

JNC TJ7400 2005-075

7

PNC ~~SJ7187~~ 00 002

開示制限

時間領域電磁法を用いた精密電気探査法開発

(動力炉・核燃料開発事業団 契約業務報告書)

1 9 9 0 年 3 月

三井金属資源開発株式会社

本資料の全部または一部を複写・複製・転載する場合は、下記にお問い合わせください。

〒319-1184 茨城県那珂郡東海村村松4番地49
核燃料サイクル開発機構
技術展開部 技術協力課
Tel: 029-282-1122 (代表)
Fax: 029-282-7980
e-mail: jserv@jnc.go.jp

Inquiries about copyright and reproduction should be addressed to:
Technical Cooperation Section,
Technology Management Division,
Japan Nuclear Cycle Development Institute
4-49 Muramatsu, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki 319-1184, Japan

© 核燃料サイクル開発機構
(Japan Nuclear Cycle Development Institute) 2005



~~開 示 制 限~~

を
PNC 特許 7187-90-002

1990年3月

JNC TJ7400 2005-075

時間領域電磁法を用いた精密電気探査法開発

斎藤 章¹⁾, 石川秀浩¹⁾

H. T. Andersen²⁾

要 旨

電磁探査法における新しい解析手法として、アナリティックコンティニューエーション、電磁マイグレーション、イメージングなどと呼ばれる方法がアメリカ・カナダ・ソ連などで提唱されている。これらはいずれも従来から広く実施されている水平多層インバージョンに替る解析技術として、地表での多くの測定データからより積極的に地下構造の断面・平面図を求めようとするものであり、弾性波反射法のマイグレーション技術などに負う所が多い。

本研究は昨年度に引き続きアナリティックコンティニューエーションの理論の検討、二・三次元モデル計算結果に対するテストなどを行って解析プログラムを完成させることを目標とした。特にSINH、COSHコンティニューエーションフィルターにテーパーを加えるなどの改良を行った。その結果、より安定で使いやすいプログラムが完成し、EM-37による実際のデータに対して解析処理を行った結果、地下の断面図が描かれ、十分に実用になることがわかった。さらに本解析手法は新しい技術であるため、それに適した測定装置の仕様（ダイナミックレンジや分解能など）や測定方法についても検討を行った。

本報告書は、三井金属資源開発株式会社が動力炉・核燃料開発事業団との契約により実施した業務の成果である。

契約番号：01C00762

事業団担当部課室および担当者：中部事業所 坪田浩二、則竹和光、仙波 毅

¹⁾：三井金属資源開発株式会社

²⁾：Digitus International, Ltd.

JNC TJ7400 2005-075

~~COMMERCIAL PROPRIETARY~~

~~PNC SJ7187 90-002~~

MARCH 1990

Development of precise time domain EM interpretation method

Akira Saito, Hidehiro Ishikawa¹⁾

Henrik T. Andersen²⁾

ABSTRACT

Since traditional 1D inversion techniques of the EM interpretation have limited capability for the survey data over areas of severe structural deformation, terrain and lateral discontinuities, several research works have been published related to the new interpretation techniques like analytic continuation, electromagnetic migration and imaging in many countries including USA, Canada and USSR. These new techniques simultaneously utilize all the data measured at the spatially distributed stations to calculate electromagnetic fields beneath the earth surface to obtain detailed geological informations.

By this continuing research from last year, theoretical aspects of the analytic continuation have been examined, and improved interpretation softwares have been developed. Taper filters were implemented into SINH and COSH continuation filters to obtain more stable operation. Test runs using EM37 data in addition to the 2D and 3D synthetic data proved the newly improved softwares to be very effective to create vivid earth sections and plan maps.

Adequate measuring system including system dynamic range, resolution, sampling frequency and the separation of stations was discussed.

Work performed by Mitsui Mineral Development Eng. Co., Ltd. under contract with Power Reactor and Nuclear Fuel Development Corporation.

PNC Liaison: Chubu Works (Koji Tsubota, Kazumitsu Noritake,
Takeshi Semba)

1) : Mitsui Mineral Development Engineering Co., Ltd.

2) : Digitus International, Ltd.

目 次

1. はじめに	1
1. 1 TDEM法	1
1. 2 TDEM法の原理	1
1. 3 TDEM法の特徴	2
2. アナリティックコンティニューエーションの理論	5
2. 1 基本式の導入	5
2. 2 アナリティックコンティニューエーションの安定性	16
2. 2. 1 概 説	16
2. 2. 2 重力データのアナリティックコンティニューエーション	16
2. 2. 3 Hz成分の安定なアナリティックコンティニューエーション オペレーター	19
3. 数値計算結果を使ったコンティニューエーションの試験	23
3. 1 二次元モデルに対する検討	23
3. 2 三次元モデルに対する検討	24
3. 3 EM-37データ解析結果	24
4. 測定機器の仕様	58
4. 1 サンプリング	58
4. 2 測定装置	61
5. あとがき	63
References	64
付録 1 三次元アナリティックコンティニューエーションプログラム	
付録 2 三次元アナリティックコンティニューエーションプログラム	
付録 3 二次元モデル数値計算結果	
付録 4 EM-37測定結果	

[挿入図一覧]

- Fig. 1. 1 渦電流の伝播
Fig. 1. 2 比抵抗・層厚の変化に対する感度
- Fig. 2. 1 Geometry of domains and boundaries
Fig. 2. 2 Domains and boundaries in the geoelectric problem
Fig. 2. 3 Two-dimensional frequency response
Fig. 2. 4a Frequency response for Peters downward continuation operator (1 grid)
Fig. 2. 4b Frequency response for Peters downward continuation operator (2 grid)
Fig. 2. 4c Frequency response for Henderson downward continuation operator (2 grid)
Fig. 2. 4d Frequency response for Clarke downward continuation operator (2 grid)
- Fig. 3. 1 二次元モデル
Fig. 3. 2a 二次元アナリティックコンティニューエーション結果 (10m, 2000Hz)
Fig. 3. 2b 二次元アナリティックコンティニューエーション結果 (10m, 1000Hz)
Fig. 3. 2c 二次元アナリティックコンティニューエーション結果 (10m, 500Hz)
Fig. 3. 2d 二次元アナリティックコンティニューエーション結果 (10m, 200Hz)
Fig. 3. 2e 二次元アナリティックコンティニューエーション結果 (10m, 100Hz)
Fig. 3. 3a 二次元アナリティックコンティニューエーション結果 (80m, 2000Hz)
Fig. 3. 3b 二次元アナリティックコンティニューエーション結果 (80m, 1000Hz)
Fig. 3. 3c 二次元アナリティックコンティニューエーション結果 (80m, 500Hz)
Fig. 3. 3d 二次元アナリティックコンティニューエーション結果 (80m, 200Hz)
Fig. 3. 3e 二次元アナリティックコンティニューエーション結果 (80m, 100Hz)
Fig. 3. 4a 二次元アナリティックコンティニューエーション結果 (160m, 2000Hz)
Fig. 3. 4b 二次元アナリティックコンティニューエーション結果 (160m, 1000Hz)
Fig. 3. 4c 二次元アナリティックコンティニューエーション結果 (160m, 500Hz)
Fig. 3. 4d 二次元アナリティックコンティニューエーション結果 (160m, 200Hz)
Fig. 3. 4e 二次元アナリティックコンティニューエーション結果 (160m, 100Hz)
Fig. 3. 5a 二次元アナリティックコンティニューエーション結果 (320m, 2000Hz)
Fig. 3. 5b 二次元アナリティックコンティニューエーション結果 (320m, 1000Hz)
Fig. 3. 5c 二次元アナリティックコンティニューエーション結果 (320m, 500Hz)
Fig. 3. 5d 二次元アナリティックコンティニューエーション結果 (320m, 200Hz)
Fig. 3. 5e 二次元アナリティックコンティニューエーション結果 (320m, 100Hz)
Fig. 3. 6 三次元アナリティックコンティニューエーション結果 (100m, 250Hz, KFLT=32)
Fig. 3. 7 三次元アナリティックコンティニューエーション結果 (100m, 250Hz, KFLT=31)
Fig. 3. 8 三次元アナリティックコンティニューエーション結果 (100m, 250Hz, KFLT=30)
Fig. 3. 9 送信ループ及び測線配置

- Fig. 3. 10 磁場の垂直成分平面図 (M02, 1.096msec)
- Fig. 3. 11 磁場の水平成分平面図 (M02, 1.096msec)
- Fig. 3. 12 磁場の水平・垂直成分 (M02, 測線N10300)
- Fig. 3. 13 周波数領域のプロファイル (M02, 測線N10300, 2000Hz)
- Fig. 3. 14 周波数領域のプロファイル (M02, 測線N10300, 1000Hz)
- Fig. 3. 15 周波数領域のプロファイル (M02, 測線N10300, 500Hz)
- Fig. 3. 16 アナリティックコンティニューエーションの結果 (測線N10300)
-
- Fig. 4. 1 透入深度
- Fig. 4. 2 2層構造の測定電圧-時間曲線 (ループ・ループ法)

[表 一 覧]

- Table 2.1 Magnitude of Electromagnetic propagation constant
- Table 2.2 Maximum and minimum values of the spatial wave numbers
- Table 3.1 Relationship between Filter Index(KLFT) and rollover spatial wavelength

1. はじめに

地下深部の精密な探査法の開発の期待が近年とくに高くなっている。これは石油・地熱・鉱山などの調査に対する適用に加えて、大深度地下空間の積極的利用のために、岩盤の断層・亀裂等の情報をより詳細に知る必要が生じてきたためである。

従来から、電気探査（電磁探査も含めて）は地下構造の探査に広く用いられ、多くの成果をあげてきた。しかしながら、これまでの手法では近年期待されている精密な探査には必ずしも十分ではなく、新しい探査・解析法の研究開発が必要である。電気探査法は大きく直流法（シュランベルジャー法、ウェンナー法など）と電磁誘導法（MT法、CSAMT法、TDEM法など）に分類できるが、地下の比抵抗の変化に対する感度や探査深度などの点で、MT法とTDEM法が検討の対象となる。MT法は、電離層に流れる電流や空電等による自然の電磁場を利用するため、送受信器が不要であるという大きな特徴がある。しかしながらシグナル（期待される周波数での自然電磁場の変動）が常に存在するとは限らず、また深部探査のためには、きわめて低い周波数の変動（0.001Hz程度）を精度良く測定する必要がある、測定時間がかかるという欠点がある。また、地表付近の影響が低周波（地下深部）にまで反映されてしまう、いわゆるスタティックシフトという現象が生じる。これに対してTDEM法は以下に説明するようないくつかの長所があり、この方法を昨年度の研究開発から採用し、検討を続けてきた。

1. 1 TDEM法

TDEM法（時間領域電磁法）は、1930年代から欧米で実験的研究が、さらに1950年代に入ってから理論研究も進められている、比較的新しい電磁探査法で、過渡現象電磁法（TEM）、パルス電磁法（PEM）などとも呼ばれている。最初に実用化されたのは、BarringerによるINPUT法というAIRBORNEの電磁探査法で、その後主に鉱山調査用に、アメリカの鉱山会社を中心に種々の装置が開発されてきた。例えばNEWMONTは1962年にバッテリーで700A 100msecのパルスを発生させる装置を作っている（EMP法）。

ソ連においても独自にいくつかの装置が開発され、その技術は、例えばオーストラリアに移ってSIROTEMなどの装置に生かされている。また、石油調査のような深部探査においても、TDEM法が積極的に導入されており、近年はアメリカにおいてもコロラド鉱山大学やUSGS（地質調査所）などで、深部探査へのTDEM法の応用がなされている。

1. 2 TDEM法の原理

TDEM法は、時間領域電磁法（Time Domain Electromagnetic Method）の略称で、電磁誘導現象を利用して地下の比抵抗分布を測定する方法の一つであり、MT法、CSAMT法などの周波数領域の電磁法（FDEM）と対置されるものである。以下にその原理を簡単に説明する。

地表面に設置されたループに電流が流れると、その電流は磁場を作る。その電流を急激に遮断すると、電磁誘導の法則で磁場の変動をさまたげようとする方向に、地表に誘導電流が流れる。この誘導電流は、その比抵抗に応じて減衰していくが、その電流の減衰をさまたげようとする新しい誘導電流が順次発生し、見掛上は、渦電流が時間とともに地中深くはいつていくような現象が生じる（Fig. 1.1）。

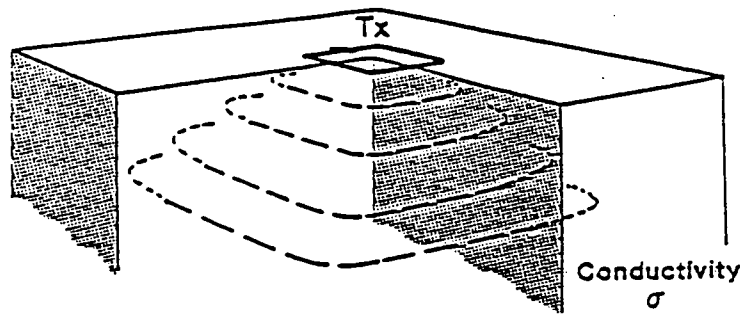


Fig. 1.1 渦電流の伝播

これらの渦電流は、電流経路の比抵抗に応じて減衰する。例えば、比抵抗が無限大であれば瞬時に減衰するインパルスとなり、ゼロであれば（超電導体）いつまでも減衰しない。一般にはこれらの両極端の中間の減衰をするが、地表やボーリング孔に設置された磁場センサーによってこうした減衰していく渦電流が作る磁場を測定することによって、地下の比抵抗分布を求めることができる。

1. 3 TDEM法の特徴

前述のように、TDEM法は周波数領域の電磁法と対置される手法であり、地下構造の応答を時間の関数として測定する。両者は周知のようにフーリエ変換の関係から等価であるが、実際上はいくつかの重要な差異がある。

周波数領域の電磁法としては、MT法、CSAMT法、AFMAG法、中心誘導法、Slingram法、Turam法、VLF法などの多くの方法が考案され、石油、地熱、鉱山、土木等の調査に広く用いられてきた。これらの周波数領域の電磁法では、送信電流（MT法では電離層内の電流や雷の放電など）によって生じる一次磁場の変動によって生じた、地下構造内の誘導電流による磁場（二次磁場）を測定するが、一般には一次磁場の方が、地下構造からの二次磁場よりもはるかに大きい。一次磁場には地下構造の影響は含まれず、測定時にはノイズとなるが、特にシグナル（二次磁場）が小さくなる深部探査において重大な問題となる。二次磁場と一次磁場の大きさの比は、一種のS・N比と考えることができるが、これは送信源に流す電流を増加させても、あるいはスタッキングによっても改善することができない。そのために、周波数領域の電磁法では、探査深度を増加させるためには、周波数を下げて電磁波の透入深度を増加させるとともに、送受信器間隔を拡げて相対的に一次磁場を小さくする必要がある。これは例えばシュランベルジャー法（周波数がゼロの電磁法と考えることもできる）が、探査深度を増すのに電極間隔（送受信器間隔）を大きくする必要があるのと同じであり、周波数領域の電磁法は原則的に幾何学的探査 (Geometrical Sounding) の側面を持っている。

これに対して、TDEM法は送信電流を遮断した後の過度現象を測定するために、測定中に一次磁場は存在せず、したがって探査深度を増加させるためにも送受信器間隔を拡げる必要はない。

また、渦電流が時間とともに地中に深くはっていく現象を利用するため、地形や地表付近の異常の影響は時間とともに小さくなり、MT法などのいわゆるスタティックシフトと呼ばれる現象（地表付近の影響が地下深部の解析に影響を与える現象）は、TDEM法には存在しない。

TDEM法においては、深部探査のためには送信電流を遮断してから、より長時間（よりlate time まで）測定することが必要だが、そのためには、送信電流を増加させたり、スタッキングの回数を増加させる等の手段をとることができる。

電気探査（直流法、電磁法も含めて）は一般に地下の比抵抗の変化を調査することを目的とするため、比抵抗の変化に対しては敏感な方が望ましい。ところが、たとえば3層構造で第2層の比抵抗が小さい場合（Type H）、その層の比抵抗と層厚が分離できず、比 h_2 / ρ_2 で測定結果が決まってしまうという等価層の問題がある。こうした地層のコンダクタンスで決まってしまう等価層（S-Equivalence）に対して、シュランベルジャー法（VES）、周波数領域の電磁法（FDEM）と時間領域の電磁法（TDEM）の3者を数値モデルで比較した結果をFig. 1. 2に示す。これはコンダクタンス h_2 / ρ_2 が2で一定な場合、測定される比抵抗値がどの程度変化するかを示したもので、第1層の層厚が大きいほど等価層になりやすい。VESやFDEMでは、 $h_1 = 32$ では、 h_2 が1から64まで変化しても（ ρ_2 が0.5~32まで変化しても）20%以下の変化しか得られていないが、TDEMでは100%以上の大きな変化を示している。一般に、TDEMが最も変化が大きく、次がFDEMで、最も変化が小さいのがVESになっている。しかしながら、VESでは、第2層が高比抵抗の時にはFDEMより大きな変化を示している。

このように、TDEM法は地下構造の比抵抗の変化に対して敏感であるという優れた特徴を有している。

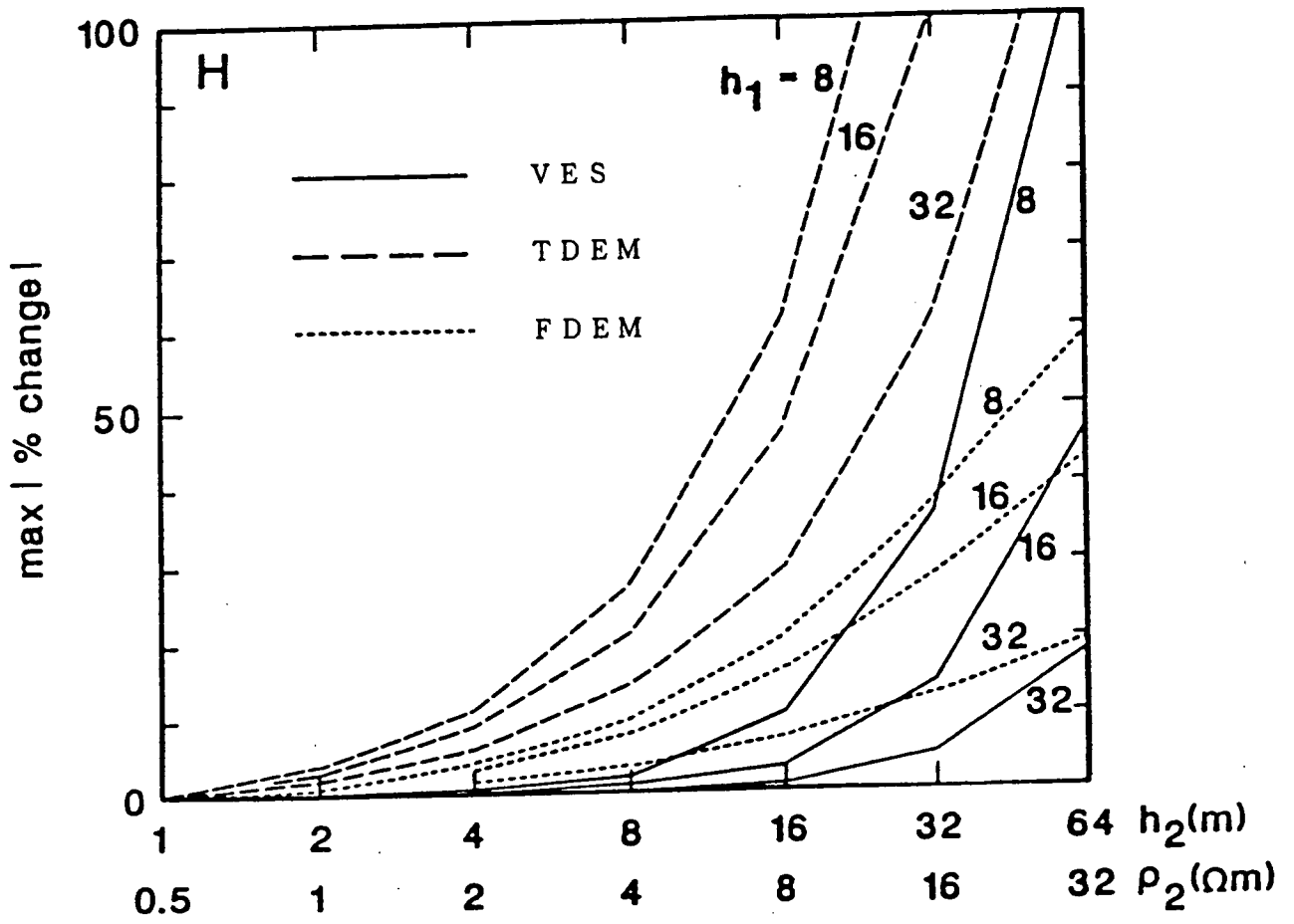


Fig. 1.2 比抵抗・層厚の変化に対する感度

2. アナリティックコンティニューエーションの理論

2. 1 基本式の導入

ストラットン・チュー積分 (Stratton-Chu Integrals, Stratton 1953) を利用して, 地表面のデータから地下の電磁場を表現しようとする試みは, 近年ソ連においてなされており, Zhdanov 1985, Berdichevsky and Zhdanov 1984 などの文献が見られる。

Fig. 2.1 に示すように, 均質な媒質が閉じた面 Γ で囲まれているような領域 V を考える。もしも外部から電磁場が作用する場合, 電場 E と磁場 H は領域の内部 V と表面 Γ において次のヘルムホルツの式 (Helmholtz equations) を満足する。

$$\left. \begin{aligned} \nabla^2 \bar{E} + k^2 \bar{E} &= 0 \\ \nabla^2 \bar{H} + k^2 \bar{H} &= 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2.1)$$

V の内部の点 M_0 を中心とする球面 γ を考えて, この内部の点 M' の電磁場は γ 上の電磁場の値で表わすことができる (Stratton, 1953)。ストラットン・チュー積分は, V の内部の電磁場を, その表面 Γ 上での電荷と電場と磁場のフラックスで表現するものである。

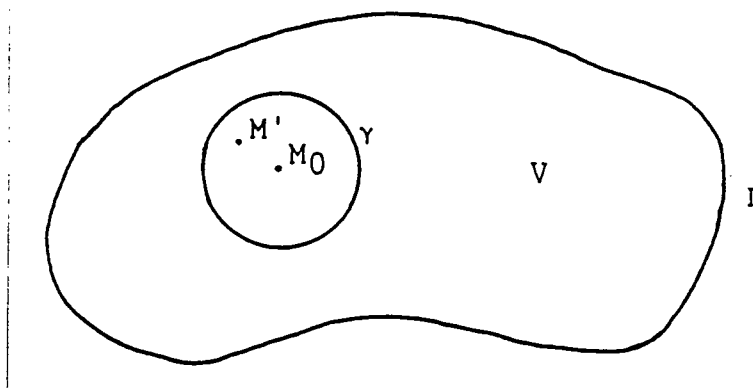


Fig 2.1 Geometry of domains and boundaries.

次のガウスの式 (Gauss formula) を考え,

$$\int_V \text{div } \bar{F} dV = \int_{\Gamma} \bar{F} \cdot d\bar{s} \dots\dots\dots (2.2)$$

さらに次のような場 \bar{F} が存在すると仮定する。

$$\bar{F} = (\bar{C} \cdot \bar{E}) \text{grad}U + (\bar{C} \cdot \bar{E}) \text{grad}U - i \omega \mu (\bar{C} \cdot \bar{E}) U \dots\dots\dots (2.3)$$

ここで

\bar{C} : 任意のベクトルコンスタント

U : 二回微分可能な関数

すると,

$$\operatorname{div} \bar{F} = (\bar{C} \cdot \bar{E}) \nabla^2 U + \operatorname{grad} U \cdot \operatorname{curl} (\bar{C} \times \bar{E}) - i \omega \mu \{ (U \bar{H} \operatorname{curl} \bar{C} - U \bar{C} \cdot \operatorname{curl} \bar{H}) + (\bar{C} \times \bar{H}) \operatorname{grad} U \} \quad \dots \quad (2.4)$$

が得られ, さらに

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{curl} \bar{H} &= \sigma \bar{E} - i \omega \epsilon \bar{E} \\ \operatorname{curl} \bar{C} &= 0 \end{aligned} \right\} \dots \quad (2.5)$$

であり, 式(2.4)は次のように変形される。

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \bar{F} &= (\bar{C} \cdot \bar{E}) \nabla^2 U + (i \sigma \mu \omega + \omega^2 \mu \epsilon) U (\bar{C} \cdot \bar{E}) \\ &= (\bar{C} \cdot \bar{E}) (\nabla^2 U + k^2 U) \quad \dots \quad (2.6) \end{aligned}$$

ここで $k = (i \sigma \mu \omega + \omega^2 \mu \epsilon)$

(2.3)式より

$$\bar{F} \cdot d\bar{s} = \bar{C} \operatorname{grad} U (d\bar{s} \cdot \bar{E}) + \bar{C} d\bar{s} \cdot \bar{E} \operatorname{grad} U + i \omega \mu \bar{C} (d\bar{s} \cdot \bar{H}) U \quad \dots \quad (2.7)$$

となり, これを(2.2)式に代入して,

$$\begin{aligned} \int_V (\bar{C} \cdot \bar{E}) (\nabla^2 U + k^2 U) dV &= \int_V (\bar{C} \cdot \operatorname{grad} U (d\bar{s} \cdot \bar{E}) \\ &\quad + (d\bar{s} \times \bar{E} \times (\operatorname{grad} U) + i \omega \mu (d\bar{s} \times \bar{H}) U) \quad \dots \quad (2.8) \end{aligned}$$

よって

$$\begin{aligned} \bar{C} \left(\int_V \bar{E} (\nabla^2 U + k^2 U) dV \right) &= \bar{C} \cdot \left(\int_V \operatorname{grad} U (d\bar{s} \cdot \bar{E}) + d\bar{s} \times \bar{E} \times (\operatorname{grad} U) \right. \\ &\quad \left. + i \omega \mu (d\bar{s} \times \bar{H}) U \right) \quad \dots \quad (2.9) \end{aligned}$$

単位ベクトル \bar{n} を、表面 Γ と直交する内向きとすると、

$$d\bar{s} = -\bar{n} ds \quad \dots\dots\dots (2.10)$$

\bar{c} は任意のコンスタントベクトルなので、式 (2.9) は次のように書かれる：

$$\int_V \bar{E} (\nabla^2 U + k^2 U) dV = - \int_{\Gamma} \{ (\bar{n} \cdot \bar{E}) \text{grad} U + (\bar{n} \cdot \bar{E}) \text{grad} U + i \omega \mu (\bar{n} \times \bar{H}) U \} ds \quad \dots\dots\dots (2.11)$$

この関係式はグリーンの式 (Green's formula) を電磁場について適用したものと考えることができる。次のような真空中での基礎グリーン関数を考える：

$$G = \frac{\exp(i k |\bar{z}' - \bar{z}|)}{4 \pi |\bar{z}' - \bar{z}|} \quad \dots\dots\dots (2.12)$$

これは次の式を満足する：

$$\nabla^2 G(\bar{z}' / \bar{z}) + k^2 G(\bar{z}' / \bar{z}) = -\delta(\bar{z}' - \bar{z}) \quad \dots\dots\dots (2.13)$$

ここで \bar{z} と \bar{z}' は点 M と M' での半径方向のベクトルである (Fig. 2.1)。

また δ はディラックのデルタ関数 (Dirac delta function) である。式 (2.12) を式 (2.11) に代入して、さらに次の式

$$\int_V \bar{E} (-\delta(\bar{z}' - \bar{z})) dV = \begin{cases} -\bar{E}(\bar{z}) & M' \in V \\ = 0 & M' \notin V \end{cases} \quad \dots\dots\dots (2.14)$$

を考慮にいれると、次のような電場に関するストラットン・チュー積分が得られる。

$$\bar{E}(\bar{z}') = \int_{\Gamma} \{ (\bar{n} \cdot \bar{E}) \text{grad} G + (\bar{n} \times \bar{E}) \times \text{grad} G + i \omega \mu (\bar{n} \times \bar{H}) \} ds \quad \begin{cases} M' \in V \\ = 0 & M' \notin V \end{cases} \quad \dots\dots\dots (2.15)$$

磁場についても同様に、次のような場 F を仮定して：

$$\bar{F} = (\bar{C} \cdot \bar{H}) \text{grad}U + (\bar{C} \times \bar{H}) \times \text{grad}U - (\sigma - i \omega \mu \epsilon) (\bar{C} \times \bar{E}) U \quad \dots\dots\dots (2.16)$$

さらに

$$\text{div} \bar{F} = (\bar{C} \cdot \bar{H}) (\nabla^2 U + k^2 U)$$

と

$$\begin{aligned} \bar{F} \cdot d\bar{s} = & -\bar{C} \cdot \int_{\Gamma} \{ (\bar{n} \cdot \bar{H}) \text{grad}U + (\bar{n} \times \bar{H}) \times \text{grad}U \\ & + (\sigma - i \omega \epsilon) (\bar{n} \times \bar{E}) U \} ds \quad \dots\dots\dots (2.17) \end{aligned}$$

をガウスの式に代入して次の式を得る。

$$\begin{aligned} \int_V \bar{H} (\nabla^2 U + k^2 U) dV = & - \int_{\Gamma} \{ (\bar{n} \cdot \bar{H}) \text{grad}U + (\bar{n} \times \bar{H}) \times \text{grad}U \\ & + (\sigma - i \omega \epsilon) (\bar{n} \times \bar{E}) U \} ds \quad \dots\dots\dots (2.18) \end{aligned}$$

さらに、基本グリーン関数を使って、磁場に対するストラットン・チュー積分を得る：

$$\begin{aligned} \bar{H}(\bar{Z}') = & \int_{\Gamma} \{ (\bar{n} \cdot \bar{H}) \text{grad}G + (\bar{n} \times \bar{H}) \times \text{grad}G + (\sigma - i \omega \epsilon) (\bar{n} \times \bar{E}) G \} ds \quad M' \in V \\ & \dots\dots\dots (2.19) \\ = & 0 \quad M' \notin V \end{aligned}$$

(2.15)式と(2.19)式がストラットン・チュー積分で、均質・等方性で内部にソースのない領域Vの電磁場を、その表面Γの上での値から説明するものである。

Fig. 2.2 に示すような問題を解くために、 \bar{Z}' がVの内部にあるとし、 E_0 と H_0 が表面での値を示すとしてストラットン・チュー積分を書きかえると、電場に対して

$$\begin{aligned} \bar{E}(\bar{Z}') = & \int_{\Gamma} \{ (\bar{n} \cdot \bar{E}_0) \text{grad}G + (\bar{n} \times \bar{E}_0) \times \text{grad}G + i \omega \mu (\bar{n} \times \bar{H}_0) G \} ds \\ & + \int_{\Gamma} \{ (\bar{n} \cdot \bar{E}) \text{grad}G + (\bar{n} \times \bar{E}) \times \text{grad}G + i \omega \mu (\bar{n} \times \bar{H}) G \} ds \quad \dots\dots\dots (2.20) \end{aligned}$$

及び、磁場に対して

$$\begin{aligned} \bar{H}(\bar{Z}') = & \int_{\Gamma} \{ (\bar{n} \cdot \bar{H}_0) \text{grad}G + (\bar{n} \times \bar{H}_0) \times \text{grad}G + (\sigma - i\omega\epsilon) (\bar{n} \times \bar{E}_0) G \} ds \\ & + \int_{\gamma} \{ (\bar{n} \cdot \bar{H}) \text{grad}G + (\bar{n} \times \bar{H}) \times \text{grad}G + (\sigma - i\omega\epsilon) (\bar{n} \times \bar{E}) G \} ds \quad \dots (2.21) \end{aligned}$$

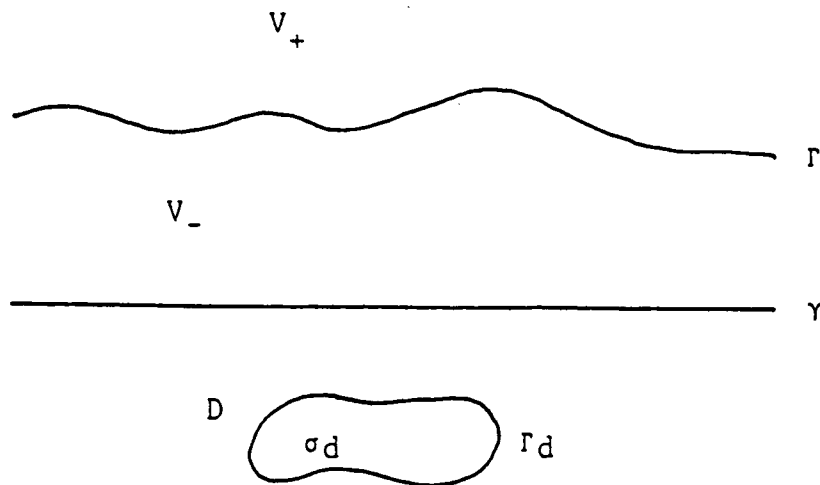


Fig. 2.2 Domains and boundaries in the geoelectric problem.

\bar{E}_0 と \bar{H}_0 は地表での測定値で既知であるが、2つの未知の量 \bar{E} と \bar{H} をそれぞれの積分の中に入れている。面 Q 上での積分は、グリーン関数の

フーリエ展開によって地表面 Γ 上での積分に変換される (Morse and Feshbach 1953)。グリーン関数 G の面上の積分は点 Z' と Z の位置によって決まり、 $Z' \leq Z$ で次の式を満足する：

$$G = \frac{1}{8\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f(Z') g(Z)}{Q} dk_x dk_y \quad \dots (2.22)$$

ここで f と g は次のような平面波である：

$$\left. \begin{aligned} f(Z') &= e^{-i(k_x x' + k_y y')} e^{Qz'} \\ g(Z) &= e^{i(k_x x + k_y y)} e^{-Qz} \\ Q &= (k_x^2 + k_y^2 - k^2)^{1/2}, \quad \text{Re } Q \geq 0 \\ k^2 &= i\sigma\mu\omega + \omega^2\epsilon\mu \end{aligned} \right\} \dots (2.23)$$

式(2.22)を式(2.20), (2.21)の積分の中に代入すると, 電場については

$$\begin{aligned}
 & \int_{\gamma} \{ (\bar{\mathbf{n}} \cdot \bar{\mathbf{E}}) \operatorname{grad} G + (\bar{\mathbf{n}} \times \bar{\mathbf{E}}) \times \operatorname{grad} G + i \omega \mu (\bar{\mathbf{n}} \times \bar{\mathbf{H}}) G \} ds \\
 &= \frac{1}{8 \pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f}{Q} dk_x dk_y \int_{\gamma} \{ (\bar{\mathbf{n}} \cdot \bar{\mathbf{E}}) \operatorname{grad} g + (\bar{\mathbf{n}} \times \bar{\mathbf{E}}) \operatorname{grad} g \\
 & \quad + i \omega \mu (\bar{\mathbf{n}} \times \bar{\mathbf{H}}) g \} ds \dots\dots\dots (2.24)
 \end{aligned}$$

磁場については

$$\begin{aligned}
 & \int_{\gamma} \{ (\bar{\mathbf{n}} \cdot \bar{\mathbf{H}}) \operatorname{grad} G + (\bar{\mathbf{n}} \times \bar{\mathbf{H}}) \times \operatorname{grad} G + (\sigma - i \omega \varepsilon) (\bar{\mathbf{n}} \times \bar{\mathbf{E}}) G \} ds \\
 &= \frac{1}{8 \pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f}{Q} dk_x dk_y \int_{\gamma} \{ (\bar{\mathbf{n}} \cdot \bar{\mathbf{H}}) \operatorname{grad} g + (\bar{\mathbf{n}} \times \bar{\mathbf{H}}) \operatorname{grad} g \\
 & \quad + (\sigma - i \omega \varepsilon) (\bar{\mathbf{n}} \times \bar{\mathbf{E}}) g \} ds \dots\dots\dots (2.25)
 \end{aligned}$$

次に式(2.24)と(2.25)において, γ 上の積分をQ上の積分に変換する。式(2.11)と(2.18)のグリーン関数を $u = g$ で領域 V_- に適用すると,

$$\begin{aligned}
 & \int_{V_-} \bar{\mathbf{E}} (\nabla^2 g + k^2 g) dV = \\
 & \quad \left[- \int_{\gamma} \{ (\bar{\mathbf{n}} \cdot \bar{\mathbf{E}}_0) \operatorname{grad} g + (\bar{\mathbf{n}} \times \bar{\mathbf{E}}_0) \operatorname{grad} g + i \omega \mu (\bar{\mathbf{n}} \times \bar{\mathbf{H}}_0) g \} ds \right] \\
 & \quad - \left[\int_{\gamma} \{ (\bar{\mathbf{n}} \cdot \bar{\mathbf{E}}) \operatorname{grad} g + (\bar{\mathbf{n}} \times \bar{\mathbf{E}}) \times \operatorname{grad} g + i \omega \mu (\bar{\mathbf{n}} \times \bar{\mathbf{H}}) g \} ds \right] \dots\dots\dots (2.26)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \int_{V_-} \bar{H} (\nabla^2 g + k^2 g) dV = \\
& \left[- \int_{\Gamma} \{ (\bar{n} \cdot \bar{H}_0) \operatorname{grad} g + \sigma (\bar{n} \times \bar{H}_0) \times \operatorname{grad} g + (\sigma - i \omega \epsilon) (\bar{n} \times \bar{E}_0) g \} ds \right] \\
& - \left[\int_{\Gamma} \{ (\bar{n} \cdot \bar{H}) \operatorname{grad} g + (\bar{n} \times \bar{H}) \times \operatorname{grad} g + (\bar{n} \times \bar{E}) g \} ds \right] \dots \dots \dots (2.27)
\end{aligned}$$

式(2.23)で定義される調和関数 g は、次のヘルムホルツの式を満足する。

$$\nabla^2 g + k^2 g = 0$$

よって、(2.26)及び(2.27)式は

$$\begin{aligned}
& \int_{\Gamma} \{ (\bar{n} \cdot \bar{E}) \operatorname{grad} g + (\bar{n} \times \bar{H}) \operatorname{grad} g + (\sigma - i \omega \epsilon) (\bar{n} \times \bar{E}) g \} ds \\
& = - \int_{\Gamma} \{ (\bar{n} \cdot \bar{E}_0) \operatorname{grad} g + (\bar{n} \times \bar{E}_0) \times \operatorname{grad} g + i \omega \mu (\bar{n} \times \bar{H}_0) g \} ds \dots \dots \dots (2.28)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \int_{\Gamma} \{ (\bar{n} \cdot \bar{H}) \operatorname{grad} g + (\bar{n} \times \bar{H}) \operatorname{grad} g + (\sigma - i \omega \epsilon) (\bar{n} \times \bar{E}) g \} ds \\
& = - \int_{\Gamma} \{ (\bar{n} \cdot \bar{H}_0) \operatorname{grad} g + (\bar{n} \times \bar{H}_0) \times \operatorname{grad} g + (\sigma - i \omega \epsilon) (\bar{n} \times \bar{E}_0) g \} ds \dots \dots (2.29)
\end{aligned}$$

(2.28)及び(2.29)式を(2.24)及び(2.25)式にそれぞれ代入すると、

$$\begin{aligned}
& \int_{\Gamma} \{ (\bar{n} \cdot \bar{E}) \operatorname{grad} G + (\bar{n} \times \bar{E}) \operatorname{grad} G + i \omega \mu (\bar{n} \times \bar{H}) G \} ds \\
& = \frac{-1}{8 \pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f}{Q} dk_x dk_y \int_{\Gamma} \{ (\bar{n} \cdot \bar{E}_0) \operatorname{grad} g + (\bar{n} \times \bar{E}_0) \times \operatorname{grad} g \\
& + i \omega \mu (\bar{n} \times \bar{H}_0) g \} ds \dots \dots \dots (2.30)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \int_{\gamma} \{ (\bar{n} \cdot \bar{H}) \operatorname{grad} G + (\bar{n} \times \bar{H}) \operatorname{grad} G + \sigma (\bar{n} \times \bar{E}) G \} ds \\
&= -\frac{1}{8\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f}{Q} dk_x dk_y \int_{\gamma} \{ (\bar{n} \cdot \bar{H}_0) \operatorname{grad} g + (\bar{n} \times \bar{H}_0) \times \operatorname{grad} g \\
&\quad + (\sigma - i\omega\epsilon) (\bar{n} \times \bar{E}_0) g \} ds \quad \dots\dots\dots (2.31)
\end{aligned}$$

これらの式においては、 γ 上の積分はQ上の積分におきかえられる。(2.20), (2.21)式に代入すると、電場と磁場はそれぞれ次式で表わされる。

$$\begin{aligned}
E(Z') &= \int_{\gamma} \{ (\bar{n} \cdot \bar{E}_0) \operatorname{grad} G + (\bar{n} \times \bar{E}_0) \operatorname{grad} G + i\omega\mu (\bar{n} \times \bar{H}_0) G \} ds \\
&\quad - \frac{1}{8\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f}{Q} dk_x dk_y \int_{\gamma} \{ (\bar{n} \cdot \bar{E}_0) \operatorname{grad} g + (\bar{n} \times \bar{E}_0) \times \operatorname{grad} g \\
&\quad + i\omega\mu (\bar{n} \times \bar{H}_0) g \} ds \quad \dots\dots\dots (2.32)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
H(Z') &= \int_{\gamma} \{ (\bar{n} \cdot \bar{H}_0) \operatorname{grad} G + (\bar{n} \times \bar{H}_0) \operatorname{grad} G + (\sigma - i\omega\epsilon) (\bar{n} \times \bar{E}_0) G \} ds \\
&\quad - \frac{1}{8\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f}{Q} dk_x dk_y \int_{\gamma} \{ (\bar{n} \cdot \bar{H}_0) \operatorname{grad} g + (\bar{n} \times \bar{H}_0) \times \operatorname{grad} g \\
&\quad + (\sigma - i\omega\epsilon) (\bar{n} \times \bar{E}_0) g \} ds \quad \dots\dots\dots (2.33)
\end{aligned}$$

上式の最初の積分の中のグリーン関数も同様に展開できる。 $Z' \in V$, $Z \in Q$ かつ $Z' \geq Z$ で、グリーン関数のフーリエ展開は次のようになる(Morse and Feshbach 1953, Markov 1967) :

$$G = \frac{1}{8\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\tilde{f}(Z') \tilde{g}(Z)}{Q} dk_x dk_y \quad \dots\dots\dots (2.34)$$

ここで

$$\left. \begin{aligned}
\tilde{f}(Z') &= \exp \{ i(k_x x' + k_y y') \} \exp(-QZ') \\
\tilde{g}(Z) &= \exp \{ -i(k_x x + k_y y) \} \exp(QZ)
\end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (2.35)$$

これらを (2.32), (2.33) 式の最初の積分に代入すると,

$$\begin{aligned}
 E(Z') = & \frac{-1}{8\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\tilde{f}}{Q} dk_x dk_y \int_r \{ (\bar{n} \cdot \bar{E}_0) \text{grad} \tilde{g} + (\bar{n} \times \bar{E}_0) \times \text{grad} \tilde{g} \\
 & + i\omega\mu (\bar{n} \times \bar{H}_0) g \} ds \\
 & - \frac{1}{8\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f}{Q} dk_x dk_y \int_r \{ (\bar{n} \cdot \bar{E}_0) \text{grad} g + (\bar{n} \times \bar{E}_0) \times \text{grad} g \\
 & + i\omega\mu (\bar{n} \times \bar{H}_0) g \} ds \dots\dots\dots (2.36)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 H(Z') = & \frac{-1}{8\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\tilde{f}}{Q} dk_x dk_y \int_r \{ (\bar{n} \cdot \bar{H}_0) \text{grad} \tilde{g} + (\bar{n} \times \bar{H}_0) \times \text{grad} \tilde{g} \\
 & + (\sigma - i\omega\varepsilon) (\bar{n} \times \bar{E}_0) \tilde{g} \} ds \\
 & - \frac{1}{8\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f}{Q} dk_x dk_y \int_r \{ (\bar{n} \cdot \bar{H}_0) \text{grad} g + (\bar{n} \times \bar{H}_0) \times \text{grad} g \\
 & + (\sigma - i\omega\varepsilon) (\bar{n} \times \bar{E}_0) g \} ds \dots\dots\dots (2.37)
 \end{aligned}$$

が得られる。

さらに、空気の導電率をゼロとして、 $\bar{n} \cdot \bar{E}_0 \big|_r = 0$ と仮定し、 Γ 上で $Z = 0$ とすると、電場と磁場について次の式を得る。

$$E_x(Z') = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ e_x^0 \cosh(Qz') + i\omega\mu h_y^0 \frac{\sinh(Qz')}{Q} \right\} e^{-i(kxx' + kyy')} dk_x dk_y$$

$$E_y(Z') = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ e_y^0 \cosh(\eta z') + i\omega\mu h_x^0 \frac{\sinh(Qz')}{Q} \right\} e^{-i(kxx' + kyy')} dk_x dk_y$$

$$E_z(Z') = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ k_x e_x^0 + k_y e_y^0 \frac{\sinh(Qz')}{Q} \right\} e^{-i(kxx' + kyy')} dk_x dk_y$$

$$\begin{aligned}
H_x (Z') &= \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ (h_x^0 \cosh(Qz') + (\sigma - i\omega\varepsilon) e_y^0 - i k_x h_z^0) \frac{\sinh(Qz')}{Q} \right\} e^{-i(kxx' + kyy')} dk_x dk_y \\
H_y (Z') &= \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ (h_y^0 \cosh(Qz') + (\sigma - i\omega\varepsilon) e_x^0 - i k_y h_z^0) \frac{\sinh(Qz')}{Q} \right\} e^{-i(kxx' + kyy')} dk_x dk_y \\
H_z (Z') &= \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ (h_z^0 \cosh(Qz') + i(k_x h_x^0 + k_y h_y^0)) \frac{\sinh(Qz')}{Q} \right\} e^{-i(kxx' + kyy')} dk_x dk_y
\end{aligned} \tag{2.38}$$

ここで、地表での電場と磁場 \bar{E}_0 、 \bar{H}_0 のフーリエ変換をそれぞれ \bar{e}^0 、 \bar{h}^0 で示している。同様に、二次元のコンティニューエーションオペレーターが求められる。

二次元のグリーン関数の展開は、

$$G = \frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f(Z') g(Z)}{Q} dk_x \tag{2.39}$$

ここで、 $Z' < Z$ で

$$\begin{aligned}
f(Z') &= \exp(-i k_x x') \exp(QZ') \\
g(Z) &= \exp(-i k_x x) \exp(-QZ) \\
Q &= (k_x^2 - k^2)^{1/2} \quad \text{R. } Q > 0
\end{aligned}$$

三次元の場合と同様の変換によって、 $Z = 0$ の場合の二次元の境界 V_- でのコンティニューエーションは、

$$\left. \begin{aligned}
 H_y (Z') &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ e_y^0 \cosh(\eta z') + i\omega\mu h_x^0 \frac{\sinh(Qz')}{Q} \right\} e^{-ik_x x'} dk_x \\
 E_x (Z') &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ h_x^0 \cosh(Qz') + Q h_x^0 \frac{\sinh(Qz')}{ik_x} \right\} e^{-ik_x x'} dk_x \\
 E_z (Z') &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ h_x^0 \cosh(\eta z') + ik_x h_x^0 \frac{\sinh(Qz')}{Q} \right\} e^{-ik_x x'} dk_x
 \end{aligned} \right\} (2.40)$$

これらの式の成立する条件は、不連続までの媒質は均質であり、プライマリーソースが媒質の外にあるということである。この均質な媒質の比抵抗以外を知る必要はない。

2. 2 アナリティックコンティニューエーションの安定性

2. 2. 1 概 説

前節の式から、ある1つの成分のコンティニューエーションには、もう2つの成分も必要になることがわかる。フィルターオペレーターのCOSHとSINH関数を、指数関数におきかえると、次のよく知られた重力場のコンティニューエーションとよく似ていることがわかる。

$$g(k_x, k_y, k_z) = \exp(Z'(k_x^2 + k_y^2)^{1/2}) g(k_x, k_y, 0)$$

ここで g は重力場である。こうして、EM場の場合には複数の成分を使用するという差異はあるものの、下方へのコンティニューエーションの過程では、重力場もEM場も類似の傾向を示すことが予想される。

COSHとSINH関数（双曲線関数）の引数と重力場のコンティニューエーションの指数関数の引数との違いは、前者が電磁場の伝達定数（EM propagation constant）を含むということである。この伝達定数 k_n は、多くの場合、空間の波数（spatial wave number） k_x 、 k_y よりも小さいが、良く使用される周波数や、実際の比抵抗の範囲では同じオーダーとなり、無視できない。Table 2.1, 2.2 にこれらの値の例を示す。

k_n は複素数であり、SINHとCOSHの引数は複素数となり、両方の関数とも虚数軸のまわりで振動し、引数の実数部分が虚数部分より大きいことが要求される。

下方接続(downward continuation)の過程とは、送信器付近の観測面を順次物理的に下げているとするものである。こうした過程において次のことが期待される。

- ① 異常がシャープにとらえられるようになる。
- ② 異常の振幅が大きくなる。
- ③ S・N比が、環境ノイズや測定のばらつき、地表付近の局所的な構造によるノイズなどであっても、改善される。

2. 2. 2 重力データのアナリティックコンティニューエーション

データにノイズが加わることによって、下方接続のアルゴリズムが発散したり、不安定になることがある。現実の測定データにはノイズがあり、安定性を高めるための何らかの手段が必要になる。この点を検討するために重力データのコンティニューエーションについて調べてみる。重力のコンティニューエーションの安定性は、EMのデータの場合とほとんど同じであり、1つの成分だけのために扱いやすい。

アナリティックコンティニューエーションと二次微分フィルターが重力や磁気の二次元データの改善によく用いられる。両者とも、小さなスケールの（空間周波数の高い）変化の方を、大きなスケールのアノマリーに比べてより強く増幅する性質がある。

重力データの下方接続においては、ノイズによってコンティニューエーションアルゴリズムが発散することは良く知られている。それゆえ、何らかのローパスフィルターの作用もアルゴリズムにいられておく必要がある。不要な高い空間周波数成分を小さくするためには、強いローパスフィ

MAGNITUDE OF EM PROPAGATION CONSTANT "K"				
RESIS OHM.M	FREQUENCY IN HERTZ			
	1	5	25	500
2	1.9869E-03	4.4429E-03	9.9346E-03	4.4429E-02
5	1.2566E-03	2.8099E-03	6.2832E-03	2.8099E-02
10	8.8858E-04	1.9869E-03	4.4429E-03	1.9869E-02
20	6.2832E-04	1.4050E-03	3.1416E-03	1.4050E-02
50	3.9738E-04	8.8858E-04	1.9869E-03	8.8858E-03
100	2.8099E-04	6.2832E-04	1.4050E-03	6.2832E-03
200	1.9869E-04	4.4429E-04	9.9346E-04	4.4429E-03
500	1.2566E-04	2.8099E-04	6.2832E-04	2.8099E-03

Table 2.1 Magnitude of Electromagnetic propagation constant, k, for selected frequencies and resistivities.

SPATIAL WAVE NUMBERS FOR VARIOUS GRID PARAMETERS				
GRID INCR	# OF GRID POINTS			
	8	16	32	64
10	5.0000E-02	5.0000E-02	5.0000E-02	5.0000E-02
10	1.2500E-02	6.2500E-03	3.1250E-03	1.5625E-03
20	2.5000E-02	2.5000E-02	2.5000E-02	2.5000E-02
20	6.2500E-03	3.1250E-03	1.5625E-03	7.8125E-04
30	1.6667E-02	1.6667E-02	1.6667E-02	1.6667E-02
30	4.1667E-03	2.0833E-03	1.0417E-03	5.2083E-04
50	1.0000E-02	1.0000E-02	1.0000E-02	1.0000E-02
50	2.5000E-03	1.2500E-03	6.2500E-04	3.1250E-04
70	7.1429E-03	7.1429E-03	7.1429E-03	7.1429E-03
70	1.7857E-03	8.9286E-04	4.4643E-04	2.2321E-04
100	5.0000E-03	5.0000E-03	5.0000E-03	5.0000E-03
100	1.2500E-03	6.2500E-04	3.1250E-04	1.5625E-04
200	2.5000E-03	2.5000E-03	2.5000E-03	2.5000E-03
200	6.2500E-04	3.1250E-04	1.5625E-04	7.8125E-05
300	1.6667E-03	1.6667E-03	1.6667E-03	1.6667E-03
300	4.1667E-04	2.0833E-04	1.0417E-04	5.2083E-05
500	1.0000E-03	1.0000E-03	1.0000E-03	1.0000E-03
500	2.5000E-04	1.2500E-04	6.2500E-05	3.1250E-05
700	7.1429E-04	7.1429E-04	7.1429E-04	7.1429E-04
700	1.7857E-04	8.9286E-05	4.4643E-05	2.2321E-05
1000	5.0000E-04	5.0000E-04	5.0000E-04	5.0000E-04
1000	1.2500E-04	6.2500E-05	3.1250E-05	1.5625E-05

Table 2.2 Maximum and minimum values of the spatial wave numbers (k_x and k_y) for various grid increments and sizes.

ルターやスムージング、さらに（ナイキスト周波数を下げるために）より大きなグリッド間隔でサンプリングをしないことなどの手段が用いられる。

しかしこれらの方法は、TDEMの解析においては、データ数が十分ではなく、うまくいかないことがある。十分なデータ数と範囲でなければ、スムージングやサンプリングしないことはできない。強いローパスフィルターを少いデータセットにかけると、となりあうデータの間には誤差を生じて、なめらかだが正しくない結果が得られてしまう。このように、上のような高い周波数のノイズを減衰させるためには、十分にデータの重複があることが必要である。

別の方法としては、対象に合わせた連続フィルターオペレーター（Clark, 1969）を使うことである。しかしながらこういう適応型フィルター（adaptive filter）はデータセットに対して特に敏感で、事前にうまく行くかどうかの予測がつかないという欠点がある。このフィルターオペレーターのカットオフ周波数が低すぎると必要な情報が失われ、高すぎると不要なノイズが増幅されて情報がかくれてしまう。

安定な下方接続フィルターオペレーターを作るためには、地表面 $Z = 0$ での重力場 $G(x, y, 0)$ を考えて、このフーリエ変換を $g(k_x, k_y, 0)$ とすると、

$$g(k_x, k_y, Z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} G(x, y, 0) e^{-i(k_x x + k_y y)} dx dy \quad \dots\dots\dots (2.41)$$

理想的には、測定面（地表面）から深度 Z' だけ下の面での重力場は、次のように示される（Grant and West, 1965）,

$$g(k_x, k_y, Z) = e^{-q} g(k_x, k_y, 0) \quad \dots\dots\dots (2.42)$$

ここで、 $q = Z (k_x^2 + k_y^2)^{1/2}$

これは、伝達関数（transfer function）が次のような線型システムの出入力関係と見ることもできる。

$$h(k_x, k_y) = e^{-q} \quad \dots\dots\dots (2.43)$$

この伝達関数（あるいは、フィルターオペレーター）はFig. 2.3 に示すように限りなく増加する関数である。しかしながら、 $h(k_x, k_y)$ が増大するよりも $g(k_x, k_y, 0)$ が早く収束すれば安定であり、その時 $g(k_x, k_y, 0) h(k_x, k_y)$ の逆のフーリエ変換が存在する。ノイズ $N(x, y, 0)$ がある場合には、入力 $I(x, y, 0)$ は空間周波数の領域で次のように書かれ、

$$i(k_x, k_y, 0) = g(k_x, k_y, 0) + n(k_x, k_y, 0) \quad \dots\dots\dots (2.44)$$

積 $h(k_x, k_y) i(k_x, k_y, 0)$ は収束しないことがある。こうした条件ではフィルターオペレーター $h(k_x, k_y)$ はもはや安定ではなく、新しいオペレーター $h'(k_x, k_y)$ を求める必要がある。

重力場のコンティニューエーションのために、いくつかのフィルターオペレーターが考案されている。Peters (1949), Henderson (1960) と Fuller (1967) のフィルターをそれぞれ Fig. 2.4 (a) から 2.4 (c) までに示す。Clarke (1969) はウィナーフィルターの理論を使って (Wiener, 1942), データセットのサンプリングとノイズに関して最適化をはかった (Fig. 2.4d)。

下方接続によって異常を強調するためには、浅い部分の異常による空間の波長を取り除き、ある深度以下からの異常だけを見ることが重要である。こうして、コンティニューエーションの深さに関連して、ある空間の波長かそれ以上の $g(k_x, k_y, 0)$ に対して作用するオペレーター $h'(k_x, k_y)$ を求めることが必要になる。こうした新しいフィルターオペレーターはもとのデータにあるすべての情報については保存するべきである。

2. 2. 3 H_z 成分の安定なアナリティックコンティニューエーションオペレーター

磁場の垂直成分 H_z のコンティニューエーションのためには、磁場の直交する 3 成分が必要になる。電場はしばしば地表付近の不均質の影響を受けるので、安定で有意なコンティニューエーションができないことが多く、磁場だけのコンティニューエーションで済む H_z 成分は有利である。

コンティニューエーション面よりも深い所からの電流による信号をとらえるような波長に対して働くような適用型フィルターオペレーターを考える。コンティニューエーションの深さ Z' から期待される最小の波長に対応する空間波数 (spatial wave number) を k_x とすると、それ以上波長の長いものを強調し、短いものを (高い周波数成分を) 抑制するようなオペレーターは次のように書かれる :

$$\begin{aligned}
 h_z^{z'} &= h_z^0 \cosh(QZ') + i(k_x h_x^0 + k_y h_y^0) \frac{\sinh(QZ')}{Q} && k_x, k_y \leq k' \\
 &= h_z^0 \cosh[(k_x^2 - k_n^2)^{1/2} Z'] + i k_x h_x^0 \frac{\sinh[(k_x^2 - k_n^2)^{1/2} Z']}{(k_x^2 - k_n^2)^{1/2}} && \begin{array}{l} k_x \leq k' \\ k_y \geq k' \end{array} \\
 &= h_z^0 \cosh[(k_y^2 - k_n^2)^{1/2} Z'] + i k_y h_y^0 \frac{\sinh[(k_y^2 - k_n^2)^{1/2} Z']}{(k_y^2 - k_n^2)^{1/2}} && \begin{array}{l} k_x \geq k' \\ k_y \leq k' \end{array} \\
 &= h_z^0 \cosh[-k_n^2 Z'] && k_x, k_y \geq k'
 \end{aligned} \tag{2.45}$$

こうしたコンティニューエーションオペレーターはコンティニューエーションの深さよりもサンプルの間隔がいくら小さくてもかまわないが、最大の深度はデータセットに含まれる最大の空間の波長で決まる。

個々のフーリエ成分に対して、上の式はたやすくアナリティックコンティニューエーションのアルゴリズムに適用できる。2つのフォートランプログラム TECON2R と TEMAC が開発された。それぞれ本研究のために開発・改良された二次元及び三次元のアナリティックコンティニューエーションのプログラムで、リストを付録 1, 2 に示す。

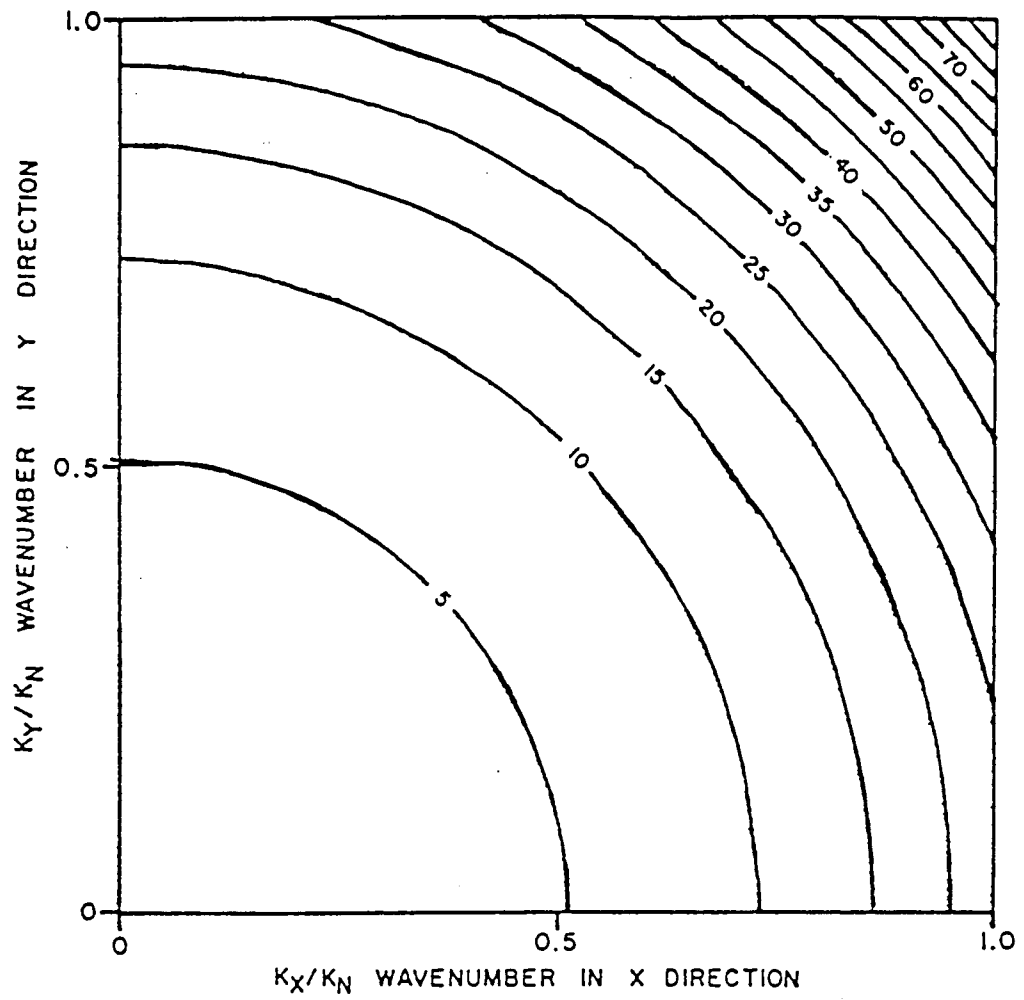


Fig. 2.3 Two-dimensional frequency response for an "ideal" downward continuation filter for gravity data, (from Clarke, 1969).

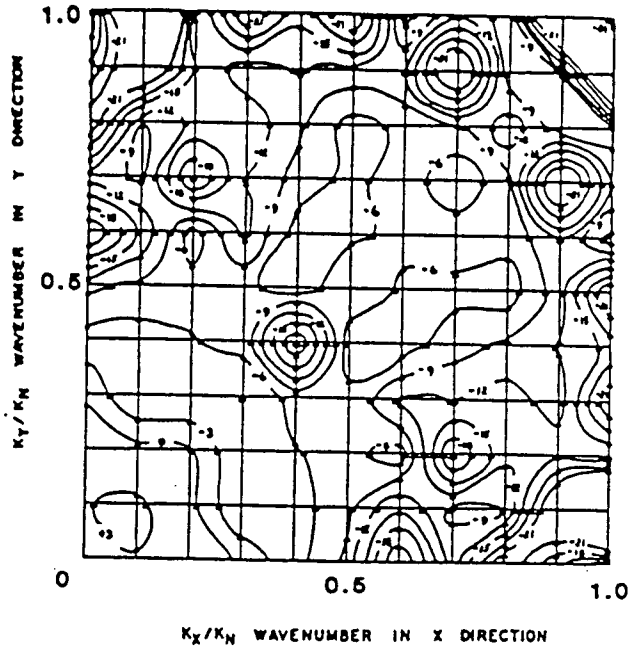


Fig. 2. 4a Frequency response for Peters (1949) downward continuation operator for 1 grid interval.

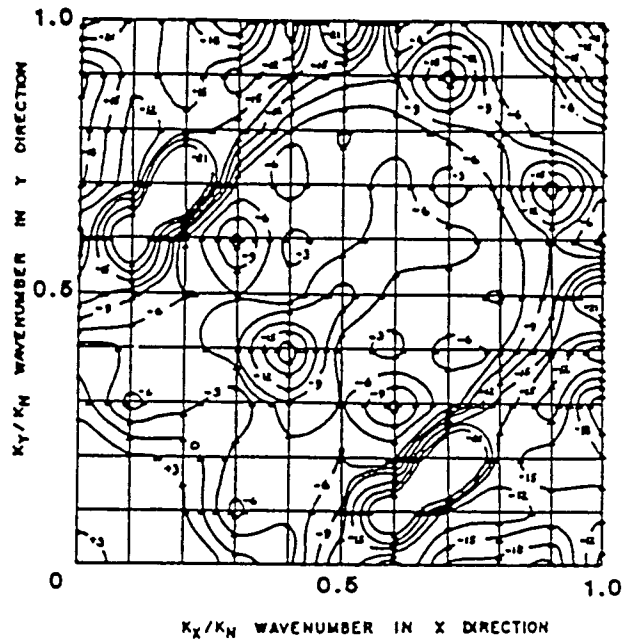


Fig. 2. 4b Frequency response for Peters (1949) downward continuation operator for 2 grid intervals.

(from Fuller, 1967)

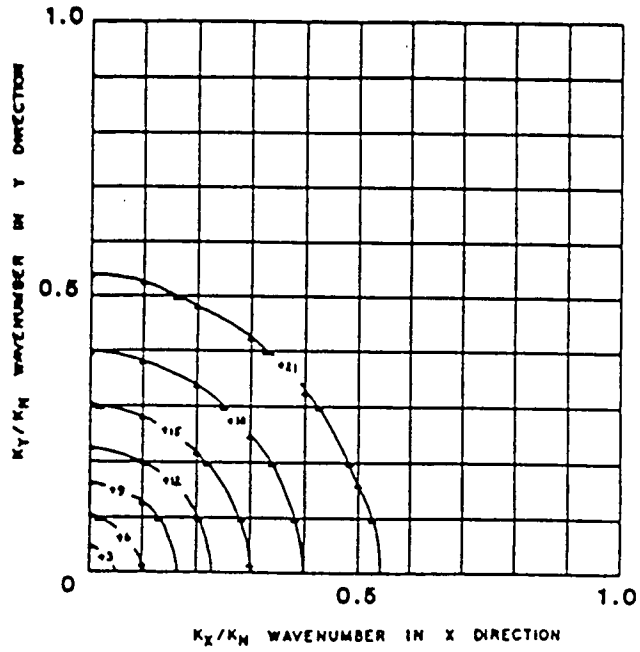


Fig. 2.4c Frequency response for Henderson (1960) downward continuation operator for gravity data to 1 grid interval. (from Fuller, 1967)

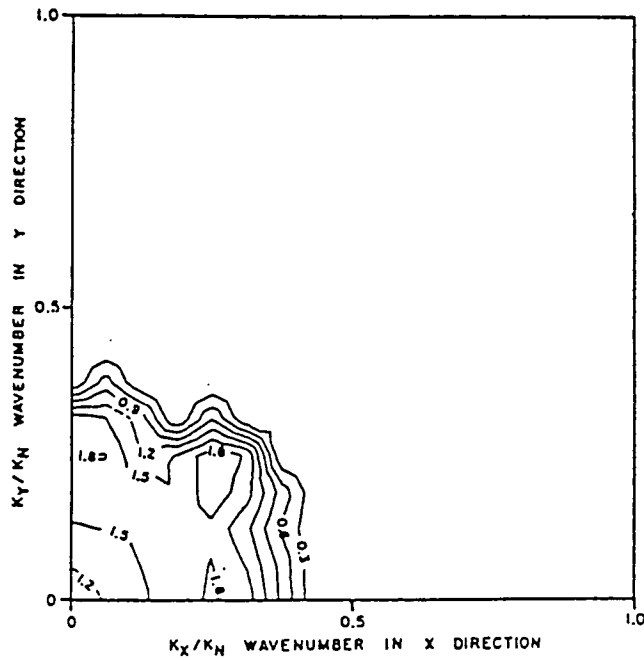


Fig. 2.4d Frequency response for Clarke (1969) optimum downward continuation operator to 1 grid interval. (from Clarke, 1969)

3. 数値計算結果を使ったコンティニューエーションの試験

開発されたアナリティックコンティニューエーションのアルゴリズムの試験や改良のためには、コンピュータによる理論計算や有限要素法・積分方程式法などによる数値モデル計算の結果が使用された。これは、現地のデータを直接使用すると、含まれる各種のノイズによって、コンティニューエーションの問題点がマスクされて、問題点の所在がはっきりしなくなることがあるからである。2つのフォートランプログラムTECON2RとTEMACのテストのために、それぞれ二次元と三次元のモデル計算がなされた。前者は垂直構造モデル、後者は立方体構造である。

3. 1 二次元モデルに対する検討

均質半無限媒質中に垂直の導体がある場合について、35測点でのXとZ成分を計算した。使用したプログラムは、ユタ大学で開発されたプログラムTDEM2D (Eaton, Adhidjaia and Hohmann 1984)である。これはDuFort-Frankelの有限差分法のアルゴリズムを使用しており、どのような時間ステップに対しても安定である (DuFort and Frankel 1953)。送信源としては、ダイポールソースではなくて無限に長い線電流源が使用されている。各測点では100 μ secから1.2secまでの時間範囲の中で、対数でとってほぼ等間隔となるような16の時間を選定し、それについて計算を行った。計算結果については、log-linearの図を付録3に示す。

計算した構造は、Fig. 3.1に示すように、300 $\Omega \cdot m$ の半無限媒質中に0.1 $\Omega \cdot m$ という低比抵抗の垂直構造がある場合で、構造の上端は地表から120mの深さである。また構造の上下方向の長さは400m、巾は20mとしている。送信源は構造から800m離れたところに設置し、構造の両側400mづつの範囲について、20mごとに測点を置いて計算を行った。時間間隔はあらくて、最初の7点ぐらいしか有意な情報が含まれていない。そのために、こういう測定時間間隔があらく、かつ不等間隔であるようなデータに対して、別のフーリエ係数の計算方法を導入する必要がある。

ここでは、多角変換 (polygonal transform, Skokan, 1974)を使用したフォートランプログラム、POLFTが作られ、各々のトランジェント記録に対してフーリエ係数が計算された。いくつかの別のアプローチと、従来からのFFTの使用も試みたが、いずれも補間の過程で違う周波数成分が生じてしまう。

空間周波数の領域に変換するに際して、36測点のデータは、それぞれにゼロを加えて64点のデータセットとした。それらのデータには、周波数2000, 1000, 500, 200と100Hzに対してそれぞれ10, 20, 40と80mの深度までコンティニューエーションが実施された。歪の程度を見るために、またそのアルゴリズムによって異常がどの程度シャープになるかを見るために、最初のデータ (磁場の垂直成分) とコンティニューエーションの結果は、前者で標準化された形でプロットした。それらをFig. 3.2a~Fig. 3.5eまでに示す。最初のコンティニューエーションのオペレータのテストでは、ローパスフィルターの波長が、オペレーションで使われた最小の空間の波長がコンティニューエーションの深度の4~5倍になるように定められた時だけ安定であるということを示した。

地下の不連続の面付近までのコンティニューエーションの安定性を改善するために、逐次近似の方法を導入した。ある深さまでのコンティニューエーションは、その深さをいくつかの小さい区間に分けて、それぞれについて実施する。そしてその各区間については、その次の区間に移る前に

プロファイルを平滑化してかつ端の影響を除去した。さらに可変の線型テーパー (linear taper) をフィルター係数に適用した。

この方法はコンティニューエーションをかなり改善するが、まだかなり不安定で、特にテーパーのスロープやローパスフィルターのパラメータに対して敏感である。

3. 2 三次元モデルに対する検討

昨年度の研究では、2つのダイポールによる電磁場に対して、理論計算とアナリティックコンティニューエーションの結果が比較された。より実際に近いモデルとして、三次元のモデル計算が実施された。プログラムは、ユタ大学で開発された、積分方程式によるもので、VAXのワークステーション及びIBM5530-Tにおいても実行できるような変更がなされた。三次元モデルに対するTDEM応答は、 32×32 測点グリッド上で、5つのレベルに対して計算された。モデルとしては、グリッドの中心からずれた所にある立方体構造とした。計算時間を短縮するために、40エレメントの小さいモデルとし、39周波数に対して計算した。それでもまだ、全体としては15000ものトランシェントを計算する必要がある。

半無限媒質の比抵抗 $100 \Omega \cdot m$ 、一辺が 200mの立方体の構造の比抵抗は $10 \Omega \cdot m$ で、地表から構造の中心までの深さは 500mである。使用したフォートランプログラムTEMACは、昨年度からいくつかの改良が、特にファイルハンドリングとエラートラッピングに対してなされた。さらに、使いやすくするために、スムージングパラメータKFLTを容易に変更できるようにしている。

地表でのデータは、100m深までアナリティックコンティニューエーションがなされた。いくつかのスムージングパラメータが各コンティニューエーションについて試験され、コンターマップとしてFig. 3.6 からFig. 3.8 までに示す。また Table 3.1にKFLTと、最小の空間波長（それ以下ではコンティニューエーションオペレータが抑制される）との関係を示す。KFLTの値と安定性の関係ははっきりしない。

コンティニューエーションは使用する最小の周波数に対して敏感であるが、これはフィルターオペレータの打ち切り誤差にもより、より良いテーパーフィルターを開発することが望ましい。

3. 3 EM-37データ解析結果

動力炉・核燃料開発事業団から提供された、カナダで実施されたジオニクス社製EM-37による調査データに対して、アナリティックコンティニューエーションの適用を試みた。Fig. 3.9 に送信ループ及び測線の配置を示す。M01からM04までの4つの 400×800 mの送信ループに対して、東西方向の測線で磁場の水平及び垂直成分が測定されている。測定されたデータについては、付録4に示す。

以下に、送信ループM02を使用した測定データについてアナリティックコンティニューエーションの結果を説明する。まず、送信電流遮断後 1.096msec後の磁場の垂直成分と水平成分の平面図をそれぞれFig. 3.10, Fig. 3.11に示す。垂直成分は4050 Eから4400 Eの範囲でほぼ南北のトレンドを持ち、西側でマイナス、東側でプラスの値となっており、符号は4200 E~4300 Eで変化している。また水平成分は4250 E~4350 Eで最大になっている。こうしたEM-37のデータを、測

線N10300について示したものがFig. 3.12である。磁場の垂直成分は4200Eでゼロを通り、水平成分は4300Eで最大となっている。

この測線N10300について、アナリティックコンティニューエーションを実施した。まず、FFTをかけて、2000Hz、1000Hz及び500Hzについての水平・垂直成分をそれぞれFig. 3.13からFig. 3.15にそれぞれ示す。さらにアナリティックコンティニューエーションによって断面図としたものをFig. 3.16に示す。浅い部分では4450E～4650Eに異常が見られ、深度が増すにつれて4250E～4300Eに異常が移る。導電性の構造がこの部分(4250E～4300E、深さ100～150m)にあると推定される。

開発されたプログラムでは、この異常の両側が非常に大きな値となっているが、これは開発されたソフトウェアのフィルターによるサイドエフェクトと考えられ、これが小さくなるようなフィルターについて今後も検討していく必要がある。

Table 3.1 Relationship between Filter Index (KLFT)
and rollover spatial wavelength.

Filter Index KLFT# =====	Wavelength (meters) =====
32	41.29
31	42.67
30	44.14
29	45.71
28	47.41
27	49.23
26	51.20
25	53.33
24	55.65
23	58.18
22	60.95
21	64.00
20	67.37
19	71.11
18	75.29
17	80.00
16	85.33
15	91.43
14	98.46
13	106.67
12	116.36
11	128.00
10	142.22
9	160.00
8	182.86
7	213.33
6	256.00
5	320.00
4	426.67
3	640.00
2	1280.0

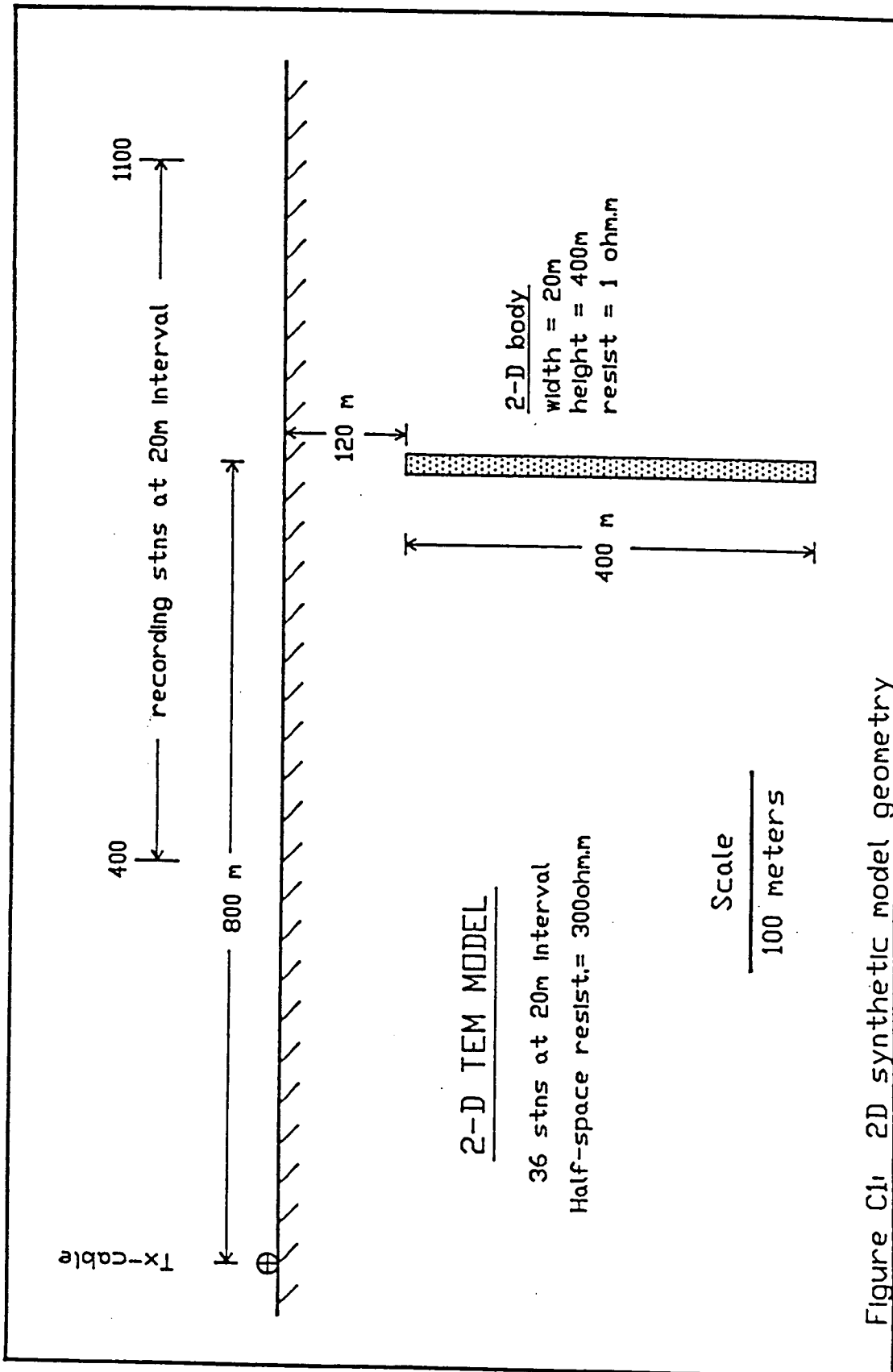


Figure C1: 2D synthetic model geometry

Fig. 3.1 二次元モデル

2-D CONTINUATION TESTS
FREQ=2000 FIL=43M
CONTINUED DOWN 10M

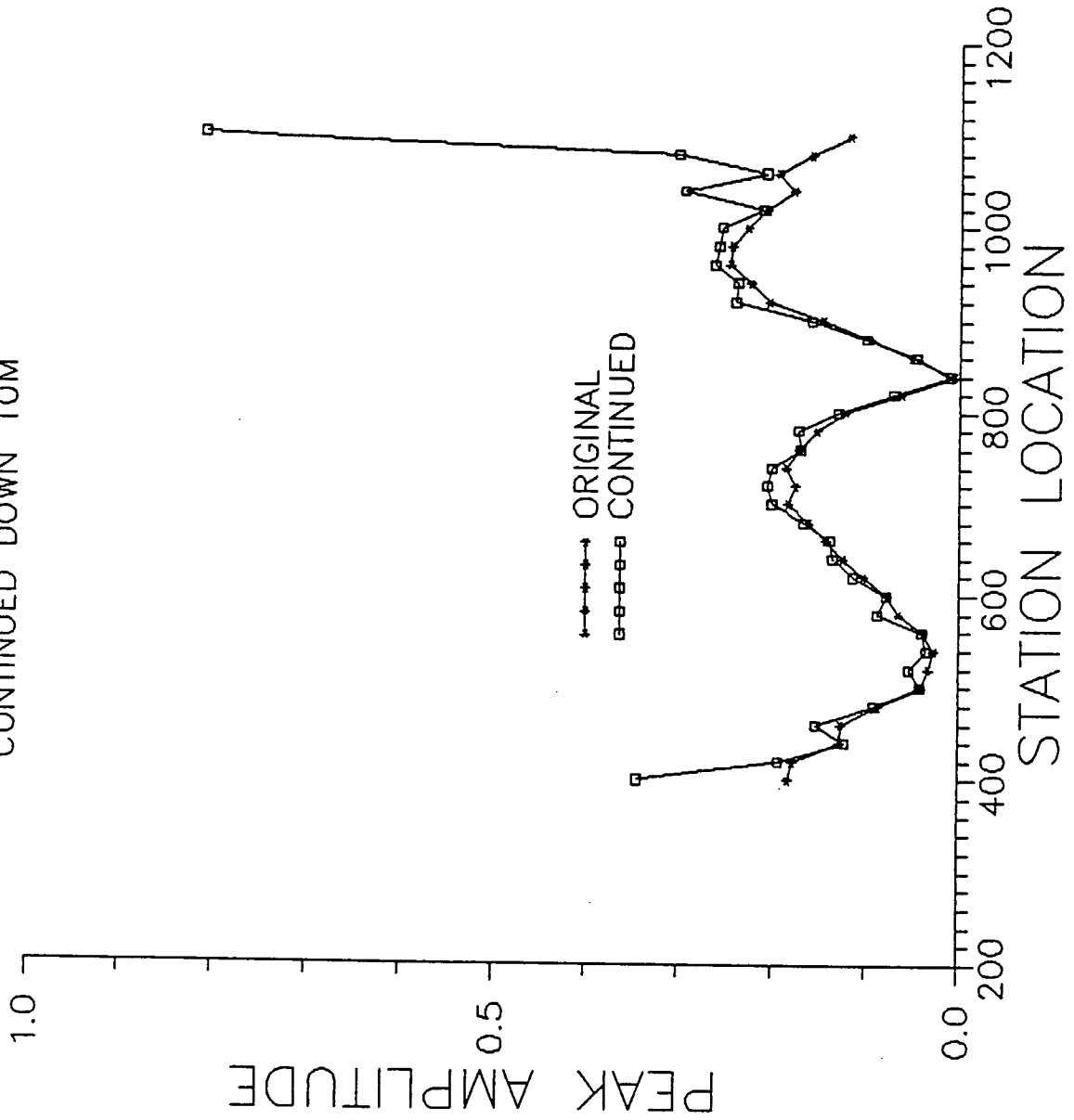


Fig. 3. 2a 二次元アナリティックコンティニュエーション結果 (10 m, 2000Hz)

2-D CONTINUATION TESTS
FREQ=1000 FIL=43M
CONTINUED DOWN 10M

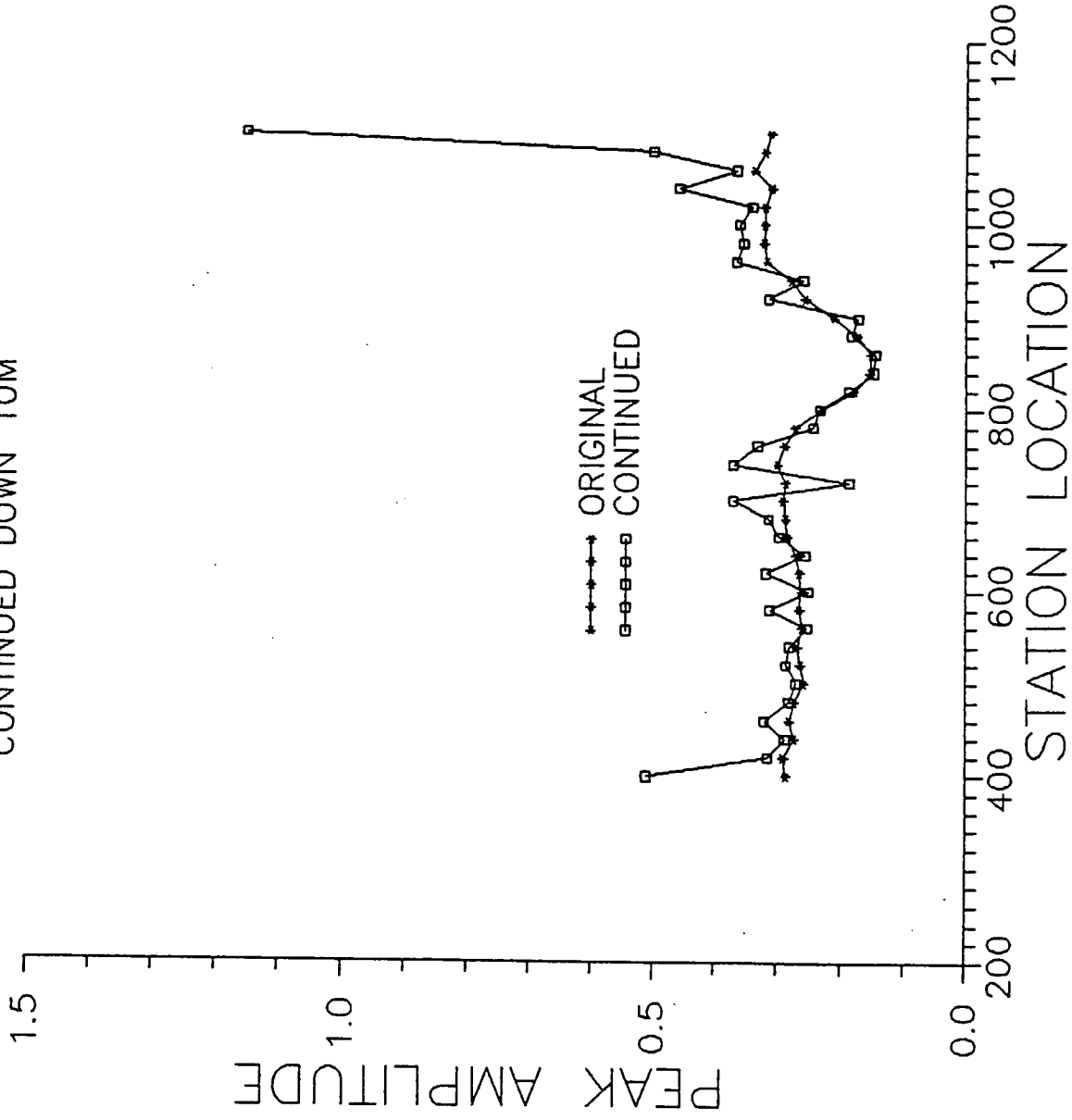


Fig. 3. 2b 二次元アナリティックコンティニュエーション結果 (10m, 1000Hz)

2-D CONTINUATION TESTS
FREQ=500 FIL=43M
CONTINUED DOWN 10M

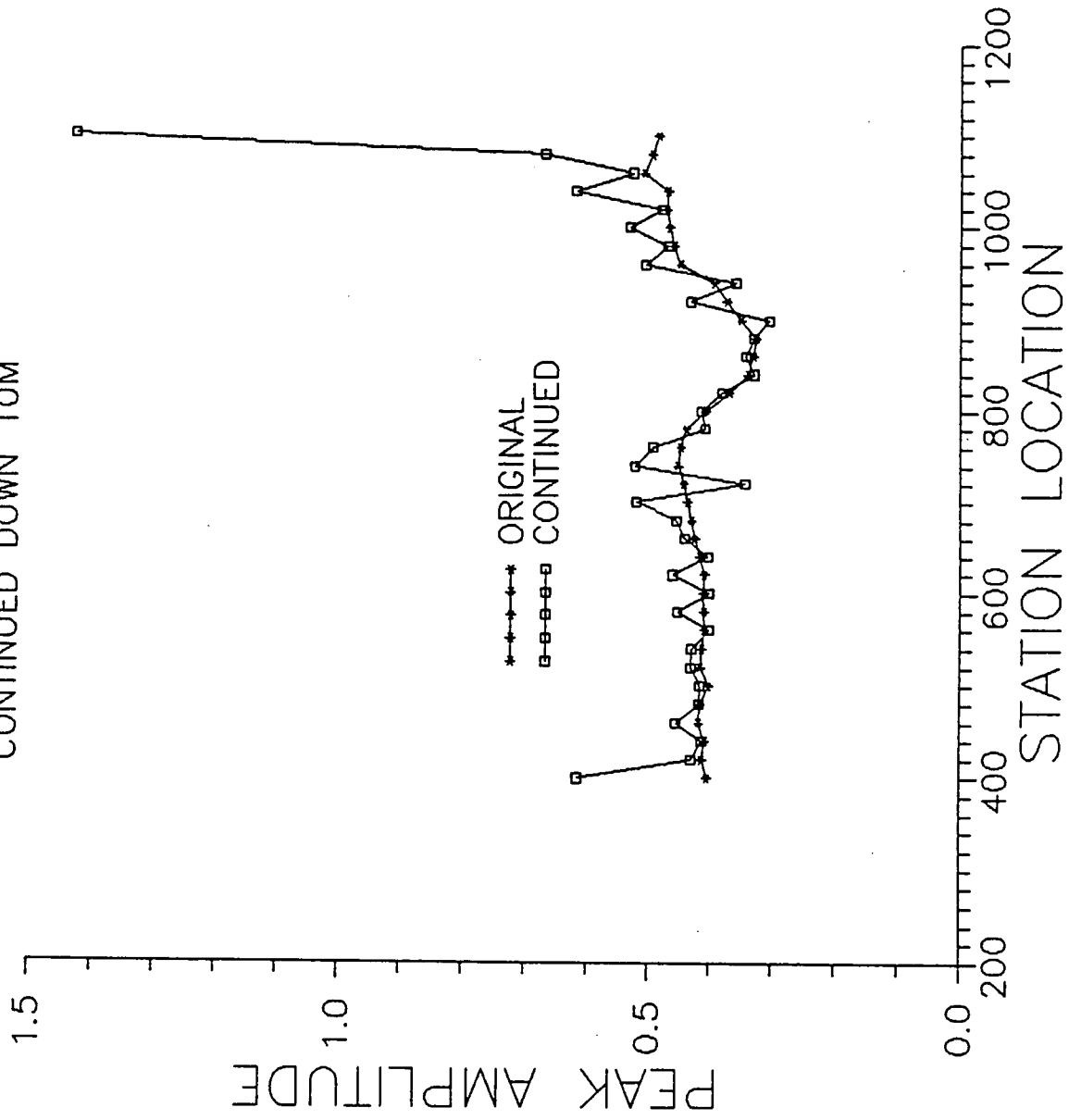


Fig. 3.2c 二次元アナリティックコンティニュエーション結果 (10m, 500Hz)

2-D CONTINUATION TESTS
FREQ=200 FIL=43M
CONTINUED DOWN 10M

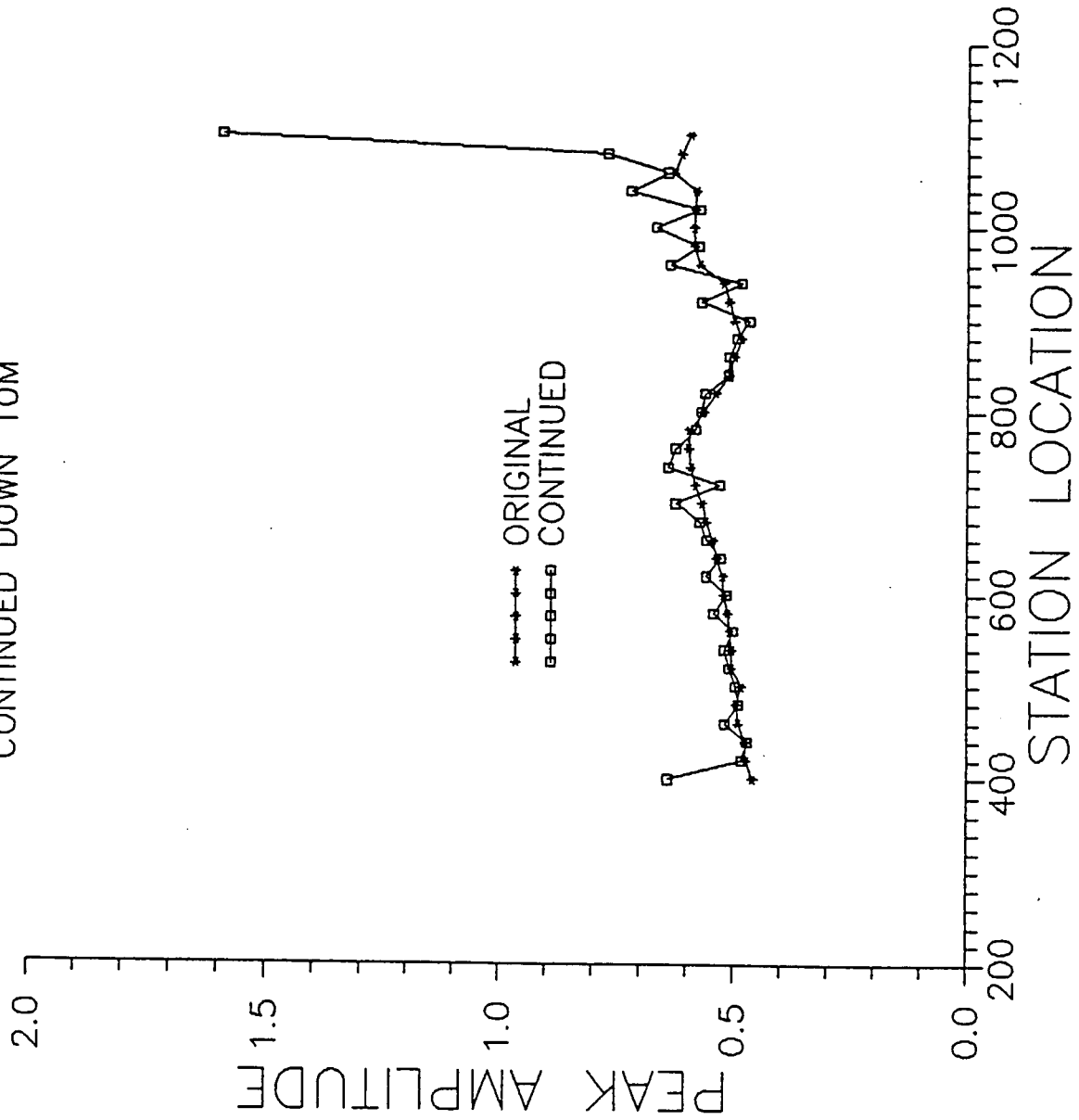


Fig. 3.2d 二次元アナリティックコンティニュエーション結果 (10m, 200Hz)

2-D CONTINUATION TESTS
FREQ=100 FIL=43M
CONTINUED DOWN 10M

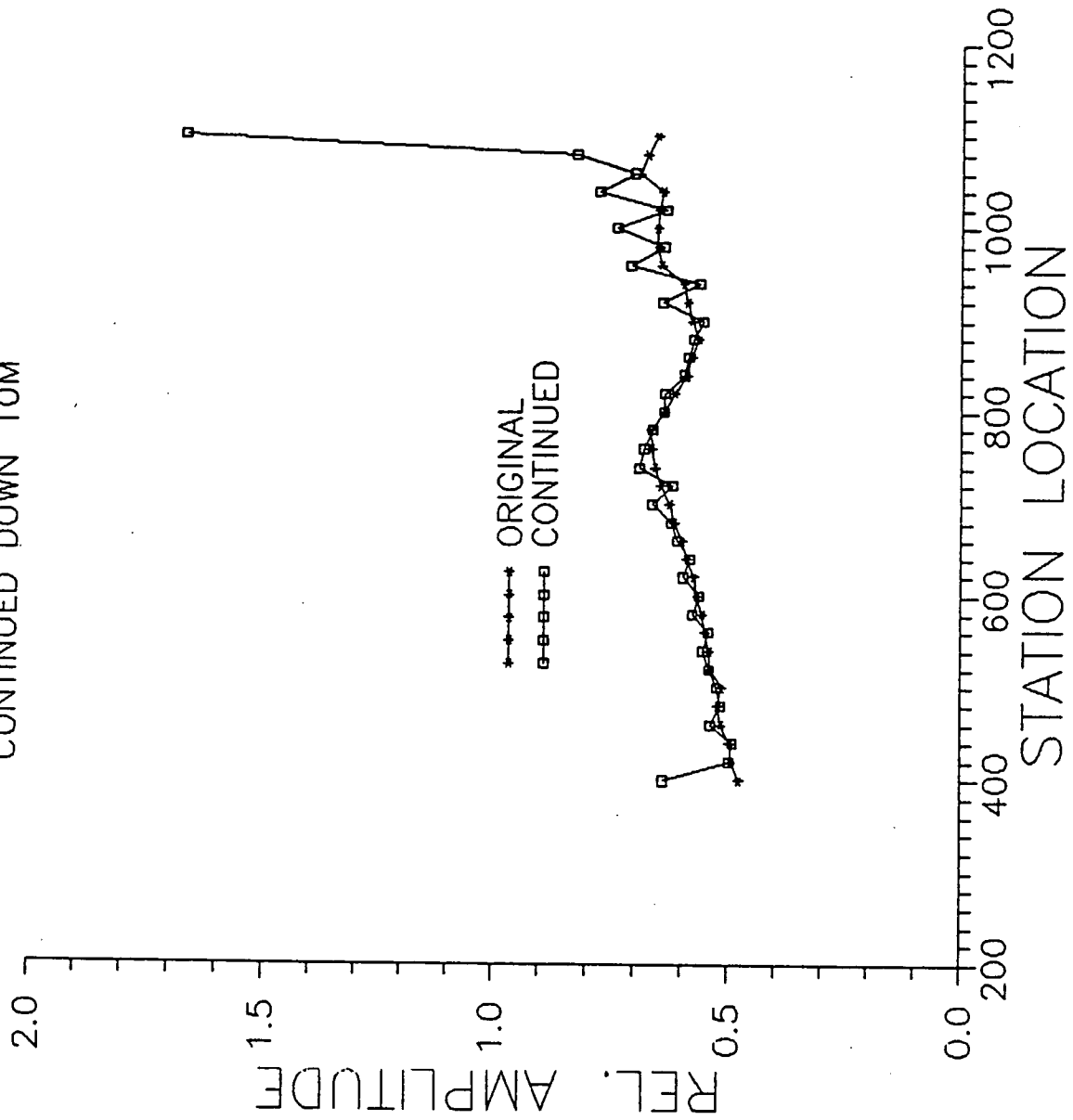


Fig. 3.2e 二次元アナリティックコンティニュエーション結果 (10m, 100Hz)

2-D CONTINUATION TESTS
FREQ=2000 L=80M
CONTINUED DOWN 20M

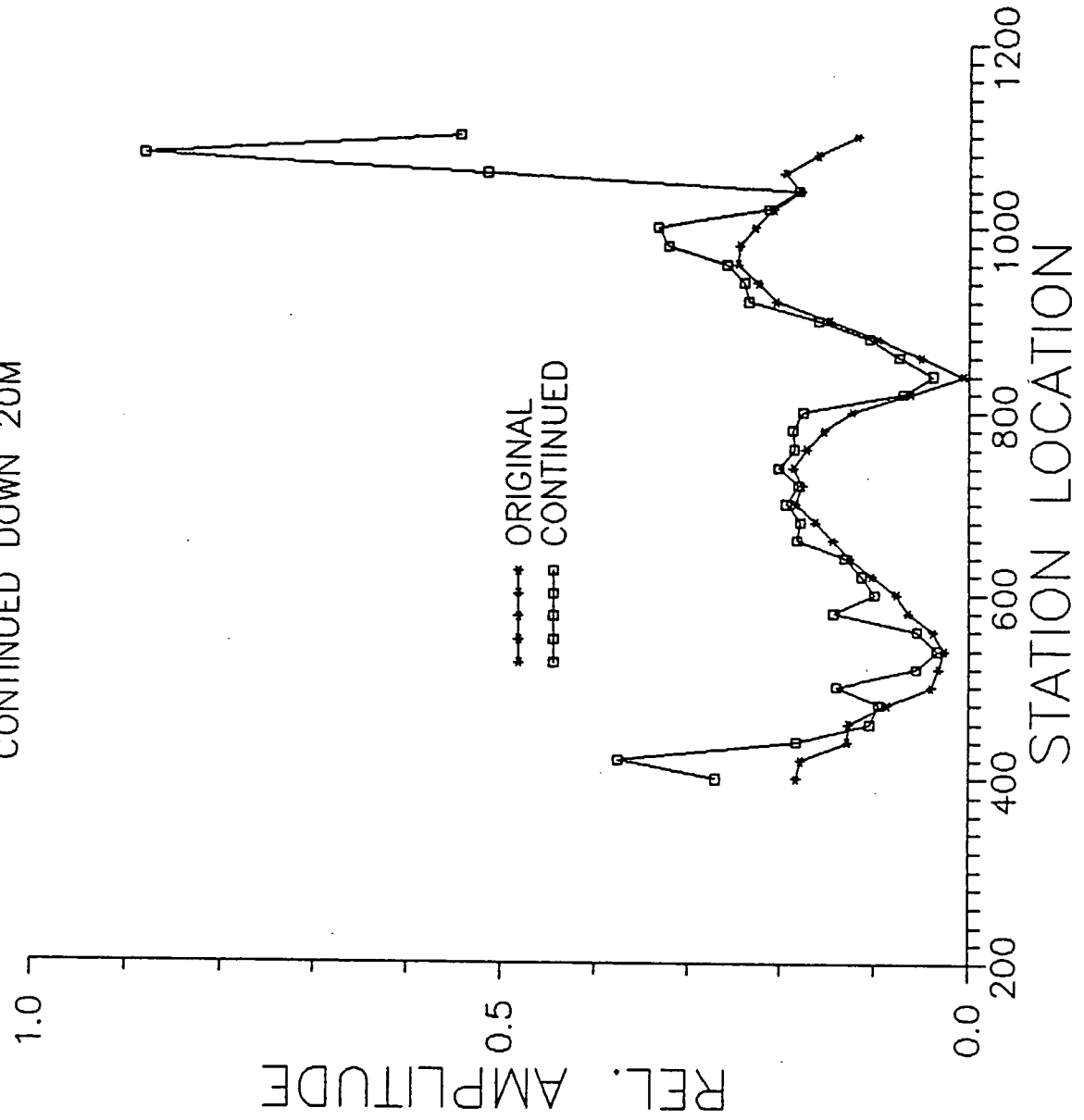


Fig. 3.3a 二次元アナリティックコンティニュエーション結果 (80m, 2000Hz)

2-D CONTINUATION TESTS
 FREQ=1000 L=80M
 CONTINUED DOWN 20M

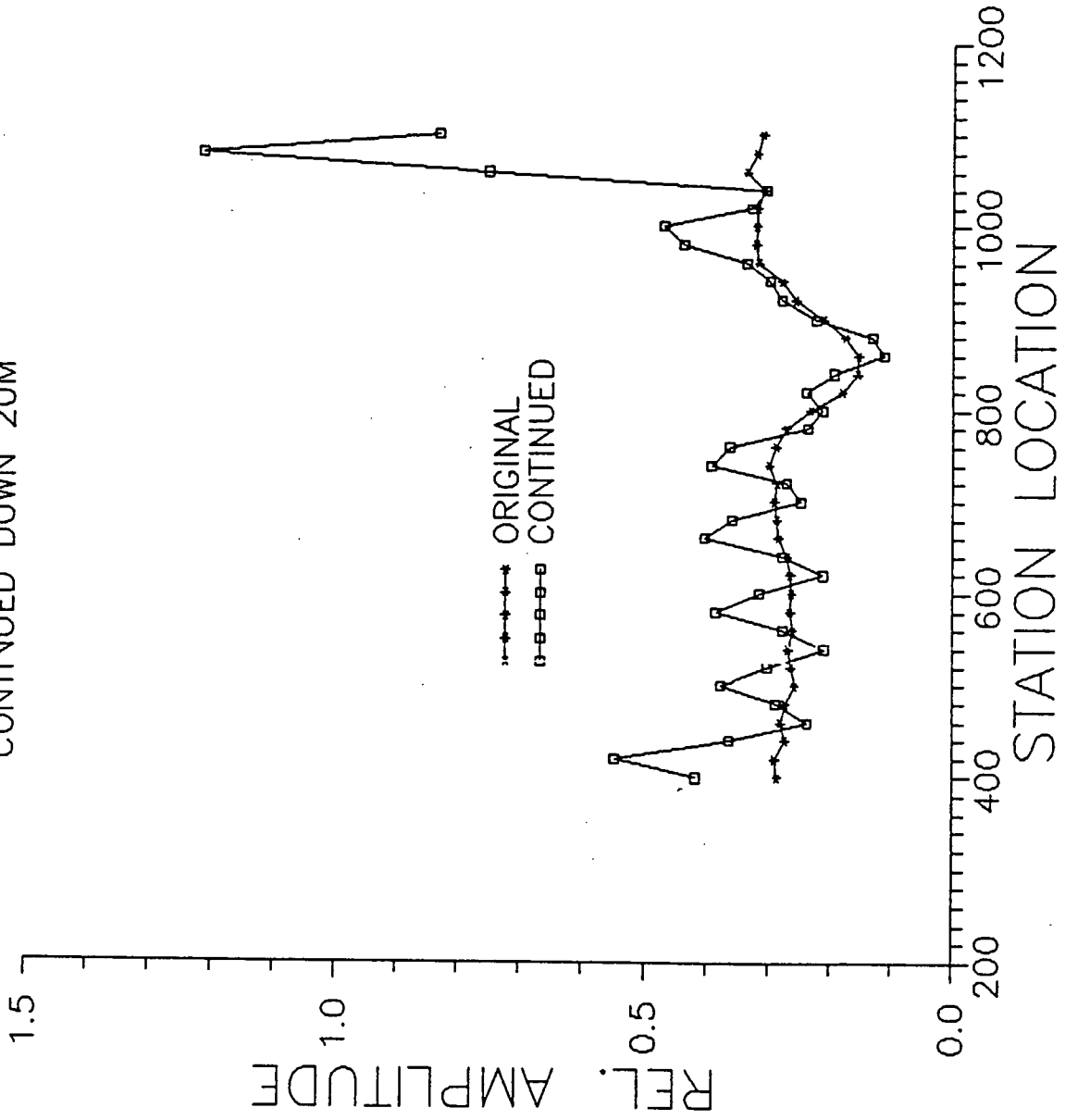


Fig. 3.3b 二次元アナリティックコンティニュエーション結果 (80m, 1000Hz)

2-D CONTINUATION TESTS
 FREQ=500 FIL=80M
 CONTINUED DOWN 20M

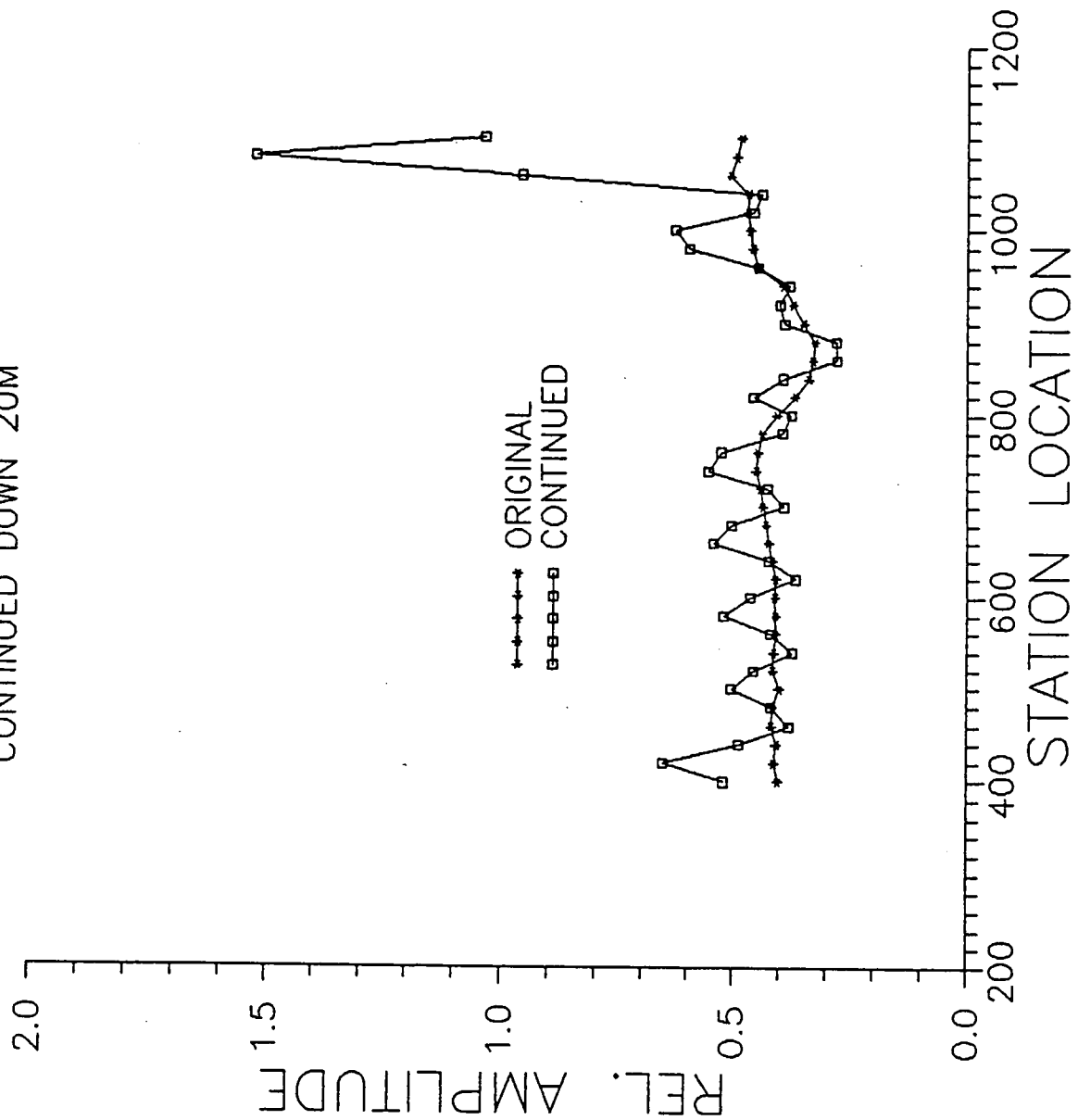


Fig. 3.3c 二次元アナリティックコンティニュエーション結果 (80m, 500Hz)

2-D CONTINUATION TESTS
FREQ=200 FIL=80M
CONTINUED DOWN 20M

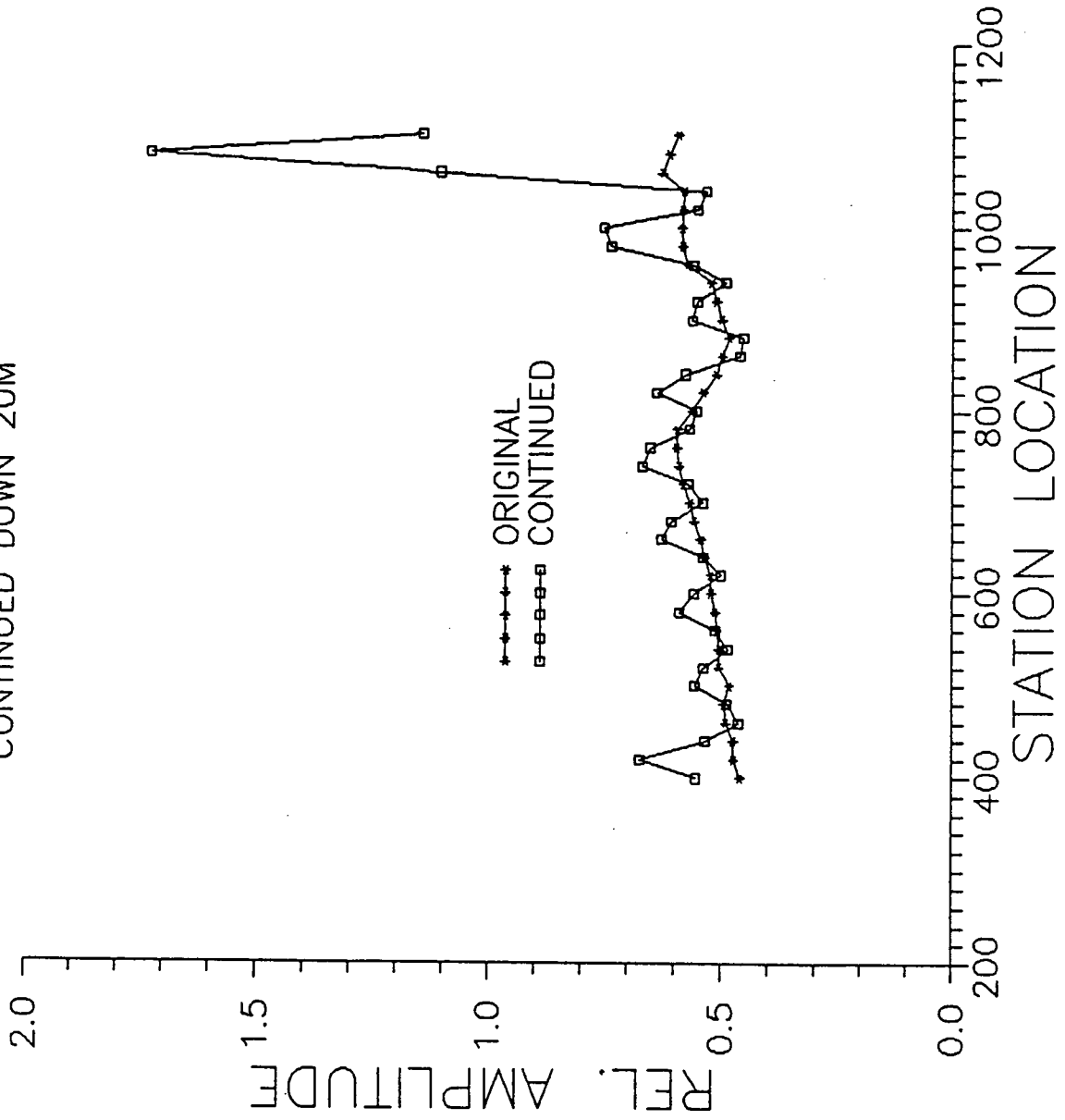


Fig. 3.3d 二次元アナリティックコンティニュエーション結果 (80m, 200Hz)

2-D CONTINUATION TESTS
FREQ=100 FIL=80M
CONTINUED DOWN 20M

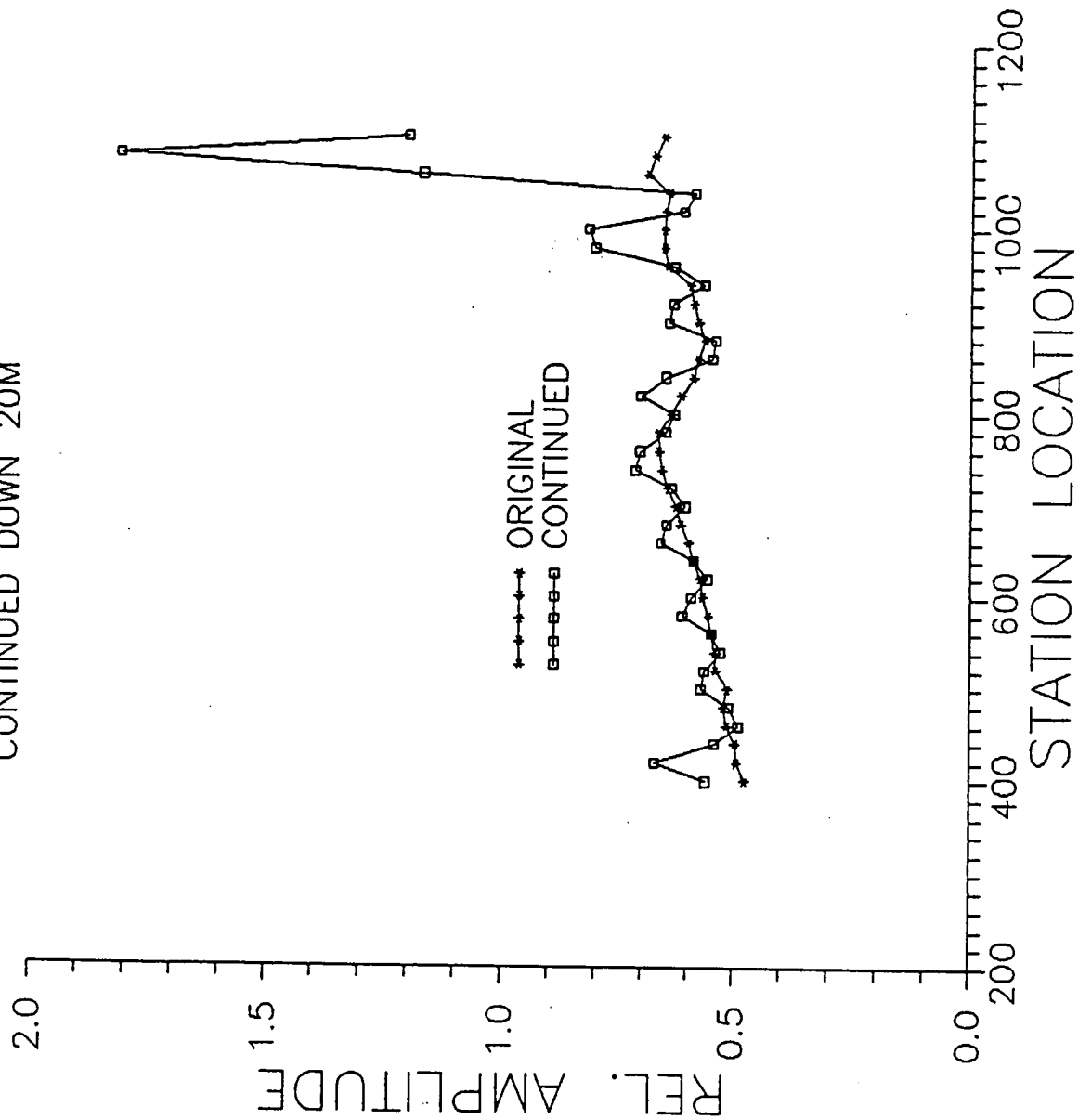


Fig. 3.3e 二次元アナリティックコンティニュエーション結果 (80m, 100Hz)

2-D CONTINUATION TESTS
 FREQ=2000 FIL=160M
 CONTINUED DOWN 40M

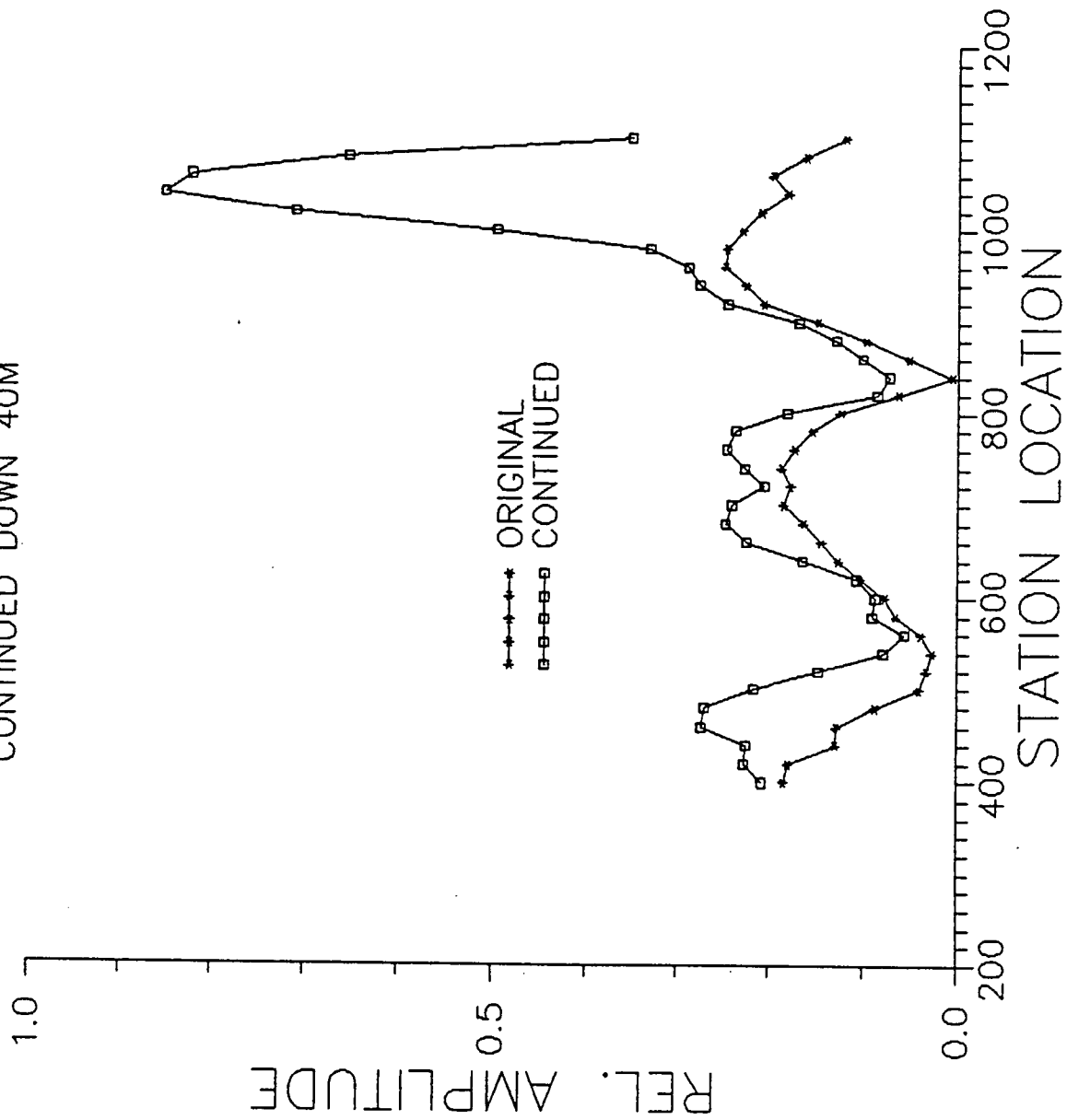


Fig. 3.4a 二次元アナリティックコンティニュエーション結果 (160m, 2000Hz)

2-D CONTINUATION TESTS
FREQ=1000 FIL=160M
CONTINUED DOWN 40M

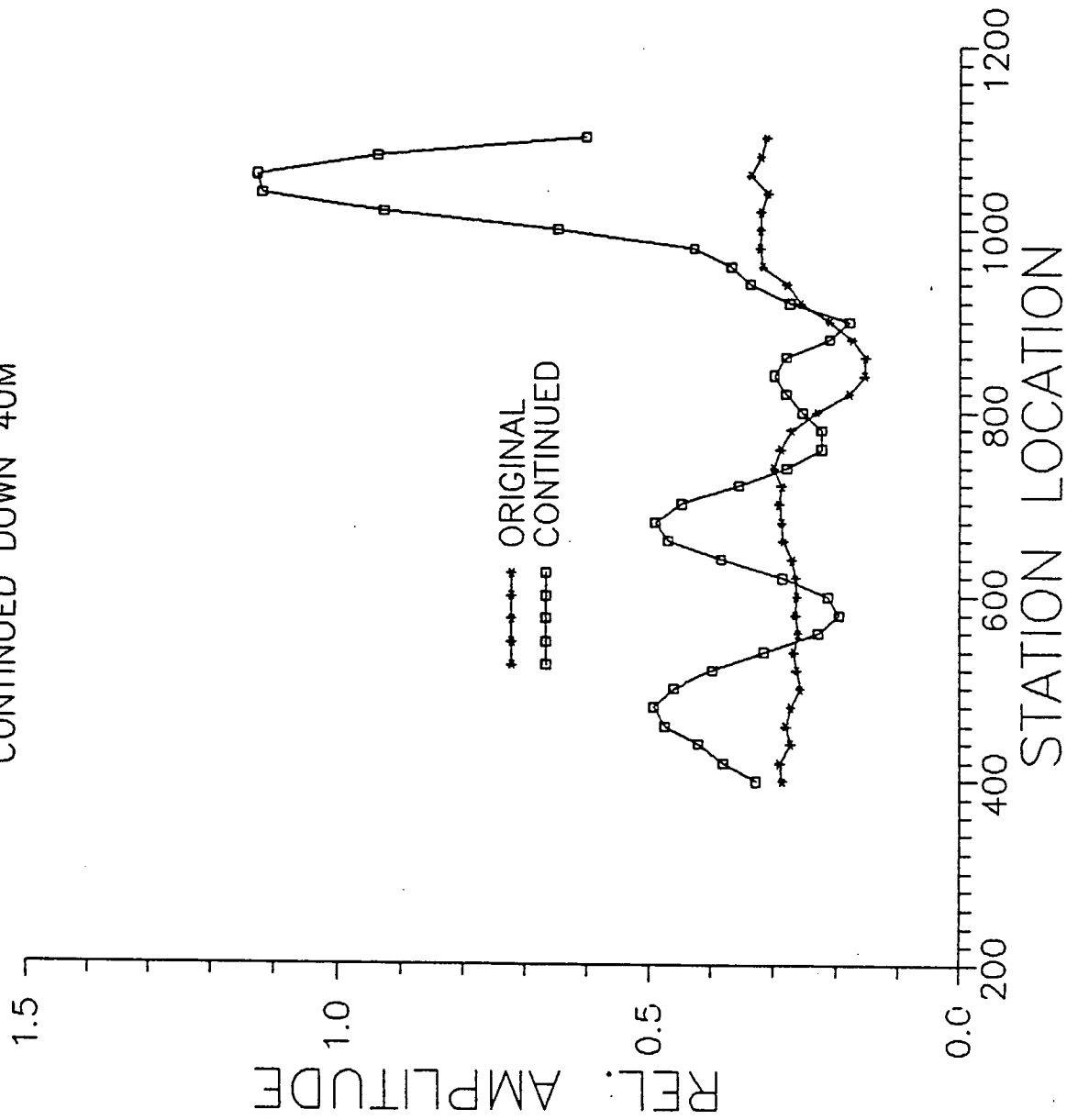


Fig. 3.4b 二次元アナリティックコンティニュエーション結果 (160m, 1000Hz)

2-D CONTINUATION TESTS
 FREQ=500 FIL=160M
 CONTINUED DOWN 40M

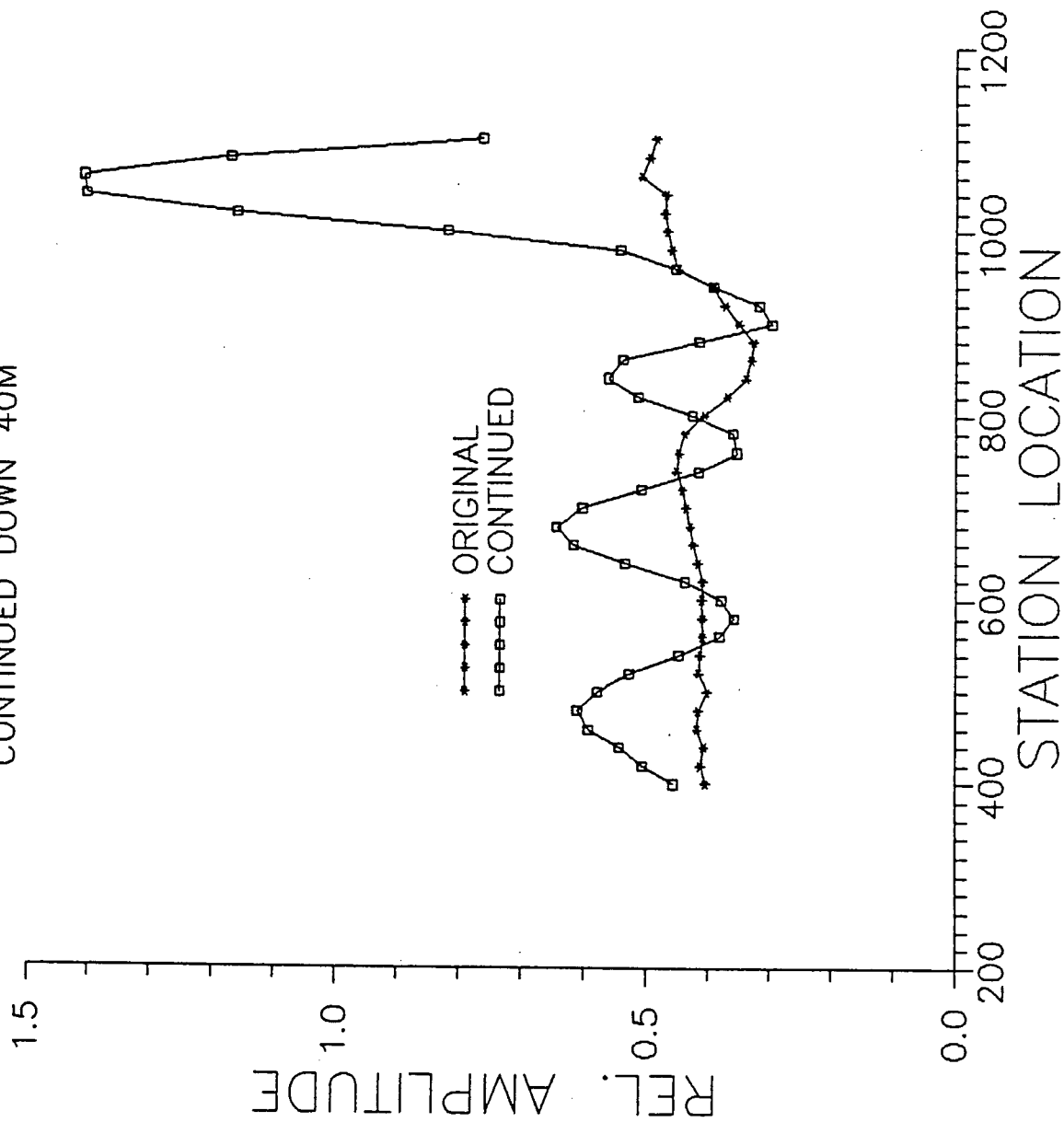


Fig. 3.4c 二次元アナリティックコンティニュエーション結果 (160m, 500Hz)

2-D CONTINUATION TESTS
FREQ=200 FIL=160M
CONTINUED DOWN 40M

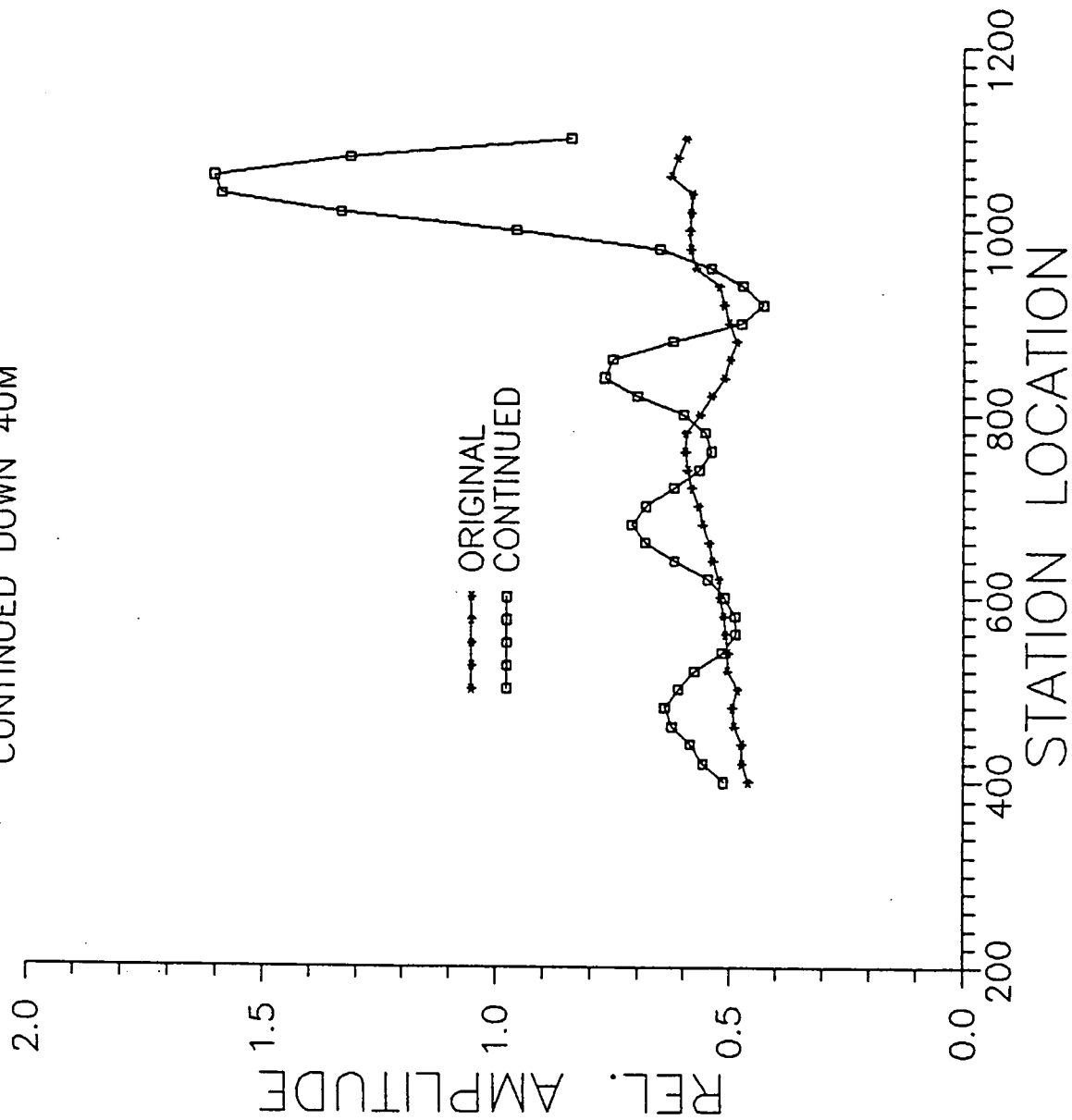


Fig. 3.4d 二次元アナリティックコンティニュエーション結果 (160m, 200Hz)

2-D CONTINUATION TESTS
FREQ=100 FIL=160M
CONTINUED DOWN 40M

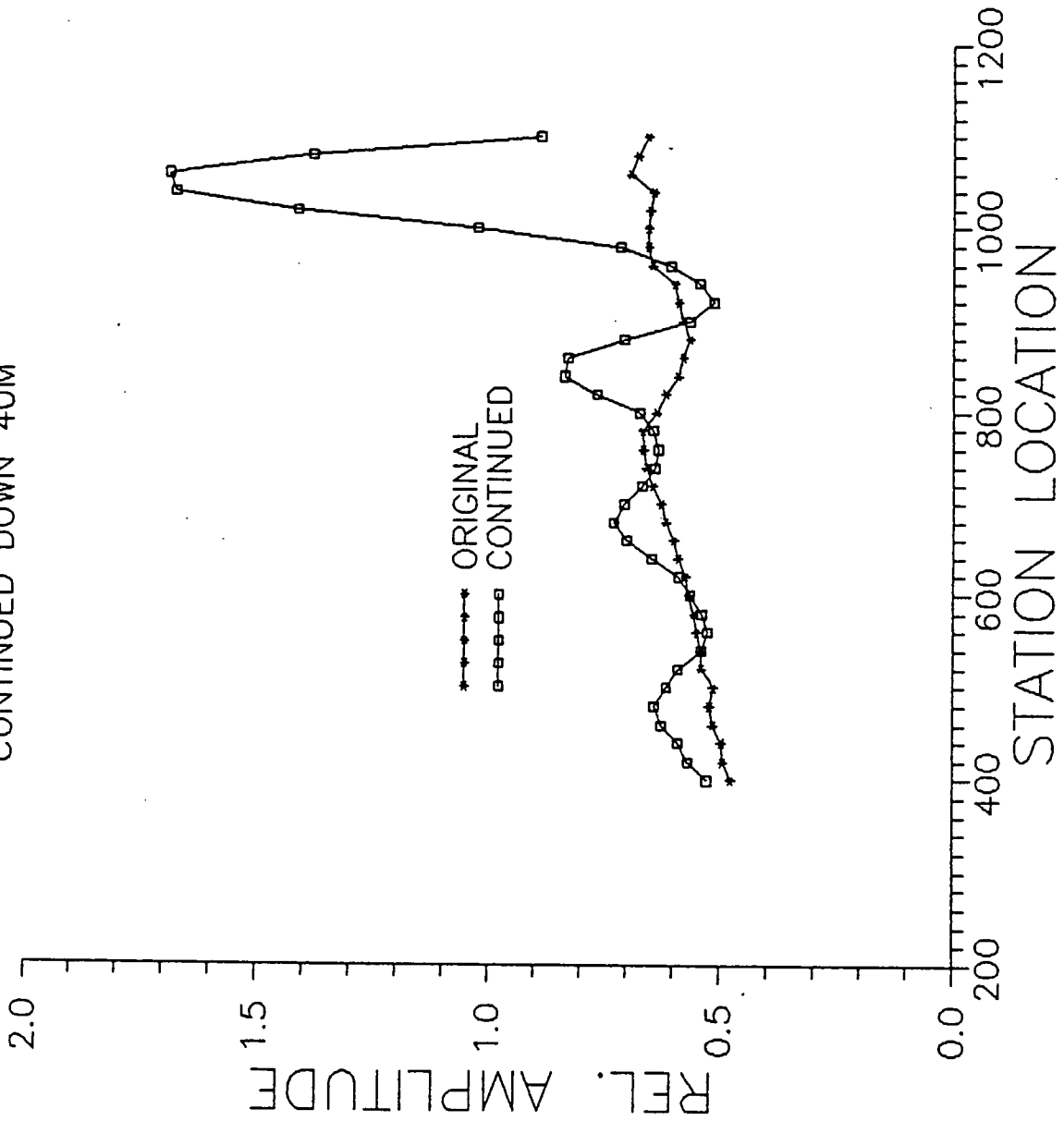


Fig. 3.4e 二次元アナリティックコンティニュエーション結果 (160m, 100Hz)

2-D CONTINUATION TESTS
 FREQ=2000 FIL=320M
 CONTINUED DOWN 80M

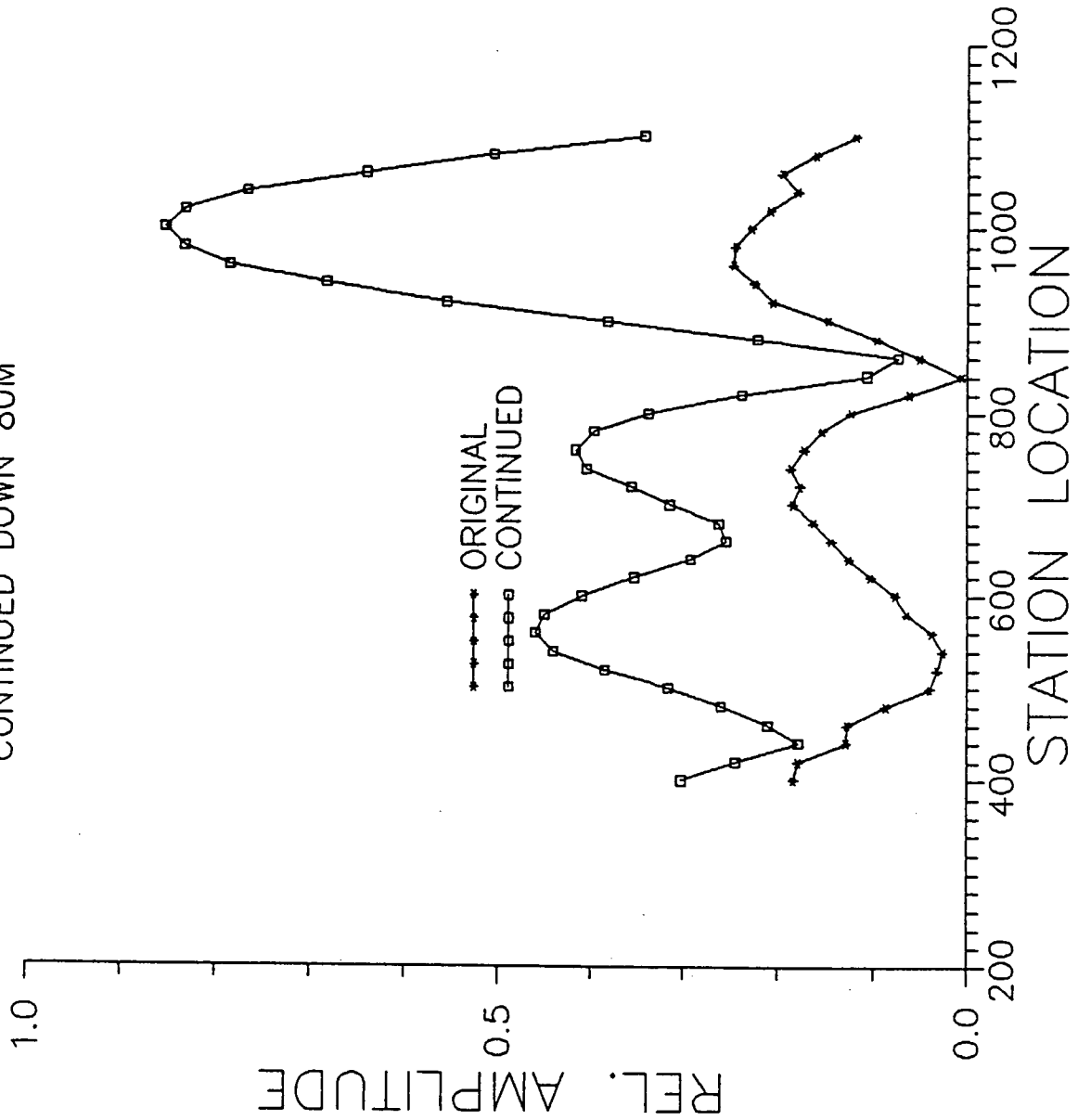


Fig. 3.5a 二次元アナリティックコンティニュエーション結果 (320 m, 2000Hz)

2-D CONTINUATION TESTS
FREQ=1000 FIL=320M
CONTINUED DOWN 80M

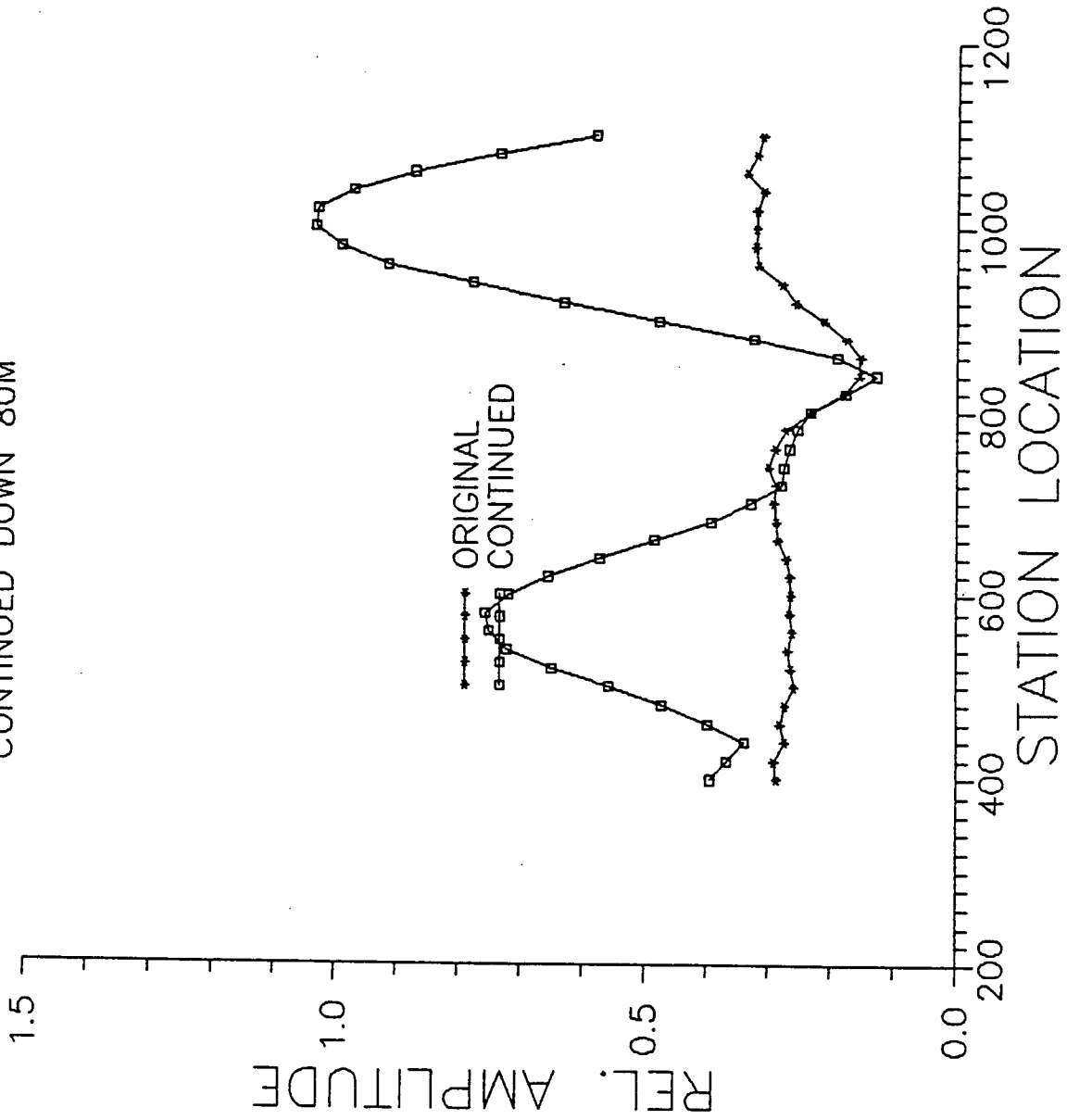


Fig. 3.5b 二次元アナリティックコンティニュエーション結果 (320m, 1000Hz)

2-D CONTINUATION TESTS
FREQ=500 FIL=320M
CONTINUED DOWN 80M

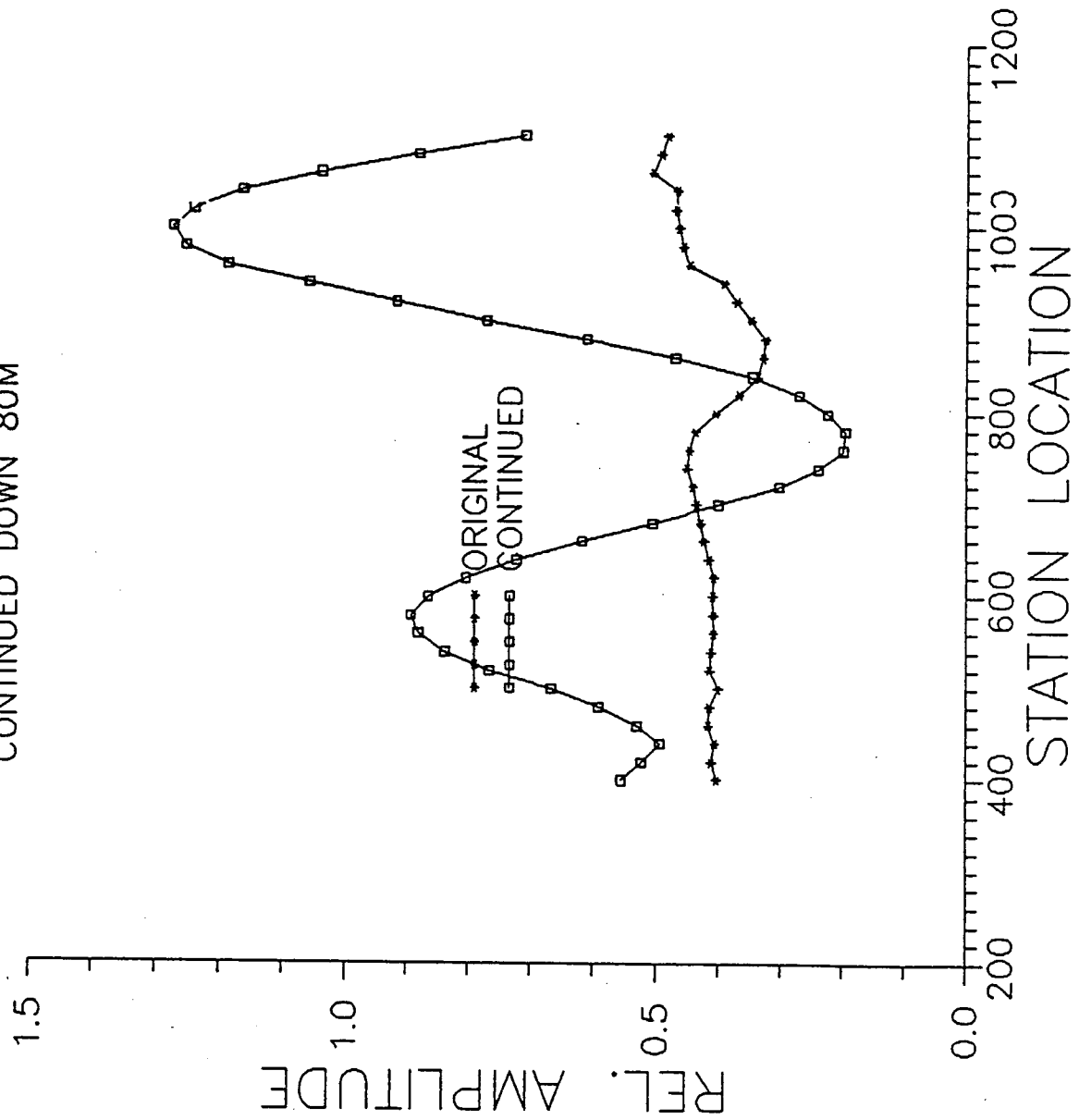


Fig. 3.5c 二次元アナリティックコンティニュエーション結果(320m, 500Hz)

2-D CONTINUATION TESTS
 FREQ=200 FIL=320M
 CONTINUED DOWN 80M

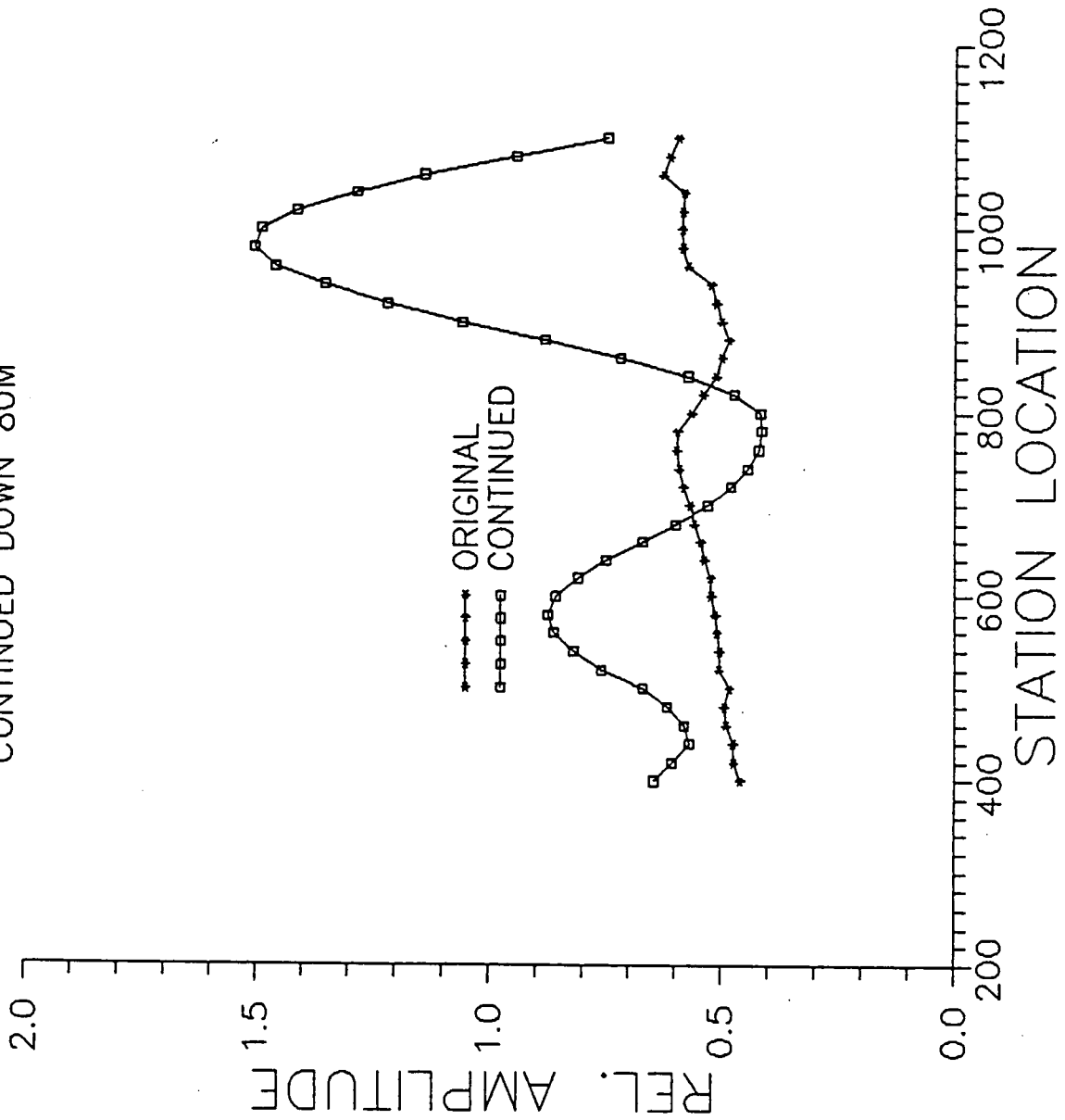


Fig. 3.5d 二次元アナリティックコンティニュエーション結果 (320m, 200Hz)

2-D CONTINUATION TESTS
FREQ=100 FIL=320M
CONTINUED DOWN 80M

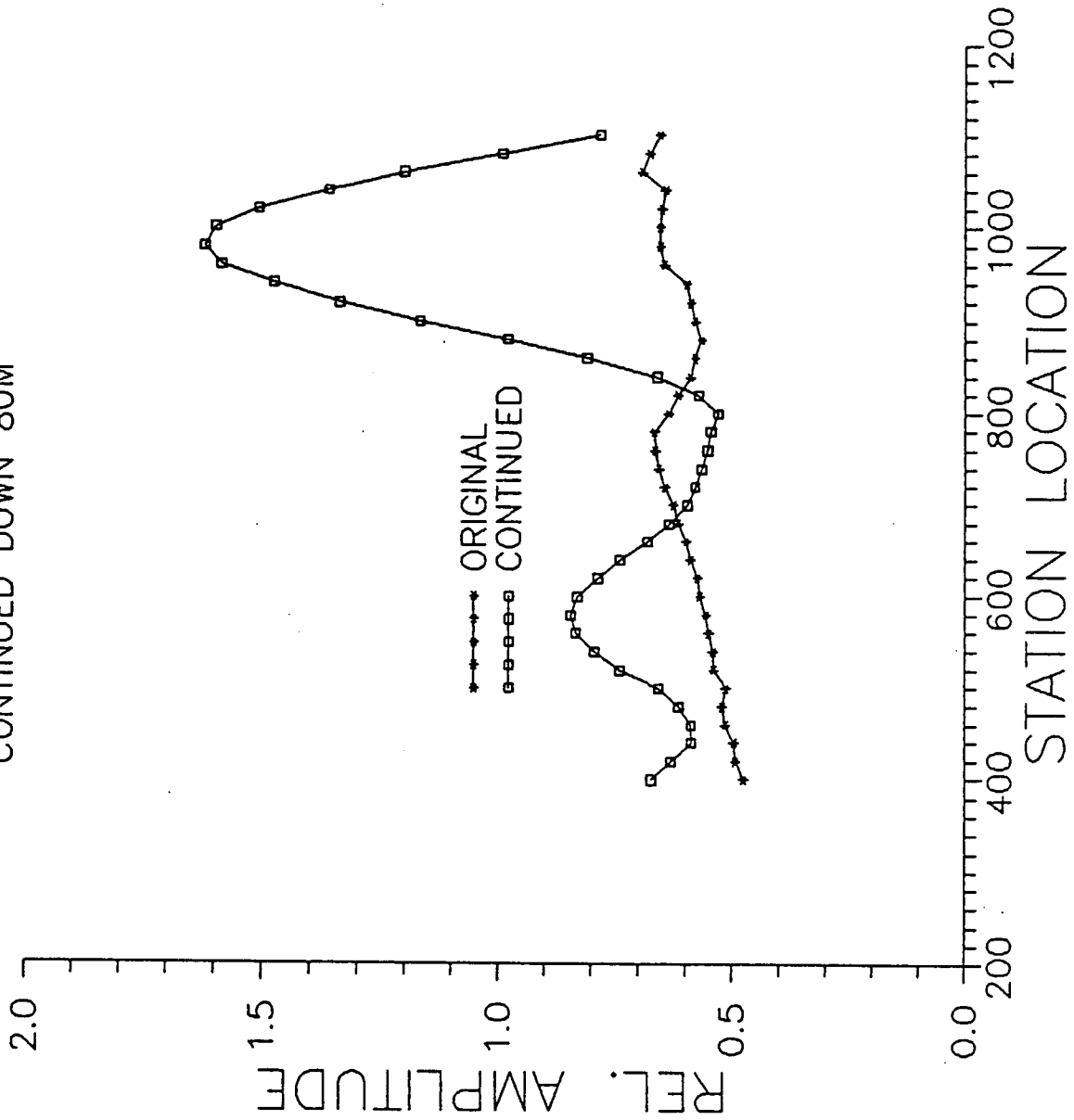


Fig. 3.5e 二次元アナリティックコンティニュエーション結果 (320m, 100Hz)

HDERZ1: FREQ=250 ZP=100 KFLT=32

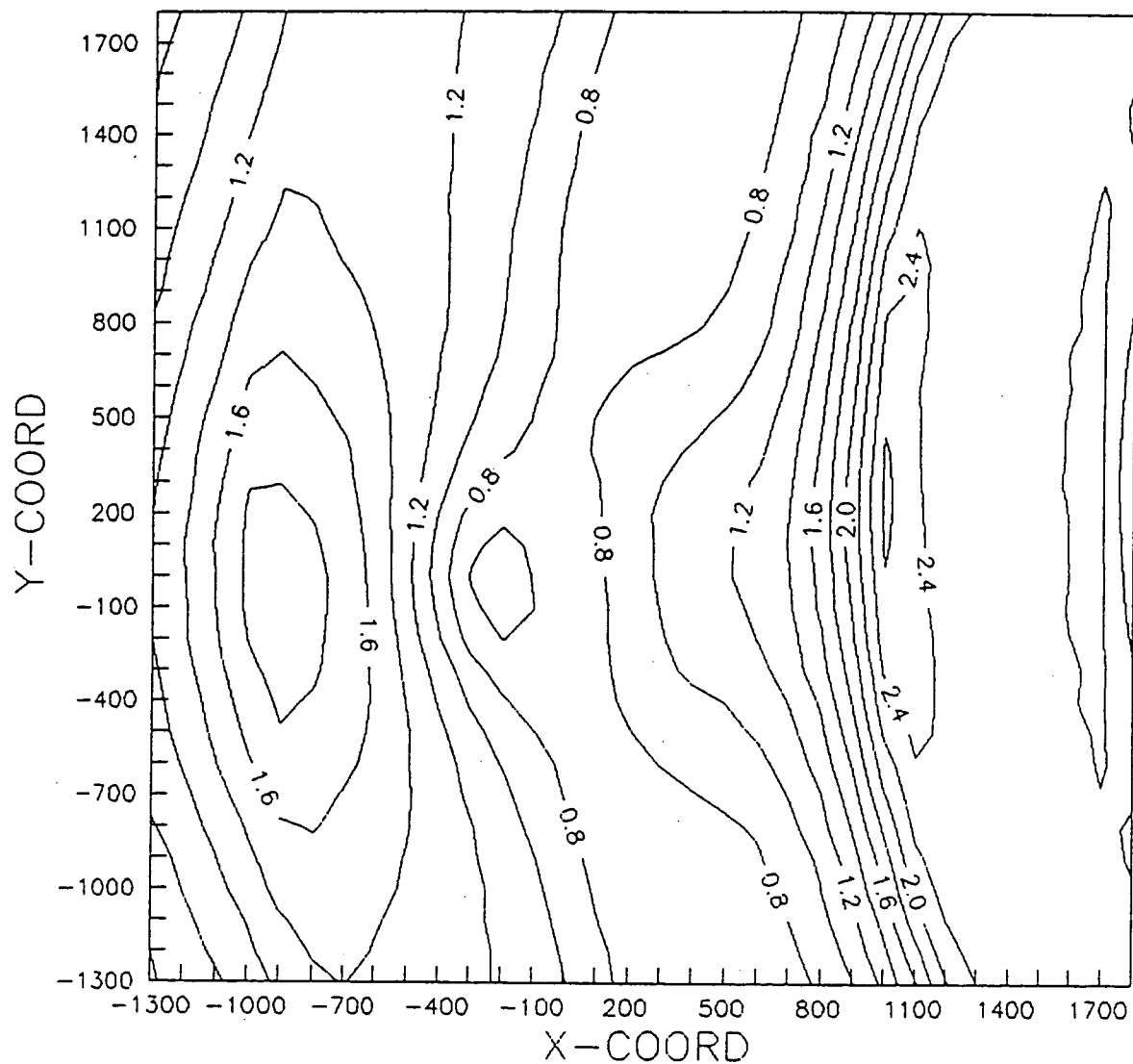


Fig. 3.6 三次元アナリティックコンティニューエーション結果 (100m, 250Hz, KFLT=32)

Surface data from 3D model continued downwards 100m,
filter parameter, KFLT=32.

HDERZ1: FREQ=250 ZP=100 KFLT=31

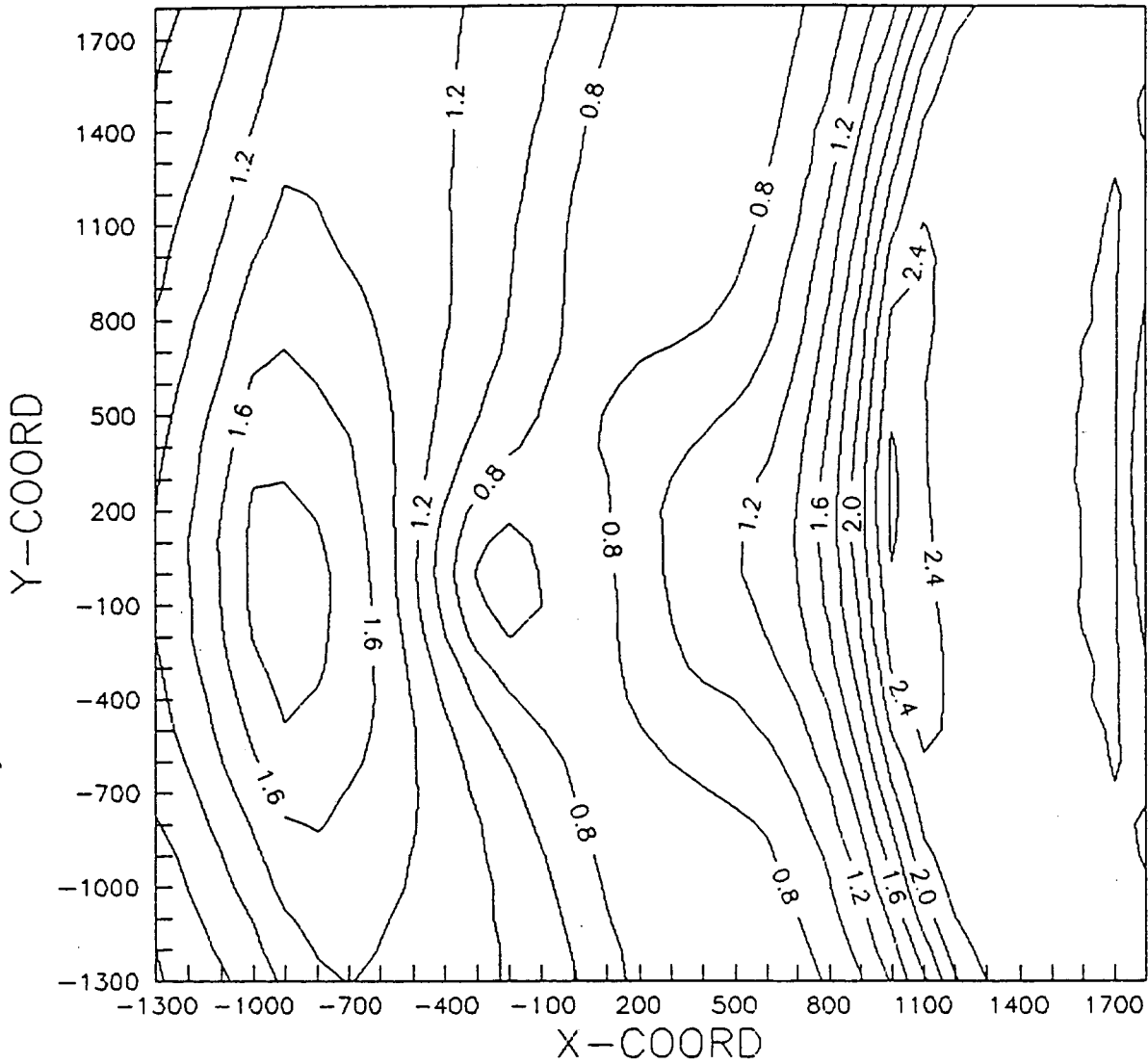


Fig. 3.7 三次元アナリティックコンティニューエーション結果 (100m, 250Hz, KFLT=31)

Surface data from 3D model continued downwards 100m,
filter parameter, KFLT=31.

HDERZ1: FREQ=250 ZP=100 KFLT=30

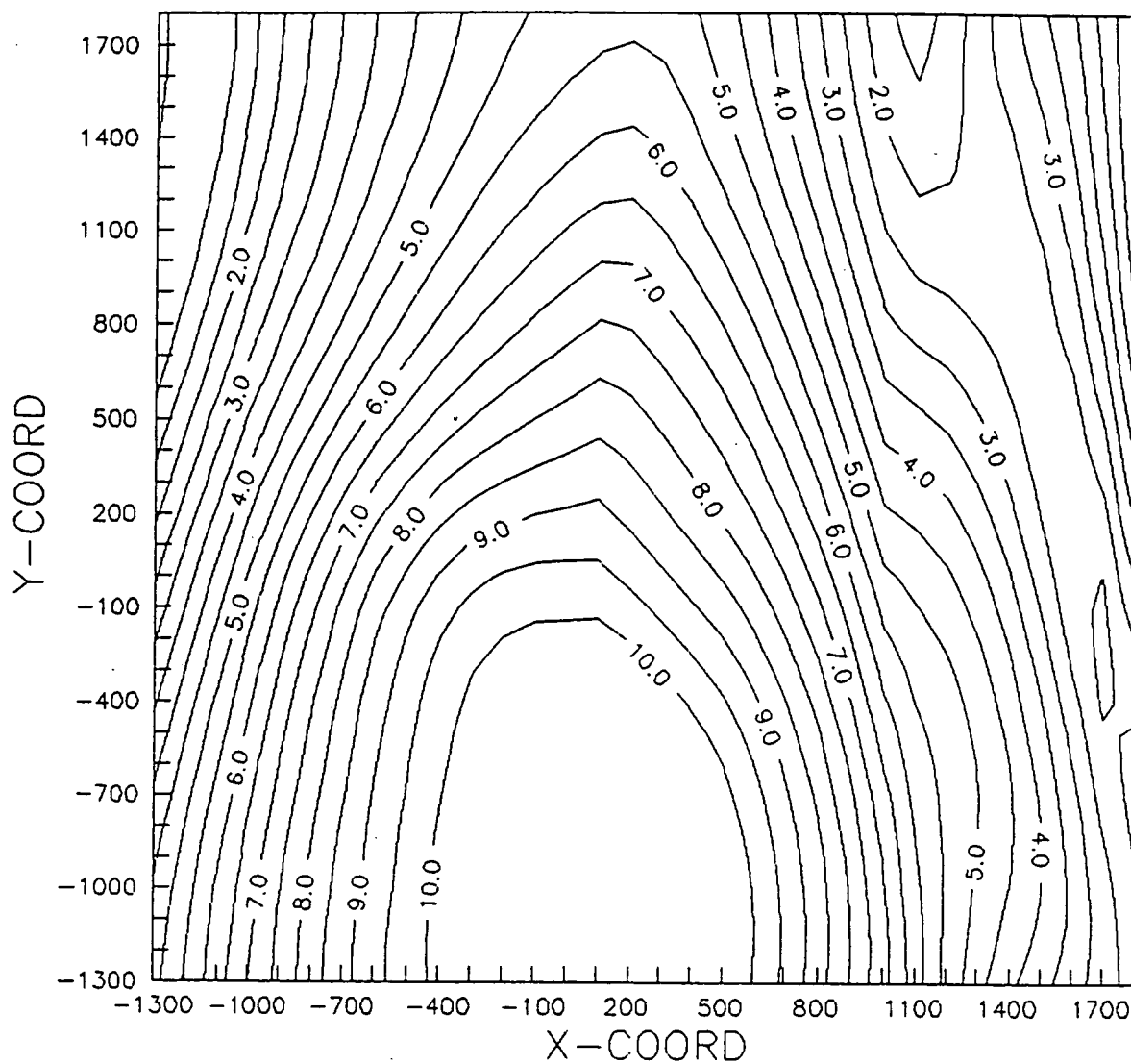


Fig. 3.8 三次元アナリティックコンティニューエーション結果 (100m, 250Hz, KFLT=30)

Surface data from 3D model continued downwards 100m,
filter parameter, KFLT=30.

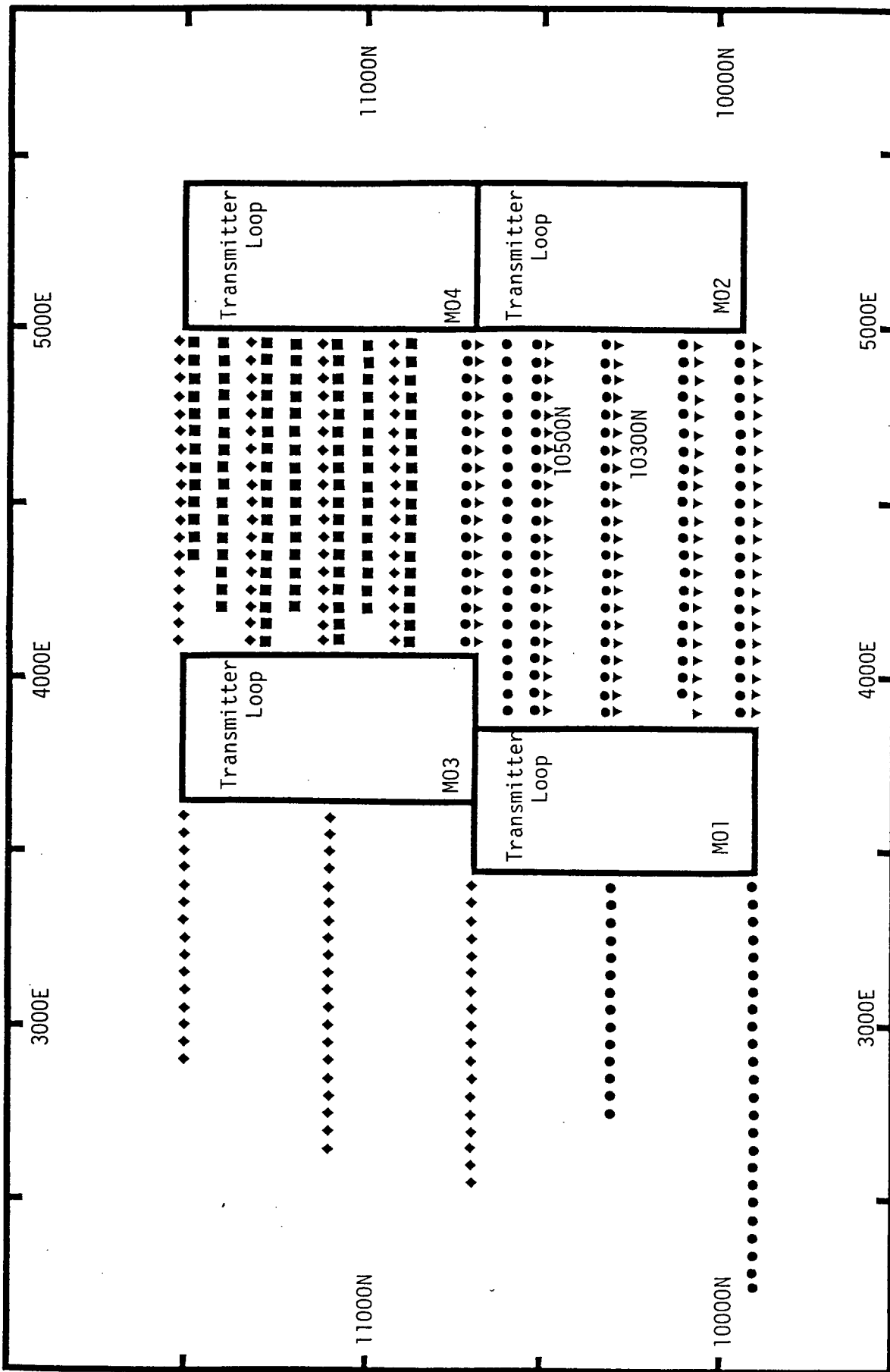


Fig. 3.9 送信ループ及び測線配置

PNC90 EM37: LOOP-M02 Z-COMP TSLICE=1.096msec.

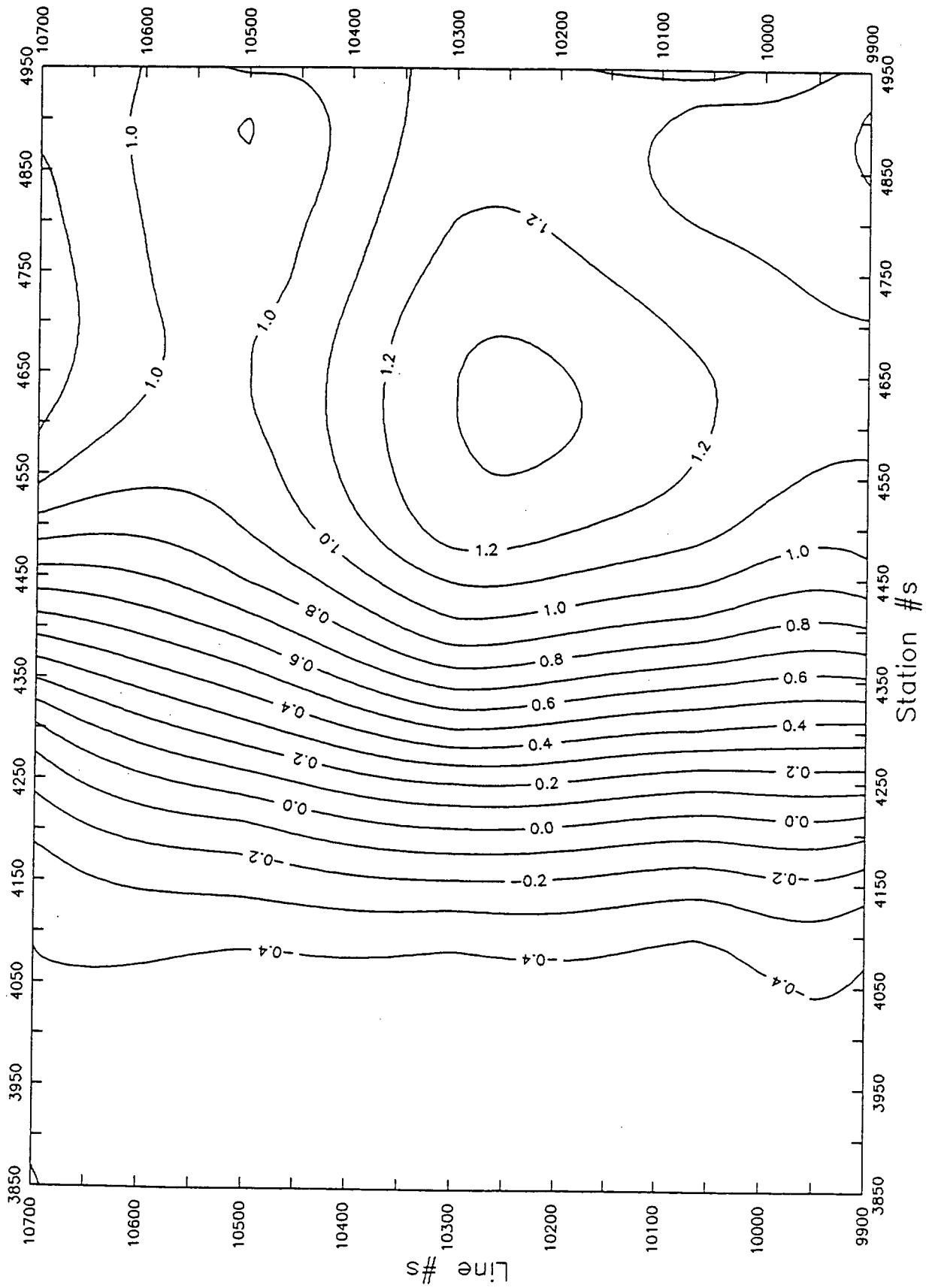


Fig. 3.10 磁場の垂直成分平面図 (M02, 1.096msec)

PNC90 EM37: LOOP-M02 X-COMP TSLICE=1.096msec.

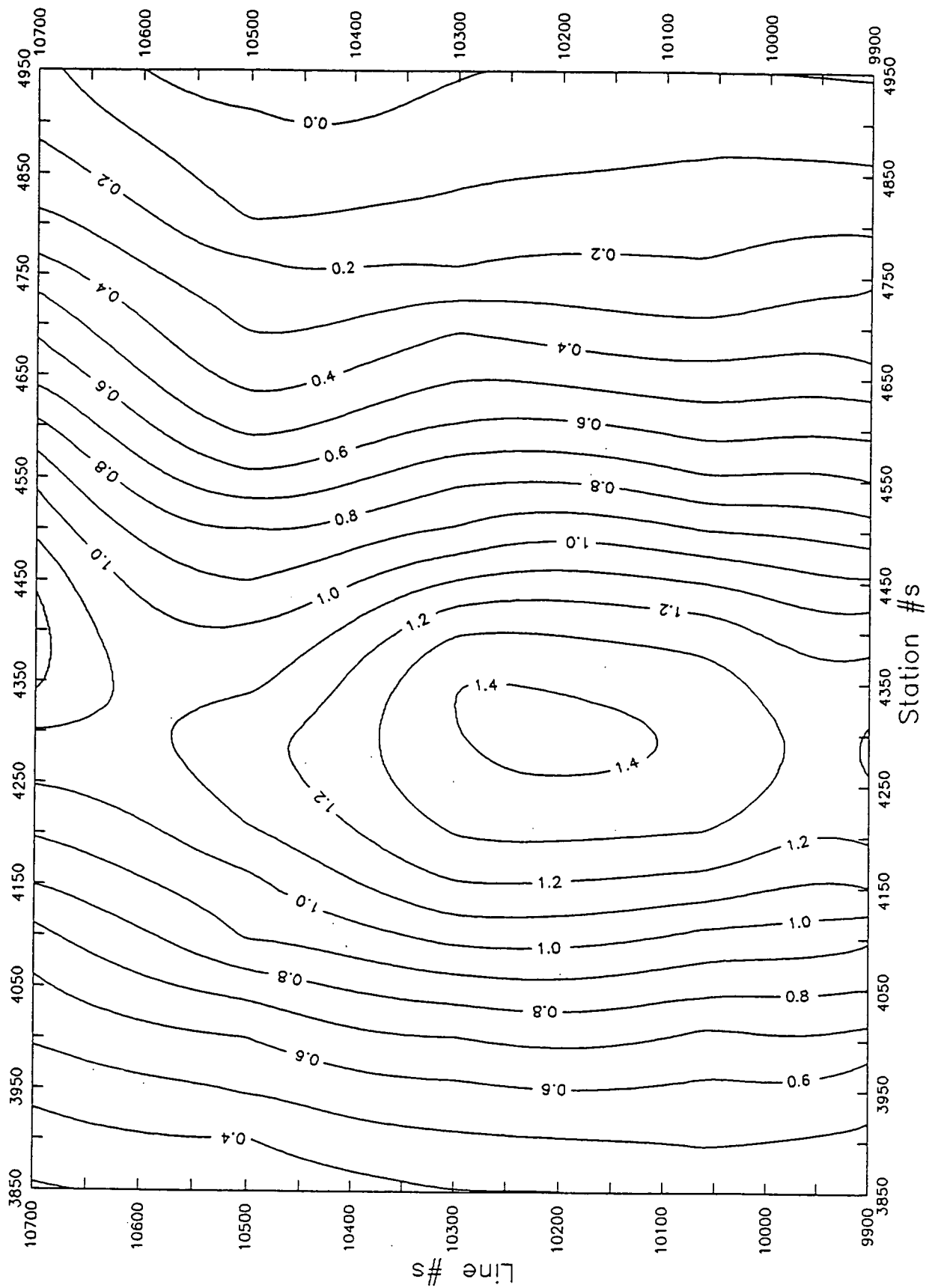


Fig. 3.11 磁場の水平成分平面図 (M02, 1.096msec)

Loop:M02 Line:N10300 TSLICE=1.096msec.

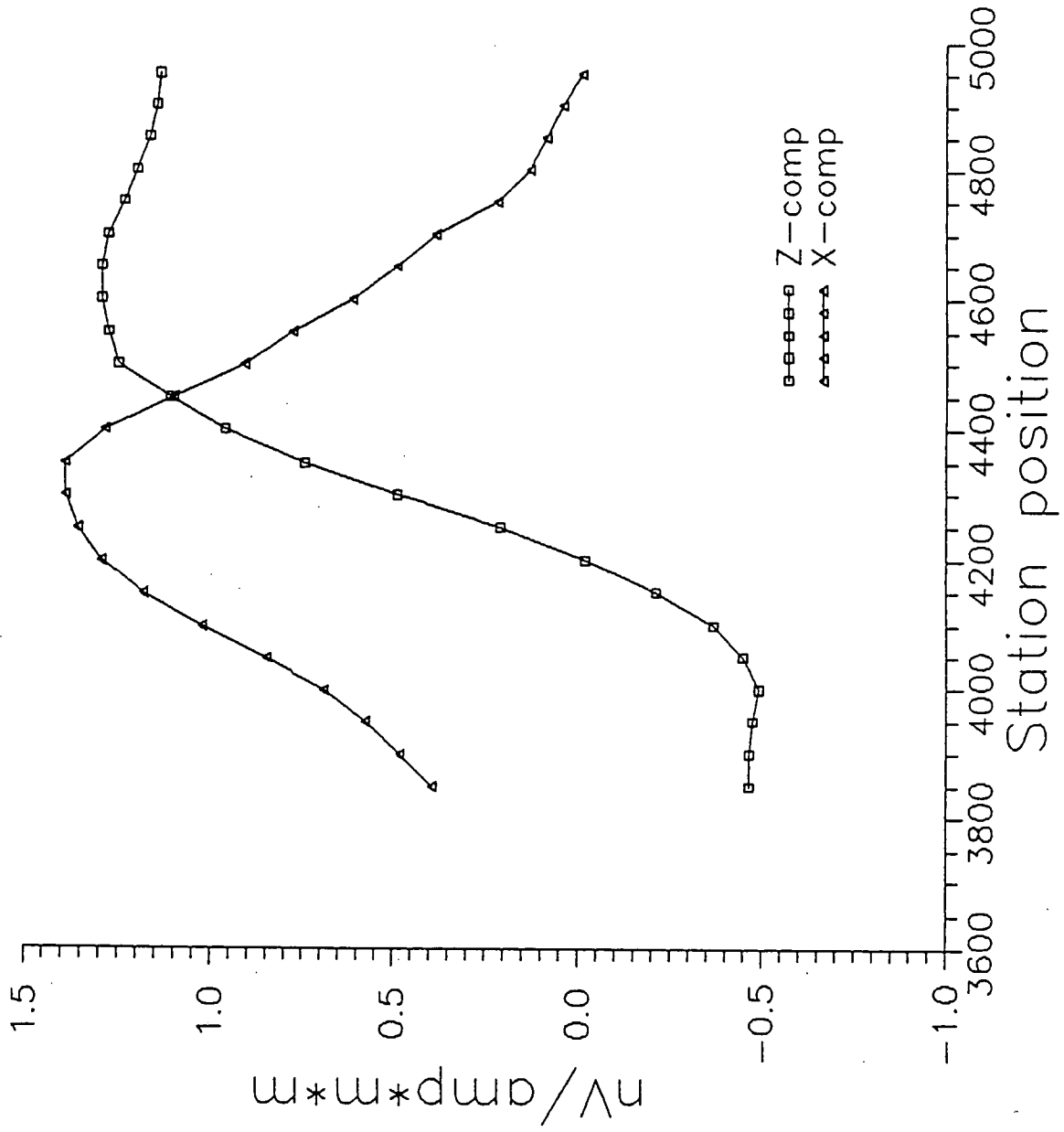


Fig. 3.12 磁場の水平・垂直成分 (M02, 測線N10300)

M2N103 FREQ-SLICE AT 2000Hz

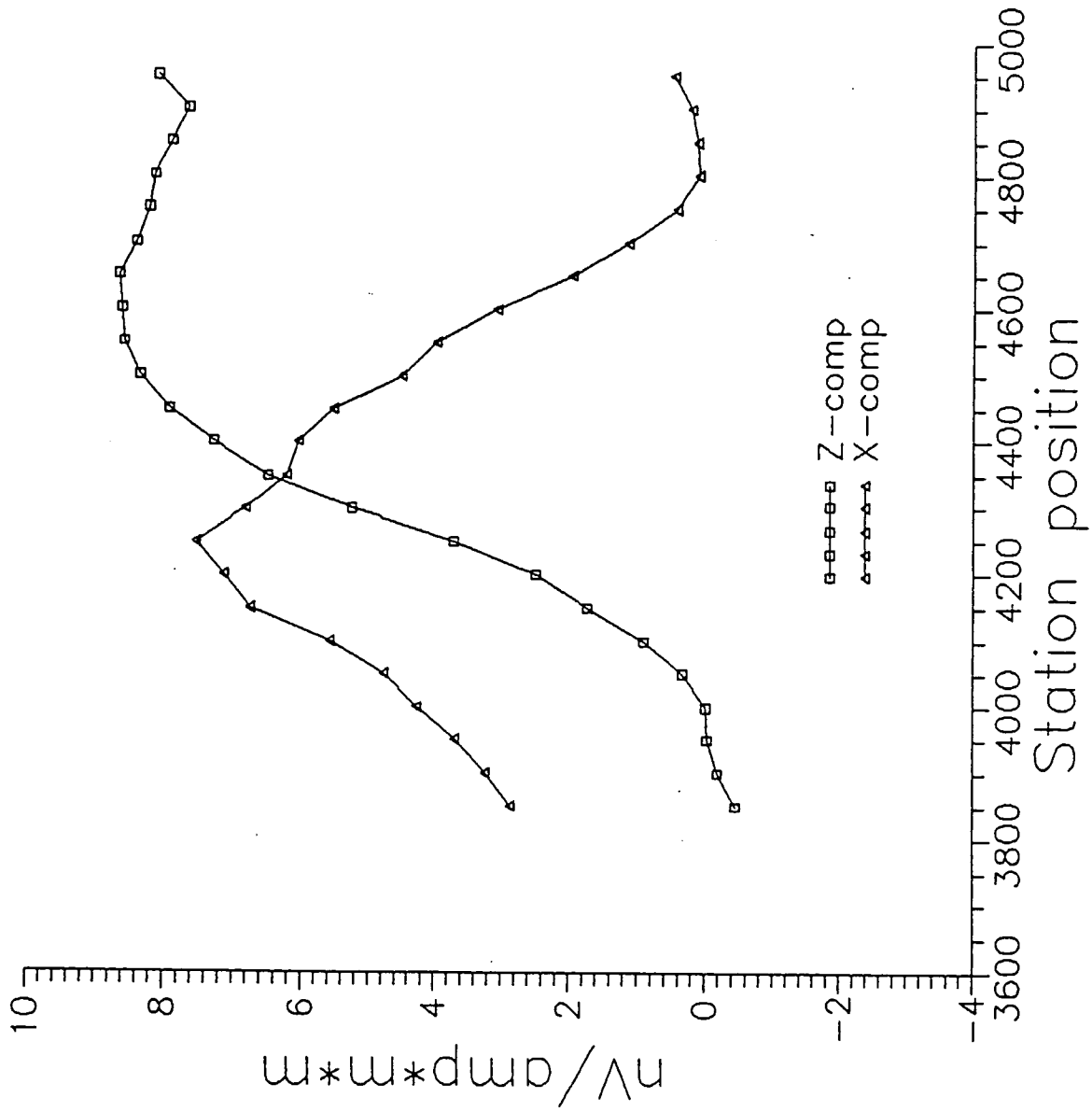


Fig. 3.13 周波数領域のプロファイラ (M02, 測線N1030, 2000Hz)

M2N103 FREQ-SLICE AT 1000Hz

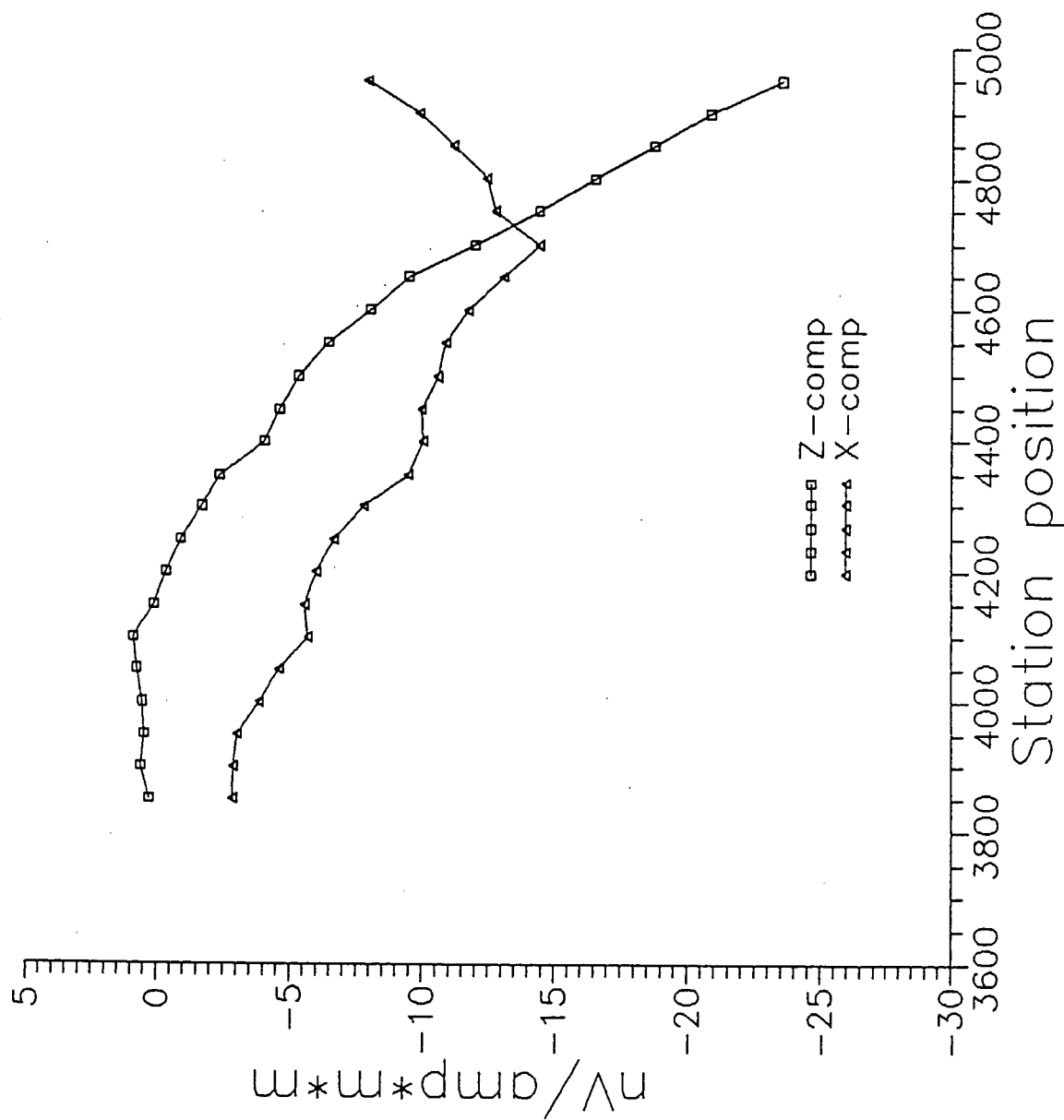


Fig. 3.14 周波数領域のプロファイル (M02, 測線N1030, 1000Hz)

M2N103 FREQ-SLICE AT 500Hz

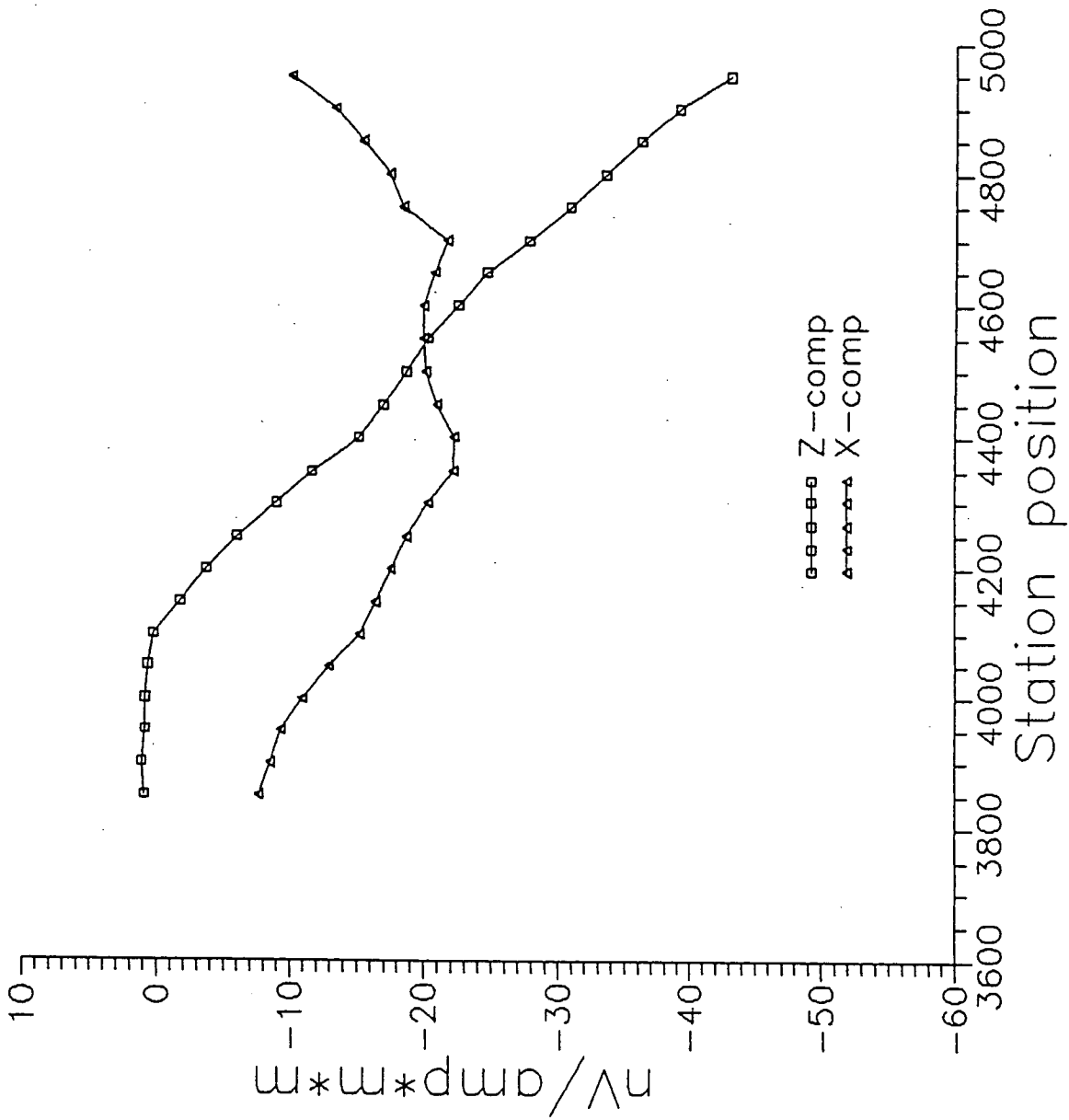


Fig. 3.15 周波数領域のプロファイル (M02, 測線N10300, 500Hz)

Loop:M2 Line:N10300 ZPINC=10

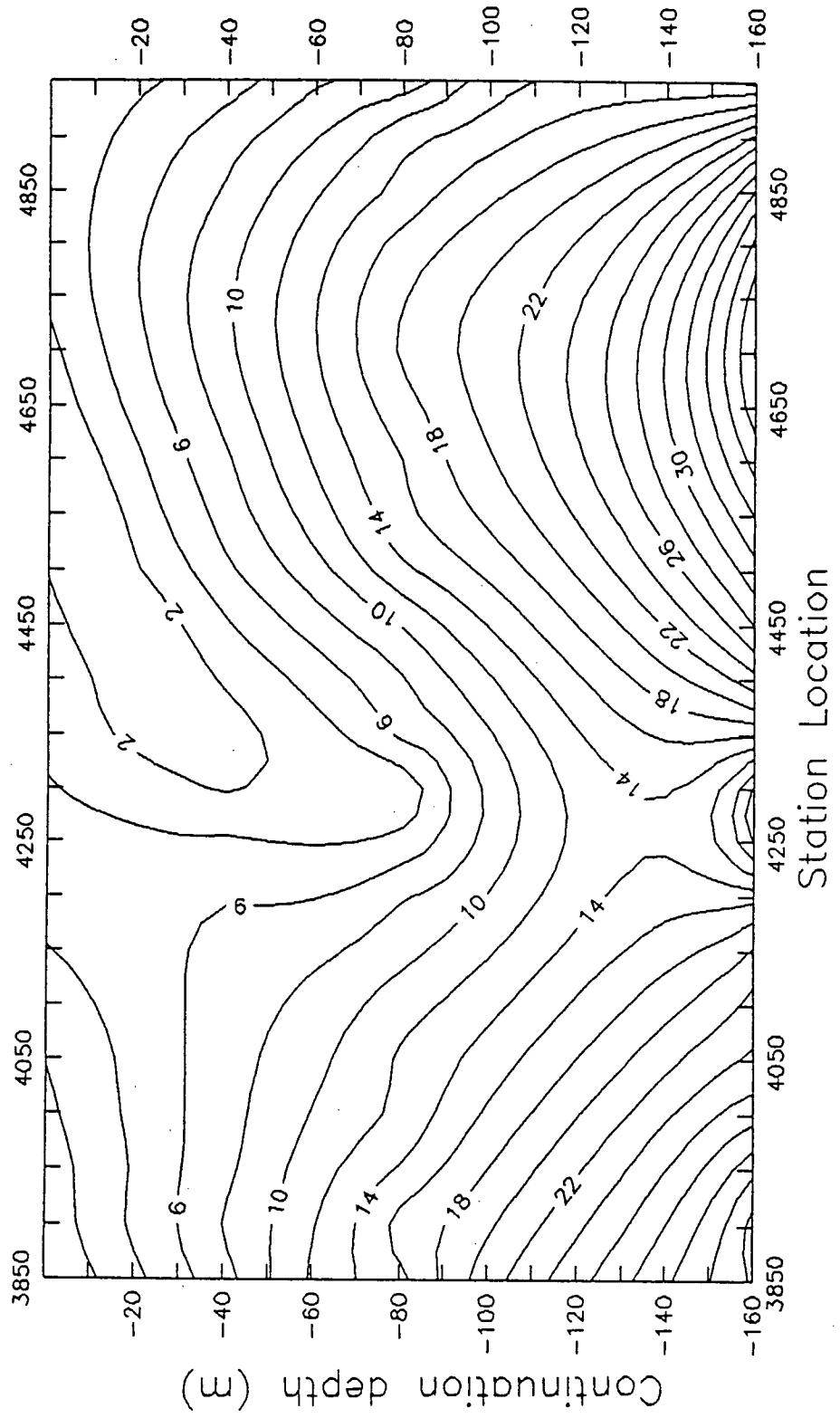


Fig. 3.16 アナリティックコンティニュエーションの結果 (測線N10300)

4. 測定機器の仕様

アナリティックコンティニューエーションなどの新しい解析処理のためには、従来からの 500～1 km のグリッド状の測定点の設置ではデータが不十分であり、またサンプリングの周波数なども違ってくる。ここでは測定装置に必要な仕様、さらには測定方法などについて検討する。対象としては、深度 1 km ぐらいまでの地下の断層や岩盤の亀裂の分布等を調査すると仮定する。

4. 1 サンプリング

地表付近から地下深部までを精度良く解析するためには、電流遮断後なるべく早い周波数でサンプリングを開始し、なるべく遅くまで測定を続ける必要がある。周波数領域における表皮深度 (Skin depth) と同様の扱い (主に無次元化) をされる時間領域の透入深度 (transient parameter) τ は次式で表わされ、長さの次元を持つ。

$$\tau = \sqrt{2 \pi \rho t \times 10^7}$$

均質の大地について、比抵抗が $1 \Omega \cdot \text{m}$ から $1000 \Omega \cdot \text{m}$ まで変化した場合の時間 t と透入深度 τ の関係を Fig. 4. 1 に示す。この τ と送受信器間隔 r との比 τ / r が 1 より小さい場合が early time, 5～10 以上を late time と呼ばれ、TDEM 法の見掛比抵抗の式もそれぞれ異なったものになる。

アナリティックコンティニューエーションは、まだ完成された手法ではなく、今後も改良を重ねる必要があることを考えると、専用機を開発するよりも、市販のポータブルコンピュータに A/D コンバータを装備したものの方が、フレキシブルで有利である。そういう意味で、東濃鉾山の調査においては、東芝 J-3100 GX ラップトップコンピュータと、データトランスレーション社製の A/D ボードを使用した。電流遮断直後の高い起電力から、late time のほとんどゼロに近い、ノイズに埋まったシグナルまで記録するためには、ノイズで飽和しないようなダイナミックレンジの大きい測定装置が必要で、現行では 16 bit の A/D コンバータが一般用としては最もすぐれている。良く使用される 12 bit の A/D コンバータの時には、late time で Gain を上げて測定をくり返す等の処置が必要となる。

以下に数値計算例を参考にしてダイナミックレンジの検討を行う。Fig. 4. 2 に示したグラフは、第 1 層が $5 \Omega \cdot \text{m}$ 、第 2 層を $50 \Omega \cdot \text{m}$ 、 $10 \Omega \cdot \text{m}$ 、 $1 \Omega \cdot \text{m}$ の 3 通りに変化させた場合の、ループ法の数値計算結果である。第 1 層の層厚は 500 m と固定してある。電流を遮断してから 10 msec ぐらいまでは測定値は 10 V/A 程度で一定であるが、それ以後急激に減少を始め、1 秒後で $10^{-2} \sim 10^{-4} \text{ V/A}$ になる。第 2 層が高比抵抗ほど早く減衰をする。従って、ダイナミックレンジとしては $10^4 \sim 10^6$ (80 dB～120 dB) という大きなものが必要となり、12 bit (ダイナミックレンジ 72 dB) では不十分で、16 bit (96 dB) が必要となる。

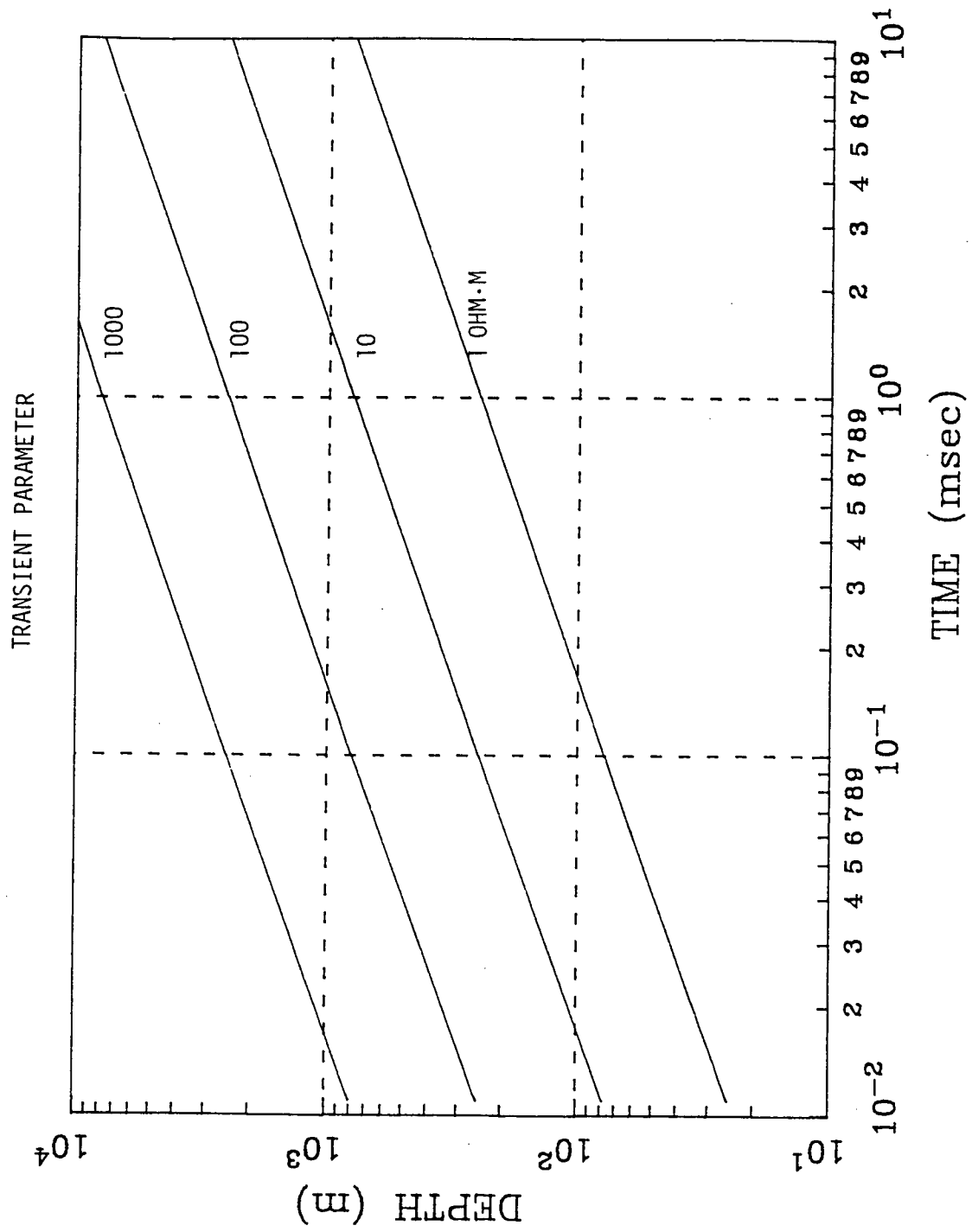
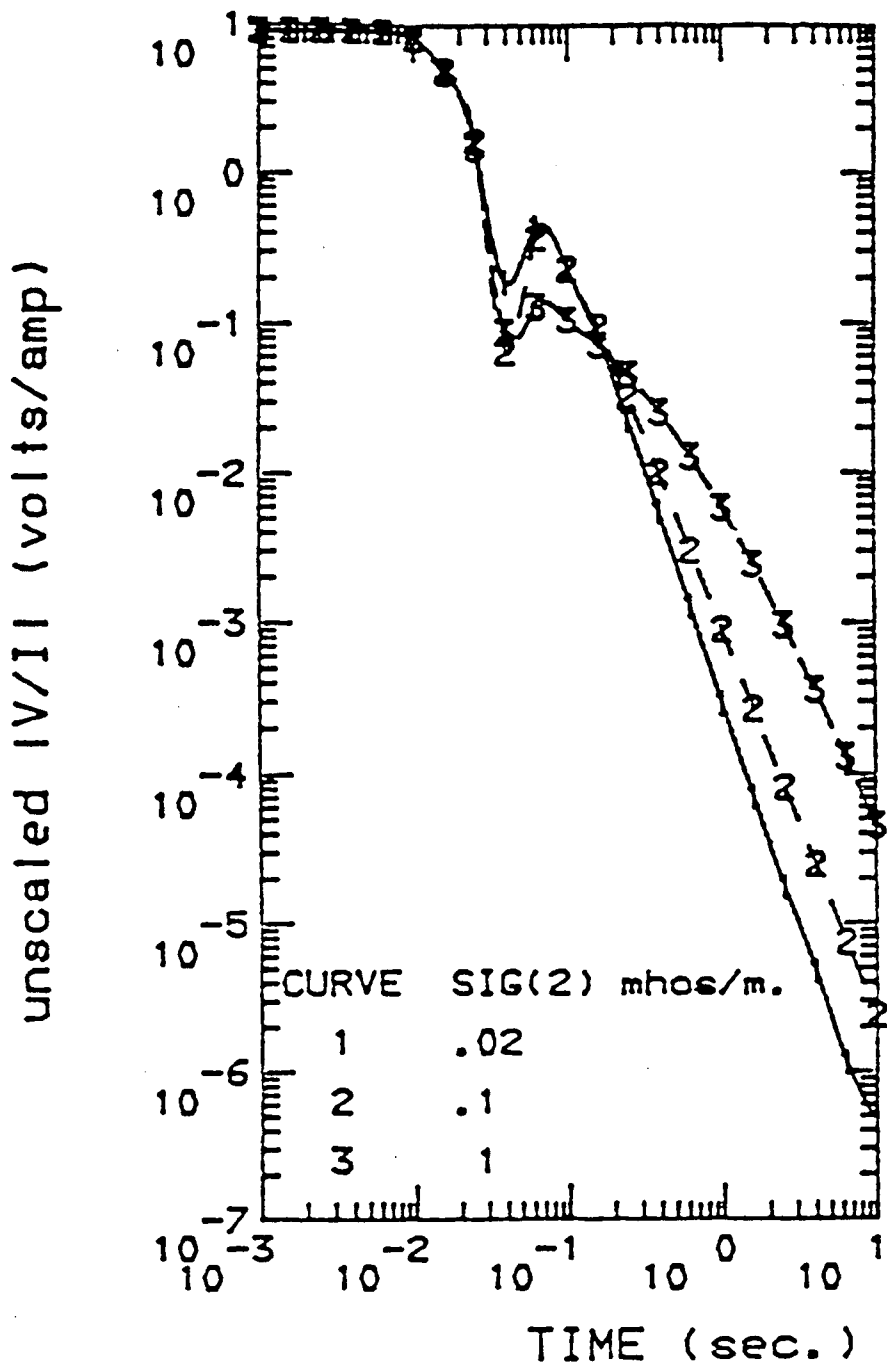


Fig. 4.1 透入深度



```

TEST6 [FWDTHC]
$FWD MM=2,SHIFT=1,MODE=1,SIG=.2,.02,H=500;
X1=.1E-2,NX=5,XM=10,
IPLT=1,XT='TIME (sec.)',YT='unscathed |V/I| (volts/amp) '$
$INIT IHALF=1,MM=2,Y0=1000,IOPT=0$
curve 2
$FWD SIG(2)=.1$
$INIT $
curve 3
$FWD SIG(2)=1$
$INIT $

```

Fig. 4.2 2層構造の測定電圧-時間曲線 (ループ・ループ法)

4. 2 測定装置

アナリティックコンティニューエーションはまだ完全に確立したものではなく、今後も改良が加えられていくため、測定装置は搬用のポータブルコンピュータにA/Dボードをいれたものを中心とした方が望ましいと考えられる。前節のように、16 bitのA/Dコンバータボードが望ましいが、これらはほとんど市販されておらず、現時点ではDATA TRANSLATION社(100 Locke Drive, Marlboro, Massachusetts, U. S. A.)のDT 2827が最適と考えられ、これが使用できるポータブルコンピュータとしては、アメリカ製ではコンパック社ポータブルⅢなど数機種が考えられるが、国産では東芝J-3100GXがすぐれていると考えられる。以下にこれらの装置の仕様などを説明する。

① A/Dボード (DATA TRANSLATION DT 2827)

- ・分解能 16 bit
- ・入力チャンネル 差動4チャンネル入力 $\pm 10V$
- ・A/Dコンバージョンタイム 6 μsec
- ・サンプリング 100 kHz
- ・その他 内部クロック, DIGITAL 出力, 2チャンネル 12 bit D/A出力

② コンピュータ (東芝 J-3100GX)

- ・CPUインテル 80286, 数値コプロセッサ 80287オプション
- ・プラズマディスプレイ 640×400 ピクセル
- ・IBM ATコンパティブルインターフェイス内蔵

③ センサー

最近では、フラックスゲート磁力計も高感度・高速になってきており、また超電導技術を使ったSQUID磁力計も、使いやすくなってくると思われるが、現時点ではインダクションコイルが有利だと考えられる。地下深部の探査のためには、非常に微弱なシグナルを検出する必要があり、ミューメタル等の高透磁率のコアに導線を数万回巻きつけたものを使用する。しかしながらこの種のコイルは周波数応答が悪く、100~500 Hz ぐらいが上限となる。従って浅い部分の調査には空しんのコイルを別に用意する必要がある。センサーの感度としては、ミューメタルを使用したもので実効モーメントが5000 m^2 以上、空しんのコイルで 200 m^2 以上が望ましい。ここでモーメントとは、コイルの面積×コイルの巻数である。

④ アンプ

高感度のセンサーと、コンピュータ等のノイズ源とは50m程度離す必要がある、このケーブルに誘導されるノイズを低減するために、センサーの近くにプリアンプを用意する。プリアンプは、きわめて安定度が高く、かつノイズレベルの低いものが必要である。また、50Hz や60Hz とその高調波を除くためのノッチフィルターと、不要な高い周波

数成分を除くローパスフィルターが使われる。これらのフィルターは波形をあまり歪ませないことが重要で、普通はベッセル応答のものを用いる。メインアンプも同様であるが、増幅の各段間にノッチフィルターやローパスフィルターをいれて、ノイズでアンプが飽和しないようにしながら増幅する必要がある。増幅の段数は全体として3～5段、総合ゲイン 2^{24} 、周波数帯域DC～1 kHz フラットぐらいが必要と考えられる。

5. あとがき

電磁探査法を、地質や地形の複雑な地域で実施し、地下1000m程度までの断層や岩盤の亀裂を調査しようとするにあたっては、従来から使用されている水平多層構造を仮定したインバージョンでは不十分であり、また測定点間隔も密にする必要がある。

近年になって主にソ連、アメリカ、カナダなどで研究され始めたアナリティックコンティニューエーションとかイメージングとか呼ばれる方法は、地表の多くの測定データから地下構造の断面・断面図を作ろうとするものである。基本的には電磁場を表現するマクスウェルの式と、地震の波動方程式の相似性から、弾性波探査の手法をとり入れようとするものである。

本研究は昨年度から続けてきたアナリティックコンティニューエーションを実用化の段階にしようとするもので、以下の点について検討がなされた。

- ① アナリティックコンティニューエーションの理論的検討
- ② アナリティックコンティニューエーションの解析ソフトウェアの開発
- ③ 数値モデルに対する検討
- ④ EM-37データに対する適用

昨年度開発されたアナリティックコンティニューエーションの解析プログラムをさらに改良し、COSH, SINHコンティニューエーションフィルターにテーパーを加え、かつステップのインクリメントを小さくしてより安定なものとした。また使いやすくするため等の多くの改良がプログラム全体にわたってなされた。このプログラムを数値モデルやEM-37データに適用した結果、アナリティックコンティニューエーションは地下構造の探査に有益であり、地下構造のより具体的なイメージを与えてくれることがわかった。たとえば、Fig. 3. 16では、4250 E～4300 Eに異常が見られるが、これはFig. 3. 10とFig. 3. 11から位置は推定できても深さまではわからないのに対して、地下の断面図の表示によってより積極的に表現される。

EM-37は特に鉱山調査に良く使用されており、送信ループの中心で測定した場合は見掛比抵抗を、それ以外は測定電圧値をプロットする。解析手法としては、前者がlate timeの見掛比抵抗を、後者が曲線のクロスオーバーや最大値などを使用する、ともに比較的単純な方法が使用されている。

今回開発されたアナリティックコンティニューエーションは、こうしたEM-37などのよく使用される測定器を使用して、より具体的な地下構造の断面・平面図が作成されるもので、応用範囲は広いと考えられる。今後の課題としては

- ① さらにアナリティックコンティニューエーションのプログラムの改良を続ける。
- ② 多くのEM-37等のデータに対して適用し、有効性を実証する。
- ③ アナリティックコンティニューエーションに適した装置の開発を行い、それによって得たテストデータの解析を進めるなかで、ハード、ソフトの完成をめざす。

アナリティックコンティニューエーション以外の解析手法として、ソ連のZhdanovやBerdichevskyなどによるEMマイグレーションや、トロント大学、ユタ大学らによるイメージング、またローレンスバークレー研究所から提案されて今後数年間にわたって研究を続けようとするq-領域イメージング(Morrison 1989)なども十分に期待できるものであり、今後はこういう方向の検討も続ける必要がある。

References

坪田・則竹・仙波・清水 他 1989, 時間領域電磁法のイメージング, 物探学会81回講演論文集.

Anderson, W.L., 1979, Numerical integration of related Hankel transforms of orders 0 and 1 by adaptive digital filtering: *Geophysics*, vol. 44, no. 7, p. 1287.

Anderson, W.L., Frischknecht, F.C., Raad, P.V., Bradley, J.A., Turnross, J. and Buckley, T.W., 1983, Inversion results of time-domain electromagnetic soundings near Medicine Lake, California, geothermal area, U.S. Department of the Interior Geological Survey, Open-File Report 83-233.

Baranov, V., 1975, Potential fields and their Transformations in applied geophysics: *Geoexploration Monographs Series 1*, no. 6, editor, van Nostrand, R.G. and Saxov, S., Geopublication Associates.

Barnett, C.T., 1984, Simple inversion of time-domain electromagnetic data, *Geophysics*, 49: 925-933.

Barrows, L. and Fett, J., 1985, A high-precision gravity survey in the Delaware Basin of Southeastern New Mexico: *Geophysics*, vol. 50, no. 5, p. 825-833.

Berdichevsky, M.N. and Zhdanov, M.S., 1984, Advanced theory of deep geomagnetic sounding: Elsevier, Amsterdam, 408pp.

Clarke, G.K.C., 1969, Optimum second derivative and downward continuation filters: *Geophysics*, vol. 34, no. 3, p. 424-437.

Daniels, Jeffrey J., 1974, Interpretation of electromagnetic soundings using a layered earth model: Ph.D. thesis T-1627 Colorado School of Mines, T-1627.

Eaton, P.A. and Hohmann, G.W., 1987, An evaluation of electromagnetic methods in the presence of geologic noise, *Geophysics*, 52: 1106-1126.

Eaton, P.A. and Hohmann, G.W., 1989, A rapid inversion technique for transient electromagnetic soundings, *Phys. Earth Planet. Inter.*, 53: 384-404.

Elliott, C.L., 1976a, A laboratory investigation of the magnetic, density and resistivity physical properties of drill core samples from AEC#8 Well, section 11, T22S, R31E, for Waste Isolation Pilot Plant program: unpublished report to Sandia National Laboratories, Albuquerque.

Elliott, C.L., 1976b, A laboratory investigation of the density and resistivity physical properties of drill core samples from ERDA#9 geologic investigation well, section 20, T22S, R31E and USGS#H-1 hydrologic investigation well, section 29, T22S, R31E for Waste Isolation Pilot Plant project: unpublished report to Sandia National Laboratories, Albuquerque.

Elliott, C.L., 1979, Evaluation of the proposed Los Medanos nuclear waste disposal site by means of electrical resistivity surveys, Eddy and Lea Counties, New Mexico: unpublished report to Sandia National Laboratories, Albuquerque.

Fuller, B.D., 1967, Two-dimensional frequency analysis and design of grid operators: SEG Mining Geophysics, vol. II, p. 658.

Garg, Nek R., 1984, Spatial and Temporal Analysis of Electromagnetic Survey Data: Ph.D. thesis T-2887, Colorado School of Mines.

Grant, F.S. and West, G.F., 1965, Interpretation theory in applied geophysics: New York, McGraw-Hill Book Co., Inc.

Gunderson, B.M., Newman, G.A. and Hohmann, G.W., 1986, Three-dimensional transient electromagnetic responses for a grounded source, Geophysics, 51: 2117-2130.

Henderson, R.G., 1960, A Comprehensive system of automatic computation in magnetic and gravity interpretation: Geophysics, v. 25, p. 569-585.

Hoversten, G.M. and Morrison, H.F., 1982, Transient fields of a current loop source above a layered earth, Geophysics, 47: 1068-1077.

Kaufman, A.A. and Keller, G.V., 1983, Frequency and Transient Soundings: Elsevier, Amsterdam.

Kaufman, A.A. and Keller, G.V., 1985, Inductive mining prospecting, part I; Theory, Elsevier, Amsterdam, 620pp.

Keller, G.V., 1981, Design of a time-domain electromagnetic sounding system: in Weinstock, H. and Overton, W.C., Jr. (Eds), SQUID applications to geophysics, Soc. Expl. Geophys., Tulsa, pp. 37-48.

Keller, G.V., 1968, Electrical Prospecting for Oil: in Quarterly of the Colorado School of Mines, vol. 63, no. 2.

Keller, G.V. and Frischknecht, F.C., 1966, Electrical methods in geophysical prospecting: Pergamon, Oxford, 517pp.

- Keller, Susan D., 1985, The use of three-component measurements in time-domain electromagnetic sounding: M.S. thesis T-3085, Colorado School of Mines.
- Kim, K.D., 1984, Analytic continuation of Electromagnetic Fields: Ph.D. thesis T-2987, Colorado School of Mines.
- Levy, G.M., 1984, Correction of measured transient electromagnetic responses for finite transmitter turn-off duration, Technical Note TN-16, Geonics Limited.
- Macnae, J. and Lamontagne, Y., 1987, Imaging quasi-layered conductive structures by simple processing of transient electromagnetic data, *Geophysics*, 52:545-554.
- Morrison et al., 1989, High Resolution Mapping of the Electrical Conductivity of the Ground Using Controlled-Source Electromagnetic (CSEM) Methods: New Systems for Petroleum Exploration and Reservoir Characterization, Research Proposal, Lawrence Berkeley Laboratory.
- Morse, F.M. and Feshbach, H., 1953, *Methods in theoretical physics*: McGraw-Hill, New York.
- Nabighian, M.N., 1979, Quasi-static transient response of a conducting half-space—an approximate representation, *Geophysics*, 44:1700-1705.
- Nabighian, M.N., 1982, A review of time-domain electromagnetic exploration, In: J.S. Laurenco and L. Rijs (Editors), *Proceedings of the International Symposium on Applied Geophysics in Tropical Regions*, Belem, Brazil, September 1-8.
- Nekut, A.G., 1987, Direct inversion of time-domain electromagnetic data, *Geophysics*, 52:1431-1435.
- Nelder, J.A. and Mead, R., 1965, A simplex method for function minimization, *Computer J.*, 7:308-313.
- Newman, G.A., Hohmann, G.W. and Anderson, W.L., 1986, Transient electromagnetic response of a three-dimensional body in a layered earth, *Geophysics*, 51:1608-1627.
- Newman, G.A., Anderson, W.L. and Hohmann, G.W., 1987, Interpretation of transient electromagnetic soundings over three-dimensional structures for the central-loop configuration, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, 89:889-914.

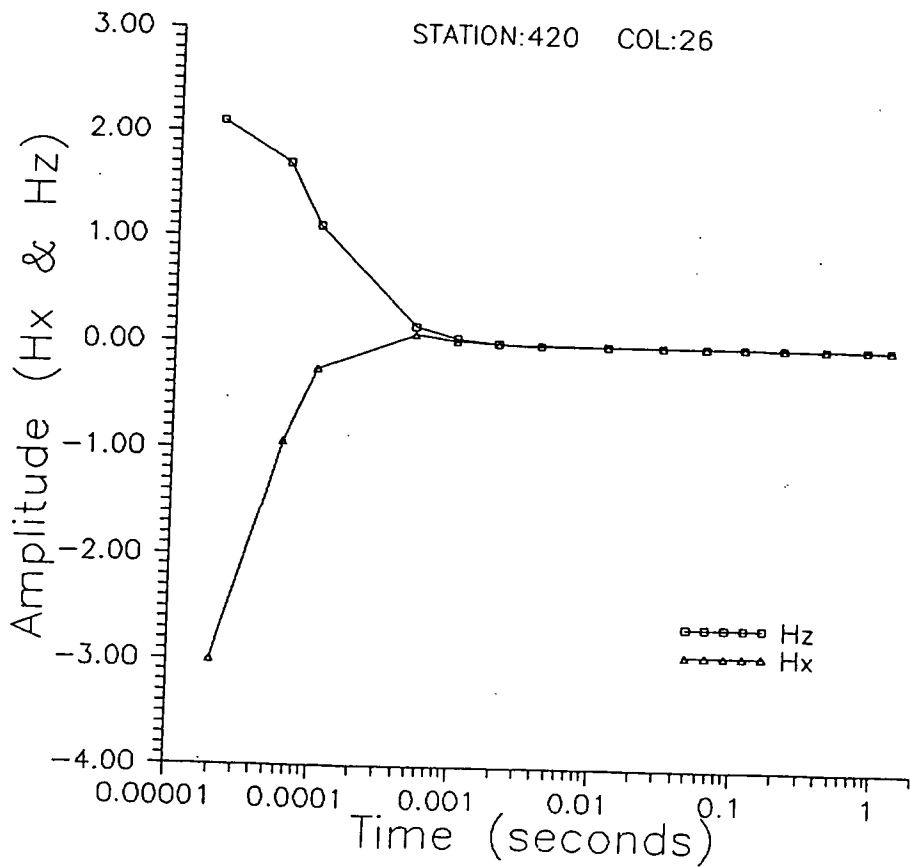
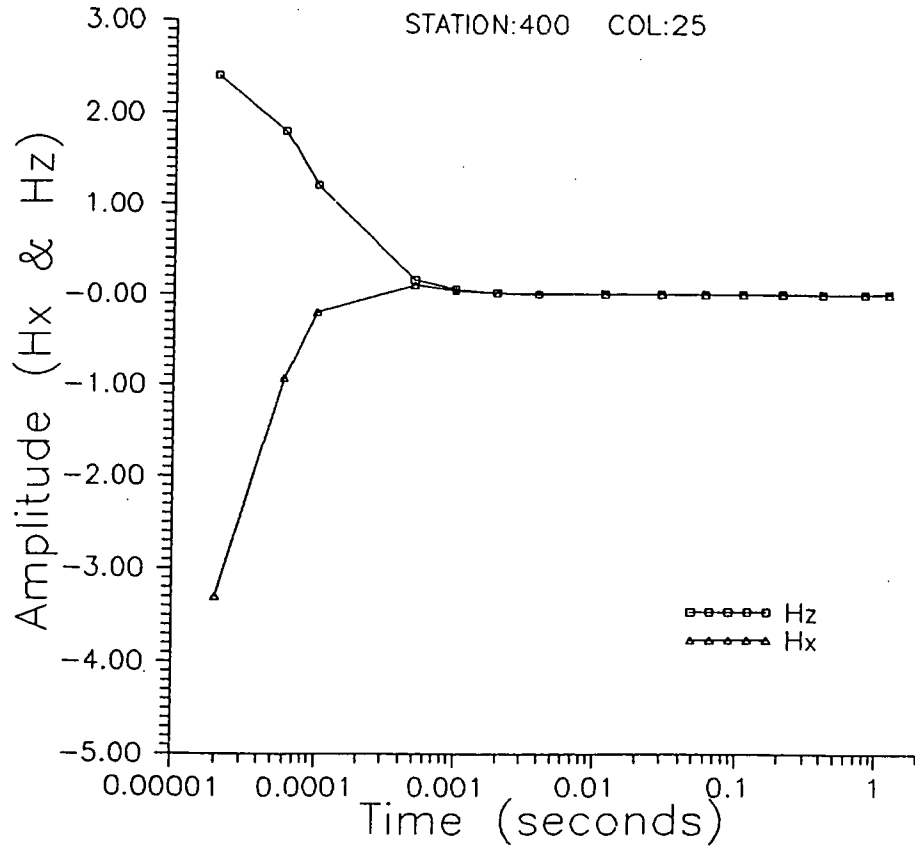
- Oristaglio, M.L. and Worthington, M.N., 1980, Inversion of surface and borehole electromagnetic data for two dimensional conductivity model: *Geophysical Prospecting*, vol. 28, p. 633-637.
- Peters, L.J., 1949, The direct approach to magnetic interpretation and its practical application: *Geophysics*, v. 14, p. 290-320.
- Pfeifer, M.C., 1987, Multicomponent underground DC resistivity study at the WIPP Site, Southeast New Mexico: M.S. thesis T-3372, Colorado School of Mines.
- Raiche, A.P., 1983, Comparison of apparent resistivity functions for transient electromagnetic methods, *Geophysics*, 48: 787-789.
- Raiche, A.P. and Gallagher, R.G., 1985, Apparent resistivity and diffusion velocity, *Geophysics*, 50: 1628-1633.
- Roy, A., 1966, Downward continuation and its application to electromagnetic data interpretation: *Geophysics*, vol. 31, no. 1, p. 167-184.
- Roy, A., 1968, Continuation of electromagnetic fields-I: *Geophysics*, vol. 33, no. 5, p. 834-837.
- Roy, A., 1969, Continuation of electromagnetic fields-II: *Geophysics*, vol. 34, no. 4, p. 572-583.
- San Filippo, W.A. and Hohmann, G.W., 1985, Integral equation solution for the transient electromagnetic response of a three-dimensional body in a conductive half-space, *Geophysics*, 50: 798-809.
- Silvia, M.T. and Robinson, E.A., 1979, Deconvolution of Geophysical time series in the exploration for oil and natural gas: Elsevier Science Publishers, B.V., Amsterdam, Netherlands, 251pp.
- Smythe, W.R., 1968, *Static and Dynamic Electricity*, McGraw-Hill, New York, 623pp.
- Spies, B.R. and Eggers, D.E., 1986, The use and misuse of apparent resistivity in electromagnetic methods, *Geophysics*, 51: 1462-1471.
- Strack, K.M., 1984, The deep transient electromagnetic sounding technique: first field test in Australia, *Exploration Geophys.*, 15: 251-259.
- Stratton, J.A., 1953, *Electromagnetic Theory*: McGraw-Hill, New York.
- Telford, W.M., Geldart, L.P., Sheriff, R.E., and Keys, D.A., 1976, *Applied Geophysics*, Cambridge University Press, Cambridge, 860pp.

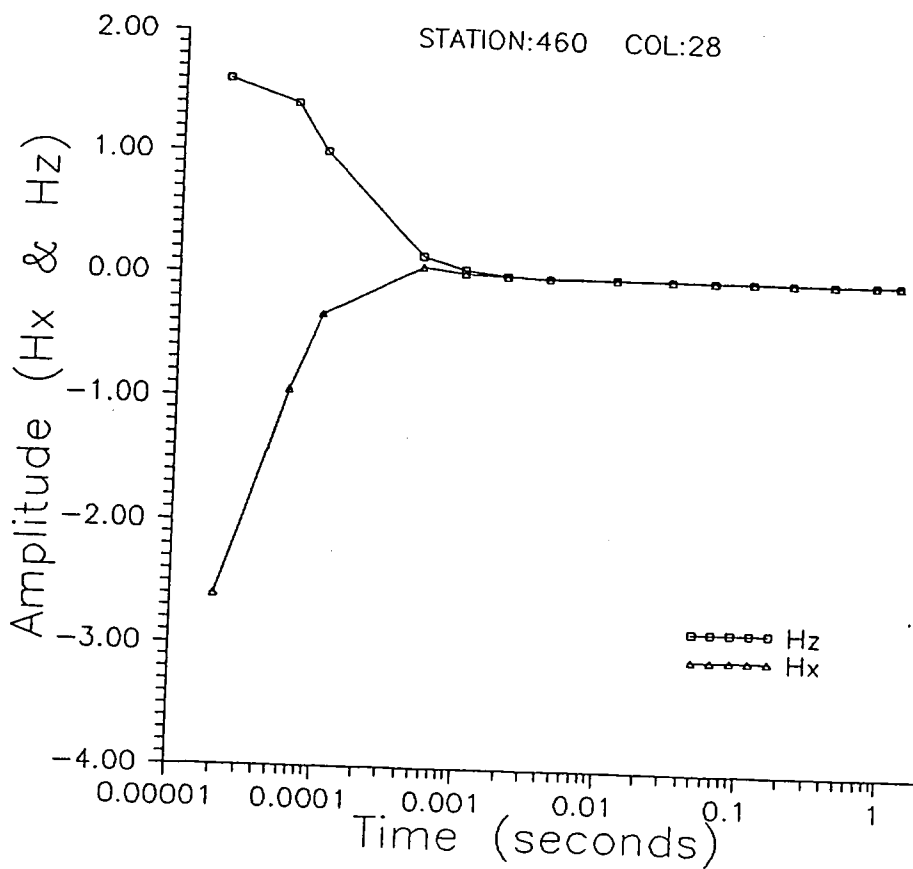
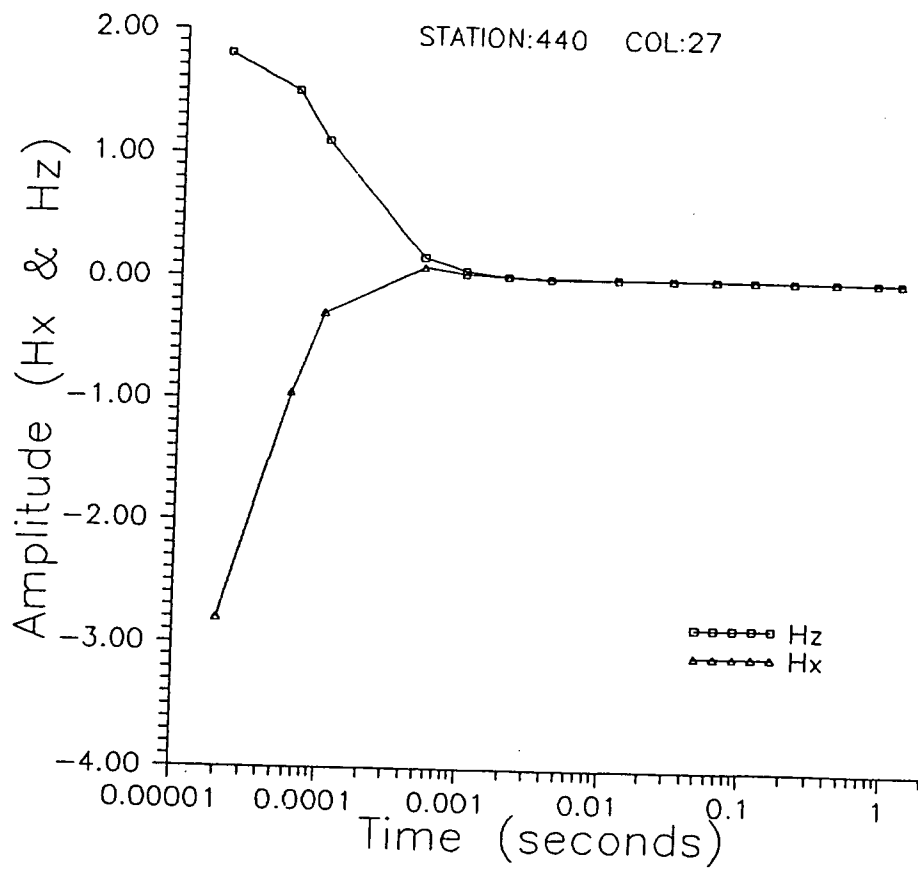
- Weidelt, P., 1975, Inversion of two-dimensional conductivity structure: Physics of the Earth and Planetary Inter., v.10, p.282-291.
- West, G.F., Macnae, J.C. and Lamontagne, Y., 1984, A time-domain electromagnetic system measuring the step response of the ground, Geophysics, 49:1010-1026.
- Wiener, N., 1942, The extrapolation, interpolation, and smoothing of stationary time series with engineering applications: MIT DIC Contract No.6037, Cambridge, Mass., National Defence Research Council, Section DC. (Reprinted 1949, Wiley, New York, N.Y.).
- Zhdanov, M.S., 1985, Analogues to Cauchy type integrals in the theory of geophysical fields: Nauka, Moscow, 327pp.

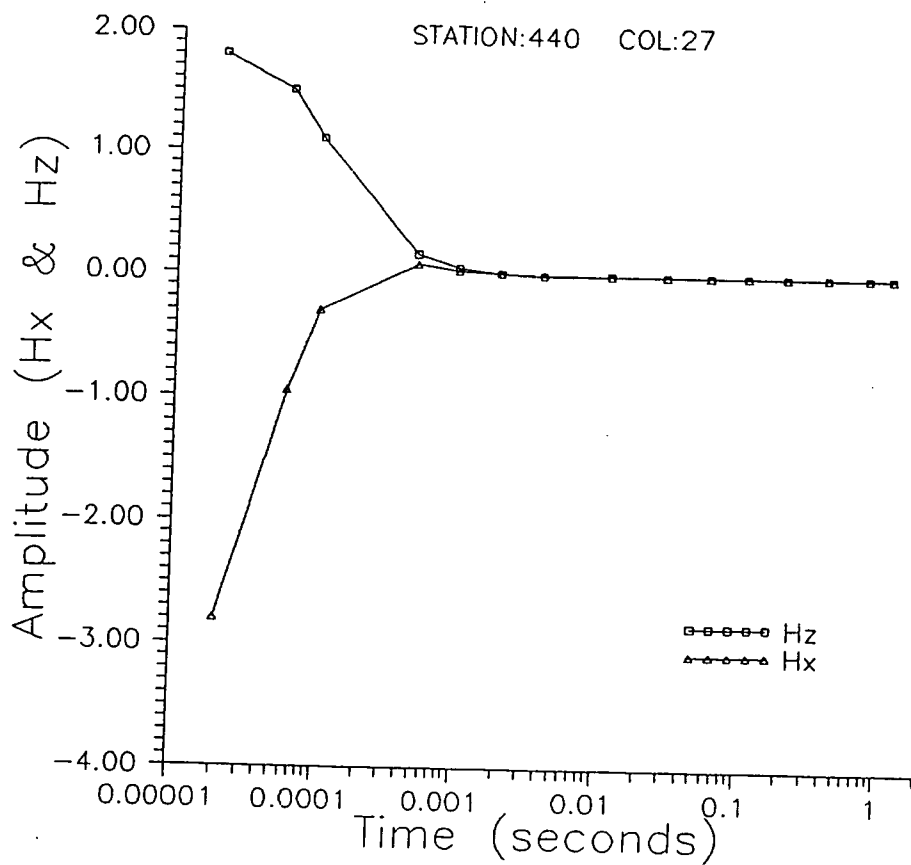
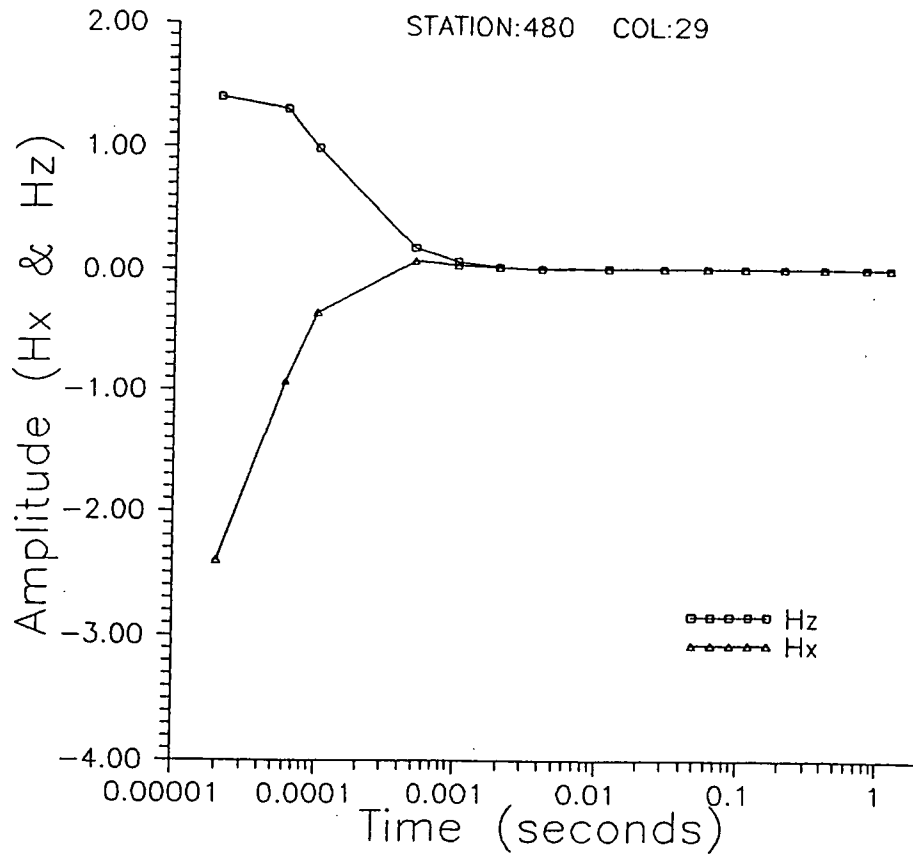
~~付録 1 二次元アナリティックコンティニューエーションプログラム~~

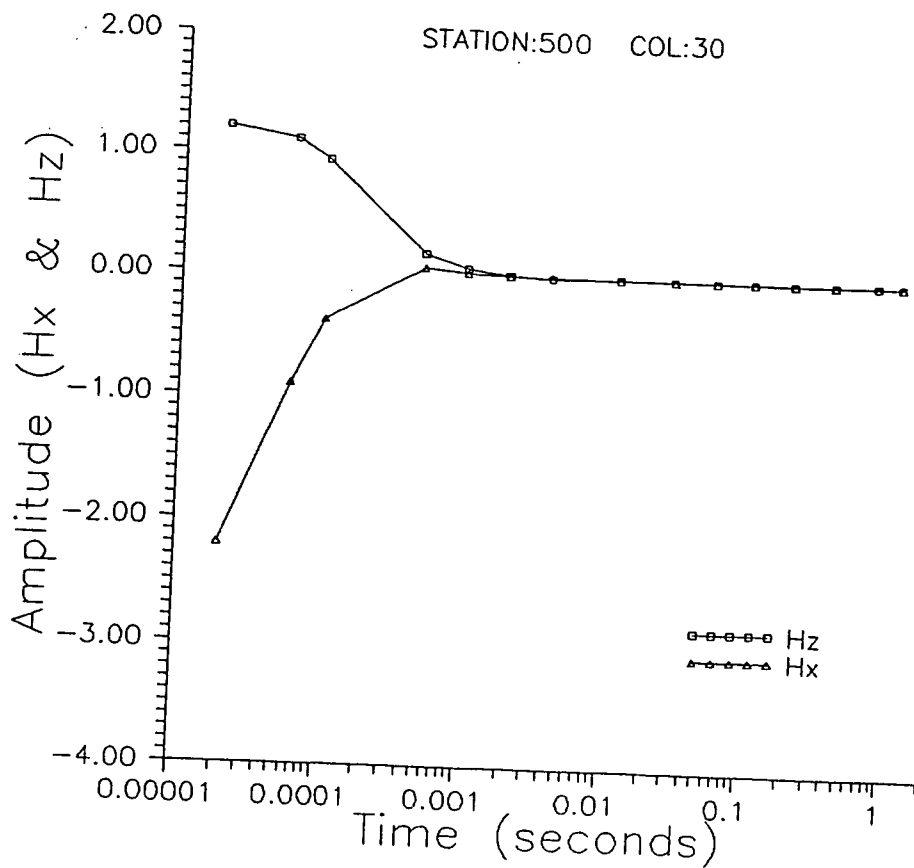
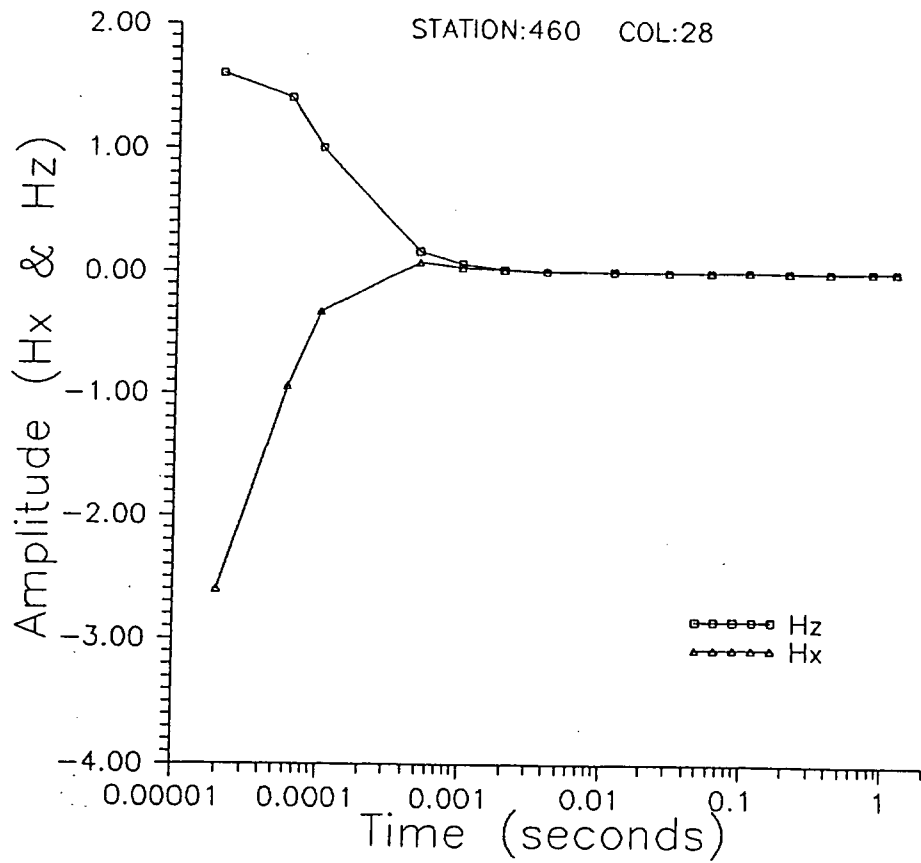
~~付録 2 三次元アナリティックコンティニューエーションプログラム~~

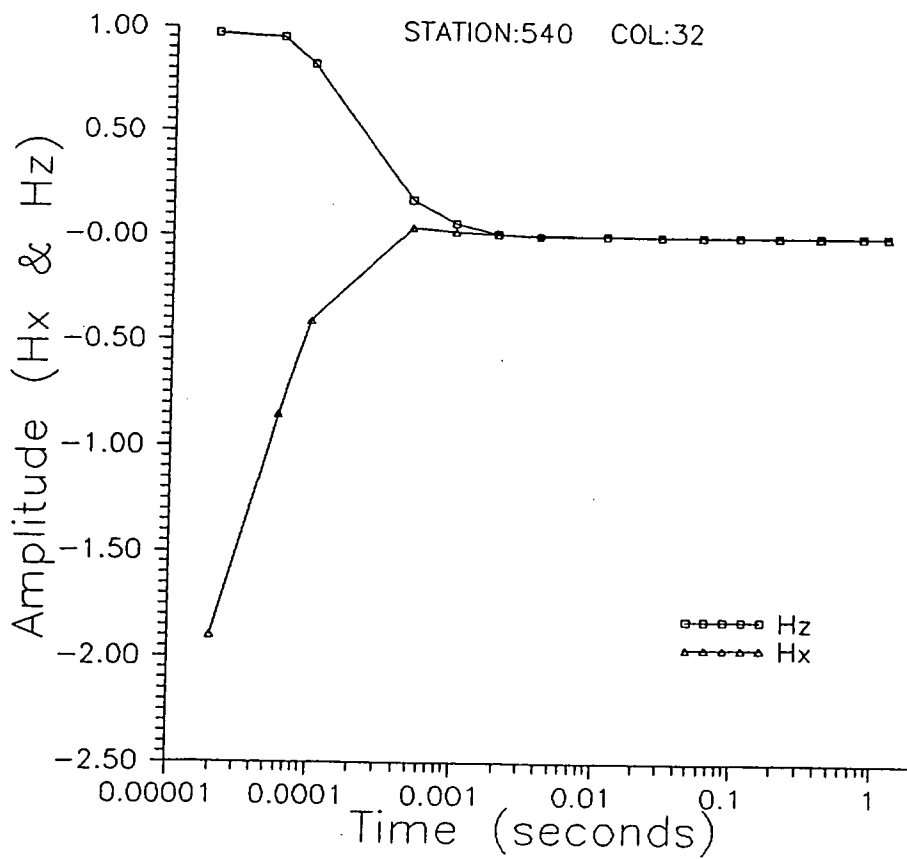
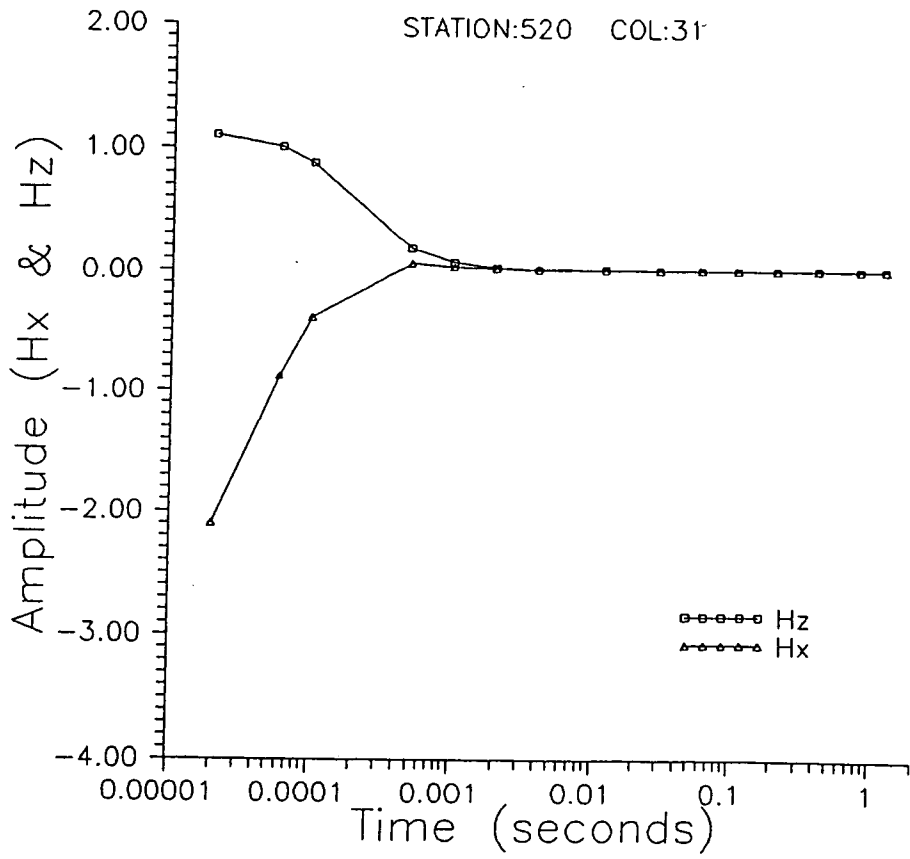
付録 3 二次元モデル数値計算結果

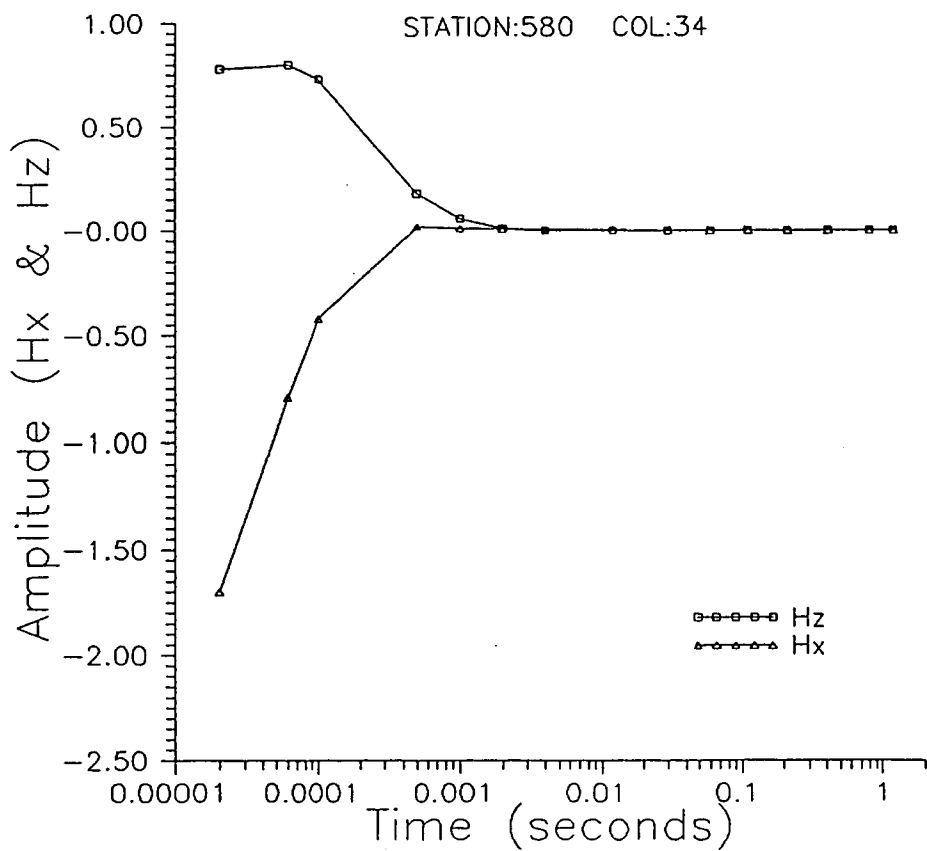
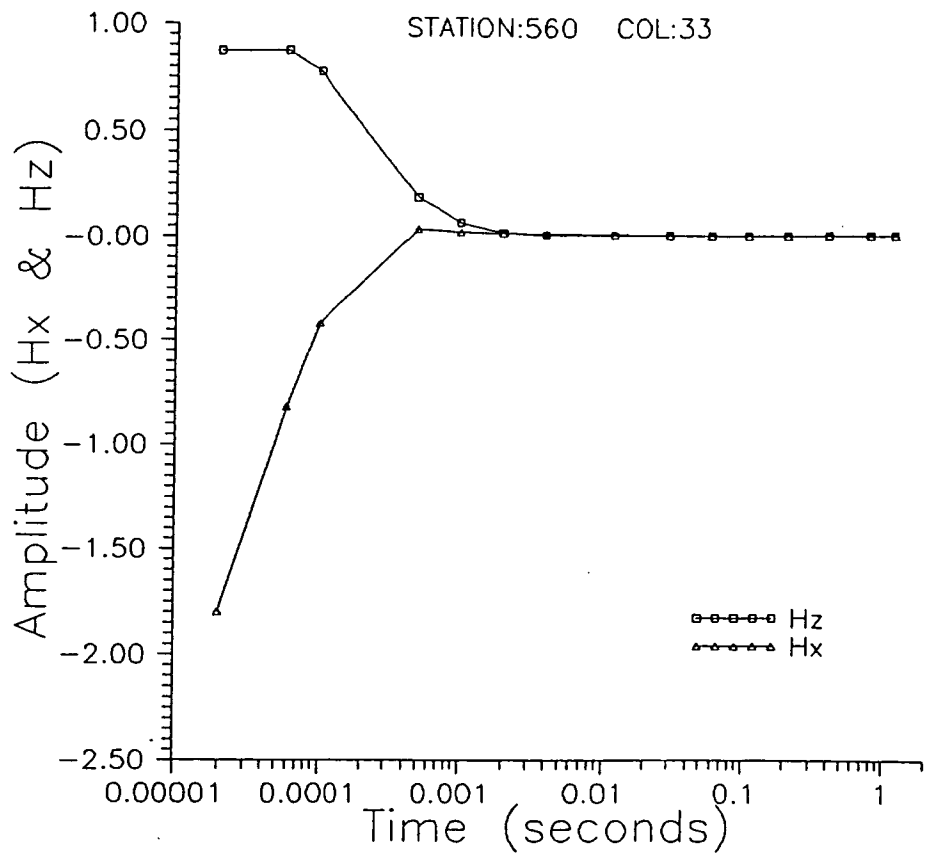


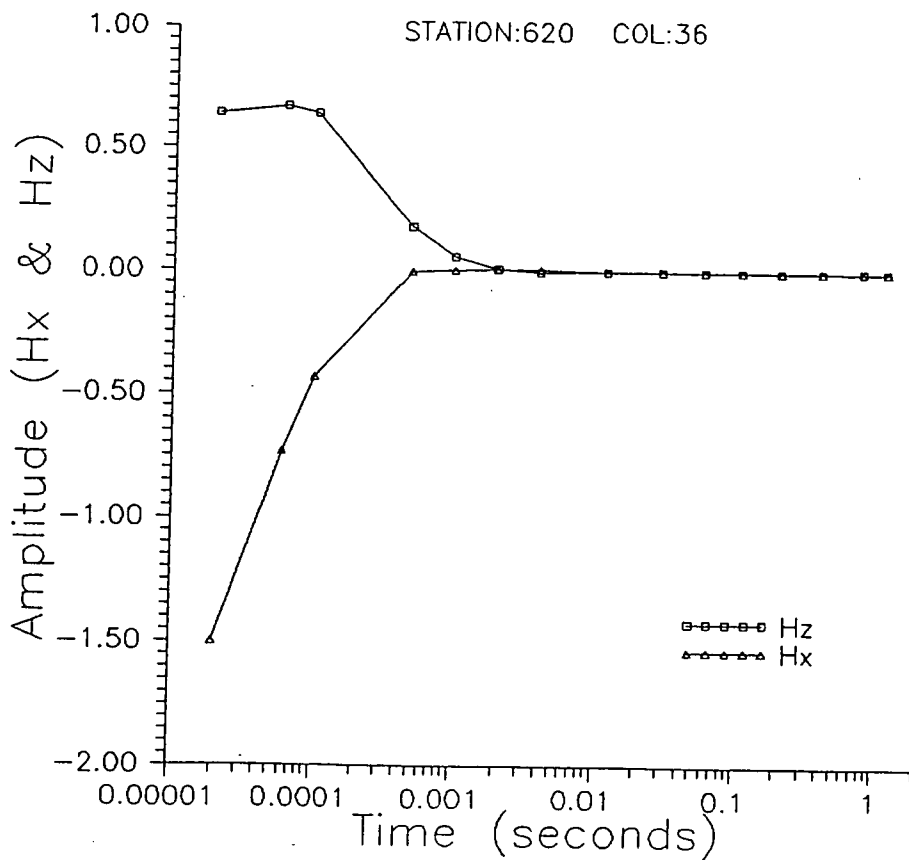
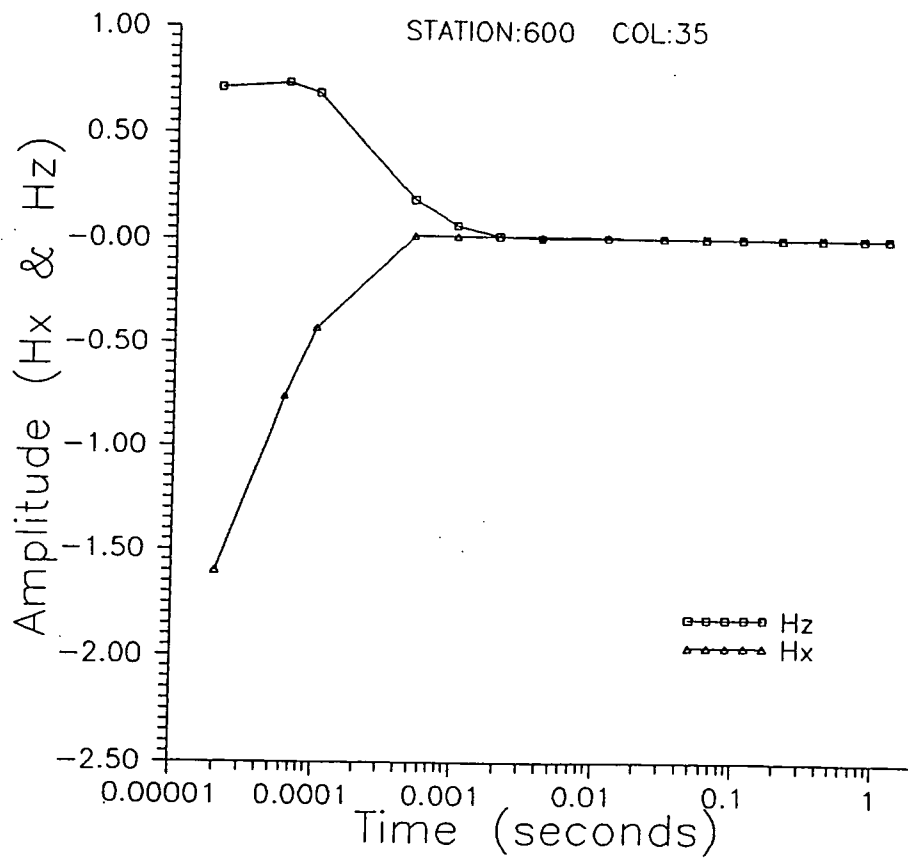


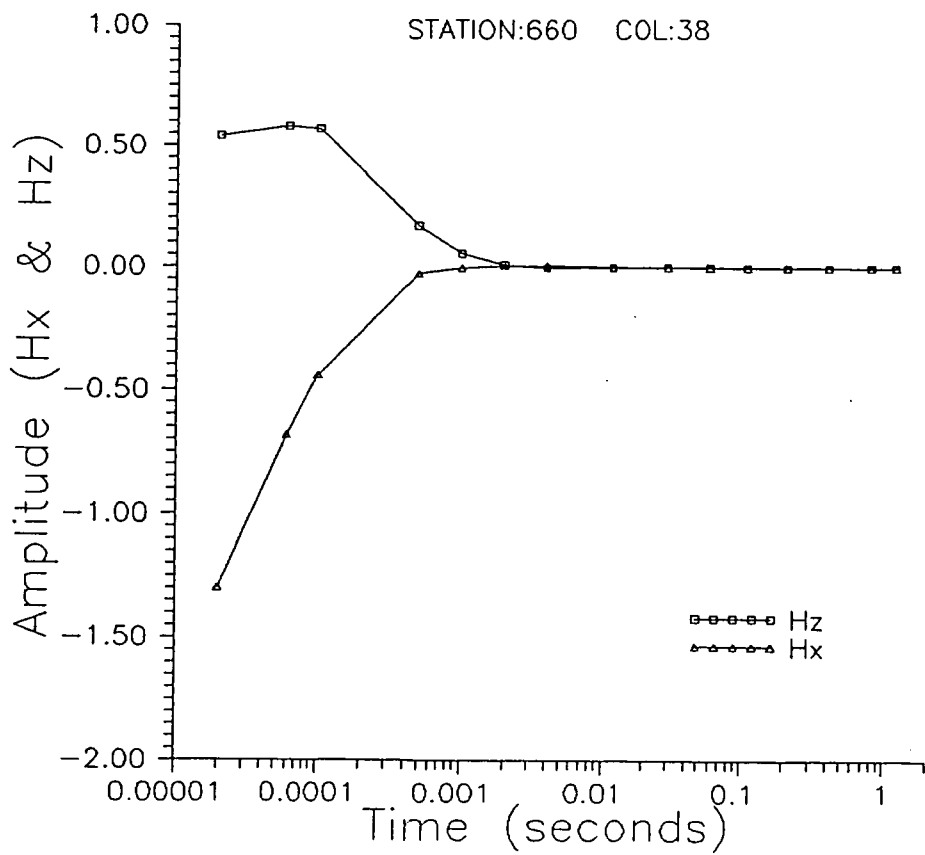
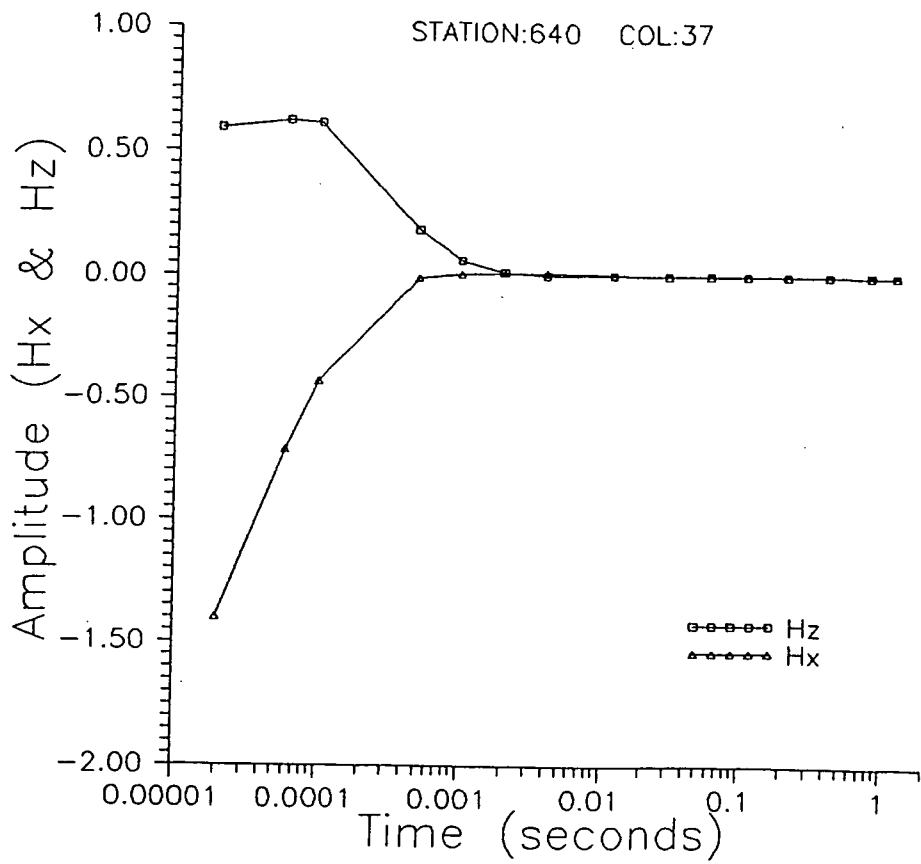


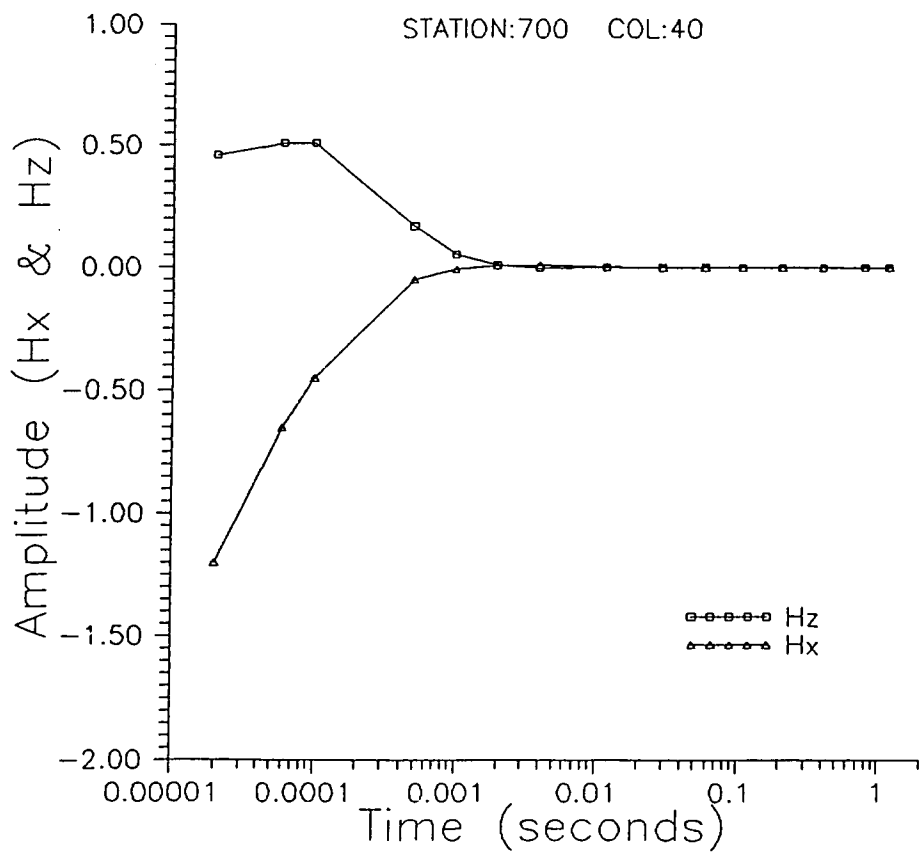
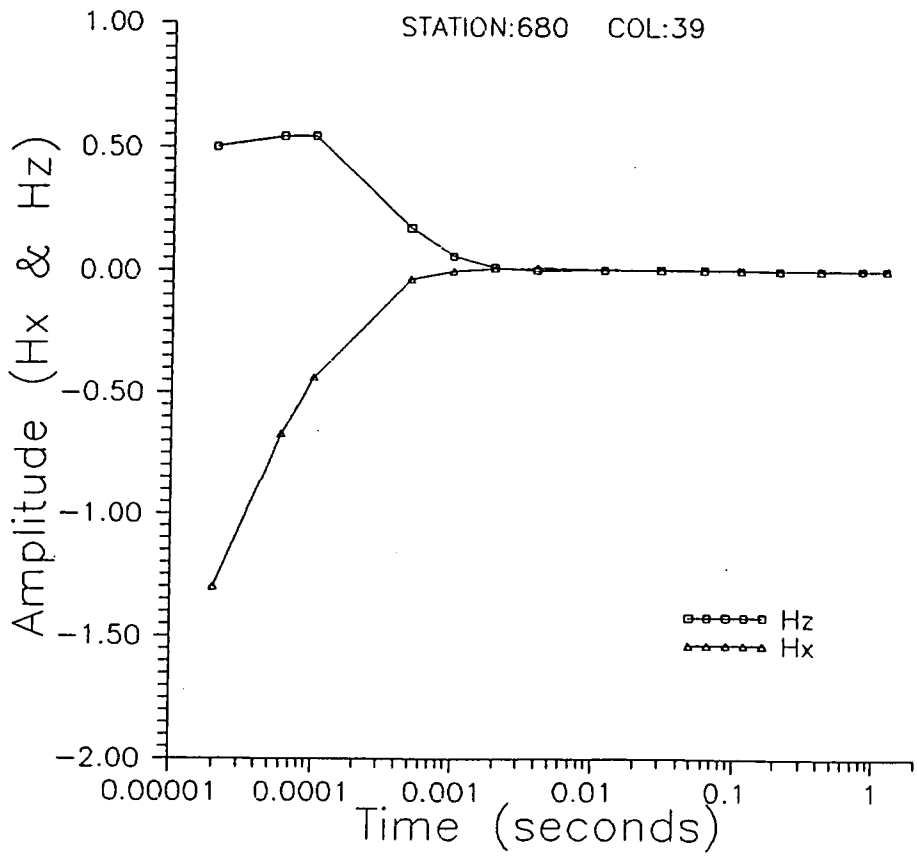


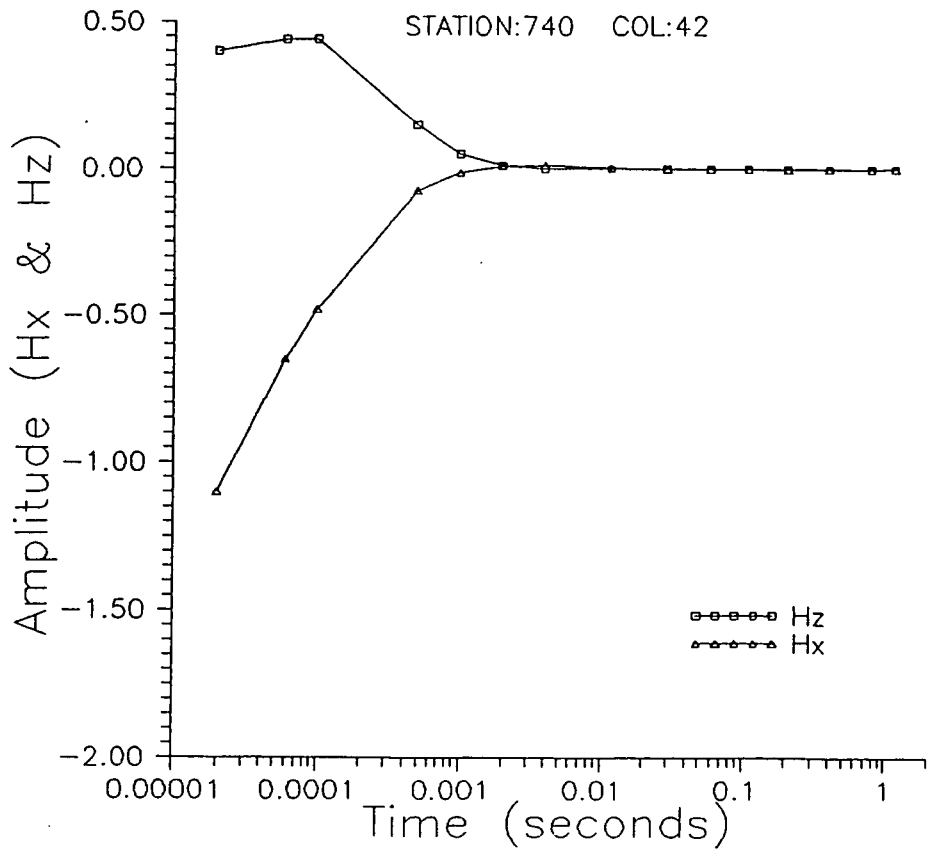
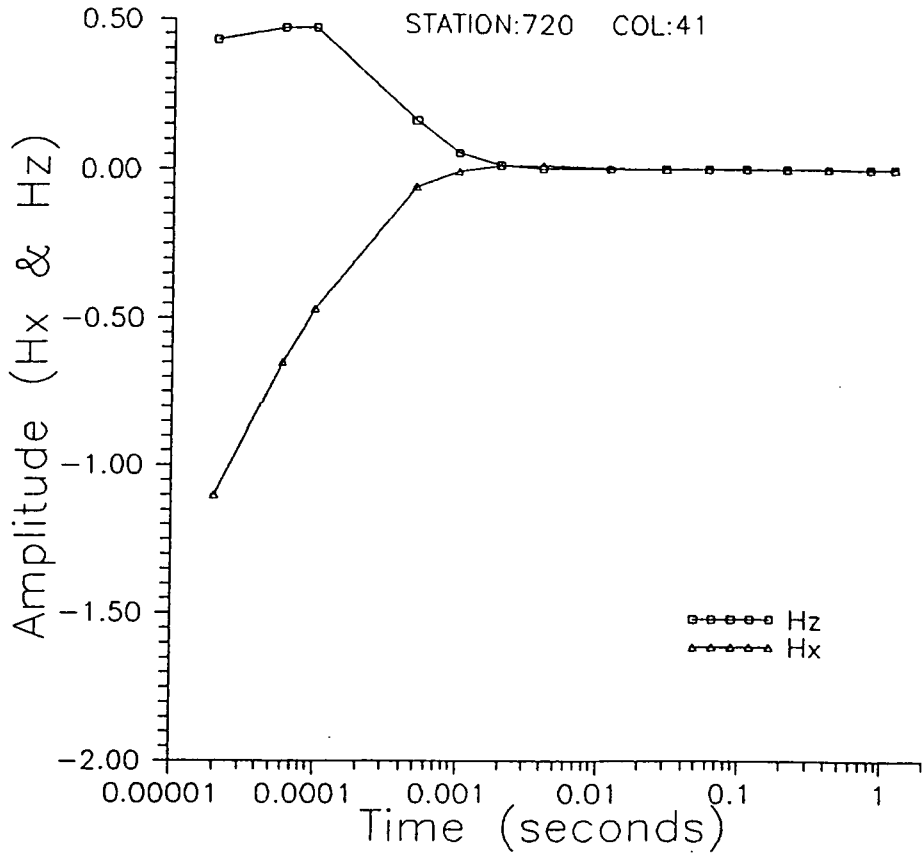


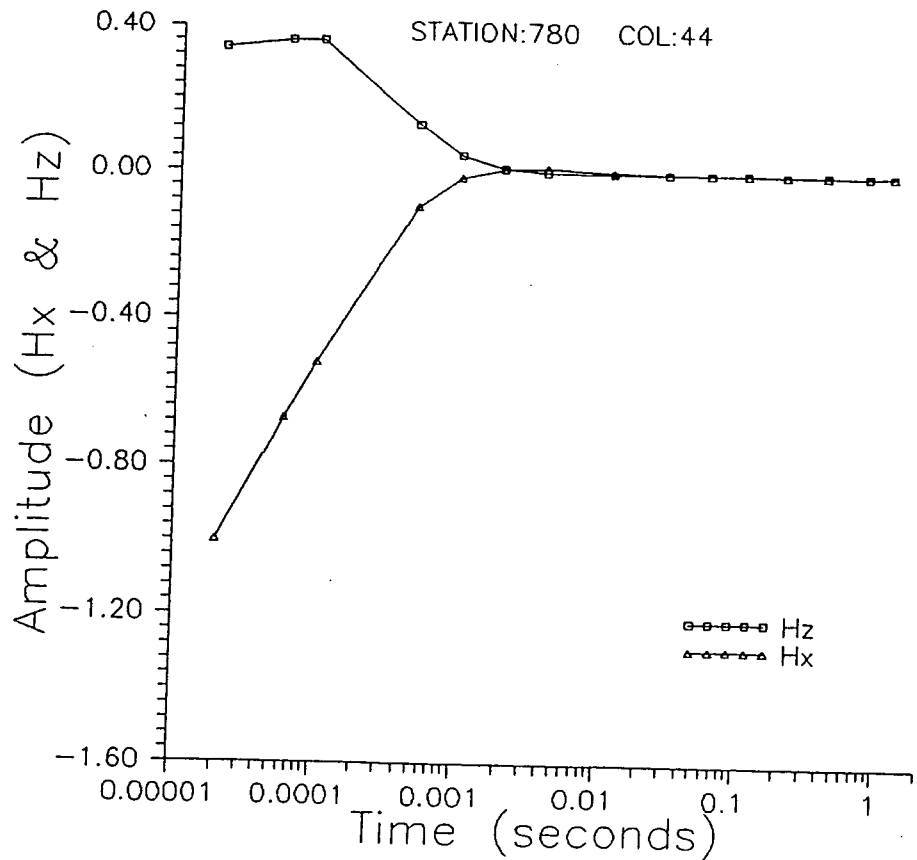
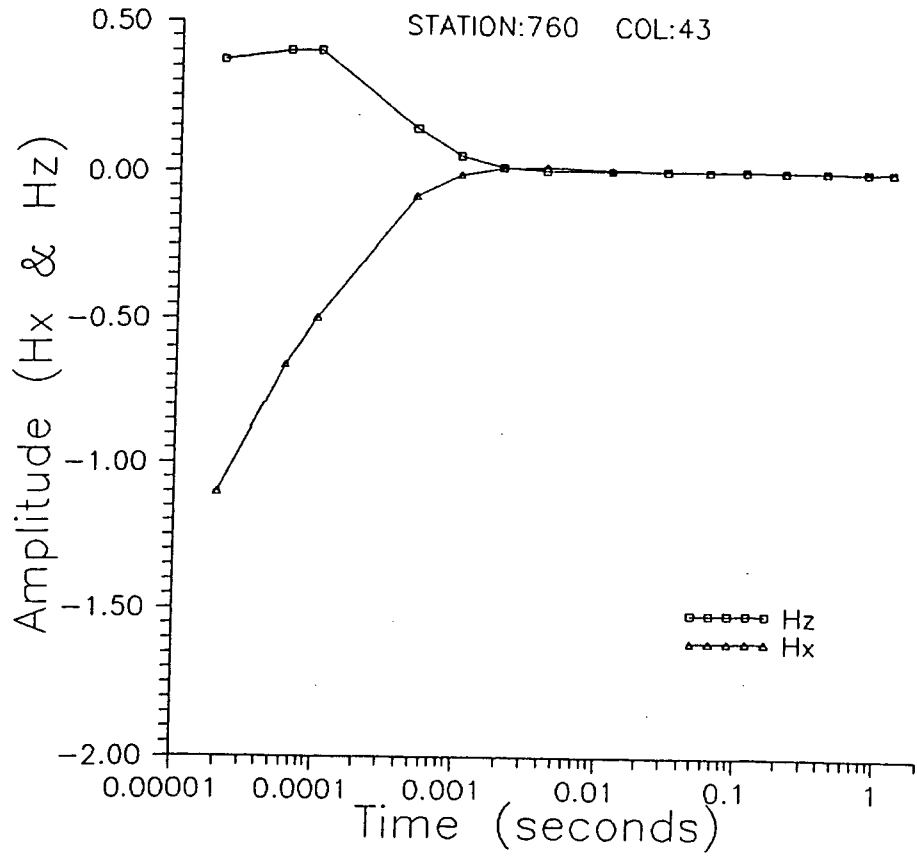


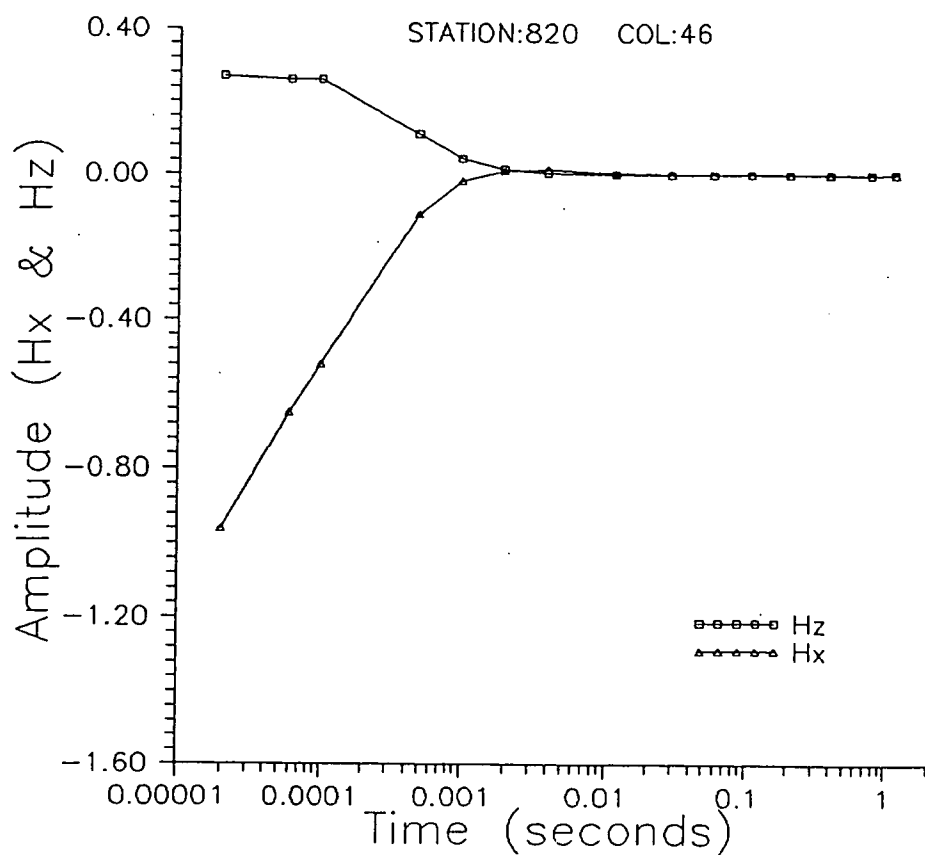
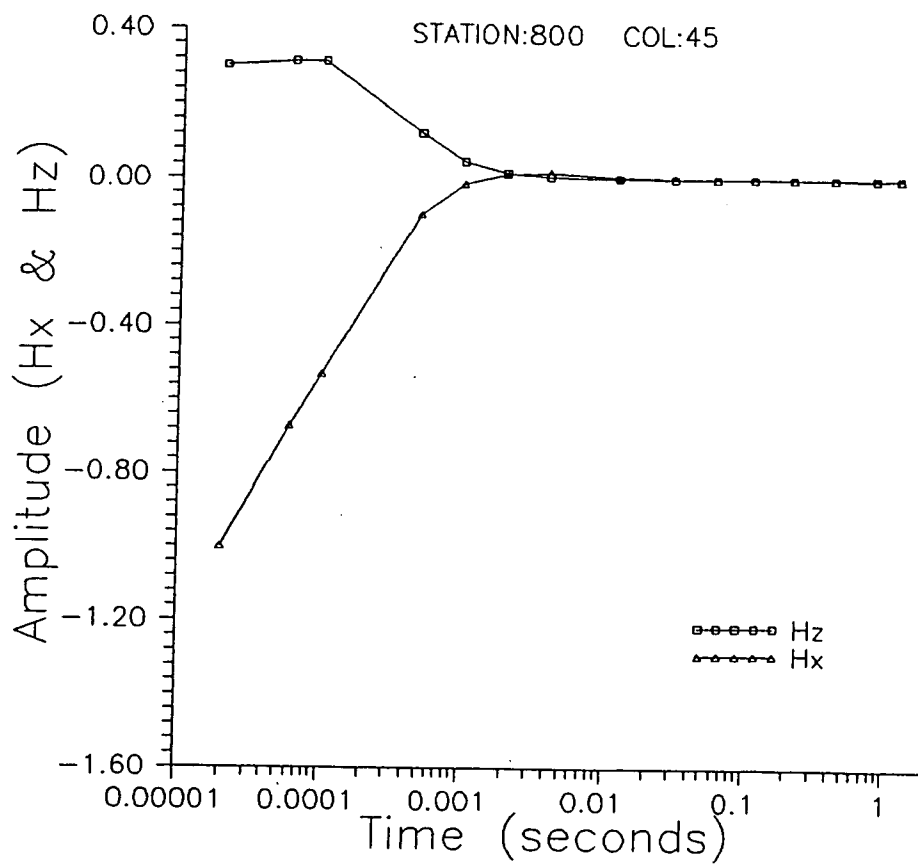


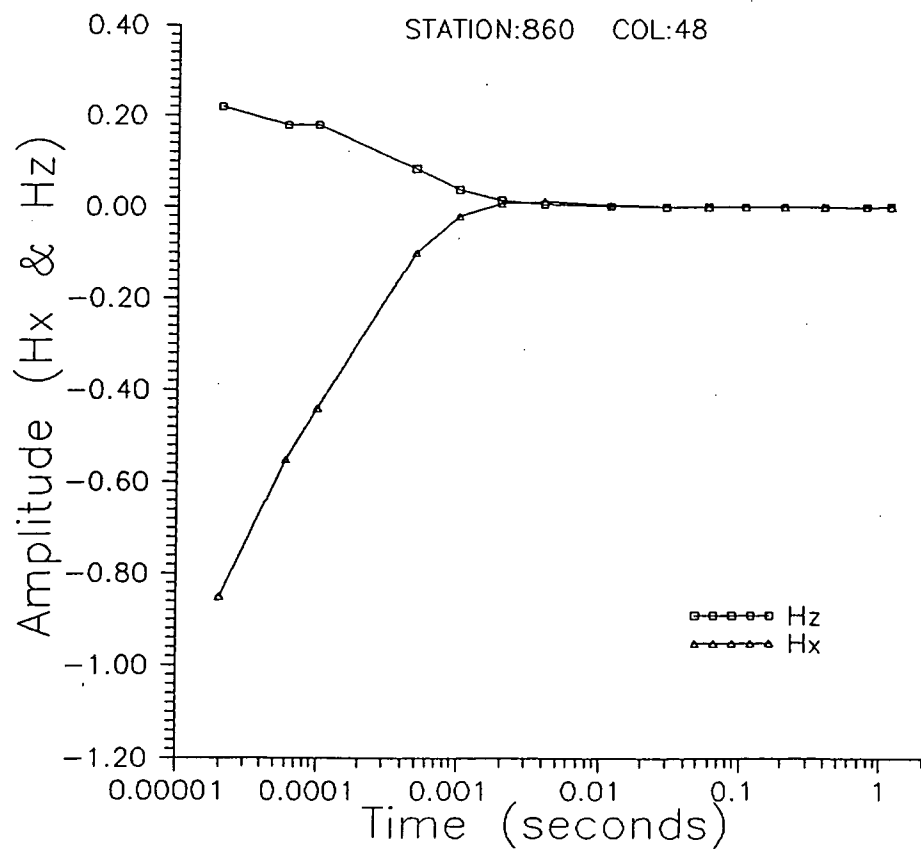
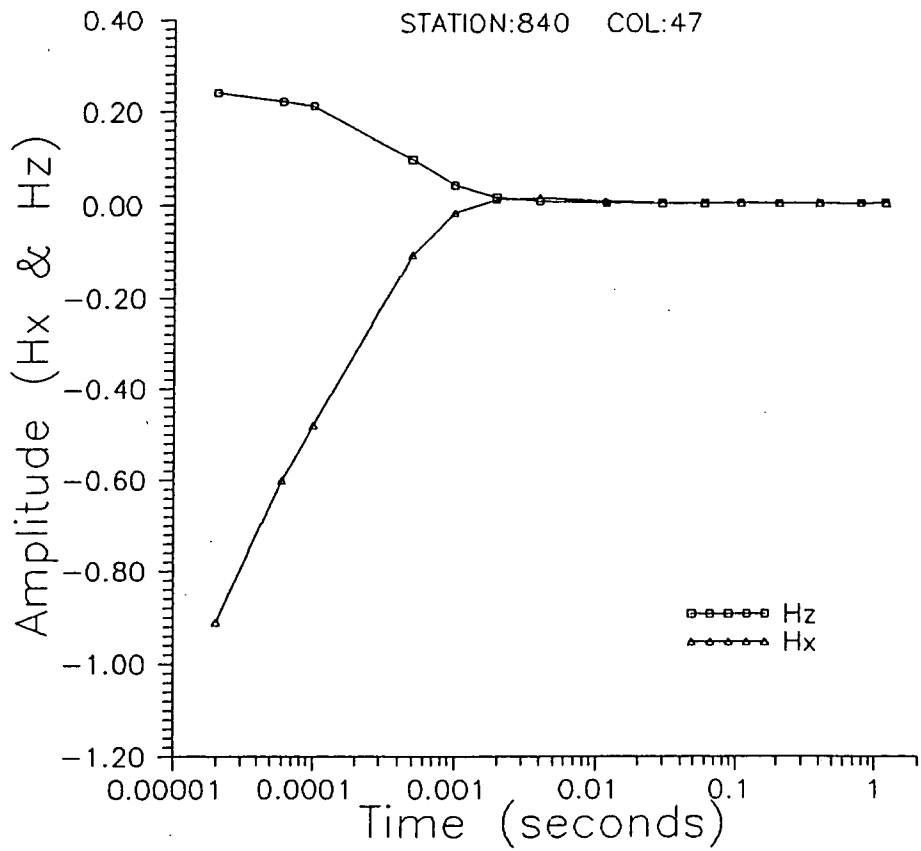


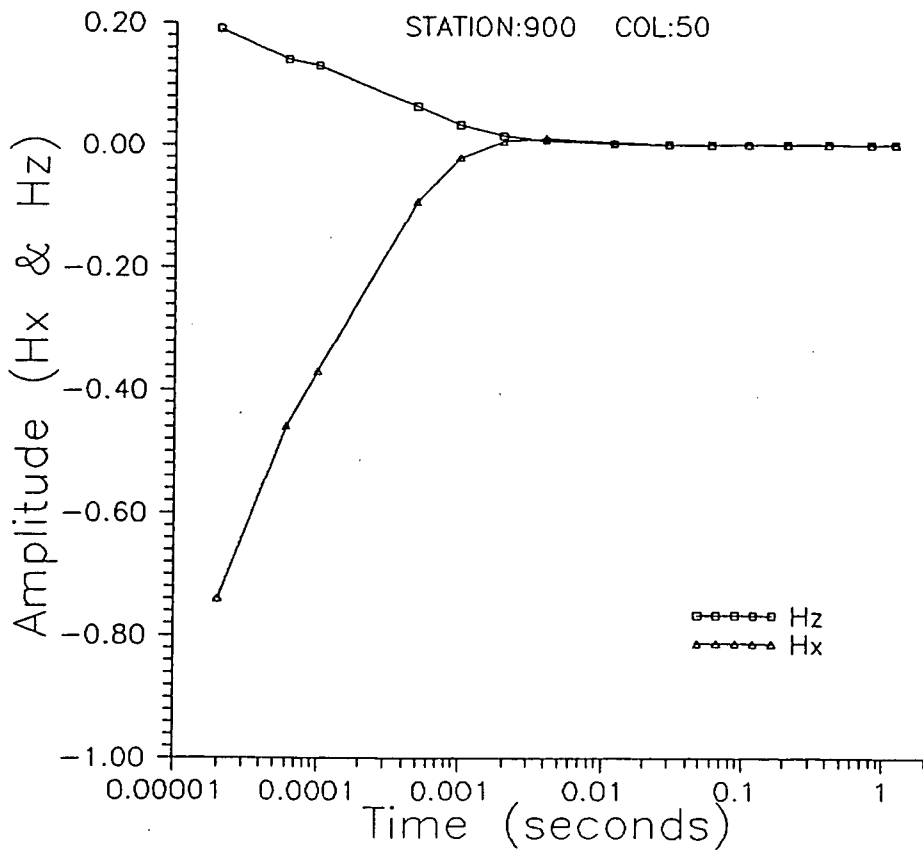
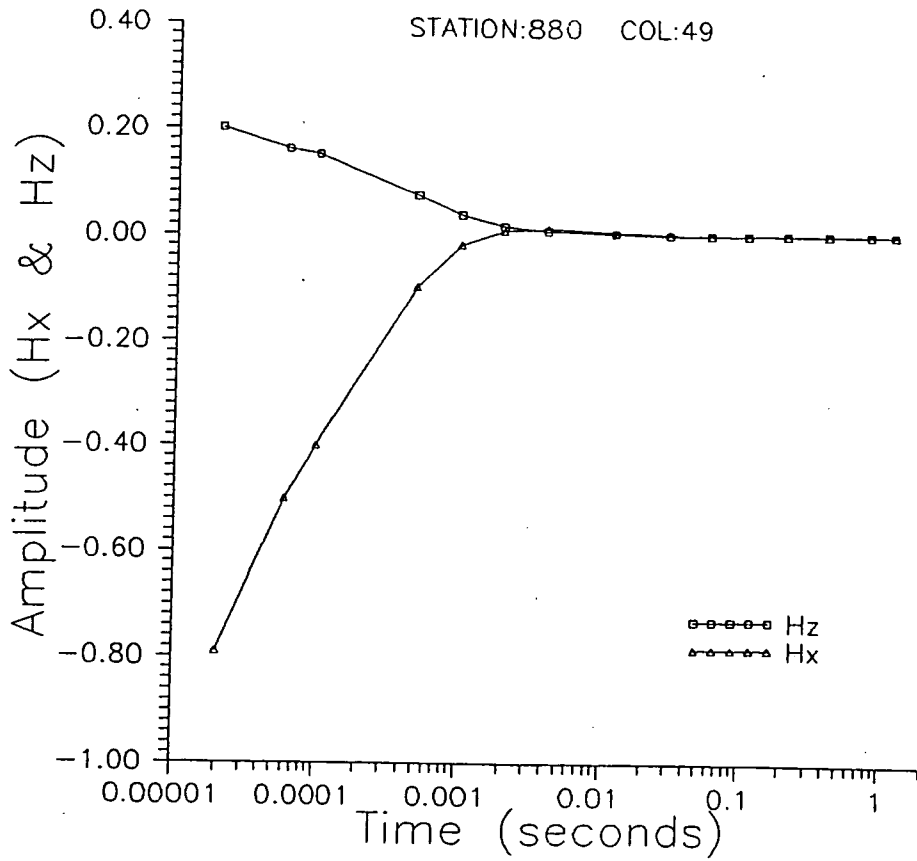


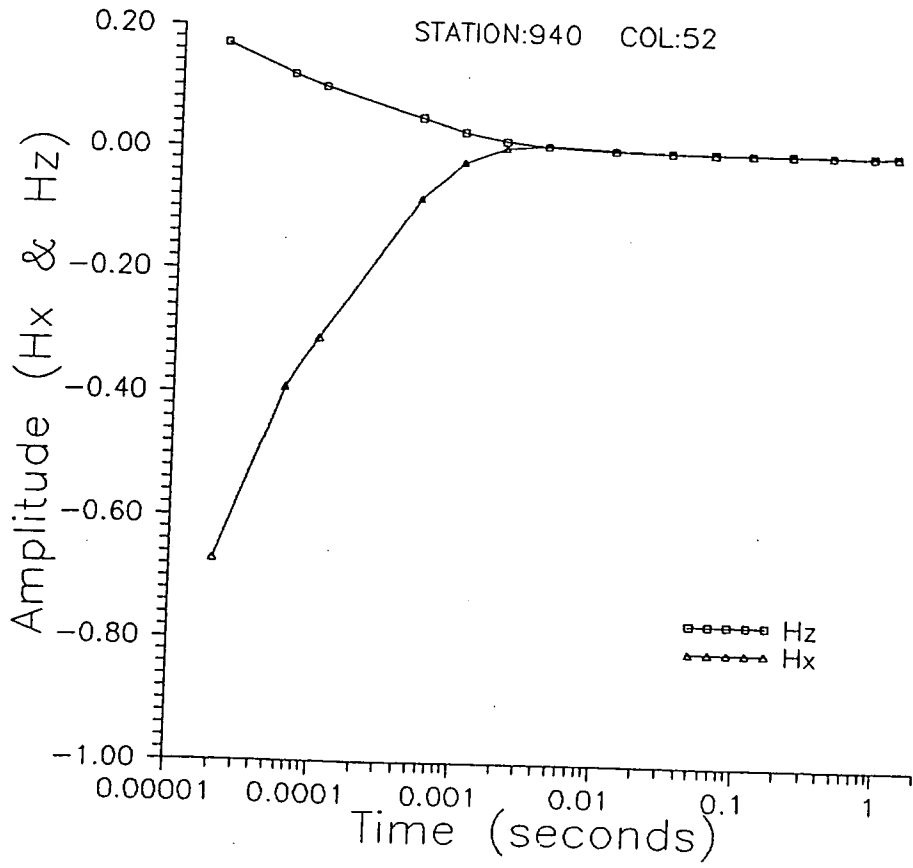
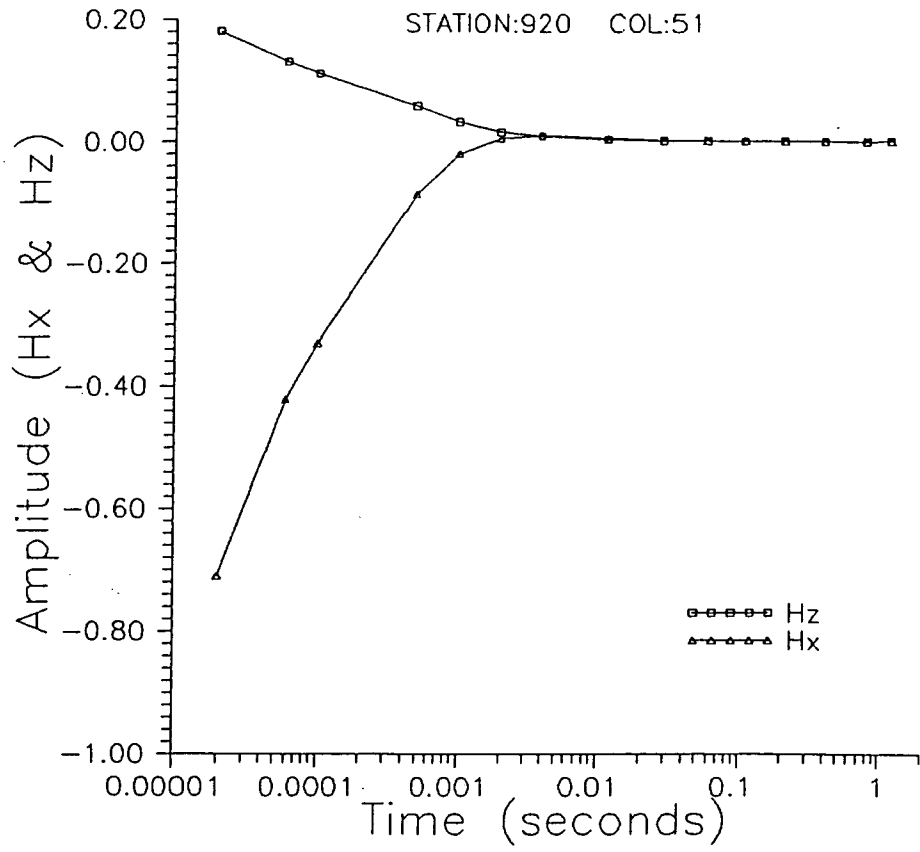


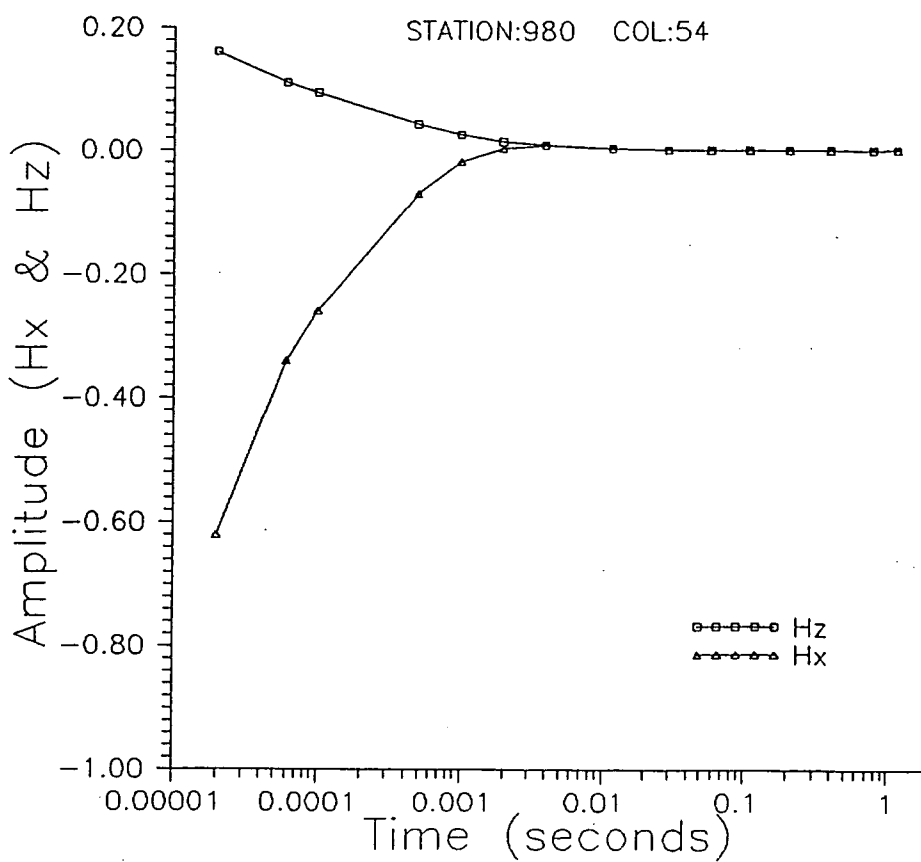
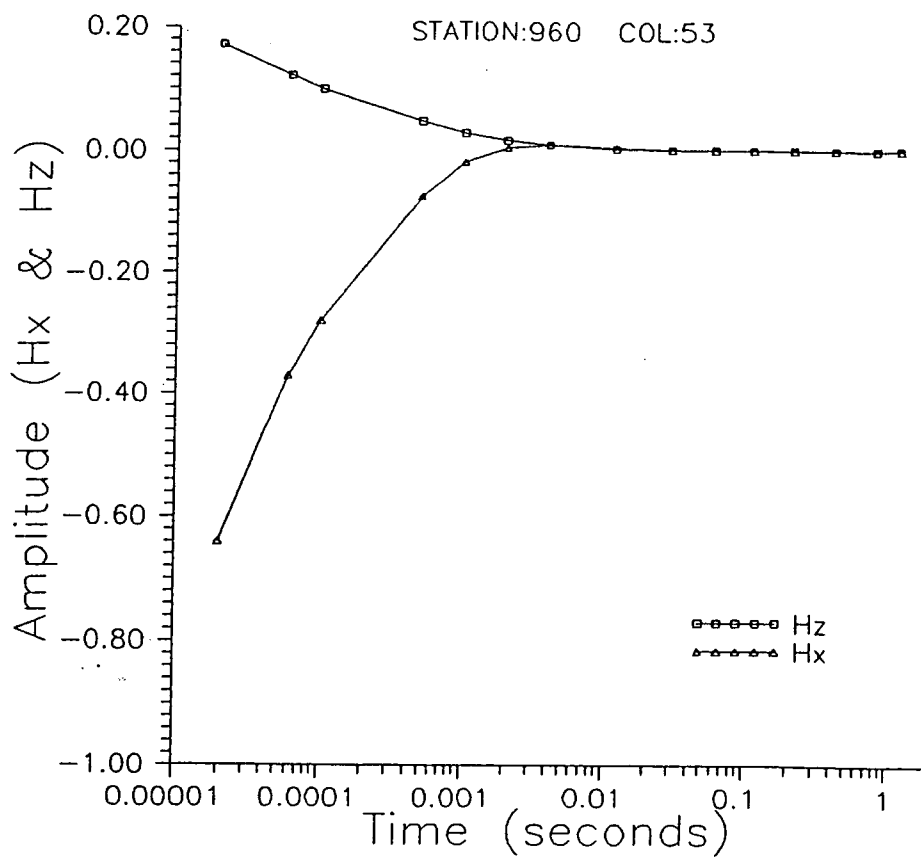


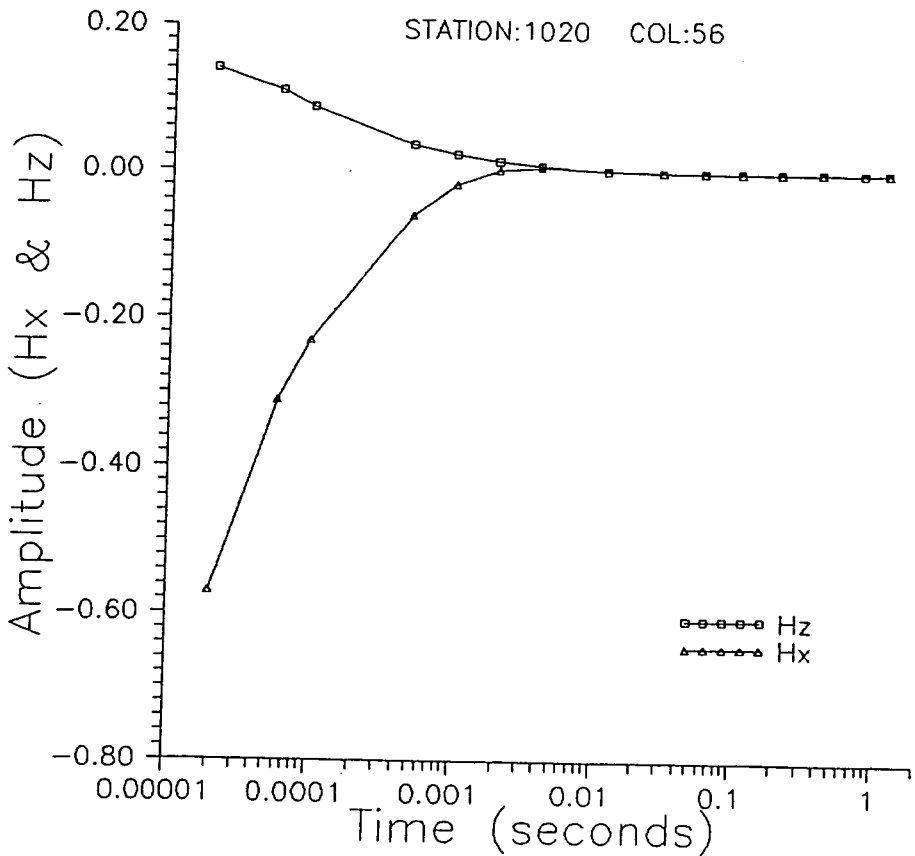
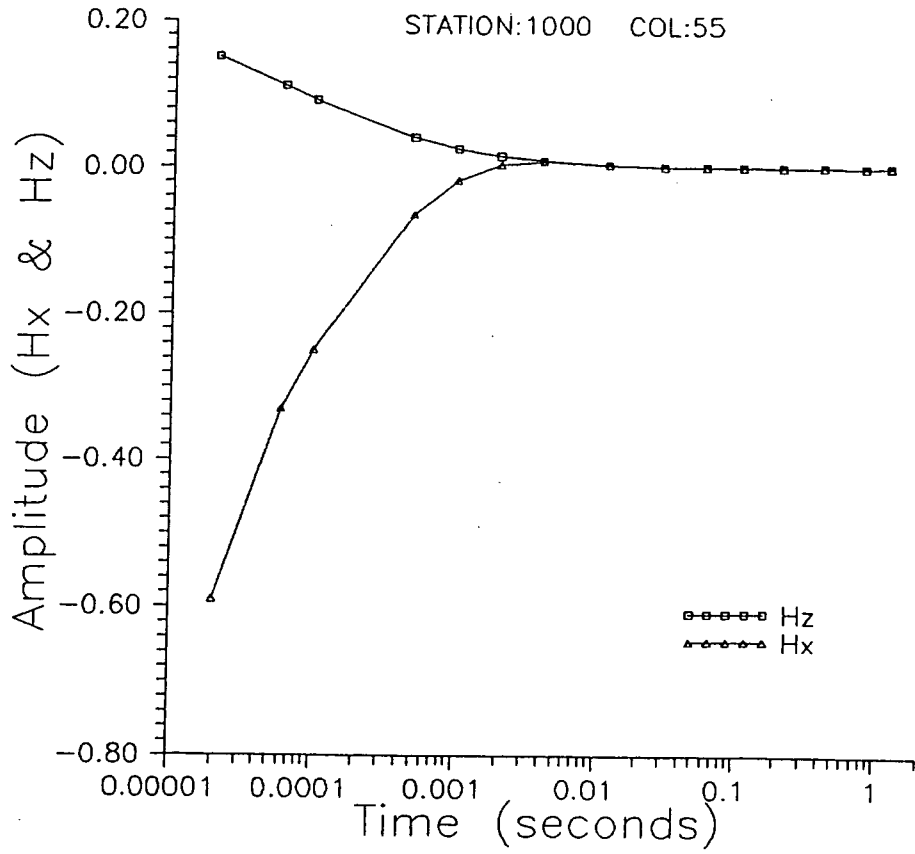


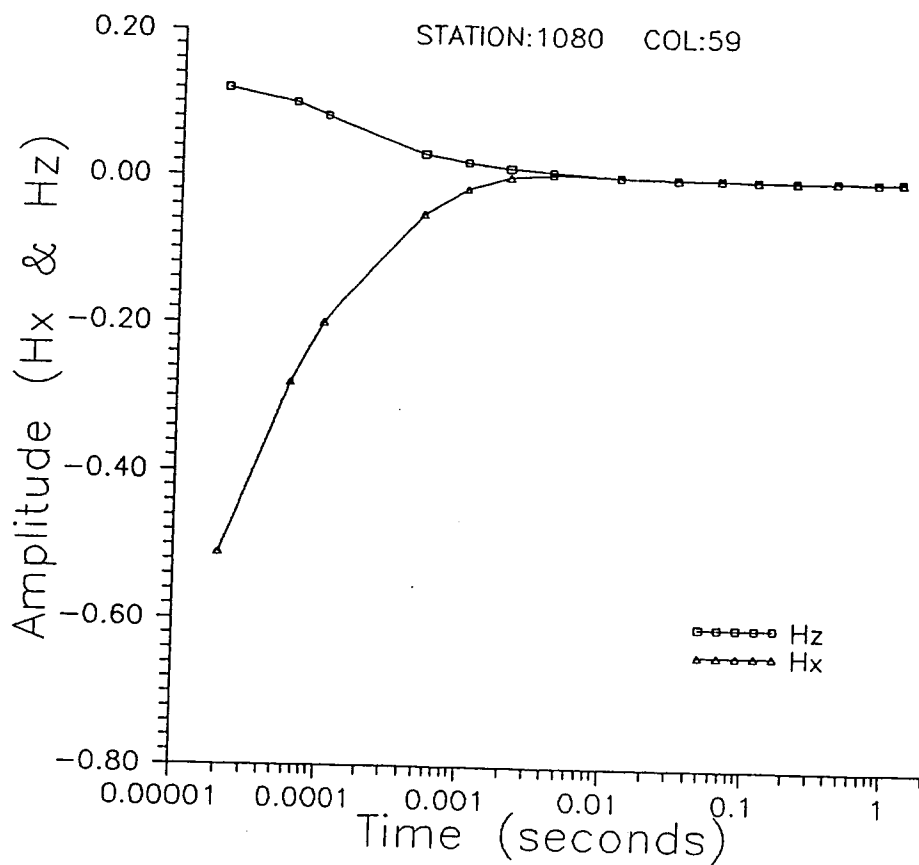
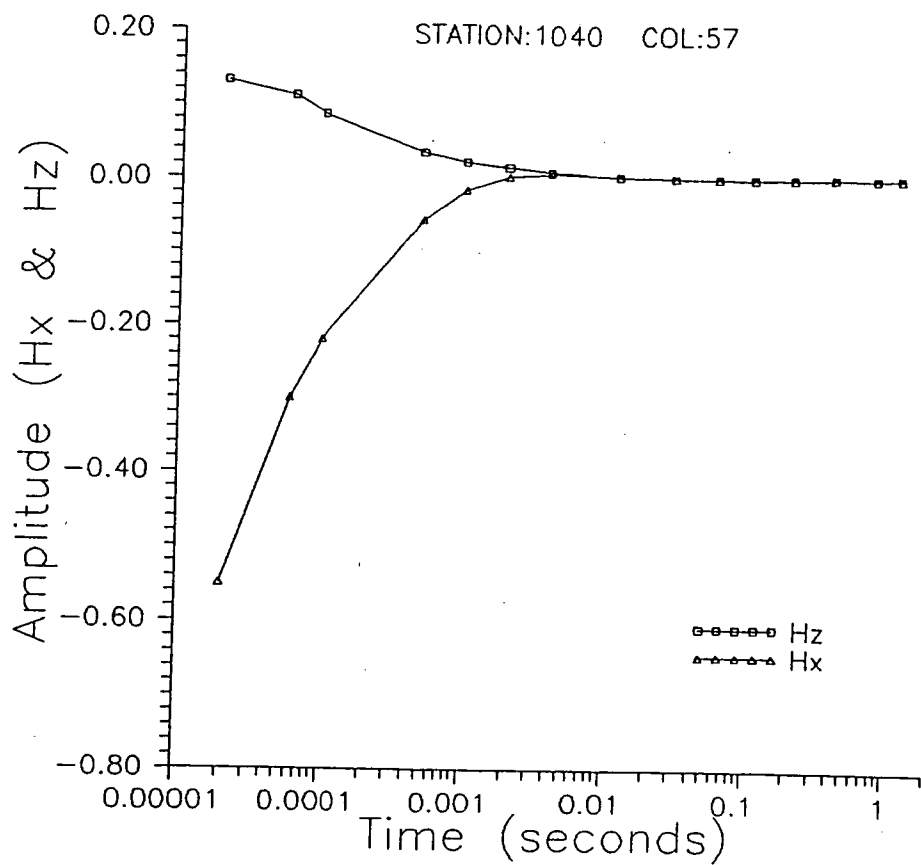


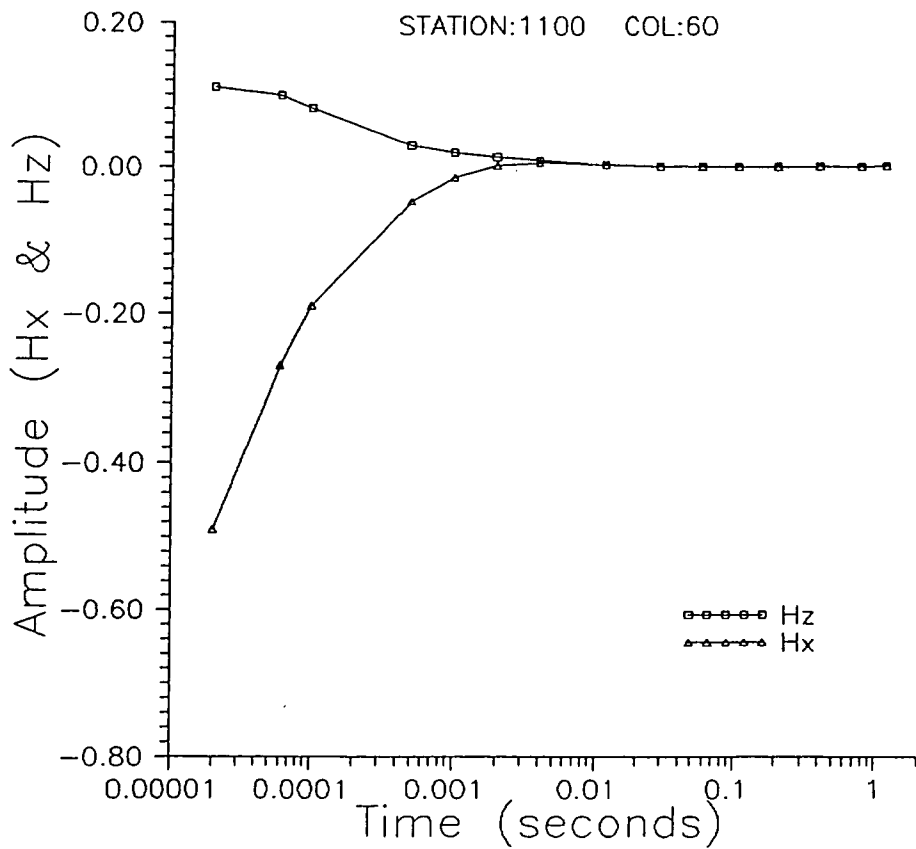
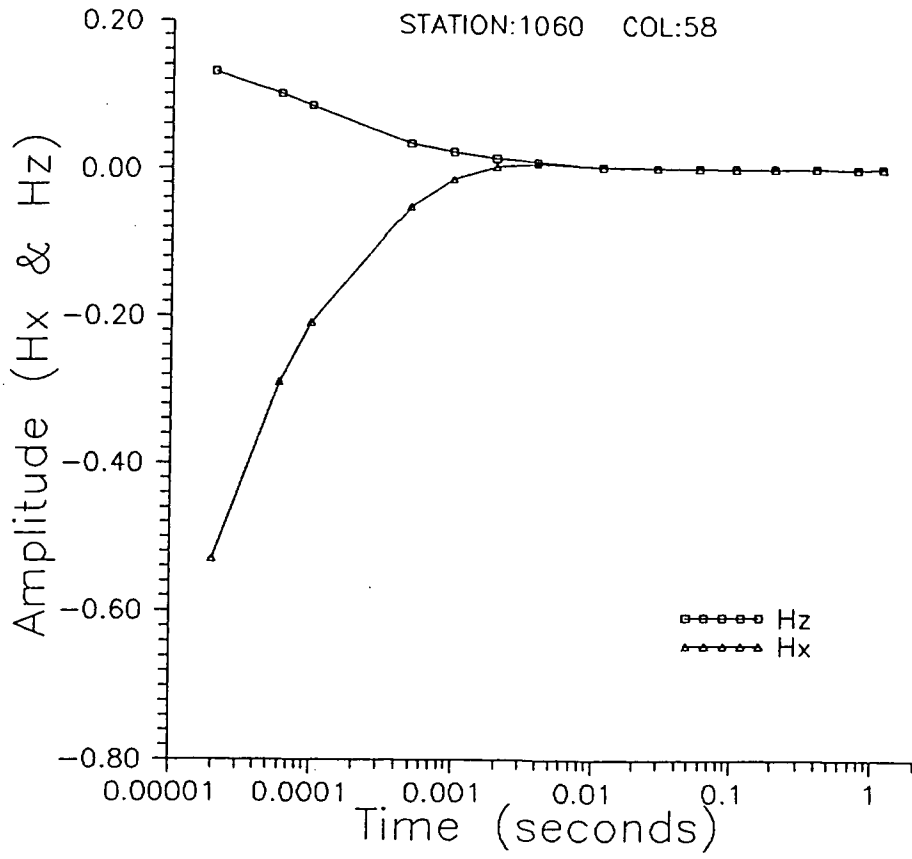












付録 4 EM-37 測定結果

