時系列では、矩形波の繰り返しとして確認される (Fig.4.17)。GVEFは、ひと月程度に渡り電位差が大きく振動するとされる。

本節では、SESを矩形信号として考え、SESモデルを作成する。Fig.4.18に、SESモデルを示す。ここでは、7つの矩形信号 (振幅: 3.0 [mV/km]) を継続時間を変えて異なる時刻に混入する。継続時間 ( $\tau$ ) をそれぞれ、10秒, 10秒, 20秒, 10秒, 100秒, 200秒, 300秒とする。これらの信号をKYSのch.1 (Fig.4.10(a)) に加えて、モデルデータを作成する。Fig.4.19にデータを示す。Fig.4.19 (a)は、KYSにおけるch.1の生データ (2000年7月16日04:00~04:40, JST) である。Fig.4.19 (b)は、生データにSESモデルを加えた“モデルデータ”である。この期間は、地磁気活動度が非常に高いため、グローバル地磁気変動による誘導電場成分が卓越している。Fig.4.19(b)を目視する限り、SESモデルの存在は確認できない。



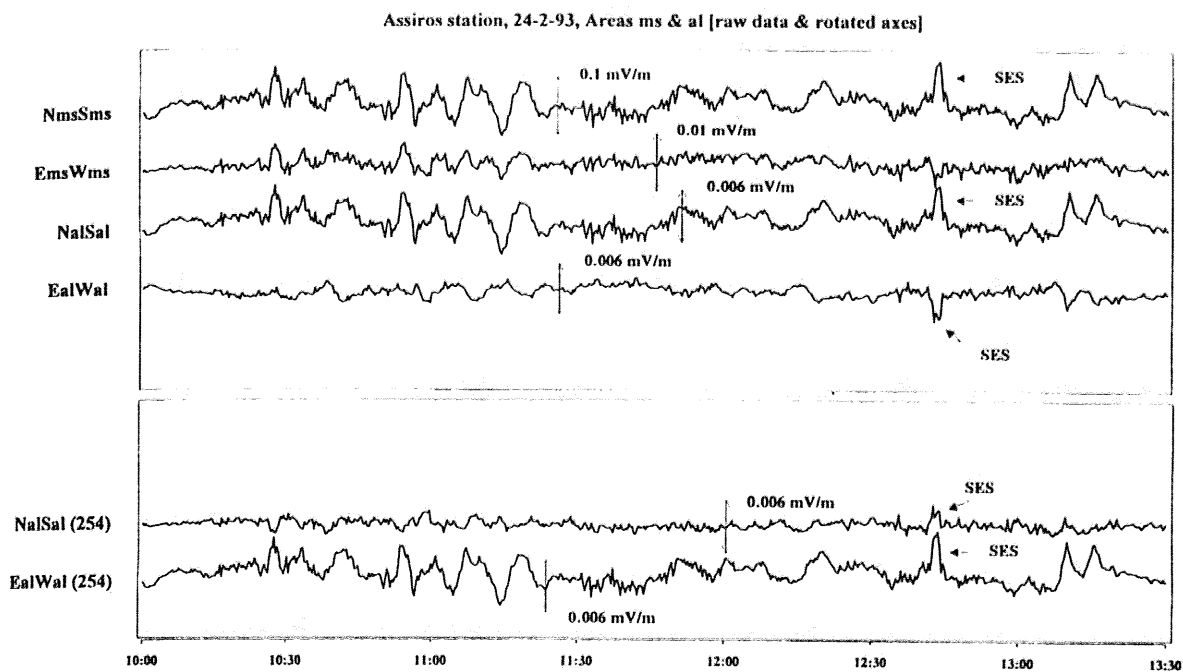


Fig.4.16 An example of the SES observed at ASS station in Greece (Varotsos et al., 1996). All the scales are in mV/m.

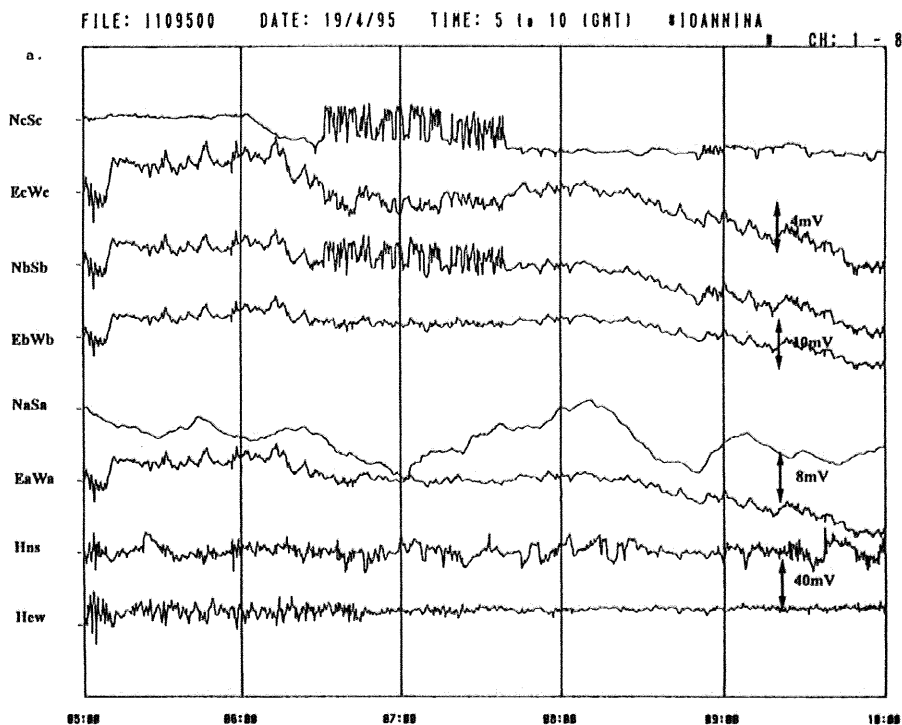


Fig.4.17 The example of the “SES activity” recorded at IOA on April 18, 1995 which led to the prediction of the M6.6 EQ (Varotsos et al., 1996). All the scales are in mV.

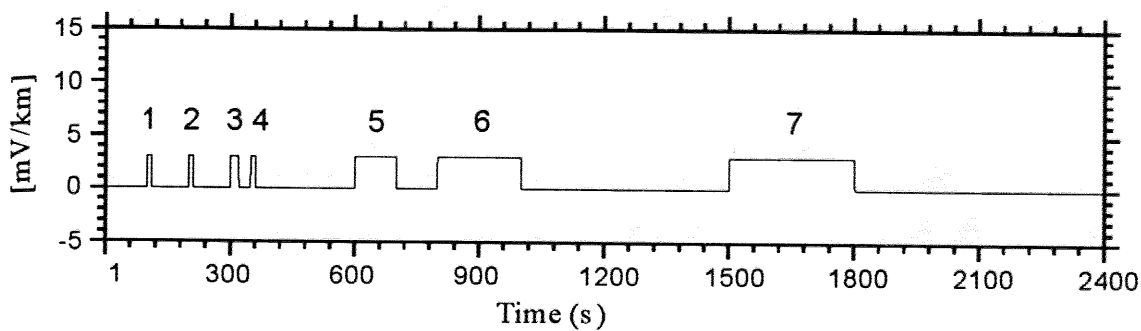
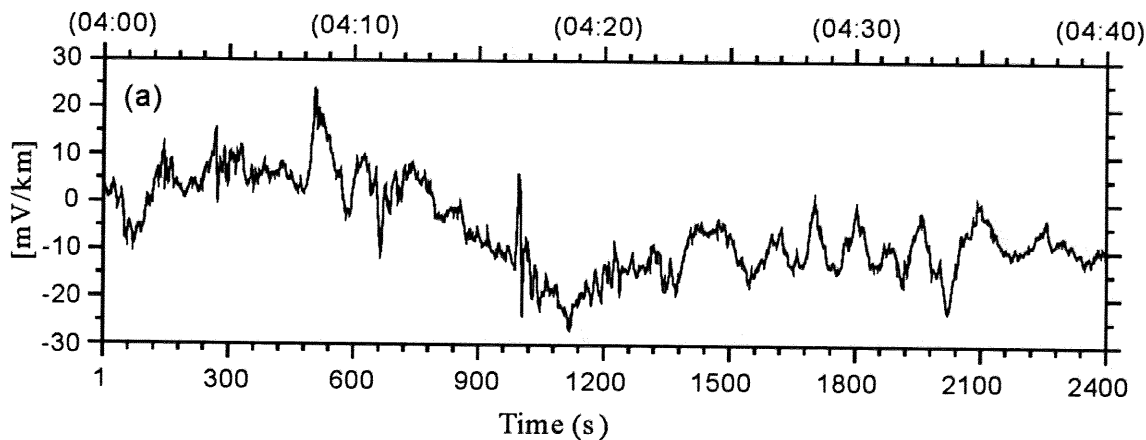


Fig.4.18 The SES model used in this study. The amplitude of rectangular signals is 3 mV/km. The duration time ( $\tau$ ) are 10s, 10s, 20s, 10s, 100s, 200s, and 300s, respectively.

(a) The raw data (ch.1)



(b) Model data with "SES model"

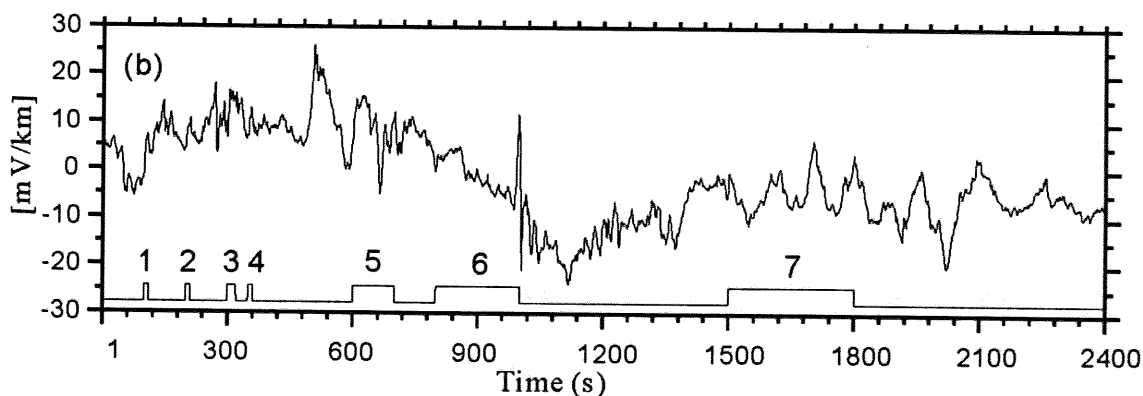
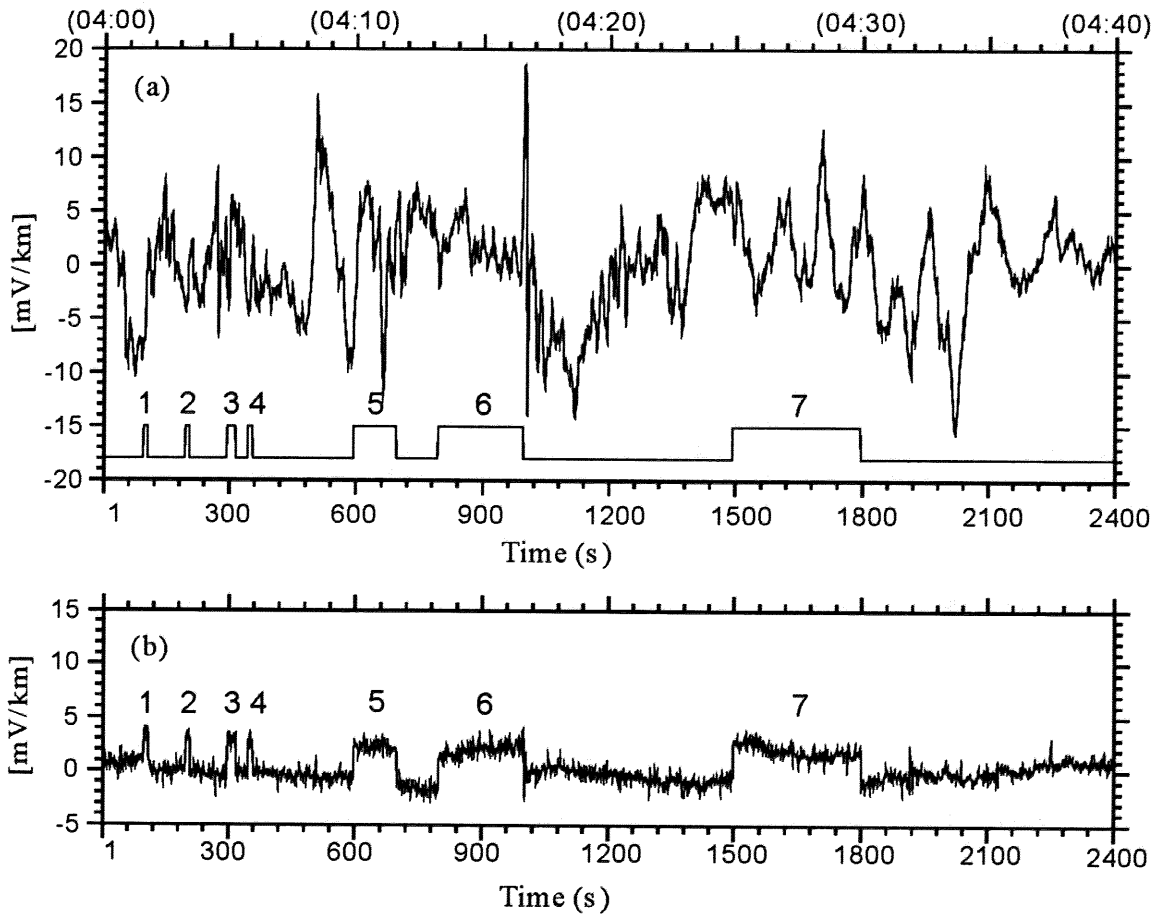


Fig.4.19 The model data used in this study. (a) The raw data of electric potential changes of ch.1 at KYS station for an interval of 04:00 to 04:40 on July 16, 2000 (JST). (b) The data with the "SES model" shown in Fig.4.18. The feature of the SES model are also illustrated.

## 4.5.2 解析

Fig.4.20 に、本手法の適用による地磁気誘導電場成分の除去結果を示す。Fig.4.20(a)は、モデルデータの  $T \leq 940s$  でのハイパスフィルタ出力である。同時に、混入した SES モデルを表示する。ハイパスフィルタの適用によっても、SES モデルの存在は目視では確認できない。Fig.4.20(b)は本手法の適用による残差成分である。Fig.4.14(c)の残差成分 (ch.1) と同様に、グローバル地磁気変動による誘導電場成分が適切に除去されていることがわかる。また、SES モデルが明確に検出されたことがわかる。結果より、SES モデルの時刻、継続時間、振幅の情報は有意に復元されたことが明らかにされた。その一方で、特に継続時間が長くなると、矩形信号のオフセット付近で波形が歪む傾向が見られる。また、矩形信号の中心部分がくぼむ傾向も見られる。これは、SES モデル 7 ( $\tau = 300s$ ) で比較的顕著である。原因として、本手法の解析上の 2つの問題が考えられる。一つは、ウェーブレット変換の基底関数として使用した Morlet ウェーブレットが指数関数  $e^{i\omega x}$  を含むために、矩形信号のオフセット付近で Gibb's 現象が生じる問題である。もう一つは、ハイパスフィルタ出力であるために、直流成分がカットオフされる問題である。これは、インターステーション電磁場応答関数が有意に推定される周期帯が数秒から 1,000 秒程度に限定されることに起因する。現状ではハイパスフィルタのカットオフ周期以上の継続時間を持つ矩形状信号に関しては、ウェーブレット変換および逆変換によって元の矩形状信号を再構成することはできない。もとの矩形状信号を忠実に復元するためには、より長周期の信号成分を再構成に使用する必要がある。

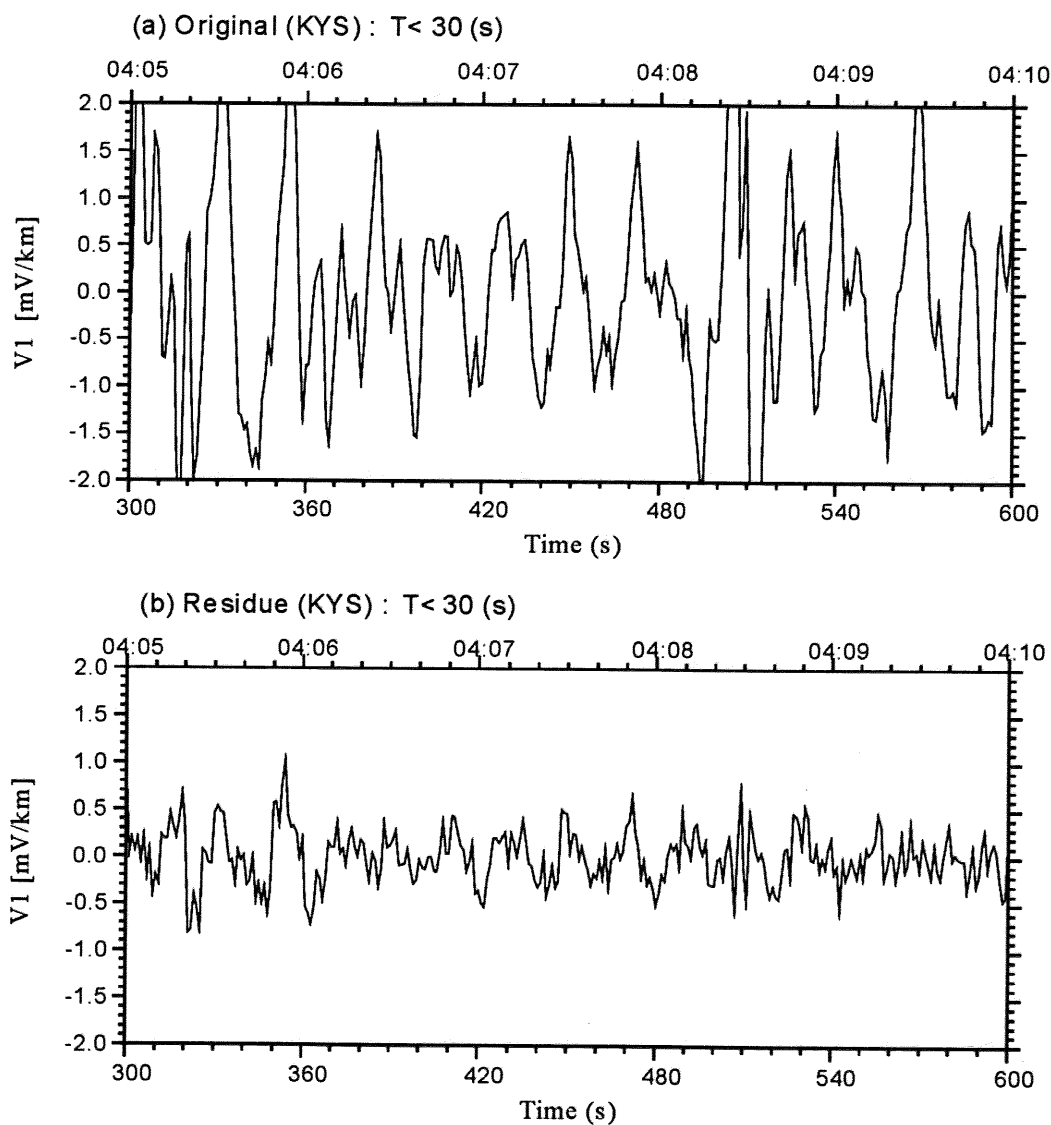


**Fig.4.20** The results of verification of the signal discrimination of SES from background noises. (a) The high-pass filtered model data ( $T \leq 940s$ ). The feature of the SES model are also illustrated. (b) The results of the elimination of the inductive fields associated with the external source field ( $T \leq 940s$ ). The numbers in the figure correspond to the indices of the SES model shown in Fig.4.18.

### 4.5.3 SES モデルの検出限界

本節では、SES モデルの背景ノイズからの検出限界を明らかにするため、SES モデルの振幅を段階的に変えて時系列データに混入して、提案法を適用した結果を議論する。本節でも ch.1 の電場データを使用する。

はじめに、オリジナルデータおよび背景ノイズのノイズレベルを確認する。オリジナルデータの信号強度は、Fig.4.10(a)に示すとおり、約 30 [mV/km] 程度であり、



**Fig.4.21** The high-pass filtered ( $T < 30$ s ) electric field data at KYS station at the interval of 300 to 600 data points (corresponding to 04:05 to 04:10 ). (a) Original data. (b) Residual component. The amplitude of the background noise changes from  $\approx 1.5$  to  $\approx 0.5$  [mV/km] by using the ISTF approach.

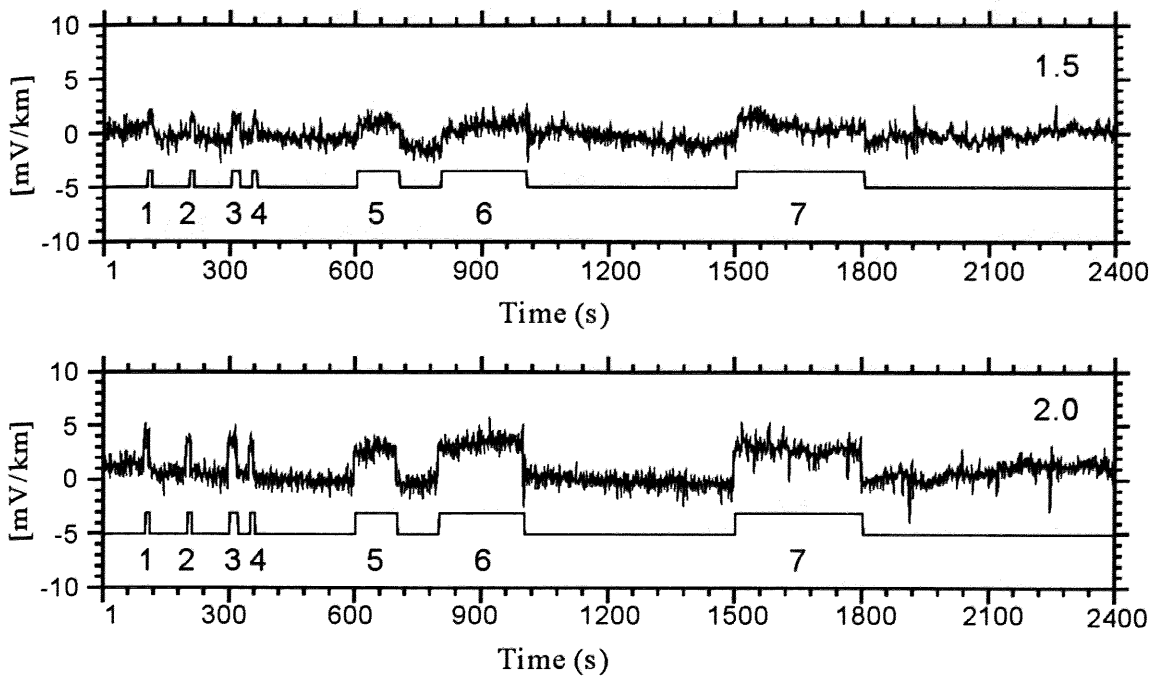
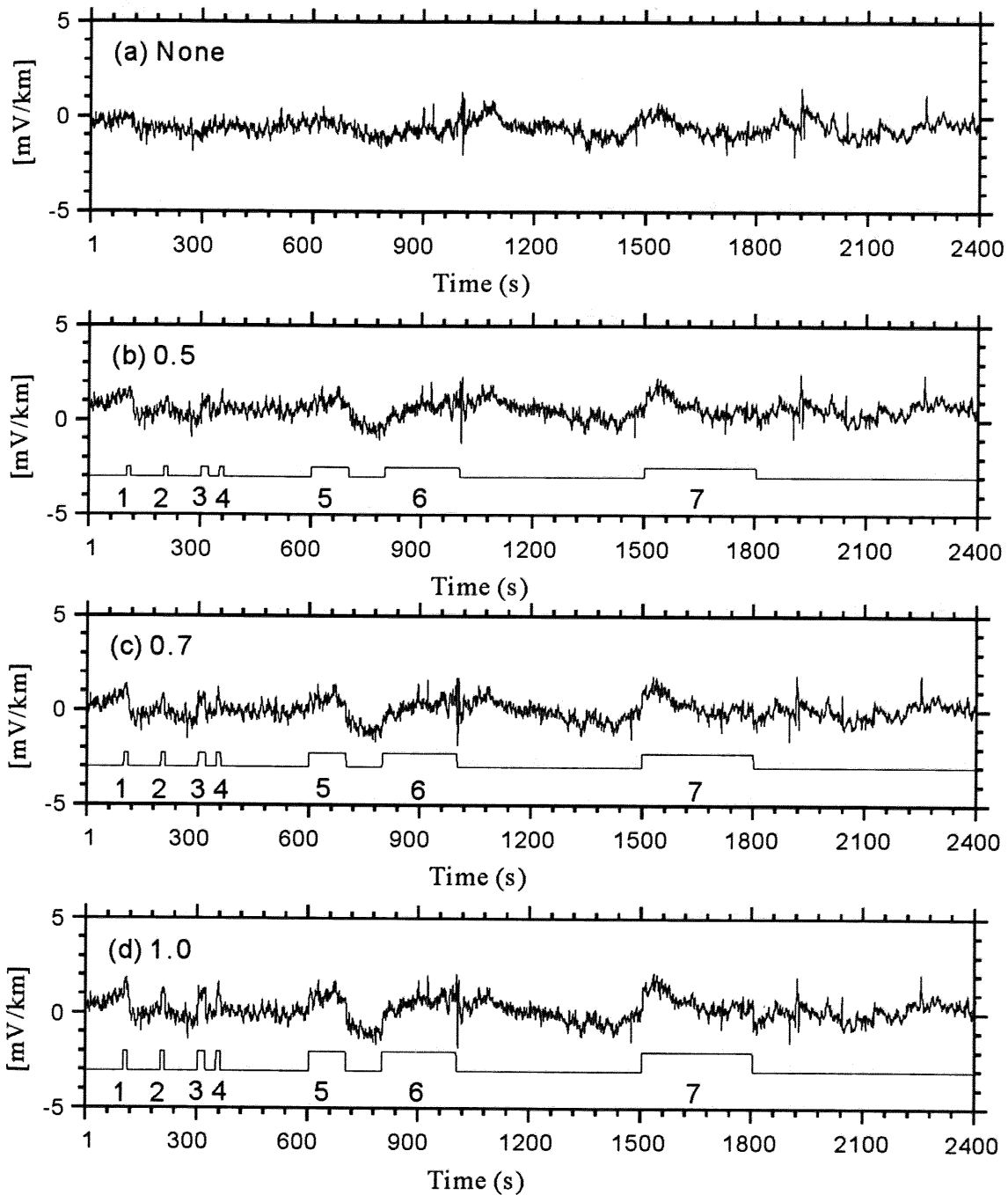


Fig.4.22 The comparative results of the detection of SES model, in which the amplitude of signal are set to 1.5, and 2.0 [mV/km], respectively. SES models are also shown simultaneously.

ハイパスフィルタ ( $T \leq 940$ s) の適用 (Fig.4.14(a)) によっても、約 20 [mV/km] 程度になる。背景ノイズレベルを確認するために、Fig.4.21 (a)にオリジナルデータのハイパスフィルタ出力 ( $T < 30$ s) を示す。図より、約 3.6 [mV/km] の範囲に分布することがわかる。これらの中には、グローバル電磁場変動が含まれている。

一方、グローバル電磁場変動の除去後の残差成分 (Fig.4.21(b)) を見ると、約 1.0 [mV/km] の範囲に分布することがわかる。したがって、本手法の適用によって、背景ノイズレベルの減少が実現されたことがわかる。これによって、より小さな SES モデルの検出が可能になることが期待できる。なお、以降は電場の単位 “mV/km” を省略して記述する。

Fig.4.22 に、振幅 1.5 と 2.0 における残差成分 ( $T \leq 940$ s) を示す。全ての SES モデルが有意に確認される。さらに、Fig.4.23 に SES モデルの振幅を 0.5, 0.7, 1.0 にした場合の残差成分を示す。振幅 1.0 では、全ての SES モデルにおいて目視で確認できるが、振幅が減少すると継続時間  $\tau$  が 100 秒以上の SES モデルの検出が困難になる。一方、 $\tau = 10, 20$  秒程度では振幅 0.5 まで存在を確認することが可能である。



**Fig.4.23** The comparative results of the detection of SES model, in which the amplitude of signal are set to 0.5, 0.7 and 1.0 [mV/km], respectively. SES models are also shown simultaneously.

#### 4.5.4 ウェーブレット変換のフィルタ特性

4.5.2 節において、矩形状信号のウェーブレット逆変換の際はマザーウェーブレットのフィルタ特性の問題を考慮する必要があることが示唆された。本節では、矩形状信号のウェーブレット変換によるフィルタ出力を、3つの継続時間 ( $\tau$ ) について比較することにより、実際の観測におけるこれらの検出の可能性について検討する。 $\tau$ はそれぞれ、300秒、3000秒、6000秒とする。振幅は5.0 (mV/km) とする。ウェーブレット変換の逆変換の際に、940秒以下のスケールを再構成に使用することで、ハイパスフィルタ出力であると見なす。

Fig.4.24は、検証に使用する時系列データである。シミュレーション用のデータは、Box-Muller法 (Numerical Recipes in Fortran 77) により、振幅がガウシアン分布になるようにランダムに発生させた。データは10800点(秒)からなる。Fig.4.25に、振幅の分散を示す。矩形信号モデルは、5400秒を矩形信号の中間点として混入された。

Fig.4.26~Fig.4.28はそれぞれ、 $\tau=300$ 秒、3000秒、6000秒の矩形信号モデルおよびフィルタ特性の解析結果である。それぞれ、矩形信号モデル(上)、ハイパスフィルタ出力(中;  $T \leq 940s$ )、ランダムデータ (Fig.4.24) との残差成分(下)である。 $\tau=300$ 秒の場合、ハイパスフィルタ出力の効果は小さく、矩形状信号の形状を保ったままの再構成が可能である。他方で $\tau=3000$ 秒、6000秒では矩形状信号の中央部が矩形状信号の前後における基線レベルと同等になり、矩形の形状は維持しない。この傾向は $\tau=6000$ 秒の方がはっきりしている。矩形状信号のオフセットの開始および終了時において、波形の歪みが互いに逆位相を示すため、矩形状信号の場合にはこのような特徴を見つけだすことで検出が可能になる。



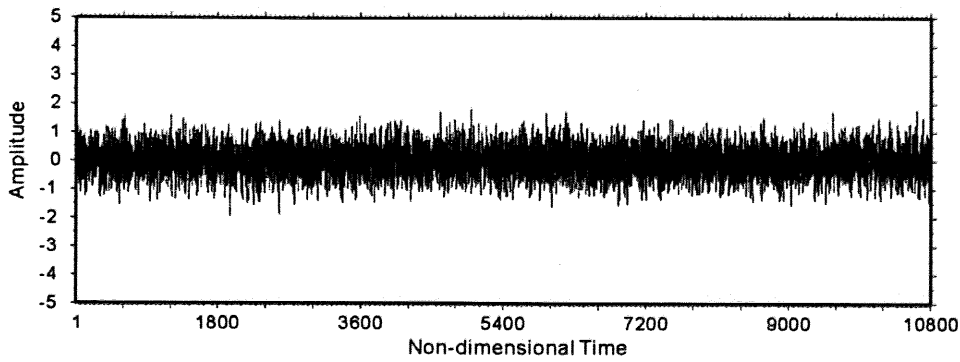


Fig.4.24 Random noise with Gaussian distribution generated with the use of the Box-Muller method (cf. Numerical Recipes in Fortran 77).

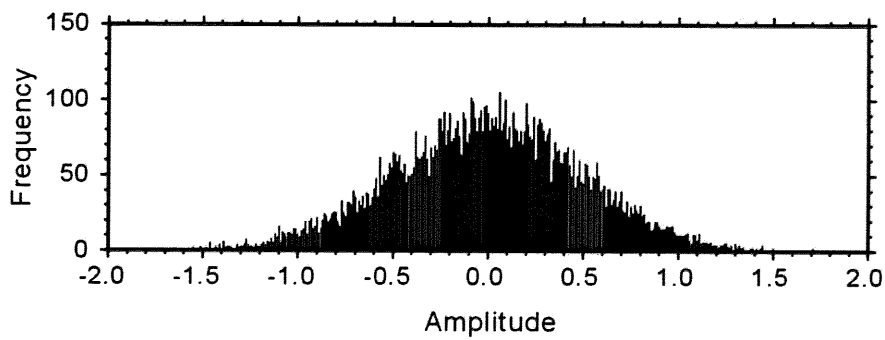


Fig.4.25 The distribution of amplitude of random noise shown in Fig.4.24.

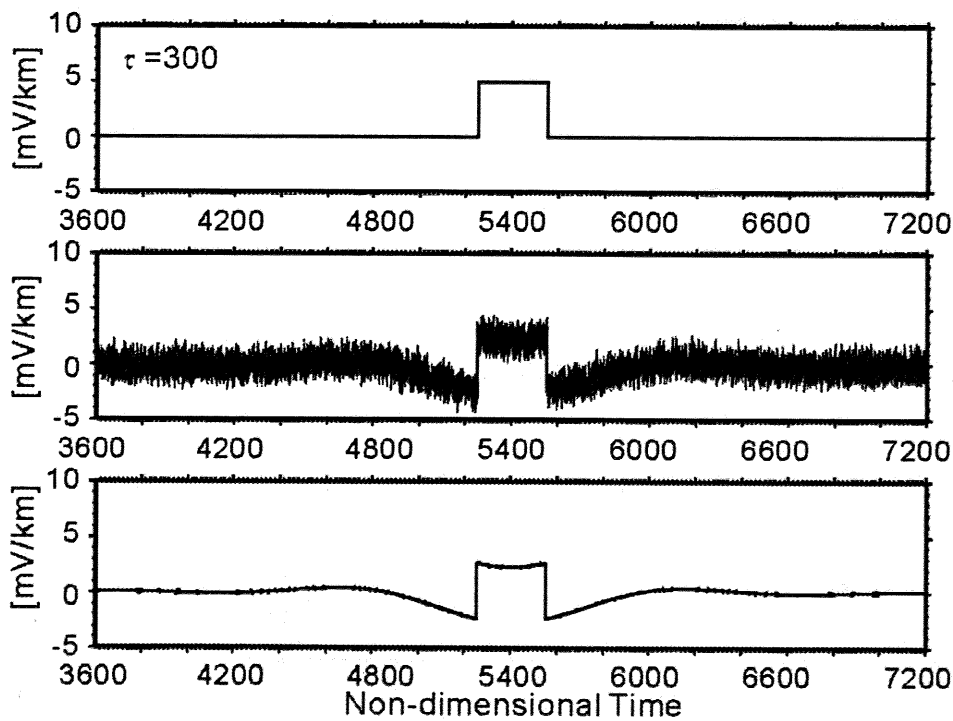


Fig.4.26 The high-pass filtered ( $T \leq 940s$ ) rectangular signal. Upper panel: signal model (amplitude = 5 mV/km,  $\tau = 300s$ ). Middle panel: Reconstructed random data with signal model ( $T \leq 940s$ ). Bottom panel: Residuals of the raw data (see Fig.4.24) and reconstructed data shown in the middle panel ( $T \leq 940s$ ).

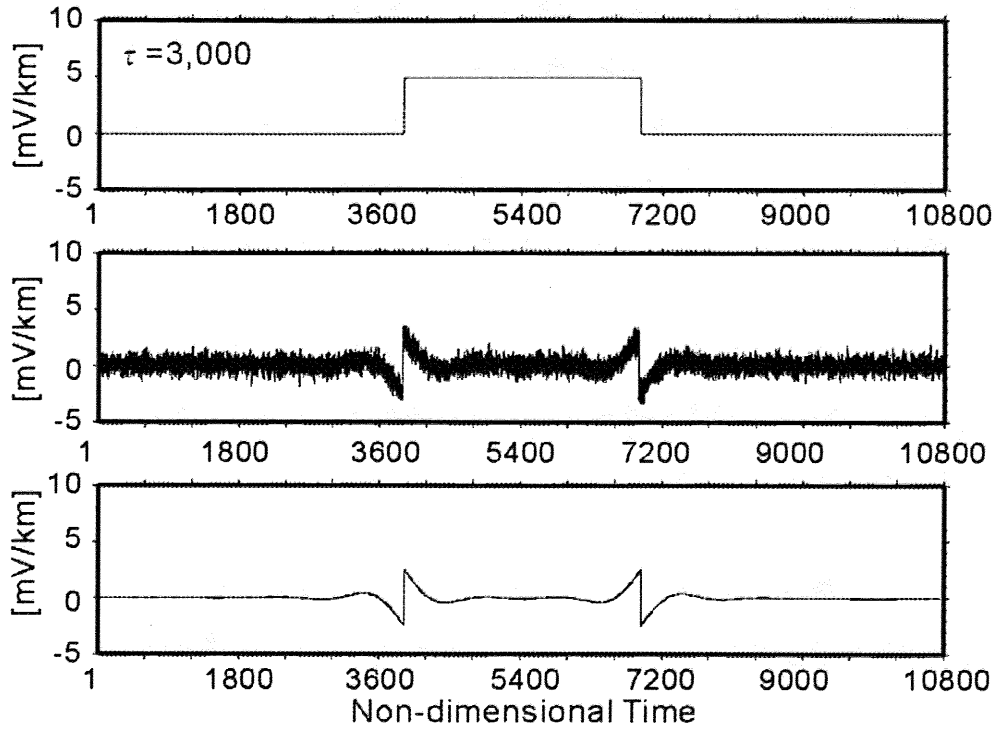


Fig.4.27 The high-pass filtered ( $T \leq 940s$ ) rectangular signal. Upper panel: signal model (amplitude = 5 mV/km,  $\tau = 3,000s$ ). Middle panel: Reconstructed random data with signal model ( $T \leq 940s$ ). Bottom panel: Residuals of the raw data (cf Fig.4.24) and reconstructed data shown in the middle panel ( $T \leq 940s$ ).

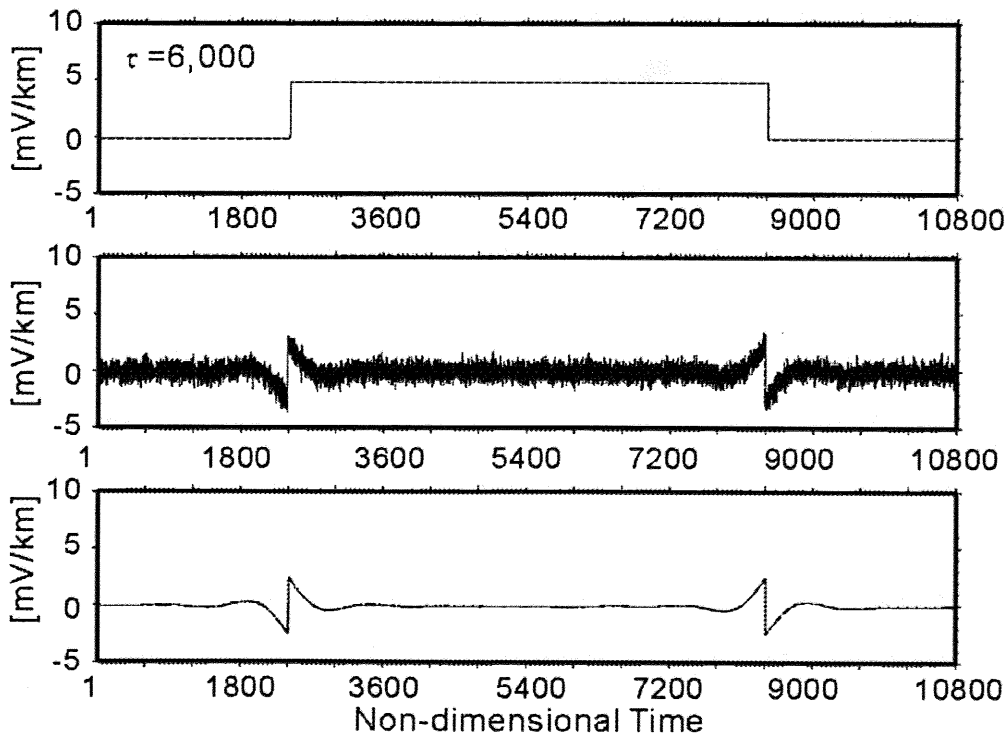


Fig.4.28 The high-pass filtered ( $T \leq 940s$ ) rectangular signal. Upper panel: signal model (amplitude = 5 mV/km,  $\tau = 6,000s$ ). Middle panel: Reconstructed random data with signal model ( $T \leq 940s$ ). Bottom panel: Residuals of the raw data (cf Fig.4.24) and reconstructed data shown in the middle panel ( $T \leq 940s$ ).

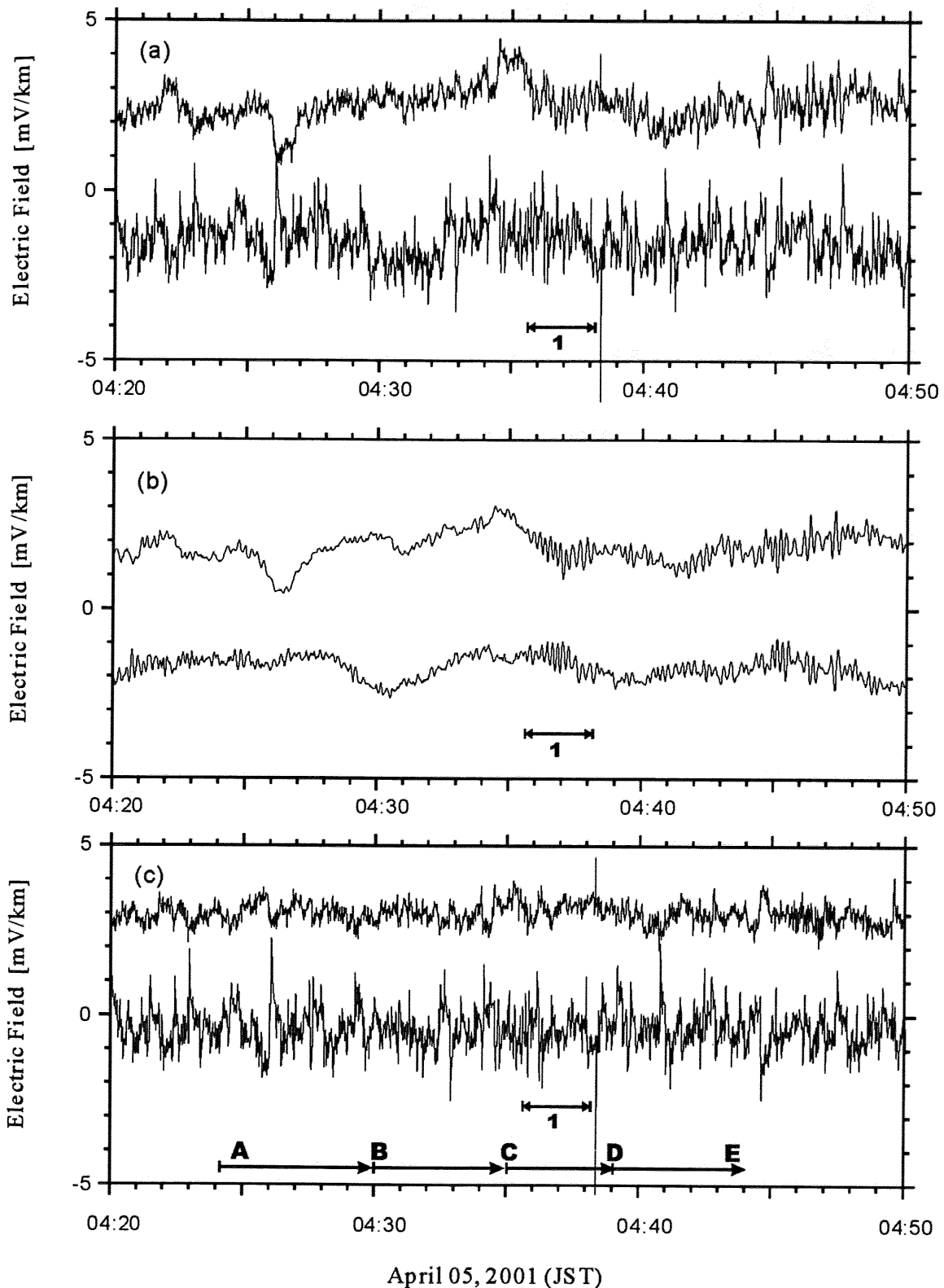
## 4.6 人工ノイズの影響について

前節までは、本手法の有効性を示すために人工ノイズレベルの低い夜間のデータを使用して検証を行った。第2章で述べたように、KYS観測点の電場データは04:24の始発電車から00:29の終電の到着時刻まで、JR外房線の走行に伴う電磁ノイズの影響を受ける。本節では、電場データに出現する直流電車起源の電磁ノイズの特長を示す。

Fig.4.29は、KYSの電場データに提案法を適用した結果である。期間は、第3章での磁場データへの適用に合わせるため、2001年4月5日04:20~04:50(JST)を選んだ。図中の区間(1)は、周期12.5秒の地磁気脈動が出現する期間に相当する。(a)、(b)、(c)はそれぞれ、オリジナルデータ、インターステーション法を使用したKYSでのグローバル電磁場変動の推定値、残差成分を表す。いずれもハイパスフィルタ出力( $T \leq 940s$ )である。各パネルの上は $E_x$ 成分、下は $E_y$ 成分である。Fig.3.26~Fig.3.28の参照により、磁場データと同時に電車の走行に伴うトランジェント信号の混入が確認される。

Fig.4.30は同日07:35~07:45(JST)の10分間におけるKYSでの残差成分である。(a)、(b)はそれぞれ、 $E_x$ 、 $E_y$ 成分を表す。この時間帯は朝のラッシュ時にあたり、複数の電車が行き交う。図より、電車ノイズの波形は $E_x$ 成分では矩形形状であるが、 $E_y$ 成分は矩形形状信号に加えてパルス状信号が混入していることが分かる。パルス状信号は、矩形形状信号のオフセット終了時に発生しており、逆の極性を示すことから、電力供給のノッチオフに伴う逆起電力によると考えられる。このような電磁ノイズの波形は、鉄道変電所と電車および観測点の位置関係に依存し、さらに地下の電気伝導度分布の影響を受ける。

電車の走行に伴う電磁ノイズの形状は矩形あるいはパルス状であるので、同じく矩形形状信号に近似される地震電磁気信号(SES)との識別は困難である。よって、現状では提案法の適用は電車の運行時間外に限られる。今後は、これらを適切に弁別するための手法開発が重要な課題となる。



**Fig.4.29** Experimental results of the global inductive field reduction in the electric field at **KYS** station for an interval of 04:20 to 04:50 on April 05, 2001 (JST), which are corresponding to the geomagnetic field shown in **Fig.3.26**, **Fig.3.27**, and **Fig.3.28**. (a) The high-pass filtered original data. NS (upper line), and EW (lower line), respectively. (b) The estimated global inductive field. (c) Residual component. The arrow (1) indicate the period when the geomagnetic pulsations turned up. The alphabetic indices indicate the location of the passenger stations where the first train is running through (*cf.* **Fig.3.25**).

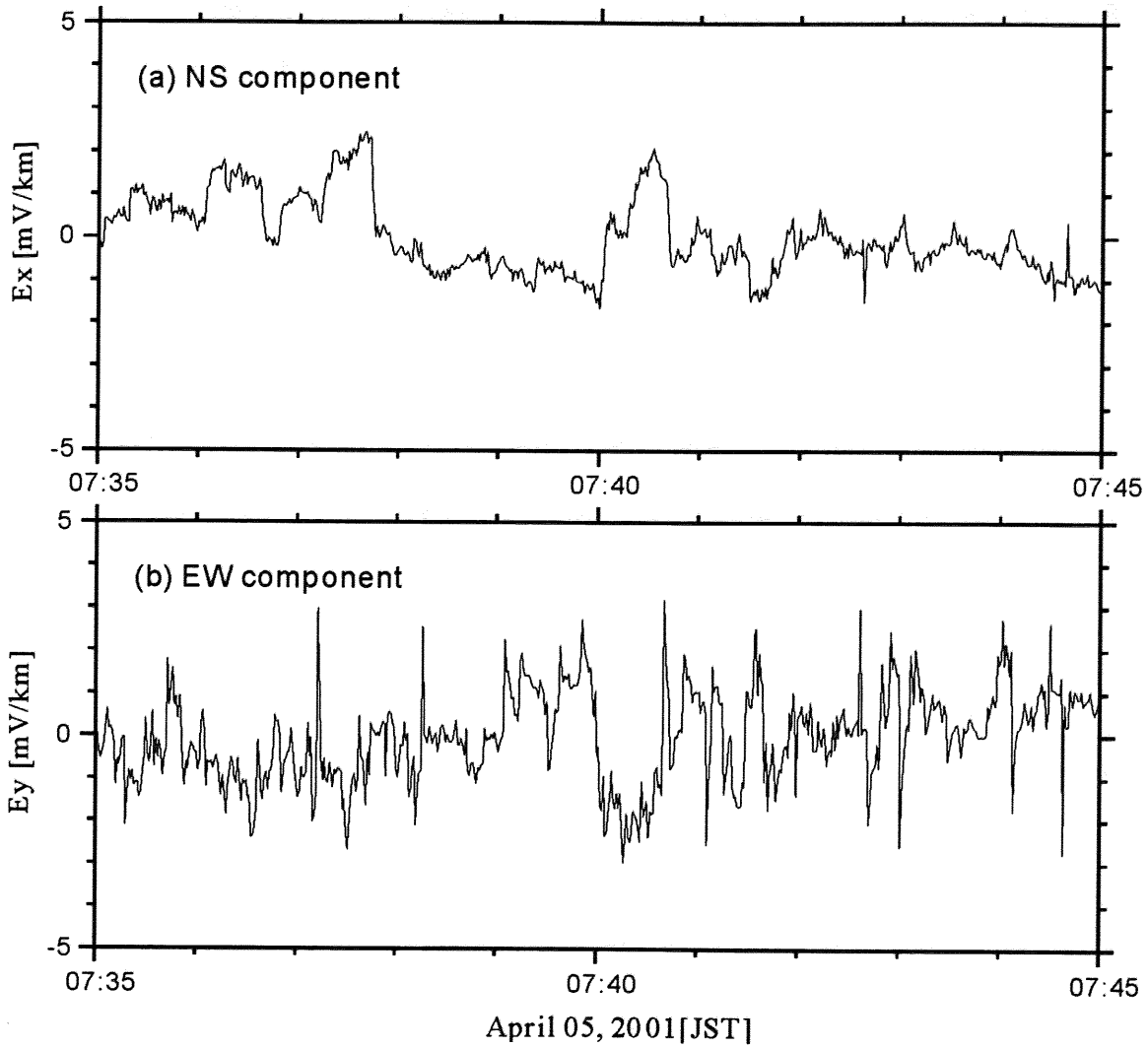


Fig.4.30 An example of the residual components in the time interval when the DC-driven train is running through nearby the KYS station. (a) NS, and (b) EW components, respectively.

## 4.7 まとめ

本章では、周期数秒～約 1,000 秒の帯域における地電位差データからグローバル地磁気変動による大地の誘導電場成分を除去するために、インターステーション法および連続ウェーブレット変換の適用を試みた。

地表で観測される磁場と電場は、電磁場応答関数によって関係づけられており、MT 法として地下構造探査に広く利用されてきた。したがって、これまでも電磁場応答関数を利用して地磁気誘導電場変動の除去が試みられ、その有効性が確かめられてきた。従来法は主に VAN 法への適用が目的とされ、地震電磁気信号 (SES) は直流電流であって地磁気データには出現しない、という仮説に基づいている。そのため、地電位差観測点と同地点での磁場データを使用して、誘導電場成分の除去が可能とされてきた。しかし、グローバル電磁場変動のみを弁別するためには、電場・磁場で相関のある電磁波の混入は、信号の弁別に誤差をもたらす原因となる。本研究では、同一観測点での磁場データの使用を避けるために、レファレンス観測点における磁場データを使用し、新たにインターステーション電磁場応答関数を定義した。さらに、フーリエ変換に替わり、ウェーブレット変換によるインターステーション電磁場応答関数を定式化した。

ウェーブレット変換の適用により、応答関数の入・出力成分間の関連度関数を時間・スケール (周波数) 領域で算出できる。これにより、応答関数の解析期間での平均値を推定する際に、相関度の十分に高い小区間を効率よく選ぶことが可能になった。

本論文では、長基線での地電位差観測への対応を可能にするため、磁場変動と 1 ダイポールの電場間の応答関数についてもその有効性を検証した。これは、地電流は電気伝導度の高い岩脈や破碎帯等を選択して流れるため、電気伝導度の異方性によって SES 等の電磁気現象の検出の可否がダイポールごとに異なる可能性があるためである。これは VAN 法の selectivity rule を考慮したものである。

提案法を、房総半島における地電位差データ (短基線) に適用した。レファレンスデータとして、気象庁地磁気観測所 (柿岡) の地磁気データを使用した。応答関数の推定およびグローバル地磁気変動の除去は、地磁気活動度の極めて高い期間を

使用して行われた。その結果、周期数秒から約 1,400 秒において、2 つのインターステーション電磁場応答関数がともに精度良く推定され、いずれにおいてもグローバル電磁場変動が概ね除去された。

地震電磁気信号の検出の可否を検証するため、同じデータセットに地震電磁気信号モデル（矩形信号）を混入して、グローバル電磁場変動の除去を行った。結果、矩形信号の検出は十分に可能であることが明らかになった。また、矩形状信号の検出限界は矩形信号の継続時間に依存し、100 秒以上では地電位差データの背景ノイズレベル（約 1.0 mV/km）と同程度であるのに対し、100 秒以下では 0.5 mV/km 程度まで検出可能であることがわかった。これらにより、従来不可能であった地磁気活動が活発な期間における地震電磁気現象の検出が可能になることを意味する。

一方、矩形状信号の検出のためには、マザーウェーブレットのフィルタ特性を十分に考慮する必要があることがわかった。より継続時間の長い矩形状信号を検出するためには、それに応じて長周期成分の畳み込み和が必要である。すなわち、さらに長周期での電磁場応答関数の推定が必要となる。これは、基本的には第3章と同じ問題であるが、電場データには電極の接地抵抗の変化等によるドリフトの影響を考慮する必要性がある。

本手法の適用による残差成分は、電場観測点の周辺における人工ノイズ、地震電磁気現象等の混合和であると見なされる。房総半島ではとりわけ、電車の走行に伴う電磁ノイズが深刻である。第3章における磁場データと同様に、電場データについても人工ノイズを適切に除去する信号処理手法の開発が必要である。

## 第5章

# 提案手法の適用による 地震電磁気現象検出の試み

### 5.1 はじめに

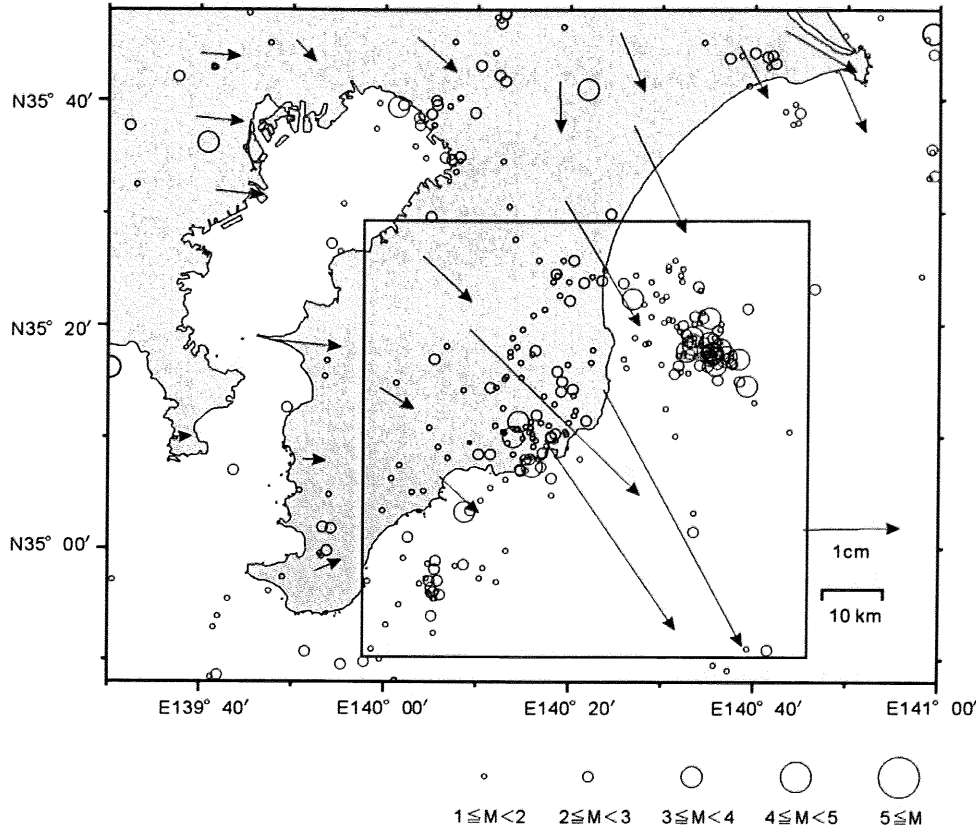
本章では、観測点の近傍で大規模な地殻変動変化が確認された期間に注目し、提案手法を適用した結果明らかになった、地震活動に関連すると見られる電磁気現象の検出例を紹介する。対象とする地殻活動は、2002年10月上旬に発生した房総半島東部スロースリップイベント（スロー地震、サイレント地震ともいう）である。本論文での提案法は、地球超高層起源の地磁気変動およびその誘導成分の除去に留まるため、人工ノイズとの弁別には至っていない。したがって、解析の対象とする時間帯を、房総半島における直流電車の運行時間外（00:30～04:00）に限定する。また、検出された地震電磁気現象と見られる異常変化についても、その解釈は慎重に行われる必要があるので、本論文では観測事実の提示のみに留めておく。

### 5.2 2002年房総半島東部スロースリップイベントへの適用

#### 5.2.1 地殻活動の概要

国土地理院によるGPS観測点の増設および即時的な解析処理体制の強化により、日本列島の地殻変動が詳細に行われている。これにより、地殻変動変化の検出が容易になり、それとともに非地震性の変動変化が日本列島各地で確認されるように





**Fig.5.1** Detrended ground displacements in the period of September 1 - December 2, 2002, at GPS stations in the Boso Peninsula relative to the Ohgata station. Open circles represent hypocenter determined by JMA ( $M_w \geq 2$  Oct. 1 to 31, 2001). (after Ozawa et al., 2003)

なった (e.g. Sagiya, 1999)。特に、数時間から数日の範囲で急激な変動変化が見られるケースは、サイレント地震と呼ばれる (川崎ほか, 1993; Hirose et al., 1999; 広瀬ほか, 2000; Ozawa et al., 2003; Sagiya, in press)。これにより、マグニチュード 6~7 クラスの地震に相当する歪みが解消される場合もあり、地震の発生だけでは説明できない、歪みエネルギーの解消が説明されている。

国土地理院の電子基準点による GPS 連続観測により、2002 年 10 月初旬から中旬にかけて千葉県大原を中心とした地域において南東へ 1cm~2cm 程度変動したと発表された。地殻変動量から地下のすべり量を推測すると、最大でおよそ 10cm 程度、モーメントマグニチュード ( $M_w$ ) 6.5 に相当する歪みエネルギーが解放されたとしている (国土地理院記者発表資料, 2002 年 10 月 18 日)。同地域では、1996 年 5 月半ばにも同エリアを中心として 1 週間から 2 週間程度にかけて南東方向に 1cm~2cm 変動する地殻変動が観測されている (e.g. Ozawa, 2003; Sagiya, in press)。

Fig.5.1 に、2002 年 10 月 1 日から同 31 日までに発生した地震の震央およびマグ

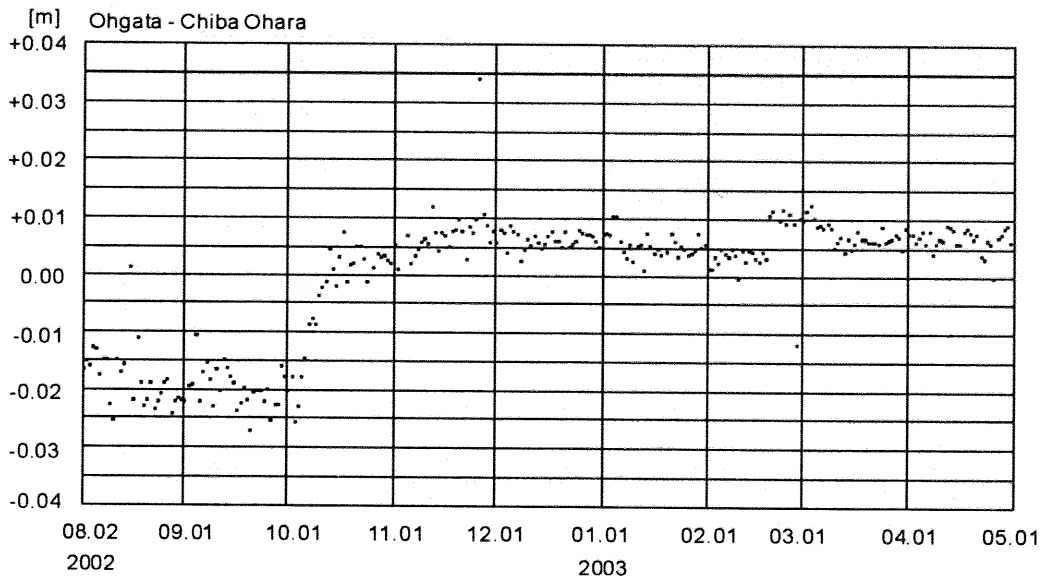


Fig.5.2 Relative crustal movement at Chiba-Ohara station in the Boso Peninsula from Ogata station in Niigata Prefecture (after GSI).

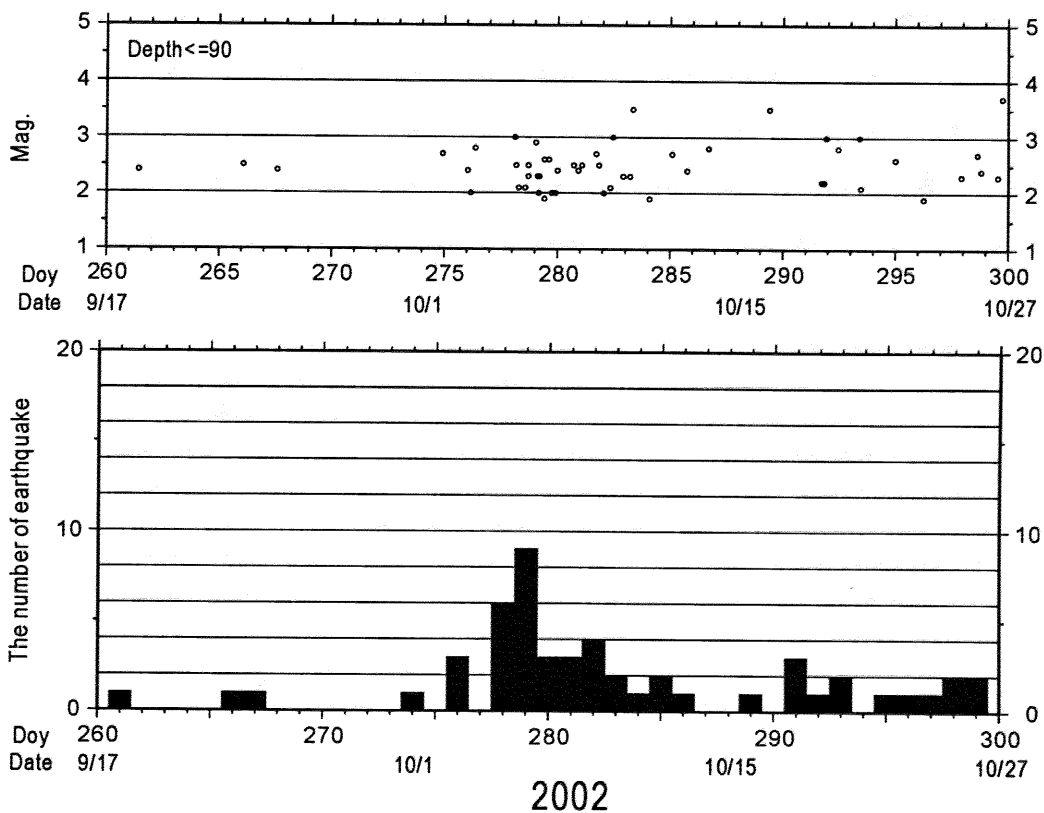


Fig.5.3 Seismic activities in the period of Sept. 17 to Oct.27, 2002 (after JMA).

ニチュード分布（気象庁地震カタログ）に、電子基準点による地殻変動量（Ozawa et al.,2003）を重ねて表示する。Fig.5.2に、最も地殻変動量の大きかった大原観測点と大湊観測点（新潟県）の相対移動量を示す。スロースリップ前後の相対距離は、約+2.0cmに及ぶ。Fig.5.3に、2002年9月17日～10月27日の期間でFig.5.1の

No.	Time	Lon. (deg)	Lat. (deg)	Depth (km)	Mag.
1	00:54:16.58	E140.616	N35.287	26.1	3.0
2	01:23:12.55	E140.625	N35.292	18	1.5
3	01:29:30.29	E140.588	N35.286	27.1	2.7
4	01:30:14.74	E140.583	N35.298	23.2	2.6
5	01:34:18.45	E140.667	N35.218	24	1.4
6	01:35:41.36	E140.591	N35.291	26.3	3.1
7	02:07:21.81	E140.590	N35.288	26.7	2.5
8	02:08:33.34	E140.601	N35.252	27.9	2.2
9	02:18:05.87	E140.476	N35.307	25.3	1.5
10	02:54:28.88	E140.548	N35.262	29	1.4
11	03:35:25.97	E140.592	N35.294	24.5	2.3
12	03:39:50.00	E140.537	N35.399	33.6	1.9

**Table.5.1** The list of the earthquakes in the rectangular area shown in **Fig.5.1** at interval of 00:50-04:00, Oct. 06, 2002 (JST). The data are obtained by JMA.

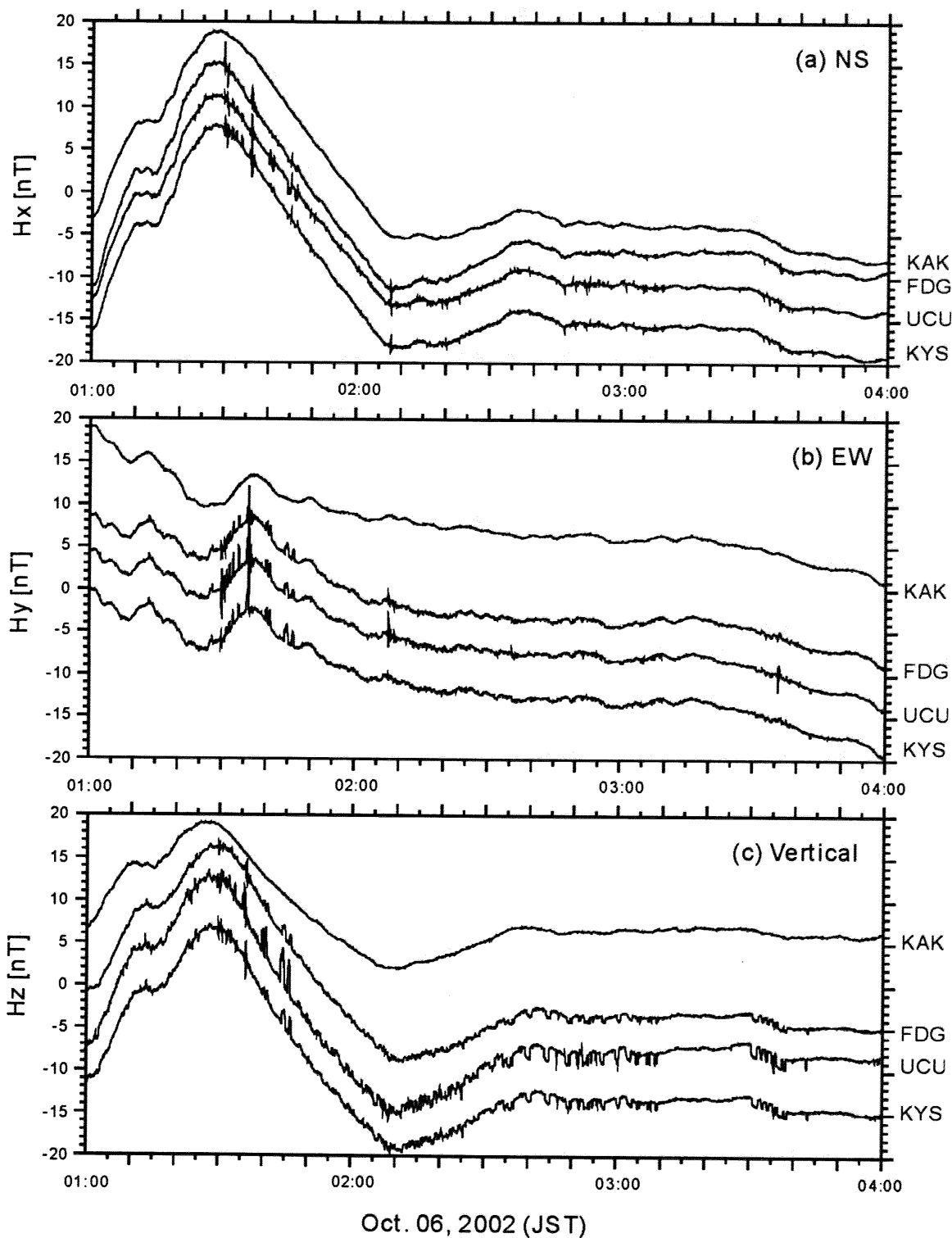
矩形エリア内で発生した地震の規模および発生頻度図を示す。スロースリップの期間では、10月5日から6日にかけて地震活動がピークを示した。Table 5.1に10月6日0:50~04:00 (JST)の期間にFig.5.1の矩形エリア内で発生した地震のリストを表示する。

## 5.2.2 電場・磁場の記録

Fig.5.4 に、房総半島のアレイ構成点 (FDG, UCU, KYS) とレファレンス点 (KAK) で観測された磁場 3 成分の生データを示す。期間は、2002 年 10 月 6 日 01:00~04:00 (JST) である。この期間における地磁気活動度を表す指数  $K_p$  指数は、5+ である。大局的な曲線の傾向はこれらの 4 点で類似しており、これらはグローバル電磁場変動と見なされる。その一方で、房総半島の観測点にのみ同時に出現するトランジェント信号が 01:30 頃から 03:45 頃まで断続的に発生している。これらは広域の変動と見なされ、信号源が房総半島の観測点付近に存在すると考えられる。

Fig.5.5 に KYS における電場水平 2 成分を示す。 $E_x$  と  $H_y$ ,  $E_y$  と  $H_x$  の波形が互いに似ていることから、大局的な曲線の傾向はグローバル地磁気変動に関連する誘導電場変動で説明されることがわかる。そして、房総半島のアレイ構成点で同時に見られた磁場のトランジェント信号が、電場データにも同時に出現している。

Fig.5.6~Fig.5.8 に、ウェーブレット変換を用いた周期 940 秒以下のハイパスフィルタ出力を表示する。(a), (b), (c) はそれぞれ KAK(1) KYS(2) における磁場  $H_x$ ,  $H_y$ ,  $H_z$  成分である。(d), (e) はそれぞれ、KYS における電場  $E_x$ ,  $E_y$  成分である。ここで(3)はオリジナルデータのハイパスフィルタ出力、(4)はインターステーション法を使用して推定された誘導電場変動の推定値である。



**Fig.5.4** Magnetic field variations obtained at the array stations in the Boso Peninsula (FDG, UCU, and KYS) and KAK for an interval of 01:00 to 04:00 (JST) on Oct. 06, 2002. (a) NS, (b) EW, (c) Vertical components, respectively.

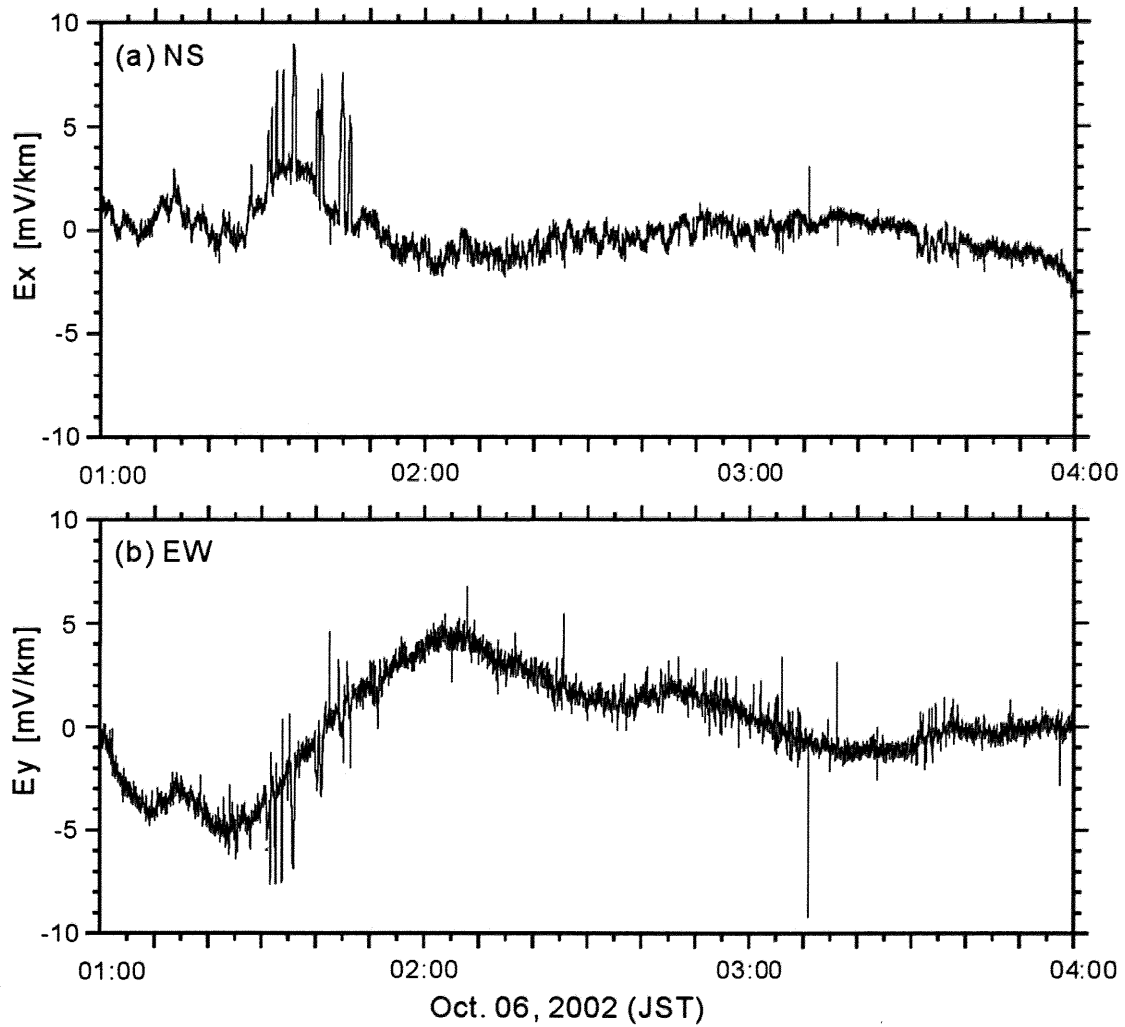
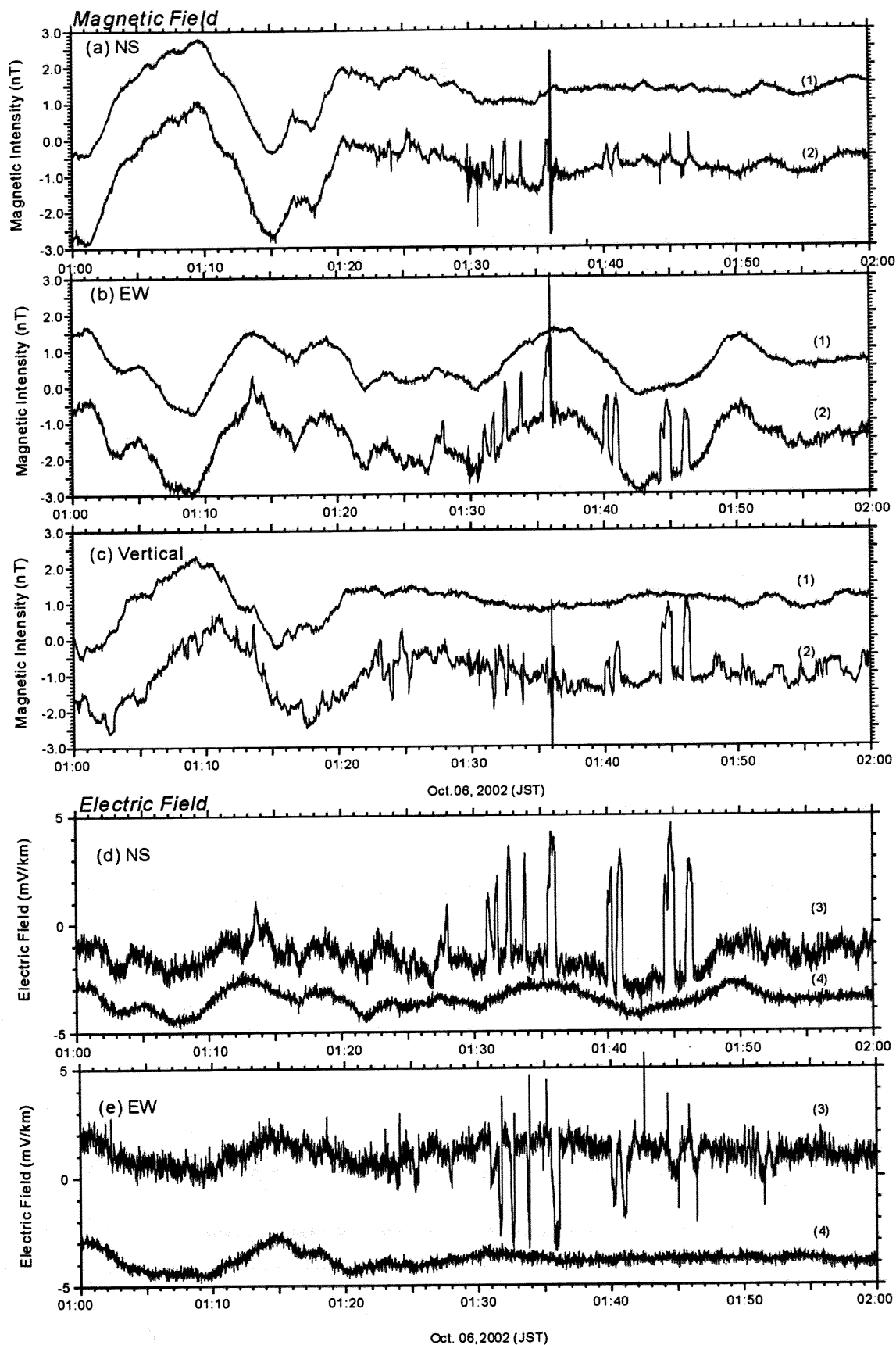
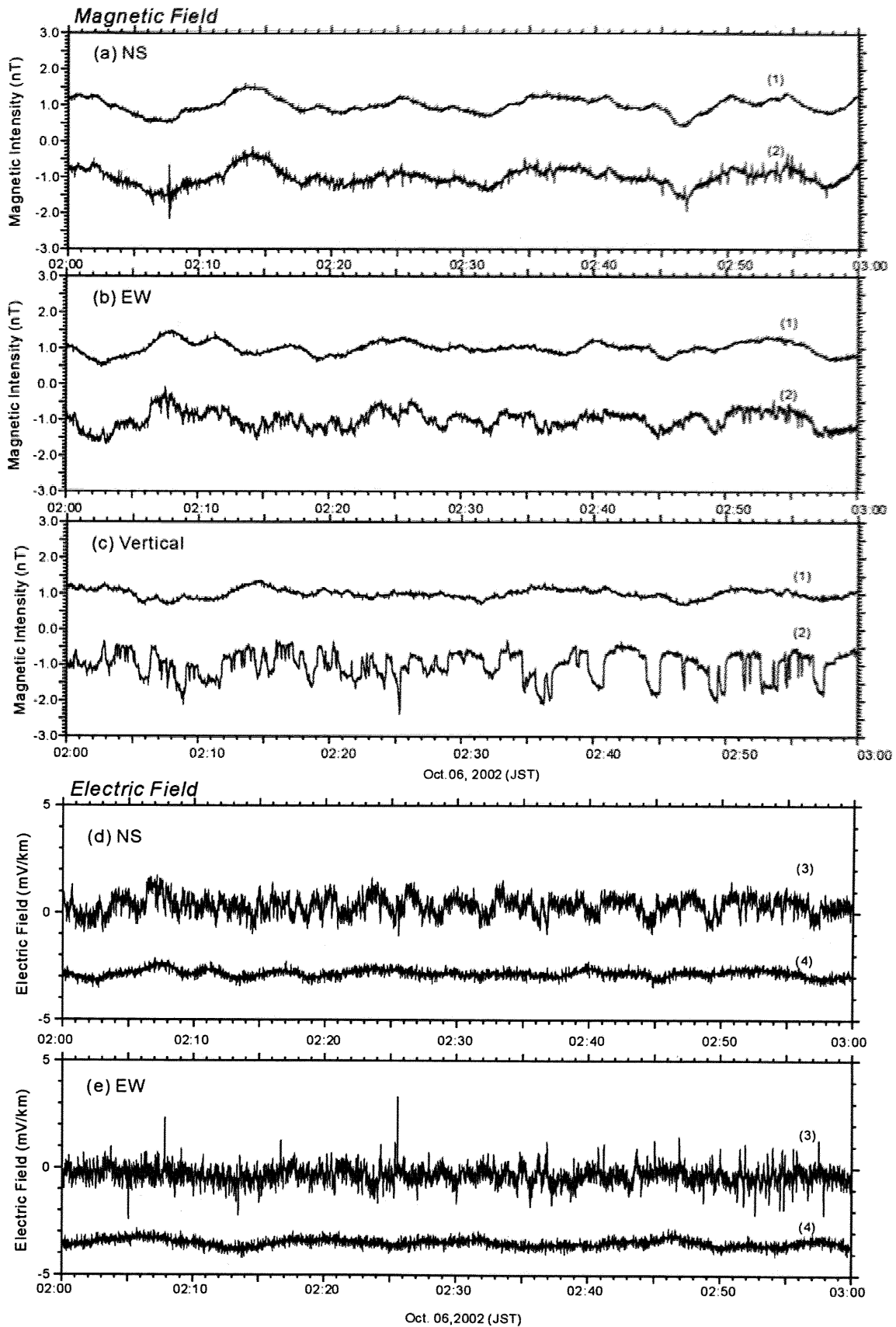


Fig.5.5 Electric field variation obtained at the KYS station in the Boso Peninsula for an interval of 01:00 to 04:00 (JST) on Oct. 06, 2002. (a) NS, (b) EW, respectively.

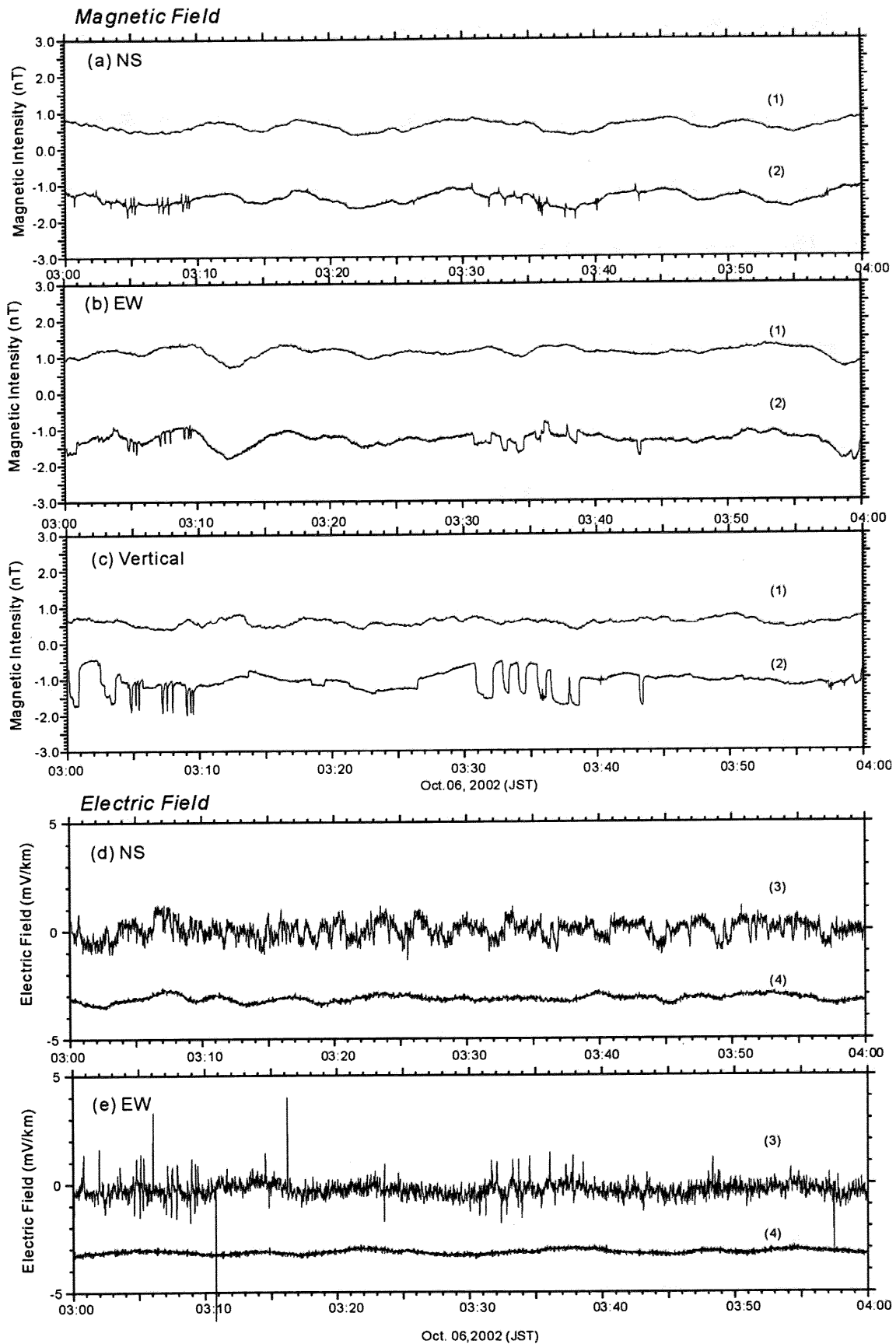


**Fig.5.6** The high-pass filtered ( $T \leq 940s$ ) original geomagnetic field data ((a)-(c)) and electric field data ((d)-(e)) for an interval of 01:00 to 02:00 (JST) on Oct. 06, 2002. (a)  $H_x$ , (b)  $H_y$ , (c)  $H_z$ , (d)  $E_x$ , and (e)  $E_y$ . (1) and (2) indicate the KAK and KYS stations, respectively. (3) and (4) indicate the original data and estimated inductive field by using the ISTF approach, respectively.



**Fig.5.7** The high-pass filtered ( $T \leq 940s$ ) original geomagnetic field data ((a)-(c)) and electric field data ((d)-(e)) for an interval of 02:00 to 03:00 (JST) on Oct. 06, 2002. (a)  $H_x$ , (b)  $H_y$ , (c)  $H_z$ , (d)  $E_x$ , and (e)  $E_y$ . (1) and (2) indicate the KAK and KYS stations, respectively. (3) and (4) indicate the original data and estimated inductive field by using the ISTF approach, respectively.





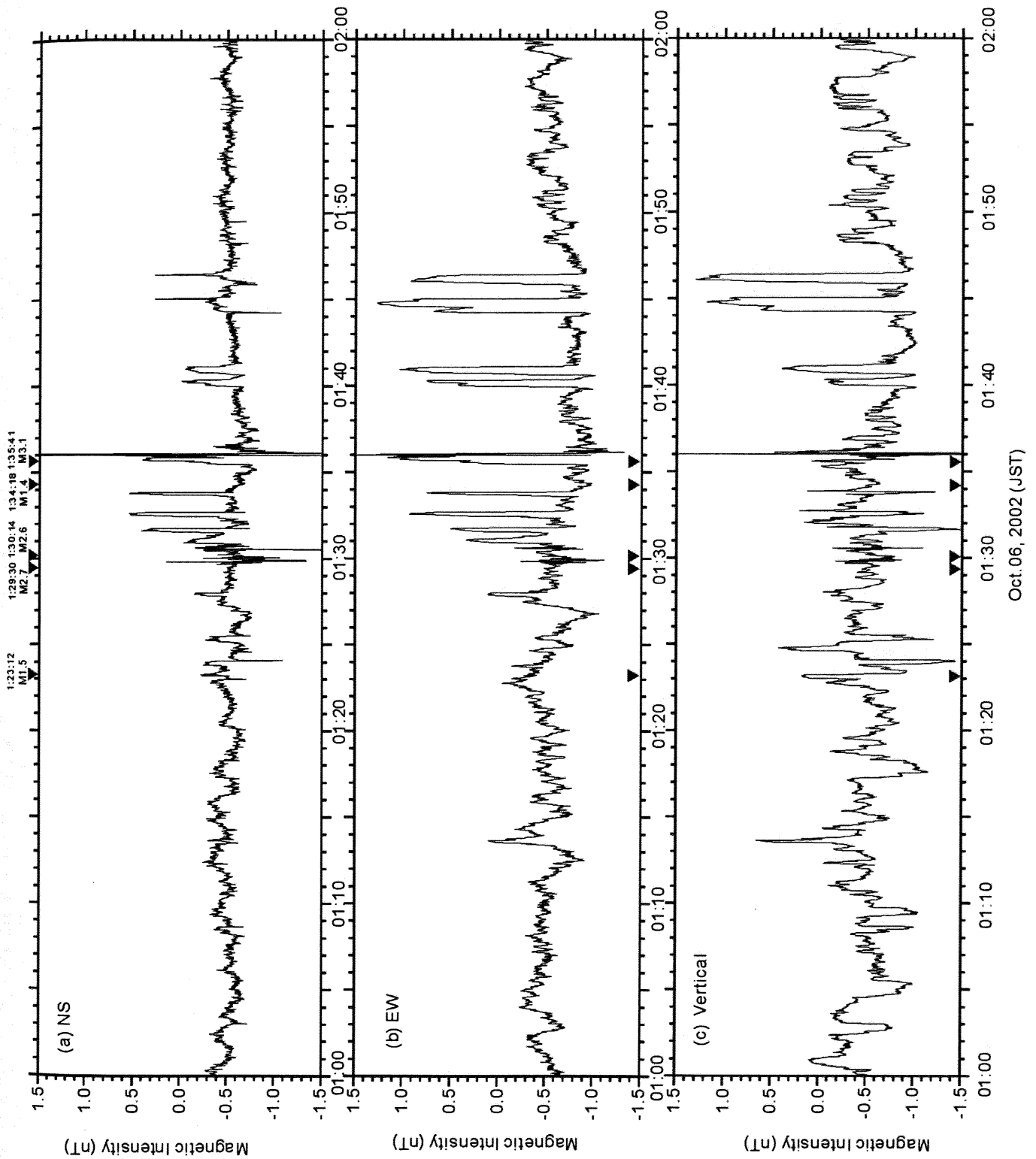
**Fig.5.8** The high-pass filtered ( $T \leq 940s$ ) original geomagnetic field data ((a)-(c)) and electric field data ((d)-(e)) for an interval of 01:00 to 02:00 (JST) on Oct. 06, 2002. (a)  $H_x$ , (b)  $H_y$ , (c)  $H_z$ , (d)  $E_x$ , and (e)  $E_y$ . (1) and (2) indicate the **KAK** and **KYS** stations, respectively. (3) and (4) indicate the original data and estimated inductive field by using the ISTF approach, respectively.

### 5.2.3 グローバル電磁場変動の除去による残差成分

Fig.5.9～Fig.5.11 に、本手法を適用して KYS の磁場データからグローバル地磁気変動を除去した残差成分を示す。同様に、Fig.5.12～Fig.5.14 に電場データからグローバル地磁気変動に関連する誘導電場成分を除去した結果を示す。また、Table 5.1 に示した観測点周辺で発生した有感地震の発生時刻と規模を同時に表示した。本手法の適用により、磁場・電場の両データからグローバル電磁場変動が除去され、KYS 観測点付近に起因する変動成分が浮かび上がった。

解析結果より、下記の特徴が明らかになった。

- ① 01:23:12 の地震 (M1.5) から 01:47 にかけて、磁場と電場に同時にトランジェント信号が出現する。磁場水平成分の極性はいずれも正であるが、磁場鉛直成分の極性は、01:35:41 の地震 (M3.1) までは負、それ以降は正である。
- ② 01:35:41 の地震 (M3.1) に約 14 秒先行して、磁場と電場で同時に特徴的な変動が出現する。詳細は、後述。
- ③ 01:50 から 02:30 まで、矩形状信号が断続的に出現している。H<sub>z</sub> 成分に顕著である。継続時間は 10 秒～60 秒程度である。
- ④ 02:30 から 03:04 まで、H<sub>y</sub> 成分に矩形状信号 (継続時間約 100 秒, 振幅 0.3 nT) が 2 分～3 分間隔で出現する。H<sub>z</sub> 成分にはナイフ型のトランジェント信号として現れている。H<sub>x</sub> 成分には矩形信号のオフセット開始・終了時で互いに逆位相のパルス信号として出現している。02:45 からは、同じ極性で継続時間約 10 秒のトランジェント信号が混入する。E<sub>y</sub> 成分にも矩形状信号として出現する。
- ⑤ 03:04 から 03:10 まで、継続時間約 10 秒の矩形状信号 (0.3～0.4nT) が卓越する。E<sub>y</sub> 成分にも同様に矩形状信号として出現する。
- ⑥ 03:13 から 03:26 まで、H<sub>z</sub> 成分に顕著に継続時間 4～6 分程度の矩形状のオフセットが見られる。
- ⑦ 03:30 から 03:39 まで、④と類似した矩形状信号が出現する。E<sub>x</sub> 成分にも同様に現れる。この間および後に有感地震が 3 回発生する。



**Fig.5.9** The residual component of the difference between observed magnetic field at KYS and estimated global signals by using the ISTF approach for an interval of 01:00 – 02:00 on Oct. 06, 2002 (JST). (a) NS, (b) EW, and (c) Vertical components, respectively. The origin time and magnitude of earthquakes are also shown.

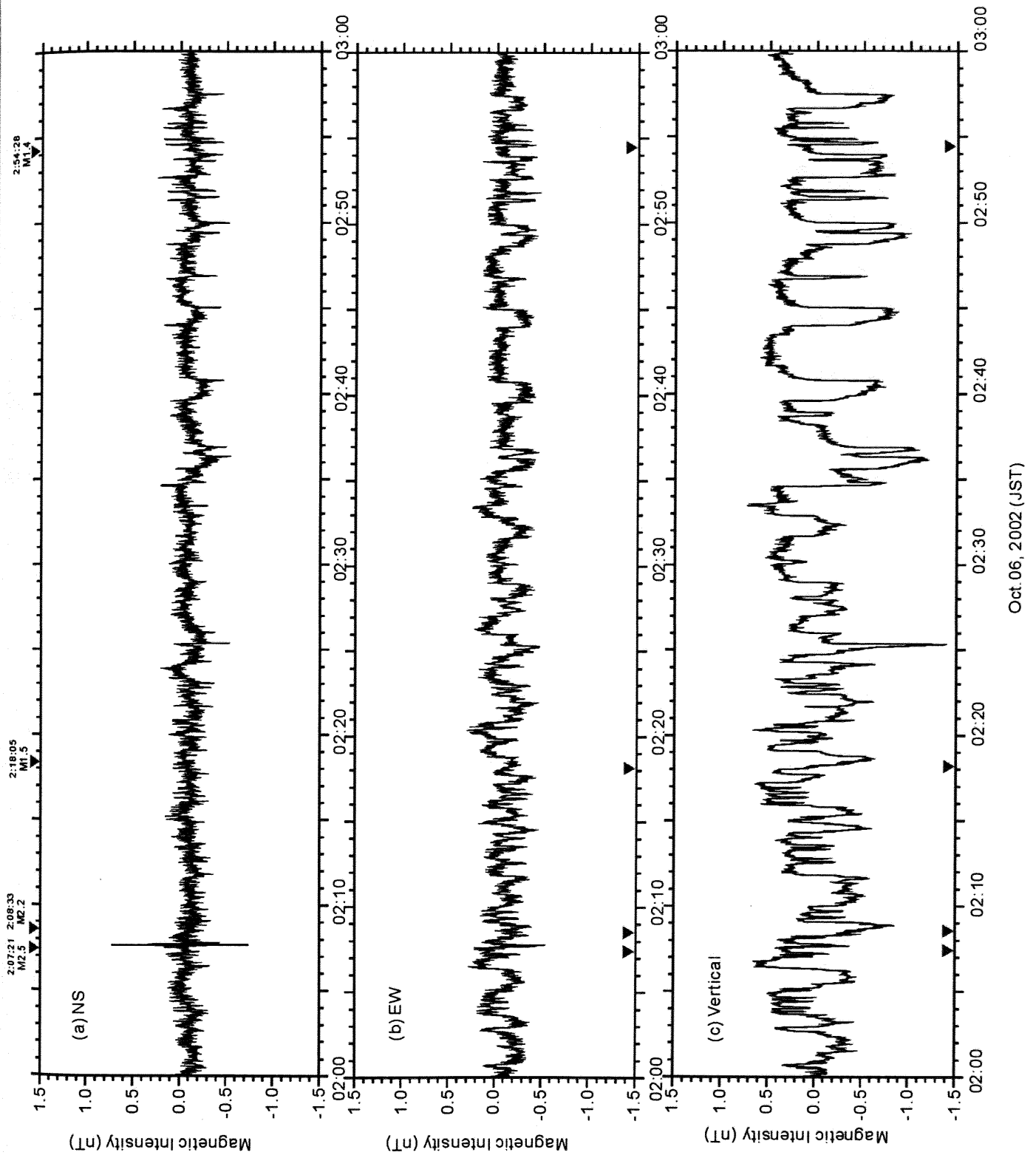
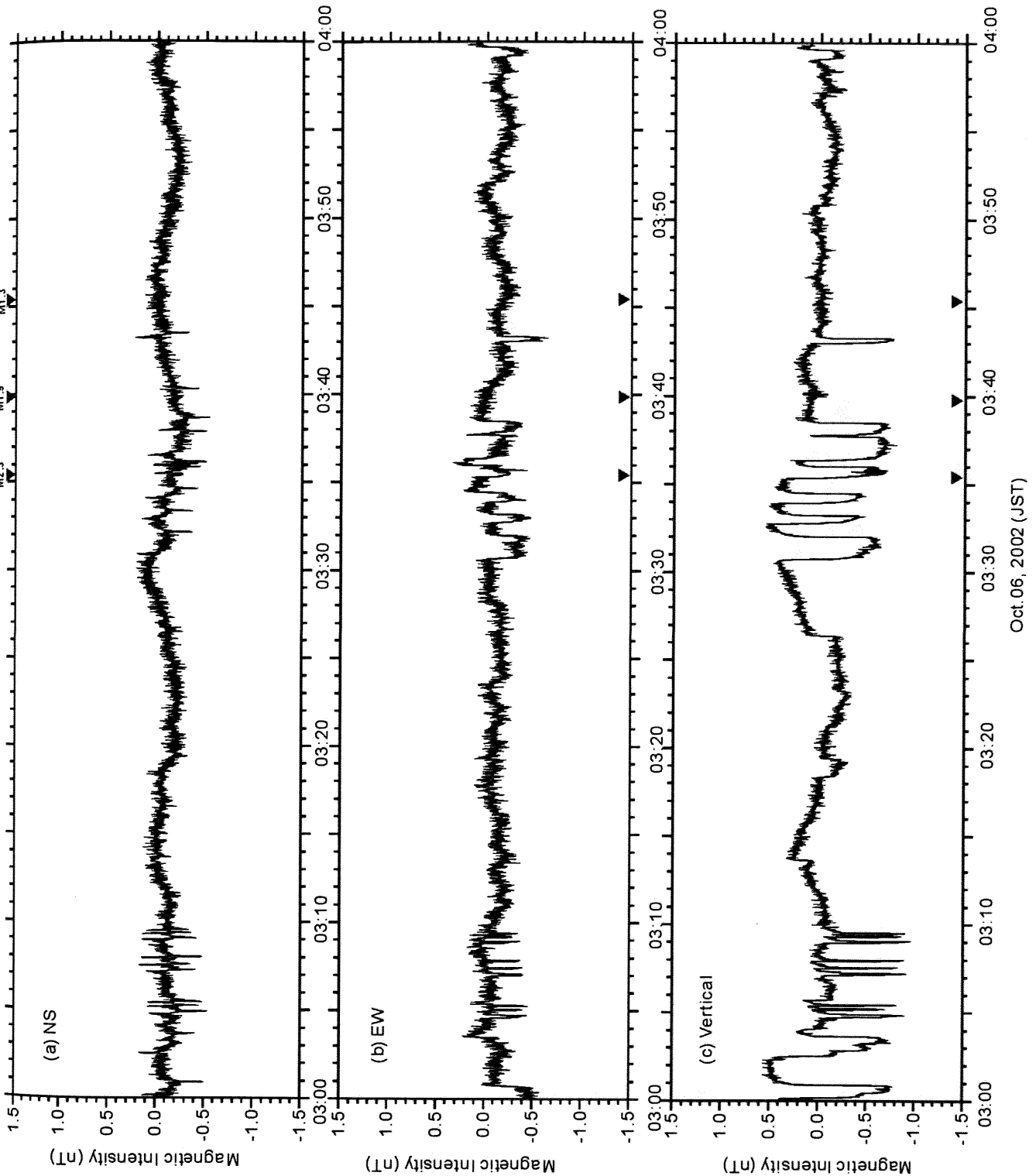


Fig.5.10 The residual component of the difference between observed magnetic field at KYS and estimated global signals by using the ISTF approach for an interval of 02:00 – 03:00 on Oct. 06, 2002 (JST). (a) NS, (b) EW, and (c) Vertical components, respectively. The origin time and magnitude of earthquakes are also shown.



**Fig.5.11** The residual component of the difference between observed magnetic field at KYS and estimated global signals by using the ISTF approach for an interval of 03:00 – 04:00 on Oct. 06, 2002 (JST). (a) NS, (b) EW, and (c) Vertical components, respectively. The origin time and magnitude of earthquakes are also shown.

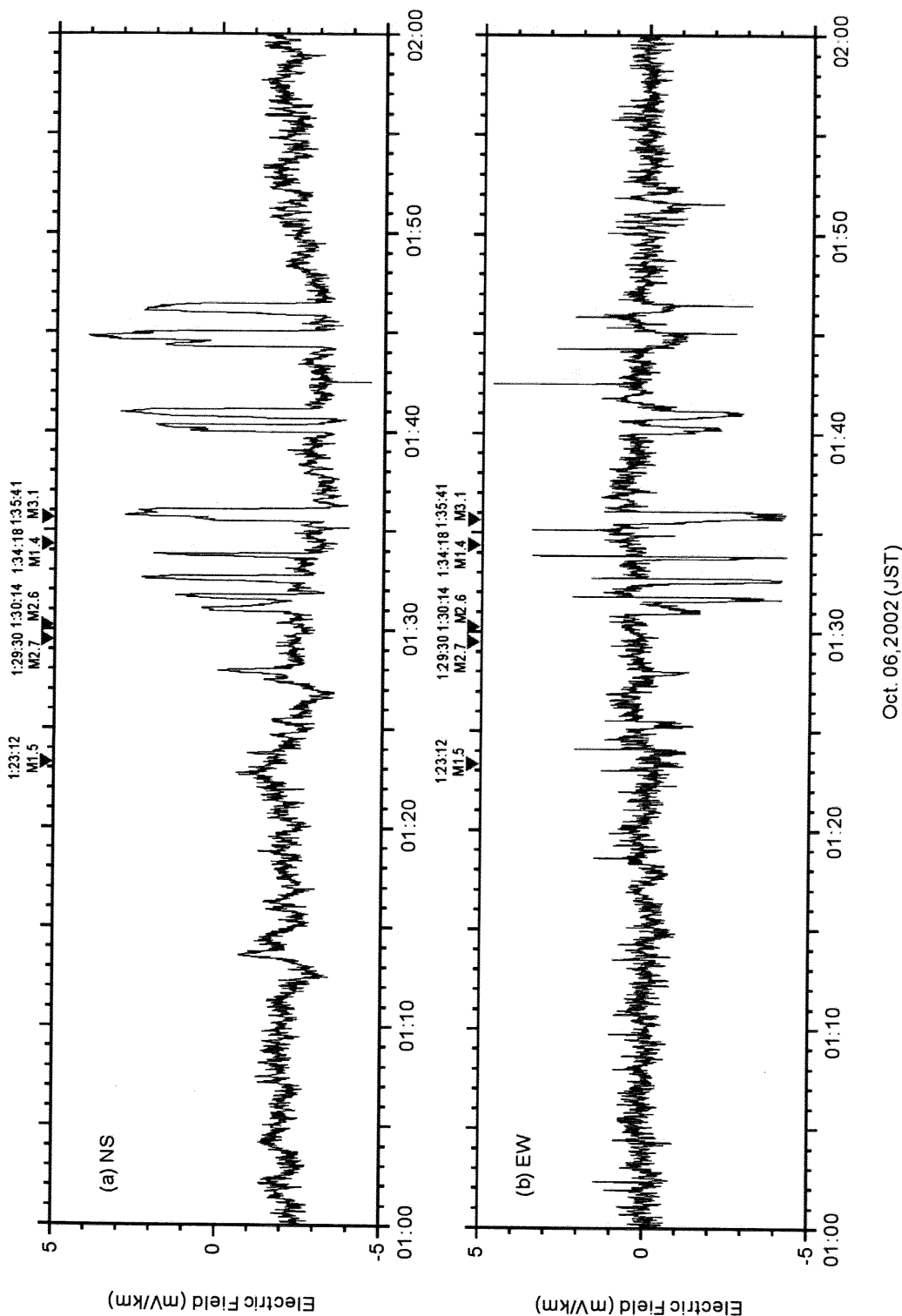


Fig.5.12 The residual component of the difference between observed electric field at KYS and estimated inductive fields by using the ISTF approach for an interval of 01:00 – 02:00 on Oct. 06, 2002 (JST). (a) NS, and (b) EW components, respectively. The origin time and magnitude of earthquakes are also shown.

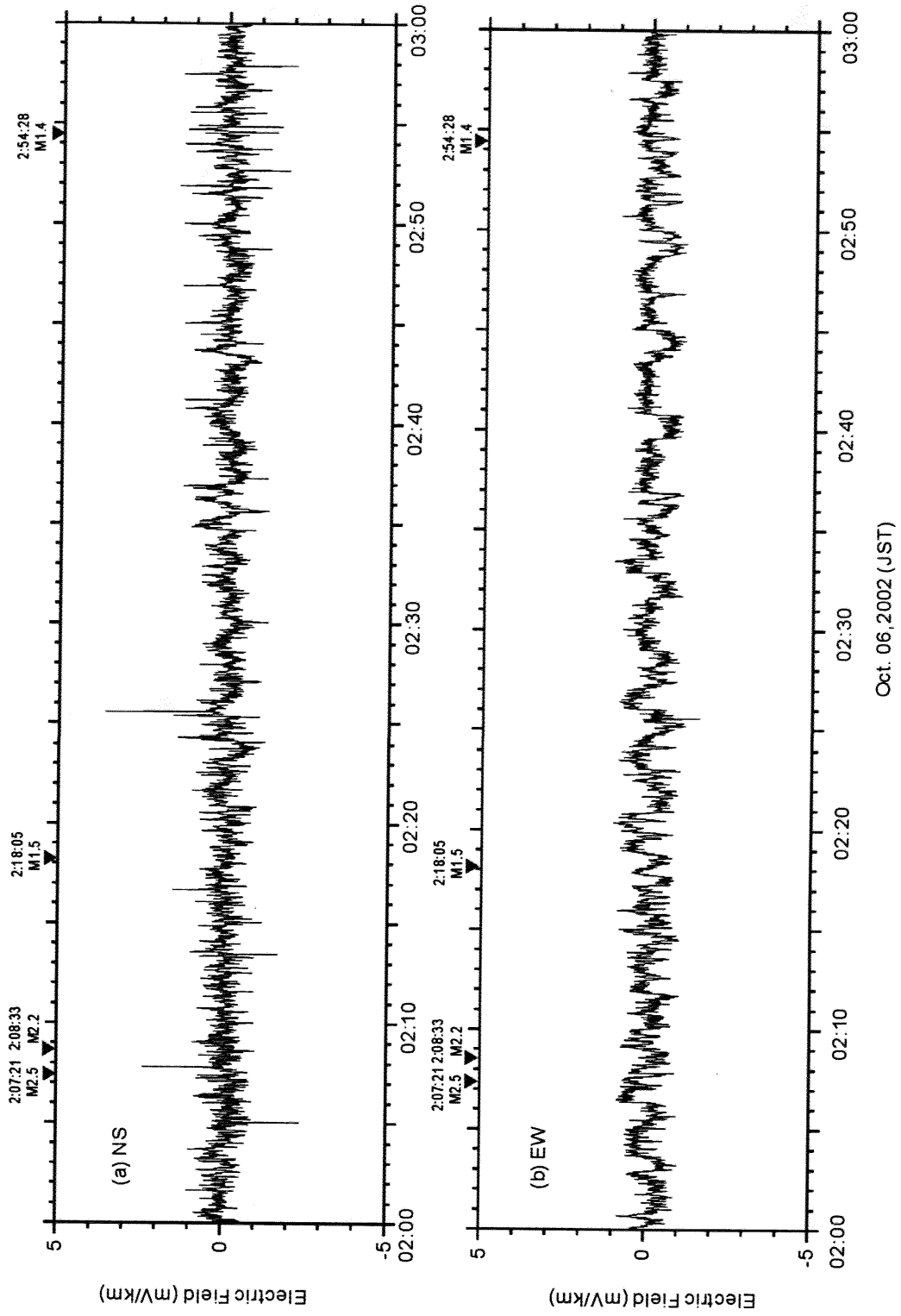


Fig.5.13 The residual component of the difference between observed electric field at KYS and estimated inductive fields by using the ISTF approach for an interval of 02:00 - 03:00 on Oct. 06, 2002 (JST). (a) NS, and (b) EW components, respectively. The origin time and magnitude of earthquakes are also shown.

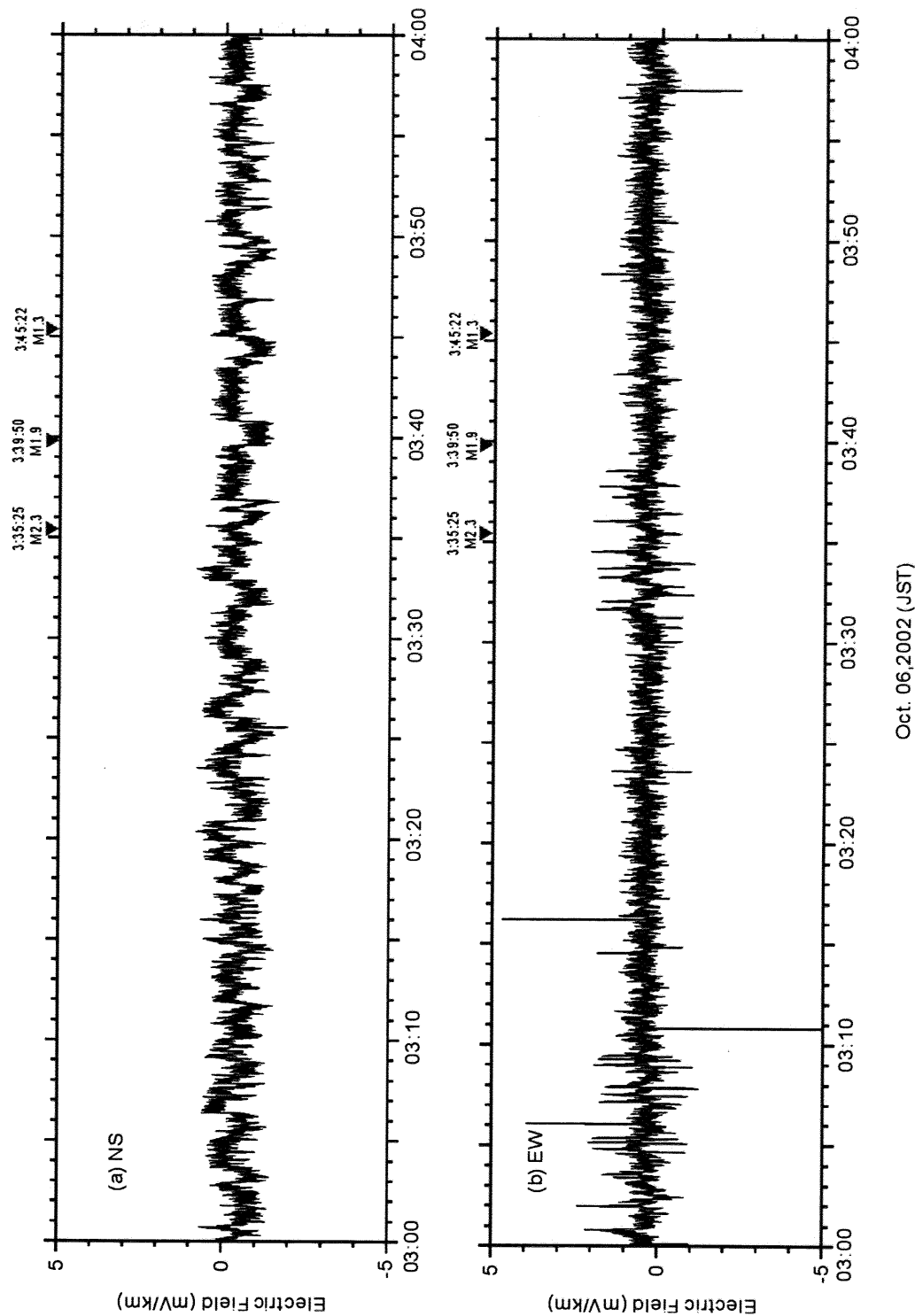


Fig.5.14 The residual component of the difference between observed electric field at KYS and estimated inductive fields by using the ISTF approach for an interval of 03:00 – 04:00 on Oct. 06, 2002 (JST). (a) NS, and (b) EW components, respectively. The origin time and magnitude of earthquakes are also shown.

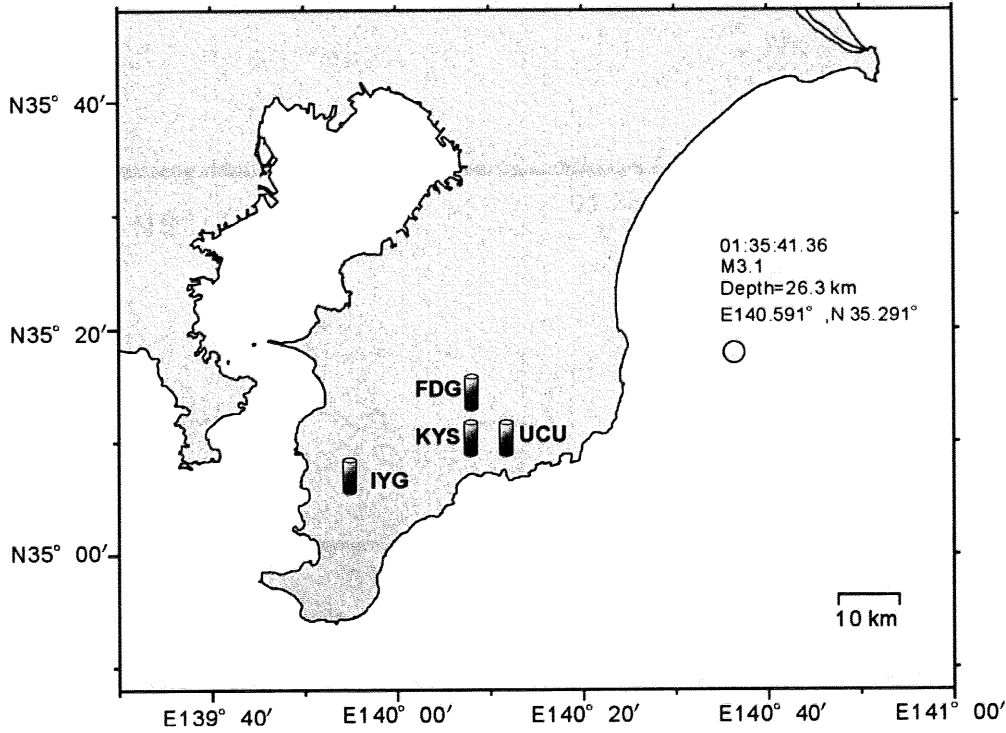


次に、01:35:41 発生地震 (M3.1) に関連すると見られる電磁気現象の検出例を紹介する。Fig.5.15 に、当該地震の震央を表示する。この地震は、スロースリップの発生に伴って活発化した群発地震エリアにおいて発生した (see Fig.5.1)。

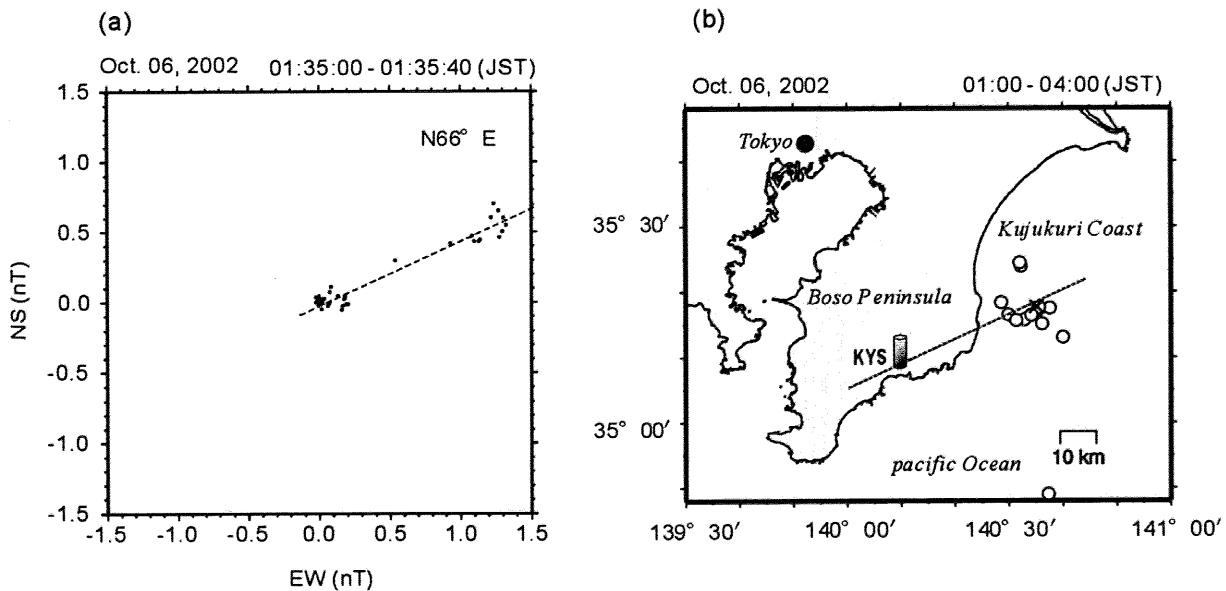
Fig.5.17 に同地震の発生前後である 01:34:00~01:37:00 までの 3 分間における磁場 3 成分を表示する。地震発生に先行して、01:35:27 より  $H_x$ ,  $H_y$  成分が増加傾向を示し、2 回の急激な増加を伴い、発震時刻において増加が停止する。発震時までの変動量は、 $H_x$  は約 1.1nT,  $H_y$  は約 1.7nT である。その後、地震波面の到達時 (01:35:51) までレベルを維持する。地震動によるセンサーの揺動が続き、01:36:05 頃に変動レベルが元の磁場変動レベルに落ち着き、それから約 2 分かけて収束する。一方で、 $H_z$  成分には顕著な先行現象は見られない。

Fig.5.18 に同時刻における電場水平 2 成分を表示する。磁場変動と同じく、地震発生に先行して、01:35:27 より  $E_x$  成分が正の増加、 $E_y$  成分が負の増加傾向を示す。磁場と異なり急激な増加は 1 度のみで、一度緩やかな増加に転じた後、発震時刻から急激に増加する。最大の変動値で、 $E_x$  成分は約 +6.1 mV/km,  $E_y$  成分は約 -5.0 mV/km である。振幅のピークを示した後は平坦な傾向を示し、01:36:05 頃に急速に減少する。

Fig.5.16 に、01:35:00~01:35:40 の 40 秒間におけるゴニオメータ法 (Gething, 1991) による方位測定の結果を示す。この方法では、磁場水平成分の振幅のみを用いて 2 次元平面上での分布から信号源の方位を推測する。(a)は、上記 40 秒間での磁場水平成分の分布である。異常変動の方位は、 $N66^\circ E$  と推測される。(b)は、実際の地図上に方位 ( $N66^\circ E$ ) を表示した結果である。同時に、Table 5.1 の有感地震の震央をプロットした。このうち、01:35:41 の地震は“×”で表示している。図より、異常変動の方位は群発地震のエリアを指しており、中でも当該地震の震央に極めて近い様子が分かる。



**Fig.5.15** The epicenter of the seismic event originated at 01:35:41.36 on Oct. 06, 2002 (JST). The distribution of the magnetic stations in the Boso Peninsula are also illustrated.



**Fig.5.16** The direction of the magnetic field variations at the interval of 01:35:00-01:35:40 on Oct. 06, 2002 (JST) associated with the seismic event generated at 01:35:41. (a) The distribution of the horizontal components of the magnetic field and estimated direction of the source. (b) The plot of the direction on the map. The epicenter of the seismic event generated in the period of 01:00 – 04:00 are also illustrated. “x” indicates the epicenter of earthquake generated at 01:35:41.

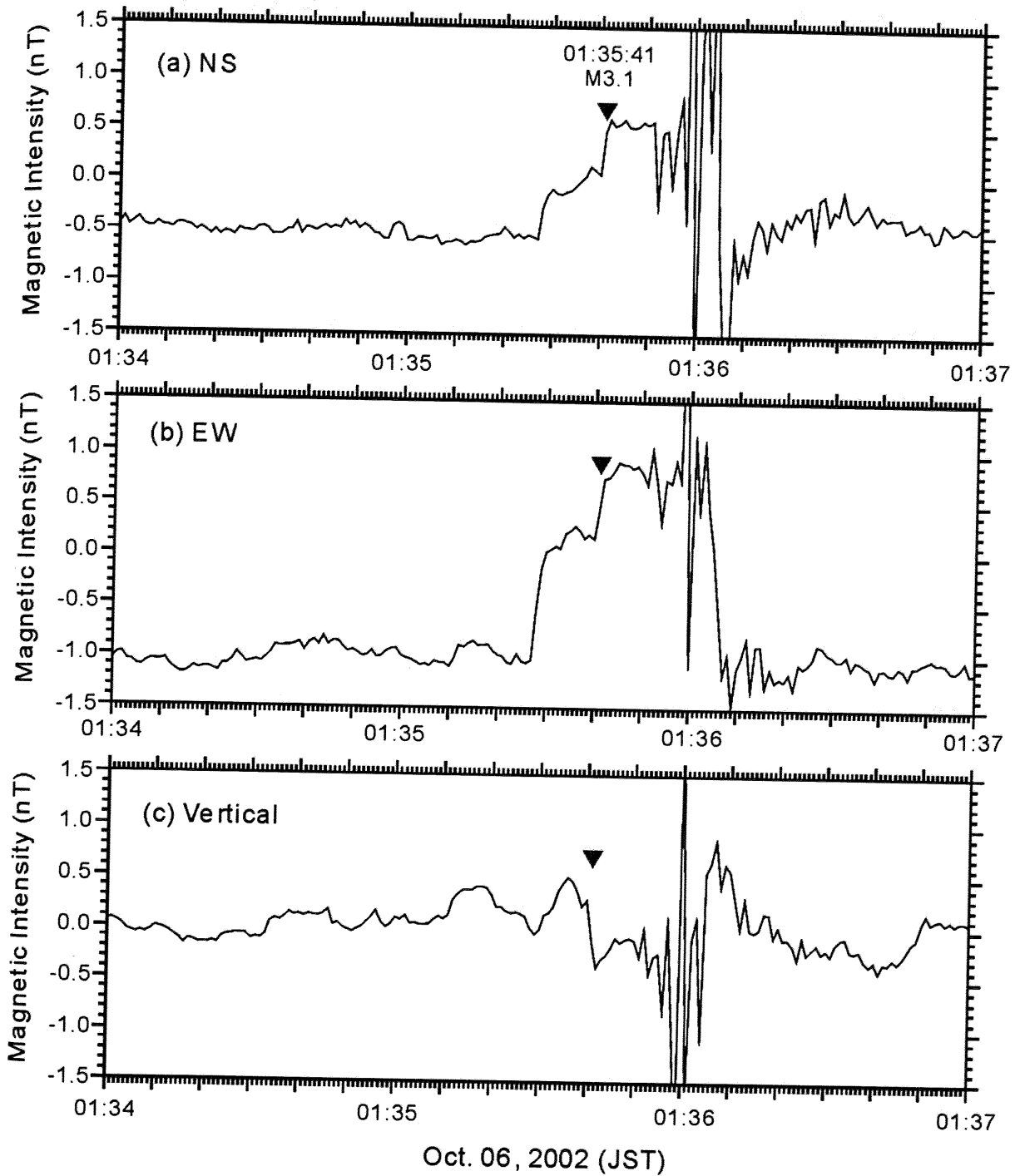
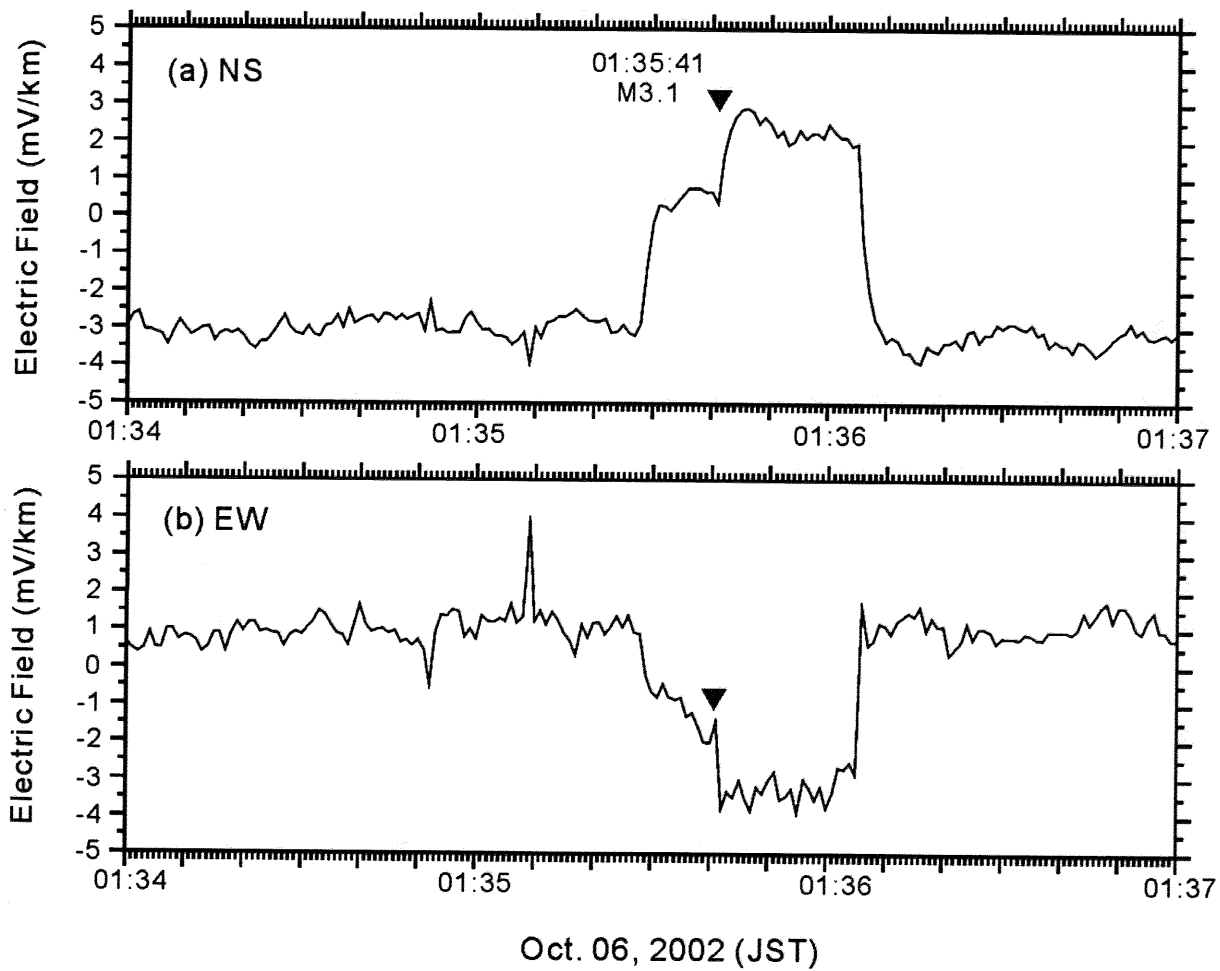


Fig.5.17 Magnetic field variations at KYS station preceding the Ms3.1 earthquake (Oct. 06, 2002, 01:35:41). (a) NS, (b) EW, and (c) Vertical components, respectively.



**Fig.5.18** Electric field variations at KYS station preceding the Ms3.1 earthquake (Oct. 06, 2002, 01:35:41). (a) NS, and (b) EW components, respectively.

### 5.3 まとめ

2002年10月の房総半島スロースリップイベント（モーメントマグニチュード  $M_s=6.5$ ）に関連して、房総半島のアレイ構成点での電場・磁場データの生波形に興味深い異常電磁場変動の存在が目視で確認された。異常電磁場変動は、特に10月6日01:00~04:00 (JST)に顕著に出現しており、スロースリップの期間を通しても特異な例であった。異常電磁場変動は目視で確認されたが、同期間は地磁気活動度が比較的高く ( $K_p=5+$ )、電場・磁場データに含まれる地磁気擾乱による寄与分を除去する必要性があった。また、異常電磁場変動は、電場・磁場データに同時に出現しているため、第4章で言及したとおり、インターステーション法の適用が不可欠であった。そこで、本章では提案法であるインターステーション応答関数法を適用し、レファレンス観測点として柿岡を使用した。結果、KYS観測点の電場・磁場データから周期数秒~940秒の帯域においてグローバル電磁場変動が除去された。

グローバル電磁場変動が除去されたことにより、異常電磁場変動の波形の特徴（発生時刻、振幅、極性等）が明らかにされた。これにより、異常電磁場変動が上記の期間で断続的に発生し、時間とともに特徴が変化してゆく様子が明らかにされた。また、一例であるが、有感地震を伴う異常電磁場変動の存在を示唆する現象が検出された。

現時点では、グローバル電磁場変動の除去に留まるため、実際に地殻活動に関連する変動であるか検証するためには、様々な発生要因を仮定したモデル計算が必要である。そのためには、同時に観測を行っている他のアレイ構成点の解析結果の利用が不可欠である。また、時間とともに変化する異常電磁場変動の特徴を説明するためには、地殻深部での力学的状態の変化を時系列上で把握する必要がある。例えば、GPS、歪み計、常時微動、群発地震の発震メカニズム等のデータの利用が挙げられる。

スロースリップイベントは数日間に渡って発生する現象であるので、発生期間における電磁気現象の全容を明らかにするためには、深夜のみならず昼間のデータの使用が必要である。房総半島では直流電車起源の電磁ノイズの影響が深刻であるので、これらを適切に除去する手法の開発が極めて重要な課題となる。

## 第6章

### まとめ

#### 6.1 結論

地震や地殻活動に関連する ULF 帯における電磁気現象を検出するためには、それ以外の信号成分である、太陽風-地球磁気圏の相互作用によって生じる地磁気脈動、磁気嵐・サブストーム等の地磁気擾乱や、人工ノイズからの信号弁別が重要である。本研究では、周期数秒から約 1,000 秒における地球超高層起源のグローバル地磁気変動および大地の誘導成分を除去するために、インターステーション法を適用した。リモートレファレンスとして、気象庁地磁気観測所（柿岡）の地磁気データを使用した。

グローバル地磁気変動のスペクトルの時間変化は著しく、加えて日本における磁場・電場データには、主に直流電車の走行に伴うトランジェント信号が多数含まれる。適切な信号弁別を行うためには、トランジェント信号の性質を維持しながら、グローバル電磁場変動が除去されることが望まれる。すなわち、時間・周波数領域で局在する信号の性質が、両領域で適切な分解能で表される必要がある。ウェーブレット変換は時間・スケール（周波数）分解能を折衷することで、信号の局所的性質を効率よく表すことができるため、非定常信号の時間・周波数解析に適している。本研究では、信号弁別の全ての過程でウェーブレット変換の適用を試みた。

インターステーション応答関数や電磁場応答関数は、いずれも 2 入力 1 出力線形系の応答関数である。通常これらはフーリエ空間で定義されるため、新たにウェーブレット変換での定式化が必要である。本論文では、Pérez-Rendón and

Robles(2004), Zhang and Paulson(1997), Li (1998)による連続ウェーブレット変換での相関度関数, 畳み込み理論に基づいて, 連続ウェーブレット変換による応答関数を定式化した。

グローバル電磁場変動を適切に除去するためには, インターステーション応答関数および電磁場応答関数が, 対象とする全周期で適切に推定される必要がある。地磁気変動のスペクトルは著しく変化するため, 十分に SN 比の高いデータ区間を時間・周波数領域で選択する必要がある。ウェーブレット変換の適用によって, 適度な時間分解能で多重関連度関数が得られるため, 相関度の十分に高いデータ区間の効率的な選択が可能になった。これにより, 応答関数の推定精度が向上した。

本手法を房総半島における地磁気 3 成分および電場水平成分データに適用したところ, 周期数秒から約 1,000 秒においてインターステーション応答関数および電磁場応答関数が精度良く推定された。グローバル電磁場変動の除去の可否を検証するため, 地磁気脈動の出現期間, 地磁気活動度が高い期間, および地磁気静穏期のデータが使用された。その結果, いずれにおいても地磁気 3 成分, 電場水平成分からグローバル電磁場変動が概ね除去された。そして, 直流電車に起因すると見られるトランジェント信号が明確に浮かび上がった。従来法であるフーリエ変換の適用結果や単純差分の結果と比較したところ, 提案法が最もグローバル電磁場変動の除去の効果が高いことがわかった。地震電磁気信号 (SES) モデルを用いたシミュレーションにより, ハイパスフィルタのカットオフ周期以下の継続時間を持つ矩形信号の検出が可能であることが示された。以上の検証により, 提案法の適用によって, 地磁気活動度に左右されることなく地殻活動の監視が可能になることが示唆された。

また, 2002 年 10 月の房総半島東部スロースリップイベントの発生期間に本手法を適用した。期間中に顕著な異常電磁場変動が目視で確認されたが, 地磁気嵐の期間にあたるため, 本手法の適用が不可欠であった。結果, グローバル電磁場変動が除去され, 異常電磁場変動が背景のノイズレベルに対して十分な SN 比で検出された。これらの発生メカニズムを明らかにするためには, 到来方向の推定や様々なソースを仮定したモデル計算が必要であるが, そのためにはグローバル電磁場変動を定量的に除去して, 異常変動の諸性質 (発生時刻, 継続時間, 振幅, 極性等) を明らかにしておくことが必要である。したがって, 提案法は異常電磁場変動の定量的評価, モデリングによる発生メカニズムの解明, 到来方向の推定等を行う上で重要と

なろう。

## 6.2 今後の課題

本研究では、周期数秒から約 1,000 秒の帯域で応答関数の推定およびグローバル電磁場変動の除去の有効性が確かめられた。準直流域での地震電磁気現象の検出を可能にするためには、さらに長周期における応答関数の推定が必要である。地表で観測される地磁気変動は、周期帯によって発生機構および伝搬径路等が異なる。したがって、それぞれの周期帯での地磁気変動の時間・空間スケールの特徴を十分に理解する必要がある。特に、Sq 場を考慮すべき周期 6 時間以上においては、グローバル地磁気変動に含まれる磁場鉛直成分の影響をモデリングによって取り除く必要がある。

グローバル地磁気変動の除去の可否は、応答関数の推定精度に大きく依存している。より精度を高めるために、ロバスト推定法 (e.g. Egbert and Booker, 1986; Chave et al., 1987; Chave et al., 1989) などの洗練された統計学的手法の適用を検討したい。また、応答関数は地下の電気伝導度構造に関する情報を有するため、長期的には変化し得るものである。これまでの CA 研究により、大規模な地殻変動変化が発生しない限り数値が大きく変化しないことが明らかにされている。本研究においても、2000 年 2 月から 2003 年 6 月の期間において、ISTF の有意な変化は認められなかった。だが、本手法を長期に渡って適用するためには、応答関数の時間変化を把握し、信号弁別の精度を高水準に維持する必要がある。

本手法適用後の残差成分は、ULF 電磁場観測点の周辺における人工ノイズ、地震電磁気現象等で構成されると見なされる。地震電磁気現象は、アレイ構成点で相関の高い信号であると見なされるため、広域の変動に分類される人工ノイズとの弁別が次の目標となる。日本列島では特に直流電車の走行に伴う電磁ノイズの影響が深刻である。これらのノイズとの弁別には、ニューラルネットワークや多変量解析法等の適用が有望であると思われる。また、偏波や波動インピーダンス等の情報を取り入れることにより、検出精度を向上させる必要がある。

本手法は MT 法への適用がそのまま行えるため、電磁場応答関数の効率的かつ高



精度の推定法として利用が見込まれる。また、電気伝導度構造の解釈へ影響を及ぼすことが予想される。

## 謝 辞

本研究は、千葉大学理学部地球科学科 伊勢崎修弘教授，千葉大学海洋バイオシステム研究センター 服部克巳助教授，千葉大学理学部地球科学科 佐藤利典助教授，千葉大学大学院自然科学研究科 中西正男助教授のご指導のもと行いました。伊勢崎教授には、著者の千葉大学理学部地球科学科 地球物理学研究室への配属当初から一貫してご指導をいただきました。服部助教授には、博士後期課程における研究の大半をご指導をいただきました。また、日頃の精力的な研究活動には常に励まされ、よき手本とさせていただきます。本論文をまとめるにあたり、上記の4名に加え、東京都防災専門員 笹井洋一博士，千葉大学総合メディア基盤センター 島倉 信教授，千葉大学環境リモートセンシング研究センター 西尾文彦教授に審査を担当していただき、様々なご意見，改善点の提案等をいただきました。

東海大学地震予知研究センター 上田誠也教授，長尾年恭教授，電気通信大学 早川正士教授には、著者が地球電磁気学ならびに地震電磁気学を専攻するきっかけを与えて下さったと共に、学会やセミナー等では様々なご意見やご助言をいただきました。東京大学地震研究所 歌田久司教授，上嶋 誠助教授ならびにスタッフ諸氏には、同所が主催する地球内部電磁気学セミナーにおいて定期的に研究成果を討論する機会を与えていただき、貴重な助言を戴きました。千葉大学大学院自然科学研究科 中田裕之博士には、地球超高層物理学についてご教示いただきました。千葉大学理学部地球科学科 地球物理学研究室の諸先輩方，学友には、セミナーや日常生活において切磋琢磨を志すよい刺激を与えていただきました。同研究室の高橋一郎氏，海洋バイオシステム研究センター 吉野千恵氏には、観測機器等のメンテナンスやデータの管理において多大なるお世話を戴きました。

以上のお世話になりました皆様に、厚く御礼申し上げます。

なお、本研究で使用した地磁気・地電流データは、理化学研究所「地震国際フロンティア研究」プログラム，宇宙開発事業団「地震リモートセンシングフロンティア研究」プログラム，東海大学，電気通信大学，千葉大学の共同研究において取得されたものです。また、気象庁地磁気観測所には地磁気データの提供を受けました。深く謝意を表します。

最後に、大学院での研究生活を通して常に励ましの言葉とともに見守ってくれた両親，兄弟，祖父母ならびに親戚の皆様に感謝いたします。

## 参考文献

- Akasofu, A.I.; "The Development of the Auroral Substorm", *Planet. Space Sci.*, Vol.12, pp.273-282, 1964
- Arvidsson, R., and O. Kulhánek; "Enhancement of Seismic Electric Signals Using Magnetotellurics", *Tectonophysics*, Vol.224, pp.131-139, 1993
- 芦野隆一, 山本鎮男; "ウェーブレット解析", 共立出版, 東京, 215p, 1997
- Babour, K., and J. Mosnier; "Differential Geomagnetic Sounding", *Geophysics*, Vol.42, No.1, pp.66-76, 1977
- Bahr, K., and J.H. Filloux; "Local Sq Response Functions from EMSLAB Data", *J. Geophys. Res.*, Vol.94, No.B10, pp.14,195-14,200, 1989
- Beamish, D.; "Source Field Effects on Transfer Functions at Mid-latitude", *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, Vol.58, pp.117-134, 1979
- Beamish, D. ; "A Geomagnetic Precursor to the 1979 Carlisle Earthquake", *Geophys. J. R. astr. Soc.*, Vol.68, pp.531-543, 1982
- Beamish, D., and R.J. Banks; "Geomagnetic Variation Anomalies in Northern England: Processing and Presentation of Data from a Non-simultaneous Array", *Geophys. J. R. astr. Soc.*, Vol.75, pp.513-539, 1983
- Bendat, J.S., and A.G. Piersol; "*Random Data: Analysis and Measurement Procedures*", John Wiley & Sons, Inc., New York, 566p, 1971 (日本語訳 得丸英勝ほか訳: "ランダムデータの統計的処理", 倍風館, 東京, 401p, 1976)
- Cagniard, L.; "Basic Theory of the Magneto-telluric Method of Geophysical Prospecting", *Geophysics*, Vol.18, pp.605-635, 1953
- Camfield, P.A. and D.I. Gough; "Anomalies in Daily Variation Magnetic Fields and Structure Under North-Western United States and North-Western Canada", *Geophys. J. R. astr. Soc.*, Vol.41, pp.193-218, 1975
- Campbell, W.H.; "*Introduction to Geomagnetic Fields*", Cambridge University Press, United Kingdom, 290p, 1997
- Chave, A.D., D.J. Thomson, and M.E. Ander; "On the Robust Estimation of Power Spectra, Coherences, and Transfer Function", *J. Geophys. Res.*, Vol.92, pp.633-648, 1987
- Chave, A.D., and D.J. Thomson; "Some Comments on Magnetotelluric Response Function

- Estimation", *J. Geophys. Res.*, Vol.94, No.B10, pp.14215-14225, 1989
- Chen, L. and A. Hasegawa; "A Theory of Long-period Magnetic Pulsations I. Steady State Excitation of Field Line Resonance", *J. Geophys. Res.*, Vol.79, No.7, pp.1024-1036, 1974
- Chouliaras, G., and T.M. Rasmussen; "The Application of the Magnetotelluric Impedance Tensor to Earthquake Prediction Research in Greece", *Tectonophysics*, Vol.152, pp. 119-135, 1988
- Chui, C.K.; "*Wavelet Analysis and its Applications, Vol.1, An Introduction to Wavelets*", Academic Press, San Diego, California, 1993
- Daubechies, I.; "Orthonormal Bases of Compactly Supported Wavelets", *Commun. Pure Appl. Math.*, XLI, pp.901-996, 1988
- Daubechies, I.; "*Ten Lectures on Wavelets*", Soc. for Ind. and Appl. Math., Philadelphia, 357p, 1992
- Dragnov, A.B., U.S. Inan, and Yu. N. Taranenko; "ULF Magnetic Signature at the Earth Surface Due to Ground Water Flow: A Possible Precursor to Earthquake", *Geophys. Res. Lett.*, Vol.18, pp.1127-1230, 1991
- Egbert, G.D., and J.R. Booker; "Robust Estimation of Geomagnetic Transfer Functions", *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, Vol.87, pp.173-194, 1986
- Egbert, G.D., and J.R. Booker; "Multivariate Analysis of Geomagnetic Array Data, 1. The Response Space", *J. Geophys. Res.*, Vol.94, No.B10, pp.14,227-14,247, 1989
- Egbert, G.D.; "On the Synthesis of a Large Geomagnetic Array from Small Overlapping Arrays", *Geophys. J. Int.*, Vol.106, pp.37-51, 1991
- Egbert, G.D.; "On the Generation of ULF Magnetic Variations by Conductivity Fluctuations in a Fault Zone", *Pure App. Geophys.*, Vol.159, pp.1205-1227, 2002a
- Egbert, G.D.; "Processing and Interpretation of Electromagnetic Induction Array Data", *Surv. in Geophys.*, Vol.23, pp.207-249, 2002b
- Eisel, M., and G.D. Egbert; "On the Stability of Magnetotelluric Transfer Function Estimates and the Reliability of Their Variances", *Geophys. J. Int.*, Vol.144, pp.65-82, 2001
- Elphinstone, R.D., J.S. Murphree, and L.L. Cogger; "What is a Global Auroral Substorm ?", *Rev. Geophys.*, Vol.34, pp.169-232, 1996
- Ernst, T.; "A Comparison of Two Methods of the Transfer Function Calculation Using the Least-Square Criterion in Time and Frequency Domain", *Publ. Inst. Geophys. Pol. Acad. Sci.*, Vol. G-2 (143), pp.13-24, 1981
- Everett, J.E., and R.D. Hyndman; "Geomagnetic Variations and Electrical Conductivity Structure in South-western Australia", *Phys. Earth Planet. Int.*, Vol.1, pp.24-34, 1967

- Farge, M.; "Wavelet Transform and Their Applications to Turbulence", *Annu. Rev. Fluid Mech.*, Vol.130, pp.395-457, 1992
- Fenoglio, M.A., M.J.S. Johnston, and J.D. Byerlee; "Magnetic and Electric Fields Associated with Changes in High Pore Pressure in Fault Zones: Application to the Loma Prieta ULF Emissions", *J. Geophys. Res.*, Vol.100, No.B7, pp.12951-12958, 1995
- Foufoula-Georgiou, E., and P. Kumar (eds.); "*Wavelets in Geophysics*", *Wavelet Analysis and Its Applications, Vol.4*, Academic Press, San Diego, 373p, 1994
- Fraser-Smith, A.C., A. Bernardy, P.R. McGill, M.E. Ladd, R.A. Helliwell, and O.G. Villard, Jr.; "Low Frequency Magnetic Field Measurements Near the Epicenter of the Ms 7.1 Loma Prieta Earthquake", *Geophys. Res. Lett.*, Vol.17, pp.1465-1468, 1990
- Fujiwara, S., and H. Toh; "Geomagnetic Transfer Functions in Japan Obtained by First Order Geomagnetic Survey", *J. Geomag. Geoelectr.*, Vol.48, pp.1071-1101, 1996
- Gabor, D.; "Theory of Communication", *J. I.E.E.E.*, Vol.93, pp.429-441, 1946
- Gamble, T.D., W.M. Goubau, and J. Clarke; "Magnetotellurics with a Remote Magnetic Reference", *Geophysics*, Vol.44, No.1, pp.53-68, 1979a
- Gamble, T.D., W.M. Goubau, and J. Clarke; "Error Analysis for Remote Reference Magnetotellurics", *Geophysics*, Vol.44, No.5, pp.959-968, 1979b
- Gething, P.; "*Radio Direction Finding and Superresolution*", Peter Peregrinus, London, 1991
- Gonzalez, W. D., J.A. Joselyn, Y. Kamide, H.W. Kroehl, G. Rostoker, B.T. Tsurutani, and V.M. Vasyliunas; "What is a Geomagnetic Storm?", *J. Geophys. Res.*, Vol.99, No.A4, pp.5771-5792, 1994
- Gotoh, K., Y. Akinaga, M. Hayakawa, and K. Hattori; "Principal Component Analysis of ULF Geomagnetic Data for Izu Islands Earthquakes in July 2000", *J. Atm. Elect.*, Vol.22, No.1, pp.1-12, 2002
- Goubau, W.M., P.M. Maxton, R.H. Koch, and J. Clarke; "Noise Correlation Length in Remote Reference Magnetotellurics", *Geophysics*, Vol.49, pp.433-438, 1984
- Grossman, A., and J. Morlet; "Decomposition of Hardy Functions into Square Integrable Wavelets of Constant Shape", *SIAM J. Math. Anal.*, Vol.15, pp.723-736, 1984
- Gustafsson, G., N. E. Papitashvili, and V. O. Papitashvili; "A Revised Corrected Geomagnetic Coordinate System for Epochs 1985 and 1990", *J. Atmos. Terr. Phys.*, Vol.54, pp.1609-1631, 1992
- Hadjiioannou, D., F. Vallianatos, K. Eftaxias, V. Hadjicontis, and K. Nomikos; "Subtraction of the Telluric Inductive Component from VAN Measurements", *Tectonophysics*, Vol.224, pp.113-124, 1993
- Hatayama, H.; "On the Bay-disturbance in the Terrestrial Magnetic Field", *Geophys. Mag.*, Vol.12, pp.15-66, 1938

- Hattori, K., Y. Akinaga, M. Hayakawa, K. Yumoto, T. Nagao, and S. Uyeda; "ULF Magnetic Anomaly Preceding the 1997 Kagoshima Earthquakes", in "*Seismo Electromagnetics Lithosphere - Atmosphere - Ionosphere Coupling*", Eds. M. Hayakawa and O.A. Molchanov, TERRAPUB, Tokyo, pp.19-28, 2002a
- Hattori, K., I. Takahashi, C. Yoshino, T. Nagao, J.Y. Liu, and C.F. Shieh; "ULF Geomagnetic and Geopotential Measurement at Chia-Yi, Taiwan", *J. Atm. Electr.*, Vol.22, No.3, pp.217-222, 2002b
- Hattori, K., I. Takahashi, C. Yoshino, N. Isezaki, H. Iwasaki, M. Harada, K. Kawabata, E. Kopytenko, Y. Kopytenko, P. Maltsev, V. Korepanov, O.A. Molchanov, M. Hayakawa, Y. Noda, T. Nagao, and S. Uyeda; "ULF Geomagnetic Field Measurements in Japan and Some Recent Results Associated with Iwateken Nairiku Hokubu Earthquake in 1998", *Phys. Chem. Earth*, 2004, *in press*
- Hayakawa, M., and Y. Fujinawa (eds.); "*Electromagnetic Phenomena Related to Earthquake Prediction*", Terra Scientific Publishing Company (TERRAPUB), Tokyo, 677p, 1994
- Hayakawa, M., R. Kawate, O.A. Molchanov, and K. Yumoto; "Results of Ultra-low-frequency Magnetic Field Measurements During the Guam Earthquake of 8 August 1993", *Geophys. Res. Lett.*, Vol.23, No.3, pp.241-244, 1996
- Hayakawa, M. (ed.); "*Atmospheric and Ionospheric Electromagnetic Phenomena Related with Earthquakes*", Terra Scientific Publishing Company (TERRAPUB), Tokyo, 996p, 1999
- Hayakawa, M., T. Itoh, K. Hattori, and K. Yumoto; "ULF Electromagnetic Precursors for an Earthquake at Biak, Indonesia on February 17, 1996", *Geophys. Res. Lett.*, Vol.27, pp.1531-1534, 2000
- Hayakawa, M., and O.A. Molchanov (eds.); "*Seismo Electromagnetics Lithosphere-Atmosphere-Ionosphere Coupling*", Terra Scientific Publishing Company (TERRAPUB), Tokyo, 477p, 2002
- Holschneider, M.; "Localization Properties of Wavelet Transforms", *J. Math. Phys.*, Vol.34, No.7, pp.3227-3244, 1993
- Hirose, H., K. Hirahara, F. Kimata, N. Fujii, and S. Miyazaki; "A Slow Thrust Slip Event Following the 1996 Hyuga-nada Earthquakes Beneath the Bungo Channel, Southwest Japan", *Geophys. Res. Lett.*, Vol.26, pp.3237-3240, 1996
- 広瀬 一聖, 川崎一朗, 岡田義光, 鷲谷 威, 田村良明; "1989年12月東京湾サイレント・アースクエイクの可能性", *地震*, Vol.53, pp.11-23, 2000
- Honkura, Y., E.R. Niblett, and R.D. Kurtz; "Changes in Magnetic and Telluric Fields in a Seismically Active Region of Eastern Canada: Preliminary Results of Earthquake Prediction Studies", *Tectonophys.*, Vol.34, pp.219-230, 1976
- 本蔵義守, 小山 茂; "中伊豆における地磁気短周期変化観測 (1)", *東京大学地震研究所彙報*, Vol.53, pp.925-930, 1978

- Honkura, Y.; "Observations of Short-Period Geomagnetic Variations at Nakaizu (2): Changes in Transfer Functions Associated with the Izu-Oshima-Kinkai Earthquake of 1978", *Bull. Earthq. Res. Inst.*, Vol.54, pp.477-490, 1979
- 本蔵義守; "電気伝導度異常と地震", *地震予知 I 電磁気学のアプローチ*, 力武常次・佐藤良輔・萩原幸雄 (編), 186p., 学会出版センター, 東京, pp.117-149, 1980
- Ishido, T., and H. Mizutani; "Experimental and Theoretical Basis of Electrokinetic Phenomena in Rock-water Systems and Its Applications to Geophysics", *J. Geophys. Res.*, Vol.86, pp.1763-1775, 1981
- Jacobs, J.A., Y. Kato, S. Matsushita, and V.A. Troitskaya; "Classification of Geomagnetic Micropulsations", *J. Geophys. Res.*, Vol.69, No.1, pp.180-181, 1964
- Kao, D.W., and D. Rankin; "Enhancement of Signal-to-Noise Ratio in Magnetotelluric Data", *Geophysics*, Vol.42, No.1, pp.103-110, 1977
- Karakelian, D., G.C. Beroza, S.L. Klemperer, and A.C. Fraser-Smith; "Analysis of Ultralow-Frequency Electromagnetic Field Measurements Associated with the 1999 M7.1 Hector Mine, California, Earthquake Sequence", *Bull. Seismo. Soc. Amer.*, Vol.92, No.4, pp.1513-1524, 2002
- 川崎一朗, 島村英紀, 浅田 敏; "サイレント・アースクエイク 地球内部からのメッセージ", 東京大学出版会, 東京, 254p, 1993
- Kawate, R., O.A. Molchanov, and M. Hayakawa; "Ultra-low-frequency Magnetic Fields During the Guam Earthquake of 8 August 1993 and Their Interpretation", *Phys. Earth Planet. Int.*, Vol.105, pp.229-238, 1998
- Kinoshita, M., M. Uyeshima, and S. Uyeda; "Earthquake Prediction Research By Means of Telluric Potential Monitoring, Progress Report No.1; Installation of Monitoring Network", *Bull. Earthq. Res. Inst.*, Vol.64, pp.255-311, 1989
- Kopytenko, Y.A., T.G. Matishvili, P.M. Voronov, E.A. Kopytenko, and O.A. Molchanov; "Detection of Ultra-low-frequency Emissions Connected with the Spitak Earthquake and its Aftershock Activity, Based on Geomagnetic Pulsations Data at Dusheti and Vardzia Observatories", *Phys. Earth Planet. Int.*, Vol.77, pp.85-95, 1993
- Kovács P., C. Vincenzo, and Z. Vörös; "Wavelet-based Filtering of Intermittent Events from Geomagnetic Time-series", *Planet. Space Sci.*, Vol.49, pp.1219-1231, 2001
- Kumar, P., and E. Foufoula-Georgiou; "Wavelet Analysis for Geophysical Application", *Rev. Geophys.*, Vol.35, No.4, pp.385-412, 1997
- Li, H.; "Identification of Coherent Structure in Turbulent Shear Flow with Wavelet Correlation Analysis", *J. Fluid. Eng.*, Vol.120, pp.778-785, 1998
- Lindsey, A.R.: "The Non-existence of a Wavelet Function Admitting a Wavelet Transform Convolution Theorem of Fourier Type", Technical Report, Ohio Univ. Athens, 1994
- Mackie, R.L. and T.R. Madden; "Three-dimensional Magnetotelluric Inversion Using

- Conjugate Gradients”, *Geophys. J. Int.*, Vol.115, pp.215-229, 1993
- Madden, T.R., and R.L. Mackie; “Three-dimensional Magnetotelluric Modeling and Inversion”, *Proc. IEEE*, Vol.77, pp.318-333, 1989
- Mallat, S.; “Multiresolution Approximations and Wavelet Orthonormal Bases of  $L^2(\mathbf{R})$ ”, *Trans. Amer. Math. Soc.*, Vol.315, pp.69-87, 1989a
- Mallat, S.; “A Theory for Multiresolution Signal Decomposition: The Wavelet Representation”, *IEEE Trans. Pattern Anal. Mach. Intel.*, Vol.11, No.7, pp.674-693, 1989b
- McMechan, G.A., and I. Barrodale; “Processing Electromagnetic Data in the Time Domain”, *Geophys. J.R. astr. Soc.*, Vol.81, pp.277-293, 1985
- Meyer, Y.; “*Wavelets and Operators*”, Cambridge Univ. Press, New York, 1992
- Meyers, S.D., B.G. Kellym, and J.J. O'Brien; “An Introduction to Wavelet Analysis in Oceanography and Meteorology: With Application to the Dispersion of Yanai Waves”, *Mon. Wea. Rev.*, vol.121, pp.2858-2866, 1993
- Milne, J.; “Earthquakes in Connection with Electric and Magnetic Phenomena”, *Trans. Seismol. Soc. Japan*, Vol.15, pp.135-162, 1890
- Mizutani, H., T. Ishido, T. Yokokura, and S. Ohnishi; “Electrokinetic Phenomena Associated with Earthquakes”, *Geophys. Res. Lett.*, Vol.3, No.7, pp.365-368, 1976
- 宮腰潤一郎; “断層破碎帯における自然電位の時間的変化”, *月刊地球*, Vol.7, pp.39-42, 1985
- 森俊雄; “長基線地電位試験観測”, *気象研究所研究報告*, Vol.36, pp.149-155, 1985
- Morlet, J., G. Arens, E. Fourgeau, and D. Giard; “Wave Propagation and Sampling Theory—Part I: Complex Signal and Scattering in Multilayered Media”, *Geophysics*, Vol.47, No.2, pp.203-221, 1982a
- Morlet, J., G. Arens, E. Fourgeau, and D. Giard; “Wave Propagation and Sampling Theory—Part II: Sampling Theory and Complex Waves”, *Geophysics*, Vol.47, No.2, pp.222-236, 1982b
- Morlet, J.; “Sampling Theory and Wave Propagation”, *NATO ASI Series, 1, Issues in Acoustic Explor. Geophys.*, 20, pp.383-398, 1983
- Molchanov, O.A., Y.A. Kopytenko, P.M. Voronov, E.A. Kopytenko, T.G. Mariashvili, A.C. Fraser-Smith, and A. Bernaldi; “Results of ULF Magnetic Field Measurements Near the Epicenter of the Spitak ( $M_s=6.9$ ) and Loma Prieta ( $M_s=7.1$ ) Earthquakes: Comparative Analysis”, *Geophys. Res. Lett.*, Vol.19, pp.1495-1498, 1992
- Molchanov, O.A., O.A. Mazhaeva, A.N. Goliavin, and M. Hayakawa; “Observation by the INTERCOSMOS-24 Satellite of ELF/VLF Emissions Associated with Earthquakes”, *Ann. Geophysicae*, Vol.11, 431-440, 1993



- Molchanov, O.A., and M. Hayakawa; "Generation of ULF Electromagnetic Emissions by Microfracturing", *Geophys. Res. Lett.*, Vol.22, No.22, pp.3091-3094, 1995
- Nagao, T., Y. Orihara, T. Yamaguchi, I. Takahashi, K. Hattori, Y. Noda, K. Sayanagi, and S. Uyeda; "Co-seismic Geoelectric Potential Changes Observed in Japan", *Geophys. Res. Lett.*, Vol.27, No.10, pp.1535-1538, 2000
- 長尾年恭; "地震予知研究の新展開", 近未来社, 東京, 209p, 2001
- 長妻 努; "地磁気嵐", 通信総合研究所季報, Vol.48, No.3, pp.123-136, 2002
- Newman, G.A., and D.L. Alumbaugh; "Three-dimensional Magnetotelluric Inversion Using Non-linear Conjugate Gradients", *Geophys. J. Int.*, Vol.140, pp.410-424, 2000
- Nosé, M., T. Iyemori, M. Takada, T. Kamei, D.K. Milling, D. Orr, H.J. Singer, E.W. Worthington, and N. Sumitomo; "Automated Detection of Pi 2 Pulsations Using Wavelet Analysis: 1. Method and an Application for Substorm Monitoring", *Earth Planet Space*, Vol.50, pp.773-783, 1998
- Nur, A.; "Dilatancy, Pore Fluids, and Premonitory Variations of  $t_s/t_p$  Travel Times", *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol.62, pp.1217-1222, 1972
- Odera, T.J.; "Solar Wind Controlled Pulsations: A Review", *Rev. Geophys.*, Vol.24, No.1, pp.55-74, 1986
- 恩藤忠典,丸橋克英 編著; "宇宙環境科学", オーム社出版局, 東京, 302p, 2000
- Ozawa, S., S. Miyazaki, Y. Hatanaka, T. Imakiire, M. Kaidzu, and M. Mukarami; "Characteristic Silent Earthquakes in the Eastern Part of the Boso Peninsula, Central Japan", *Geophys. Res. Lett.*, Vol.30, No.6, pp.16
- Parrot, M. and F. Lefeuvre; "Correlation Between GEOS VLF Emission and Earthquakes", *Ann. Geophys.*, Vol.3, pp.737-747, 1985
- Pérez-Rendón, A.F., and R. Robles; "The Convolution Theorem for the Continuous Wavelet Transform", *Signal Processing*, Vol.84, pp.55-67, 2004
- Parrot, M.; "The Micro-satellite Demeter: Data Registration and Data Processing", in "*Seismo Electromagnetics Lithosphere-Atmosphere-Ionosphere Coupling*", Terra Scientific Publishing Company (TERRAPUB), Tokyo, pp.391-395, 2002
- Press W.H., S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling, and B.P. Flannery; "*Numerical Recipes in Fortran 77, Second Edition*", Cambridge University Press, New York, 933p., 1986
- Price, A.T.; "The Theory of Magneto-telluric Methods When the Source Field is Considered", *J. Geophys. Res.*, Vol.67, pp.1907-1918, 1962
- Reddy, I.K., R.J. Phillips, J.H. Whitcomb, D.M. Cole, and R.A. Taylor; "Monitoring of Time Dependent Resistivity by Magnetotellurics", *J. Geomag. Geoelectr.*, Vol.28, pp.165-178, 1976

- Rikitake, T., Y. Yamazaki, Y. Hagiwara, K. Kawada, M. Sawada, Y. Sasai, T. Watanabe, K. Momose, T. Yoshino, K. Otani, K. Ozawa, and Y. Sanzai; "Geomagnetic and Geoelectric Studies of the Matsushiro Earthquake Swarm (1), Bull. Earthq. Res. Inst., Vol.44, pp.363-408, 1967
- 力武常次; "地球電磁気学", 岩波書店, 東京, 472p, 1972
- Rikitake, T.; "Crustal Dilatancy and Geomagnetic Variations of Short Period", J. Geomag. Geoelectr., Vol.28, pp.145-156, 1976
- Rikitake, T., and Y. Honkura; "Solid Earth Geomagnetism", Terra Scientific Publishing Company (TERRAPUB), Tokyo, 384p, 1985
- Rokityansky, I.I.; "Geoelectromagnetic Investigation of the Earth's Crust and Mantle", Springer-Verlag, New York, 381p., 1982
- Sagiya, T.; "Interplate Coupling in the Tokai District, Central Japan, Deduced from Continuous GPS Data", Geophys. Res. Lett., Vol.26, No.15, pp.2315-2318, 1999
- Sagiya, T.; "Interplate Coupling in the Kanto District, Central Japan, and the Boso Peninsula Silent Earthquake in May 1996", Pure. Appl. Geophys., *in press*
- Sano, Y.; "Time Changes of Transfer Functions at Kakioka Related to Earthquake Occurrence (I)", Geophys. Mag., Vol.39, No.2, pp.93-117, 1980
- Sano, Y.; "Time Changes of Transfer Functions at Kakioka Related to Earthquake Occurrence (I)", Geophys. Mag., Vol.40, No.1, pp.91-111, 1981
- Sano, Y.; "Time Changes of Transfer Functions at Kakioka Related to Earthquake Occurrence (III)", Mem. Kak. Mag. Obs., Vol.19, No.2, pp.11-31, 1982
- 佐野幸三, 中島新三郎; "CA 変換関数の時間変化についての 2, 3 の問題点", Mem. Kak. Mag. Obs., Vol.23, No.3-4, pp.41-52, 1984
- Schmucker, U.; "Anomalies of Geomagnetic Variations in the Southwestern United States", Bull. Scripps Inst. Oceanogr., Vol.13, 165p, 1970
- Shalivahan, and B. Bhattacharya; "How Remote Can the Far Remote Reference Site for Magnetotelluric Measurements Be ?", J. Geophys. Res., Vol.107, No.B6, pp. ETG 1.1-7, 2002
- Shensa, M.J.; "An Inverse DWT for Nonorthogonal Wavelets", NCCOSC Tech. Report, TR 1621, pp.1-52, 1993
- Sims, W.E., F.X. Bostick, and H.W. Smith; "The Estimation of Magnetotelluric Impedance Tensor Elements from Measured Data", Geophysics, Vol.36, No.5, pp.938-942, 1971
- Shiraki, M.; "Monitoring the Time Change in Transfer Functions in the Central Japan Conductivity Anomaly", J. Geomag. Geoelectr., Vol.32, pp.637-648, 1980
- Smith, J.T., and J.R. Booker; "Rapid Inversion of Two- and Three-dimensional Magnetotelluric

- Data", *J. Geophys. Res.*, Vol.96, pp.3905-3922, 1991
- Sobolev, G.A.; "Application of Electric Method to the Tentative Short-Term Forecast of Kamchatka Earthquakes", *Pure Appl. Geophys.*, Vol.113, pp.229-235, 1975
- 地磁気観測所編; "観測指針", 気象庁地磁気観測所技術報告, Vol.34 特別号, 122p, 1994
- Tikhonov, A.D.; "On the Determination of Electrical Characteristics of Deep Layers of the Earth's Crust", *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, Vol.73, pp.295-297, 1950 (*in Russian*)
- Torrence, C. and G.P. Compo; "A Practical Guide to Wavelet Analysis", *Bull. Ame. Met. Soc.*, Vol.79, No.1, pp.61-77, 1998
- Tsyganenko, N.A., A.V. Usmanov, V.O. Papitashvili, N.E. Papitashvili, and V.A. Popov; "Software for Computations of the Geomagnetic Field and Related Coordinate Systems", *Soviet Geophys. Comm.*, Moscow, 58 p., 1987
- 上田誠也; "地震予知に成功した国—ギリシャ—", *地震第2輯*, Vol.44, pp.391-405, 1991
- 上田誠也, 服部克巳, 工藤 健, 山口 透, 織原義明, 高橋一郎, 丹保俊哉, 佐柳敬造, 野田洋一, 神田 径, 割ヶ谷隆志, 川畑広紀, 長尾年恭; "理化学研究所「地震国際フロンティア研究」における電場・磁場観測", *CA 研究会 1999 年論文集*, pp.125-130, 1999
- Uyeda, S., T. Nagao, Y. Orihara, T. Yamaguchi, and I. Takahashi; "Goelectric Potential Changes: Possible Precursors to Earthquakes in Japan", *Proc. US National Academy of Science*, Vol.97, No.9, pp.4561-4566, 2000
- Uyeda, S., M. Hayakawa, T. Nagao, O.A. Molchanov, K. Hattori, Y. Orihara, K. Gotoh, Y. Akinaga, and H. Tanaka; "Electric and Magnetic Phenomena Observed Before the Volcano-seismic Activity in 2000 in the Izu Island Region, Japan", *Proc. US National Academy of Science*, Vol.99, No.11, pp.7352-7355, 2002
- Uyeshima, M.; "Application of Network MT Method to the Study of Electrical Conductivity Structure in the Central and Eastern Part of Hokkaido", *Ph.D Thesis, Univ. of Tokyo*, 236p, 1990
- Uyeshima, M., H. Utada, and Y. Nishida; "Network-magnetotelluric Method and Its First Results in Central and Eastern Hokkaido, NE Japan", *Geophys. J. Int.*, Vol.146, pp.1-19, 2001
- Vallianatos, F., and A. Tzanis; "A Model for the Generation of Precursory Electric and Magnetic Fields Associated with the Deformation Rate of the Earthquake Focus", in "*Atmospheric and Ionospheric Electromagnetic Phenomena Related with Earthquakes*", eds. M. Hayakawa, TERRAPUB, Tokyo, pp.287-305m 1999
- Varotsos, P., and K. Alexopoulos; "Physical Properties of the Variations of the Electric Field of the Earth Preceding Earthquakes, I", *Tectonophysics*, Vol.110, pp.73-98, 1984a
- Varotsos, P., and K. Alexopoulos; "Physical Properties of the Variations of the Electric Field of the Earth Preceding Earthquakes, II. Determination of Epicenter and Magnitude", *Tectonophysics*, Vol.110, pp.99-125, 1984b

- Varotsos, P., and K. Alexopoulos; "*Thermodynamics of Point Defects and their Relation with Bulk Properties*", North-Holland, Amsterdam, 474p, 1986
- Varotsos, P., M. Lazaridou, K. Eftaxias, G. Antonopoulos, J. Makris, and J. Kopanas; "Short Term Earthquake Prediction in Greece by Seismic Electric Signals", in "*A Critical Review of VAN*", edited by Sir J. Lighthill, World Scientific, Singapore, pp.29-76, 1996
- Vozoff, K.; "The Magnetotelluric Method in the Exploration of Sedimentary Basins", *Geophysics*, Vol.37, No.1, pp.98-141, 1972
- Wannamaker, P.E., G.W. Hohmann, and W.A. SanFilipo; "Electromagnetic Modeling of Three-dimensional Bodies in Layered Earths Using Integral Equations", *Geophysics*, Vol.49, pp.60-74, 1984
- Wieladek, R., and T. Ernst; "Application of the Method of Least Squares to Determining Impulse Response and Transfer Functions", *Publ. Inst. Geophys. Pol. Acad. Sci.*, Vol. G-1 (110), pp.3-12, 1977
- Yagova, N., K. Yumoto, V. Pilipenko, K. Hattori, T. Nagao, and K. Saita; "Local Variations of Geomagnetic ULF Noises and Their Relation to Seismic Activity", in "*Seismo Electromagnetics Lithosphere-Atmosphere-Ionosphere Coupling*", TERRAPUB, Tokyo, pp.45-48, 2002
- Yanagihara, K. and T. Nagano; "Time Change of Transfer Function in the Central Japan Anomaly", *J. Geomag. Geoelectr.*, Vol.28, pp.157-163, 1976
- Yumoto, K.; "Generation and Propagation Mechanisms of Low-latitude Magnetic Pulsations—A Review", *J. Geophys.*, Vol.60, pp.79-105, 1986
- Yumoto, K.; "External and Internal Sources of Low-frequency MHD Waves in the Magnetosphere—A Review", *J. Geomag. Geoelectr.*, Vol.40, pp.293-311, 1988
- Zhang, Y., and K.V. Paulson; "Enhancement of Signal-to-noise Ratio in Natural-source Transient Magnetotelluric Data with Wavelet Transform", *Pure Appl. Geophys.*, Vol.149, pp.405-419, 1997

# Appendix

## Appendix A 多入力線形系の周波数応答関数 (cf. Bendat and Piersol, 1971)

本論文で扱う応答関数は、2入力1出力線形系の周波数応答関数であると見なされる。ここでは、一般化して多入力を受ける定係数線形について考える。入力は定常不規則過程であるとする。

### A.1 自己相関関数

Fig.A.1 に示すように、 $q$  個の入力  $x_i(t)$ ,  $i=1,2,\dots,q$  を受ける  $q$  個の定係数線形系と1個の出力  $y(t)$  について考える。出力は、 $q$  個の出力  $y_i(t)$ ,  $i=1,2,\dots,q$  の和である。すなわち、

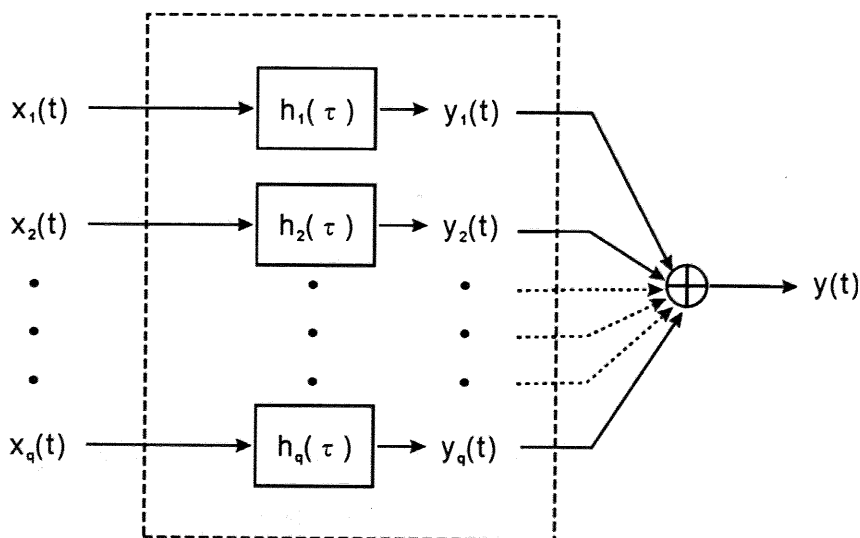


Fig.A.1 Multiple-input / single-output model for arbitrary inputs. After Bendat and Piersol (1971).

$$y(t) = \sum_{i=1}^q y_i(t). \quad \text{..... (A.1)}$$

ここで、 $y_i(t)$ は*i*番目の入力のみによって生成される出力を表す。

入力  $x_i(t)$  に対する荷重関数を  $h_i(\tau)$  とすると、 $y_i(t)$  は次式で表される。ここで、定係数線形系が物理的に実現可能であるため、系は過去の入力に対してのみ応答することが必要である。そこで、積分の有効な下限をゼロとする。

$$y_i(t) = \int_0^{\infty} h_i(\tau) x_i(t - \tau) d\tau \quad \text{..... (A.2)}$$

全出力  $y(t)$  は下式で表される。

$$y(t) = \sum_{i=1}^q \int_0^{\infty} h_i(\tau) x_i(t - \tau) d\tau \quad \text{..... (A.3)}$$

出力  $y(t)$  の相互相関関数は、定常性の仮定から、

$$\begin{aligned} R_y(\tau) &= E[y(t)y(t+\tau)] = E\left[\sum_i y_i(t) \sum_j y_j(t+\tau)\right] \\ &= E\left[\sum_{i=1}^q \sum_{j=1}^q \int_0^{\infty} h_i(\xi) x_i(t-\xi) d\xi \int_0^{\infty} h_j(\eta) x_j(t+\tau-\eta) d\eta\right] \quad \text{..... (A.4)} \\ &= \sum_{i=1}^q \sum_{j=1}^q \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} h_i(\xi) h_j(\eta) E[x_i(t-\xi) x_j(t+\tau-\eta)] d\xi d\eta \\ &= \sum_{i=1}^q \sum_{j=1}^q \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} h_i(\xi) h_j(\eta) R_{ij}(\xi - \eta + \tau) d\xi d\eta \end{aligned}$$

ただし、上式において

$$R_{ij}(\tau) = R_{x_i x_j}(\tau) = E[x_i(t) x_j(t+\tau)] \quad \text{..... (A.5)}$$

である。

定常不規則過程の両側スペクトル密度関数  $P_y(\omega)$  は、自己相関関数  $R_y(\tau)$  のフーリエ変換として与えられる。したがって、(A.4) 式のフーリエ変換をとると、パワースペクトル密度関数は次のようになる。

$$\begin{aligned}
 P_y(\omega) &= \sum_{i=1}^q \sum_{j=1}^q \int_0^{\infty} h_i(\xi) e^{j\omega\xi} d\xi \int_0^{\infty} h_j(\eta) e^{-j\omega\eta} d\eta \int_0^{\infty} R_{ij}(t) e^{-j\omega t} dt \\
 &= \sum_{i=1}^q \sum_{j=1}^q H_i^*(\omega) H_j(\omega) P_{ij}(\omega) \dots\dots (A.6)
 \end{aligned}$$

ただし、上式において  $P_{ij}(\omega)$  は、入力  $x_i(t)$ ,  $x_j(t)$  間のクロススペクトル密度関数すなわち、 $P_{ij}(\omega) = P_{x_i x_j}(\omega)$  を表す。また、\*は複素共役を表す。

## A.2 相互相関関数

Fig.A.1 に示す系に対する相互スペクトルの関係式は、出力  $y(t)$  と 1 個の入力例えば  $x_i(t)$  とのクロススペクトル密度関数を計算することによって得られる。

入力  $x_i(t)$  と出力  $y(t)$  間の相互相関関数  $R_{x_i y}(\tau)$  は、下式で表される。

$$\begin{aligned}
 R_{x_i y}(\tau) &= E[x_i(t)y(t+\tau)] \\
 &= E\left[x_i(t) \sum_{j=1}^q \int_0^{\infty} x_j(t+\tau-\xi) h_j(\xi) d\xi\right] \\
 &= \sum_{j=1}^q \int_0^{\infty} h_j(\xi) E[x_i(t)x_j(t+\tau-\xi)] d\xi \dots\dots\dots (A.7) \\
 &= \sum_{j=1}^q \int_0^{\infty} h_j(\xi) R_{ij}(t-\xi) d\xi
 \end{aligned}$$

入力  $x_i(t)$  と出力  $y(t)$  間のクロスパワースペクトル密度関数  $P_{x_i y}(\omega)$  は、(A.7) 式のフーリエ変換により得られる。

$$\begin{aligned}
 P_{x_i y}(\omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} e^{-j\omega\tau} R_{x_i y}(\tau) d\tau \\
 &= \sum_{j=1}^q \int_{-\infty}^{\infty} \left( \int_0^{\infty} e^{-j\omega\tau} h_j(\xi) \right) e^{-j\omega(\tau-\xi)} R_{ij}(\tau-\xi) d\xi d\tau, \dots\dots (A.8) \\
 &= \sum_{j=1}^q H_j(\omega) P_{ij}(\omega)
 \end{aligned}$$

ここで  $P_{ij}(\omega) = P_{x_i x_j}(\omega)$ ,  $R_{ij}(\omega) = R_{x_i x_j}(\omega)$  を表す。

## A.3 2 入力 1 出力系における応答関数

2 入力 1 出力系における応答関数の導出を行う。(A.8) 式において  $q=2$  とおくと、

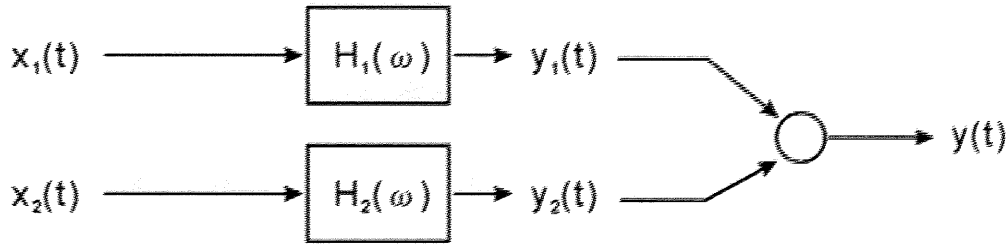


Fig.A.2 2-input / 1-output linear system.

$$\begin{aligned} P_{x_1y}(\omega) &= H_1(\omega)P_{11}(\omega) + H_2(\omega)P_{12}(\omega) \\ P_{x_2y}(\omega) &= H_1(\omega)P_{21}(\omega) + H_2(\omega)P_{22}(\omega) \end{aligned} \quad \text{..... (A.9a)}$$

と表される。ここで、 $P_{11}(\omega) = P_{x_1x_1}(\omega)$ 、 $P_{12}(\omega) = P_{x_1x_2}(\omega)$ 、 $P_{21}(\omega) = P_{x_2x_1}(\omega)$ 、 $P_{22}(\omega) = P_{x_2x_2}(\omega)$ であるから、

$$\begin{aligned} P_{x_1y}(\omega) &= H_1(\omega)P_{x_1x_1}(\omega) + H_2(\omega)P_{x_1x_2}(\omega) \\ P_{x_2y}(\omega) &= H_1(\omega)P_{x_2x_1}(\omega) + H_2(\omega)P_{x_2x_2}(\omega) \end{aligned} \quad \text{..... (A.9b)}$$

のようになる。入力成分どうしの相関度関数  $\gamma_{x_1, x_2}^2(\omega) \neq 1$  として、 $H_1(\omega)$ 、 $H_2(\omega)$  について解くと、下式のようにになる。

$$H_1(\omega) = \frac{P_{x_1y}(\omega)P_{x_2x_2}(\omega) - P_{x_1x_2}(\omega)P_{x_2y}(\omega)}{P_{x_1x_1}(\omega)P_{x_2x_2}(\omega) - |P_{x_1x_2}(\omega)|^2} \quad \text{..... (A.10)}$$

$$H_2(\omega) = \frac{P_{x_2y}(\omega)P_{x_1x_1}(\omega) - P_{x_2x_1}(\omega)P_{x_1y}(\omega)}{P_{x_1x_1}(\omega)P_{x_2x_2}(\omega) - |P_{x_1x_2}(\omega)|^2} \quad \text{..... (A.11)}$$

ここで、(A.10)、(A.11) 式の分母は、

$$P_{x_1x_1}(\omega)P_{x_2x_2}(\omega) - |P_{x_1x_2}(\omega)|^2 = P_{x_1x_1}(\omega)P_{x_2x_2}(\omega) \{1 - \gamma_{x_1, x_2}^2(\omega)\} \quad \text{..... (A.12)}$$

であることから、 $x_1(t)$  と  $x_2(t)$  が完全に相関があると (i.e.  $\gamma_{x_1, x_2}^2(\omega) = 1$ )、両式は解を持たない。したがって、入力成分は互いに独立である必要がある。

入出力成分間のクロスパワースペクトル密度関数  $P_{x_1y}(\omega)$ 、 $P_{x_2y}(\omega)$  は (A.9b) 式で



与えられる。出力成分のパワースペクトル密度関数  $P_{yy}(\omega)$  は (A.6) 式で表されるから、

$$P_{yy}(\omega) = |H_1(\omega)|^2 P_{x_1x_1}(\omega) + H_1^*(\omega)H_2(\omega)P_{x_1x_2}(\omega) + H_2^*(\omega)H_1(\omega)P_{x_2x_1}(\omega) + |H_2(\omega)|^2 P_{x_2x_2}(\omega) \quad \text{..... (A.13)}$$

となる。したがって、各入力成分と出力成分間の多重関連度関数は、

$$\gamma_{x_1,y}^2(\omega) = \frac{|H_1(\omega)P_{x_1x_1}(\omega) + H_2(\omega)P_{x_1x_2}(\omega)|^2}{P_{x_1x_1}(\omega)P_{yy}(\omega)} \quad \text{..... (A.14)}$$

$$\gamma_{x_2,y}^2(\omega) = \frac{|H_1(\omega)P_{x_2x_1}(\omega) + H_2(\omega)P_{x_2x_2}(\omega)|^2}{P_{x_2x_2}(\omega)P_{yy}(\omega)}$$

で与えられる。また、全入力成分と出力成分間の多重関連度関数は次式で表される。

$$\gamma_{x_{1,2},y}^2(\omega) = \frac{H_1(\omega)\overline{H_1(\omega)}P_{x_1x_1}(\omega) + H_1(\omega)\overline{H_2(\omega)}P_{x_1x_2}(\omega) + H_2(\omega)\overline{H_1(\omega)}P_{x_2x_1}(\omega) + H_2(\omega)\overline{H_2(\omega)}P_{x_2x_2}(\omega)}{P_{yy}(\omega)} \quad \text{..... (A.15)}$$

ここで、 $\overline{H_1(\omega)}$ 、 $\overline{H_2(\omega)}$  は、それぞれ  $H_1(\omega)$ 、 $H_2(\omega)$  の複素共役を表す。また、

$0 \leq \gamma_{x_1,y}^2(\omega) \leq 1$ 、 $0 \leq \gamma_{x_2,y}^2(\omega) \leq 1$ 、 $0 \leq \gamma_{x_{1,2},y}^2(\omega) \leq 1$  を満たす。

# 論文目録

## 主論文 (査読あり)

- (1) 原田 誠, 服部克巳, 伊勢崎修弘(2003)  
「応答関数法による ULF 電磁場データの信号弁別の試み」  
電気学会論文誌 (A 部門誌), Vol.123, No.12, pp.1159-1165, 2003

## 関連論文 (査読あり)

- (1) M. Harada, K. Hattori, and N. Isezaki  
"Transfer Function Analysis Approach for Anomalous ULF Geomagnetic Field Change Detection"  
submitted to Physics and Chemistry of the Earth
- (2) K.Hattori, I.Takahashi, C.Yoshino, N.Isezaki, H.Iwasaki, M.Harada, K.Kawabata, E.Kopytenko, Y. Kopytenko, P.Maltsev, V.Korepanov, O.A.Molchanov, M.Hayakawa, Y.Noda, T.Nagao, and S.Uyeda  
"ULF Geomagnetic Field Measurements in Japan and Some Recent Results Associated with Iwateken Nairiku Hokubu Earthquake in 1998"  
submitted to Physics and Chemistry of the Earth
- (3) K.Hattori, A.Serita, K.Gotoh, C.Yoshino, M.Harada, N.Isezaki, and M.Hayakawa  
"ULF Geomagnetic Anomaly Associated with 2000 Izu Islands Earthquake Swarm, Japan"  
submitted to Physics and Chemistry of the Earth

## 関連論文 (査読なし)

- (1) 原田 誠, 服部克巳, 伊勢崎修弘 (2003)  
「ウェーブレット変換を用いた ULF 電磁場データの信号弁別」  
電気学会研究会資料, EMT-03-110, pp.29-34, 2003
- (2) 芹田亜矢, 服部克巳, 吉野千恵, 原田 誠, 伊勢崎修弘, 早川正士 (2003)  
「2000年伊豆諸島群発地震活動に関連する ULF 帯の電磁場変動」  
電気学会研究会資料, EMT-03-105, pp.7-12, 2003
- (3) 原田 誠, 服部克巳, 伊勢崎修弘 (2002)  
「ウェーブレット解析およびインターステーション応答関数法による ULF 電磁場データ中の人工雑音の検出法」  
電気学会研究会資料, EMT-02-66,, pp.29-34, 2002

## 国際会議

- (1) M. Harada, K. Hattori, and N. Isezaki (2003)  
“Signal Classification of ULF Geomagnetic Data with use of Interstation Transfer Function”  
Conference of International Union of Geodesy and Geophysics, 2003  
(Sapporo, Japan/ Jun. 30 – Jul.11)
- (2) K. Hattori, RIKEN / Chiba University Boso MT Research Group (2003)  
“Magnetotelluric Observation in the Southern Part of Boso Peninsula, Japan: A Preliminary Result”  
Conference of International Union of Geodesy and Geophysics, 2003  
(Sapporo, Japan/ Jun. 30 – Jul.11)
- (3) M. Harada, K. Hattori, and N. Isezaki (2003)  
“Transfer Function Analysis Approach for Anomalous ULF Geomagnetic Field Change Detection”  
EGS/AGU/EUG Joint Assembly, 2003 (Nice, France/ Apr. 07-11)

- (4) K. Hattori, M. Harada, H. Tani, C. Yoshino, N. Isezaki, and M. Hayakawa (2003)

“Geomagnetic Transfer Function Changes Associated with Large Earthquakes in Japan”

EGS/AGU/EUG Joint Assembly, 2003 (Nice, France/ Apr. 07-11)

### 学会・シンポジウム (国内)

- (1) 原田 誠, 服部克巳, 伊勢崎修弘 (2004)  
「ISTF 法を用いた ULF 帯電磁場観測データの信号弁別」  
日本大気電気学会第 70 回講演会, 2004 (横須賀・防衛大学校/ Jan. 08-09)
- (2) 原田 誠, 服部克巳, 伊勢崎修弘 (2003)  
「ウェーブレット変換を用いた ULF 帯電磁場データの信号弁別」  
電磁界理論シンポジウム第 32 回講演会, 2003 (石川・加賀/ Nov. 19-21)
- (3) 芹田亜矢, 服部克巳, 吉野千恵, 原田 誠, 伊勢崎修弘, 早川正士 (2003)  
「2000 年伊豆諸島群発地震活動に関連する ULF 帯の電磁場変動」  
電磁界理論シンポジウム第 32 回講演会, 2003 (石川・加賀/ Nov. 19-21)
- (4) 原田 誠, 服部克巳, 伊勢崎修弘, 早川正士 (2003)  
「地磁気データからの地磁気脈動除去の試み」  
日本大気電気学会第 69 回講演会, 福岡・九州大学/ July 17-18, 大気電気研究, Vol.63, pp.48-49, 2003
- (5) 服部克巳, 芹田亜矢, 吉野千恵, 原田 誠, 伊勢崎修弘 (2003)  
「2000 年伊豆諸島群発地震の主成分解析結果の検討」  
日本大気電気学会第 69 回講演会, 福岡・九州大学/ July 17-18, 大気電気研究, Vol.63, pp.46-47, 2003
- (6) 原田 誠, 服部克巳, 伊勢崎修弘 (2003)  
「インターステーション法による ULF 電磁場データの信号弁別の試み」  
2003 年地球惑星科学関連学会合同大会, (千葉・幕張/ May 26-29)

- (7) 原田 誠, 服部克巳, 伊勢崎修弘 (2003)  
「応答関数法による ULF 電磁場データの信号弁別の試み」  
日本大気電気学会第 68 回講演会, 東京・調布/ Jan.08-09, 大気電気研究,  
Vol.62, pp.31-32, 2003
- (8) 原田 誠, 服部克巳, 伊勢崎修弘 (2002)  
「ウェーブレット解析およびインターステーション応答関数法による ULF  
電磁場データの信号弁別法」  
電磁界理論シンポジウム, 2002 (静岡・伊東/ Oct.22-24)
- (9) 菊池 真, 原田 誠, 服部克巳, 吉野千恵, 高橋一郎, 伊勢崎修弘 (2002)  
「MT 法による房総半島南部の比抵抗構造探査」  
2002 年地球惑星科学関連学会合同大会, (東京・代々木)
- (10) 菊池 真, 原田 誠, 服部克巳, 伊勢崎修弘 (2002)  
「MT 法 (地磁気地電流法) による房総半島南部の比抵抗構造探査 (序報)」  
日本大気電気学会講演会, 群馬・前橋, 大気電気研究, Vol.60, pp.91-92, 2002
- (11) 伊勢崎修弘, 服部克巳, 原田 誠, 古川雅英, 理研・地震国際フロンティア研  
究グループ (2001)  
「房総半島南部における地殻活動起源地球物理的環境変動の観測 (序報)」  
2001 年地球惑星科学関連学会合同大会, (東京・代々木)
- (12) 原田 誠, 馬場聖至, 上嶋 誠, 伊勢崎修弘 (2000)  
「関東地方における 3 次元比抵抗構造の推定(1) ; 海岸線効果および大局的  
な表層の不均質構造がもたらす効果のモデリング」  
2000 年地球惑星科学関連学会合同大会, (東京・代々木)
- (13) 原田 誠, 上嶋 誠, 馬場聖至, 島 伸和, 伊勢崎修弘, 小村健太郎, 藤縄幸  
雄 (1999)  
「茨城県南部におけるネットワーク MT 解析 ; 見かけ比抵抗・位相の空間分  
布」  
1999 年地球惑星科学関連学会合同大会, (東京・代々木)

## 著者略歴

原田 誠（はらだまこと）

1973年4月22日 埼玉県さいたま市（旧・浦和市） 生まれ

## 学 歴

- |         |                |                       |    |
|---------|----------------|-----------------------|----|
| 1992年3月 | 埼玉県立春日部高等学校    | 全日制普通科                | 卒業 |
| 1994年4月 | 千葉大学理学部地球科学科   |                       | 入学 |
| 1998年3月 | 同              |                       | 卒業 |
| 1998年4月 | 千葉大学大学院自然科学研究科 | 生命・地球科学専攻<br>博士前期課程   | 入学 |
| 2000年3月 | 同              |                       | 修了 |
| 2000年4月 | 千葉大学大学院自然科学研究科 | 人間・地球環境科学専攻<br>博士後期課程 | 進学 |