

近地地震の記録

木下繁夫*

Local Event Seismograms

Shigeo KINOSHITA

*Advanced Technology Research Group,
National Research Institute for Earth Science and Disaster Prevention, Japan
(Current affiliation : Yokohama City University, Japan)*

Abstract

This report systematically illustrates local event seismograms mainly recorded in the Kanto region, Japan, in a period range between 1980 and 2001. Local event seismograms have various local phases such as basin-induced surface waves and the wave trains of total reflection. Discrimination and understanding of these phases usually require array recordings. Thus, the main part of seismogram collection consists of array recordings. To declare the generation settings of local phases, we use array signal processing. A software package, SMDA2 (Strong-Motion Data Analysis, ver.2), was developed for seismic data processing, package which is in an attached CD with test data. This report introduces the some details of SMDA2.

Key words: Local event seismograms, Array recordings, Local phases, SMDA2

はじめに

この資料は、震源距離数100km以内で観測された近地地震の記録の系統的な例示と記録に対する若干の説明を加えたものである。地震記録上に出現する様々な位相は、所謂遠地地震の記録上で明瞭であり、いくつかのまとまった記録集が刊行されている（例えば、Kulhanek, 1990; Tsujiura, 1988, 1997）。これに対し、近地地震の記録上に出現する様々な位相は、識別が困難なほど複数の位相が重なる事が多い為と、これらの位相の発生環境が局所的な構造に依存する為、一般性に乏しいと言う事実がある。このため、近地地震記録上に出現する様々な位相を体系だててまとめ上げることに躊躇せざるを得ないのが普通であった。しかしながら、1980年代から強震観測の分野で進められている群列観測は、地表面の群列観測にしる、地中群列観測にしる、近地地震記録上の様々な位相の識別に有用な情報を提供しつつある。

本資料は、この様な時代背景の下で、筆者が1980年代から関わったいくつかの群列観測で得られた記録を主として、近地地震の記録をまとめたものである。これらの群列観測には、関東地域に展開された3つの深層地殻活

動観測施設における地中群列観測、東京都西部の府中群列観測、及び、東京低地域の江東群列観測を含むものであるが、1990年代後半から建設されたK-NETやKiK-NETは、観測の日がまだ浅いため、これら従来の群列観測で得られた記録が本資料の多くを占有している。また、筆者の業務の関係で、これらの観測記録は殆ど関東地域に限定されたものとなっているが、堆積盆地上に発達した都市域においては、多かれ少なかれ、本資料で示すような近地地震の記録が得られる可能性を有するものである。

この資料は、近地地震記録に現れる実体波、表面波、反射波、及び、変換波の範疇に入る各位相を実記録から示すことを構成の主としている。筆者の様に、正確な地震学を修めた事のない門外漢にとって、地震波を構成する位相の識別のような仕事は、ただ記録に聞くという姿勢のみが頼りであり、理屈が後から追いかけてくるのが普通である。従って、思わぬ過ちを犯している可能性もある。このような場合は、ご指摘・ご教授いただきたいと真に願う次第である。

なお、各位相については、一次処理としてどのような技法が用いられているかを可能な限り併記している。こ

* 独立行政法人 防災科学技術研究所 防災基盤科学技術研究部門（現：横浜市立大学）

これらの技法は、所謂デジタルフィルタとスペクトル解析の範疇に含まれるものであるが、特に、スペクトル解析では、この分野の主たるものをほぼ網羅するものであろう。本資料の付録として添付した、SMDA2は、K-NETの日常処理に用いてきた一次処理の為にワウワI7SMDAを更新したものであるが、本資料で扱った殆どの技法を含むワウワI7である。当然の事ながら、SMDA2は、K-NET形式の強震記録に適用されるものであり、インターネット上で公開されているK-NETやKiK-NETの強震記録を有効に活用する手助けとなろう。

最後に、本資料をまとめるに当たり、多くの方から多大の援助をいただいている。特に、三菱システムウェア株式会社の成田章氏と當麻正貴氏には多くの時間を割いていただいた。本資料をまとめるに当たって用いたMatlab上でのワウワI7の作成とC++上で作成されたSMDA2の構築は、各々、上記2氏によるものである。冒頭ではあるが、感謝の意を表す。

1. 地震観測の背景

1.1 地震観測の背景

この資料は、地震波に含まれる様々な位相の検出とその生成過程について若干の説明を目論んでいる。ここでは測定論的に様々な位相を見いだす条件と測定器に関する必要最小限の議論をしよう。測定論上優れた位相の検出とは、検出すべき位相の周波数特性が、それ以外の波の周波数特性と比較して充分大きな比を持つことであろう。所謂S/N的な問題である。しかしながら、今の場合、地震波に含まれる位相の検出問題は、相手が工学的な処理の効かない自然現象である。従って、ここでの説明も地震波の持つ物理的特性から始めなければならないのであろう。

まず、このS/N的な問題を図1.1に示す簡略化された震源スペクトルの立場から考察しよう。加速度震源スペクトルは、 ω 周波数まで ω^2 の勾配で増加し、以後、大雑把ではあるが平坦なスペクトル形状を有している。位相の検出において、このS/N的な問題に対処するためには、その位相の持つスペクトルがスペクトル上でピークを持たせるような観測が有利であろう。これは、 ω 周波数でスペクトル上のピークを持つ速度震源スペクトルを見るのが観測上有利であることを示唆するものである。つまり、表面波以外の様々な位相は、いずれにしても直達実体波がその種となるため、直達実体波のスペクトルがピーク構造を有する速度波が位相の検出に向いていると言える。計測上は、速度計による観測が位相の検出には向いている。但し、現実問題としては、加速度計による観測が強震観測の主流であり、得られた加速度記録を数値積分により速度波へ変換して用いる事が多くなる。本資料においても、多くの速度波形を例示するが、その多くは加速度記録を積分したものである。

次に、速度震源スペクトルのピークはどこまで観測可能であるかを考えよう。ここに一つの問題がある。震源から観測点までには、地球を構成する媒質があり、これが震源で発生した地震波に対してフィルタの働きをする。特に、地表近くの堆積層は顕著なフィルタ作用を有し、地震波を変調

する。電気回路で用いられる通常概念のフィルタの様に、信号が入力から出力へ一方向へのみ伝播するならば、これは問題が少ない。しかしながら、地震波が媒質を伝播するということは、反射・散乱等を何回も行い、局所的なフィードバック系をいくつも作ってしまう為、面倒な事になる。即ち、震源で発生した地震波の非レイトな伝播が妨げられてしまう。位相の検出には、群列観測を用いるのが常套であるが、これは非レイトな位相の検出を第一としている。そこで重要なのは、地震波は地球の媒質中をどこまで非レイトに伝播出来るかということになろう。前の議論と関連づけて言えば、非レイトな伝播を許容する周波数域に速度震源スペクトルのピーク周波数が含まれるかである。速度震源スペクトルのピークは、地震の規模が小さくなるにつれ高周波数側へ移行する。従って、ある規模以下の地震では、そのピーク周波数の波が非レイトな伝播を妨げられてしまう事になる。この問題は、測定論上重要な問題ではあるが、今まで殆ど論じられる事が無かった。この資料では1.6において若干ではあるが議論する。

最後に、観測上のもう一つの問題である、地震計と観測点の持つ地震波もしくは位相の検出能力について考えよう。地震計の持つ地震波の検出能力は、観測点のそれと比較して格段に分解能が高いのが普通である。従って、多くの場合、問題は観測点の検出能力となる。勿論、記録部を含む地震計の検出能力よりも、観測点固有の検出能力が優れている例は数多くある事は記憶する必要がある。さて、観測点において、無地震時に測定される地面の揺れを常時微動、或いは、バックグラウンド・ノイズという。位相検出の立場から言えば、位相の信号レベルがバックグラウンド・ノイズに対して十分なS/Nを持てば良いことになる。このバックグラウンド・ノイズの性質については、次の1.2で述べよう。

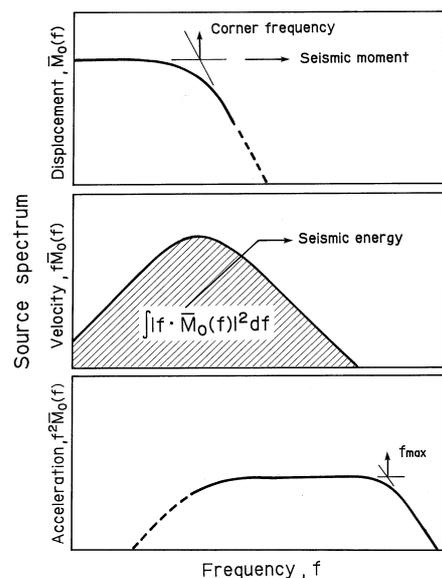


図1.1 簡略化した震源スペクトルの説明図
Fig.1.1 Schematic model of source spectrum.

1.2 バックグラウンド・ノイズ

通常、常時微動と呼ばれるバックグラウンド・ノイズは、無震時の雑音信号である。その発生原因は様々であるが、地下構造に由来する情報を含む事が経験的に知られており、工学的に利用価値の高いものとなっている。工学的利用の多くは、地盤の卓越震動数を求めるためであるが、上下動地震計によるバックグラウンド・ノイズの群列測定は規模の比較的大きな地下構造の推定に用いられている。これは、後述する様に、Rayleigh波の基本モードの分散曲線を推定規範とする。ここでは、純粹に、地震観測の側面からバックグラウンド・ノイズを記述する方法と観測点の評価法について述べよう。

1.2.1 バックグラウンド・ノイズに関するPetersonの記述法

ここでは、バックグラウンド・ノイズの一般的な性質とその記述法を示しておこう。バックグラウンド・ノイズは、通常、平均零の正規分布に従うと仮定する。このバックグラウンド・ノイズの記述法として、最も流行っているのは、Peterson(1993)の振幅分解能特性、 $A_{env}(f)$ であろう。これは、バックグラウンド・ノイズを平均零の正規分布と仮定したとき、狭帯域通過フィルタを通した出力の包絡波形がRayleigh分布に従うことを背景としている。そこで、中心周波数 f_0 を持つ狭帯域通過フィルタの出力として、Rice(1954)の定義

$$N(t) = A(t) \cos[2\pi f_0 t + \Theta(t)]$$

を採用すれば、これは次式となる。

$$N(t) = W_C(t) \cos \omega_0 t - W_S(t) \sin \omega_0 t$$

但し、 $W_C(t) = A(t) \cos \Theta(t)$ 、 $W_S(t) = A(t) \sin \Theta(t)$ 、及び、 $\omega_0 = 2\pi f_0$ である。 $W_C(t)$ と $W_S(t)$ は、 $N(t)$ の線形操作から求まるため、平均が零で同じ分散を持つ独立な正規分布に従うが、 $N(t)$ の定義より、この二つの確率変数は $N(t)$ と同じ分散 σ_n^2 を持つこととなる。従って、 $W_C(t)$ と $W_S(t)$ の結合確率密度関数は次式となる。

$$p(w_C, w_S) = (2\pi\sigma_n^2)^{-1} \exp[-(w_C^2 + w_S^2)/2\sigma_n^2]$$

また、 $N(t)$ は $W_C(t)$ と $W_S(t)$ の組を用いても、 $A(t)$ と $\Theta(t)$ の組を用いても同様に表現される事により、 $p(a, \theta) da d\theta = p(w_C, w_S) dw_C dw_S$ となり、

$$\begin{aligned} p(a, \theta) da d\theta &= (2\pi\sigma_n^2)^{-1} \exp(-a^2/2\sigma_n^2) \begin{vmatrix} \partial w_C / \partial a & \partial w_S / \partial a \\ \partial w_C / \partial \theta & \partial w_S / \partial \theta \end{vmatrix} da d\theta \\ &= a \cdot (2\pi\sigma_n^2)^{-1} \cdot \exp(-a^2/2\sigma_n^2) da d\theta \end{aligned}$$

となる。ここで、 a, θ, w_C, w_S は、各々、確率変数 A, Θ, W_C, W_S からの標本とする。上式は、

$$p(a, \theta) = a \sigma_n^{-2} \exp(-a^2/2\sigma_n^2) \cdot (1/2\pi) = p(a) \cdot p(\theta)$$

と書き換える事により、 $A(t)$ が分散 σ_n^2 のRayleigh分布に、 $\Theta(t)$ 、 $(0 \leq \Theta(t) \leq 2\pi)$ が平均1の一様分布に従う事を示している。Peterson(1993)は、ある周波数 f における“振幅”

$A_{env}(f)/2$ 、の定義として、この包絡波形 $A(t)$ の平均値を採用した。いま、 f_0 を狭帯域通過フィルタの中心周波数、 B_0 を中心周波数 f_0 における狭帯域通過フィルタのバンド幅、 $P(f_0) = P_0$ を中心周波数 f_0 の狭帯域通過フィルタを通過した出力波形のスペクトル密度とする。通常使われる1/3 octave フィルタの場合、 B_0 は次式で与えられる。

$$B_0 = [2^{1/2n} - 2^{-1/2n}] \cdot f_0, n=3 \quad (1-1)$$

この時、フィルタの出力波形 $N(t)$ のr.m.s.値(time lagが零の自己相関)は、Wiener-Khinchineの公式により $\sigma_n^2 = 2P_0 B_0$ となる(1.4参照)。 P_0 に係る2は、スペクトル密度関数 $P(f)$ が偶関数であることによる。フィルタを通過した出力の包絡波形は、この値を分散を持つRayleigh分布に従う為、その平均は、

$$\begin{aligned} A_{env}(f_0)/2 &= \int_0^\infty a \cdot (a/\sigma_n^2) e^{-a^2/2\sigma_n^2} da = \sqrt{\pi/2} \cdot \sigma_n \\ &= \sqrt{\pi/2} \cdot [2P(f_0) \cdot B_0]^{1/2} \end{aligned} \quad (1-2)$$

となる。従って、包絡波形全体の平均的なpeak-to-peak値の振幅は、 $A_{env}(f)$ で与えられる。Petersonは、世界中の主な観測点のバックグラウンド・ノイズについて、 $A_{env}(f)$ を求め、その上限と下限を、各々、High Noise Model(HNM)とLow Noise Model(LNM)と名付けている。或いは、Petersonの所属を入れて、USGSのHNM, LNMと言われる。一般に、地震計測の場合、得られた記録のスペクトル密度関数 $P(f)$ は、計測器の影響により、低周波数側で $1/f$ ノイズに従う特性を持つようになるが、 $A_{env}(f)$ はほぼ平坦な特性を有する。また、 $A_{env}(f)$ の単位は、通常、加速度単位 m/s^2 で与えられることが普通であり、結果の直感的把握が容易なものとなる。 $A_{env}(f)$ のこの表現法は、全周波数領域にまたがるノイズを個別周波数に分けて評価するため、一見して大きなS/Nを得ることが出来るため、最近では好んで用いられている。

$A_{env}(f)$ に関して、2つのことを追加しておこう。ここでは、その定義として、包絡波形の平均値を採用したが、これは、包絡波形のピークの平均値と同じ値を持っている(Lin, 1967)。Peterson(1993)は、 $A_{env}(f)$ の定義として、こちらを採用している。また、 $A_{env}(f)$ は、地震計の性能(分解能)を記述するのに用いられている。これは、LNMやHNMと比較することにより、地震計がどのような特性、分解能、を持っているかを示すのに都合が良いためである。

$A_{env}(f)$ の計算プログラムは、SMDA2の中に含まれているので、簡単に説明しておこう。まず、対象とする地震(バックグラウンド・ノイズ)の記録が格納されたファイルをSMDA2のアイコン上にドラッグしてドロップする。勿論、記録ファイルはK-NETフォーマットである事が要求され、これを満たさない場合はエラーメッセージが表示される。さて、正常にファイルを読み込んだ時、SMDA2の画面には記録ファイルに格納されたバックグラウンド・ノイズの記録が表示される(図1.2(a))。これは、加速度記録でも速度記録でも差し支えない。次に、SMDA2のメニューバーの[編集(E)]から[波形の切出し(C)]を選択する。新たに波形切り出し用のダイアログが開示されるので、このダイアログ上

で切り出す範囲を指定し、[OK]をクリックする。SMDA2の画面には、切り出された波形部分が表示され、この区間が $A_{env}(f)$ の計算に用いられる範囲となる。次に、メニューバーの[解析(A)]から[Petersonの振幅スペクトル(A)]を選択する(図1.2(b))。Petersonの振幅スペクトルのダイヤログが表示されよう。この画面での選択肢は、記録のチャンネル(CH)である。通常、Petersonの振幅スペクトルの計算では、上下動成分を用いる。また、スペクトルの計算には、1/3octaveの周波数分割が用いら

れている。ダイヤログ上で[計算]ボタンを押すと、Petersonの振幅スペクトルのダイヤログ上に計算結果が表示される(図1.2(c))。この結果には、HNMとLNMも同時に表示され、観測点のバックグラウンド・ノイズがどの程度の位置を占めるかが判る。なお、LNMの低周波数域は、我が国の松代の様な岩盤域で決定され、高周波数域は、地中観測で決められていると思って良い。従って、ノイズの小さな地中観測の記録を用いれば、 $A_{env}(f)$ の高周波数領域は、LNMよりも小さ

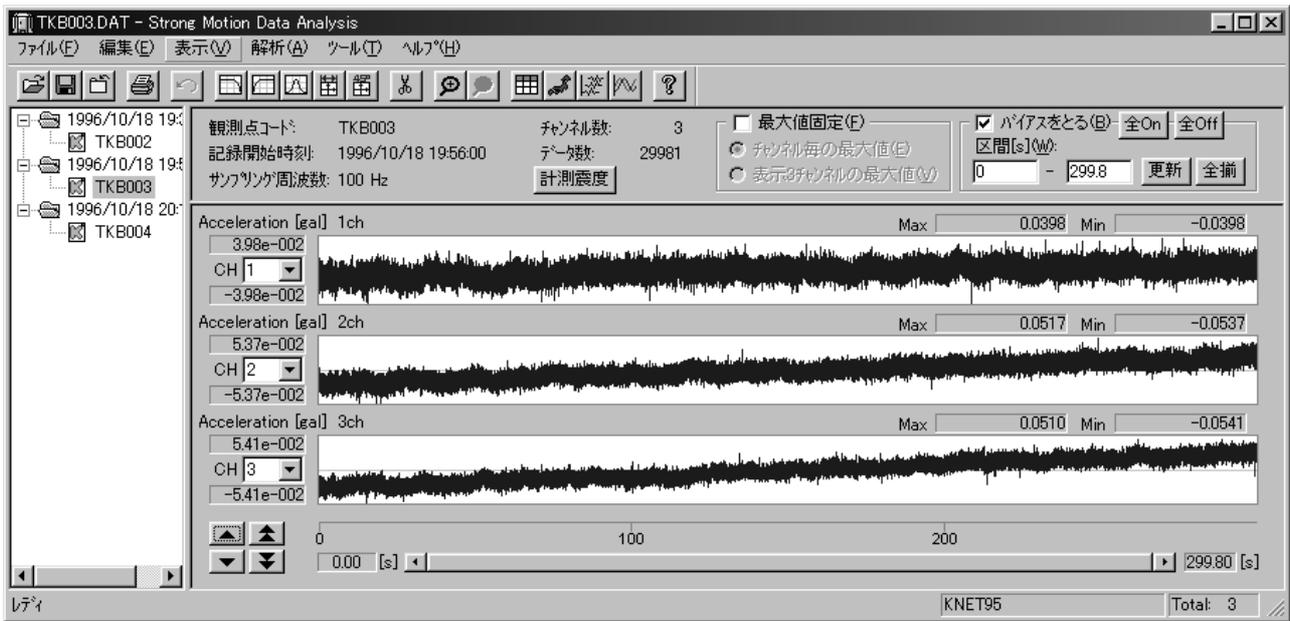


図1.2 (a) SMDA2におけるPetersonの振幅スペクトルを推定するための手順(1/3)

Fig.1.2 (a) Procedure for calculating Peterson's amplitude spectrum(1/3).

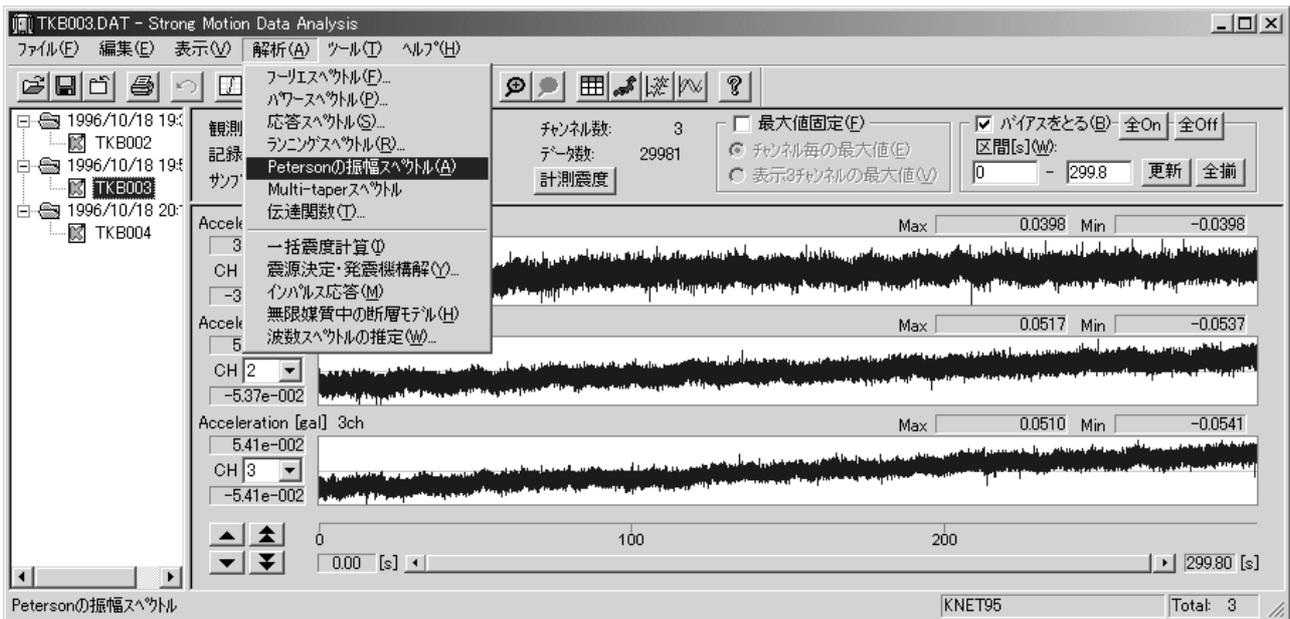


図1.2 (b) SMDA2におけるPetersonの振幅スペクトルを推定するための手順(2/3)

Fig.1.2 (b) Procedure for calculating Peterson's amplitude spectrum(2/3).

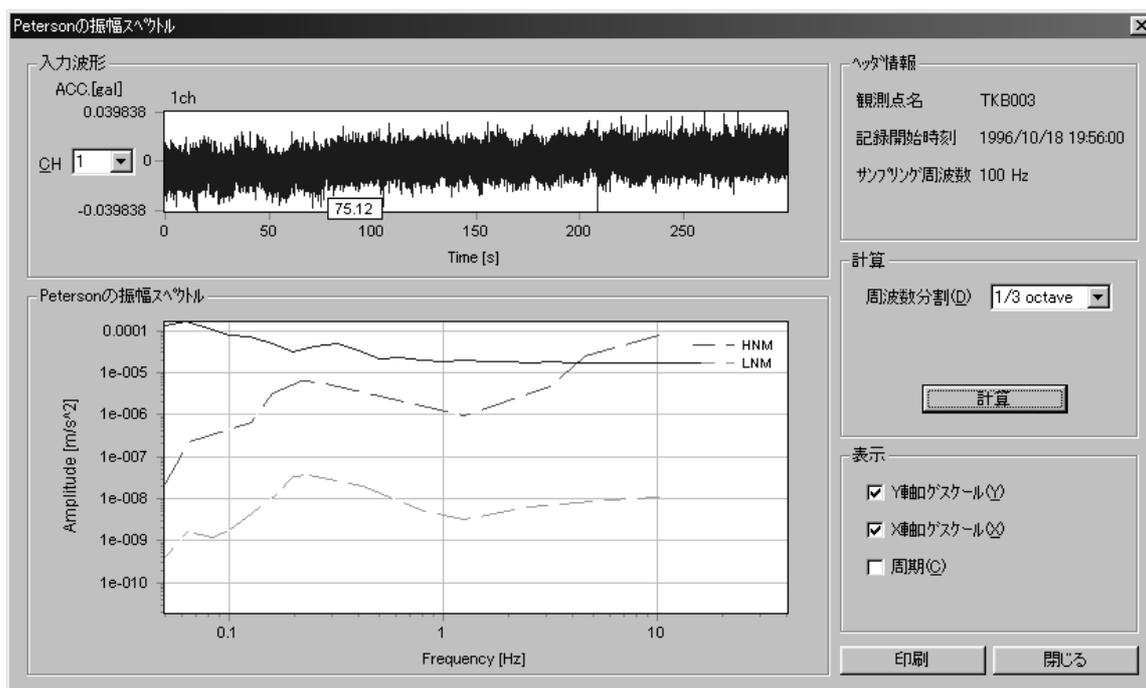


図1.2 (c) SMDA2におけるPetersonの振幅スペクトルを推定するための手順(3/3)
 Fig.1.2 (c) Procedure for calculating Peterson's amplitude spectrum(3/3).

な値を示そう。また、 $A_{env}(f)$ の低周波数域がLNMより小さくなる可能性を持つ記録が無いわけではないので、注意しておこう。さて、推定された $A_{env}(f)$ を保存するため、結果を示すダイアログのグラフボックス上でマウスを右クリックし、新しいメニューを表示させ、[テキスト]を選択しよう。結果がクリップボード上にテキスト形式で記述されるので、これを適当なファイルに貼り付ける事が出来る。

1.2.2 バックグラウンド・ノイズの例

$A_{env}(f)$ に関して、一つの例を示しておこう。防災科学技術研究所では、1996年にK-NETと言う全国的な強震観測網を設置した(Kinoshita, 1998a)。この観測網で用いられた強震計は、K-NET95型と称され、24ビットのA/D変換器を採用した加速度型強震計である。このK-NET95の特性試験の一環として、つくば観測施設(TKN)でバックグラウンド・ノイズの測定試験を行った。この観測点は、関東平野の北東部に張り出した筑波山中の観測点であり、地震計の設置基礎は花崗岩の露出部に建設されたものである。 $A_{env}(f)$ の結果を図1.3に示そう。図中には、参考のため、HNMとLNMも示してある。K-NET95によるバックグラウンド・ノイズの測定時には、STS-2型速度計によるバックグラウンド・ノイズの測定も同時に行われた。図中に示したSTS-2は、STS-2型速度計の出力を増幅し、16ビット型のA/D変換器を有する記録器で測定したバックグラウンド・ノイズから求めた $A_{env}(f)$ である。この測定では、増幅器の増幅度を上げて行くと、ある増幅レベルから $2A_{env}(f)$ は一定のものとなり、図中に示すものとなる。このような測定系におけるSTS-2型速度計の検出能力は、本来、LNM並のものであるから、図に

示したSTS-2は、TKN観測点の検出能力を示すものである。これに対し、K-NET95型強震計は、その検出能力が観測点の検出能力より劣っており、図中のK-NET95は、強震計自体の測定限界を示しているに過ぎない事となる。数値で示すと、K-NET95の検出能力は1 mGalであり、TKN観測点のそれはおよそ0.01 mGalである。従って、TKN観測点では、0.01 mGalを越える地震波の検出が可能であるが、1 mGalを越えないとK-NET95では検出出来ないと言うことになる。

上記の様に、地震波に含まれる様々な位相を検出するには、観測点固有の検出能力を超える検出能力を有する地震計の採用が必要であり、予めバックグラウンド・ノイズの測定をしておくことが必要な仕事となる。図1.3から言えるもう一つの注意事項は、数秒付近のバックグラウンド・ノイズである。海洋潮汐によるこの周波数付近のノイズは、日によっても時間によっても変動するものであるが、観測点が優れているほど、 $A_{env}(f)$ の中では最も大きな位置を占める。場合によっては、地震波がマスカされてしまう周期のノイズである。

1.3 地震計

1.3.1 地震計の種類

地震観測に用いられる地震計には、様々な種類があるが、本資料が主対象とした強震観測に限定すれば、負帰還型加速度計と負帰還型速度計の2種類が殆どとなる。負帰還型地震計の一般論は付録Bに譲るとして、ここでは、この資料で扱った近地地震記録がどのような地震計により観測されたかをまとめておくこととする。

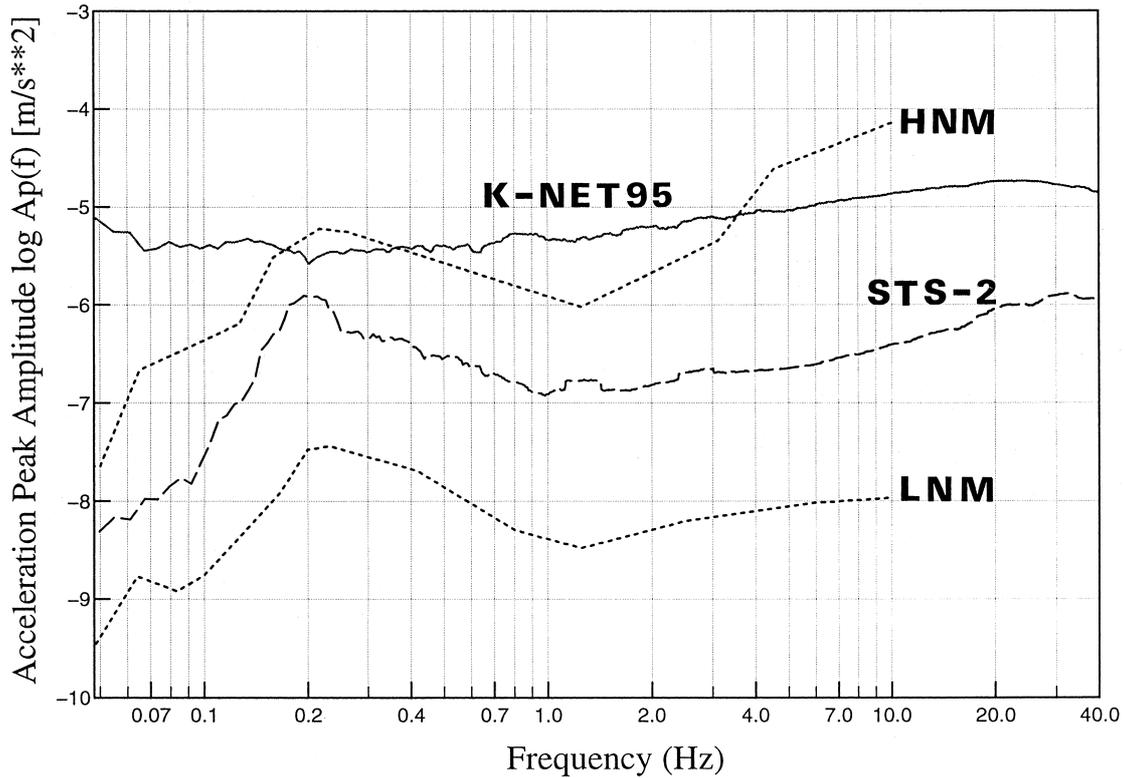


図1.3 K-NET95型強震計の分解能とTKN観測点の分解能. Petersonの振幅スペクトルによる表示
 Fig.1.3 Example of Peterson's amplitude spectrum.

(1) 変位検出変位帰還型加速度計

この型の地震計は、強震観測を始め、産業用機器の中で数多く用いられている。深層観測施設における地中群列観測に用いられているV401型加速度計、K-NETの強震計に使われているV403型加速度計、および、アルタK2型強震計のFBA23型加速度計や最近のILセンサー等がこの型である。この型の地震計は、振り子の変位を変位計で検出し、増幅した後、帰還回路の抵抗を介して制動コイルに帰還電流を流し、振り子を静止位置に保つものである。代表的な例として、V401型加速度計の特性を図1.4に示す。直流感度を有し、振り子の固有振動数まで平坦な振幅特性を有している。

(2) 変位検出速度帰還型速度計

この型の地震計は、上記(1)の地震計において、増幅器の後段に微分回路を組み込み、速度に比例する電流を帰還するものである。我が国で用いられているこの型の代表は、VSE-11/12型速度計である。これは、最近の群列観測で多用されている。また、広帯域地震計の世界標準であるSTS-2型速度計も、この型の地震計である。代表的な例として、VSE-11型速度計とSTS-2型速度計の振幅特性を、各々、図1.5と図1.6に示す。この型の地震計の主出力は、速度出力であるが、副出力として加速度出力を取り出すことが出来る。但し、加速度出力に零感度はない。

(3) 速度検出速度帰還型加速度計

この型の地震計は、構造が比較的簡単で堅牢に出来る利点を有する反面、速度検出を行うため零感度を有しない

欠点を持つものである。その原理は、振り子の動きを駆動コイルで検出し、増幅後、制動コイルへ帰還電流を流し、振り子を静止位置に保つものである。代表的な例としてSA-355型加速度計があり、図1.7の特性を有している。また、出力回路に電流積分回路を付加し、制動電流を電流増幅して、速度出力を持たせた地震計としてVS-355型地震計がある。初期の府中群列観測や江東群列観測に用いられた速度計で、この資料でも多くの記録例がこの地震計から得られている。しかしながら、VSE-11/12型速度計の出現により、この過渡期の速度計は姿を消した。VS-355型速度計の特性を、その回路構成と共に、図1.8に示す。

(4) 村松(VS)型速度計

これは、広帯域地震計と強震用速度計の測定範囲をカバーする地震計であり、純粋に機械的な地震計である(Muramatsu *et al.*, 1998)。基本は固有周期数秒のタリ型振り子であり、粘性の強いシリコンオイル中に固定され、機構的に安定したものとなっている。この地震計は、空気制動の代わりにシリコンオイルによる制動が行われており、面倒な製造過程を持つが、その周波数特性とダイナミックレンジは機械式地震計の白眉である。この地震計(VS-4)の特性は、図1.9に示す。

1.3.2 地震記録の例

ここで紹介する地震記録の例は、つくば強震観測施設(TKN)において記録されたものである。TKN観測施設は花崗岩の露岩上に構築された強震観測用の実験施設である。この施設では、深さ100mまで速度検層が行われ、

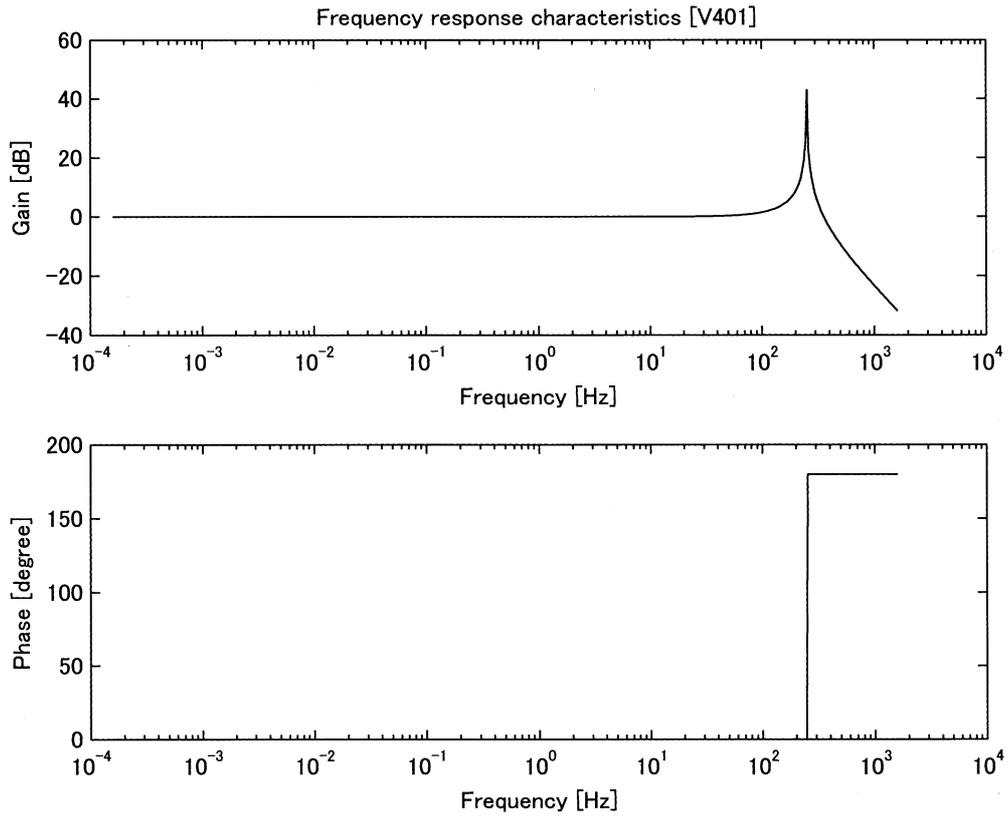


図1.4 V401型加速度計の周波数特性

Fig.1.4 Frequency response characteristics of the V401 accelerometer.

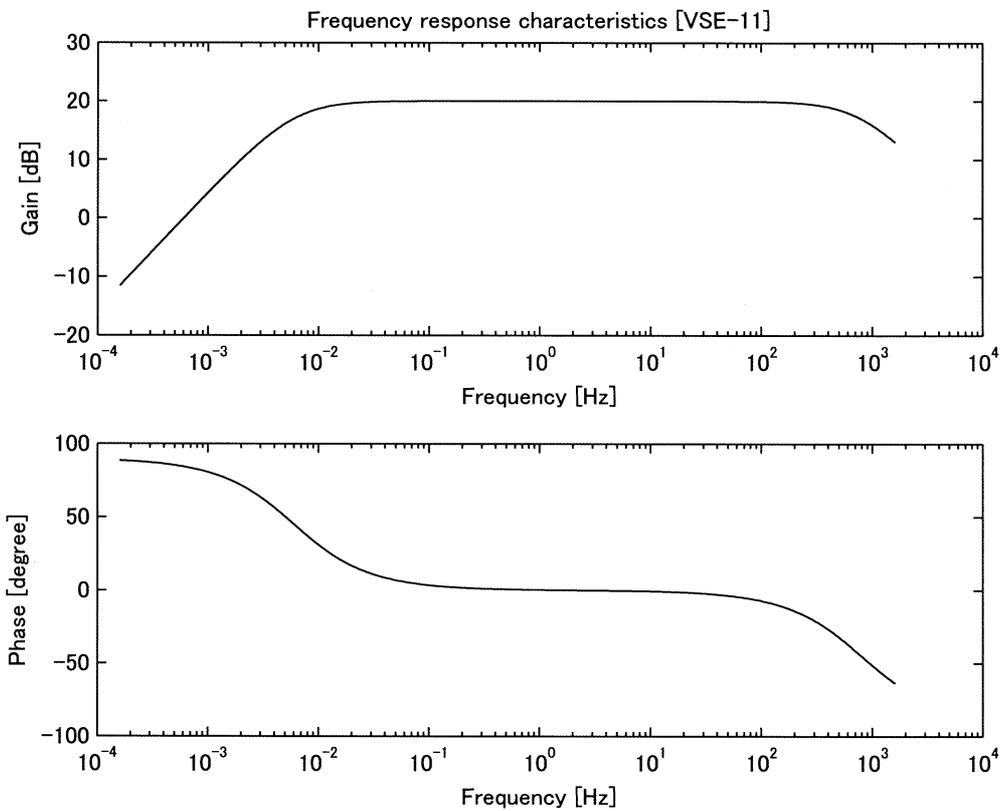


図1.5 VSE-11型速度計の周波数特性

Fig.1.5 Frequency response characteristics of the VSE-11 velocity meter.

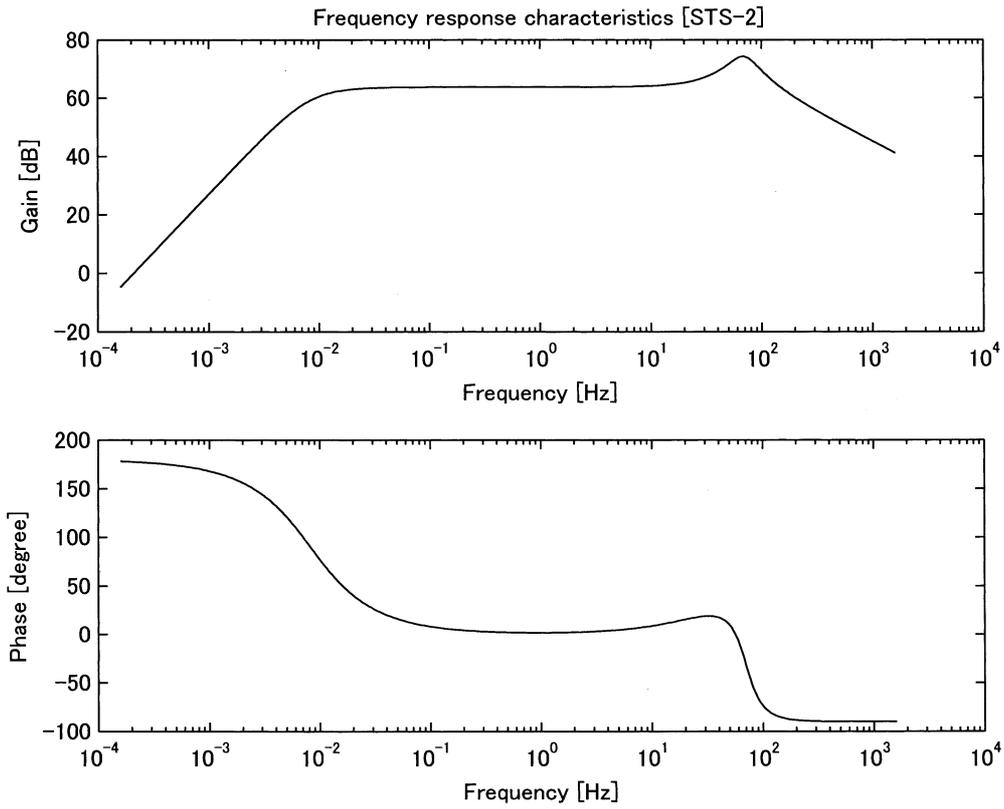


図1.6 STS-2型速度計の周波数特性

Fig.1.6 Frequency response characteristics of the STS-2 velocity meter.

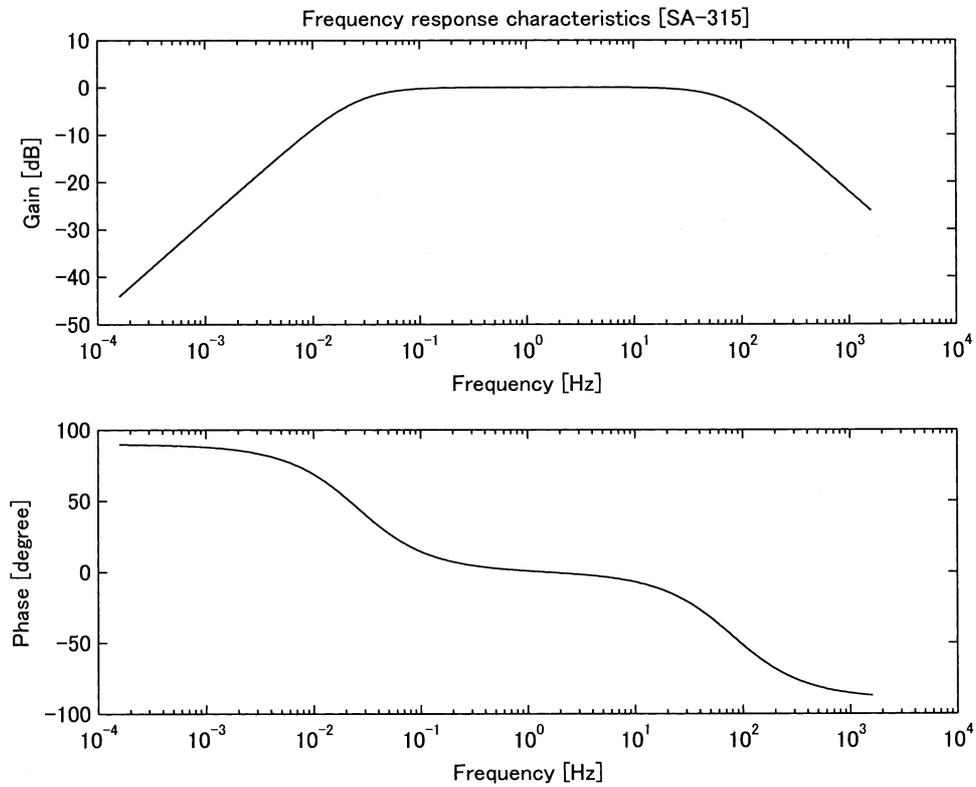


図1.7 SA-315型加速度計の周波数特性

Fig.1.7 Frequency response characteristics of the SA-315 accelerometer.

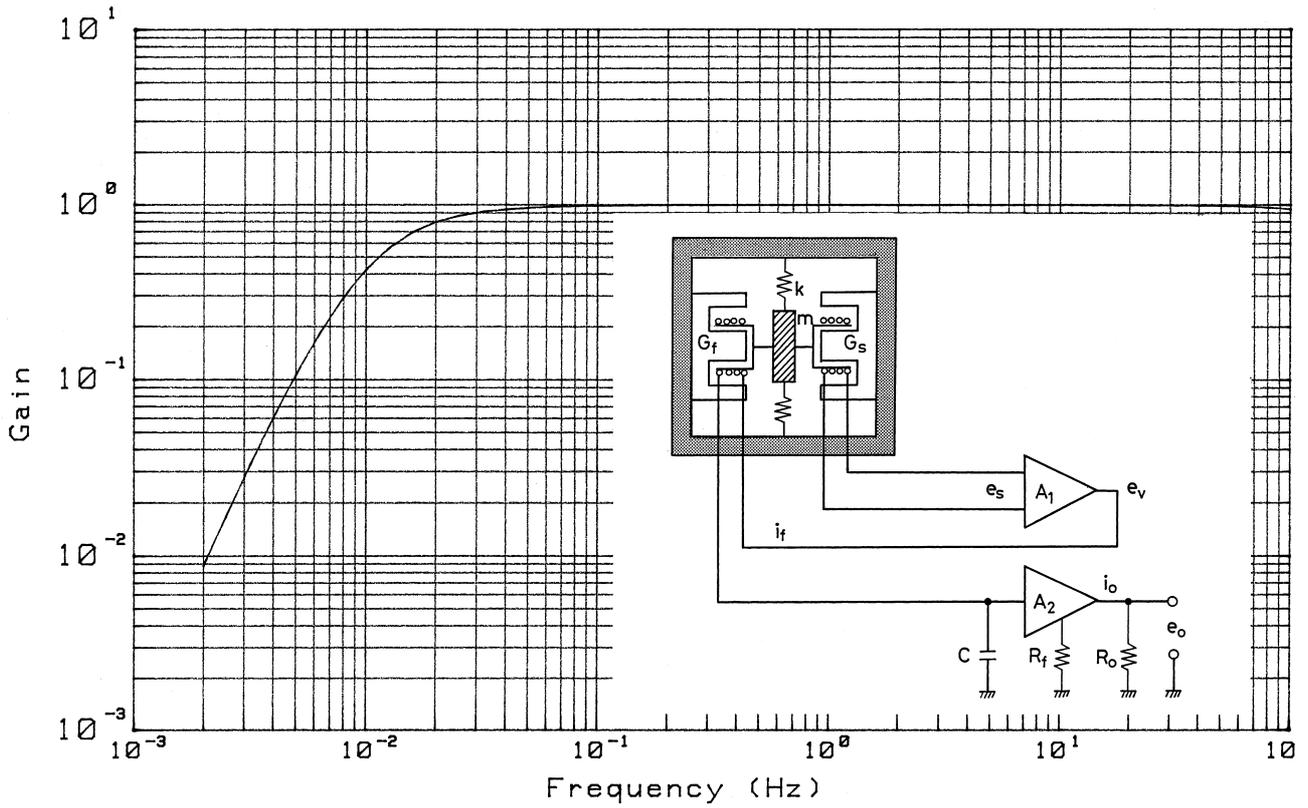


図1.8 VS-315型速度計の振幅特性

Fig.1.8 Frequency response characteristics of the VS-315 velocity meter.

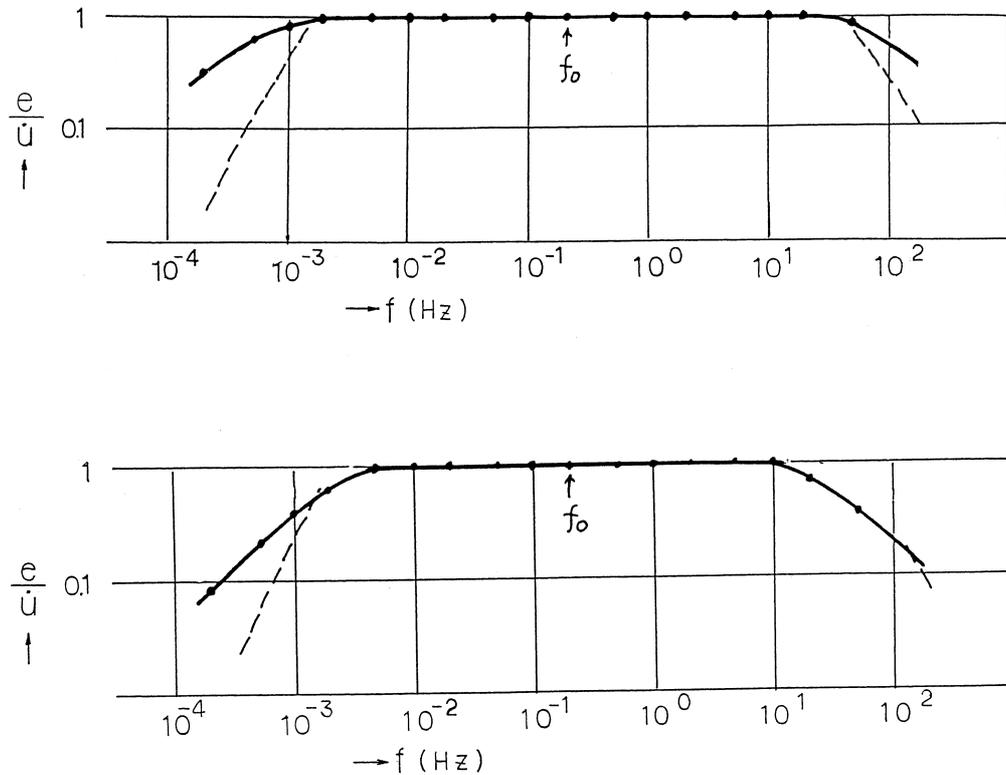


図1.9 VS-4型速度計の振幅特性(太線); (上)水平動成分, (下)上下動成分

Fig.1.9 Frequency response characteristics of the VS-4 velocity meter: (top) horizontal component and (bottom) vertical component.

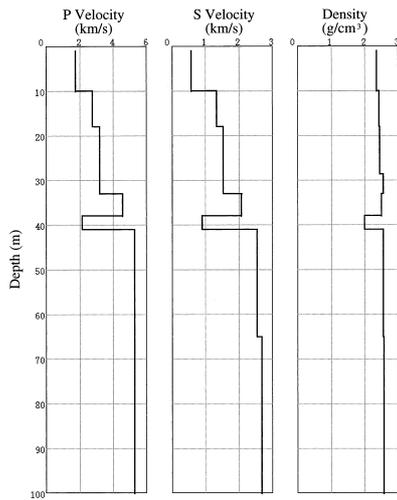


図1.10 TKN観測点における速度検層の結果
 Fig.1.10 Velocity structure obtained at the TKN site.

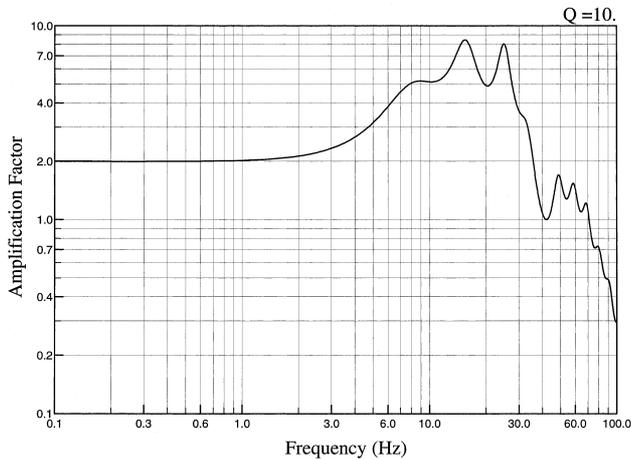


図1.11 TKN観測点における地表100m層の増幅特性
 Fig.1.11 Site amplification of the TKN site for SH waves.

図1.10に示す結果を得ている。即ち、厚さおよそ30mの風化花崗岩の下、およそ40mから新鮮な花崗岩となり、そこでは2.5km/sを越えるS波速度を示している。この速度検層の結果を用いて地下100mに対する地表の増幅特性をS波について計算したものが図1.11である。風化花崗岩の影響が5 Hz以上で顕著となるものの、より低い周波数域では、地表記録と地中100mの記録の周波数特性は同じとなる事をこの図は示している。このTKN観測施設では、表層地盤の影響を把握するために設置された地中100mと地表のVSE-11/12型速度計の他に、比較用として、地表の地震計台座上に、村松式速度計(VS-4)、広帯域速度計(STS-2)、短周期速度計(L-4C-3D)、及び、変位検出変位帰還型加速度計(QA-3000)が設置されている。ここでは、これらの地震計により得られた地震記録の例、特に速度記録の例、を示しておこう。これらの地震記録は、同一の記録器に収録されたものである。即ち、地震記録は、16ビットの分解能を有する記録器を用いて、200Hzの標準化周波数で収

録されている。用いた記録系の周波数特性は、DC～30Hz(-3dB)で平坦特性を有するものである。

記録は、2001年9月25日の地震において得られた速度記録である。上記の5速度型地震計(地表と100m観測井底のVSE-11、VS-4、STS-2及びL-4C-3D)により得られたEW成分記録を図1.12に示す。また、S波部分を含む10.24sのFourier振幅スペクトルを図1.13に示す。これらの図から、以下の事が用意に読みとれよう。

- (1) 0.1～10Hzの帯域で周波数特性が殆ど同じであるVSE-11、VS-4及びSTS-2の地表記録はほぼ同一の速度波形を示し、そのFourier振幅スペクトルも同じである。
- (2) これらの地表記録と比較して、地中100mのVSE-11による速度記録は、1 Hz以上で高周波数成分が小さくなっている。これは、地表の速度記録における高周波数成分は、図1.11が示唆するようにTKNの表層地盤、特に、風化花崗岩により増幅された結果を含んでいることを示している。
- (3) L-4C-3Dは、固有周期1sの動コイル型速度計である。従って、1sより長い周期帯域における速度記録は、地表に設置された他の3つの速度計記録より小さくなっている。これは、波形とFourier振幅スペクトルの両方から観ることが出来る。
- (4) 地中100mの記録における直達S波は、ほぼ1サイクルの波形を示すが、地表の速度記録は、表層地盤の影響を受けより複雑な波形となっている。

1.4 フィルタ

1.3で地震計について述べたので、引き続き、本資料で地震記録を処理するために用いた基本的な技法について幾つか紹介しよう。1.4.1は、この種の信号処理のバックグラウンドとなる変換についてであり、1.4.2はバンドパスフィルタを用いた古典的なスペクトル計算法である。これは、1.2におけるPetersonの振幅スペクトルの推定においても利用されている。1.4.3は積分に関する技法であり、加速度記録を速度或いは変位記録に変換するため必要とするフィルタであり、これも古典的なアナログ計算機の世界からのものである。1.4.4は、スペクトルウィンドウを用いた古典的なスペクトル推定法に属するもので、マルチパを用いる方法である。ここで述べるスペクトル推定は、いずれも低分解能型の推定である。特に、1.4.2の方法は、FFTのアルゴリズムが確立され、時系列解析による高分解能型のスペクトル解析が主流となった今では、教科書にも載らないほど古くなった方法であるが、震源スペクトルの推定(例えば、Kinoshita and Ohike, 2002)、伝搬経路の1/Q(ϕ)の推定(例えば、Kinoshita, 1994)、及び、サイトの増幅特性推定(例えば、Kinoshita and Ogue, 2002)等に用いられ、地震記録の処理全般において馴染みやすい方法である。また、ユークラ波の研究が、同様に、帯域通過フィルタのバンクを用いて発展した事を考えれば、地震波を処理する上で、Fourier解析や時系列解析が必要以上のものを要求している事が判ろう。勿論、これは地震記録の処理に関する一面を見ての事であり、表層地盤や堆積層-基盤系の応答等を相手にするときは、入出力関係が地震記録として与えられることが普通であり、高分解能型のスペクトル解析法

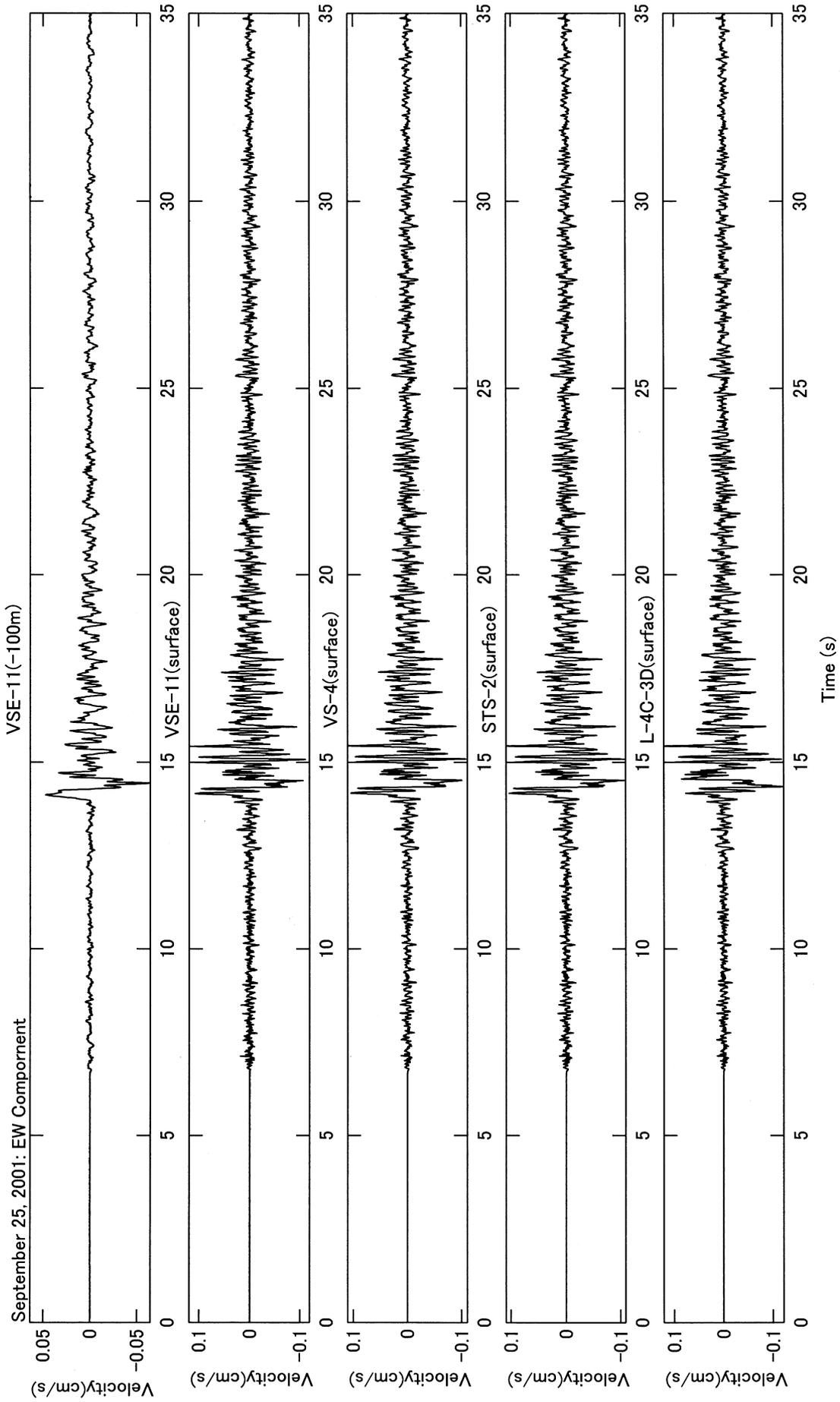


図1.12 TKN観測点において観測された記録の例.記録は, 上から, VSE-11(100m井), VSE-11(地表), VS-4(地表), STS-2(地表)及びL-4C-3D(地表)の各速度計を用いて観測されたEW成分波形を示す.

Fig.1.12 Examples of velocity waveforms obtained at the TKN site.

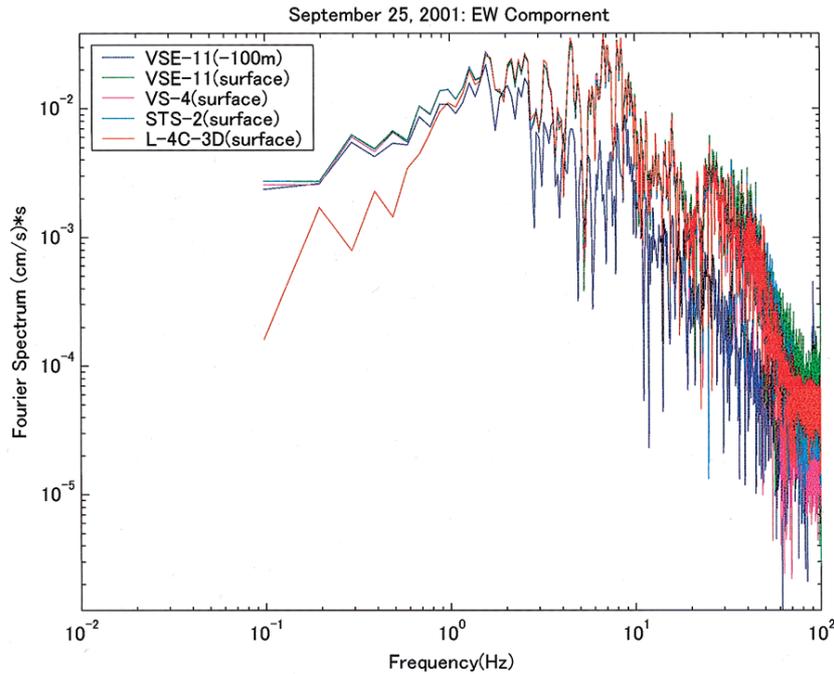


図1.13 図1.12の記録のS波部分10.24sを用いて計算したFourier振幅スペクトル。低周波数域でスペクトルが小さくなる赤色がL-4C-3D型速度計、高周波数域でスペクトルが減少する青紫色がVSE-11型速度計(100m井)で得られた記録のFourierスペクトル。

Fig.1.13 Fourier spectra of velocity seismograms shown in Fig.1.12.

が適当な周波数域で用いられるのが常套である。これについては後述しよう。

1.4.1 z変換

まず、離散化された地震波を扱う上で最も共通な道具となるz変換について説明しよう。連続信号x(t)を標本化時間ΔTで離散化したとき、以下の時系列を得るものとする。

$$\dots, x(-n\Delta T), \dots, x(-3\Delta T), x(-2\Delta T), x(-\Delta T), x(0), x(\Delta T), x(2\Delta T), x(3\Delta T), \dots, x(n\Delta T), \dots$$

この時、時系列{x(nΔT)}_{n=-∞}[∞]のz変換は次式で定義される。

$$X(z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} x(n\Delta T) \cdot z^{-n}, z = e^{s\Delta T} \quad (1-3)$$

ここで、sはLaplace変数とする。また、正規化円振動数λ=ω・ΔT (|λ|≤π)を用いて、次式で表現する事も普通に行われる。

$$X(\lambda) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} x(n \cdot \Delta T) \cdot e^{-in\lambda}$$

この時、

$$(2\pi)^{-1} \int_{-\pi}^{\pi} X(\lambda) \cdot e^{ik\lambda} d\lambda$$

$$= (2\pi)^{-1} \sum_{n=-\infty}^{\infty} x(n\Delta T) \int_{-\pi}^{\pi} e^{-in\lambda} \cdot e^{ik\lambda} d\lambda$$

$$= (2\pi)^{-1} \sum_{n=0}^{\infty} x(n\Delta T) \cdot 2\pi\delta(n-k) = x(k\Delta T)$$

なる逆変換:

$$x(k\Delta T) = (2\pi)^{-1} \int_{-\pi}^{\pi} X(\lambda) \cdot e^{ik\lambda} d\lambda$$

が成り立つ事が判ろう。

このz変数は、Laplace変数sとの間に、z=exp[s・ΔT]、もしくは、s=ln[z]/ΔTの関係を有している。これは、図1.14に示す様に、Laplace平面上の左半面にある-i2π/(2ΔT)≤iω≤i2π/(2ΔT)の部分をz平面上の単位円内へマッピングするものである。即ち、s平面で、原点から虚軸上をi2π/(2ΔT)迄進めると、これは、z平

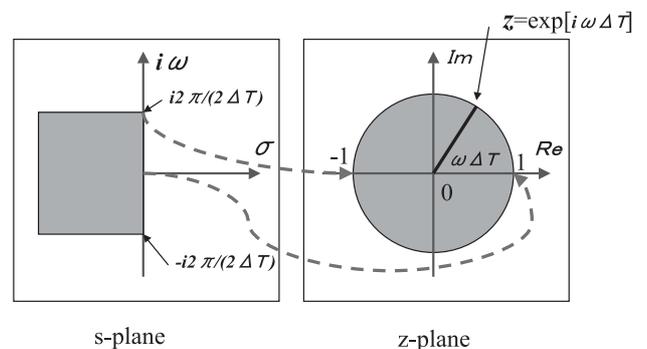


図1.14 複素s平面とz平面の関係を説明する図

Fig.1.14 Relation between the complex s-plane and z-plane.

面上で、1 から単位円上を反時計回りに-1 迄進めたことになる。逆に、 s 平面上で、原点から虚軸上を $-i2\pi/(2\Delta T)$ 迄進めると、これは、 z 平面上で、1 から単位円上を時計回りに-1 迄進めたことになる。ちなみに、 z 変換表示がFourier表示と同じ意味を持つのは、 z 変換表示を単位円上で評価したときである。また、 s 平面上で左半平面は、所謂、安定領域である。従って、この領域がマッピングされる z 平面上の単位円内が安定領域となる。即ち、 z 変換された関数の極が、単位円内にある限り、その関数は発散することもなく、安定な関数となる。これは、デジタルフィルタを z 変換で表現したとき、フィルタの安定問題を扱う上で基本となる。また、全ての零点も単位円内にあるとき、この系は最小位相系という。

さて、 z 変換を扱う上で必要な 2 つの事を示しておこう。以下、簡単の為、必要がない限り $\Delta T=1$ としておく。まず、最初の必須事項は、 z^{-1} が遅延素子となることである。即ち、

$$\begin{aligned} x(k-m) &= (2\pi)^{-1} \int_{-\pi}^{\pi} \left[\sum_{k=-\infty}^{\infty} x(k-m) \cdot e^{-ik\lambda} \right] d\lambda \\ &= e^{-im\lambda} (2\pi)^{-1} \int_{-\pi}^{\pi} \left[\sum_{k=-\infty}^{\infty} x(k-m) \cdot e^{-i(k-m)\lambda} \right] d\lambda \\ &= z^{-m} X(z) \end{aligned}$$

となる。簡単な例を示そう。今、ある系があり、 $y(k) = x(k) + ax(k-1)$ なる入出力関係が満たされているとする。この時、 $\{y(k)\}$ と $\{x(k)\}$ の z 変換表示を、各々、 $Y(z)$ 及び $X(z)$ とする。上式を適用すると、これは、 $Y(z) = X(z) + az^{-1}X(z) = (1+az^{-1})X(z)$ となる。即ち、この入出力系は、 $1/(1+az^{-1})$ となる。従って、一つの極 $z^* = -a$ が存在し、これが単位円内にある $|a| \leq 1$ の時、この系は安定となる。この例は、あまりにも簡単であり失礼かも知れないので、少し z 変換らしい例を示しておこう。今、以下の入出力関係を有する系 $H(z)$ を考えよう。

$$y(k) = \{x(k) + x(k-1) + \dots + x(k-N+1)\} / N$$

相加平均による平滑化であるから、低域通過フィルタの働きをすることが判ろう。 z^{-1} が遅延素子であることを用いれば、その z 変換表示は次式となる。

$$\begin{aligned} Y(z) &= H(z)X(z) \\ &= N^{-1} \{1 + z^{-1} + z^{-2} + \dots + z^{-(N-1)}\} X(z) \\ &= N^{-1} (1 - z^{-N}) (1 - z^{-1})^{-1} X(z) \end{aligned}$$

この関数 $H(z)$ は、 $z = e^{i\omega\Delta T}$ を代入すると判るように、円周波数 ω に対し、高周波数域でsinc関数型の減衰をする低域通過フィルタとなる。しかしながら、ここでの要点は、この $H(z)$ の表式を用いると、入出力関係が次式となることである。

$$y(k) = y(k-1) + [x(k) - x(k-N)] / N$$

当初の式に比較して、演算回数が減少していることが判ろう。特に、 $\{x(k)\}$ に関する計算が N サンプル毎になり、

$H(z)$ をハードウェアで実現することに経済性を見いだすことが出来る。実際、 $H(z)$ を 3 段カスケードに接続した $H^3(z)$ 型の低域通過フィルタは、最新の 24bit 型 A/D 変換器のデジメーションフィルタにも用いられている。

さて、 z 変換を扱う上で、もう一つ知っておかねばならないことは、2 つの z 変換列の畳込みである。今、 $X(z)$ と $Y(z)$ が、各々、

$$X(z) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} x(k)z^{-k}, Y(z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} y(n)z^{-n}$$

で与えられたとする。この時、二つの z 変換列を畳込んで得られる $W(z)$ は次式となる。

$$\begin{aligned} W(z) &= \sum_{k=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} x(n)y(k-n)z^{-k} \\ &= \sum_{k=-\infty}^{\infty} x(n)z^{-n} \sum_{k=-\infty}^{\infty} y(k-n)z^{-(k-n)} = X(z)Y(z) \end{aligned}$$

1.4.2 狭帯域通過フィルタを用いたスペクトル表現

バックグラウンドノイズの様な雑音過程を考察する場合、その出発点となるのが相関関数である。また、雑音過程のスペクトル表現を見いだす場合にも、相関関数とその基本となる。いま、標準化時間 ΔT で離散化されたバックグラウンドノイズを平均零の正規分布からの標本と仮定して、 $\{x(1), x(2), \dots, x(N)\}$ とする (ΔT を省略する)。この時、

$$X(\lambda) = (2\pi N)^{-1/2} \sum_{k=1}^N x(k) \cdot e^{-ik\lambda}, \lambda = 2\pi f \cdot \Delta T$$

なる展開を用いれば、

$$\int_{-\pi}^{\pi} e^{ik\lambda} d\lambda = 2\pi\delta(k)$$

なる関係式を用いて、自己共分散関数 $\{R_X(n)\}$ の推定値が以下の様に得られる。

$$\begin{aligned} \hat{R}_X(n) &= \int_{-\pi}^{\pi} X(\lambda)X(-\lambda) \cdot e^{in\lambda} d\lambda \\ &= N^{-1} \sum_{k=1}^{N-n} x(k+n)x(k) \end{aligned}$$

これは、

$$R_X(n) = E[x(k+n)x(k)]$$

で定義される自己共分散関数の自然な推定値である。自己共分散関数を用いて、パワースペクトルは次式で定義される。

$$P_X(\lambda) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} R_X(k) \cdot e^{-ik\lambda}$$

従って、 $P_X(\lambda)$ と $R_X(n)$ とが、以下の関係式で結びつけられる。

$$(2\pi)^{-1} \int_{-\pi}^{\pi} P_X(\lambda) \cdot e^{in\lambda} d\lambda$$

$$= (2\pi)^{-1} \sum_{k=-\infty}^{\infty} R_X(k) \int_{-\pi}^{\pi} e^{i(n-k)\lambda} d\lambda = R_X(n)$$

いま、中心周波数 f_0 、バンド幅 B_0 の狭帯域通過フィルタを通した時系列を $\{x_0(k)\}_{k=1}^N$ とすると、上式の関係は、以下の様になる。

$$\begin{aligned} N^{-1} \sum_{k=1}^N x_0^2(k) &= (2\pi)^{-1} \int_{-\pi}^{\pi} \hat{P}_X(\lambda_0) d\lambda \\ &= (2\pi)^{-1} \cdot 2\hat{P}_X(f_0) \int_{f_0-B_0/2}^{f_0+B_0/2} 2\pi\Delta T df \\ &= 2B_0 \cdot \Delta T \hat{P}_X(f_0) \end{aligned}$$

従って、

$$\Delta T \hat{P}_X(f_0) = N^{-1} \sum_{k=1}^N x_0^2(k) / 2B_0 \quad (1-4)$$

となる。これが、狭帯域通過フィルタを用いたスペクトルの表現式であり、1.4.1で既に用いた関係であることに気がつく。

さて、ここで一つの有益な関係を示しておこう。一つは、 $X(\lambda)$ についてである。 $\hat{R}_X(n)$ に関する表現式から、

$$E \left[\int_{-\pi}^{\pi} X(\lambda) X(-\lambda) d\lambda \right] = (2\pi)^{-1} \int_{-\pi}^{\pi} P_X(\lambda) d\lambda$$

が導かれる。即ち、

$$E[X(\lambda)X(-\lambda)]d\lambda = \Delta T \cdot P_X(f)df$$

となる。従って、 $E[X(\lambda)X(-\lambda)]$ もまた、スペクトル密度関数を定義している。このスペクトル形式は今後も使われる形式である。

1.4.3 積分器

多くの場合、強震観測では負帰還型加速度計が常用されている。しかしながら、この資料で扱う地震記録は、加速度のみならず、速度及び変位波形に及んでいる。従って、ここでは、加速度記録を速度及び変位記録に変換するための積分法(木下, 1981)を示しておこう。まず、この分野で用いられる一般的な積分について述べよう。即ち、加速度換振器及び記録器が持つ $1/f$ ノイズに対処するため、地震及び地震工学における積分は、Laplace変換を用いて、

$$I(s) = s^{-1} \cdot H(s)$$

の形で表示される。もちろん、 s^{-1} が積分であり、 $H(s)$ が低周波数域での $1/f$ ノイズとドリフトを除去するための高域通過フィルタである。 $H(s)$ の関数形としては、通常、2次系、

$$H(s) = s^2 / (s^2 + 2h_i\omega_i s + \omega_i^2),$$

が用いられる。あまり次数を上げるとよけいな過渡応答が生じるため、2次系が妥当なところである。よって、

$$I(s) = s^{-1} / (1 + 2h_i\omega_i s^{-1} + \omega_i^2 s^{-2})$$

となる。

さて、実際の地震記録は、A/D変換されて、離散系列として与えられるため、ラプラス変数による扱いは不自由であり、 z -変換形に代える必要がある。すなわち、 $I(s)$ を z -変換形で求めるためには、 s^{-1} と s^{-2} の z -変換形を求める必要がある。いま、標準化時間を ΔT とする。このとき、ラプラス変数 s と z 変数は、 $s = \ln(z) / \Delta T$ の定義式を用いて変換される。まず、

$$\ln(z) = 2 \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1)^{-1} \cdot u^{2n+1},$$

と級数展開を行う。但し、 $u = (1-z^{-1}) / (1+z^{-1})$ とする。このとき、

$$\begin{aligned} s^{-1} &= \Delta T / \ln(z) = (\Delta T / 2) \cdot \\ &[u^{-1} - (1/3)u - (4/45)u^3 - (44/954)u^5 \dots], \end{aligned}$$

なるローラン展開を利用して、その定数項と主要部で s^{-1} と s^{-2} の近似形を求めると、

$$s^{-1} = (\Delta T / 2) \cdot (1+z^{-1}) / (1-z^{-1}),$$

及び、

$$s^{-2} = (\Delta T / \sqrt{12})^2 \cdot (1+10z^{-1}+z^{-2}) / (1-z^{-1})^2,$$

となる(この近似形は、 z -form と呼ばれる [Jury (1964)]。従って、 $I(s)$ の z -変換形は次式で与えられる。

$$I(z) = \frac{\beta_0 + \beta_2 z^{-2}}{1 - \alpha_1 z^{-1} - \alpha_2 z^{-2}},$$

ここで、

$$\begin{aligned} \alpha_0 &= 12 + 12h_i\omega_i\Delta T + (\omega_i\Delta T)^2, \\ \alpha_1 &= \{24 - 10 \cdot (\omega_i\Delta T)^2\} / \alpha_0, \\ \alpha_2 &= \{-12 + 12h_i\omega_i\Delta T - (\omega_i\Delta T)^2\} / \alpha_0, \\ \beta_0 &= 6\Delta T / \alpha_0, \\ \beta_2 &= -\beta_0 \end{aligned}$$

となる。よって、加速度列 $\{a(n)\}$ から速度列 $\{v(n)\}$ を得る時系列表示は次式となる。

$$v(n) = \alpha_1 v(n-1) + \alpha_2 v(n-2) + \beta_0 \{a(n) - a(n-2)\} \quad (1-5)$$

上記の時系列表示を、少し強引ではあるが(これは、後述するDurbin-Levinsonのアルゴリズムを逆に用いて変換されるが)、次式に代えてみる。

$$v(n) = -\kappa_1(1+\kappa_2) \cdot v(n-1) - \kappa_2 \cdot v(n-2) + \kappa_0 \cdot \{a(n) - a(n-2)\} \quad (1-6)$$

ここで、

$$\begin{aligned} \kappa_0 &= \beta_0, \\ \kappa_1 &= -\{12 - 5(\omega_i\Delta T)^2\} / \{12 + 5(\omega_i\Delta T)^2\}, \\ \kappa_2 &= -\alpha_2 \end{aligned}$$

となるが、この形式は、所謂格子型フィルタを構成するのに便利な変換であり、図1.15で示すようなデジタル積分器が構成される(木下, 1986a)。

ここでの最後として、SMDA2による積分について示そう。まず、SMDA2にはK-NETフォーマットの記録ファイルが読み込まれているものとする。積分は、メニューの[編集(E)]にある[フィルタ(F)]から[積分(I)]を選択し(図1.16(a))、積分のパラメータを入力する図1.16(b)のダイアログを開示する事から始まる。図1.16(b)で、積分の下限周波数となる[中心周波数]のフィールドボックスに数値を入力し、[ゲイン]ファクタを0.6321とする。この時、積分を行う[対象チャンネル]を選択すれば、準備は終わりである。[フィルタ(I)]のボタンを押せば、図1.16(a)の波形を積分した図1.16(c)を見られよう。これは、加速度波形を速度波形に変換したものであるが、変位波形としたければ、この段階で、更に“積分”を繰り返せばよい。結果は、図1.16(d)となる。なお、SMDA2では、積分フィルタの他に、低

域通過、高域通過、及び、帯域通過フィルタと微分フィルタを有している。これらは、全て2次形式によるものであり、例えば、低域通過フィルタは $\omega_i^2 / (s^2 + 2h_i\omega_i s + \omega_i^2)$ に z -form を適用して z^{-1} の関数に変換したものである。但し、帯域通過フィルタのみは、零位相フィルタとなっており、一回の操作で-3 dB点以上周波数域で-36dB/octaveの減衰が入ることを注意しておこう。

1.4.4 スペクトル・ウィンドウによるパワースペクトルの平滑化(Multi-taper spectrum)

今日では、時系列モデルによるスペクトル推定が主流となり、スペクトル・ウィンドウを用いるスペクトル推定は陰が薄くなっている。何故この様な傾向が生じたかと言えば、計算機の発達と分解能の高いスペクトル推定への要請が原因として上げられよう。しかしながら、Fourier解析的な低分解能型のスペクトル推定は、スペクトル構造の全体像を把握する上で、時系列解析による敏感なスペクトル推定よりも、間違いが生じない点

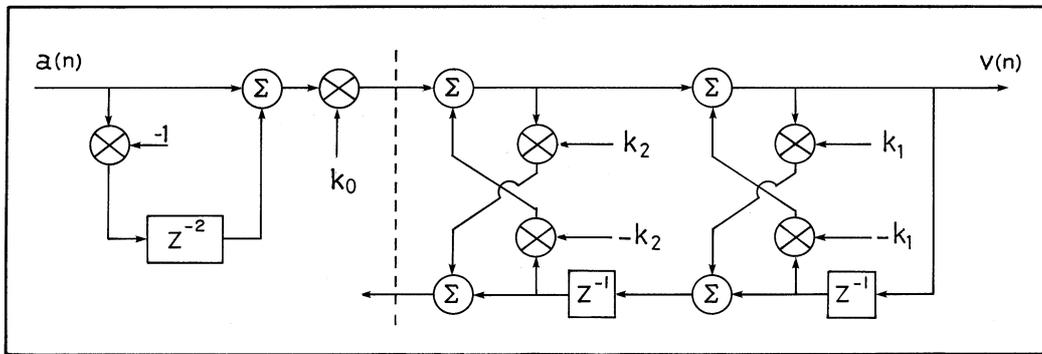


図1.15 積分器の格子型フィルタによる表現
Fig.1.15 Integrator having a lattice structure.

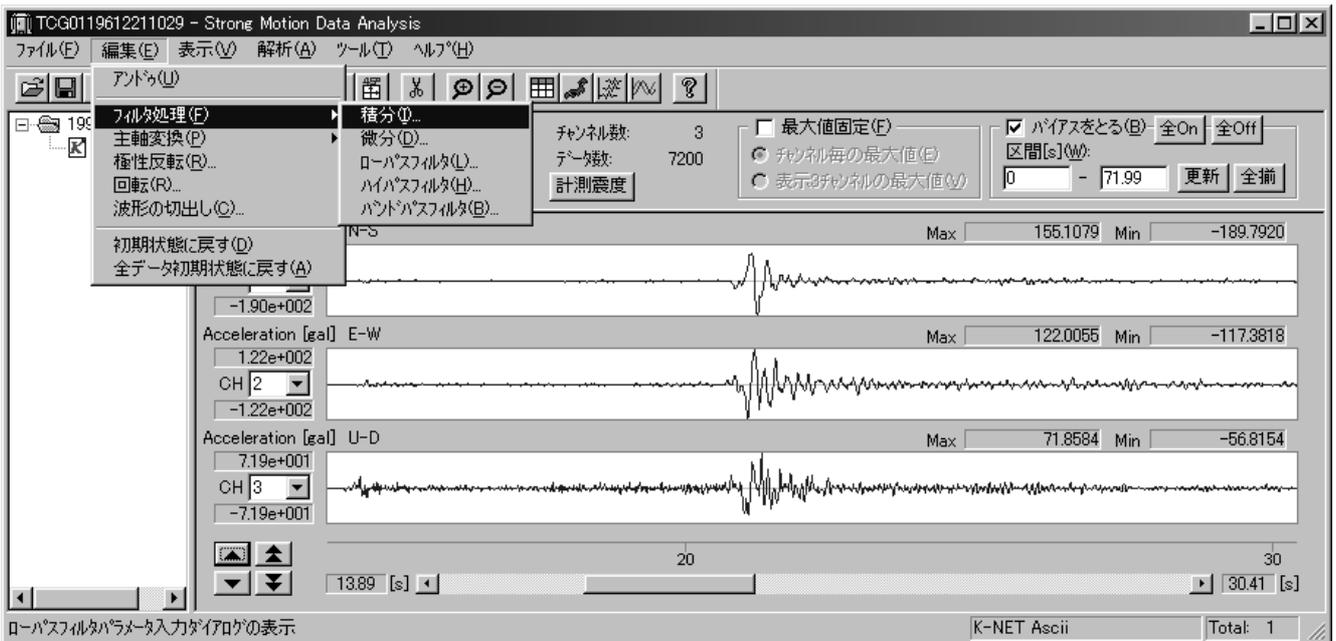


図1.16 (a) SMDA2における積分の手順(1/4)
Fig.1.16 (a) Procedure for the integration of seismic wave signals (1/4).

において優れている様に思われる。例えば、 f_{\max} の推定 (例えば、Kinoshita, 1992) の様なスペクトル構造の概形推定などでは、スペクトル・ウィンドウを用いる方法が適している様に思える。さて、周波数領域で定義されるスペクトル・ウィンドウを $W(f)$ 、生のスペクトルを $P(f)$ とすると、平滑化されたスペクトル $\bar{P}(f)$ は、次式で与えられる。

$$\bar{P}(f) = \int_{-\infty}^{\infty} P(g)W(f-g)dg$$

$W(f)$ の主領域をバンド幅 $2B$ で表現すれば、これは次式で定義される。

$$2B = \left[\int_{-\infty}^{\infty} W^2(f)df \right]^{-1}$$

このバンド幅の定義の持つ意味は、最も簡単なウィンドウである $W(f) = 1/2B, |f| \leq B$ ($|f| > B$ で $W(f) = 0$) について上式が成り立つ事から明らかであろう。しかしながら、多くのウィンドウでは、この例のように物理的に明瞭なバンド

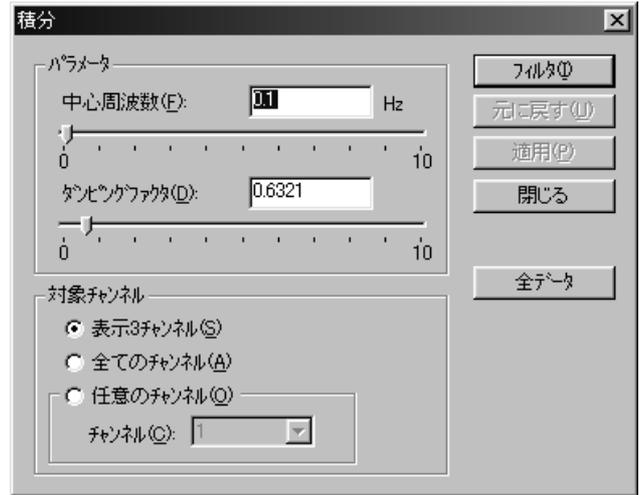


図1.16 (b) SMDA2における積分の手順(2/4)
 Fig.1.16 (b) Procedure for the integration of seismic wave signals (2/4).

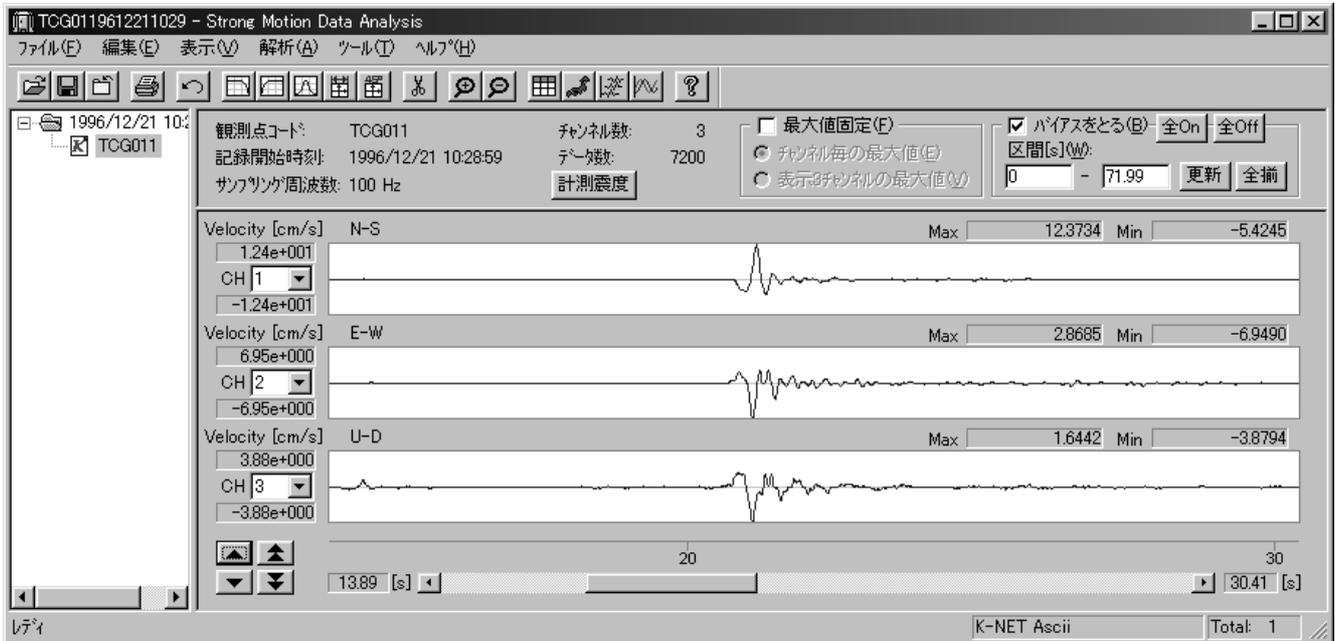


図1.16 (c) SMDA2における積分の手順(3/4)
 Fig.1.16 (c) Procedure for the integration of seismic wave signals (3/4).

幅が得られず、便宜的に上式の定義をもってバンド幅としている。また、スペクトル・ウィンドウで、バンド幅の外部に漏れた部分をサイド・ローブ (side-lobe) と言い、バンド幅内の部分をメイン・ローブ (main-lobe) と言う。

さて、より実際的な話に移ろう。スペクトル・ウィンドウを一種のデジタル・フィルタと見なした時、代表的なウィンドウによるスペクトル推定には、Hanning (Julius von Hann) ウィンドウによる

$$\bar{P}(f_n) = 0.25P(f_{n-1}) + 0.5P(f_n) + 0.25P(f_{n+1})$$

とHamming (R.W.Haming) ウィンドウによる

$$\bar{P}(f_n) = 0.23P(f_{n-1}) + 0.54P(f_n) + 0.23P(f_{n+1})$$

とがある (これらのウィンドウは、 z 変換を用いて、各々、 $W(\lambda) = 0.25e^{i\lambda} + 0.5 + 0.25e^{-i\lambda}$ 及び $W(\lambda) = 0.23e^{i\lambda} + 0.54 + 0.23e^{-i\lambda}$ となることに気がつこう)。音声の解析などでは、Hamming ウィンドウが常用されている。これらの式で、 $\{P(f_n)\}$ が生のスペクトルであり、 $\{\bar{P}(f_n)\}$ が平滑化されたスペクトルである。これらのウィンドウ係数に課せられる条件は、面積不変性 $\sum_{n=-N}^N |w_n| = 1$ と対称性 $|w_n| = |w_{-n}|$ である。これらは、ウィンドウを用いる事により生スペクトルの面積が変わら

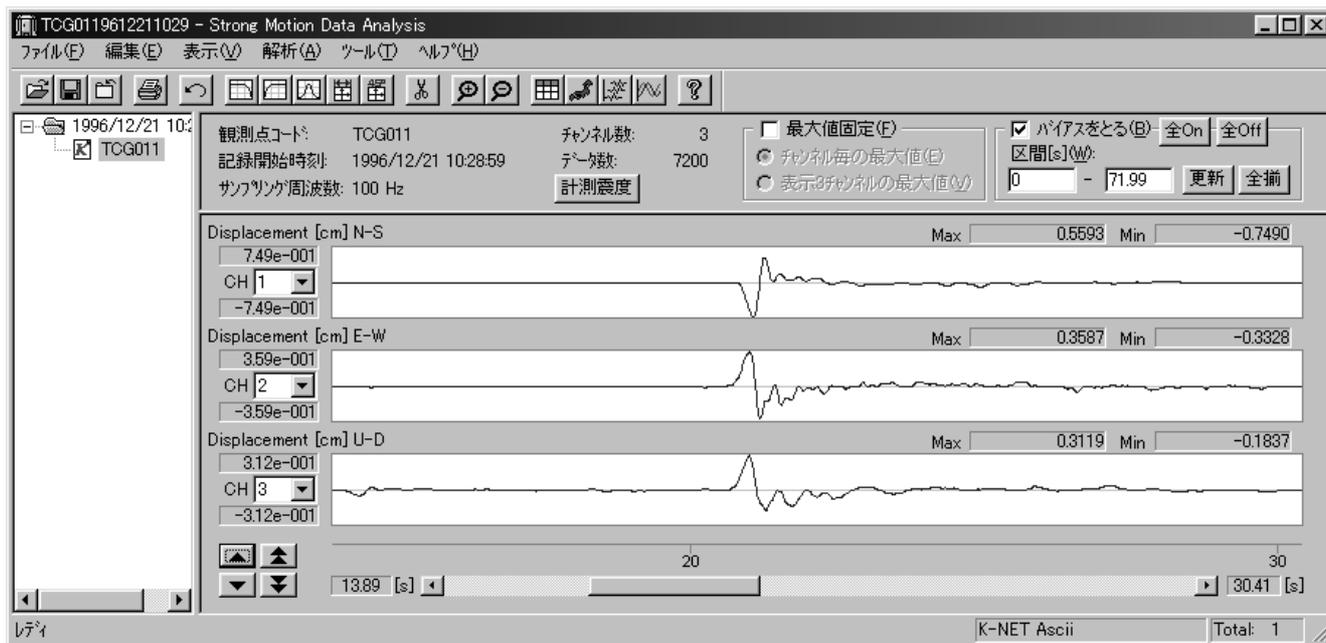


図1.16(d) SMDA2における積分の手順(4/4)

Fig.1.16 (d) Procedure for the integration of seismic wave signals (4/4).

ないようにするためと、平均操作において中心周波数の前後のスペクトルの扱いを平衡に行うためである。また、バンド幅は、上記の定義を離散化して、 $2B = [\sum_{n=-N}^N w_n^2]^{-1}$ で与えられる。

そこで、どのようなスペクトル・ウインドウが最適なものとなるかを考察する前に、その評価の基礎となるバイアス(bias)とリーケジ(leakage)について述べよう。バイアスとは、平滑化されたスペクトルが本来のスペクトルからどの程度離れているかを言う。当然のことながら、スペクトル・ウインドウのシャープさがバイアスを小さくする。リーケジとは、サイドローブの存在により、バンド幅の外にあるスペクトルまでが平滑化の際に漏れ込んでくる事を言う。従って、最適なスペクトル・ウインドウは、バイアスとリーケジを可能な限り小さく出来るものとなる。これは、スペクトル・ウインドウを周波数(スペクトル)領域で考えたとき、メインローブにおける振幅スペクトルを最大化すると共に、サイドローブの振幅スペクトルを相対的に最小化する事に換言される。即ち、メインローブのスペクトル面積 A_m をウインドウが持つ全スペクトル領域の面積 A_T に対し最大化する事で定式化される。実際に、スペクトル・ウインドウの z 変換を

$$W(z) = \sum_{k=0}^{N-1} w_k z^{-k} = \sum_{k=0}^{N-1} w_k e^{-ik\lambda}$$

とすると、 $2B$ をメインローブのバンド幅としたとき、

$$A_m = (2\pi)^{-1} \int_{-2\pi B}^{2\pi B} |W(\lambda)|^2 d\lambda$$

$$= \sum_{k=0}^{N-1} \sum_{l=0}^{N-1} w_k w_l \sin[2\pi B(k-l)/N] / [\pi(k-l)]$$

及び

$$A_T = (2\pi)^{-1} \int_{-\pi}^{\pi} |W(\lambda)|^2 d\lambda = \sum_{k=0}^{N-1} w_k^2$$

となる。従って、 $\beta = A_m / A_T$ は次式となる。

$$\beta = \left[\sum_{k=0}^{N-1} \sum_{l=0}^{N-1} w_k w_l \sin\{\pi B(l-l)/N\} / \{\pi(k-l)\} \right] / \sum_{k=0}^{N-1} w_k^2$$

ここで、

$$\vec{w} = [w_0, w_1, \dots, w_{N-1}]^T$$

なるベクトルと、 $\sin[2\pi B(k-l)/N] / [\pi(k-l)]$ を (k,l) 要素とする行列 M を考えれば、 $\beta = \beta = \vec{w}^T M \vec{w} / \vec{w}^T \vec{w}$ となる。即ち、 $M\vec{w} = \beta \vec{w}$ なる固有値問題で、固有値 β を最大とする \vec{w} が最適なスペクトル・ウインドウとなる。但し、 $\sum_{k=0}^{N-1} |w_k| = 1$ なる条件は、ここでも課せられる。

この固有値問題、 $M\vec{w} = \beta \vec{w}$ を満たすベクトル関数 \vec{w} は、扁球回転楕円体関数と言われる。実際の計算でこの関数を求めることは、数値計算を用いる事になる。この関数における固有値 β は、1 を上限として 1 に近いところで連続して得られる。即ち、我々が必要としている β が大きなスペクトル・ウインドウは複数出現する。Thomson(1982)の multi-taper法とは、 β を大きい順に、 $\beta_1, \beta_2, \beta_3, \dots, \beta_K$ と

し、対応する固有ベクトルを $\vec{w}_1, \vec{w}_2, \vec{w}_3, \dots, \vec{w}_K$ としたとき、 τ -タ列 $x(0), x(1), \dots, x(N-1)$ に対して

$$X_k(\lambda) = \sum_{n=0}^{N-1} w_n^{(k)} x(n) z^{-n}$$

なるFourier変換を行い、

$$p_{multi-taper}(\lambda) = K^{-1} \sum_{k=0}^{K-1} \beta_k^{-1} |X_k(\lambda)|^2$$

で与えられる。ここで、 $w_n^{(k)}$ は τ - π ベクトル \vec{w}_k の第 n -1 成分である。

さて、ここから先の展開は実用上必要なものではあるが、この資料の範囲を超えるため、Thomson(1982)の結果のみを2つ記述する。まず、この扁球回転楕円体関数は $2p = N\Delta T \cdot 2B$ で π の幅 $2B$ を指定したとき、この τ - π 関数は $p\pi$ の扁球回転楕円体 τ - π と呼ばれ、 $2B = 2p / N\Delta T$ の π の幅が規定される τ - π となる。実際の π 計算では、固有値問題を解く必要があるため、 τ -タ数 N と標本化周期 ΔT 及び整数 p を予め与えることにより π の幅 $2B$ を決定する。

次に、Thomson(1982)が示した、固有値がほぼ1に近い複数個の π を用いてリーケイジから生じる π を小さくする適応型 π 推定法を示そう。実際は、この適応型 π をマルチ π と呼ぶ。これは、周波数依存型の重み関数 $d_k(\lambda)$ を用いて、

$$\hat{P}_{adaptive-multi-taper}(\lambda) = \sum_{k=0}^{K-1} |d_k(\lambda) X_k(\lambda)|^2 / \sum_{k=0}^{K-1} |d_k(\lambda)|^2$$

の形で与えられる。ここで、 $d_k(\lambda)$ は、

$$d_k(\lambda) = \sqrt{\beta_k} P_{adaptive-multi-taper}(\lambda) / [\beta_k P_{adaptive-multi-taper} + \sigma_x^2 (1 - \beta_k)]$$

で与えられる。 σ_x^2 は $\sigma_x^2 = \sum_{n=0}^{N-1} x_n^2$ である。この周波数依存型の $d_k(\lambda)$ は、 $\hat{P}_{adaptive-multi-taper}(\lambda) = P_{adaptive-multi-taper}(\lambda)$ となるように繰り返し計算をすることから求まる。即ち、まず、

$$P_{adaptive-multi-taper}(\lambda) = [|X_0(\lambda)|^2 + |X_1(\lambda)|^2] / 2$$

を初期値として $d_k(\lambda)$ の計算を行い、結果を $\hat{P}_{adaptive-multi-taper}(\lambda)$ の式に代入する。得られた $\hat{P}_{adaptive-multi-taper}(\lambda)$ は、これを $P_{adaptive-multi-taper}(\lambda)$ に代入して $d_k(\lambda)$ を計算する。このようにして、 $\hat{P}_{adaptive-multi-taper}(\lambda) = P_{adaptive-multi-taper}(\lambda)$ となるまで $d_k(\lambda)$ を繰り返し計算する。このようにして得られる $\hat{P}_{adaptive-multi-taper}(\lambda) = P_{adaptive-multi-taper}(\lambda)$ をマルチ π と呼ぶ。

最後に、SMDA2を用いてマルチ π を計算してみよう。まず、K-NETフォーマットの記録ファイルをSMDA2のアイコン上にドラッグしてドロップする。記録波形が表示されるので、メニューの中の[編集(E)]から[波形の切出し(C)]を選択する。波形の切出しの為のダイアログが表示される。次に、このダイアログ上で、計算に用いる区間を選定する。次に、メニューの中の[解析(A)]から[Multi-taper π]を選択するとマルチ π の計算ダイアログが表示されよう(図1.17)。このダイアログ上における選択肢は、コンボボックスで示される記録のチャンネル(CH)と、 π 計算に用いる幾つかのパラメータである。即ち、 τ -タ数 N と標本化時間 ΔT が波形の切出し

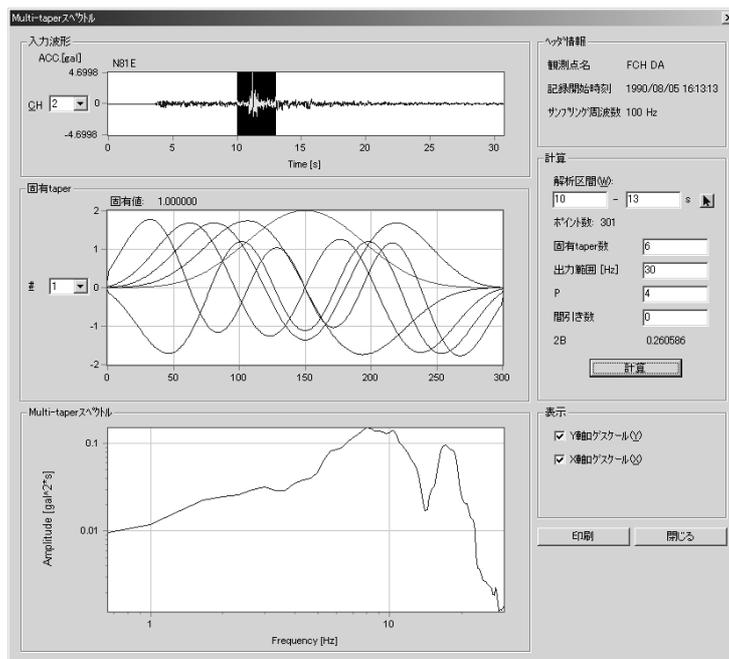


図1.17 SMDA2におけるmulti-taper π 推定の為のダイアログ
Fig.1.17 Procedure for calculating multi-taper spectrum.

により既に決められているので(但し、この段階でデータの
間引きは可能であり、計算フレームの中の間引き数で調整可
能である)、 P を指定する事により、バンド幅 B が自動的に
計算される。また、計算周波数(と言うより、表示する
周波数)範囲を[出力範囲[Hz]]で指定する。最後に、固有テ
ーパの数を指定すれば、計算準備は終わりである。[計算
ボタン]を押せば、マルチテーパスペクトルダイアログのグラフ
ウィンドウ上に、上から、計算に用いた波形部分、固有テーパ
と固有値、そして、 $P_{adaptive-multi-taper}(\lambda)$ が順次表示される。また、推
定された $P_{adaptive-multi-taper}(\lambda)$ を保存するため、結果を示す
ダイアログのグラフウィンドウ上でマウスを右クリックし、新しいメニューを
表示させ、[テキスト]を選択しよう。推定された結果がクリ
ップボード上にテキスト形式で記述されるので、これを適当な
テキストに貼り付ける事が出来る。通常、小地震の f_{max} の推
定に用いるパラメータは、 $N\Delta T=2.56s$ 、 $P=4$ (従って、
 $2B=3.125Hz$)、テーパ数6程度である。このマルチテーパ
スペクトルの計算では、固有値問題を数値計算で解くため、かなり
の時間が要求される。従って、計算区間長 $N\Delta T$ をあまり
大きくする事は、実用的ではない事を注意しておこう。

1.5 直達実体波

1.5.1 直達実体波の表現法と関東地域の例

近地で地震断層から発生した地震波、特に、直達S波が、
どのように地表伝播するかを簡単に説明しよう。これは、
直達実体波そのものも重要であるが、他の位相、例
えば反射波や変換波の種となる波であるため、事前に知
っておく必要があるためである。今となっては少し古い
扱いであるが、地表で観測された地震記録の特性を、震
源特性 $S(\omega)$ 、伝播経路特性 $T(\omega)$ 及びサイト効果 $G(\omega)$ の積
で説明する方法がある。勿論、積を使うのであるから、
この扱いは周波数領域の扱いであり、特に、点震源とSH
波の伝播を仮定した場合に有用である。但し、少し古い
と言っても、まだ論文が書ける方法ではある。

この方法を図示すると図1.18の様になる。ここでは、点
震源から射出されたSH波の伝播を考えよう。震源特性
(Source Characteristics) $S(\omega)$ は、通常、加速度震源スペクトル
 $f^2 \ddot{M}_0(\omega)$ と放射特性 $P_{\theta\phi}$ の積で与えられる。ここで、 ω
は円周波数であり、 $\ddot{M}_0(\omega)$ は地震モーメントの時間微分 $\dot{M}_0(t)$
(震源から射出された直後の変位波形に相当する) の
Fourier表示とする。 $f^2 \ddot{M}_0(\omega)$ は地震モーメント M_0 によりそ
の形状が規定されるスペクトルであるが、 ω^{-2} モデル(Aki, 1967)
がその原籍の様なものである。今では、強震観測に基づ

いて様々な加速度震源スペクトルのモデルが提唱されている。
ここでは、実際の強震記録から関東地域で得られた幾つ
かの加速度震源スペクトルを示しておこう。図1.19(a)と図
1.19(b)は関東地域に潜り込むフィリピン海プレートに絡んで発
生する地震の加速度震源スペクトルである(Kinoshita and Ohike,
2002)。図1.19(a)はフィリピン海プレート上面とその上側のプレ
ートの下面との境界で発生するインタープレートの地震、図1.19(b)は
フィリピン海プレート内部で発生するイントラプレートの地震に対して、
それぞれ得られた加速度震源スペクトルである。これらは、
加速度震源スペクトルのスケールが地震の発生環境に依存する
事を示すものであり、今後も研究されるべき課題である。
また、関東地域で発生する地震の平均的な加速度震源スペ
クトルとして、314地震に基づいて推定された加速度震源スペ
クトルを、図1.19(c)に示す。図1.19(b)や(c)のスペクトル形状は2
つのバンドを有するモデルであり、低周波数側のバンドは M_0
が増加するにつれて発達する特徴を有するモデルとなる。
この2バンドモデルが受け入れられるか否かは、将来の観測
が判断しよう。また、観測の立場から言えば、震源情報
は、サイト効果と伝播経路特性に関する幾つかの拘束条件下
で得られるものであり、観測の残滓である事に留意しよ
う。

さて、点震源から射出された加速度地震波の周波数表
示は $P_{\theta\phi} \cdot f^2 \ddot{M}_0(\omega)$ となるが、このスペクトルは、観測点に至
る途中経路で、一般には、減衰する。ここでは、途中経
路として、震源から先第三系基盤までの経路を考えよう。
この間での増幅と減衰効果が伝播経路効果(Path
Effects) $T(\omega)$ である。最も初歩的な記述として、増幅部分
を $\sqrt{\rho\beta/\rho_0\beta_0}$ 、減衰部分を $r^{-1} \exp[-\omega r/2Q(f) \cdot \bar{v}]$ の形
で記述する。ここで、 $\rho\beta$ と $\rho_0\beta_0$ は、震源域と先第三系
基盤におけるインピーダンス(密度とS波速度の積)であり、 r
と \bar{v} は震源距離とS波の平均伝播速度とする。 $1/Q(\omega)$ は、
周波数依存性を有する Q 値の周波数表示である。ここ
でも、強震記録から得られた南関東地域の $1/Q(\omega)$
(Kinoshita, 1994) を図1.20に示しておこう。この $1/Q(\omega)$ は、
2sあたりにそのピークを有するものである。その解釈と
して、このピークが伝播経路(ここでは地殻)の不均質度のピー
クを示すものであれば、 $f^2 \ddot{M}_0(\omega)$ が大きな地震では2s程
度にそのスペクトルがピークを持つであろうと言うものがある。
ここで述べた $T(\omega)$ の記述はおそらく最も簡単なものであ
ろうが、経路の終点を先第三系基盤とする事に若干の救
いがある。経路の終点をより浅い地層とした場合は、増
幅部分に周波数特性を持たせざるを得ないであろう。

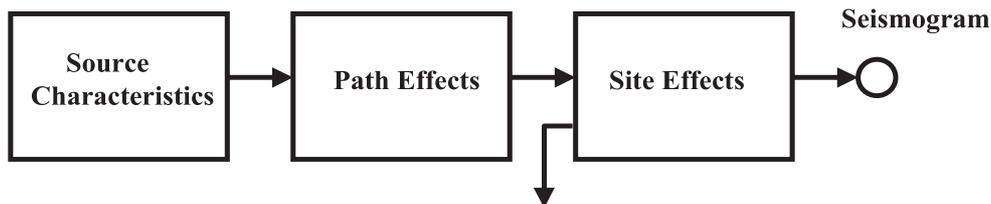


図1.18 単純化された地震観測系を示すブロック図

Fig.1.18 Schematic model of earthquake observation.

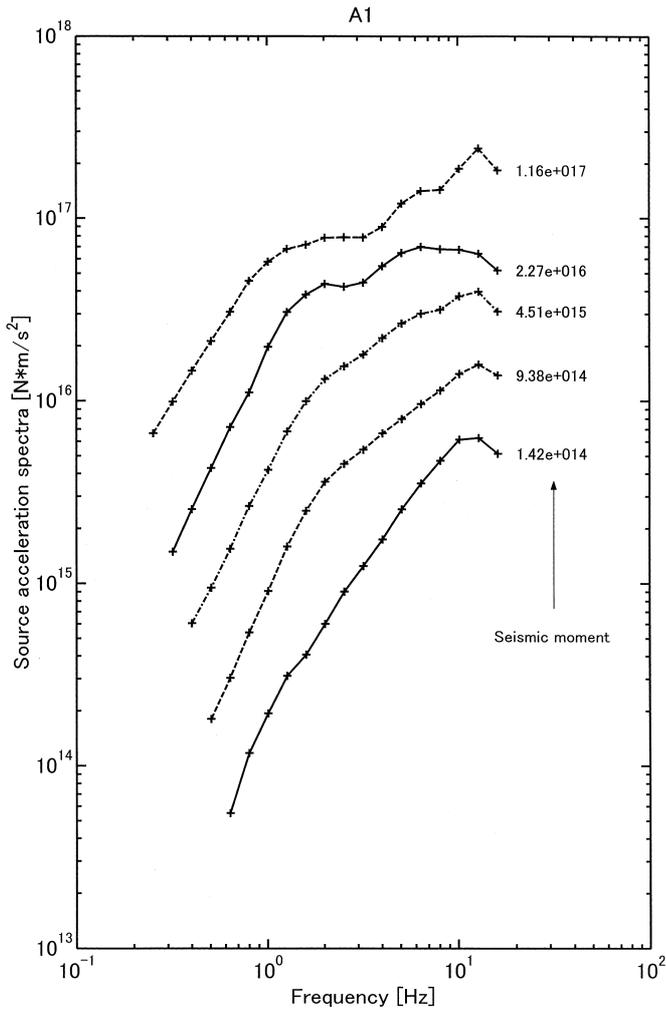


図1.19 (a) フィリピン海プレート上面と北米プレート下面の境界で発生した地震の加速度震源スペクトル(木下・大池, 2002)

Fig.1.19 (a) Estimated scaling of acceleration source spectra for the events that occurred between the upper part of the Philippine sea plate and the lower part of the North American plate (Kinoshita and Ohike, 2002).

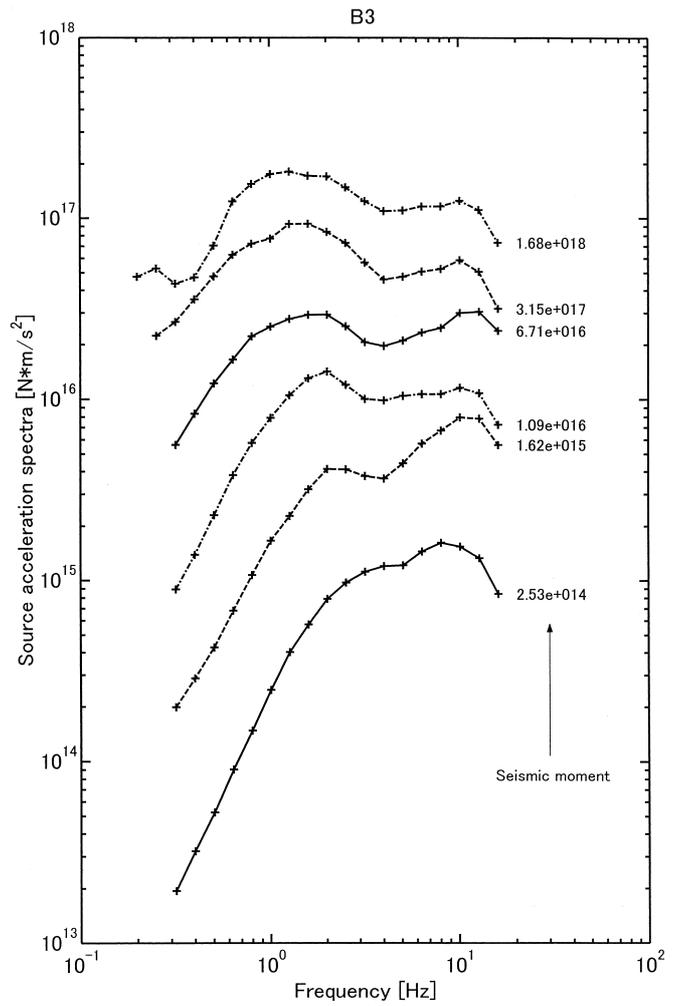


図1.19 (b) フィリピン海プレート内部で発生した地震の加速度震源スペクトル(木下・大池, 2002)

Fig.1.19 (b) Estimated scaling of acceleration source spectra for the events that occurred in the intra-Philippine sea plate (Kinoshita and Ohike, 2002).

ここまでの、点震源から先第三系基盤に至る地震波のスペクトルの形状が、 $T(\omega) \cdot S(\omega) = \sqrt{\rho\beta / \rho_0\beta} \cdot r^{-1} \exp[-\omega r / 2Q(\omega) \cdot \bar{v}] \cdot P_{\theta\theta} \cdot f^2 \bar{M}_0(\omega)$ となる事を示した。このスペクトルを有する地震波は、先第三系基盤からその上部の堆積層へ入射し、地表の地震計で計測され、地震記録となる。この時、堆積層において地震波は増幅・変調されて地震計で記録される。この増幅・変調効果をサイト効果 (Site Effects) $G(\omega)$ と言う。図1.18では、サイト効果を示すブラックボックスに入力を示す矢印の他に、入力サイトから出てくる矢印を示している。この矢印が無いと、堆積層へ入射した地震波は、堆積層内へ閉じこめられ、大きな揺れを誘起したり、強震動部分の継続時間を引き延ばしてしまう(例えば、全反射波の項参照)。表面波ではこのような事が生じるが、通常の直達S波の入射では堆積層から逸

散する地震波(地表からの戻り波は、これが再度地表へ出現した時、SSで記述される)が図1.18の様実用上必要である。実際、堆積層が水平多層構造を有し、入射波がSH波とすると、このブラックボックスは、後述の図3.20に示すようなデジタルフィルタで与えられる。このフィルタについては、後にもう少し詳しく説明するが、増幅度を有するアクティブフィルタである。このフィルタは、堆積層での地震波の振る舞いを意味するものであるから、ここでも地震波は減衰する。どのような減衰をするかは、同じく地中と地表の同時観測から得られた強震記録を用いて関東地域の堆積層における $1/Q$ 特性が求められており、図1.21に示すような構造を有している(木下・大池, 2002)。そこで、実際の $G(\omega)$ の推定例を示しておこう。これはK-NETの記録を用いて関東地域の堆積層における $G(\omega)$ を推定したものであり、1 Hzにおける $G(\omega)$ の推定結果を図1.22に示す(Kinoshita and Ogue, 2002)。推定された1 Hzでの $G(\omega)$ は、関東地震

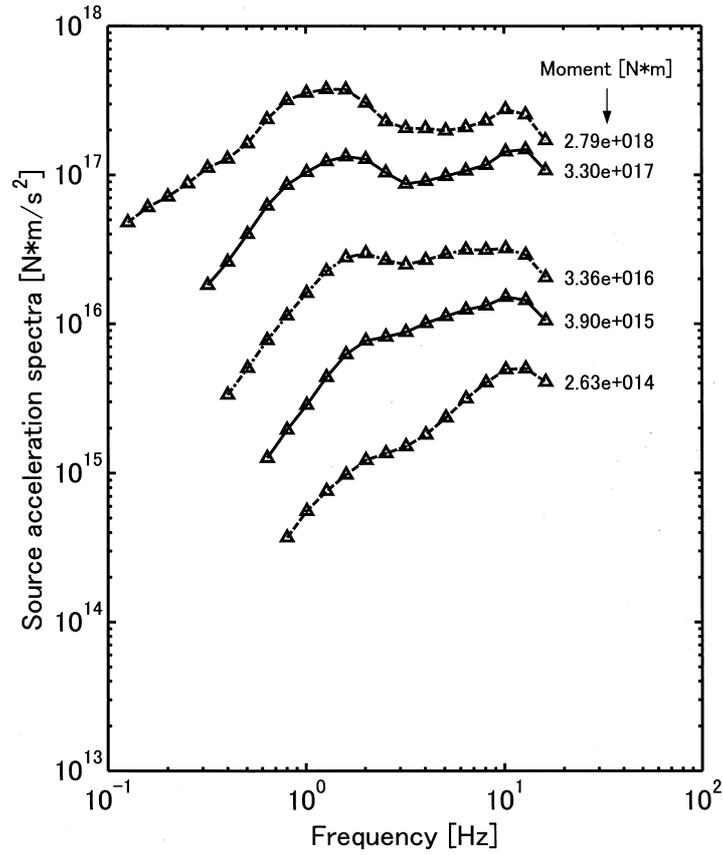


図1.19 (c) 関東地域で発生した314地震を用いて推定した加速度震源スペクトル

Fig.1.19 (c) Estimated scaling of acceleration source spectra for the 314 events that occurred in the Kanto region.

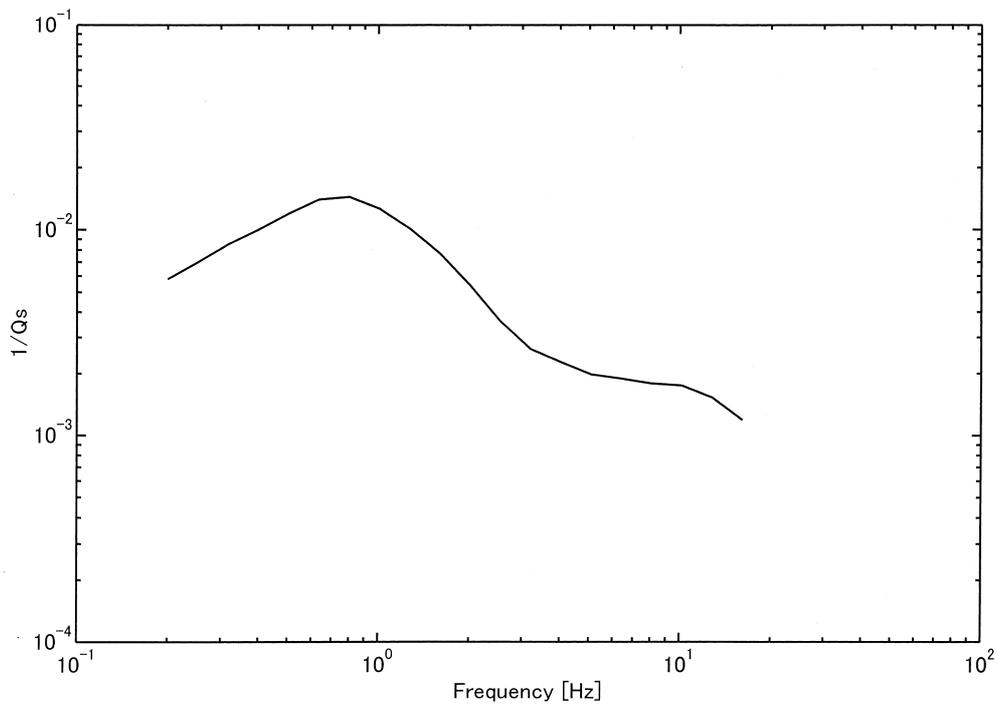


図1.20 関東地域の地殻におけるS波の $1/Q$ の周波数特性(木下, 1994)

Fig.1.20 Frequency-dependent $1/Q$ for S-waves in the crust beneath the Kanto region (Kinoshita, 1994).

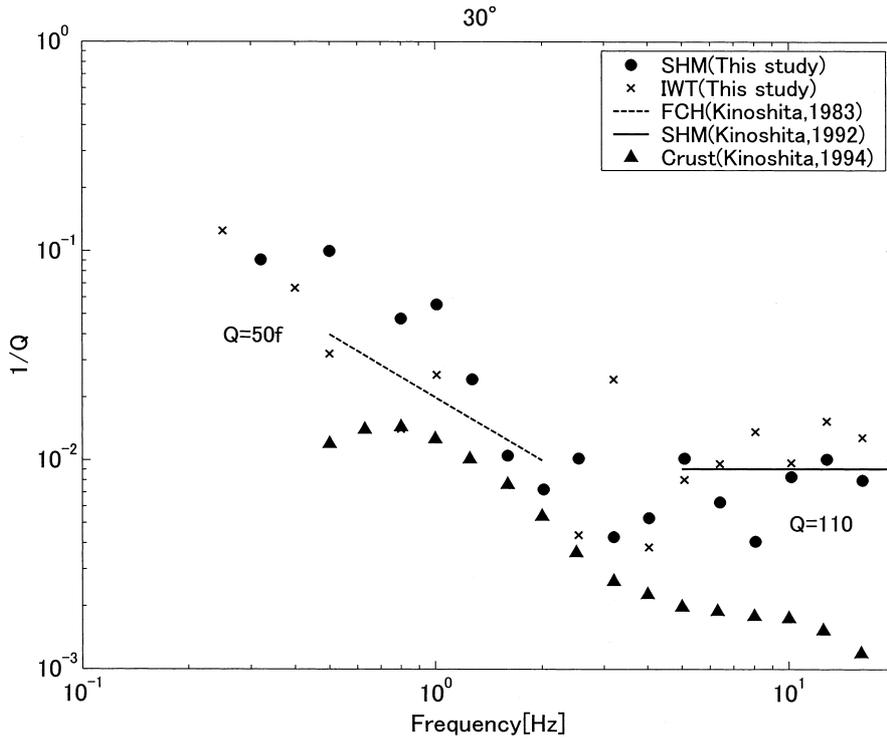


図1.21 関東地域中央部の堆積層-基盤系におけるS波の $1/Q$ の周波数特性(木下・大池, 2002)

Fig.1.21 Frequency-dependent $1/Q$ for S-waves in a sedimentary layer – basement system in the central Kanto region (Kinoshita and Ohike, 2002).

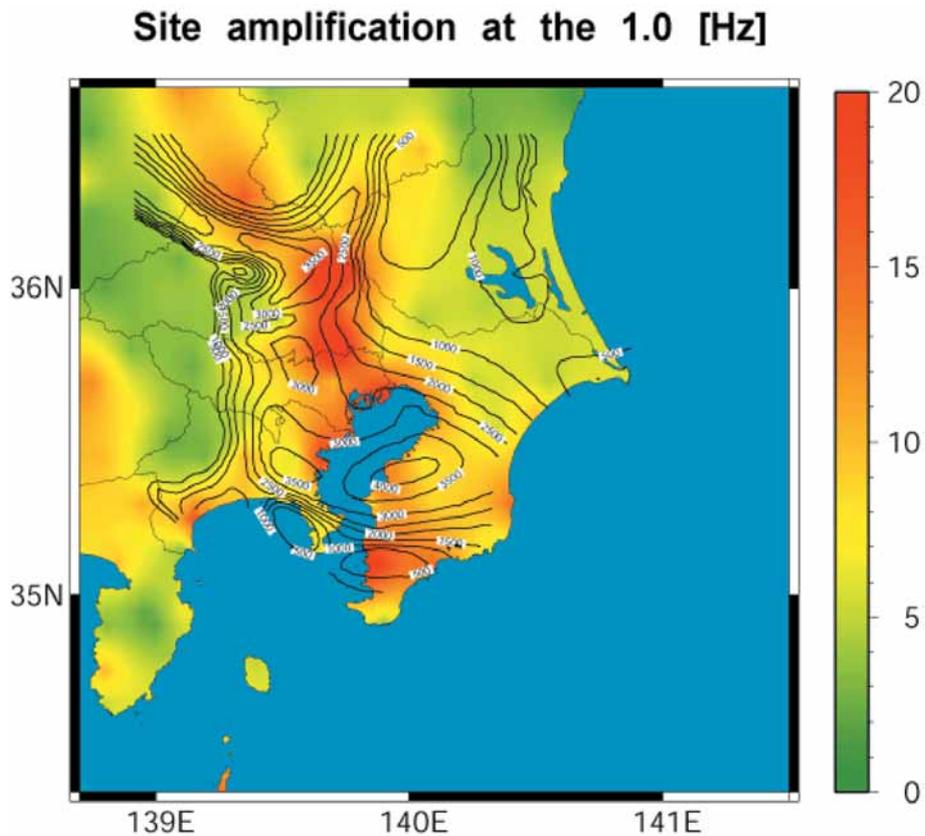


図1.22 関東地域における堆積層-基盤系のS波の増幅特性. 1Hzバンドの場合(木下・小久江, 2002)

Fig.1.22 Site amplification map of a sedimentary layer – basement system in the Kanto region (1Hz band) (Kinoshita and Ogue, 2002).

(1923)の被害地域を説明する事が可能となる。特に、埼玉県東部域での高い増幅度に注目しよう。

地表に設置された地震計で得られた地震記録の周波数特性は、上述の事から、 $G(\omega) \cdot T(\omega) \cdot S(\omega)$ により与えられる事を示してきたが、実際にはさらに地震計の特性 $I(\omega)$ を考慮する必要がある。しかしながら、前述したように、これで地震記録全てを説明出来る訳ではない。説明出来るのは、いわゆる直達S波部分のみである。地震波全体から見れば、確かに直達S波はパワフル的に主要な部分であるが、それ以外にもパワフル的に顕著な相を有する地震波は幾つも存在する。これは、震源から観測点に至る迄に様々な不連続構造が存在するためである。その代表は堆積層の盆状構造である。これらの不連続構造により発生する顕著な位相とその発生過程は後述しよう。

1.5.2 時間領域における直達実体波の簡単な評価法

ここでは、直達S波を前述の周波数領域から時間領域に置き換えて考察して見てみよう。簡単化のため、地震計は理想的な特性を有し、地震記録は第三系基盤上で観測されたとしよう。この時、周波数領域では、

$$T(\omega) \cdot S(\omega) = \sqrt{\rho\beta / \rho_0\beta_0} \cdot r^{-1} \exp[-\omega r / 2Q(\omega) \cdot \bar{v}] \cdot P_{\theta\phi} \cdot f^2 \cdot \dot{M}_0(\omega)$$

となる加速度特性を有する直達S波が得られることを示したが、変位波形を考察する場合は、 f^2 を省略する。この時、 $\dot{M}_0(\omega)$ に対応する時間領域の関数は、震源時間関数と呼ばれ、地震モーメントの時間微分 $\dot{M}_0(t)$ で与えられるが、この時間関数は、一般的に台形関数で近似される事が普通である(本資料で扱うSMDA2における波形合成においても、 $\dot{M}_0(t)$ として台形関数を用いている)。この地震断層から射出された変位波形 $\dot{M}_0(t)$ は、伝搬経路の効果 $r^{-1} \exp[-\omega r / 2Q(\omega) \cdot \bar{v}]$ により平滑化される。しかしながら、 $\omega / Q(\omega)$ が1s以上では殆ど一定となる事が観測事実として認められており、 $\dot{M}_0(t)$ の波形は僅かな変調を受けるだけとなる。従って、第三系基盤内やその露出部のような、堆積層の変調を受けない観測地点では、直達S波は $\dot{M}_0(t)$ の形状をほぼ保持しており、一つのパルス波として記録される。また、これを時間微分して得られる速度記録では、直達S波が1サイクルの波形として記録される。この資料では、この後、パルス状の直達S波と1サイクルの形状を有する直達S波を、各々、変位記録と速度記録で数多く紹介しよう。

さて、ここでの最後として、1サイクルの直達速度波とパルス状の直達変位波を用いて、地震エネルギーと地震モーメントを各々見積もる簡単な方法を示しておこう。勿論、ここでの議論は点震源を仮定する。まず、地震エネルギーの見積もりから始めよう。点震源から射出される地震波の単位時間における単位体積あたりの運動エネルギー e_K は、地表での速度記録を $v(t)$ 、サト増幅特性を G (但し、一定とする)、地表付近の密度を ρ_0 、レイレイション・パラメータを $R_{\theta\phi}$ とすると、

$$e_K = (1/2)\rho_0(1/T_d) \int_0^{T_d} [v(t)/GR_{\theta\phi}]^2 dt,$$

となる。ここで、 T_d は直達実体波の継続時間 \approx 断層破壊

時間とする。即ち、 T_d は速度波で1サイクル、変位波で1パルスの形状を示す直達実体波の長さとする。従って、観測点での単位面積を通過する運動エネルギー流は、観測点下の媒質速度を C_0 (P波ならば α_0 、S波ならば β_0 とする)とすると、 $C_0 T_d e_K$ となる。故に、半径 r (震源距離)の球面について積分すれば、震源からの全運動エネルギーは

$$E_K = 4\pi r^2 C_0 T_d e_K$$

となる。均質媒質においては、運動エネルギーとポテンシャルエネルギーは等しい(Aki and Richard, 1980)から、全地震エネルギー E は、

$$\begin{aligned} E &= 2E_K \\ &= 8\pi r^2 C_0 T_d (1/2)\rho_0(1/T_d) \int_0^{T_d} [v(t)/GR_{\theta\phi}]^2 dt \\ &= 4\pi r^2 \rho_0 C_0 \int_0^{T_d} [v(t)/GR_{\theta\phi}]^2 dt \end{aligned}$$

となる。直達P波については、その速度波を $v(t) = v_p(t)$ とすると、

$$E_P = 4\pi r^2 \rho_0 \alpha_0 \int_0^{T_p} [v_p(t)/GR_{\theta\phi}]^2 dt$$

となる。ここで、 T_p は直達P波の継続時間とする。S波については、 $C_0 = \beta_0$ 、 $v(t) = v_{SH}(t)$ (SH波)及び $v(t) = v_{SV}(t)$ (SV波)として、

$$\begin{aligned} E_S &= 4\pi r^2 \rho_0 \beta_0 \int_0^{T_s} [\{v_{SH}(t)/GR_{\theta\phi}\}^2 + \{v_{SV}(t)/GR_{\theta\phi}\}^2] dt \\ &= 4\pi r^2 \rho_0 \beta_0 \int_0^{T_s} [\sqrt{2}v_{SH}(t)/GR_{\theta\phi}]^2 dt \\ &= 8\pi r^2 \rho_0 \beta_0 \int_0^{T_s} [v_{SH}(t)/GR_{\theta\phi}]^2 dt \end{aligned}$$

となる。ここで、 T_s は直達S波の継続時間とする。地震の様なガウリアン型の点震源では、 $E_S = 23E_P$ (Aki and Richard, 1980)であるから、地震エネルギー E は殆ど E_S で近似されるとして良からう。即ち、

$$E \approx 8\pi r^2 \rho_0 \beta_0 (GR_{\theta\phi})^2 \int_0^{T_s} [v_{SH}(t)]^2 dt$$

が直達SH波を速度記録として扱った場合の地震エネルギー推定式となる。これは、1サイクルの $v_{SH}(t)$ の自乗波を積分する事により、地震エネルギー E が見積もれる事を示すものである。この推定式を周波数領域で扱う為には、 $v_{SH}(t)$ のFourier表示を $V_{SH}(f)$ とすると、Parsevalの公式により、

$$E \approx 16\pi r^2 \rho_0 \beta_0 (GR_{\theta\phi})^2 \int_0^\infty [V_{SH}(f)]^2 df$$

となる。経路減衰を考慮すると、更に、

$$\begin{aligned} E &\approx 16\pi r^2 \rho_0 \beta_0 (GR_{\theta\phi})^2 \\ &\int_0^\infty [V_{SH}(f) \exp\{\pi f r / Q_S(f) \bar{v}\}]^2 df \end{aligned}$$

となる。ここで、 \bar{v} と $Q_S(f)$ は、各々、S波の平均伝播速度と Q 特性とする。これらの推定式において用いられる幾つかのパラメータに関し、例を示しておこう。岩盤上の速度記録からエネルギー E を見積もる上では、 $G = 2, R_{\theta\phi} = 0.6, \rho_0 = 2$ (g/cm³)、 $\beta_0 = 0.5$ (km/s)程度が妥当な値となる。また、直達S波の継続時間に関しては、

$$\log T_S = 0.5M_{JMA} - const, const = 2.3 \sim 2.4$$

が継続時間を評価する上での目安となろう (Kinoshita, 1994).

さて、直達実体波の理想的な変位波形は、 π 状の波形となる事を述べてきたが、ここでは、この変位 π 状の面積から地震モーメントを簡単に評価する方法を述べよう。一般に、点震源からの直達P波と直達S波の変位波形は、各々、

$$u_P(t) = (GR_{\theta\phi} / 4\pi\rho\alpha^3 r) \cdot \dot{M}_o(t - r/\alpha)$$

及び

$$u_S(t) = (GR_{\theta\phi} / 4\pi\rho\beta^3 r) \cdot \dot{M}_o(t - r/\beta)$$

で与えられる (Aki and Richard, 1980). ここで、 α 、 β 及び ρ は、各々、震源域におけるP波とS波の速度、及び、密度であり、 $G = 2, R_{\theta\phi} = 0.64$ とする。従って、記録された直達実体波の変位 π 状が継続する時間を、オンセット時から計って、P波とS波で、各々、 T_P 及び T_S とすると、地震モーメントは、

$$M_o = \int_0^{T_P} \dot{M}_o(t) dt \\ = (4\pi\rho\alpha^3 r / GR_{\theta\phi}) \int_0^{T_P} u_P(t) dt$$

或いは、

$$M_o = (4\pi\rho\beta^3 r / GR_{\theta\phi}) \int_0^{T_S} u_S(t) dt$$

となる。即ち、直達実体波の変位 π 状を積分する事により、地震モーメントが評価される。例を示そう。 $T_P = 18$ (s) の直達P波を変位で表したときの π 状部分の面積 $=3.6$ ($\text{cm} \cdot \text{s}$) とし、震源域のP波速度と密度を、各々、 $\alpha = 7$ (km/s) 及び $\rho = 2.7$ (g/cm^3) とする。記録が震源距離 $r = 500$ (km) で得られたとすると、地震モーメントは $M_o = 2.1 \times 10^{27}$ ($\text{dyne} \cdot \text{cm}$) となる。モーメント \cdot マグ \cdot コフット \cdot に換算すると、 $\log M_o = 1.5M_W + 9.1$ から、 $M_W = 7.5$ となる。

以上の様に、直達実体波の性質である 1 サイクルの速度波と π 状の変位波は震源 π 状の大略を知る上で有用な情報となる。例えば、Iio (1986) の仕事は、その本来の追求とは別に、この様な直達実体波が実際の地震記録上でどのように処理されるかを知る上で参考になろう。

1.6 コヒーレントな伝搬をする地震波

1.1において、近地地震記録上に出現する様々な位相を議論するのに、群列記録上のコヒーレントな波群を扱う事が重要であると記述した。ここでは、コヒーレントな伝播をする地震波がどのような周波数範囲を占めるかを議論しよう。これは、伝播経路全体を見回して、最も不均質度が大きい堆積層を通過する地震波がどこまでコヒーレンスを保てるかを主題とする。

1.6.1 コヒーレンスの計算と解析区間

2 点間で観測された地震記録の相関の度合いを周波数の関数として示したものをコヒーレンスと言う。無次元であり、完全に相関があれば 1 を、全く相関がなければ 0 となる。

数学的な定義は、

$$\gamma^2(\lambda) = |P_{XY}(\lambda)|^2 / [P_{XX}(\lambda) \cdot P_{YY}(\lambda)]$$

である。ここで、 $\lambda = \omega \cdot \Delta T$ ($|\lambda| \leq \pi$) は正規化円振動数であり、 $P_{XX}(\lambda)$ と $P_{YY}(\lambda)$ は確率変数と見なした 2 つの地震波、 $\{x_k\}_{k=1}^N$ と $\{y_k\}_{k=1}^N$ のス π クトル密度関数、 $P_{XY}(\lambda)$ はその相互ス π クトル密度関数である。数式で表現すると、 $P_{XY}(\lambda)$ で代表して、

$$P_{XY}(\lambda) = E[X(\lambda)Y(-\lambda)]$$

となる。ここで、 $\{x_k\}_{k=1}^N$ と $\{y_k\}_{k=1}^N$ の Fourier 表示は、各々、以下で定義される。

$$X(\lambda) = (2\pi N)^{-1/2} \sum_{k=1}^N x_k e^{-k\lambda}$$

$$Y(\lambda) = (2\pi N)^{-1/2} \sum_{k=1}^N y_k e^{-k\lambda}$$

このコヒーレンス $\gamma^2(\lambda)$ の推定計算には、幾分恣意的なところがあるのが普通である。通常の計算では、FFTを用いたス π クトル密度関数の推定値と Welch's averaged periodogram 法 (単なる区間平均法ではあるが) が用いられる。この方法は、 $\gamma^2(\lambda)$ の推定区間を幾つかの単位区間に分割し (重複を妨げない)、各単位区間で FFT を用いて推定された $P_{XX}(\lambda), P_{YY}(\lambda), P_{XY}(\lambda), P_{YX}(\lambda)$ を各々積算して、その結果を $\gamma^2(\lambda)$ の定義式の右辺に代入して、これを求めるものである。勿論、強引ではあるが地震波を短時間定常過程と仮定する。

始めに、直達S波のコヒーレンスについて考えてみよう。計算方法は上に述べた通りであるから、計算に用いる解析区間について考察することとする。実体波は、地中深いところから地表に伝播し、地表で全反射して再び地中へ戻って行く (これらに関する例は、今後、数多くこの資料で取り上げられる)。従って、震源から地表に伝播する地震波のコヒーレンスを調べるためには、なるべく深いところへ地震計を設置する事と、深いところに設置された地震計の記録の中で、直達波の到着時間から直達波が地表で反射されて戻ってくる時間 (two-way time) 迄を解析区間の上限とする事の 2 点が重要となる。最初の点は技術的な難しさと経費の工面の難しさを伴うものであり、現状では、先第三系基盤内へ地震計を設置するのが限界である。それでも、関東地域中央部では数kmの深さに地震計が設置されている。もう一つの点に関しては、一方向へ伝播する地震波のコヒーレンスを調べるのに、逆方向へ伝播する大きな反射波を取り込むのは不都合である為である。

1.6.2 堆積層を伝播する直達S波のコヒーレンス特性

では、実際の例を示そう。図1.23に示す記録は、府中地殻活動観測施設における深層井 (深さ 2,750m) と地表での地震記録である。記録はSH成分に変換したものであり、1990年 8月 5日に箱根付近で発生した $M_{JMA} = 5.1$ (深さ 15.3km) の地震 (図4.3(a)参照) において得られたものである。まず、直達S波を含む深層井記録の 3s に対し、最も相関が

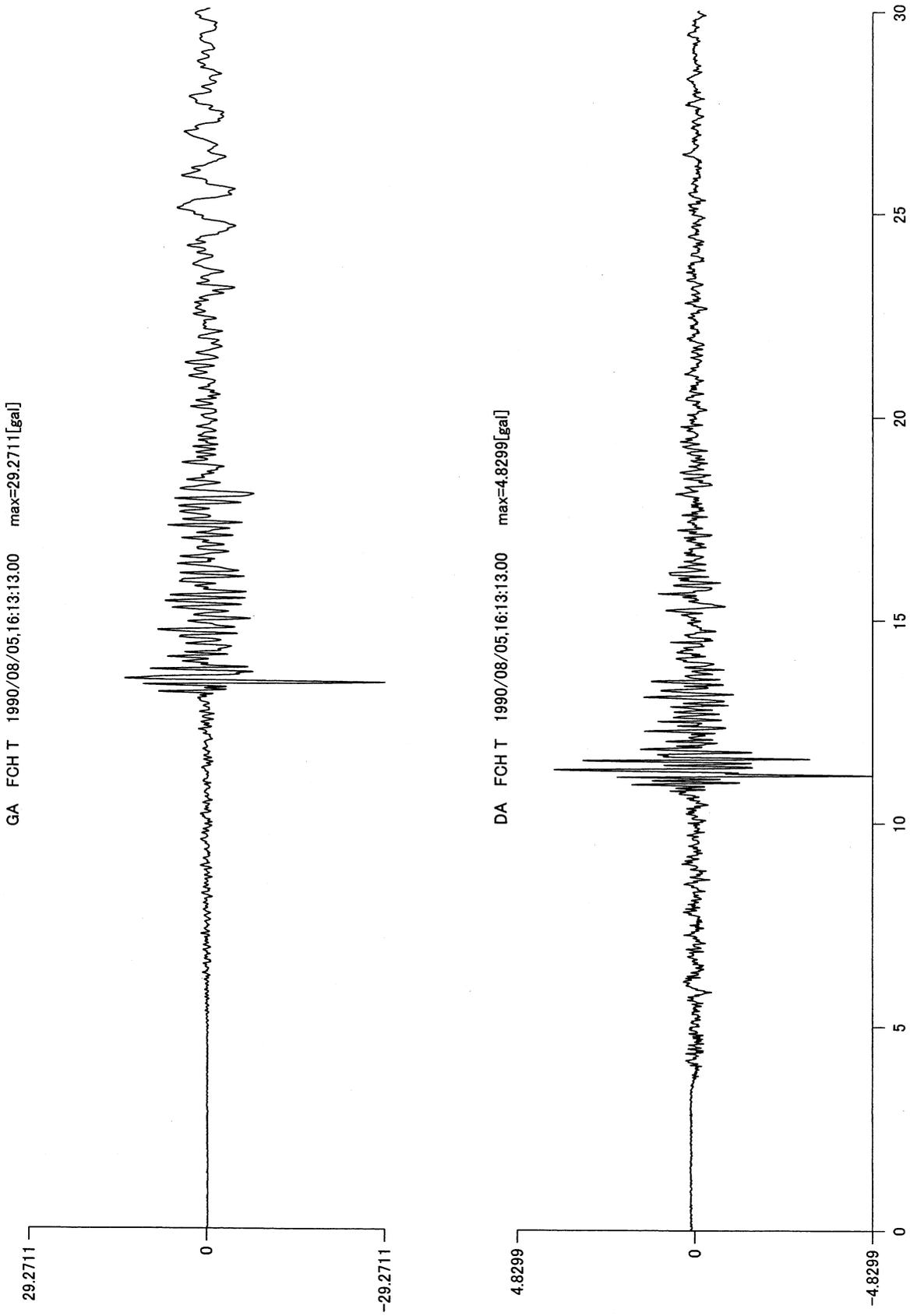


図1.23 1990年8月5日に発生した箱根付近地震におけるFCH観測点の記録; (上) 地表加速度記録, (下) 2,750m観測井での加速度記録
Fig.1.23 Transverse components of acceleration seismograms obtained at the FCH borehole array for the Hakone region earthquake of 5 August 1990. (Top) Acceleration seismogram on a free surface. (Bottom) Acceleration seismograms at a depth of 2,750 m.

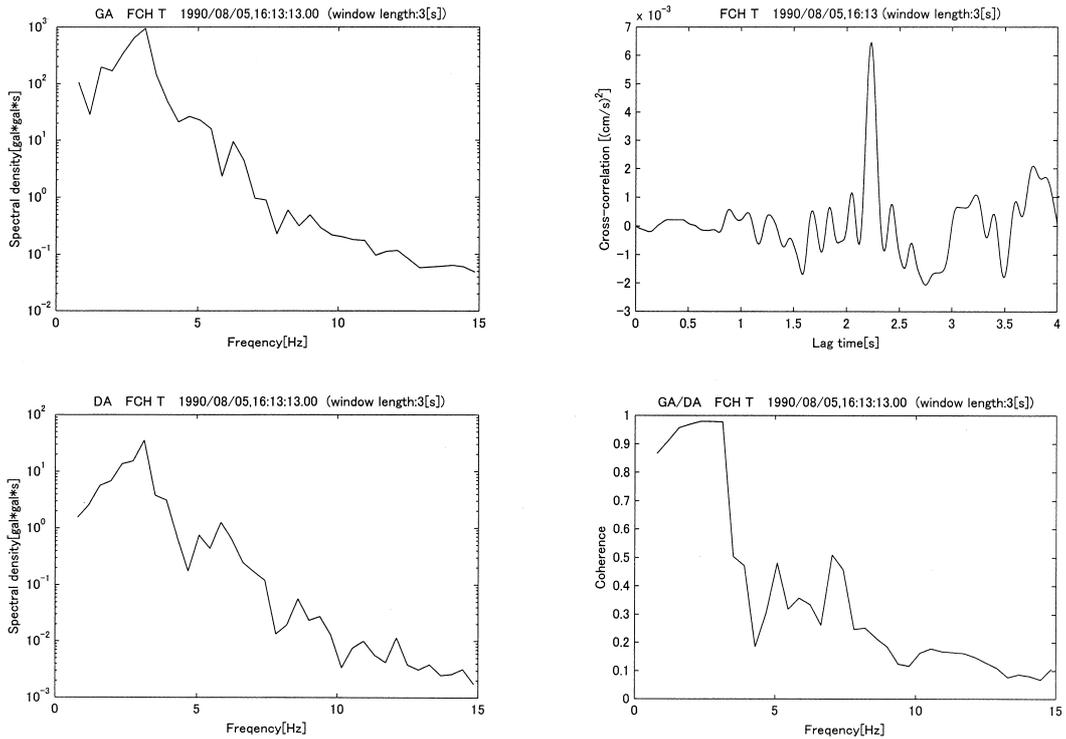


図1.24 図1.23の記録におけるS波部分3sを用いて推定したコヒーレンス特性(右下図)

Fig.1.24 Coherency characteristics estimated by using the data obtained on a free surface and at a depth of 2,750 m including direct SH-waves shown in Fig.1.23. The data length is 3 s.

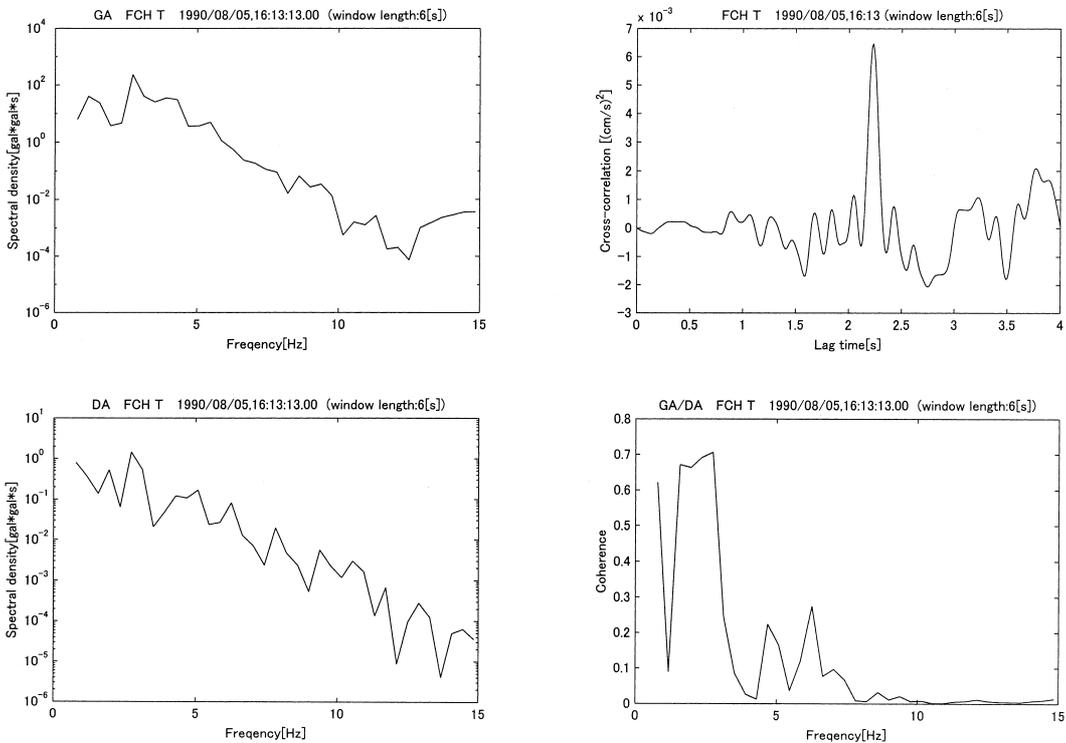


図1.25 図1.23の記録におけるS波部分6sを用いて推定したコヒーレンス特性(右下図)

Fig.1.25 Coherency characteristics estimated by using the data obtained on a free surface and at a depth of 2,750 m including direct SH-waves shown in Fig.1.23. The data length is 6 s.

Epicenter Distribution

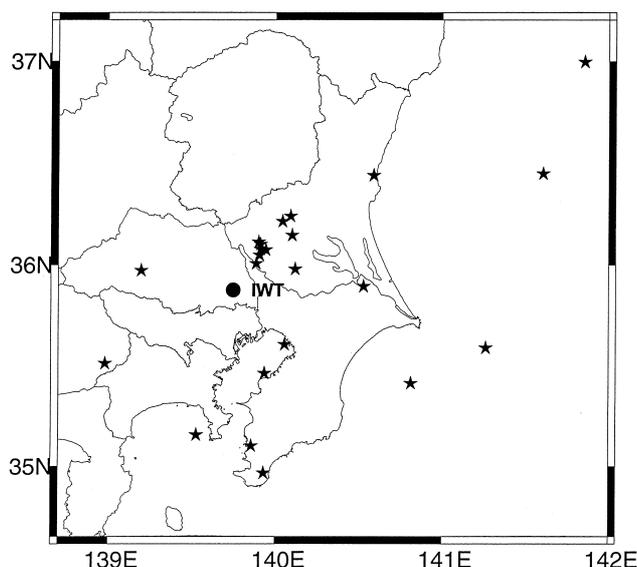


図1.26 (a) IWT観測施設における深層井と地表で得られた記録から、S波の堆積層-基盤系での伝播に伴う α -レイズ特性を推定するために用いた地震の震央分布図

Fig.1.26 (a) Epicenters of earthquakes used for estimating the coherency characteristics of S-waves propagating a sedimentary layer – basement system at the IWT site.

大きくなる地表記録の範囲を決定する。これは、深層井記録と地表記録の相互相関関数が β - γ となる地表記録の遅れ時間から決定される。所謂、one-way timeである。そこで、地表記録をone-way time分だけ前進させた直達S波部分と、予め指定しておいた深層井の直達波部分3sとから α -レイズを計算する。結果を図1.24に示そう。図1.24の左図は、上図が地表記録のスペクトル密度関数、下図が深層井記録のスペクトル密度関数である。また、右図は、上図が相互相関関数であり、下図が α -レイズである。相互相関関数の結果から、one-way timeが2.2s程度であることが判ろう。順序が逆になるが、3sの解析区間を採用した理由は、この時間がone-way timeとtwo-way timeの間にあり、かつ、one-way timeに近いからである。勿論、この解析区間長は、two-way timeの範囲内であれば、大きくしても差し支えない。さて、 α -レイズは3 Hzあたりを境に、低周波数域ではほぼ1となり、高周波数域では急激に減少してゆくことが図から判ろう。つまり、深層井から地表まで、2.75kmの区間を伝播するSH波は、3 Hzより低周波数域では α -レイズな伝搬をしている事が判る。

地中を伝搬する地震波の α -レイズを調べる時、地震計の配置に依存して、その解析区間長は上限でtwo-way timeの長さであるとした。確かに、上記の例の場合、two-way time 4.4s以内の解析区間を用いた場合、推定された α -レイズは殆ど同じ形状となる。即ち、3 Hzより低周波数域で α -

レイズは1に近い値を示している。しかしながら、解析区間長をさらに長くすると、3 Hzを境により低周波数域で α -レイズであることの面影は残すが、 α -レイズの大きさは、解析区間が長くなるのに反比例して小さくなってゆく。一例を図1.25に示す。これは、解析区間を6sとした時の結果である。3 Hzより低周波数域での α -レイズが0.7程度まで減少していることが判ろう。ちなみに、解析区間を10sとすると、低周波数域の α -レイズは0.4迄減少する。

上記の例で、堆積層-基盤系を伝播する直達S波は、解析区間がtwo-way timeの長さ以内であれば、3 Hz程度迄 α -レイズな伝搬をしている事を示した。ここでは、より一般性を高めるため、3つの深層観測施設(IWT, SHMおよびFCH)における基盤内記録と地表記録の α -レイズの統計的性質を求めてみよう。図1.26(a)は、岩槻深層観測施設(IWT)の位置と α -レイズ推定に用いた地震の震央を示したものである。直達S波部分を含む2.81sのデータを用いて推定された、地中3.5kmから地表へ伝播するS波の α -レイズは図1.26(b)の様になる。標準偏差分迄考慮すると、やはり3 Hz程度までS波は堆積層-基盤系を α -レイズに伝搬していることが判る。同様の事は、府中深層観測施設(FCH)の場合の図1.27(a)と(b)、および、下総深層観測施設(SHM)の場合の図1.28(a)と(b)についても求められる。これらは、各々、2.75kmと2.3kmの基盤内から地表に至るS波部分の伝播に伴う α -レイズ特性を示すものである。

上述の図1.26(b)、1.27(b)及び1.28(b)の結果は、一概に、堆積層-基盤系を伝播することによって、直達S波部分の α -レイズが3 Hz以上で消失する事を意味するものではない。既に、基盤内に達したS波が3 Hz以上で α -レイズな性質を持っていない可能性もある。また、より重要な点は、これらの結果が平均操作をして得られている事である。一般に、深層井記録と地表記録は“一対一”に対応している訳ではない。殆どの場合、深層井へ入射するS波は斜め入射していると考えるのが普通である。従って、個々の地震について考えれば、より高い周波数まで α -レイズな伝搬をしているS波が見いだす事が可能である。しかしながら、これ以上の追求はここでは意味を持たないであろう。ここで主張したいのは、上記のような不定さを考慮に入れ、地震記録に出現する様々な位相を議論する為には、少なくとも3 Hz以下の周波数を持つ波群を扱うべきであると言うことである。更に、位相の識別に伴う正確さと安定性を求めるならば、 γ - δ 周波数が1 Hz以下の地震記録を扱うことが、局所的な位相を議論するのに要求されるであろうと言うことである。 γ - δ 周波数が1 Hzと言うことは、大雑把に言えば、気象庁マグニチュード5 ($M_{JMA} = 5$)を越える地震が、地震記録に出現する局所的位相を扱う上で好都合となる事を意味している。従って、本資料で扱う地震記録は、幾つかの例外を除いて、 M_{JMA} が5に近いか、それ以上の地震から得られたものとなる。

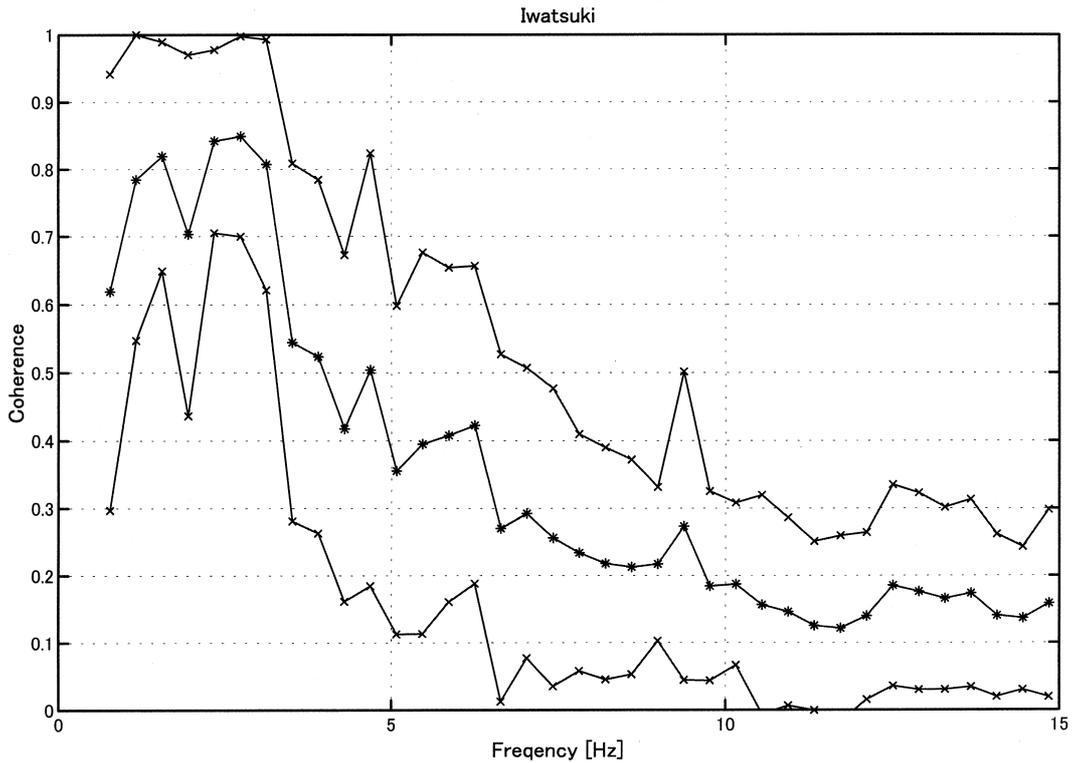


図1.26 (b) IWT観測施設における堆積層-基盤系を伝播するS波の平均 coherence 特性(*)とその標準偏差分の変動(x)
 Fig.1.26 (b) Coherency characteristics of direct S-waves which propagate a sedimentary layer – basement system, estimated at the IWT site.

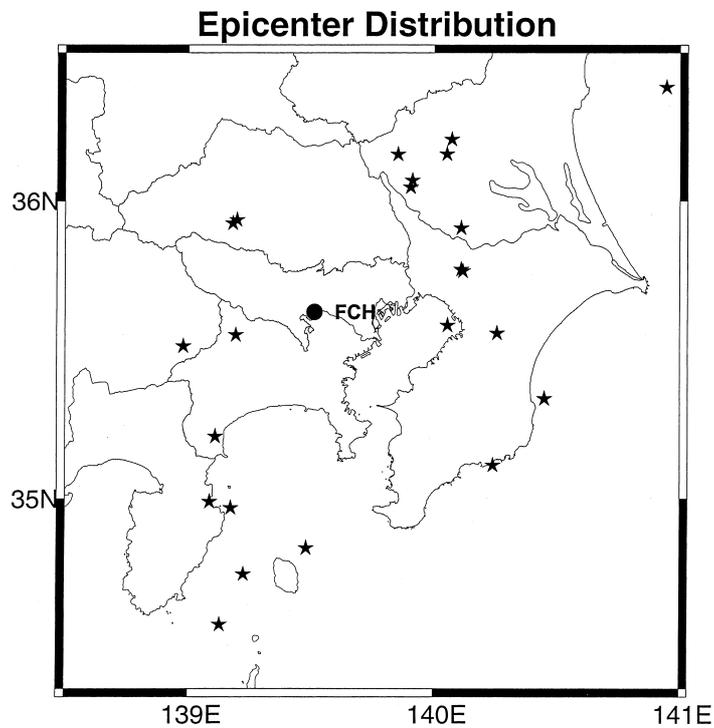


図1.27 (a) FCH観測施設における深層井と地表で得られた記録から、S波の堆積層-基盤系での伝播に伴う coherence 特性を推定するために用いた地震の震央分布図
 Fig.1.27 (a) Epicenters of earthquakes used for estimating the coherency characteristics of S-waves propagating a sedimentary layer – basement system at the FCH site.

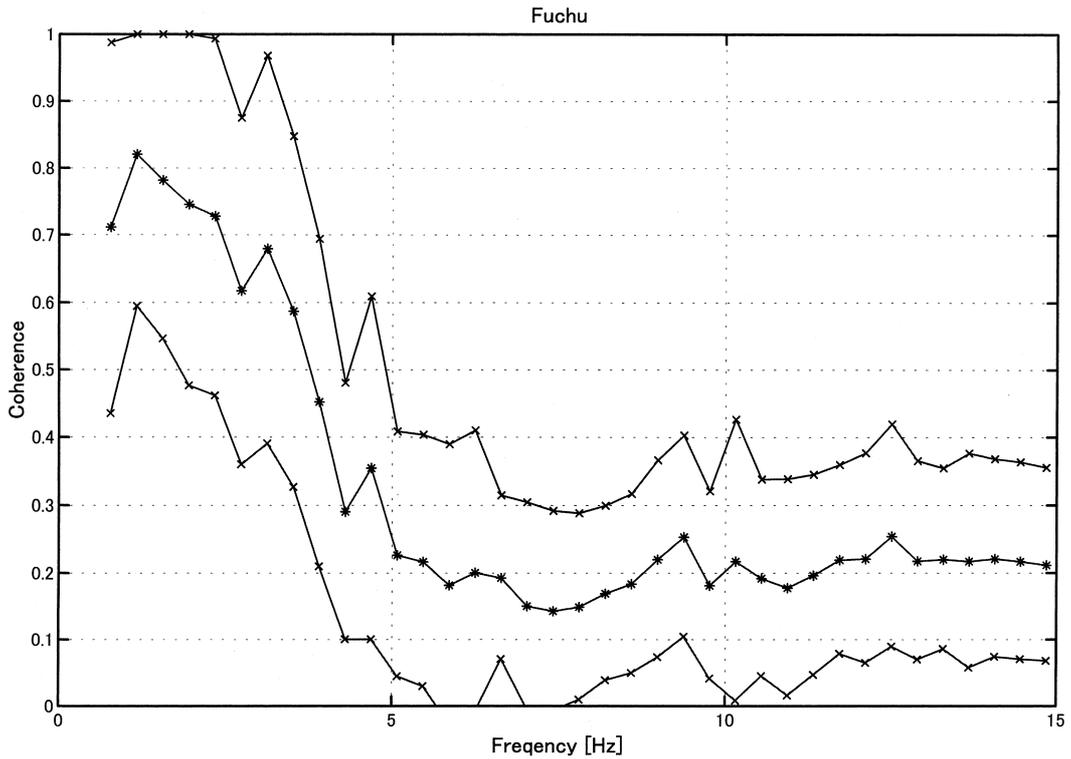


図1.27 (b) FCH観測施設における堆積層-基盤系を伝播するS波の平均コヒーレンス特性(*)とその標準偏差分の変動(x)
 Fig.1.27 (b) Coherency characteristics of direct S-waves which propagate a sedimentary layer – basement system, estimated at the FCH site.

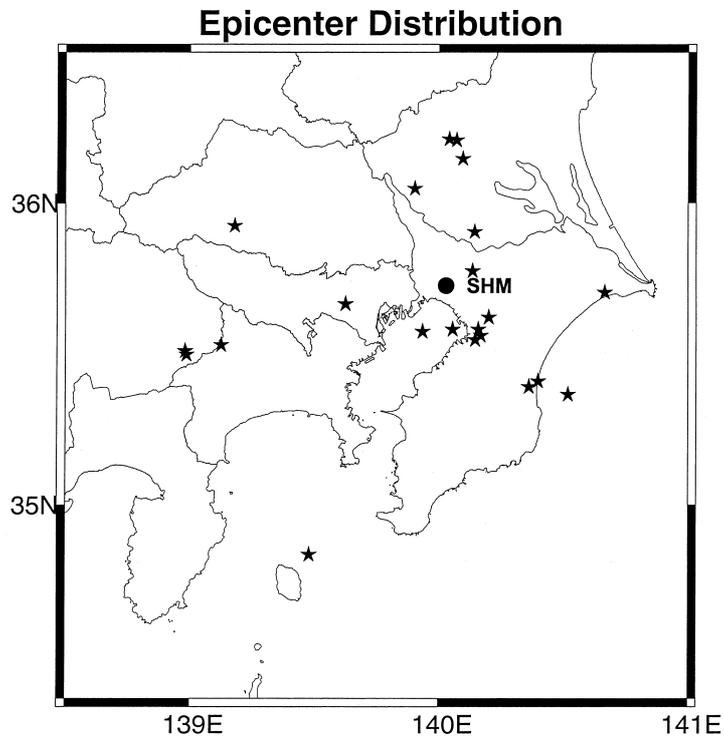


図1.28 (a) SHM観測施設における深層井と地表で得られた記録から、S波の堆積層-基盤系での伝播に伴うコヒーレンス特性を推定するために用いた地震の震央分布図
 Fig.1.28 (a) Epicenters of earthquakes used for estimating the coherency characteristics of S-waves propagating a sedimentary layer – basement system at the SHM site.

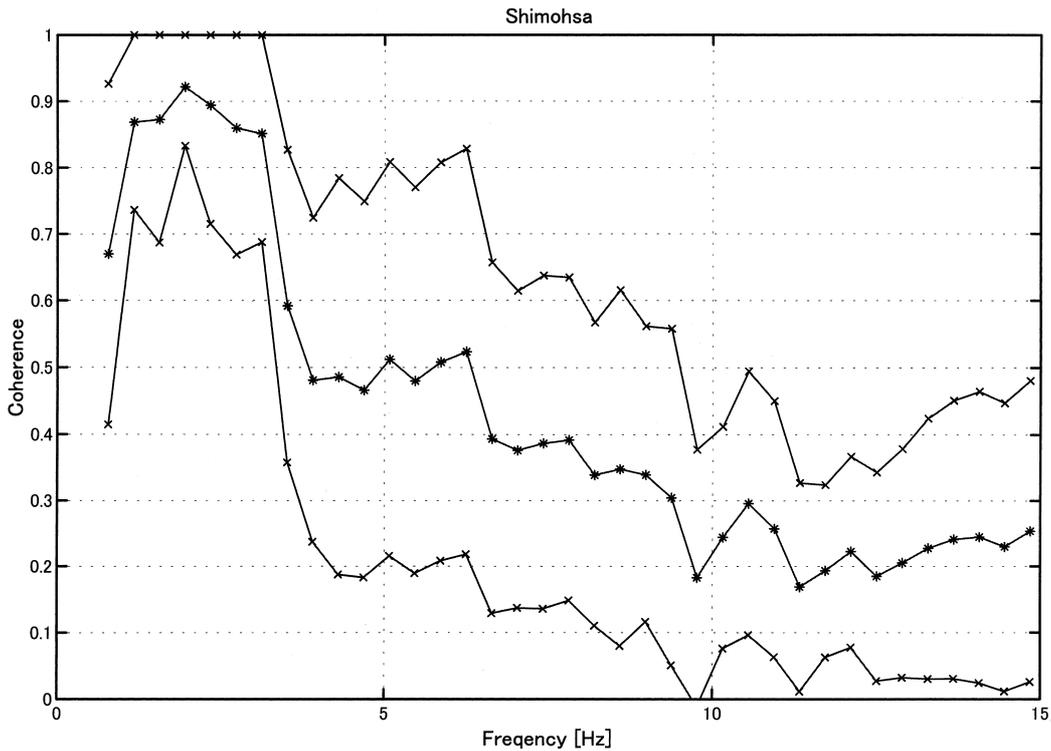


図1.28 (b) SHM観測施設における堆積層-基盤系を伝播するS波の平均コヒーレンス特性(*)とその標準偏差分の変動(x)
 Fig.1.28 (b) Coherency characteristics of direct S-waves which propagate a sedimentary layer – basement system, estimated at the SHM site.

2. 強震観測

2.1 堆積層-基盤系

2.1.1 関東地域の地下構造

近地の地震記録に出現する様々な局所的な位相を説明するために、簡単な地下構造のモデルが必要となる。図2.1に示した地下構造モデルは、最も簡単なものの一つであるが、局所的に発生する位相の生成環境を説明するには十分なものであろう。即ち、図に示す様なかなり大きな平行成層モデルは、この報告が扱う様な、震央距離が数度以内において記録された地震記録上の局所的な位相を説明するのに極端な過不足を示すものとならない。また、この地下構造モデルは、関東地域下の地下構造を説明する上で必要な要素を含んでいる。まず、全体を概観すると、図の地下構造モデルは、2つの層、リソフェア(Lithosphere)とアステノフェア(Asthenosphere)、が地表から続いている構造となっている事が判ろう。リソフェアの最上層は、地殻と言われ、多くの地震が地殻内で発生している。この地殻とその下部、マントル、との境界をモホロビッチ不連続面(Mohorovicic discontinuity, 略して、Moho boundary)と言う。

関東地域の地下構造は、上述の全体構造に2つの海洋性プレート、フィリピン海プレートと太平洋プレート、が地殻からマントルへ潜り込んでいるモデルで説明される。これらの海洋性プレートは、簡単には、2層構造で説明される。特に、海洋性プレートの上部構造は、海洋性地殻と言われる。海洋性プレートの上部構造のインバージョンは、その下部構造と比較して小さな値を有するものである。関東地域では、多くの地震が、これら海洋性プレートの上面とその上に存在する大陸プレートの、この資料では北米プレート、の下面で発生している。これらは、プレート境界型地震と言われる。これに対し、プレート内部で発生する地震をプレート内部地震と言う(図2.2参照)。

地殻の最上層は、基盤、先(新)第三系基盤である。基盤上部の数100m程度は、通常、かなり風化しているが、それでも基盤上部層はS波速度がおおよそ3 km/sに達する地層である。都市域では、この基盤上に第三系以降の新しい堆積層が発達している。本資料で扱う局所的な位相を解釈する上で、最も重要な地下構造の一つは、この堆積層と基盤からなる堆積層-基盤系であろう。これは、基盤の堆積層に対するインバージョン比が、S波の場合、少なくとも3以上に達するためであり、基盤上面が盆状形状を有する為である。

ここで言う、基盤(basement)は地質学の用語であるが、これに対して、ベッドロック(bedrock)と言う工学的な用語が存在する。通常、S波速度が700m/s程度に達する地層であり、第三系の硬質地盤を言う。しかしながら、ベッドロックの定義は、さほど厳格とは言い難いものがある。というのは、ベッドロック・モーションは、基盤での地震動を言う場合もあり、ベッドロックでの地震動を言う場合もあるからである。

2.1.2 堆積層-基盤系で励起される局所な位相
 堆積層-基盤系が、都市域で観測される地震記録上に様々な局所的な位相を出現させる要因となることは上述したが、ここでは、堆積層-基盤系によって生成される代表的な位相について図示しておこう。これらは、後に示す実地震記録上の局所的な位相を視覚的に理解するのに

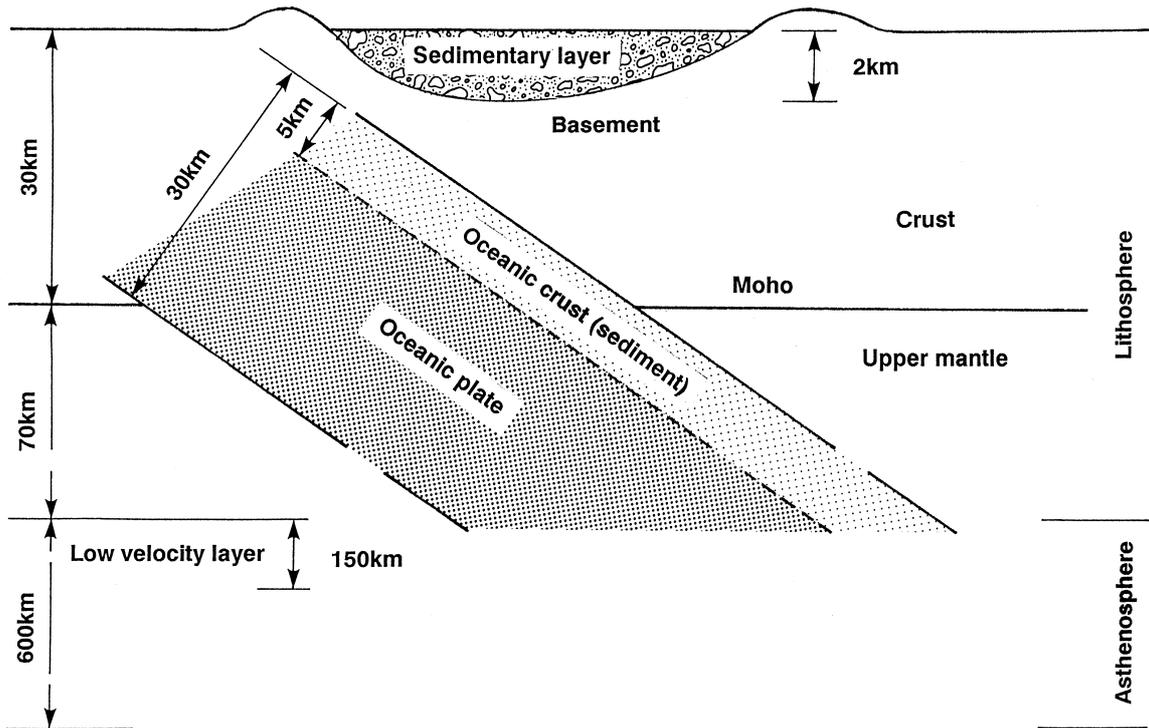


図2.1 地下構造の簡易モデル

Fig.2.1 Underground structure for explaining the generations of local phases on local seismograms.

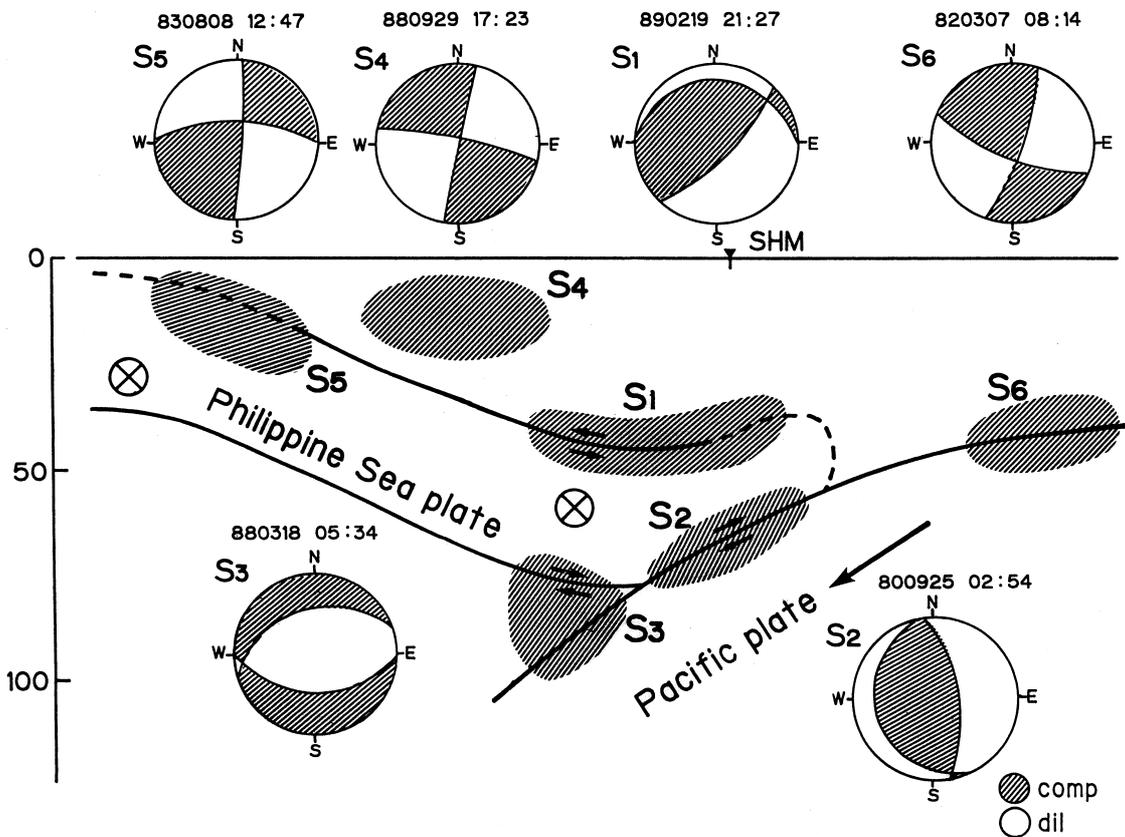


図2.2 関東地域下における地震発生様式図

Fig.2.2 Schematic model of the generation setting of earthquakes that occurred beneath the Kanto region.

役立つ。

最初に、これが最も普通の場合であるが、堆積層-基盤系を伝播する実体波の場合について示そう(図2.3(a))。基盤に入射した実体波、例えば直達S波は、基盤層を通過し、次いで堆積層を伝播して地表に達する。この間、位相遅延が小さくなる地表方向へ伝播するため、直達S波の振幅は徐々に大きくなり、通常、地表に達したとき最も大きくなる。この直達S波は、地表で全反射し、再び堆積層を深さ方向へ伝播するが、今度は位相遅延が大きくなる方向へ伝播するため、地表で反射したS波は徐々に小さくなる。もし、堆積層-基盤系が完全弾性体とすると、基盤へ入射した直達S波と地表で反射し、再び基盤へ戻ってきたS波は同じ波形となる。しかしながら、深い基盤層内へ地震計を設置し、これらのS波を観測すると、地表から反射して戻ってきたS波は基盤層内の直達S波と、ほぼ相似波形を示すが異なる波形を示す。これは、堆積層-基盤系を伝播する過程において、直達S波が系において減衰する理由で大部分が説明される。即ち、堆積層-基盤系を伝播するS波は、普通、系におけるS波の増幅・減衰特性や1.6で示したように、伝播に伴う位相特性を調べるために用いられる。

局所的な位相の例として、堆積層-基盤系の存在が寄与する表面波に堆積層表面波 (basin-induced surface waves) と言うものがある(図2.3(b))。関東地域の場合、八王子構造線と言う関東山地(基盤)と堆積層との境界があり、伊豆地域で発生する地震において堆積層表面波を生成する要因となっている。この堆積層表面波の生成に関しては、様々な解釈があるが、未だ議論が続けられている。この堆積層表面波は、これが発生すると、やや長周期の地震波となり、近地地震記録の殆ど全てを占めてしまうため、工学的に重要なものとなる。また、この堆積層表面波には、震源方向と反対の方向から再び堆積層内を伝播する波群を、かなりの時間をおいて含む時がある。このよう

な種類の表面波は、局所的な位相の代表的なものであり、地表に展開された群列観測網がその守備範囲となっている。

通常のS波の伝播において、直達S波が地表で全反射する事を述べたが、同じように、堆積層-基盤系における基盤上面において、地表から下方へ伝播するS波の全反射現象を見ることが出来る。これは局所的な位相である全反射波を生成する(図2.3(c))。通常、都市域での基盤形状は盆状形状を示し、その中心域に向かって基盤が深い方向へ傾斜している。このため、一度基盤から堆積層へ入射した直達実体波が、地表面で全反射した後、堆積層を深い方向へ伝播しながら基盤上面で全反射する場合がある。時には、地表と基盤上面での全反射が連続して生じ、地表記録に全反射波列を生じる。このような全反射波列は、堆積層内に入射実体波を閉じこめてしまうため、地震防災上重要な局所位相となる。これも、地表に展開された群列観測網がその実体を示してくれる。堆積層-基盤系の基盤上面で全反射波が生成されたとき、基盤内には inhomogeneous waves (ihw) が生成される。これは、基盤内まで掘削された深層井を用いて始めて観測される波である。一般的に言えば、 inhomogeneous waves の発生は地震防災上不幸な事を引き起こす可能性を示唆する。

堆積層と基盤の境界で、基盤から伝播した実体波が変換され、局所的な位相となる変換波も、堆積層-基盤系に原因を持つものである(図2.3(d))。この種の変換波では、もともとの位相が大きいS波から変換されたP波、即ち、SP変換波が記録上顕著な位相となるため、もっぱら観測される。特に、この種のSP変換波は、地表で得られた上下動成分記録の中で顕著となる。しかしながら、地表記録のみが単独で与えられた場合、SP変換波を見いだすのにかなりの経験が必要であるが、昨今のKiK-NETのように基盤内の記録と伴に与えられると、この位相の検出は容易なものとなる。

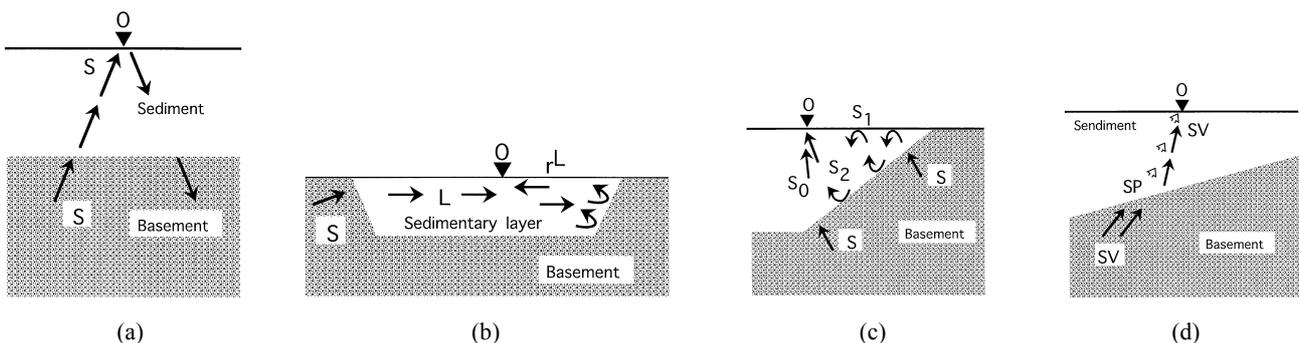


図2.3 堆積層-基盤系で生成される局所位相のモデル
 (a) 直達実体波の伝播
 (b) 堆積層表面波(LQとrLQ)
 (c) S波の全反射波列(直達S波 S_0 と全反射波列 S_1, S_2, \dots)
 (d) SP変換波(SV → SP)

Fig.2.3 Schematic model for explaining the generation setting of local phases in a sedimentary layer – basement system:
 (a) Propagation of direct S-waves. (b) Generation setting of basin-induced surface waves. (c) Generation setting of the wave train of total reflection. (d) Generation setting of SP-converted waves.

2.2 関東地域の強震観測

ここでは、防災科学技術研究所が1970年代の後半から2000年代の始めに至る25年間に関東地域で展開した強震観測網について簡単に述べよう。防災科学技術研究所の関東地域における強震観測網の建設は2段階で行われた。最初の段階は、1995年に発生した神戸の地震以前の観測網であり、深層施設での地中群列観測や府中地域と江東地域での群列観測が主体であった。建設した強震観測点は85地点である。第二段階として、K-NET(Kinoshita, 1998)が神戸の地震を契機に建設され、これにより、関東地域での強震観測点数は数倍に膨れあがっている。K-NETは、全国をおよそ25km間隔で覆う1,000か所の地表強震観測点からなるものであり、現在、関東地域でも有数の観測網となっている。しかしながら、この資料では、説明の都合上、地中観測記録を頻繁に必要とする事と、観測期間の長さから、殆どK-NET以前に建設された第一段階での強震観測網で得られた地震記録を扱っている。特に、本資料で用いた地震記録は、深層観測井施設での地中群列記録、府中地域に展開した3次元的な群列観測網の記録、そして、江東地域の速度型強震計を用いた地表群列観測網の記録が主体となっている。図2.4~2.6で示した観測点は、本資料でその記録を用いた観測点の分布図である。各観測点の詳細については、付録Aに譲るとして、ここでは上記の3群列観測網について述べよう。

2.2.1 深層群列観測

関東地域において、防災科学技術研究所は4か所の深層井を含む地殻活動観測施設(Takahashi and Hamada, 1975)を有している。ここでは、最近の江東地殻活動観測施設を除く岩槻(IWT)、下総(SHM)及び府中(FCH)地殻活動観測施設における地中群列観測について述べよう。関東地域中央部のこれらの地点における堆積層は、先第三系基盤上1.5kmから3kmにわたり発達している。これらの地殻活動観測施設における堆積層厚は、IWT、SHM及びFCHで、各々、2.8km、1.5km及び2kmである。これらの観測施設は、深層井が、各々、1975年、1978年及び1980年に建設され、その後、地表と100m~500mの深さの浅層井に地震計が追加され、厚い堆積層における地震応答の研究(木下, 1986b)と基盤及び震源の地震動特性の研究(Kinoshita, 1984, 1992; Kinoshita and Ohike, 2002)等に用いられてきた。

ここでは、FCHでの観測を後述するため、IWTとSHMでの観測について述べよう。IWTは、埼玉県岩槻市に建設された深層井観測施設であり、敷地内に、3,510m、108m及び地表に負帰還型3成分加速度計が設置されている。3,510mの深層井は、先第三系基盤内700mの深さまで掘削されたものである。ここでは、V401型(固有振動数450Hz, 減衰定数0.6)が孔底に設置されている。また、地表と108m井には、SA355型(負帰還型3成分加速度計)加速度計が設置されている。これらの加速度計の詳細については、付録Bを参照されたい。SHMは、千葉県沼南町に建設された深層井観測施設であり、敷地内の2,300m、200m及び地表に負帰還型3成分加速度計が設置されている。こ

れらの加速度計は、全てV401型である。2,300mの深層井は、先第三系基盤内800m迄掘削された観測井である。

これらの深層井観測施設(後述するFCHも同じ)では、同一の観測システムが深層井からの加速度計に対して用いられている。加速度計を含む固有周期1sの短周期地震計、傾斜計及びA/D変換器を含む電子機器が、全て長さ11mの円筒形容器に格納され、最も厳しい条件では35MPa、85°Cの設置環境(IWTの場合)にある孔底に設置されている。円筒形容器に格納された電子機器には、増幅器、12ビットのA/D変換器、地震計からの信号を地表に送信するためのパルスコード変調器(pulse code modulator)、及び、地震計の姿勢制御を行う為の直流モータ等が格納されている。これらは、上記の様な設置環境にあるため、3年毎に地表に引き上げられ、保守点検を行った後再設置されている。深層井孔底に設置されたV401型加速度計(感度3V/g)は、そのままの出力信号と、これを20倍増幅した60V/gの2系統の信号に分割され、12ビットのA/D変換器で標準化された後、標準化周波数240Hzでパルス変調され地表の観測室へ送信されている。観測室においては、パルス変調された信号を復調し、遮断周波数30Hz、-18dB/octaveのパターワース型低域通過フィルタを通して出力される。出力された加速度信号(3V/gと60V/gの2系統)は、地表及び浅層井の加速度信号と共に同一の収録器で記録される。最終的に記録可能な深層井記録は、ダイナミックレンジを12ビットとして、最大加速度が327gal及び16.3galとなる2系統である。

2.2.2 府中群列観測

図2.5に東京都西部の府中地域に展開した小さな観測網である府中群列観測網(Kinoshita, 1998c; Phillips *et al.*, 1993)を示す。この観測網は、中心観測点であるFCHの3地中観測と地表観測に加えて、FCHを取り囲む様に建設された5つの地表衛星観測点(ING, TMA, KFC, HFC及びCHF)から構成されている。FCH深層井観測施設では、IWTやSHMと同等の観測が行われており、2,750mの深層井の他に、500mと200m(1986年3月19日以降、146mに変更)の観測井と地表での観測が行われている。この地中群列観測で用いられている加速度計は、全てV401型である。なお、ここでの深層井は、基盤内750mの深さに建設されたものである。

FCHを含む6観測点の地表には、3成分の広帯域速度計VS-355が1983年迄に設置されている。この速度計は、0.05~30Hzの周波数域で平坦な特性を有するものであり、10V/20cm/sの感度を有している。この小さな観測網は、地表地中ともおよそ3kmのサイズであるが、3次元的な配置により、堆積層-基盤系の応答に基づく局所的な位相の発生に関する研究に最も貢献している。ちなみに、中心観測点であるFCHでの堆積層厚は2kmである。初期の設置から10年を経た1993年には、地表の広帯域速度計がVS-355型からVSE-11/12型に更新されている。VSE-11/12型速度計の詳細については、付録Bを参照されたい。

2.2.3 江東(東京低地)群列観測

江東群列観測は、府中群列観測の建設が終了した時点から建設を始めたものである。所謂東京低地域(Tokyo

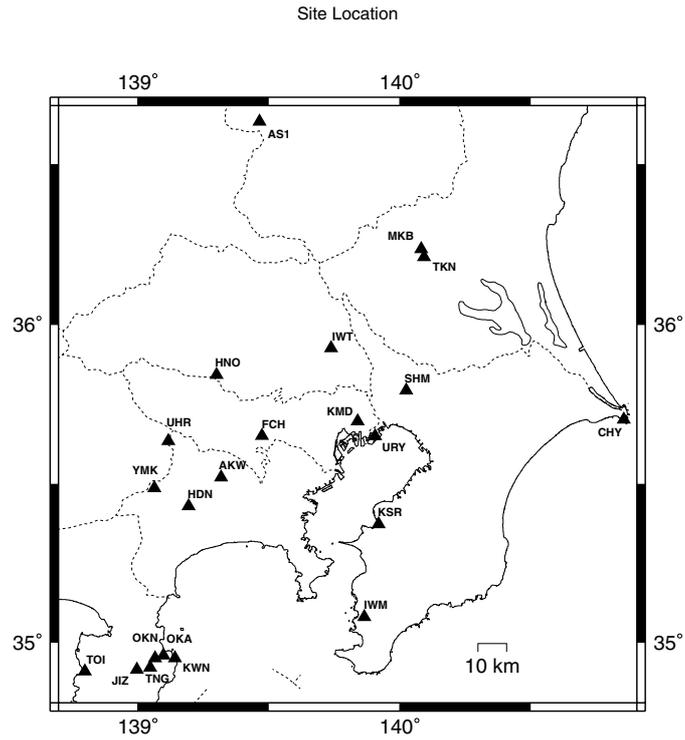


図2.4 本資料で扱った地震記録を観測した観測点分布図(府中群列観測, 江東群列観測, 足尾群列観測, 平塚沖海底群列観測, 岩手県GNB観測点を除く)

Fig.2.4 Locations of strong-motion sites deployed by NIED.

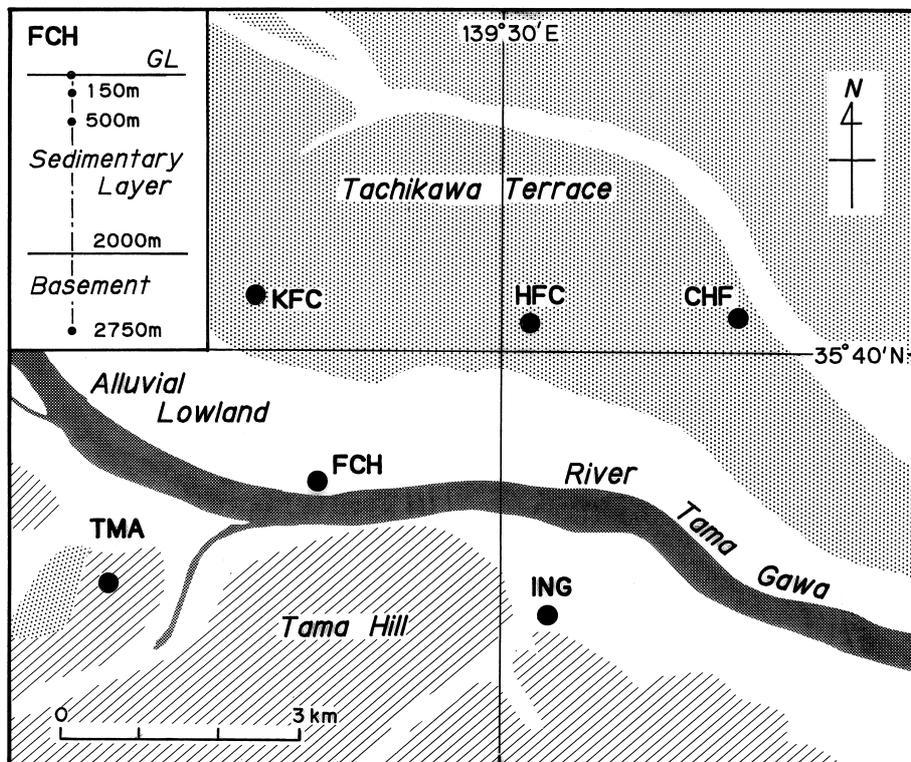


図2.5 府中群列観測

Fig.2.5 Layout of Fuchu array.

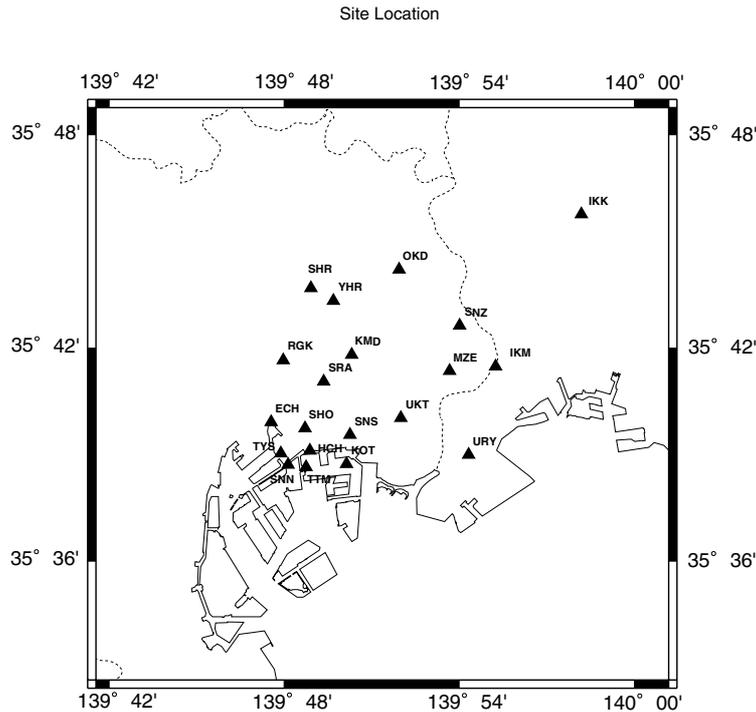


図2.6 江東群列観測

Fig.2.6 Layout of Tokyo lowlands array.

Lowlands)は、1923年の関東地震 ($M_S=8.2$)において激甚な被害が発生した地域であり、東京湾の埋め立て地域である。この震災後も、再び発展を続け、埋め立て域もさらに拡大して今日に至っている。江東群列観測の目的は、この地震に対して脆弱な地域で発生する強震動の特性を把握することにある。

江東群列観測網は、図2.6に示す20地点の地表観測点から構成されている (Kinoshita *et al.*, 1992)。各観測点には、VSE-11/12(1997年3月以前は、VS-355)型速度計が設置されている。ここでのVSE-11/12は、平坦周波数域が0.125~70Hzであり、最大測定速度200sm/sとなっている。この群列観測網の初期建設は1989年であるから、およそ8年間は、最大測定速度40sm/sのVS-355型速度計が用いられていた。この20観測点の中で、KOT観測点のみが、図中の位置から江東深層井観測施設へ1998年の3月に移転している。鈴木(1996)によれば、江東深層観測井施設での堆積層厚は、2.6kmである。

3. 実体波

近地地震記録上の実体波は、純粋な直達P波とS波であるのが普通であろう。震源距離が極短い場合、表層の軟弱な構造に影響されない岩盤域の観測点で記録された地震記録では、直達実体波を容易に識別できる。しかしながら、堆積層上に発達した都市域の観測点で記録される直達実体波は、堆積層-基盤系の様な構造によるサト効果により変調されて現れる。ここでは、最初に、直達実体波のあるべき波形を記録上で示す。次に、地中群列観測の記録を用いてサト効果を説明する。なお、地震の規模を表

すマグニチュードとして、この資料では、気象庁マグニチュード M_{JMA} を用いる。これは、表面波マグニチュードに相当する。

3.1 直達実体波

3.1.1 $M_{JMA} 4.0 \sim M_{JMA} 5.0$ の地震記録

震源距離が20kmに満たない岩盤域の観測点で記録された直達実体波は理想的な波形を示す。即ち、 $M_{JMA} 4.0 \sim M_{JMA} 5.0$ の地震における近地記録では、直達実体波が、1.5で述べたように、速度記録で1サイクル、変位記録で半サイクル(或いは1パルス)の波形として記録される。まず、一例を足尾群列観測(付録A参照)の記録から示そう。記録は、1992年9月22日に足尾町と日光市の境界である日足ト礼付付近で発生した $M_{JMA} 4.0$ の地震におけるAS1及びAS3観測点のものである。震央と観測点の配置は図3.1(a)の通りである。AS1観測点、この地域の基盤である古生層の露出チャート上に3成分の負帰還型加速度計(V401)を設置した地表観測点であり、AS3観測点は先第三系の沢入花崗岩中を50m掘削して加速度計(V401)を孔底に設置した地中観測点である。これらの観測点は、震源から20km以内にあり、得られた速度記録を、各々、図3.1(b)と(c)に示す。

図3.1(b)と(c)の速度記録における直達S波は、特にEW成分は、その中に高い周波数の波が混入してはいるが、全体として、期待される1サイクル波である。これらの速度記録は、その原記録である図3.1(d)と(e)の加速度記録を積分して表示したものである。図3.1(e)に示すAS3観測点における加速度記録上の直達S波部分は、速度記録で示した1サイクルの区間であるが、単色振動の様な波束から構成されている事が判る。この直達S波は、S波の伝搬速度が3 km/sの先第三系基盤である花崗岩内での標本記録の一つで

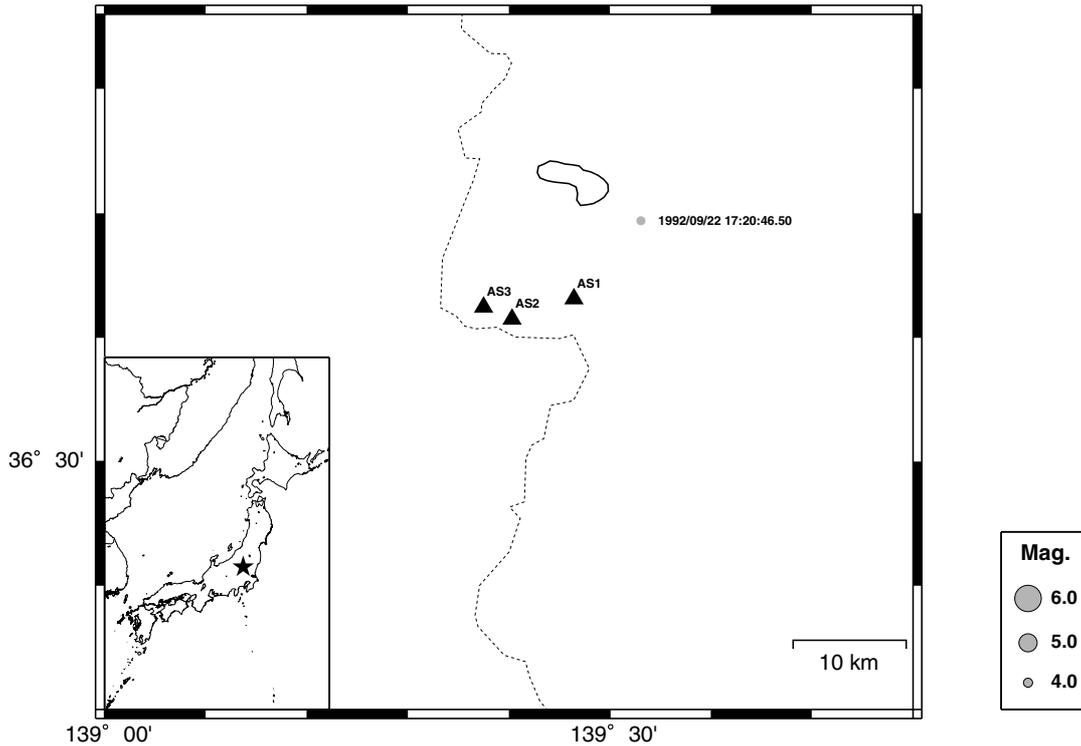


図3.1 (a) 1992年9月22日に足尾付近で発生した地震の震央とAS1, AS2及びAS3観測点の位置図

Fig.3.1 (a) Epicenter of the near Ashio region earthquake of 22 September 1992 and the locations of the AS1, AS2 and AS3 sites.

ある。通常、このような波束は、地中観測における地震計の固定等に問題がある場合に得られるものであるが、ここで見られる波束は1サイクルの直達S波のみに存在するのに気が付こう。5.3では、同じ地震において得られた足尾群列観測網の他の観測点の地中記録(図5.6参照)上に現れる直達S波にも同様の波束が出現している事を示そう。例示資料の最初の地震記録から問題提起をするつもりではないが、この加速度波束のFourier振幅 $\hat{p}(\omega)$ は、概ね ω^2 に当てはまり、 f_{\max} が30Hzとなる。但し、この f_{\max} は、記録器の周波数特性が持つ遮断周波数と一致するため、真の f_{\max} は30Hz以上となる。

他の直達実体波の例を1994年12月19日の地震(M_{JMA} 4.4)における埼玉県西部のHNO観測点の記録で示そう。地震の震央と観測点の位置関係は図3.2(a)に示す通りである。HNO観測点では、3成分負帰還型加速度計SA-355が先第三系基盤内7mに埋設されている。得られた加速度記録を2回積分して変位記録としたものが、図3.2(b)である。上下動成分の直達P波とNS成分の直達S波に半サイクルの直達実体波 \hat{p} を見ることができよう。

上記のような硬質地盤の観測点で記録される直達実体波の速度記録と変位記録の、各々、1サイクル波形と \hat{p} 波形は、小さな地震における震源パラメータ(地震モーメント、 γ 周波数及び地震 I 値)の決定に用いられている。その最も簡易な推定法については、既に1.5で述べた通りである。

3.1.2 M_{JMA} 5.0~ M_{JMA} 6.0の地震記録

直達実体波の変位波形は、 \hat{p} 形状となることを示したが、地震の規模が大きくなると、 \hat{p} の形状が明瞭に物

理的実体と対応する様になる。ここでは、そのような例を1989年2月19日に茨城県南西部で発生した M_{JMA} 5.6の地震において得られたTKN観測点の記録について示そう。地震の震央と観測点の位置関係は、図3.3(a)に示す通りである。図3.3(b), (c), 及び、(d)にTKN観測点で得られたNS, EW, 及び、UD成分の記録を示す。各図とも、上から順に、加速度、速度、及び、変位波形を示している。原記録は、VS-355型速度計による速度記録である。TKN観測点は、北関東の筑波山の裾部に露出した、先第三系基盤の花崗岩上に構築された観測点である。震央距離がおよそ20km, 震源深さおよそ45kmのこの地震における記録では、直達S波の変位記録に特徴的な \hat{p} 波を示すとともに、速度記録では1サイクルの波形を示している。

このような先第三系基盤上で観測された変位記録は、有限長の震源断層を考えることで説明できる。図3.3(e)は、TKN観測点の変位波形と無限媒質中に置かれたHaskellタイプ(Haskell, 1969)の有限断層(この場合、低角逆断層)を用いて試みに計算した波形を併せて示したものである。各成分とも、計算された直達実体波の部分が観測波形のそれをよく説明していることが判ろう。ちなみに、震源と \hat{p} 解の決定から断層面を推定し、これから得られる断層モデルを無限媒質中に置いて合成地震波を計算する一連の操作は、付録EのSMDA2を用いて可能であり、後述しよう。

さて、TKN観測点は、花崗岩の露出域に建設された観測点である。これに対し、図3.3(a)にその位置を示したMKB観測点は、同じ花崗岩中に掘削されたトナリの中、地

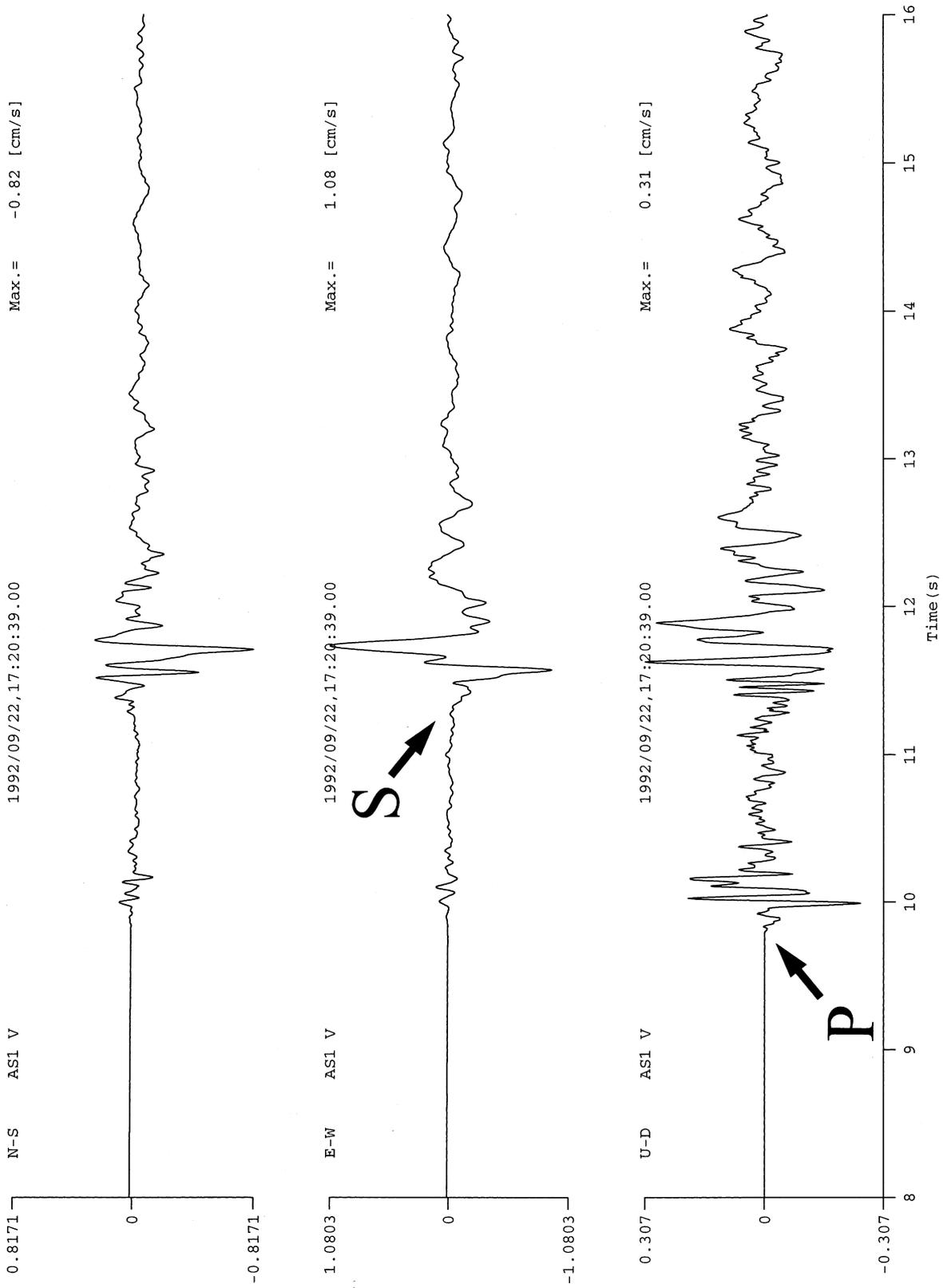


図3.1 (b) 1992年9月22日の地震におけるASI観測点の記録(速度波)
Fig.3.1 (b) Three components of velocity seismogram at the ASI site, calculated from the original acceleration seismogram for the near Ashio earthquake of 22 September 1992: (top) NS, (middle) EW and (bottom) UD-components.

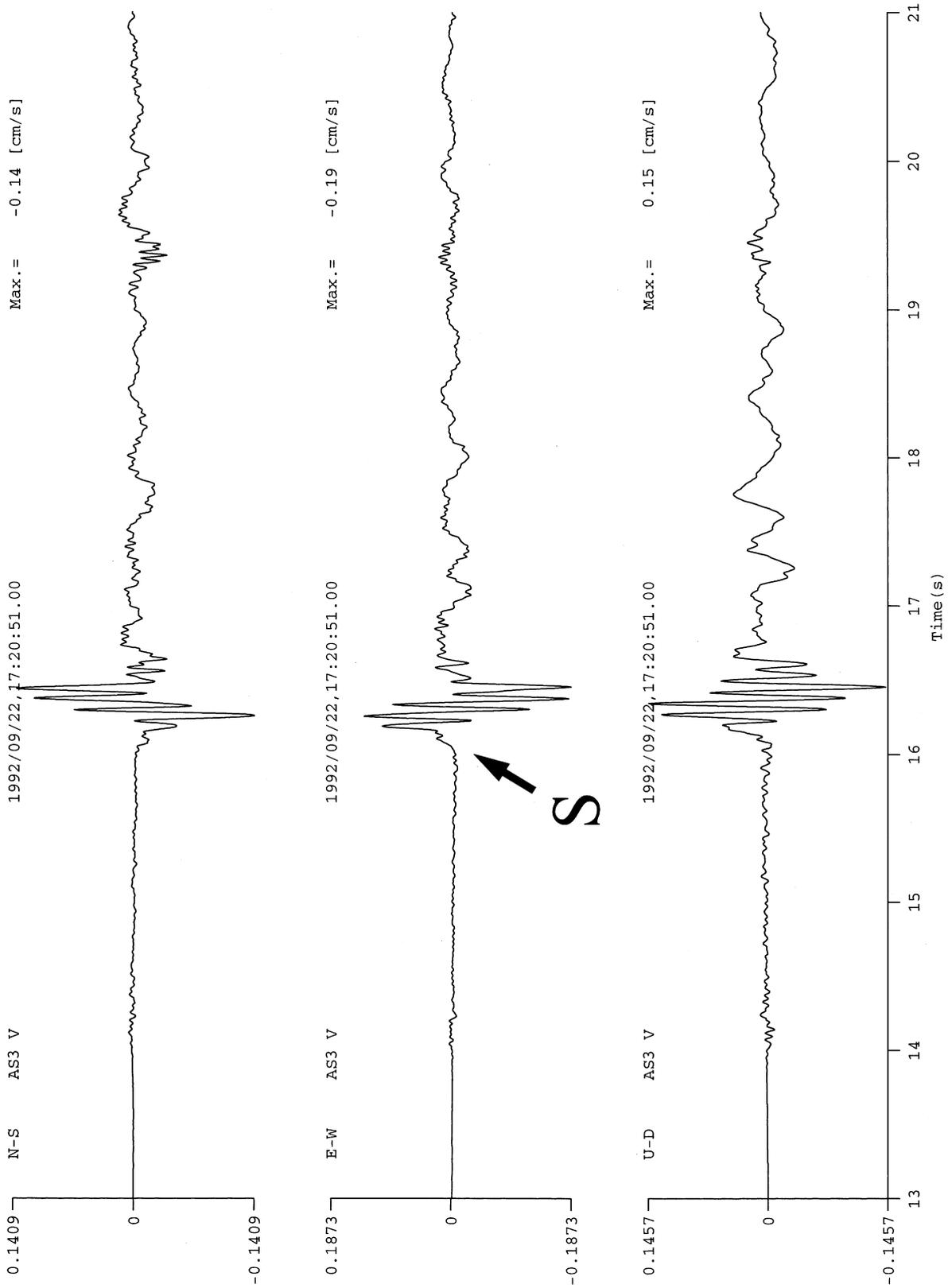


図3.1(c) 1992年9月22日の地震におけるAS3測点の記録(速度波)
 Fig.3.1(c) Three components of velocity seismogram at the AS3 borehole site, calculated from the original acceleration seismogram for the near Ashio earthquake of 22 September 1992: (top) NS, (middle) EW and (bottom) UD-components.

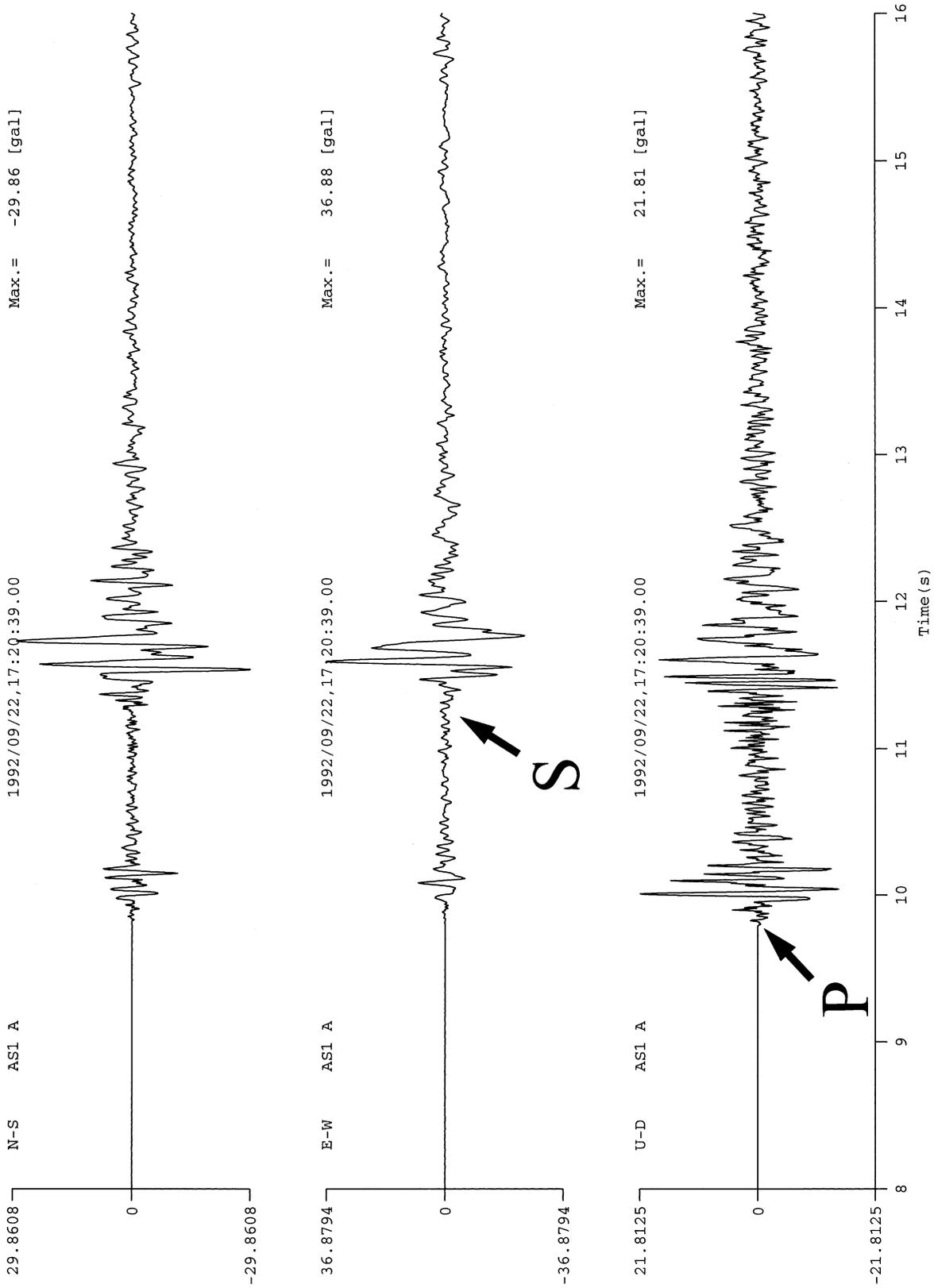


図3.1 (d) 1992年9月22日の地震におけるASI観測点の記録(加速度波)

Fig.3.1 (d) Three components of acceleration seismogram recorded at the ASI site for the near Ashio earthquake of 22 September 1992: (top) NS, (middle) EW and (bottom) UD-components.

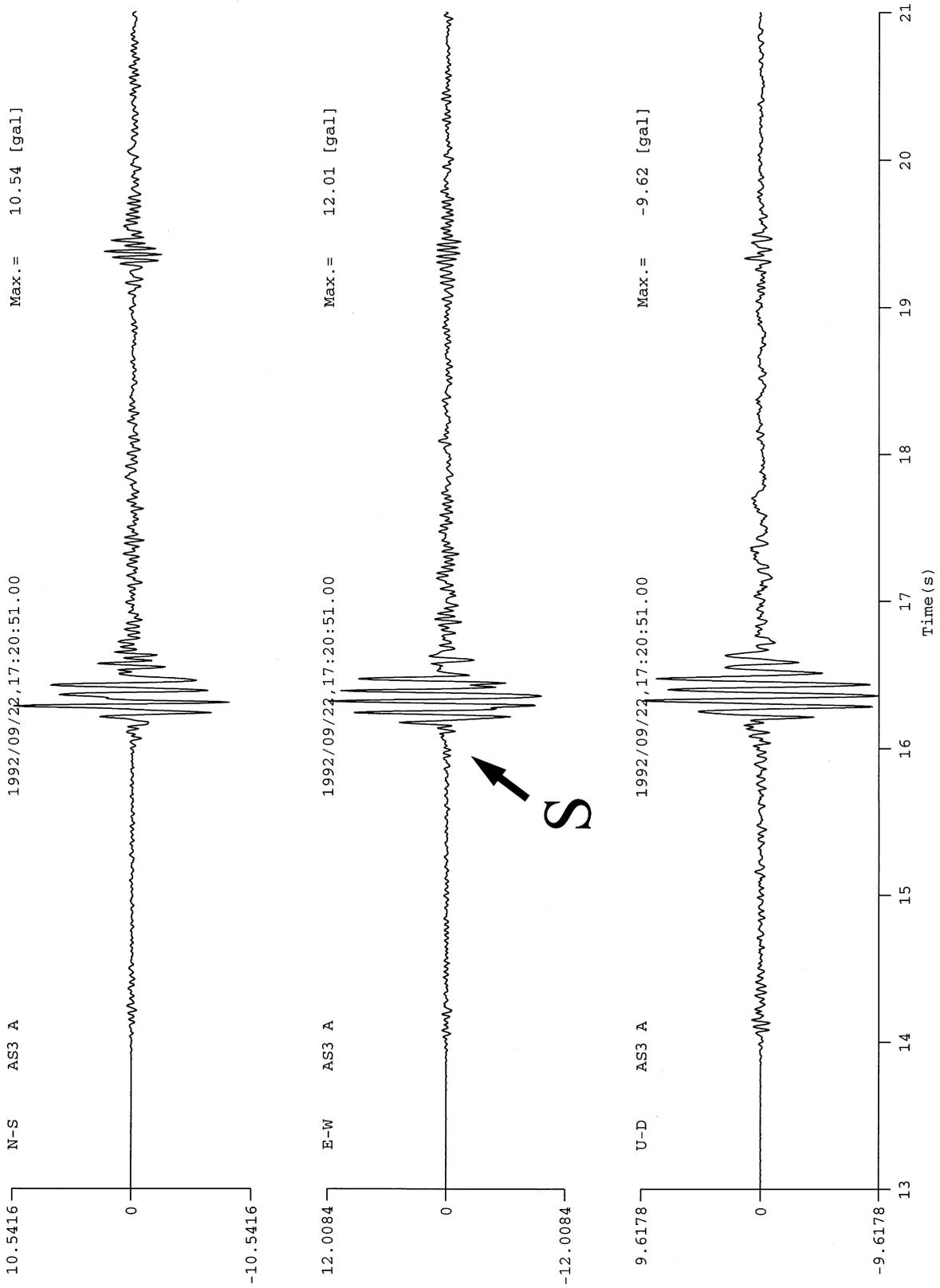


図3.1(e) 1992年9月22日の地震におけるAS3測点の記録(加速度波)
 Fig.3.1(e) Three components of acceleration seismogram recorded at the AS3 borehole site for the near Aho earthquake of 22 September 1992: (top) NS, (middle) EW and (bottom) UD-components.

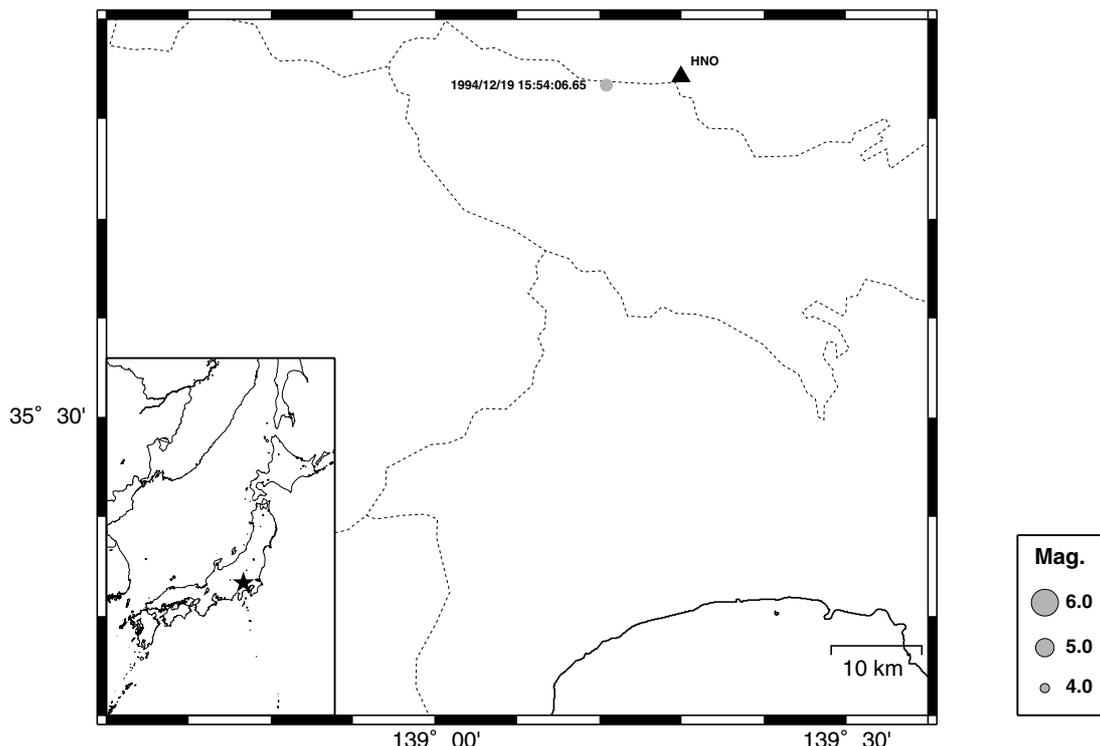


図3.2(a) 1994年12月19日に東京都青梅付近で発生した地震の震央とHNO観測点の位置図

Fig.3.2 (a) Epicenter of the near Ohme region earthquake of 19 December 1994 and the location of the HNO site.

表からおよそ160m下に3成分負帰還型速度計VSE-11/12を1988年に設置した観測点である。図3.4(a)と(b)は、TKN観測点とMKB観測点の1989年2月19日の地震における記録を、各々、NS成分及びUD成分について比較したものである。TKN観測点の直達実体波に含まれていた高周波数の成分は、MKB観測点の直達実体波では消失している。これに対し、MKB観測点の記録では、直達S波の後続波が、直達S波の周期で続いている。これらは、地表観測点であるTKN観測点の記録には、先第三系基盤上の記録といえども、高周波数域でサイト効果の影響を含んでいることを意味している。このサイト効果は、花崗岩体上部の風化層によるものである。TKN観測点では、ダウンホールの方法により、地下100m迄の弾性波探査が行われており、その結果から図1.8に示すサイト増幅特性が得られている。図1.8のサイト増幅特性は、水平成層構造を仮定したSH波に対するものであるが、表層部分の影響により高周波数域で増幅度が上がっていることが判ろう。この様な先第三系基盤の露岩域における風化表層部の影響による地震波の増幅は、Yoshimoto *et al.* (1993)により足尾地域の基盤観測においても報告されている。この様な観測結果は、基盤域における観測記録に基づいて震源特性を考察する場合、高周波数の地震波には注意を払うべきことを示唆するものである。

3.1.3 $M_{JMA} 6.0 \sim M_{JMA} 7.0$ の地震記録

この地震規模の範囲では、2つの重要な現象であるストッピング・フェイス(終端位相)とディレクティビティが明瞭となる。ここでは、この2つの現象を実記録に基づき示そう。これ

らは、有限長の断層運動によるものであり、 $M_{JMA} 6.0$ を越える地震において明瞭に観測される現象である。

最初に、この規模の範囲にある地震で得られた代表的な地震記録を示す。地震は、1987年12月17日に発生した千葉県東方沖地震($M_{JMA} 6.7$)であり、記録は、TKN観測点でのVS-355型速度計による地表記録である。震央と観測点の位置関係は図3.5(a)に示す通りである。図3.5(b)は、TKN観測点で記録された速度記録である。トランスバース成分記録では、周期6s程度の1サイクル波を直達S波として容易に認識できる。図3.5(b)の速度記録を積分して変位記録としたものが図3.5(c)である。トランスバース成分の直達S波が半サイクルの波形となっている事が判ろう。この地震は、震源の深さがおよそ50kmであるが(所謂破壊開始点の深さ)、一般に深い地震の直達実体波は単純な波形となることが多い。

次の例として、1980年6月29日に発生した伊豆半島東方沖地震($M_{JMA} 6.7$)におけるJIZ観測点で得られた記録を示そう。まず、地震の震央とJIZ観測点の位置関係は図3.6(a)の通りである。JIZ観測点では、S波速度がおよそ1.3km/sである第三系湯が島層群の凝灰岩中に掘削された坑道にV401型加速度計と村松型速度計が設置されている。加速度計の記録を図3.6(b)に、村松型速度計の記録を図3.6(c)に示す。また、速度計の記録を積分して得られる変位記録が図3.6(d)である。JIZ観測点と震源の距離はおよそ20kmであるから、図3.6(c)は広帯域の速度型強震計によって記録された世界最初の近地強震記録となろう。さて、直達S波の到来は、加速度記録よりも速度記録において明瞭に判断できる。図中の時間スケールでおよそ11sに出現する

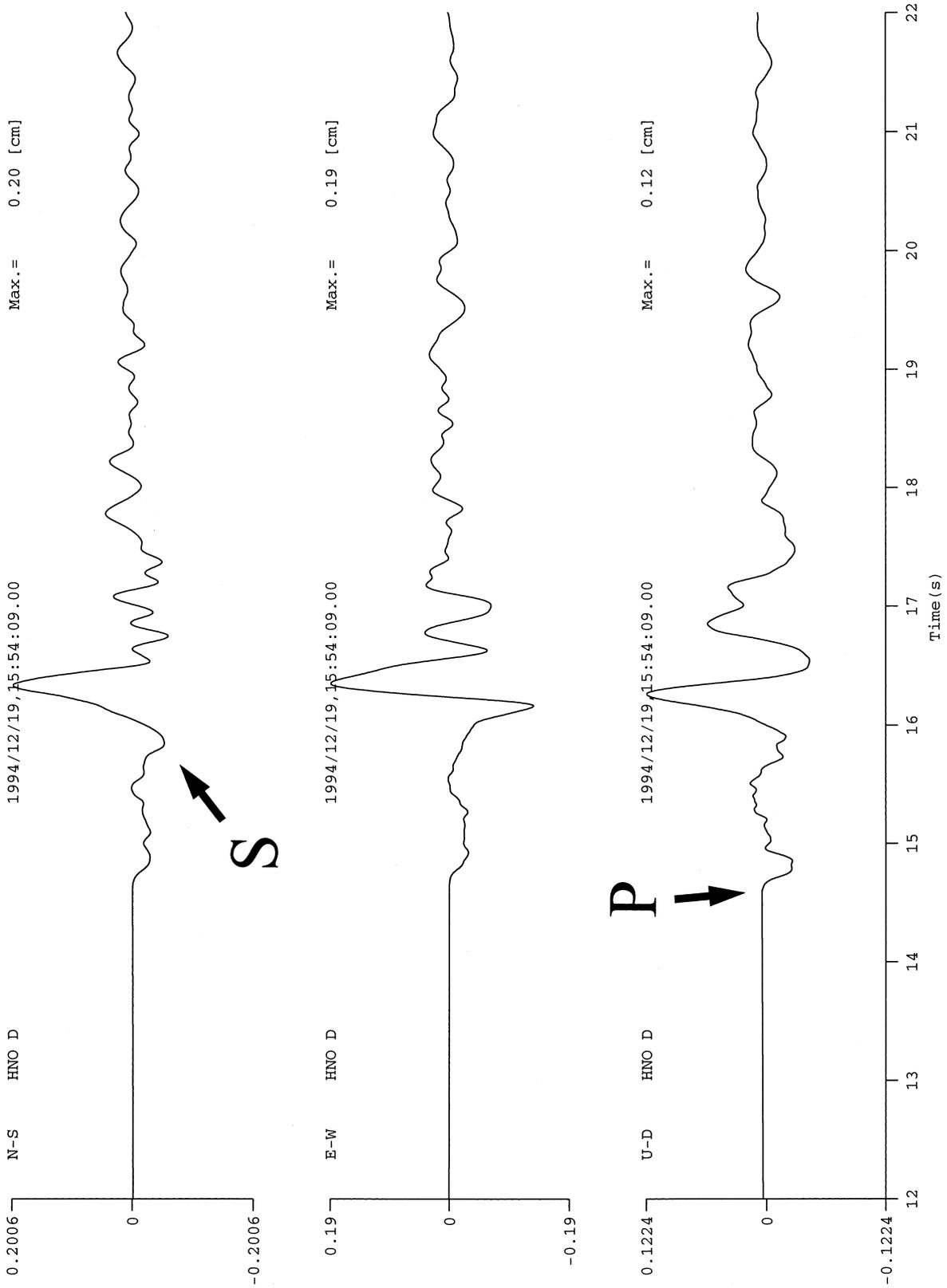


図3.2 (b) 1994年12月19日の地震におけるHNO観測点の記録(変位波)
 Fig.3.2 (b) Three components of displacement seismogram at the HNO borehole site, calculated from the original velocity seismogram.

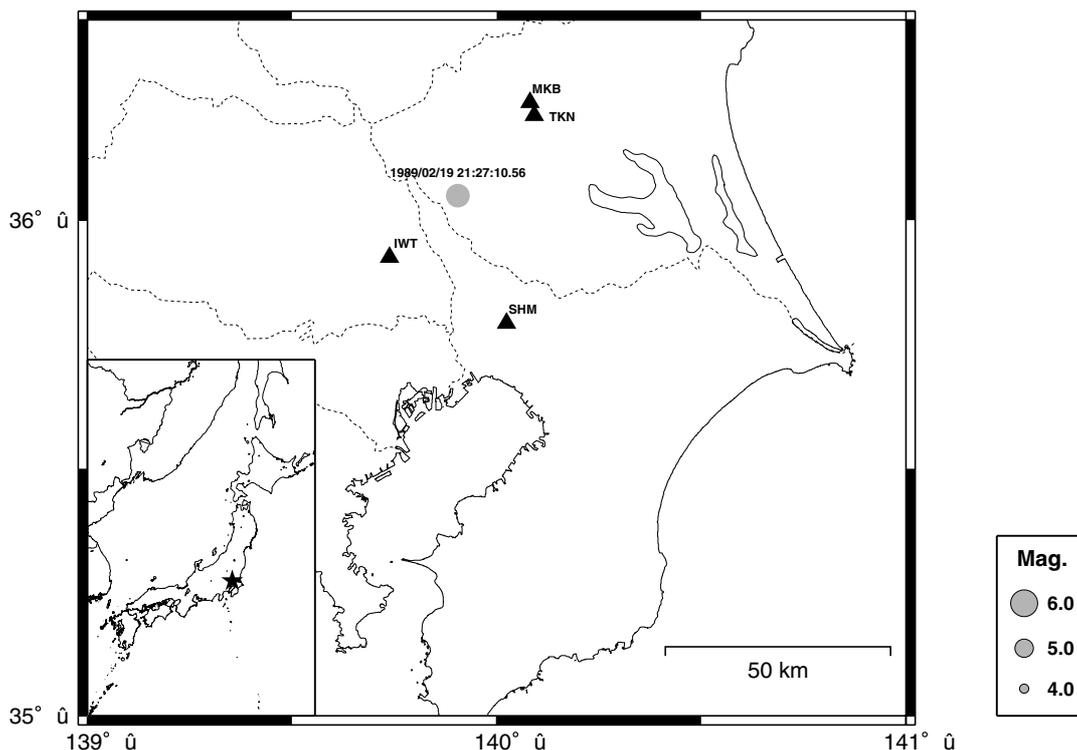


図3.3 (a) 1989年2月19日に茨城県南西部で発生した地震の震央とTKN, SHM, IWT及びMKB観測点の位置図

Fig.3.3 (a) Epicenter of the southeastern Ibaraki Prefecture earthquake of 19 February 1989 and the locations of the TKN, MKB, SHM and IWT sites.

大きな振幅の位相は、所謂終端位相と言われるものである。この位相は、断層破壊過程の終端において作られるものである。終端位相の同定は、同じ成分のP波位相と逆位相であり、S波終了時に出現する振幅の大きな位相であることによる。図中の地震記録では、終端位相の後、表面波の出現によりS波が乱されている。伊豆半島東方沖に震源を持つ地震において、JIZ観測点の記録に現れる表面波は、ここでの例よりも規模の小さい地震において明瞭に判定出来るが、これは後述の4.1で例示しよう。

比較的大きな地震の後、震源域での飛石現象が報告されている。これは、上下動の加速度が1Gを越えたことを意味するものである。即ち、震源域では、かなり大きな上下動が発生する事を示唆している。1998年9月3日に岩手山の下で発生した M_{JMA} 6.1の地震におけるGNB観測点の加速度記録を図3.7(b)に示そう。地震の震央とGNB観測点の位置関係は図3.7(a)に示す通りである。このGNB観測点は、1998年に岩手山の周辺に展開したキネトリクス製アルファK2型強震計による5か所の臨時観測点の一つである(Nakahara *et al.*, 2002)。図3.7(b)の加速度記録における最大振幅は、水平成分ではなく上下動成分に見ることができる。震央距離はわずか5 kmである。従って、震源域の加速度記録においては、水平動の最大振幅が必ずしも上下動の最大振幅を上回ると言うことはないであろう。では、上下動成分の最大加速度がどこで発生したのかを波形上で少し詳しく見てみよう。まず、図3.7(b)の加速度記録で判る事は、直達S波が判らないという事であろう。

近地地震の複雑さに加えて、サト効果が記録上顕著である事による。そこで、加速度記録を2回積分して図3.7(c)の変位波形としてみる。図3.7(c)から読みとれる事は、おそらく、2つのP波とS波であろう。これは、すぐ後の3.2で述べる多重震源を有する地震である(この記録のみを用いて断定するのは早計ではあるが)。上下動成分の加速度記録に現れた最大振幅の位相は、始めの震源(イベント)の終端位相と後の震源(イベント)の立ち上がり時に相当するところにある事が、図3.7(b)と(c)の比較から判る。と言う事は、この最大振幅の加速度の発生は、一般性の無い不幸な環境から生じた結論づける事が出来る。

最後に、断層破壊のディレクティビティを示す記録を例示しよう。1987年千葉県東方沖地震において、CHS, IWM, 及び、SHMの各観測点で加速度記録が得られた。震央とこれらの観測点の位置関係は図3.5(a)に示す通りである。IWMとCHSの観測点では、3成分型のSA-355型加速度計が地表に設置されている。図3.5(a)から、IWMとCHS観測点は、震源からほぼ等距離にある事が判ろう。これら3観測点の加速度記録は、トランス、ラテリアル及び上下動方向について、各々、図3.8(a), (b)及び(c)となる。これらの加速度記録から、この地震における断層破壊は、断層面の南側から北側へ進行したことが判る。即ち、断層破壊はIWM観測点側からCHS観測点側へ進行したといえる。これらは、CHS観測点の加速度記録がIWMのそれと比較して振幅が大きくかつ主要動の継続時間が短いことから言える。この様な断層破壊のディレクティビティは、K-NETや

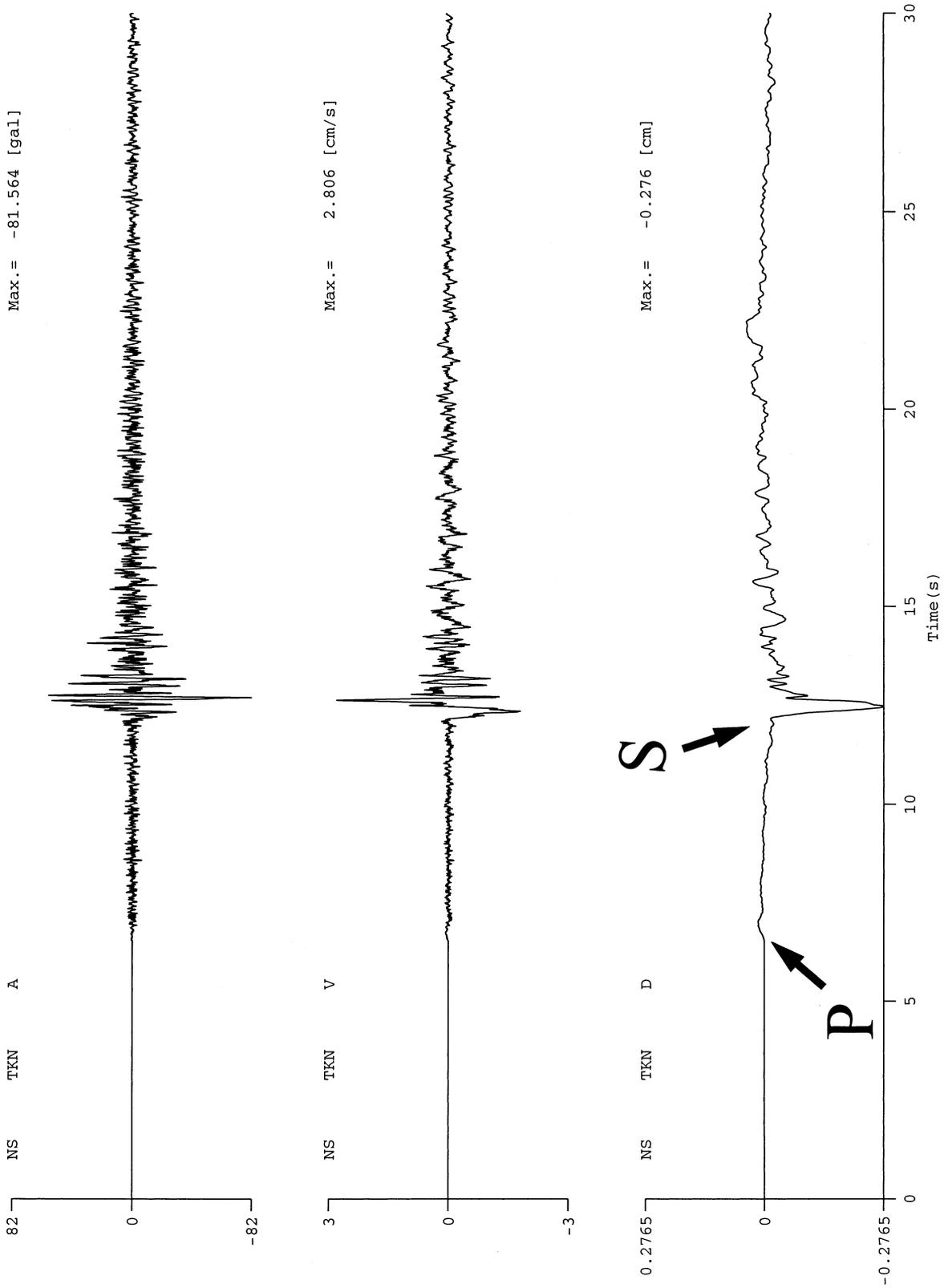


図3.3 (b) 1989年2月19日の地震におけるTKN観測点のNS成分記録(上から、加速度、速度及び変位波)
 Fig.3.3 (b) NS-component seismograms obtained at the TKN site from the earthquake of February 19, 1989: (top) acceleration, (middle) velocity (original), and (bottom) displacement seismograms.

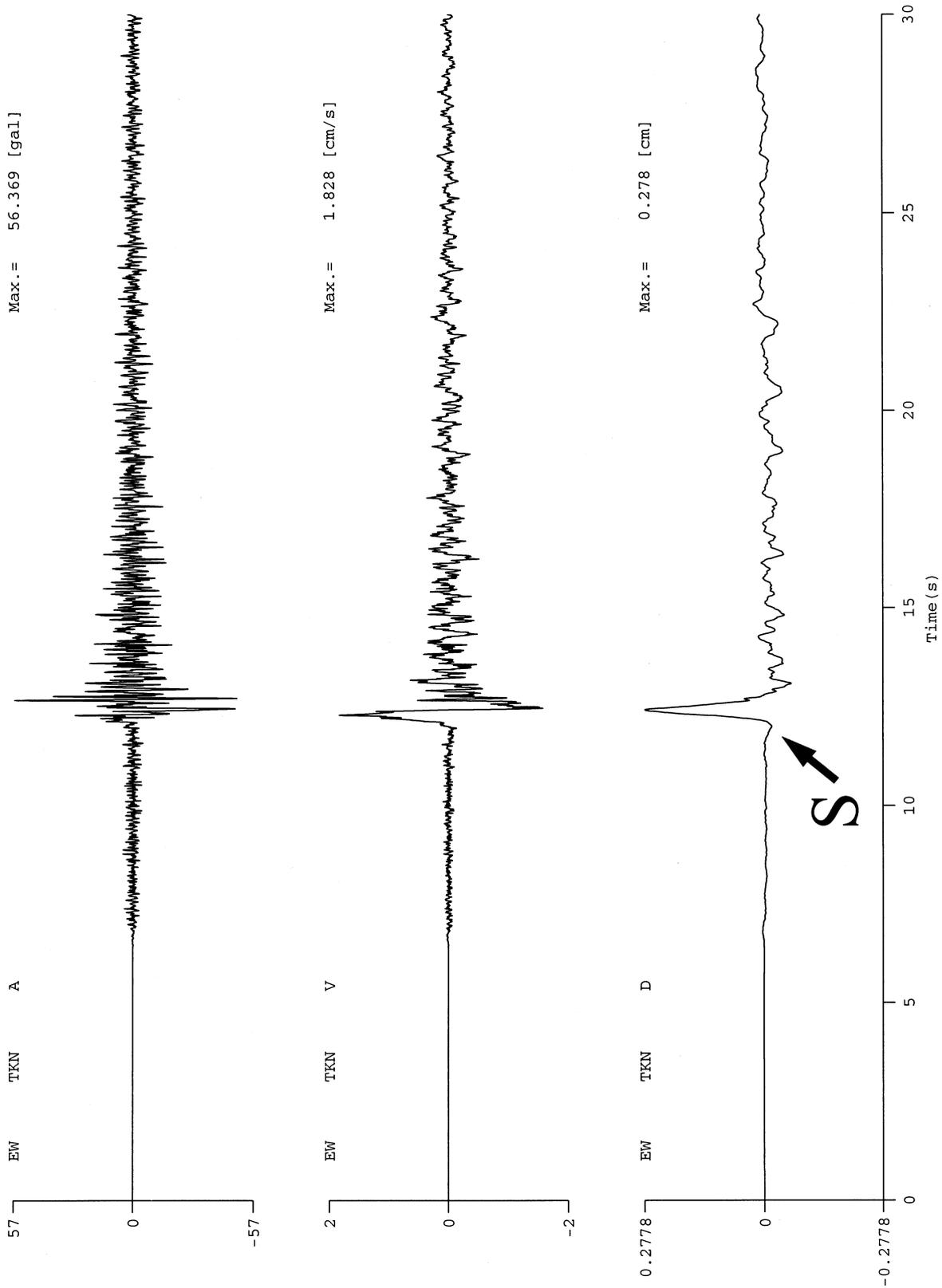


図3.3 (c) 1989年2月19日の地震におけるTKN観測点のEW成分記録(上から、加速度、速度及び変位波)

Fig.3.3 (c) EW-component seismograms obtained at the TKN site from the earthquake of 19 February 1989: (top) acceleration, (middle) velocity (original), and (bottom) displacement seismograms.

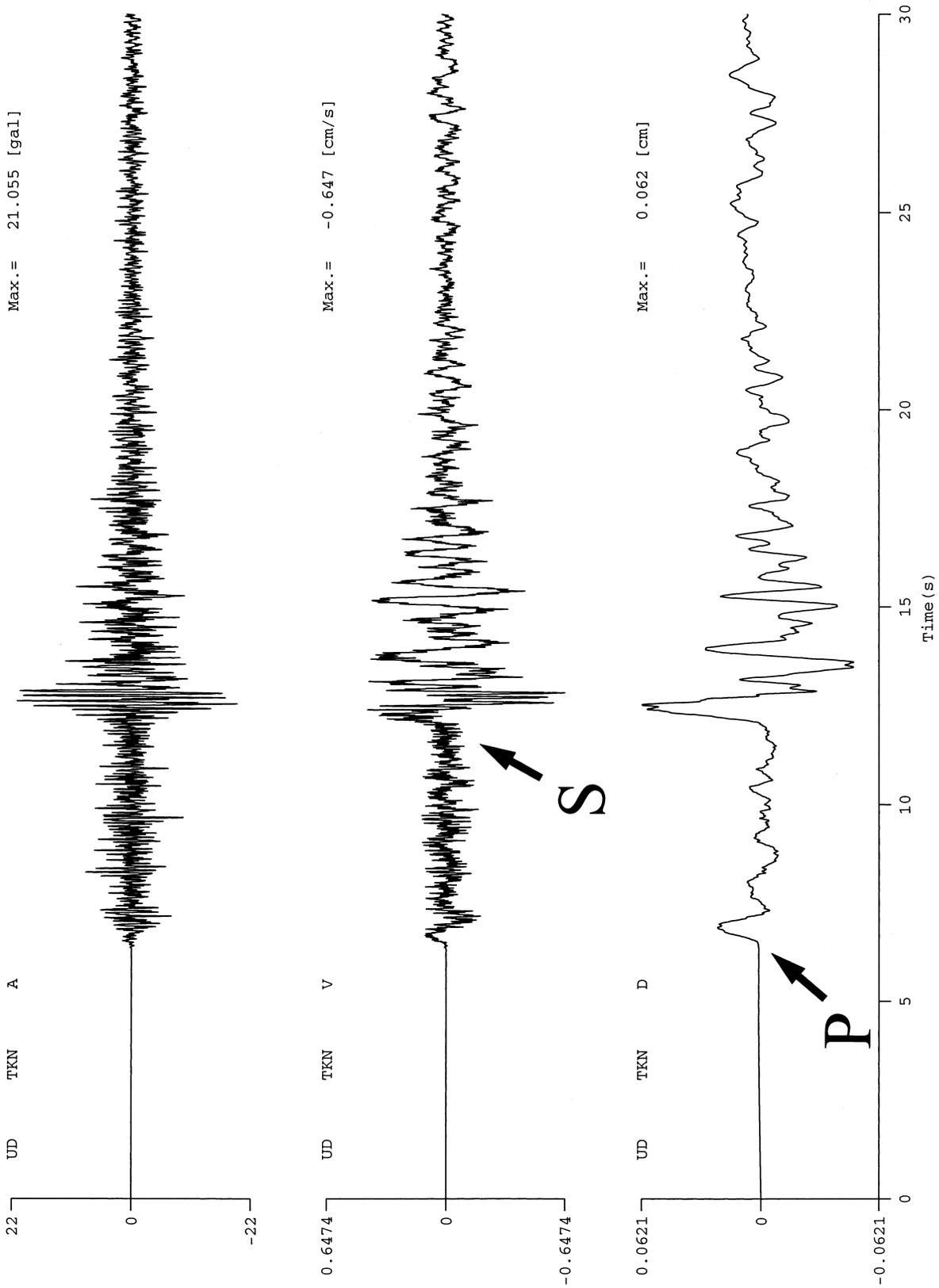


図3.3 (d) 1989年2月19日の地震におけるTKN観測点のUD成分記録(上から、加速度、速度及び変位波)

Fig.3.3 (d) UD-component seismograms obtained at the TKN site from the earthquake of 19 February 1989: (top) acceleration, (middle) velocity (original), and (bottom) displacement seismograms.

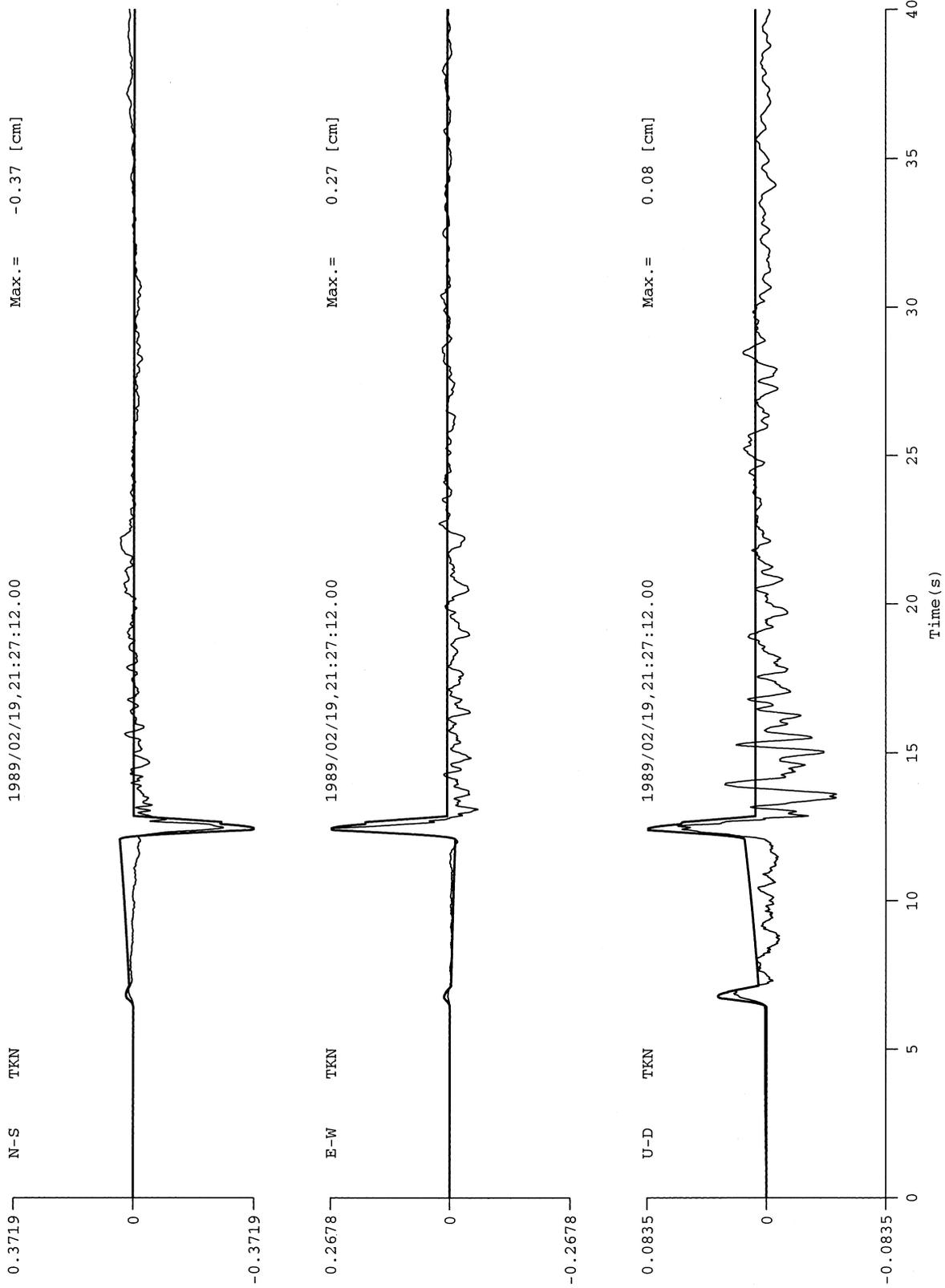


図3.3 (e) 1989年2月19日の地震におけるTKN観測点の変位波と無限媒質中の断層すべりから計算される変位波(上から, NS, EW及びUD成分).計算波形は太線でプロットされている。

Fig.3.3 (e) Displacement seismogram obtained at the TKN site and a synthesized seismogram.

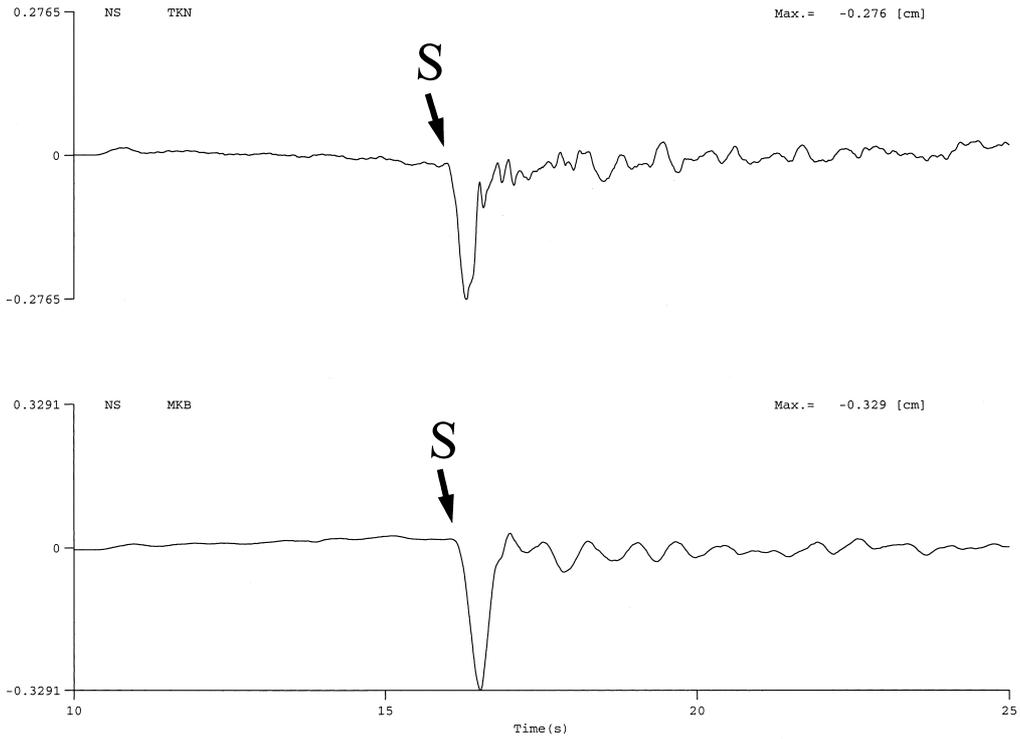


図3.4 (a) 1989年2月19日の地震におけるTKN観測点のNS成分変位波(上)とMKB観測点のNS成分変位波(下)
 Fig.3.4 (a) NS-component displacement seismograms observed at the TKN (top) and MKB (bottom) sites. The original seismograms are velocity seismograms.

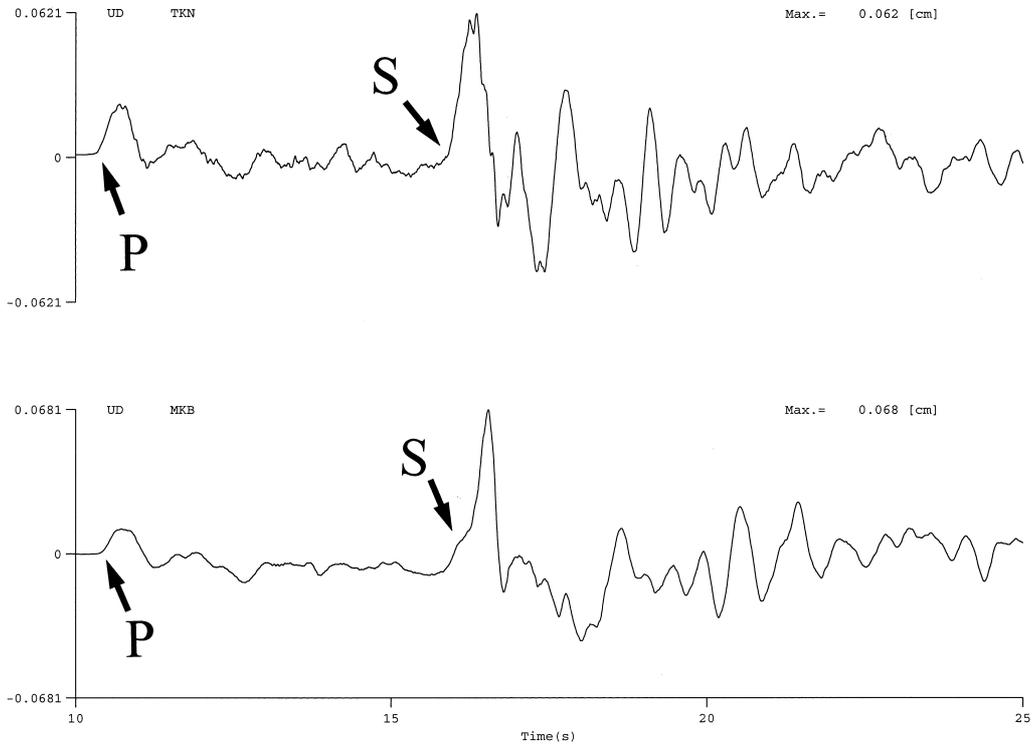


図3.4 (b) 1989年2月19日の地震におけるTKN観測点のUD成分変位波(上)とMKB観測点のUD成分変位波(下)
 Fig.3.4 (b) UD-component displacement seismograms observed at the TKN (top) and MKB (bottom) sites. The original seismograms are velocity seismograms.

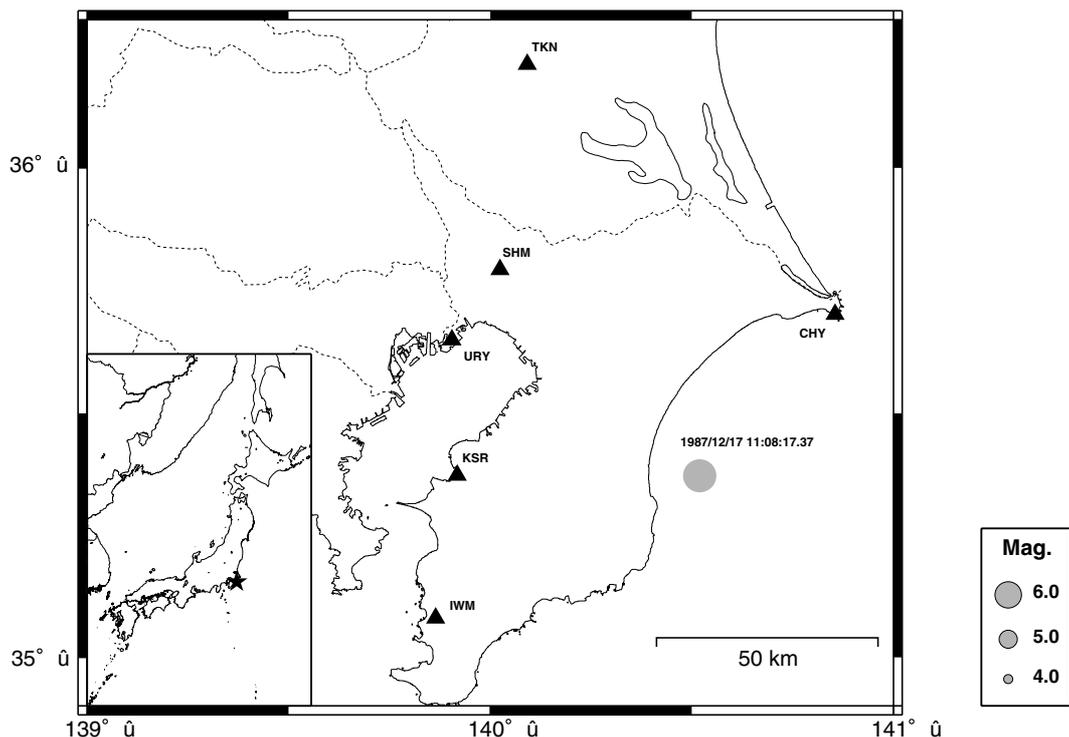


図3.5 (a) 1978年12月17日の千葉県東方沖地震の震央とTKN, SHM, IWM, CHY, URY及びKSR観測点の位置図

Fig.3.5 (a) Epicenter of the Chiba-ken toho-oki earthquake of 17 December 1987 and the locations of the TKN, SHM, IWM, CHY, KSR and URY sites.

KiK-NETの様な最近の強震観測網では容易に見る事が出来るし、定量的な考察も可能となろう。

3.2 多重震源

比較的大きな地震において、地震記録の中に地震の列を見ることができる。これらは同一と認定される地震断層面に発生するものであり、所謂群発地震とは異なり、多重震源と言われる。一例として、1996年3月6日に山梨県東部で発生した M_{JMA} 5.6の地震におけるYMK観測点の記録を示そう。震央とYMK観測点の位置関係は図3.9(a)に示すとおりであり、震源距離はおよそ25kmである。YMK観測点では、第三紀の露出花崗岩上にVSE-11/12型の広帯域速度計が設置されている。この地震において記録された速度記録は図3.9(b)に示すとおりであり、少なくとも3つのP波の立ち上がりを読みとれる。しかしながら、速度記録でこれら3つのP波に対応するS波を見いだすことは困難であろう。ところで、広帯域速度計の利点は、容易に変位変換できることであり、図3.9(c)に示す変位記録を得ることができる。速度記録上で判別が困難であった3つのサブイベントは、変位記録上で読みとることが可能であり、図3.9(b)のP1, P2, P3に対応するサブイベントを図3.9(c)のS波の中でS1, S2, S3と同定できる。

図3.9(b)或いは(c)において、3つのサブイベントを同定したが、実際はYMK観測点で得られた記録のみで多重震源であることを言うのはなかなか難しいところがあり、経験が要求されよう。実際、この様なサブイベントの同定には、複数の観測点の記録が必要とされる。通常、サブイベントは、

サブイベント間の時間差が全ての異なる観測点の記録において同一となると言うrule-of-thumbに従って決められる。この地震の場合、図3.10で示したAKW及びUHR観測点の上下動速度記録を参照すれば、P1, P2, P3の決定が容易に可能となる。AKW及びUHR観測点の位置は図3.9(a)に示す通りであるが、AKWでは地表設置されたVSE-11/12の記録を、UHR観測点では地中23mに埋設されたV401型加速度計の記録を積分したものを図3.10では示してある。余談ではあるが、山梨県東部の地震では、1983年8月8日の地震 (M_{JMA} 6.0)も多重震源であった様に、この地域で発生する地震は、しばしば多重震源となるようである。

3.3 S波の重複反射

ここまでは、容易に読みとることが出来る様な直達実体波の例を示してきた。しかしながら、実際直達実体波は、伝搬経路での散乱やサイト効果により変調された波形となって記録される。1サイクルの速度波形やパルス状の変位波形が直達実体波として扱えるのは、観測条件が良い場合であろう。ここでは、地中群列観測の記録を用いて、直達実体波の堆積層-基盤系における伝搬の状態を示すと共に、重要なサイト効果である重複反射についてその例を示そう。

3.3.1 例

よく知られていることではあるが、地中群列観測は実体波の地中伝搬とS波のサイト増幅効果を考察するのに有用である。ここでは、S波の重複反射を考察する前に、そのような例を幾つか示すことにする。最初の例は、1980年

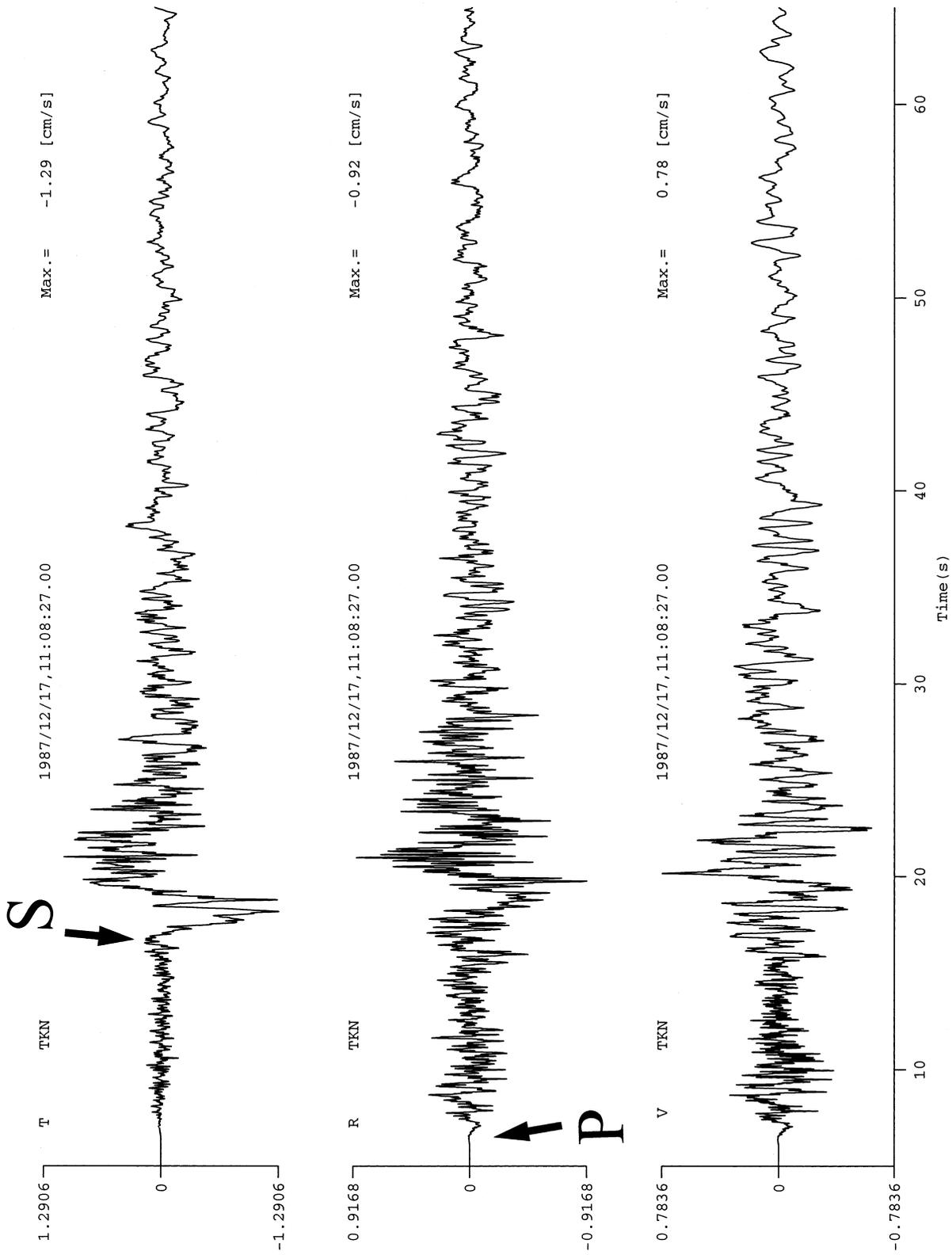


図3.5 (b) 1978年12月17日の千葉県東方沖地震におけるTKN観測点の速度波(上から, トランスバース, ラングビタ, 及び上下成分)
Fig.3.5 (b) Three components of velocity seismogram recorded at the TKN site from the earthquake of 17 December 1987: (top) transverse, (middle) radial and (bottom) UD-components.

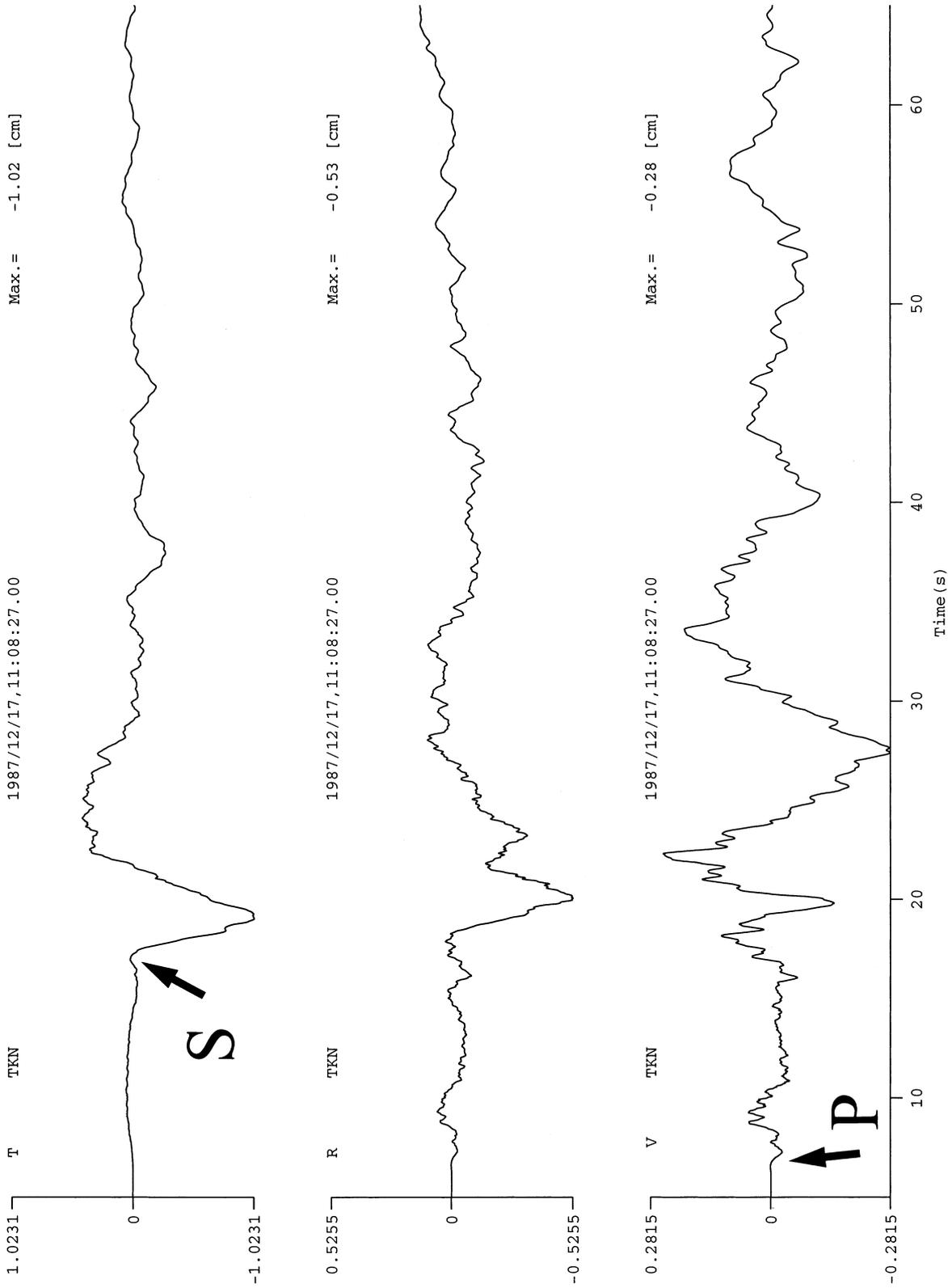


図3.5(c) 1978年12月17日の千葉県東方沖地震におけるTKN観測点の変位波(上から、トランス、ラジアル及び上下成分)
Fig.3.5(c) Three components of displacement seismogram recorded at the TKN site for the earthquake of 17 December 1987: (top) transverse, (middle) radial and (bottom) UID-components. These displacement seismograms are calculated from the original velocity seismograms.

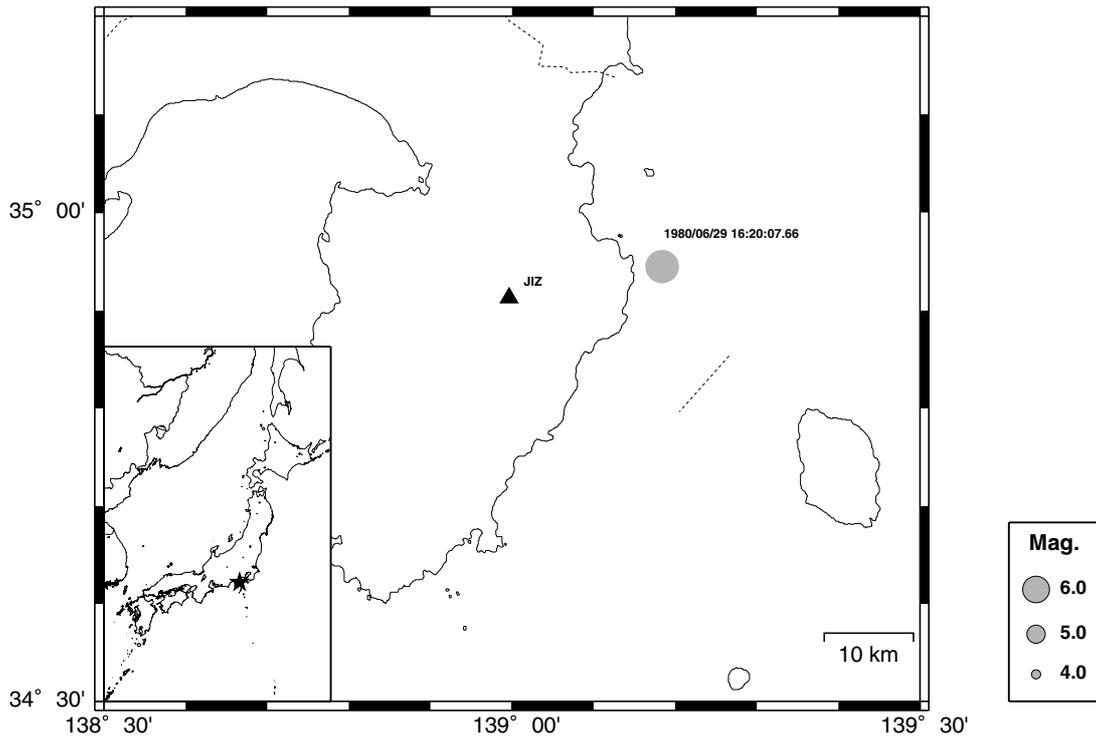


図3.6 (a) 1980年6月29日の伊豆半島東方沖地震の震央とJIZ観測点の位置図

Fig.3.6 (a) Epicenter of the Izu-hanto toho-oki earthquake of 29 June 1980 and the location of the JIZ site.

9月25日に千葉県中部で発生した M_{JMA} 6.1の地震における府中観測施設(FCH)での群列観測記録である。図3.11(a)に地震の震央とFCH観測施設の位置関係を示す。FCH観測施設には、1980年当時、施設内に構築された2つの地中観測井孔底と地表にV401型加速度計が設置されていた。地中観測井の深さは、200mと2,750mであり、2,750m井は先第三系基盤内に掘削されている。図3.11(a)の配置で得られた地中群列記録を図3.11(b)に示す。図中、上図は2,750mの基盤内で得られた加速度記録であり、中央の記録と下図の記録は、各々、200m井と地表で得られた加速度記録である。この図の群列記録を一見ただけで、2.3(a)の図例で示したように、ハル形状の直達S波が堆積層-基盤系を上昇し、地表で全反射して下降している様子が判ろう。さらに直視すると、直達S波の振幅が地表に近づくにつれて大きくなって行くことが判ろう。この地表付近での増幅は、最も基本的なサイト増幅効果を示すものである。即ち、堆積層-基盤系において、地表に近づくにつれてインバージョンが小さくなることによるものである。しかしながら、よく見ると、地表記録では直達S波部分は勿論のこと、後続部分においてさえ特定の周期の波が増幅されている事が判ろう。これは、地震工学において最も重要なサイト効果の一つである地表付近の重複反射効果によるものである。即ち、堆積層-基盤系における実体波は、系の持つインバージョン列により増幅され、さらに、地表付近の重複反射により増幅されると言う2重のサイト増幅効果にさらされる事となる。この重複反射は、一つの共振現象を生み出し、その増幅度は基本モードの共振周波数において10を越える事

も普通である。

さらなる例を下総地殻活動観測施設(SHM)の群列記録を用いて二つ示そう。この観測点では、先第三系基盤内に掘削された2,300m井と200m井の孔底に3成分のV401型加速度計が設置され、同種の加速度計が地表にも設置されている。一つの例は、1989年2月19日に発生した茨城県南西部の地震(M_{JMA} 5.6)において得られた記録であり、もう一つの例は、1987年12月17日に発生した千葉県東方沖地震(M_{JMA} 6.7)における地中群列記録である。これらの地震の震央位置とSHM観測点の位置関係は、各々、図3.3(a)と図3.5(a)に示した通りである。図3.12(a)と(b)に示した群列記録は、茨城県南西部の地震において得られたものであり、各々、加速度の原記録と積分して得られた速度記録である。いずれの記録もトランスバース方向へ変換したものを示している。これらの図から、図3.11(b)を用いて説明した堆積層-基盤系における直達S波の伝播とサイト増幅効果を読みとるのは容易であろう。しかしながら、図3.13(a)、(b)及び(c)で示す千葉県東方沖地震の記録はこれらの記録とは若干異なるところがある。図3.13(a)、(b)及び(c)は、各々、加速度の原記録、積分して得られた速度記録と変位記録を示している。各図とも、上から2,300m井、200m井及び地表のトランスバース方向成分である。何が違うかと言うことは、簡単に言えば、図3.13(b)の速度記録において、地表と200m井の記録が2サイクルの波形形状なのに対し、2,300m井は3サイクルの波形を示している事である。この基盤内記録における1サイクル分の増加は、周期およそ6sの直達S波が地表で反射して本来の直達S波に混入した事によ

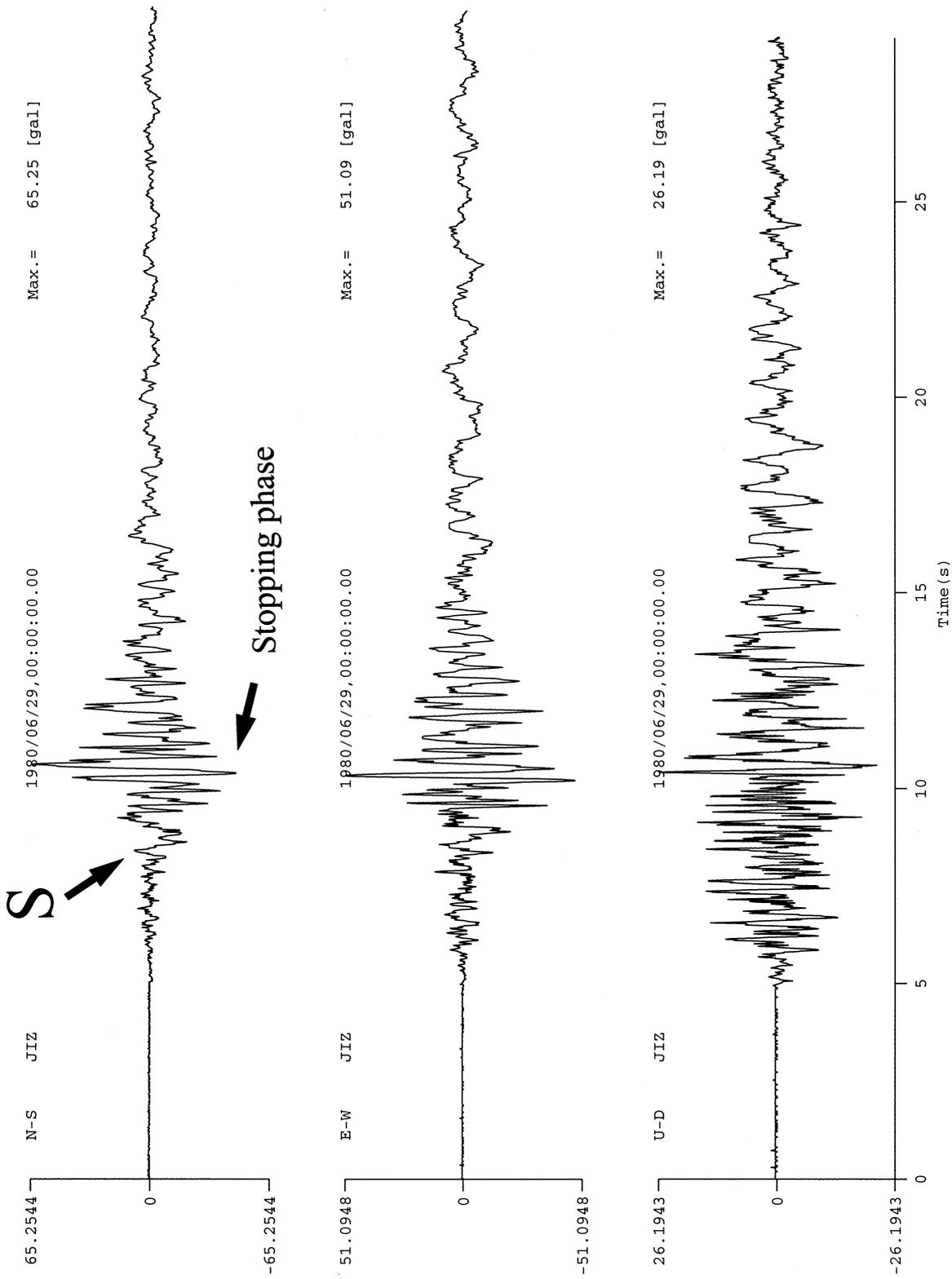


図3.6 (b) 1980年6月29日の伊豆半島東方沖地震におけるJIZ観測点の加速度波(上から, NS, EW及びUD成分)
 Fig.3.6 (b) Three components of acceleration seismogram recorded at the JIZ site: (top) NS, (middle) EW and (bottom) UD-components.

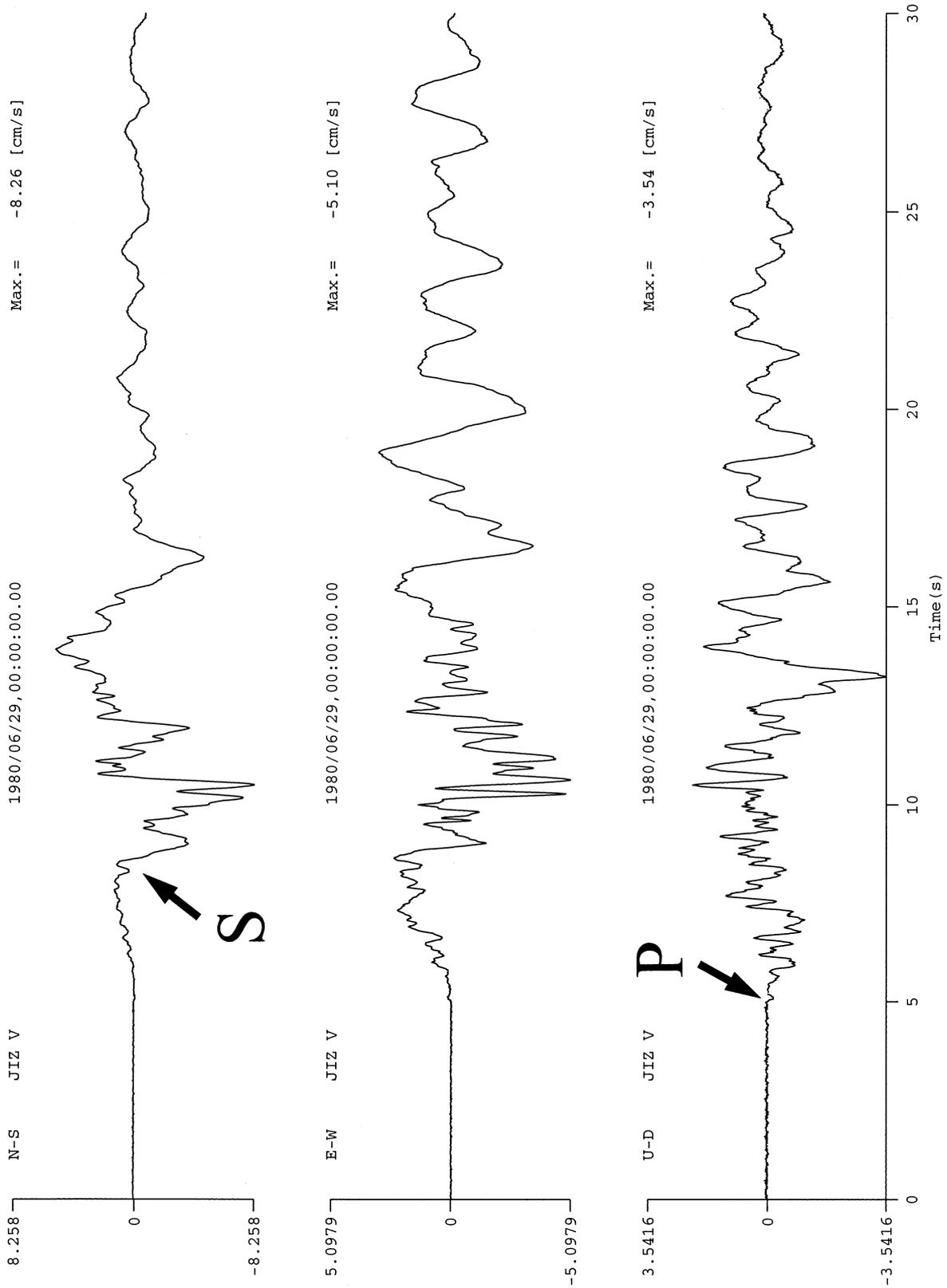


図3.6 (c) 1980年6月29日の伊豆半島東方沖地震におけるJIZ観測点の速度波(上から, NS, EW及びびUD成分)
 Fig.3.6 (c) Three components of velocity seismogram recorded at the JIZ site: (top) NS, (middle) EW and (bottom) UD-components.

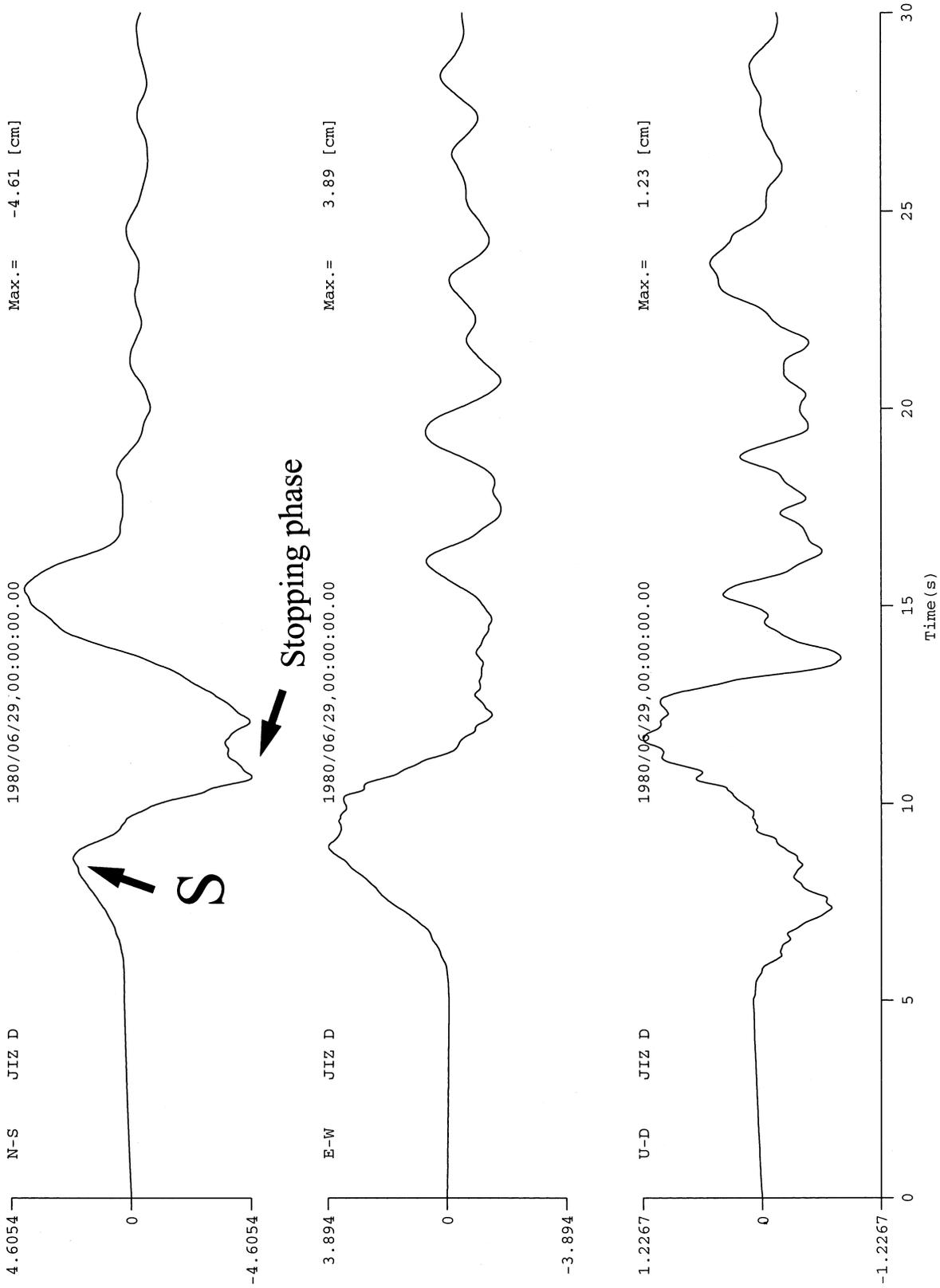


図3.6(d) 1980年6月29日の伊豆半島東方沖地震におけるJIZ観測点の変位波(上から, NS, EW及びUD成分)
 Fig.3.6(d) Three components of displacement seismogram at the JIZ site: (top) NS, (middle) EW and (bottom) UD-components. These displacement seismograms are calculated from the original velocity seismograms.

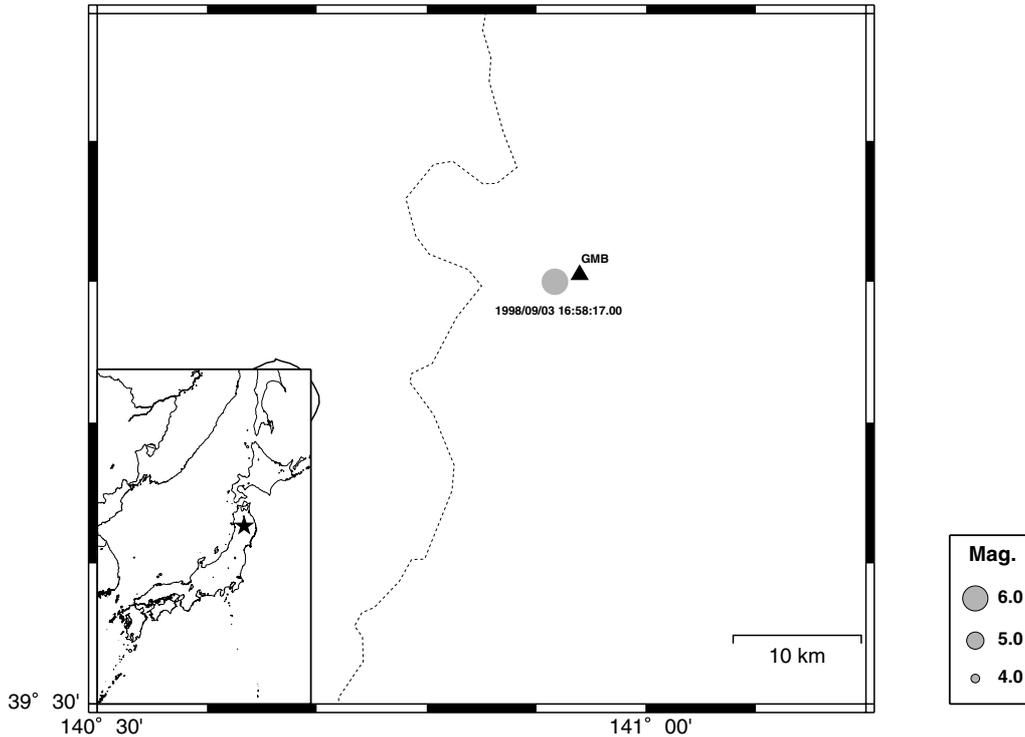


図3.7 (a) 1998年9月3日に岩手山付近で発生した地震の震央とGNB観測点の位置図

Fig.3.7 (a) Epicenter of the near Mt. Iwate-san earthquake of 3 September 1998 and the location of the GNB site.

るものである。このようなコンタミネーションは、直達実体波の周期が、堆積層-基盤系におけるtwo-way timeより大きくなると視覚に捉えることが出来る。図3.13(c)で示した変位記録の群列表示は、基盤内の直達S波が地表におけるその全反射波によりコンタミネートされている様子をより明らかに示している。このような地表反射波の直達S波への混入は、地中記録扱う上で厄介な事を引き起こす。即ち、地中記録における見かけ上の変調されたS波部分は、地表で観測された直達S波と異なる周波数特性を持つことになる。これを避けて、地中2,300mにおける本来の直達S波を用いる簡単な方法は、直達S波の周期がtwo-way timeを越えない小規模な地震のみを使う事である。多くの目的は、これで達成されよう。どうしてもと言う場合は、周波数領域で何らかの補正を行うか、或いは、3.3.3で後述するように地中記録を上昇波と下降波に分離する方法を用いる事になる。

さて、最後の例として、もう一つの深層観測施設である岩槻地殻活動観測施設(IWT)の群列記録を示そう。記録は、1989年2月19日に茨城県南西部において発生した M_{JM} 5.6の地震において得られたものである。この地震の震央とIWT観測点の位置関係は図3.3(a)に示した通りである。IWT観測点では、地表と108m井にSA-355型3成分加速度計が、基盤内の3,500m井に3成分のV401型加速度計がそれぞれ設置されている。この地震において得られた加速度の原記録は、トランスバース成分とラテリアル成分が、各々、図3.14(a)と(b)である。さらに、これらを積分して速度記録としたものが、各々、3.14(c)と(d)である。これらの図から、ここまで述べたサト増幅特性を見いだす事は

容易であろう。また、図3.14(c)と(d)の速度記録上で、直達S波が地表で全反射して再び地中へ伝播して行く様子を見ることが出来る。

さて、もう一度加速度記録へ戻り、最大加速度の深さ依存性を見てみよう。注目すべき点は、108m井の最大加速度が、3,500m井のそれよりも小さい事であろう。IWT観測点の堆積層-基盤系は、当然の事ながら、地表に近づくにつれてインピーダンスが小さくなるため、おかしな現象となる。このトリックは、基盤内記録の加速度記録が持つ高周波数成分にある。堆積層—基盤系を伝播する実体波は、インピーダンス列による増幅とともに、系を伝播する事による減衰を伴う。この増幅と減衰の兼ね合いが地表付近にある108m井の記録における最大加速度を3,500m井の記録のそれよりも小さくしている。この事を定量的に見積もる為には、堆積層—基盤系におけるS波の減衰特性、通常、 $1/Q_s(f)$ で与えられる、を求めねばならない。どのような $1/Q_s(f)$ を堆積層-基盤系が持つかは3.3.4で後述しよう。加速度記録に対して、速度記録は、108m井の最大振幅が、3,500m井のそれよりも大きくなっている。これは、積分する事により、加速度記録の周波数特性を-6 dB/octaveで減衰させる為である。即ち、堆積層-基盤系における増幅と減衰の兼ね合いが、-6 dB/octaveの減衰を加速度記録に入れたため、減衰を強めた方向に作用したためである。

3.3.2 地表付近における重複反射の説明

ここでは、地中群列記録を用いて、表層地盤におけるS波の重複反射状態を識別する方法について述べよう。説明に用いる記録例として、1985年10月4日に東京都東部

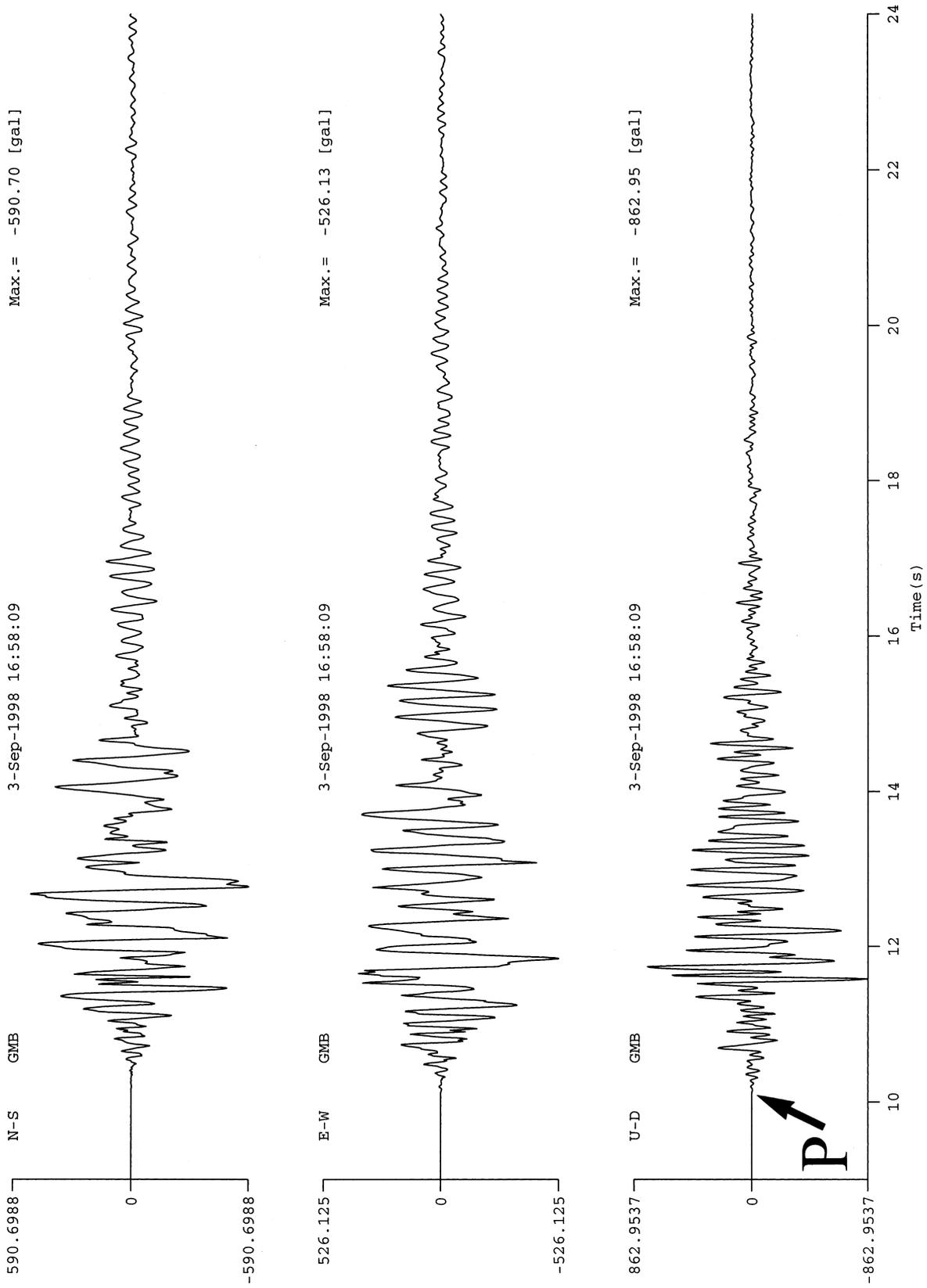


図3.7 (b) 1998年9月3日の岩手山付近の地震におけるGNB観測点の加速度波(上から, NS, EW及びUD成分)

Fig.3.7 (b) Three components of acceleration seismogram recorded at the GNB site: (top) NS, (middle) EW and (bottom) UD-components.

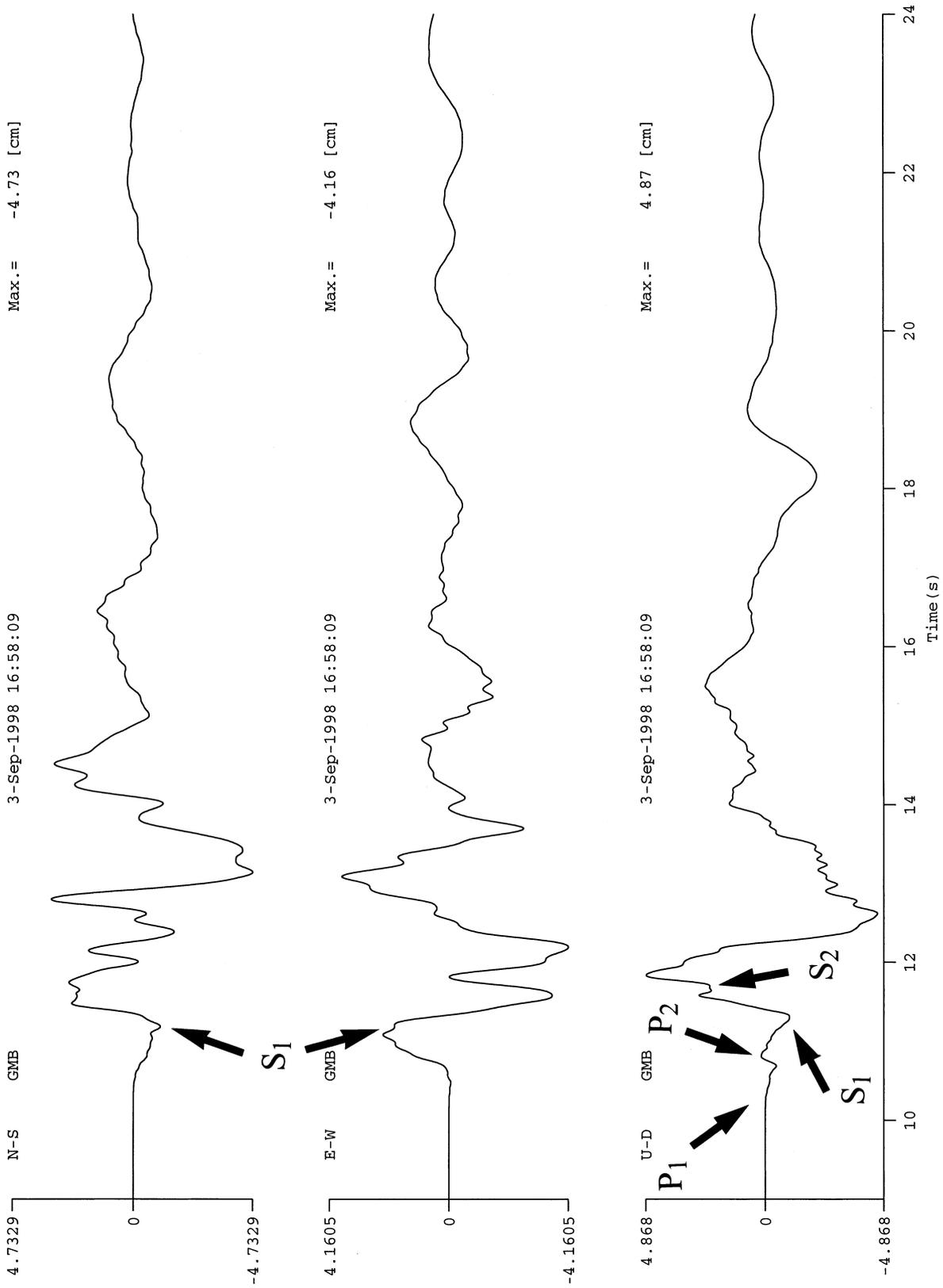


図3.7(c) 1998年9月3日の岩手山付近の地震におけるGNB観測点の変位波(上から, NS, EW及びUD成分)
 Fig.3.7(c) Three components of displacement seismogram at the GNB site: (top) NS, (middle) EW and (bottom) UD-components. These displacement seismograms are calculated from the original acceleration seismograms.

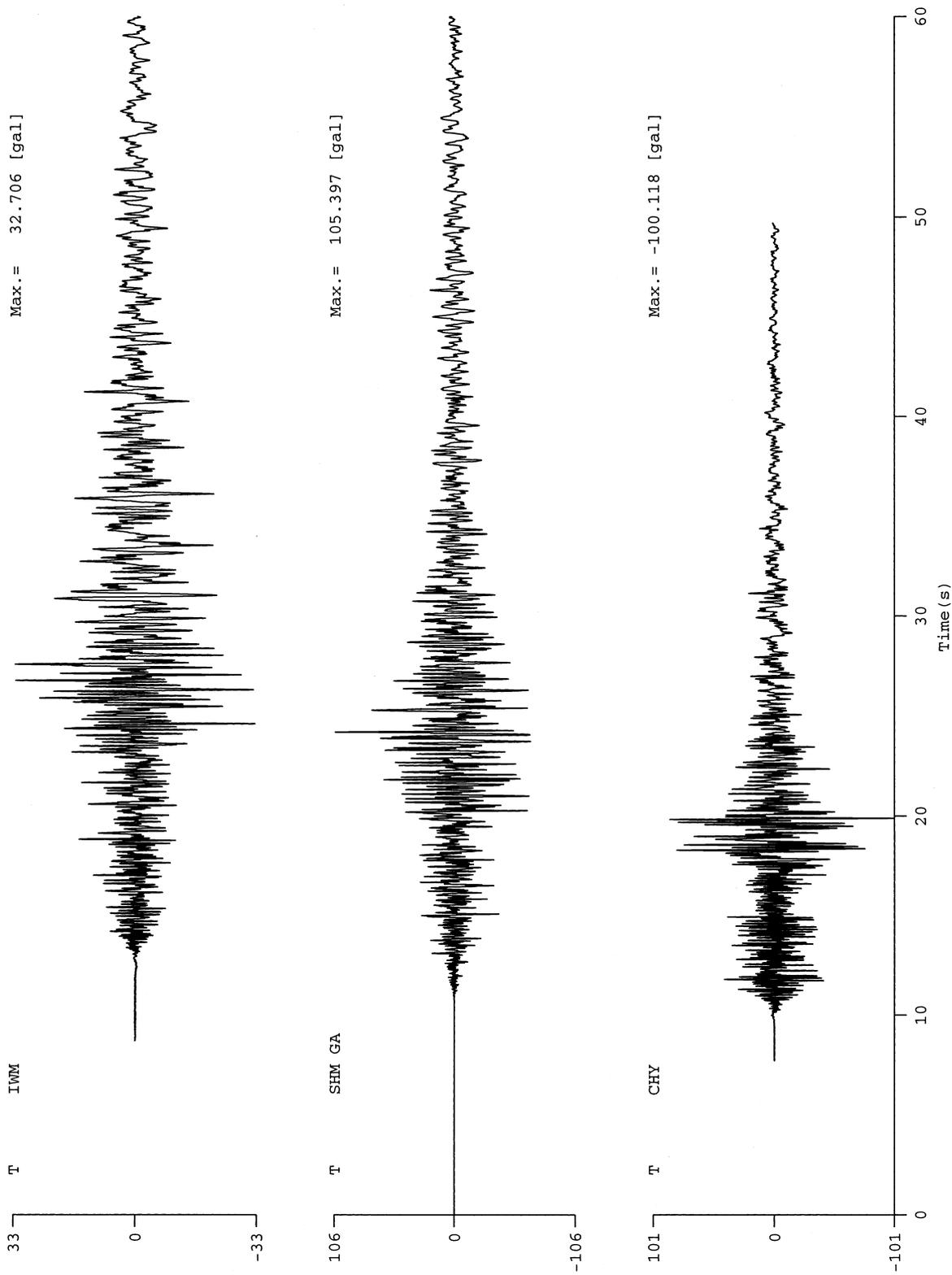


図3.8 (a) 1987年12月17日の千葉県東方沖地震におけるIWM(上), SHM(中)及びCHY(下)観測点の加速度波(トランスバース方向)

Fig.3.8 (a) Transverse components of acceleration seismograms recorded at the IWM (top), SHM (middle) and CHY (bottom) sites, for the Chiba-ken Toho-oki earthquake of 17 December 1987.

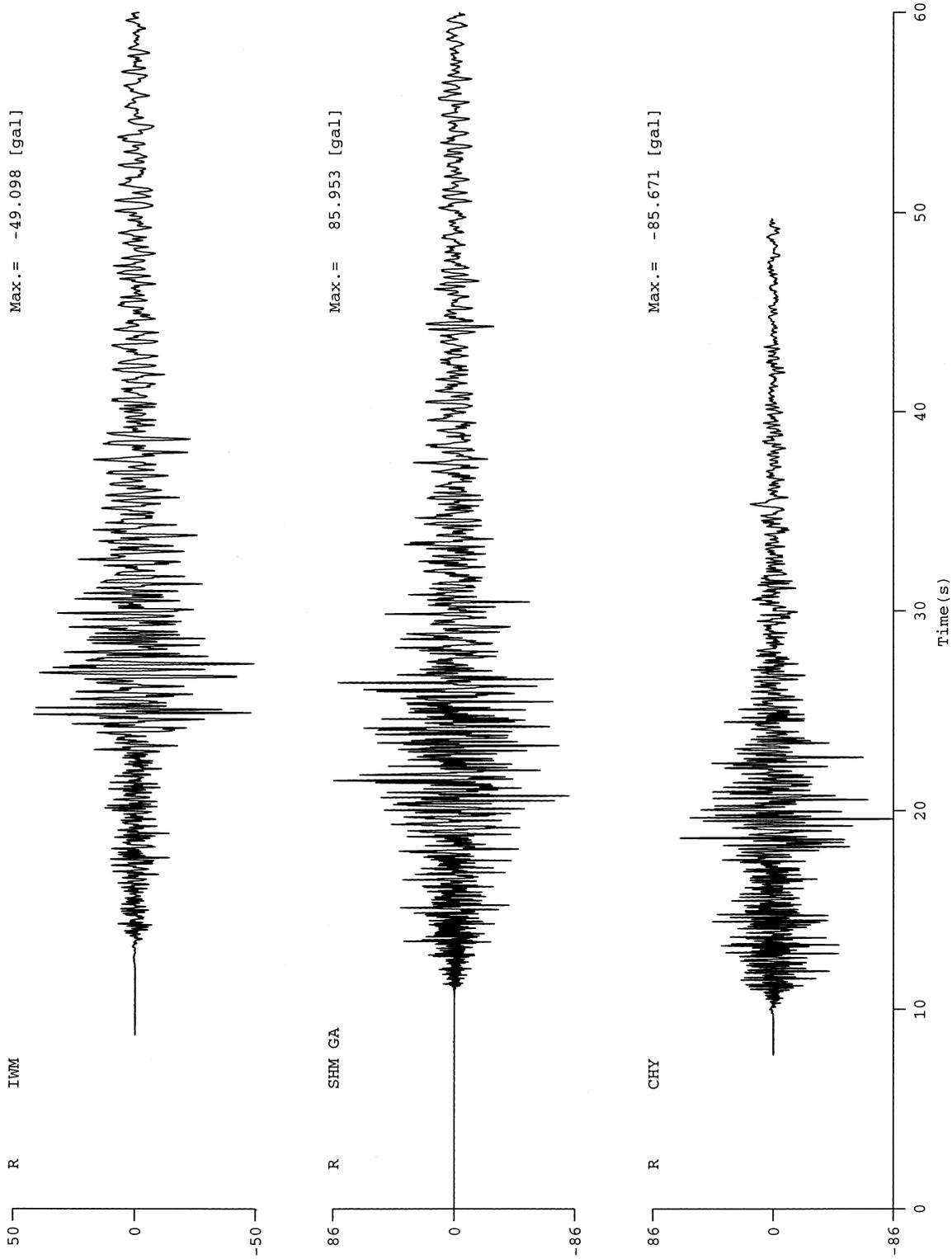


図3.8 (b) 1987年12月17日の千葉県東方沖地震におけるIWM(上), SHM(中)及びCHY(下)観測点の加速度波(方位方向)
Fig.3.8 (b) Radial components of acceleration seismograms recorded at the IWM (top), SHM (middle) and CHY (bottom) sites, for the Chiba-ken Toho-oki earthquake of December 17, 1987.

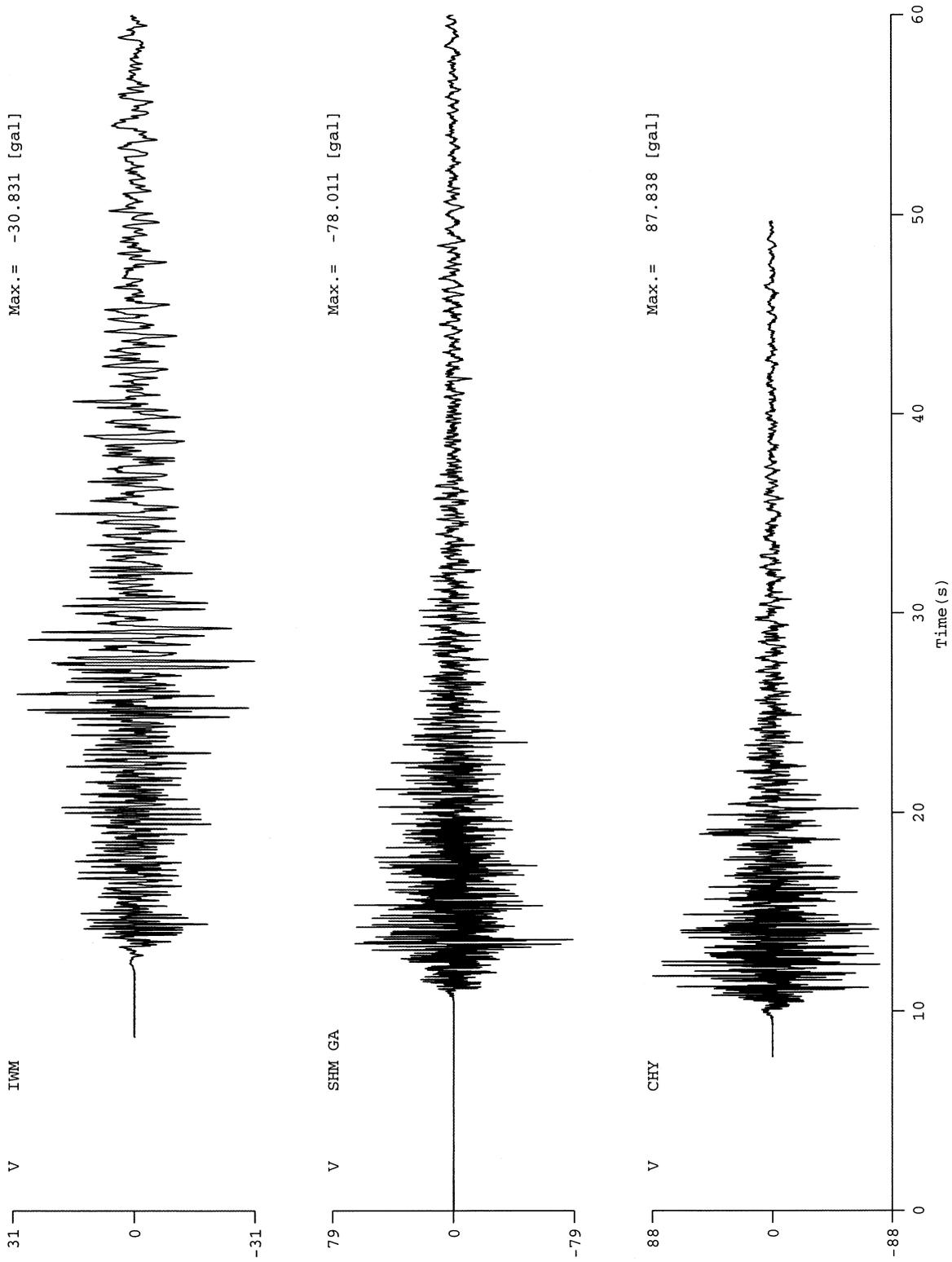


図3.8 (c) 1987年12月17日の千葉県東方沖地震におけるIWM(上), SHM(中)及びCHY(下)観測点の加速度波(上下動方向)
Fig.3.8 (c) Vertical components of acceleration seismograms recorded at the IWM (top), SHM (middle) and CHY (bottom) sites, for the Chiba-ken Toho-oki earthquake of December 17, 1987.

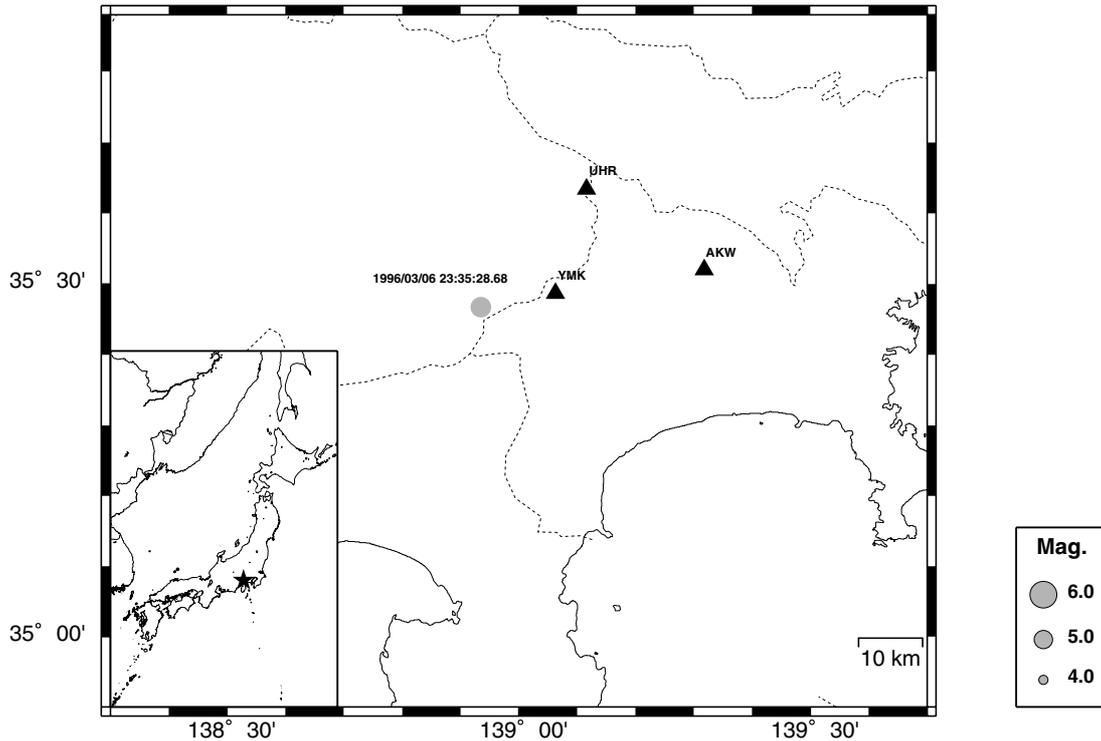


図3.9 (a) 1996年3月6日に山梨県東部で発生した地震の震央とYMK, AKW及びUHR観測点の位置図

Fig.3.9 (a) Epicenter of the eastern Yamanashi Prefecture earthquake of 6 March 1996 and the locations of the YMK, AKW and UHR sites.

で発生した M_{JMA} 6.1の地震におけるFCH観測点の地中群列記録を用いる。地震の震央とFCH観測点の位置関係は図3.15(a)に示す通りである。観測された地中群列記録は、トランス成分, ラテラル成分, 及び, 上下動成分について, 各々, 図3.15(b), (c), 及び, (d)に示してある。図中, FCH DA, FCH MA, FCH SA, 及び, FCH GAが地中群列観測の記録であり, 観測に用いられた加速度計の設置深度は, 各々, 2,750m, 500m, 200m, 及び地表である。また, 他の記録は, 府中群列観測網におけるFCH観測点とその衛星観測点からの地表記録であり, VS-355型速度計で得られた記録を加速度波へ変換したものである。ちなみに, SMDA2におけるこの様な微分操作は,メニューの[編集(E)]から[フィルタ(F)]を選択し, その中の[微分]を用いればよい。

ここでは, FCH観測点の200m井と地表の記録を用いて重複反射の考察をしよう。まず, 図3.15(b)に示すトランス成分の200m井と地表の記録で“矢印”の始めから直達S波を含むある程度の長さの区間の記録を用いて, 相互相関関数を推定する。この区間における記録が, 200m以浅の表層において, S波が重複反射をしているとすると, 推定された相互相関関数は偶関数形状となる。ちなみに, 区間長を20sとして推定された相互相関関数が図3.16である。図3.16の結果は, 偶関数形状として受け入れられよう。これにより, S波の重複反射状態における伝達関数(200m井記録を入力とし, 地表記録を出力とする)は, この区間の記録を用いて推定出来ることが判る。ここでは, 図3.15(b)の矢印で示した10sの区間を用いてみよう。この伝達関数

の推定には, 様々な方法が用いられているが, 最も普通に行われているのは, 地中記録に対する地表記録のFourier比をもって伝達関数の利得特性とするものであろう(次の3.3.3では, 最尤法を用いた伝達関数の推定法を述べる。また, 実際の推定用ソフトウェアは, SMDA2に含まれている。これも後述する。)。得られたFourier比は, 図3.17の点線である。また, 付録の表A.2で示したFCH観測施設での速度構造を用いて, 平行多層地盤を構築し, 200m井に対する地表の伝達関数を計算した結果が図3.17の実線である。但し, この計算では, $Q_s(f) = 10f$ の減衰構造を入れてある。計算された伝達関数の利得特性が観測記録から推定されたFourier比と良く調和していることが判ろう。即ち, 図3.16の相互相関関数と図3.17の伝達関数の利得特性が示す結果は, 伝達関数の推定に用いた区間における記録が, 重複反射状態にあることを示唆するものである。ここで注意すべき事は, この伝達関数の入力波である。入力波には, 200m井に下方から入力する上昇波と, その上部からの下降波が含まれている。工学的応用において真に要求される伝達関数は, 上昇波を入力とするものであろう。これを推定する方法の一つが, Kinoshita(1999)により提案されているが, その詳細は本資料の範囲を超えるため, ここではその結果のみを用いて一つの教育的な例を以下に示そう。

これは, 上昇波のみを入力とする伝達関数を, 表層地盤の速度構造を用いずに, 地中群列記録のみで推定し, 地中記録を上昇波と下降波に分離するものである。例を図3.18に示す。この例では, 図3.18の上段と下段に示すNS

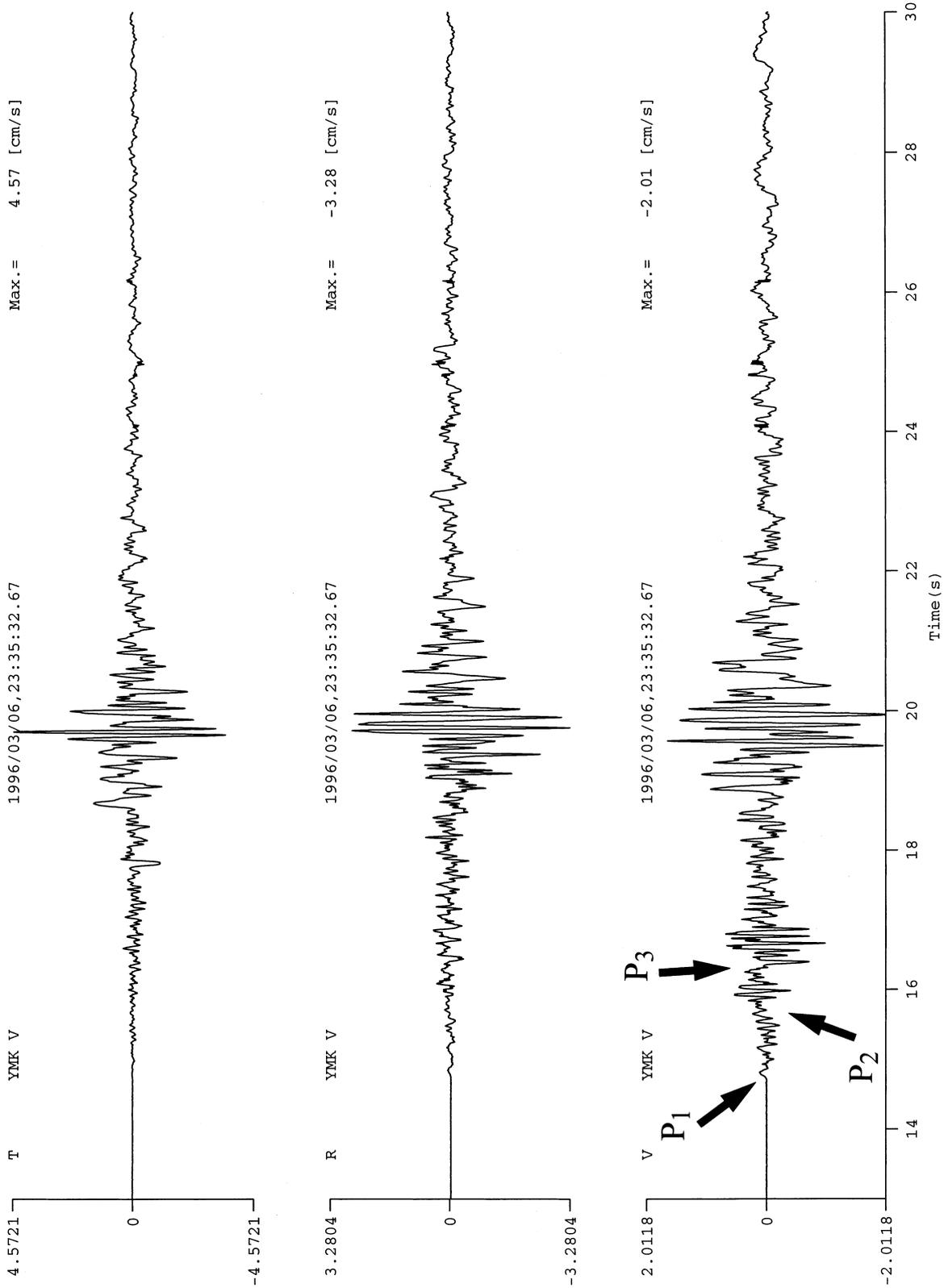


図3.9 (b) 1996年3月6日の地震における山北観測点の速度波(上から、トランス、ラ、イアル及び上下動方向)
 Fig.3.9 (b) Three components of velocity seismogram recorded at the YMK site: (top) radial and (bottom) vertical components.

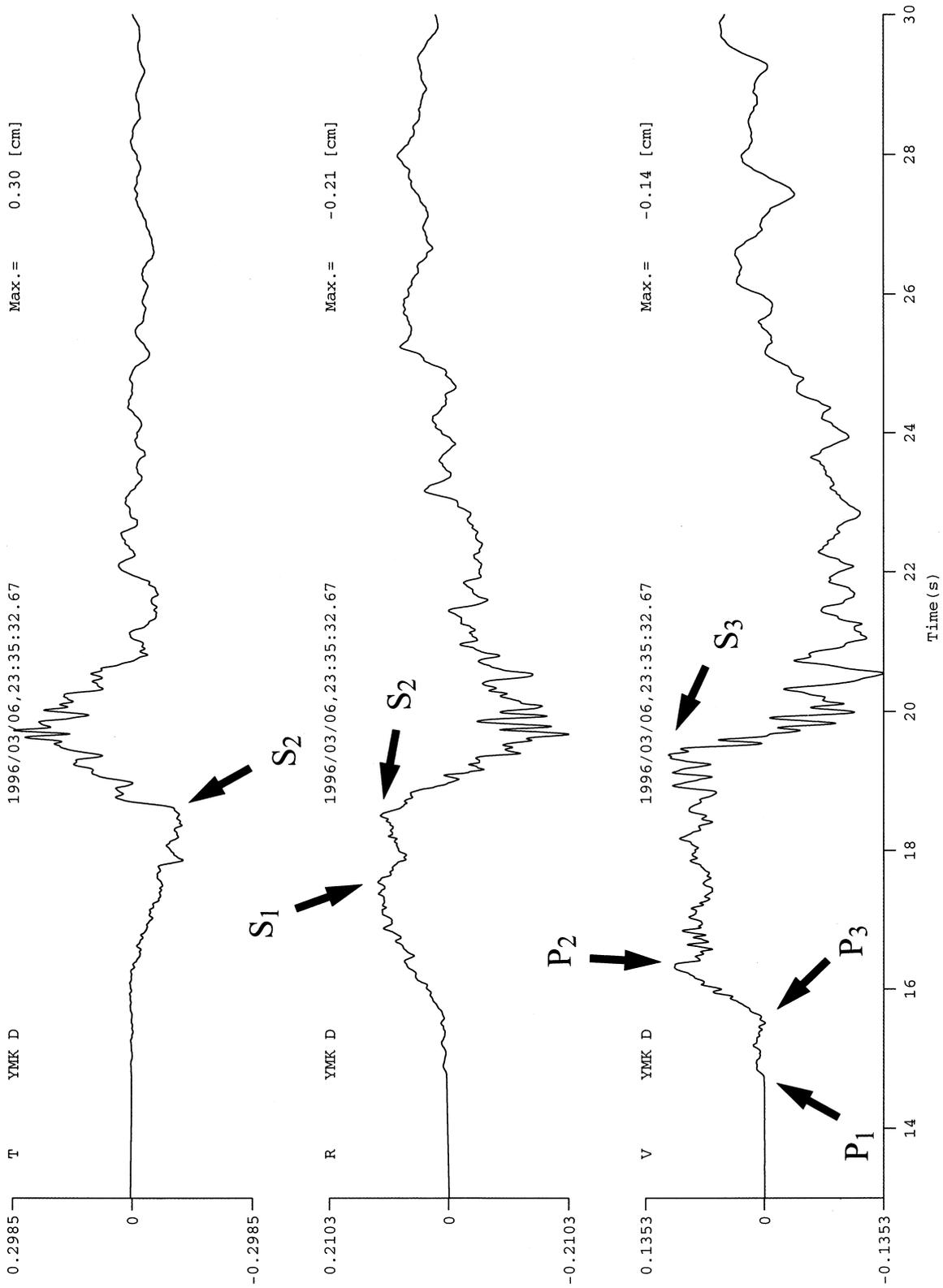


図3.9 (c) 1996年3月6日の地震における山北観測点の変位波(上から、トランスバース、ラディアル及び上下動方向)
 Fig.3.9 (c) Three components of displacement seismogram at the YMK site: (top) transverse, (middle) radial and (bottom) vertical components.
 The displacement seismogram is calculated from the original velocity seismogram.

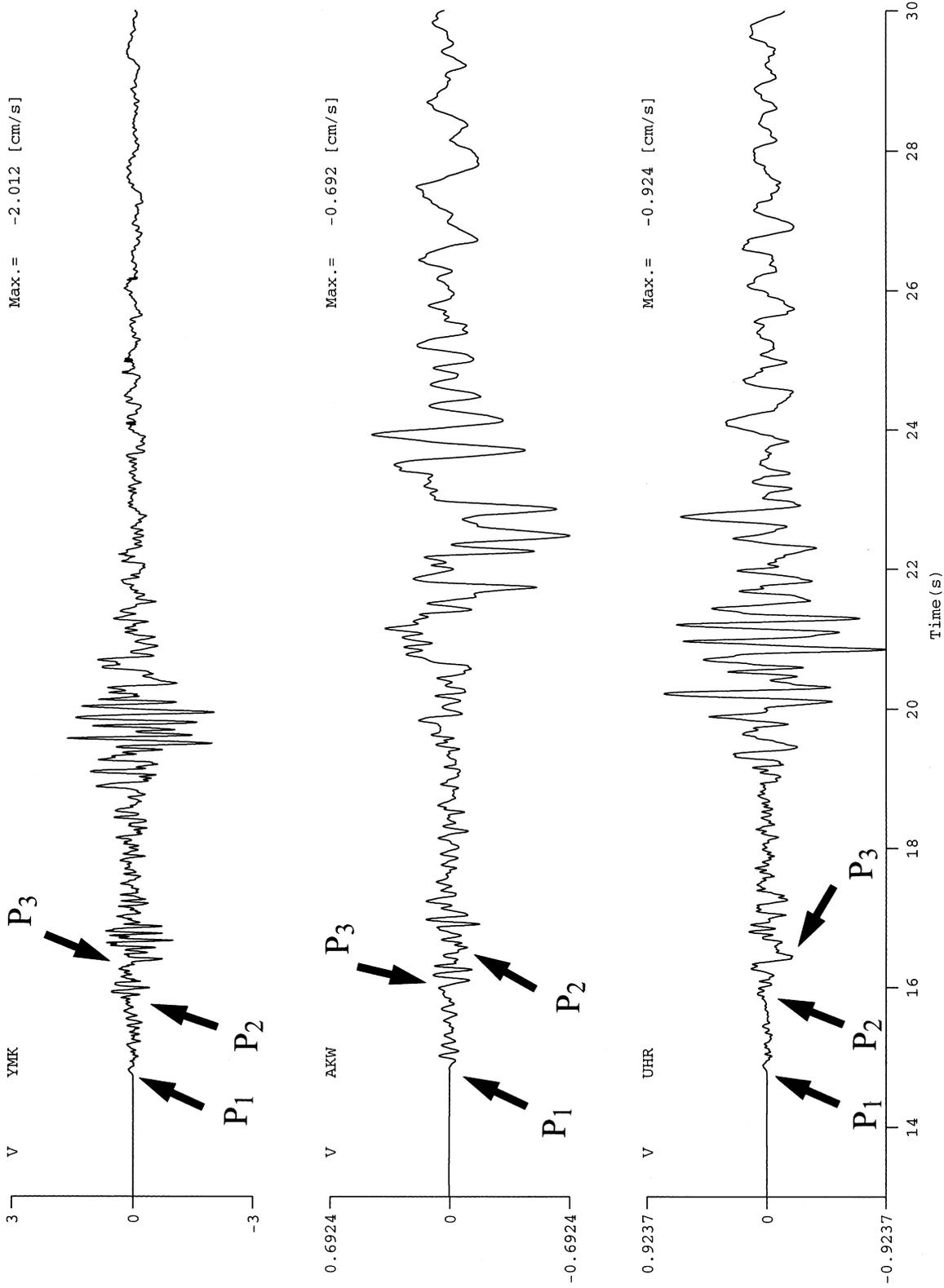


図3.10 1996年3月6日の地震におけるYMK(上), AKW(中)及びUHR(下)観測点の上下動速度波
Fig.3.10 Vertical components of velocity seismograms obtained at the YMK (top), AKW (middle) and UHR (bottom) sites for the eastern Yamanashi Prefecture earthquake of 6 March 1996. The original seismograms recorded at the AKW and UHR sites are acceleration seismogram.

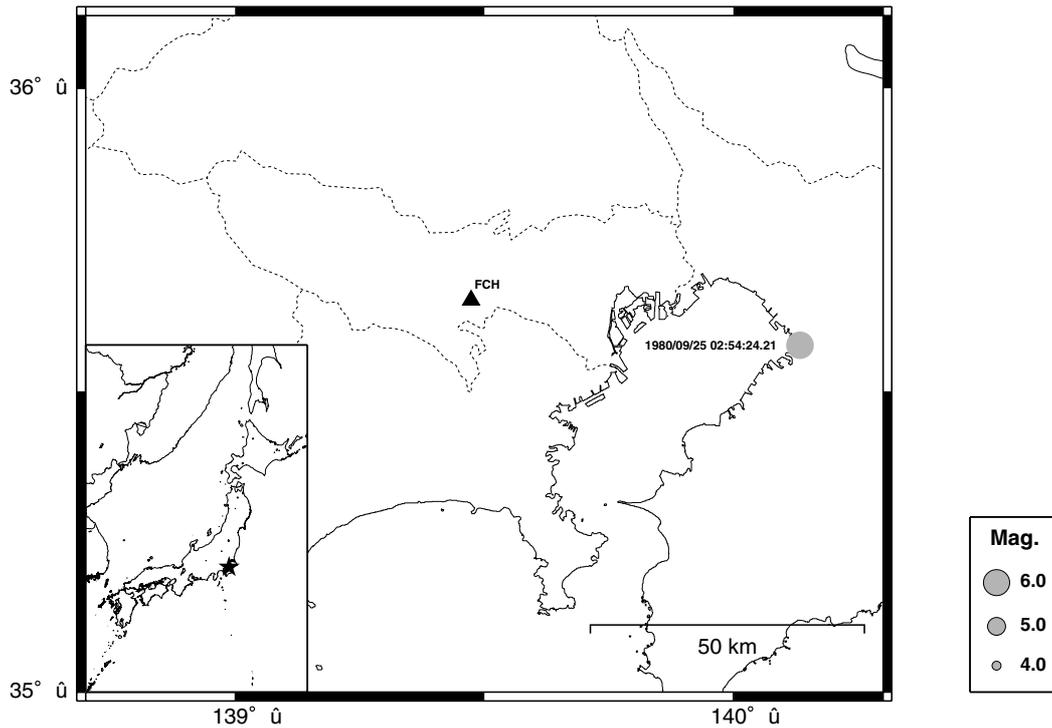


図3.11 (a) 1980年9月25日に千葉県中部で発生した地震の震央とFCH観測点の位置図
 Fig.3.11 (a) Epicenter of the central Chiba Prefecture earthquake of 25 September 1980 and the location of the FCH site.

成分の速度記録が、地中記録を上昇波と下降波に分離するために使われている。これらの記録は、1980年9月25日に発生した千葉県中部の地震 (M_{JMA} 6.1) において、FCH観測点で記録されたものである(図3.11(a)参照)。分離された上昇波と下降波は、図3.18の中段に示されているが、S波のみの伝播の様子が明らかに示されている。即ち、200m井の記録において、上昇波と下降波の対を矢印で示したように見分ける事が出来よう。即ち、直達S波を除く上昇波は、先第三系基盤上面からの反射波であり、下降波は地表における全反射波である。従って、これらは、対となって観測される。

3.3.3 格子型フィルタとSH波の伝達関数

電磁気学における導波管の理論、音声における声道伝達関数、及び、成層地盤におけるSH波の伝達関数等は、波動方程式と反射係数列(或いは、インピーダンス列)による境界条件を用いて記述される同一の数学的構造を持っている。この数学的構造を支配する反射係数列は、時間軸の操作により、行列演算により得られる通常の伝達関数(例えば、Haskell, 1960)から、有理関数型の閉じた伝達関数、例えば z 変換領域における、 z^{-1} の有理関数型伝達関数を導出する特徴を有するものである。このような形でのSH波の伝達関数に関する厳密な数学的展開は、Kobori and Minai (1969)によりなされているが、実際の観測記録を考慮した場合に関しては、Kinoshita (1979)がある。それによれば、図3.19の様な層構造におけるSH波の伝達関数は、入力点の入射波のFourier表示 $\hat{X}_{p+1}(\lambda)$ と地表におけるSH波のFourier表示 $\hat{X}_0(\lambda)$ を用いて以下の形式で表現される。

$$G_0(\lambda) = \sigma_p z^{-b} / \sum_{n=0}^p \alpha_n^p z^{-n}, \alpha_0^p = 1 \tag{3.1}$$

ここで、 $z = e^{i\lambda}$, $\lambda = 2\pi f \cdot \Delta T = \omega \cdot \Delta T$ である。 λ は正規化円振動数と呼ばれ、 $|\lambda \leq \pi|$ の範囲を有する周波数パラメータである。また、 ΔT は、標本化された地震記録の標本化時間に対応させると共に、図3.19で示した各層のtwo-way timeとする。この時、図3.19は、equal time layered model (Goupillaud, 1961) といわれる。

時系列解析やデジタルフィルタの分野では、伝達関数がARモデルやAR-MAモデルを用いて記述されるが(例えば、Mitra and Kaiser, 1993)、実際の記録から推定されるARモデルの係数はYule-Walkerの方程式を解くことにより得られる。その解法の一つにDurbin-Levinsonのアルゴリズムが用いられる。このアルゴリズムにおいて、時系列解析の分野では、上述のSH波の伝達関数等における反射係数列に対応する係数列として偏自己相関関数列が用いられる。即ち、偏自己相関関数列からAR係数を求める効率的計算法がDurbin-Levinsonのアルゴリズムと言うわけである。これらに関しては、時系列解析の教科書に詳述されている(例えば、赤池・中川, 1972)。ところで、式(3.1)の分母を構成する $\{\alpha_n^p\}_{n=1}^p$ は、反射係数列 $\{\kappa_n\}_{n=1}^p$ を用いて、次式のDurbin-Levinsonのアルゴリズムで関係づけられる事が知られている (Kinoshita, 1999)。

$$\begin{aligned} \alpha_n^p &= \kappa_n, n=1, 2, \dots, p; \\ \alpha_m^p &= \alpha_m^{p-1} + \alpha_n^p \alpha_{n-m}^{p-1}, m=1, 2, \dots, n-1 \end{aligned} \tag{3.2}$$

$\{\kappa_n\}_{n=1}^p$ は、図3.19から次式で与えられる。

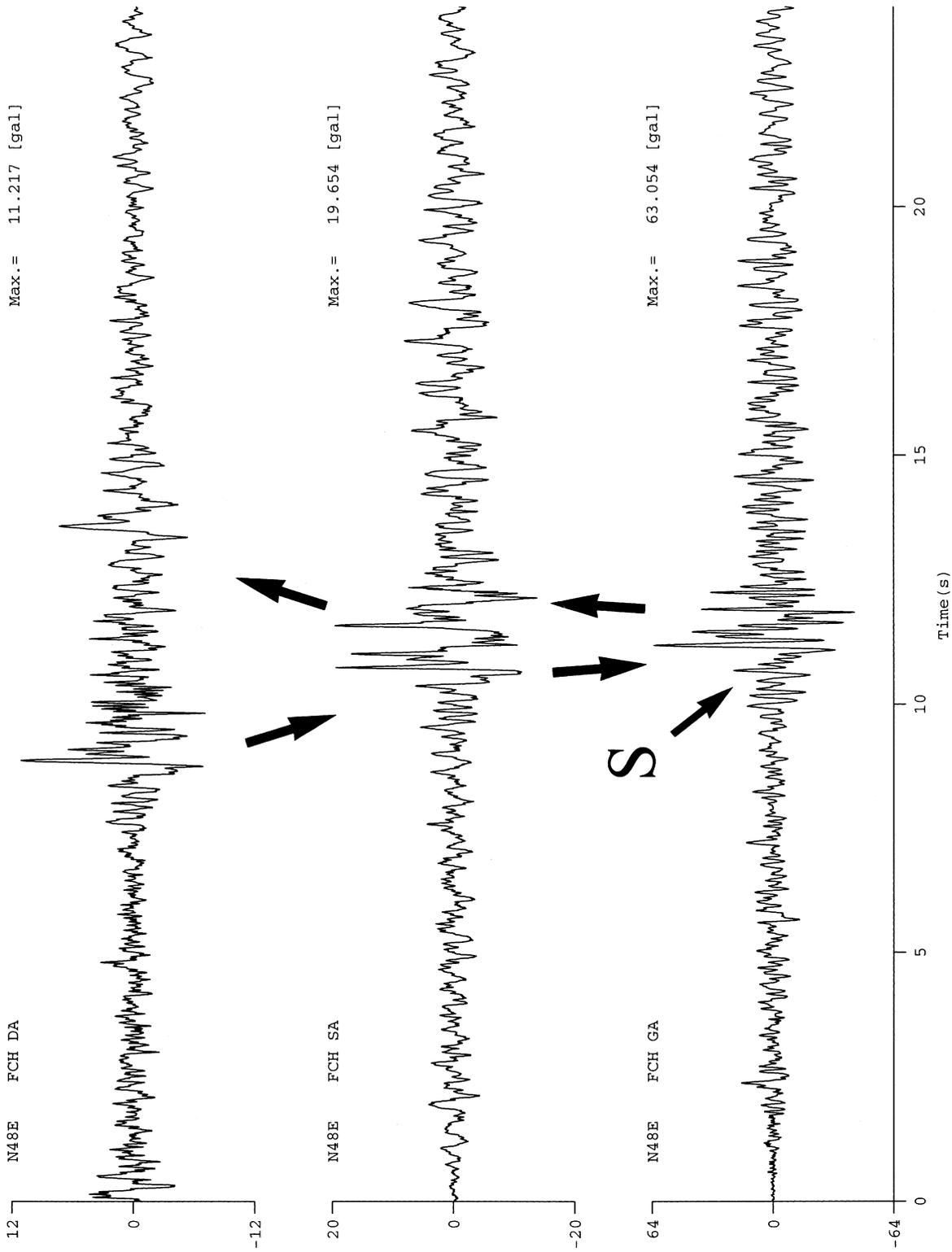


図3.11 (b) 1980年9月25日の千葉県中部の地震におけるFCH観測点の地中群列記録(上から、2,750m井、200m井及び地表で得られたN48° E方向の加速度波)
 Fig.3.11 (b) Borehole array seismograms (N48° E components) recorded at the FCH site for the central Chiba Prefecture earthquake of 25 September 1980: (top) 2,750m-borehole, (middle) 200m-borehole and (bottom) surface recordings.

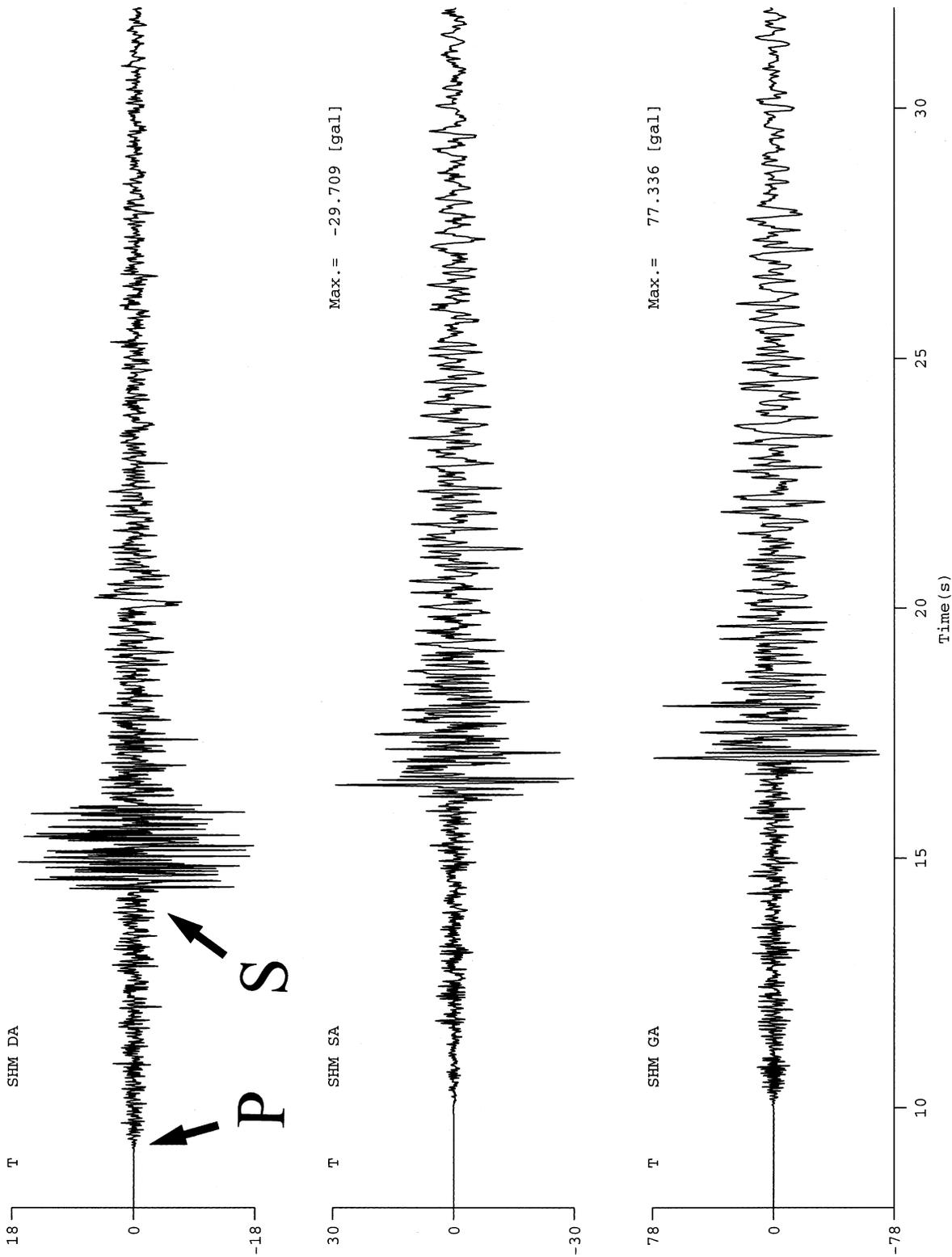


図3.12 (a) 1989年2月19日の茨城県南西部の地震におけるSHM観測点の地中群列記録(上から、2,300m井、200m井及び地表で得られたトランスバース方向の加速度波)
 Fig.3.12 (a) Transverse components of acceleration array recordings obtained at the SHM site for the southeastern Ibaraki Prefecture earthquake of 19 February 1989: (top) 2,300m-borehole, (middle) 200m-borehole and (bottom) surface recordings.

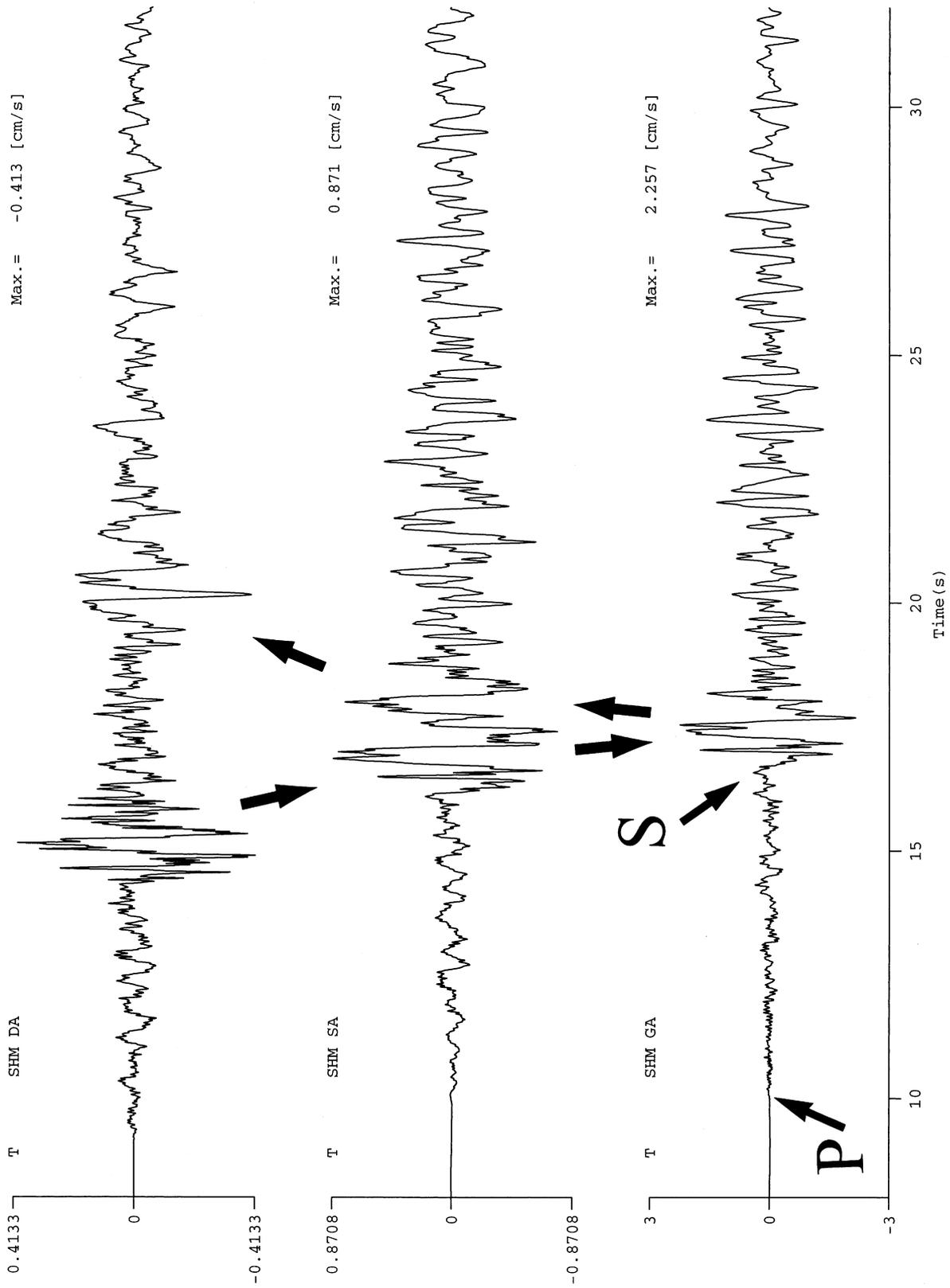


図3.12 (b) 1989年2月19日の茨城県南西部の地震におけるSHM観測点の地中群列記録(上から、2,300m井、200m井及び地表で得られたトランスバース方向の速度波)
Fig.3.12 (b) Transverse components of velocity array recordings calculated from the original acceleration array recordings shown in **Fig.3.12(a)**: (top) 2,300m- borehole, (middle) 200m- borehole and (bottom) surface recordings.

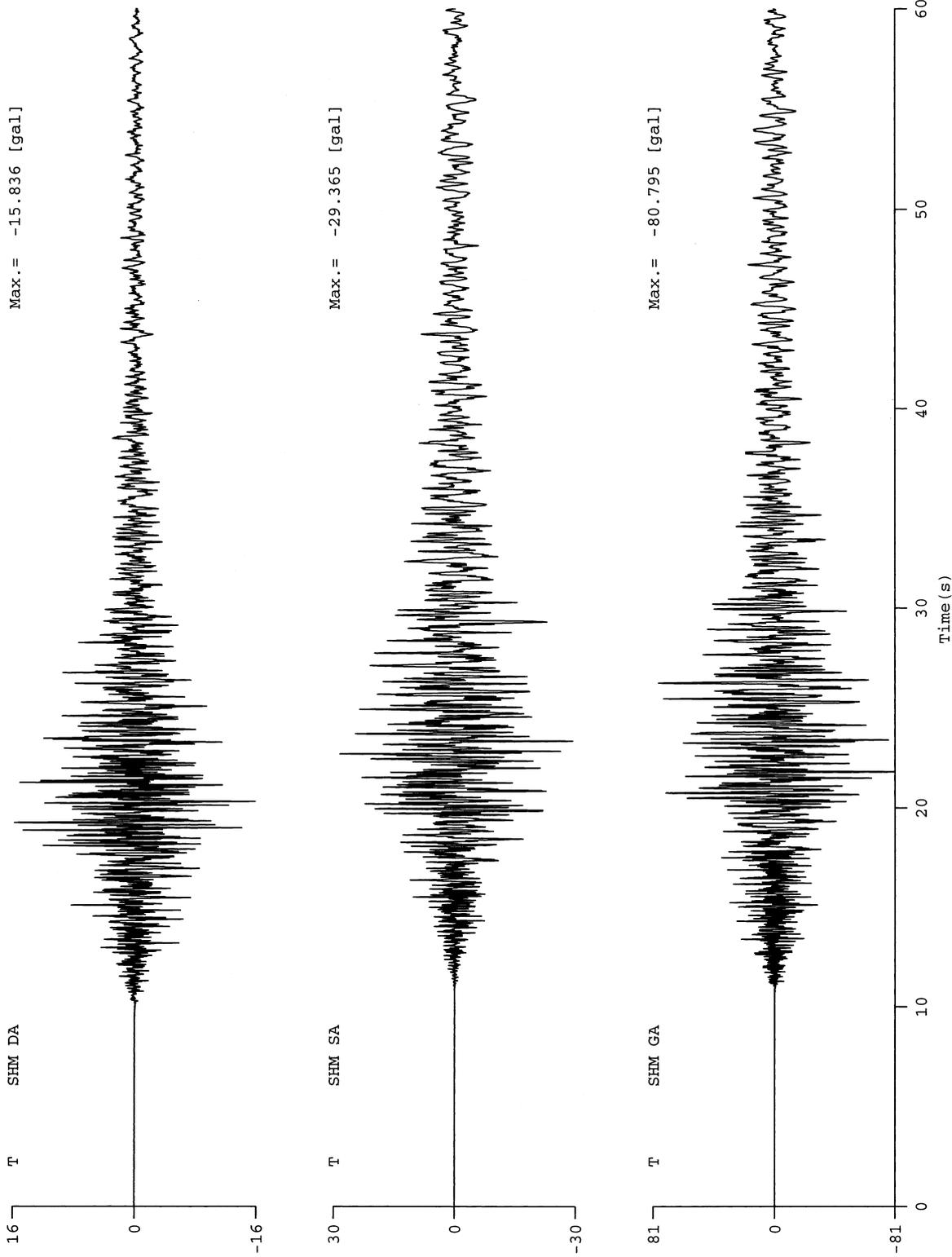


図3.13 (a) 1987年12月17日の千葉県東方沖地震におけるSHM観測点の地中群列記録(上から、2,300m井、200m井及び地表で得られたトランスバース方向の加速度波)
 Fig.3.13 (a) Transverse components of acceleration array recordings obtained at the SHM site for the Chiba-ken toho-oki earthquake of 17 December 1987: (top) 2,300m-borehole, (middle) 200m-borehole and (bottom) surface recordings.

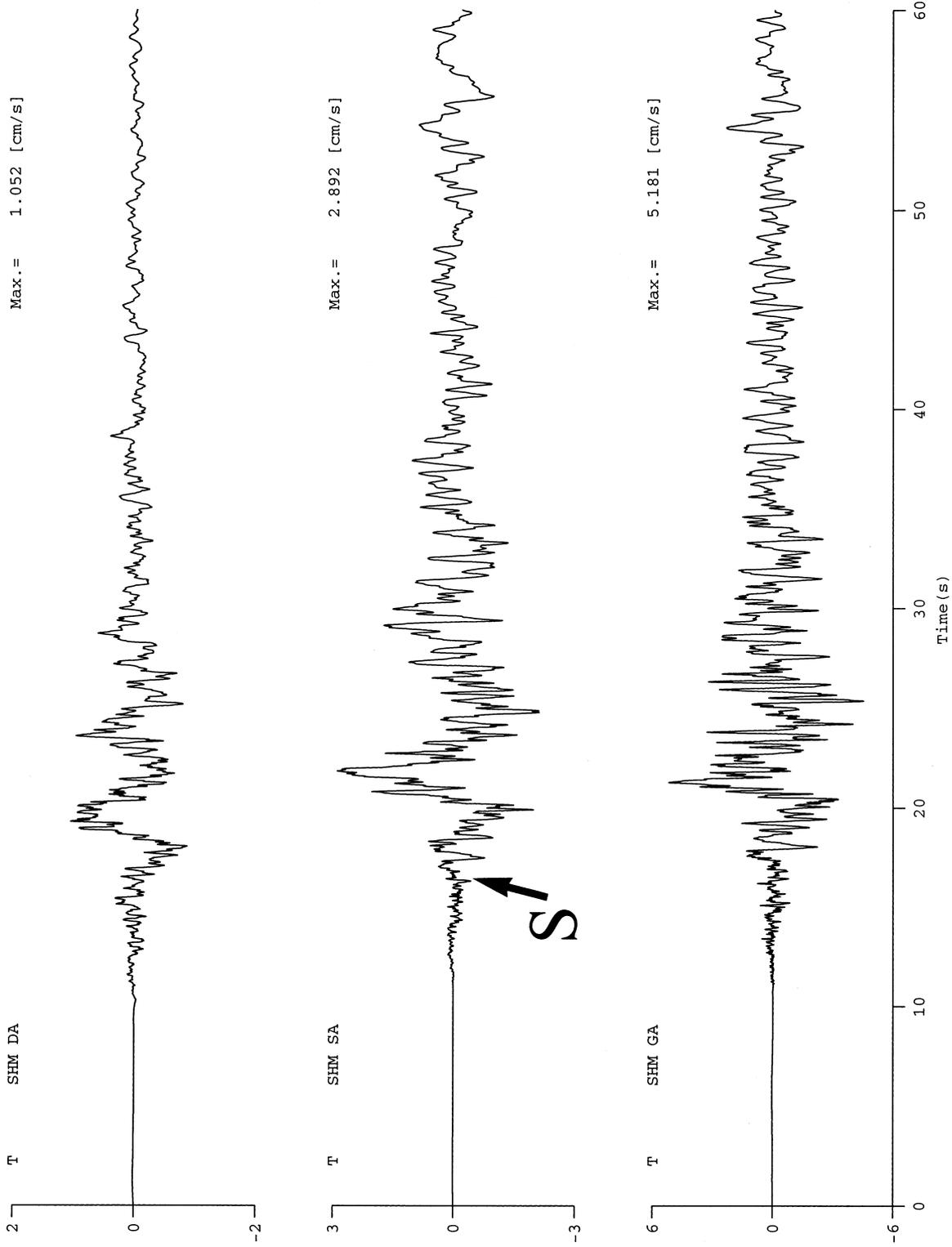


図3.13 (b) 1987年12月17日の千葉県東方沖地震におけるSHM観測点の地中群列記録(上から、2,300m井、200m井及び地表で得られたトランスバース方向の速度波)
Fig.3.13 (b) Transverse components of velocity array recordings obtained at the SHM site for the Chiba-ken toho-oki earthquake of 17 December 1987: (top) 2,300m-borehole, (middle) 200m-borehole and (bottom) surface recordings. These velocity seismograms are calculated from the original acceleration array recordings shown in Fig.3.13 (a).

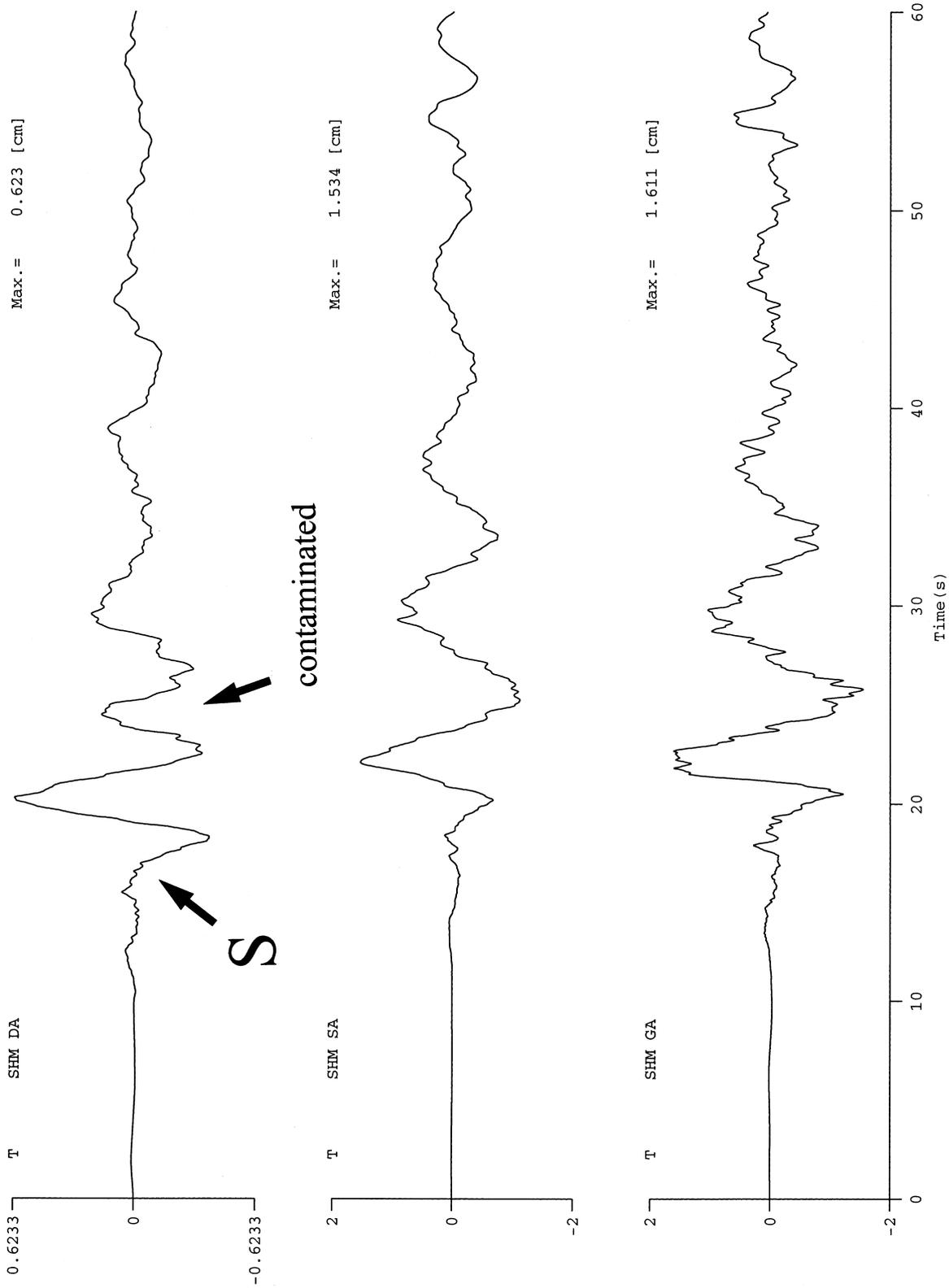


図3.13 (c) 1987年12月17日の千葉県東方沖地震におけるSHM観測点の地中群列記録く上から、2,300m井、200m井及び地表で得られたトランスバース方向の変位波
Fig.3.13 (c) Transverse components of displacement array recordings obtained at the SHM site for the Chiba-ken toho-oki earthquake of 17 December 1987: (top) 2,300m-borehole, (middle) 200m-borehole and (bottom) surface recordings. These displacement seismograms are calculated from the original acceleration array recordings shown in **Fig.3.13 (a)**.

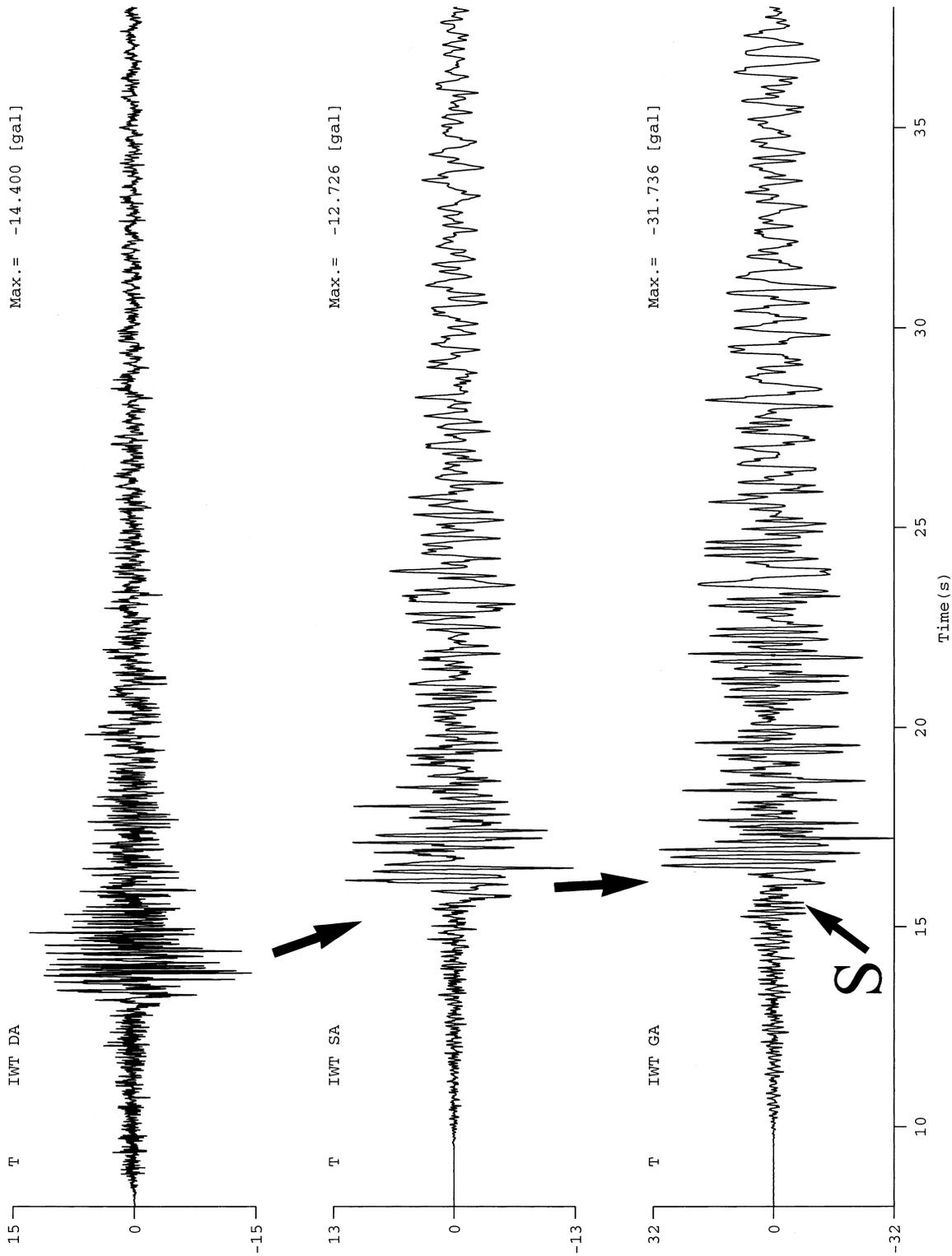


図3.14 (a) 1989年2月19日の茨城県南部の地震におけるIWT観測点の地中群列記録(上から、3,500m井、108m井及び地表で得られたトランスバース方向の加速度波)
 Fig.3.14 (a) Transverse components of acceleration array recordings obtained at the IWT site for the southeastern Ibaraki Prefecture earthquake of 19 February 1989: (top) 3,510m-borehole, (middle) 108m-borehole and (bottom) surface recordings.

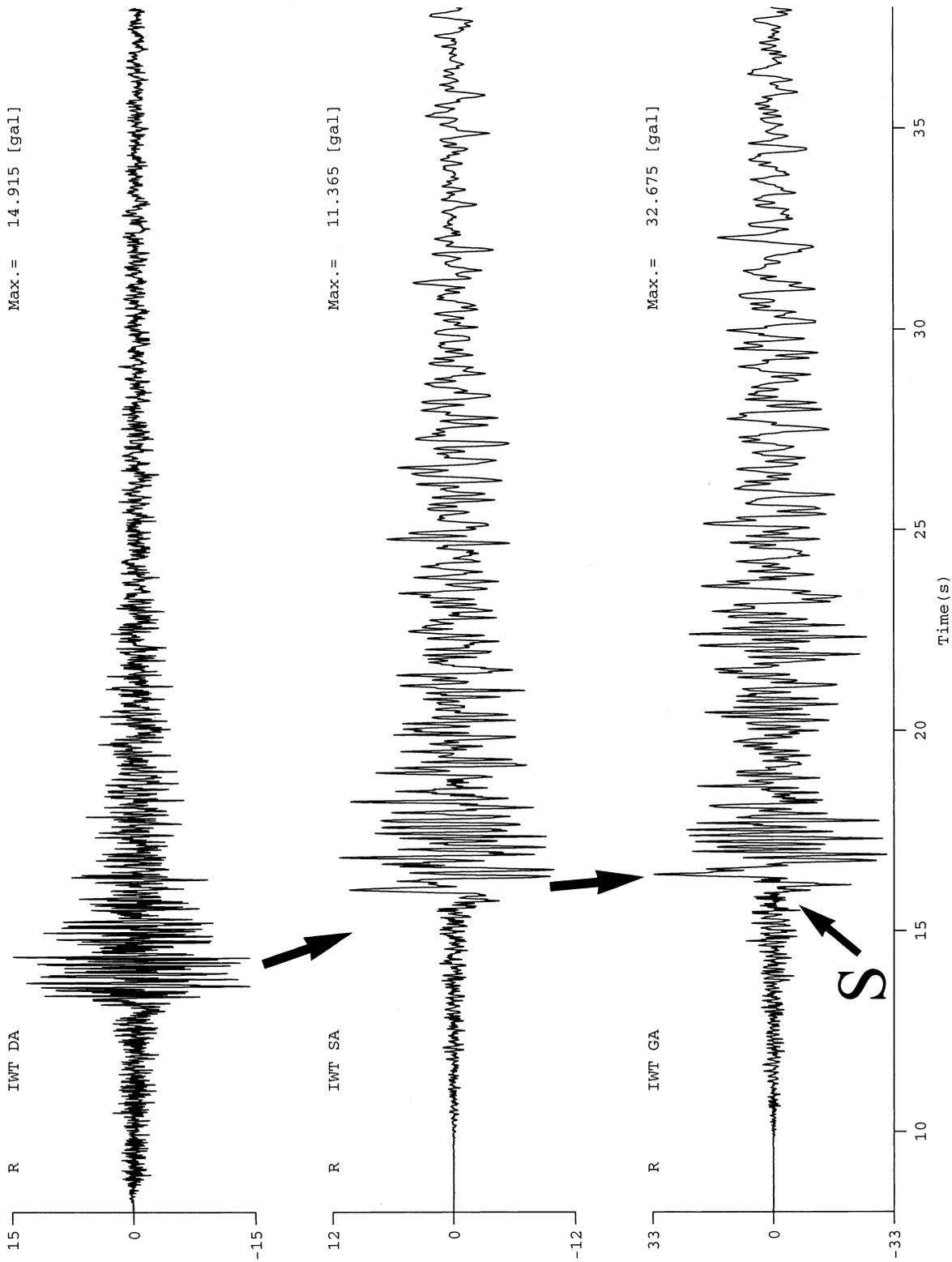


図3.14 (b) 1989年2月19日の茨城県南部の地震におけるIWT観測点の地中群列記録(上から、3,500m井、108m井及び地表で得られたが、イ7ル方向の加速度波)
 Fig.3.14 (b) Radial components of acceleration array recordings obtained at the IWT site for the earthquake of February 19, 1989: (top) 3,510m-borehole, (middle) 108m-borehole and (bottom) surface recordings.

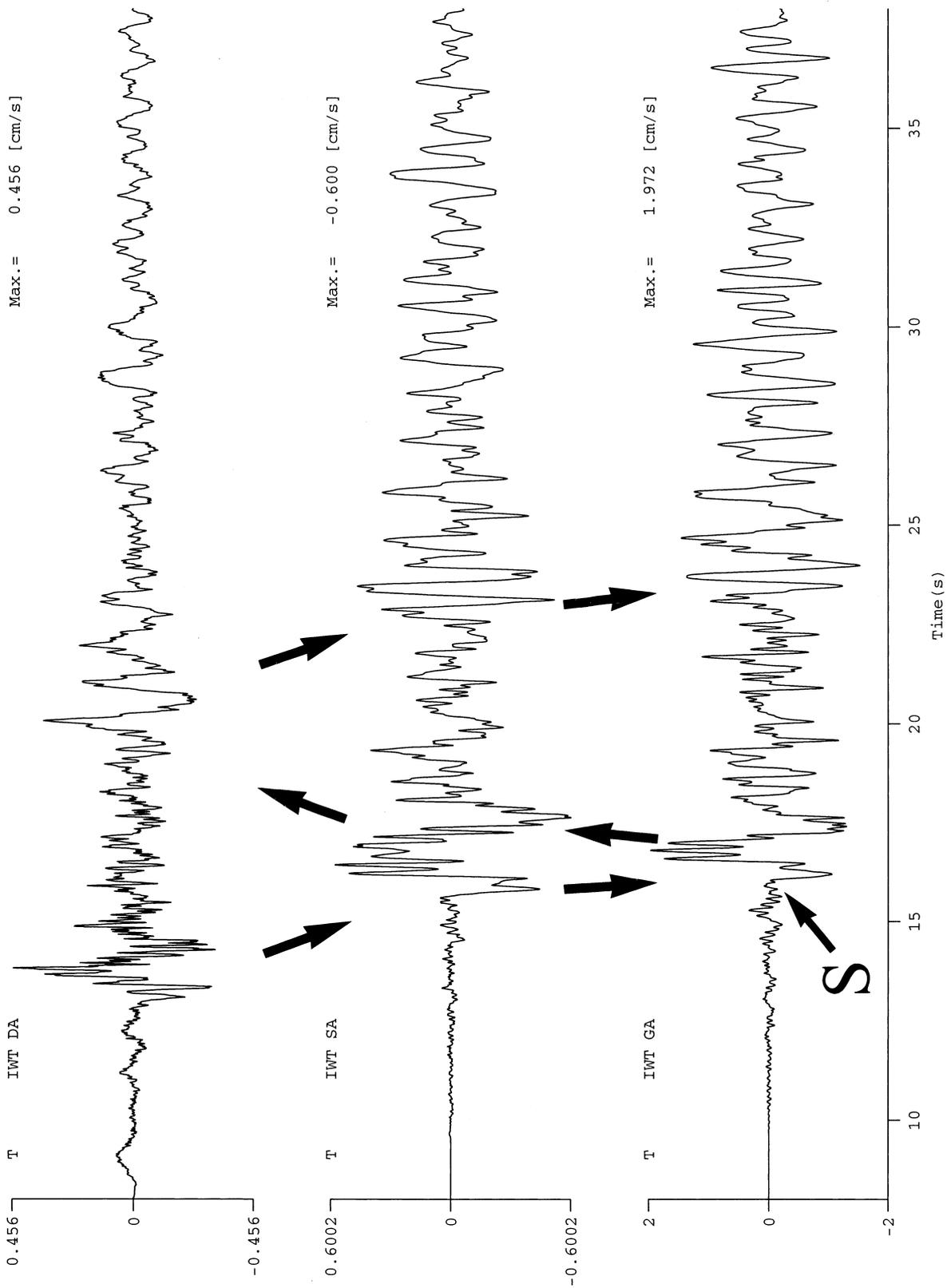


図3.14 (c) 1989年2月19日の茨城県南部の地震におけるIWT観測点の地中群列記録(上から、3,500m井, 108m井及び地表で得られたトランクス方向の速度波)
 Fig.3.14 (c) Transverse components of velocity array recordings at the IWT site, calculated from the original acceleration array recordings shown in Fig.3.14(a).

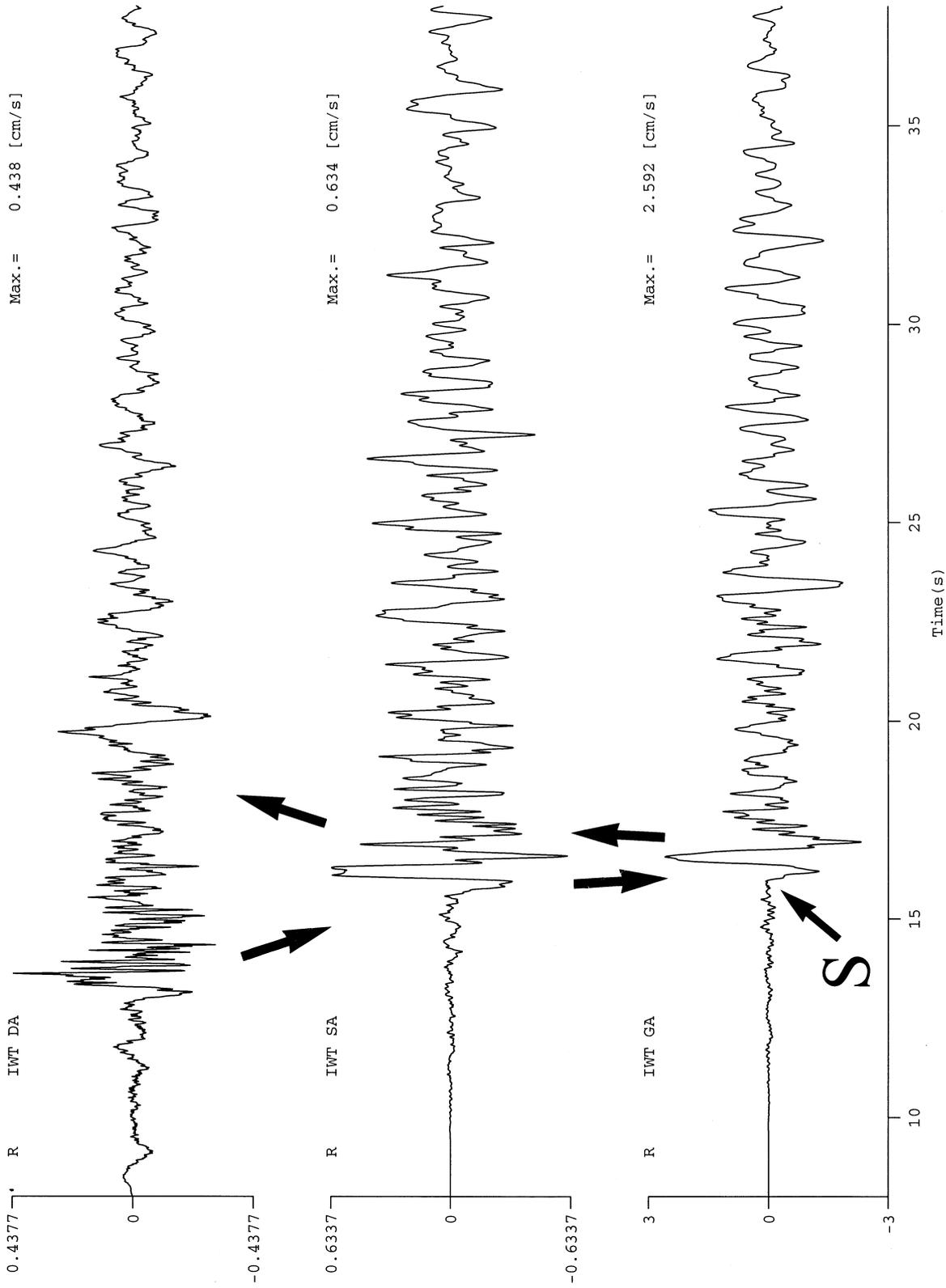


図3.14 (d) 1989年2月19日の茨城県南部の地震におけるIWT観測点の地中群列記録(上から、3,500m井, 108m井及び地表で得られたラ'イル方向の速度波)
 Fig.3.14 (d) Radial components of velocity array recordings at the IWT site, calculated from the original acceleration array recordings shown in Fig.3.14(b).

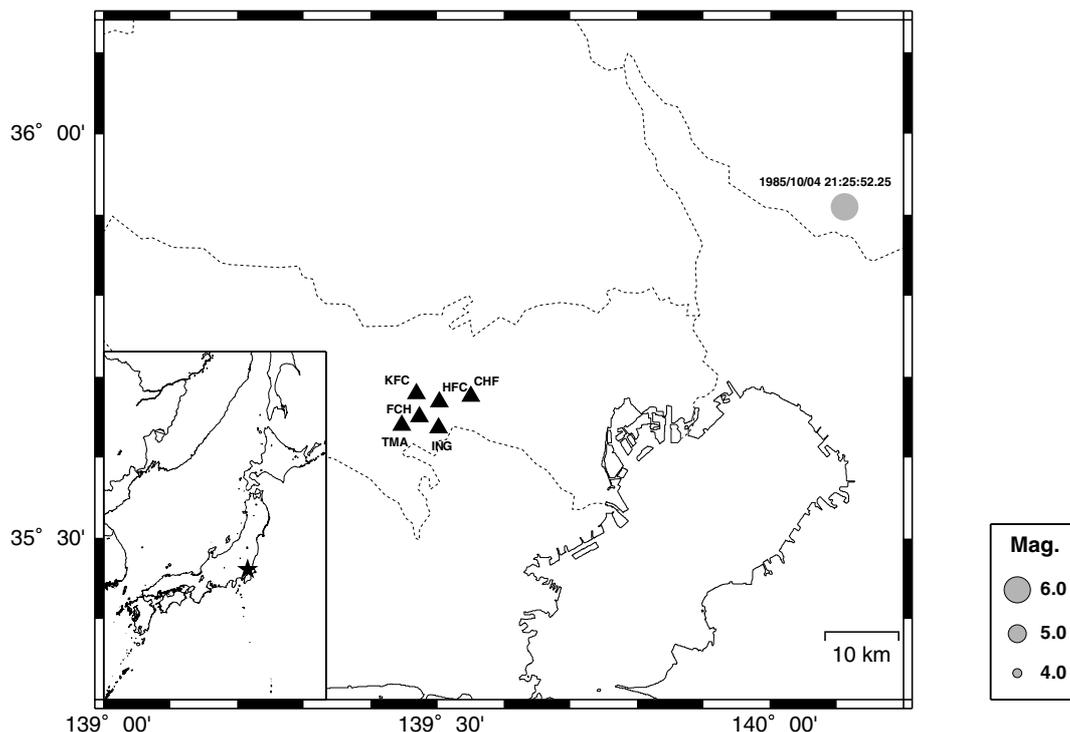


図3.15 (a) 1985年10月4日に茨城県南部で発生した地震の震央と府中群列観測点の位置図

Fig.3.15 (a) Epicenter of the southern Ibaraki Prefecture earthquake of 4 October 1985 and the location of the Fuchu array.

$$\kappa_n = \frac{(\beta_{n+1} \cos \phi_{n+1} - \beta_n \cos \phi_n)}{(\beta_{n+1} \cos \phi_{n+1} + \beta_n \cos \phi_n)} \quad (3.3)$$

ここで、 ϕ_n と β_n は、各々、図3.19の第 n 層における入射角とインピーダンスである。この式(3.2)のアルゴリズムは、本来、時系列解析において、 $\{\kappa_n\}_{n=1}^p$ を偏自己相関係数列としたとき、自己回帰係数 $\{\alpha_n^p\}_{n=1}^p$ を得るために導かれたものである。

一方、現実的な応用の分野において、斎藤・板倉(1969)は、偏自己相関係数から出発して、これを反射係数と見なすことにより、上記の2つを統合する形で格子型デジタルフィルタを構築し、音声解析の分野に適用した。一方、Riley and Burg (1973)は、Burg (1967)が最大エントピー法と名付けた(実際に、エントピーを最大化したわけではない)スペクトル推定法に内在する格子構造を物理探査の分野に適用している。これらから発展したと思われる格子型デジタルフィルタは、現在、デジタルフィルタの設計法の一つとして確立されている(例えば、Zelniker and Taylor, 1994)。斎藤・板倉(1969)によれば、式(3.1)の分子を1とした伝達関数に等価な格子型デジタルフィルタは、図3.20(b)で与えられる。この導出に関する詳細は、斎藤・板倉(1969)による付録Dを参照されたい。

上記の事から、SH波の斜め入射に対する成層構造の伝達関数は、反射係数列から格子型デジタルフィルタを構成する事により得られる。数学的には、有理関数型の表現(3.1)式を有し、分母がARフィルタのそれと一致し、分子は、S波が入射点から地表に達する迄の遅れ時間 $z^{-b}(=z^{-p/2})$ と反射

係数列による周波数依存性の無い増幅度:

$$\sigma_p = 2 \prod_{n=1}^p (1 + \kappa_n) = 2 \sum_{n=0}^p \alpha_n^p \quad (3.4)$$

との積で与えられる。ただし、遅れ時間 $z^{-b} = z^{-p/2}$ が成り立つのは垂直入射の場合である。従って、成層構造の伝達関数に関する有理関数型の表現では、分子は一つの項のみ(P波とSV波の場合は多数項となる)であり、その係数は分母のAR係数列から得られる。故に、 $G_0(\lambda)$ のフィルタ表現は、図3.20(a)となる(木下, 1986a)。

逆に、成層構造の伝達関数を地中と地表の同時地震観測記録から推定することが、上記の有理関数型表現の時系列フィルタ(3.1)式を用いる事により可能となる。当然の事ながら、入力点は、真の入力波 $z^{-1/2} \hat{X}_{p+1}(\lambda)$ 以外に成層構造の上部からの反射波 $\hat{X}_{p+1}(\lambda)$ が入り込むため、図3.20(a)で示す様に、この二つの波が加算されて地中で観測される。即ち、実際の記録に対する伝達関数は次式となる。

$$\begin{aligned} G_1(\lambda) &= \sigma_p z^{-b} / \sum_{n=0}^p [\alpha_n^p + \alpha_{p-n}^p] z^{-n} \\ &= \sigma_p z^{-b} / \sum_{n=0}^p \hat{\alpha}_n^p z^{-n}, \alpha_0^p = 1, \hat{\alpha}_n^p = \alpha_n^p + \alpha_{p-n}^p \end{aligned} \quad (3.5)$$

このようなフィードバック系においては、通常の方法でフィルタの係数推定を行う事が困難であり、フィードバック系の推定技法(Akaike, 1966)が必要となる。この伝達関数(3.5)式の場合、AR係数の推定には非線形最小自乗法(Akaike, 1976)とフィードバック系の推定技法が要求される。

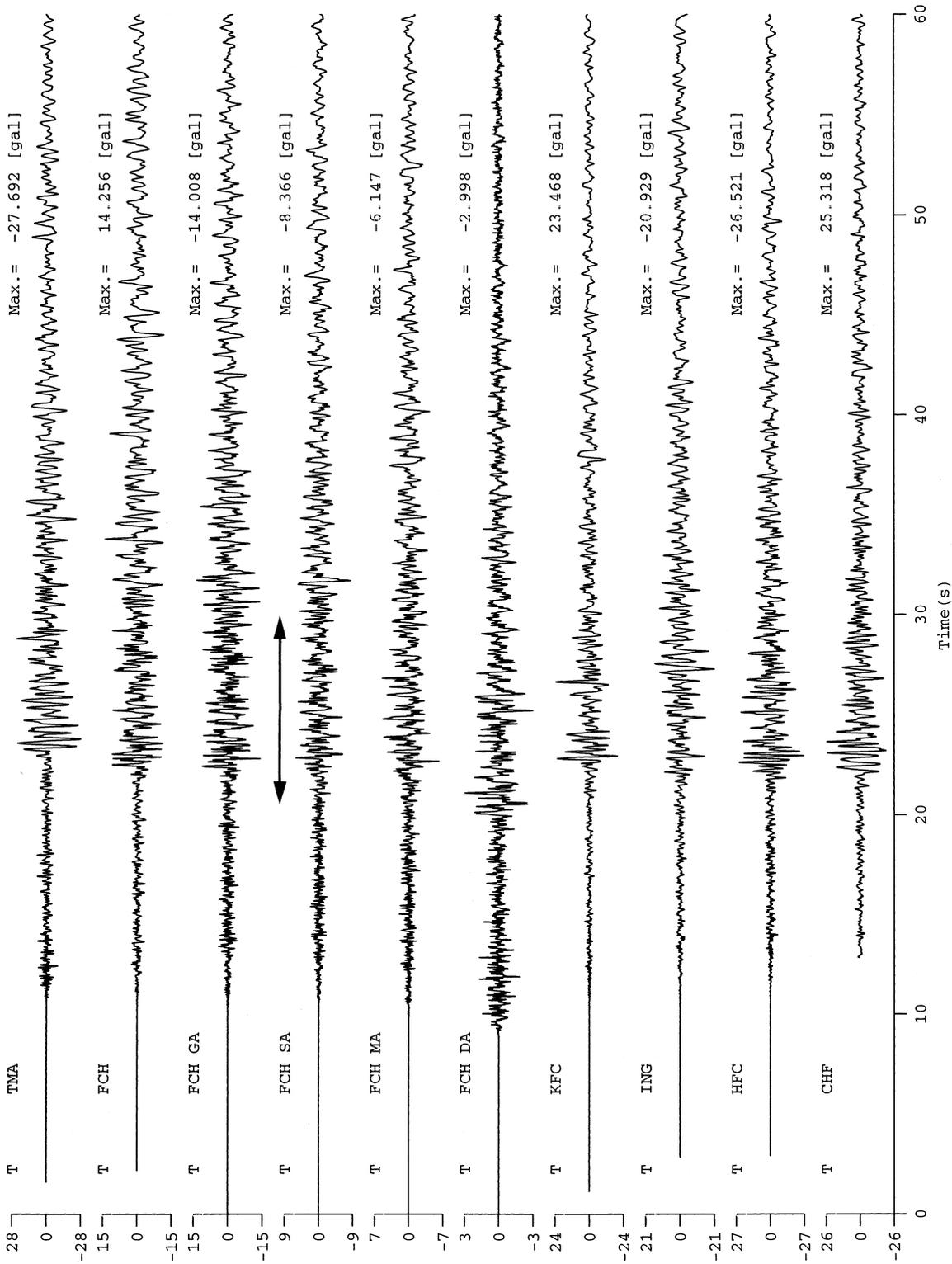


図3.15 (b) 1985年10月5日の茨城県南部の地震における府中群列観測のトンパ¹-S方向の加速度波。図中、FCH DA, MA, SA及びびGAは、各々、FCH地中群列観測の2,700m井, 500m井, 200m井及び地表での記録を示す。

Fig.3.15 (b) Transverse components of acceleration array recordings obtained at the Fuchu array. FCH DA, MA, SA and GA indicate 2,750m-borehole, 500m-borehole, 200m-borehole and surface at the FCH site, respectively.

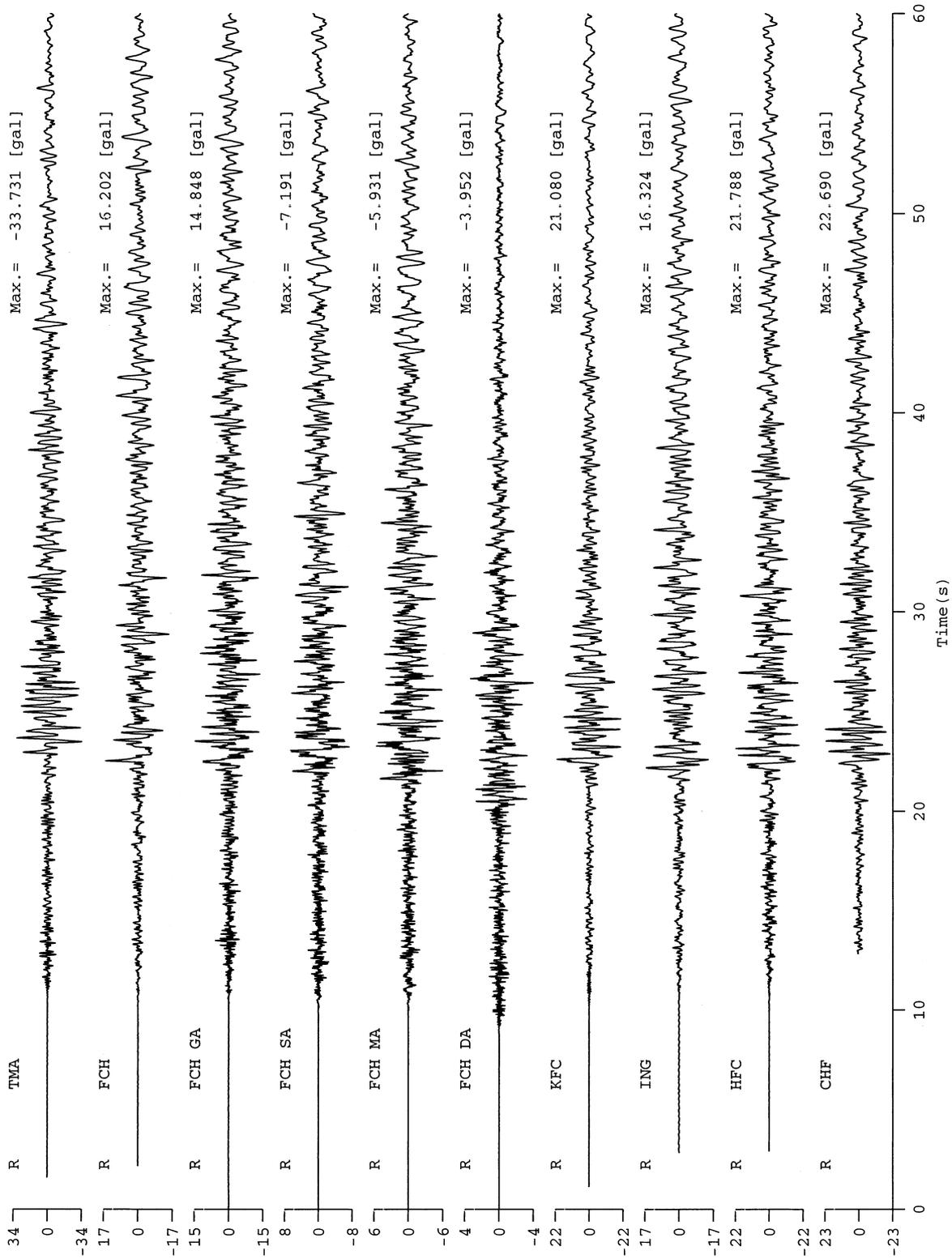


図3.15 (c) 1985年10月5日の茨城県南部の地震における府中群列観測の行、イ7L方向の加速度波。図中、FCH DA, MA, SA及びGAIは、各々、FCH地中群列観測の2,700m井, 500m井, 200m井及び地表での記録を示す。

Fig.3.15 (c) Radial components of acceleration array recordings obtained at the Fuchu array.

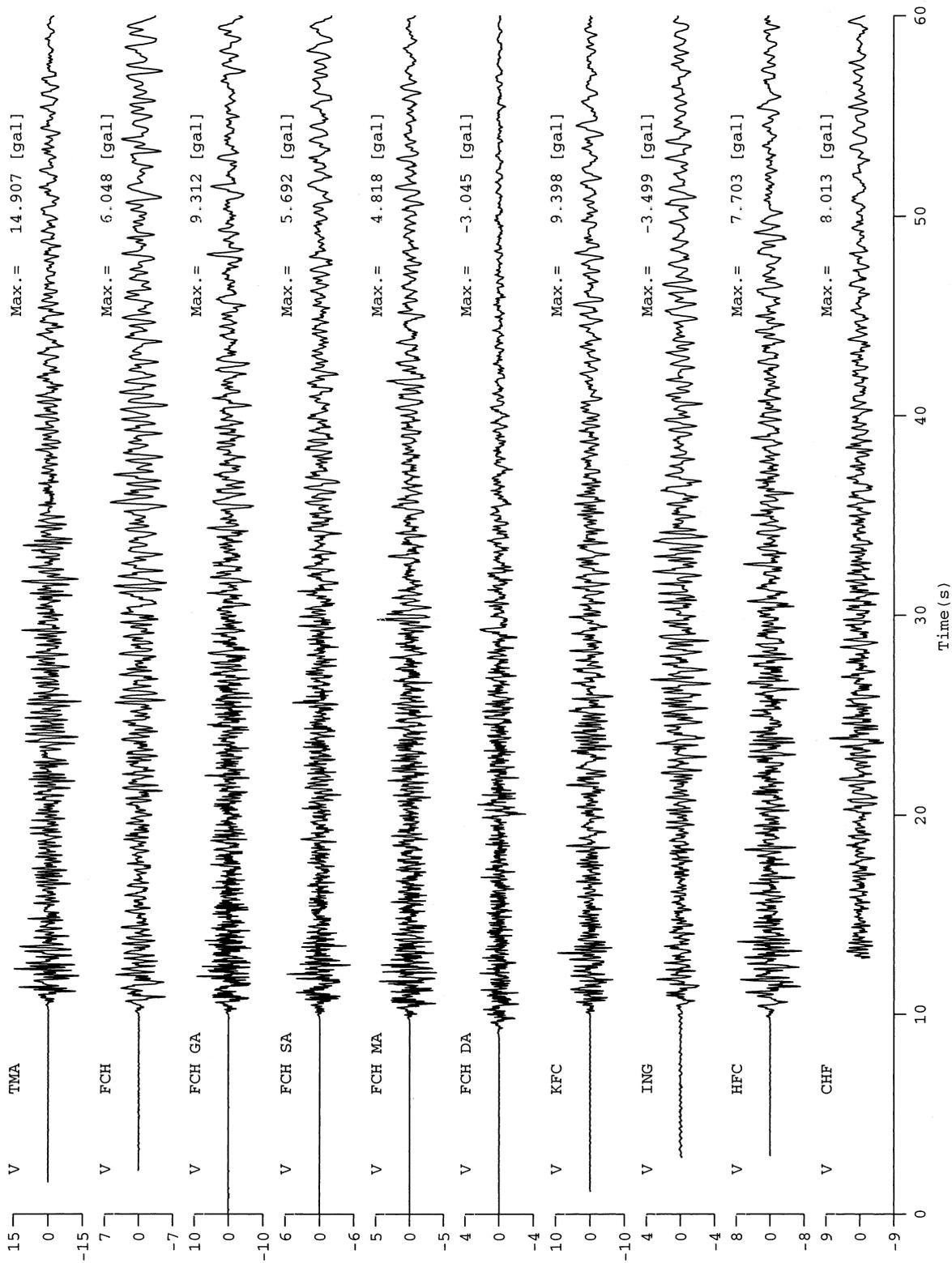


図3.15 (d) 1985年10月5日の茨城県南部の地震における府中群列観測の上下動方向の加速度波。図中、FCH DA, MA, SA及びGAIは、各々、FCH地中群列観測の2,700m井, 500m井, 200m井及び地表での記録を示す。

Fig.3.15 (d) Vertical components of acceleration array recordings obtained at the Fuchu array.

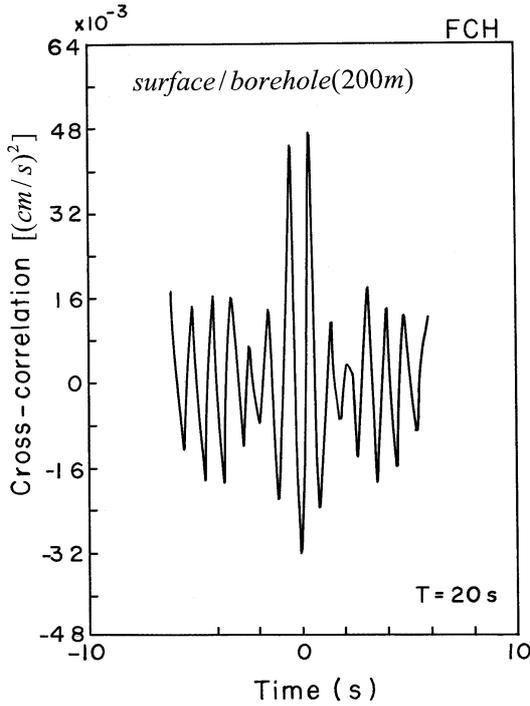


図3.16 1985年10月5日に茨城県南部で発生した地震におけるFCH観測点の200m井及び地表のS波トランスバース方向成分20s間を用いて推定した相互相関関数

Fig.3.16 Cross-correlation function estimated by using the 200m borehole and surface recordings.

ここまで述べてきたように、地中と地表の同時地震観測記録から推定される格子型デジタル・フィルタが成層構造の伝達関数を表現するものとなるが、これには誤解されやすい要素を含んでいる。まず、観測系の伝達関数 $G_1(\lambda)$ の卓越振動数(真の卓越振動数は $G_0(\lambda)$ から求まる。但し、軟弱地盤では殆ど一致する。念のため)とその減衰定数は、式(3.5)の分母の多項式を2次式に因数分解して、その極構造から求める事が出来る。これは、推定された伝達関数の正しい使い方である。即ち、式(3.5)の分母を2次式に分解して得られた複素共役な2つの極を $z_n = r_n e^{\pm i n \lambda_n}$ とすると、観測系の卓越振動数 f_n とその振動数での $Q(f_n)$ は次式で与えられる。

$$f_n = |\lambda_n| / 2\pi\Delta T \quad (3-6a)$$

$$Q(f_n) = -|\lambda_n| / 2 \ln r_n \quad (3-6b)$$

特性方程式を2次式に分解して極を求める数値計算には、通常、Bairstow-Hitchcock法が用いられる。但し、全ての極が求まらない場合は(これが普通であるが)、特性方程式の係数を逆に並べ替えて解くと言う技術が必要となるので注意しよう。これに対し、推定された格子構造の反射係数が、実際の反射係数の推定値となるかと言えば、これは誤りである。即ち、本来の反射係数列は、無限の周波数範囲における伝達関数を説明するものであるが、推定された格子構造の反射係数は、有限の周波数範囲、

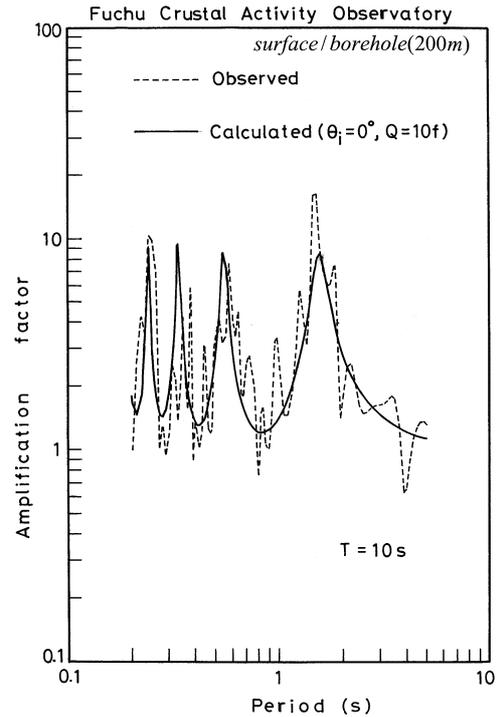


図3.17 200m井のトランスバース成分記録に対する地表記録のFourier比(点線)と速度構造を用いて計算した伝達関数の利得特性. $Q(f) = 10f$ と成層構造への垂直入射を仮定している。

Fig.3.17 Estimated wave transfer function. The input and output of the transfer function are 200m-borehole recordings and surface recordings, respectively.

高々数個の極のある周波数範囲程度までしか真の伝達関数に追従することが出来ないものである。とは言え、説明できる周波数範囲においては、伝達関数は有効であり、前述したように上昇波と下降波の識別や分離に用いる事が可能である。

さて、ここでの最後として、SMDA2を用いた式(3-5)における係数 $\{\hat{\alpha}_n^p\}_{n=1}^p$ と次数 (b, p) の推定を示そう。推定法の詳細をここで述べる事は、本資料の範囲を超えるため、木下(1981)及びKinoshita(1999)を参照されたい。ここでは、SMDA2の使い方のみを述べよう。まず、伝達関数を求める為に必要な地中記録と地表記録が格納されているK-NET形式のファイルをSMDA2のアイコン上にドラッグしてドロップする(但し、地中記録も地表記録も同じファイル名として編集しておく)。この時、SMDA2に対応していないファイルを読み込むと、エラーメッセージが表示される。データファイルが正常に読み込まれた後、メニューの[編集(E)]から[フィルタ(F)]の中の[積分]を選択し、読み込んだ加速度記録を速度記録へ変換する。次に、SMDA2のメニューの[解析(A)]から[伝達関数(T)]を選択する。この時点で、伝達関数の4つあるセットアップ・ウィザードの最初の1枚目が表示されよう(図3.21(a)参照)。この最初のセットアップ・ウィザードでは、CH1ボックスを制御して、CH1に地表記録、CH2に地中記録が表示されるようにする。次に、伝達関数の推定に用いる区間を決めるため、

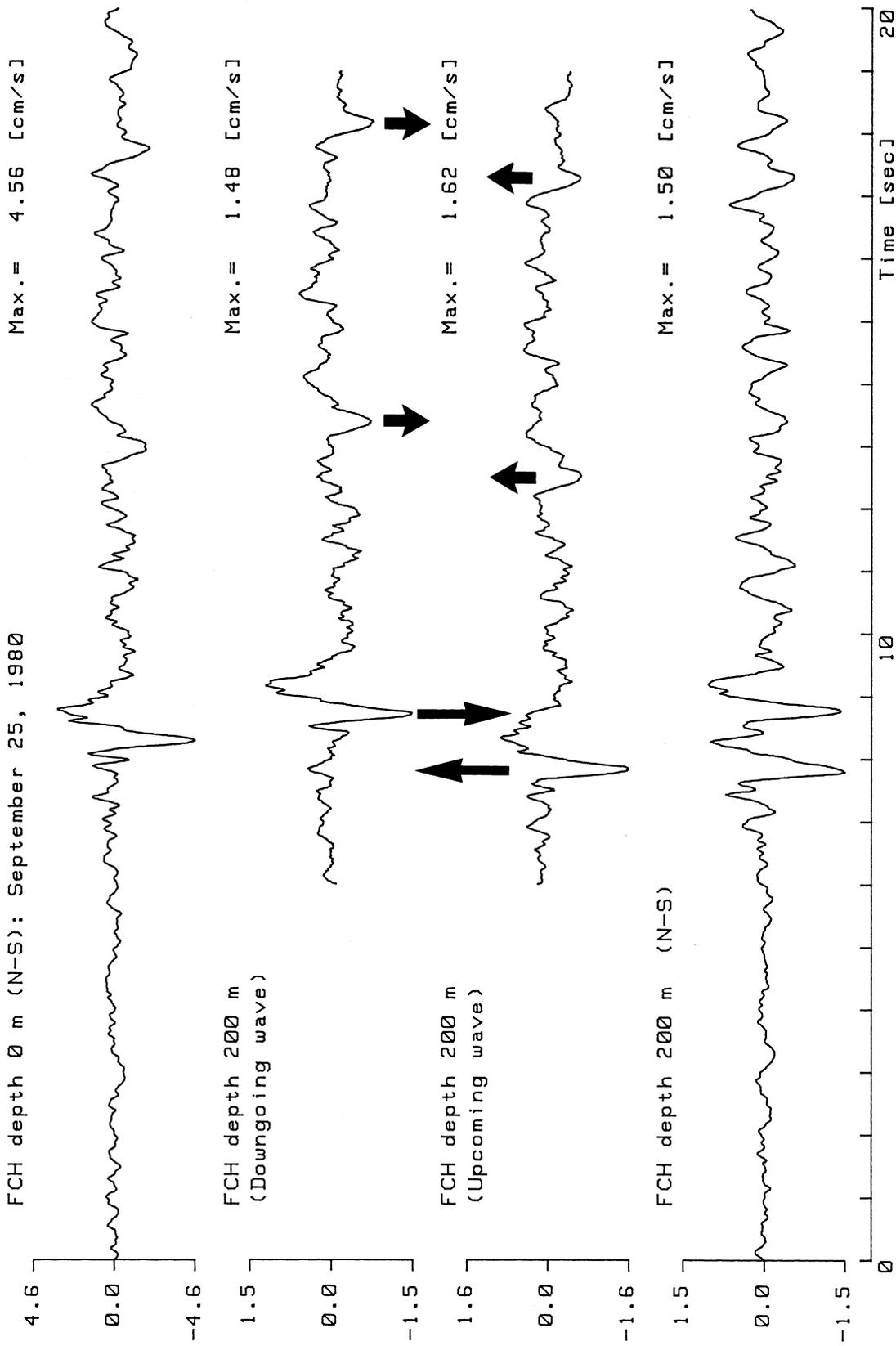


図3.18 1980年9月25日の千葉県中部の地震におけるFCH観測点の200m井(最下段)及び地表(最上段)のNS方向速度記録。中段の二つの速度波は、200m井の速度波を下降波と上昇波に分離したものの(木下, 1999)

Fig.3.18 Results of the separation of upcoming and downgoing waves at a depth of 200m. (Top) Velocity seismogram on a free surface. (Middle) Upcoming and downgoing waves calculated at a depth of 200m. (Bottom) Velocity seismogram at a depth of 200m at the FCH site for the central Chiba prefecture earthquake of 25 September 1980 (Kinoshita, 1999).

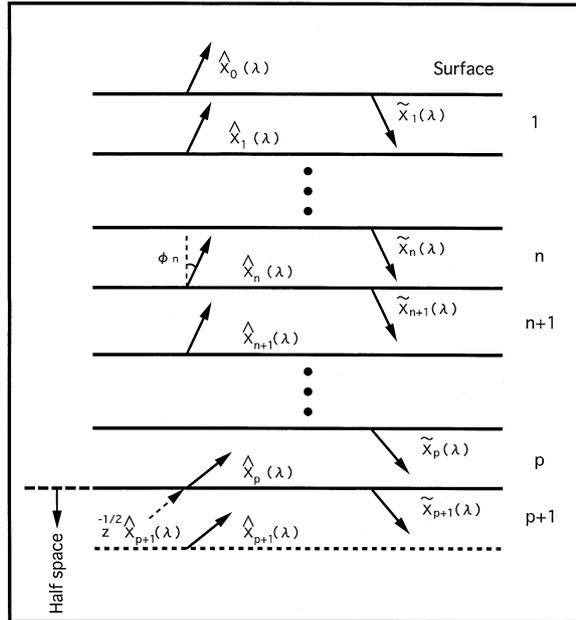


図3.19 Equal-time layeredモデル

Fig.3.19 Goupillaud-type equal-time layered model. Each layer has a common travel time across a layer, that is, $\Delta T/2$, where ΔT is the sampling time of borehole array recordings.

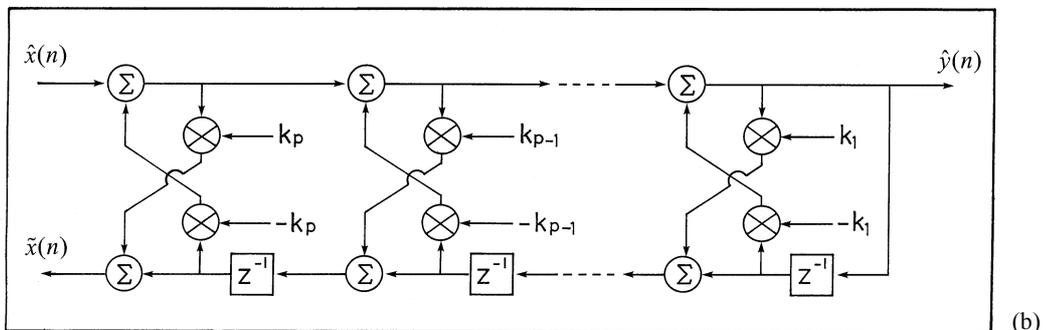
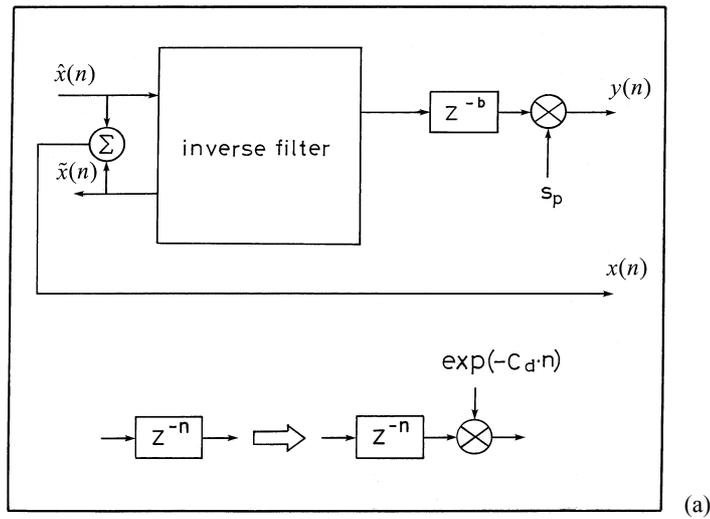


図3.20 成層構造のデジタルフィルタ表現。(a)観測系,(b)層構造を規定する格子型逆フィルタ

Fig.3.20 Digital filter representation of equal time layered model for SH-waves: (a) observation system and (b) lattice filter for layered structure.

相互相関関数の推定に対する準備を行う。即ち、相互相関関数を変位領域で計算するため、**図3.21(a)**のフィルタパラメータフォームにある[中心周波数(C)]と[ダンピング・ファクタ(D)]を用いて表示されている速度記録から変位記録を計算する。ダンピング・ファクタを0.6321としたとき、積分は中心周波数より高い周波数域で行われる。但し、変位記録は相互相関関数の計算のみに用いられ、伝達関数の推定は、**図3.21(a)**の速度波形が使われる事に注意しておこう。

図3.21(a)のフィルタパラメータが設定された後、[次へ(N)]のボタンを押す。2枚目のセットアップ・ウインドウが**図3.21(b)**の様に表示されよう。このセットアップ・ウインドウでは、伝達関数の推定に用いる記録の範囲を決定する。即ち、この[セットアップ・ウインドウ(2/4)]の中の解析フレームにあるマウス・ボタンを選択し、波形が表示されているグラフ・ウインドウ上でカーソルを移動させ、開始点でマウスの左ボタンを押して下げ、そのままドラッグして終了点でこれを離す操作により、解析範囲が決定される。これは、S波の立ち上がりから、S波が継続していると思われる範囲を指定する事となる。解析区間の微調整は、解析フレームに表示された時刻を修正すればよい。この様にして、解析区間を決定した後、[次へ(N)]を選択し、[セットアップ・ウインドウ(3/4)]とする(**図3.21(c)**参照)。

[セットアップ・ウインドウ(3/4)]には、前のウインドウ状で決定した解析区間での相互相関関数が表示されている。このウインドウでの操作は、選択した解析区間において、地中と地表の地震記録の相互相関関数を調べ、これが偶関数形となっているかの判定である。[セットアップ・ウインドウ(3/4)]に

表示されている相互相関関数から、目視により、偶関数形の判定を行う。偶関数形と判定出来ない場合は、ウインドウ上の[戻る(B)]を選択し、[セットアップ・ウインドウ(2/4)]上で解析区間を変更する。さて、大切な事なので、偶関数性の判定とはどう言う事を述べておこう。[セットアップ・ウインドウ(3/4)]に示された相互相関関数の原点(遅れ時間零)を基準に、左右に現れる数個のピークの形状と、それらが出現する時間がほぼ対称ならば、これは偶関数形と見なすと言う事になろう。ウインドウ上に現れる相互相関関数の遅れ時間の調整は、Lag Time [s]のスライダーで調整できる。この相互相関関数に現れる左右ほぼ対称となる最初の大きなピークの出現時間がこの地盤を通過する地震波のone-way timeである。これは、次のウインドウで必要となるパラメータであり、以下の(3-7)及び(3-8)式における b の目安となる値となる。さて、偶関数性のチェックが終わると、最後の[セットアップ・ウインドウ(4/4)]へ移るため、ウインドウ上の[次へ(N)]のボタンを押す。

図3.21(d)に示す最後の[セットアップ・ウインドウ(4/4)]では、パラメータ(b, p)の範囲の指定を行う。式(3-5)の伝達関数を推定するための時系列モデルは、 $\{x_p(k), x_0(k)\}$ を地中と地表で記録された記録列とすると、

$$x_0(k) = -\sum_{n=1}^p \hat{\alpha}_n^p x_0(k-n) + \sigma_p x_p(k-b) + u(k),$$

$$u(k) = -\sum_{n=1}^q \hat{\beta}_n u(k-n) + v(k), \tag{3-7}$$

$$E[v(k)] = 0, E[v^2(k)] = \sigma_v^2$$

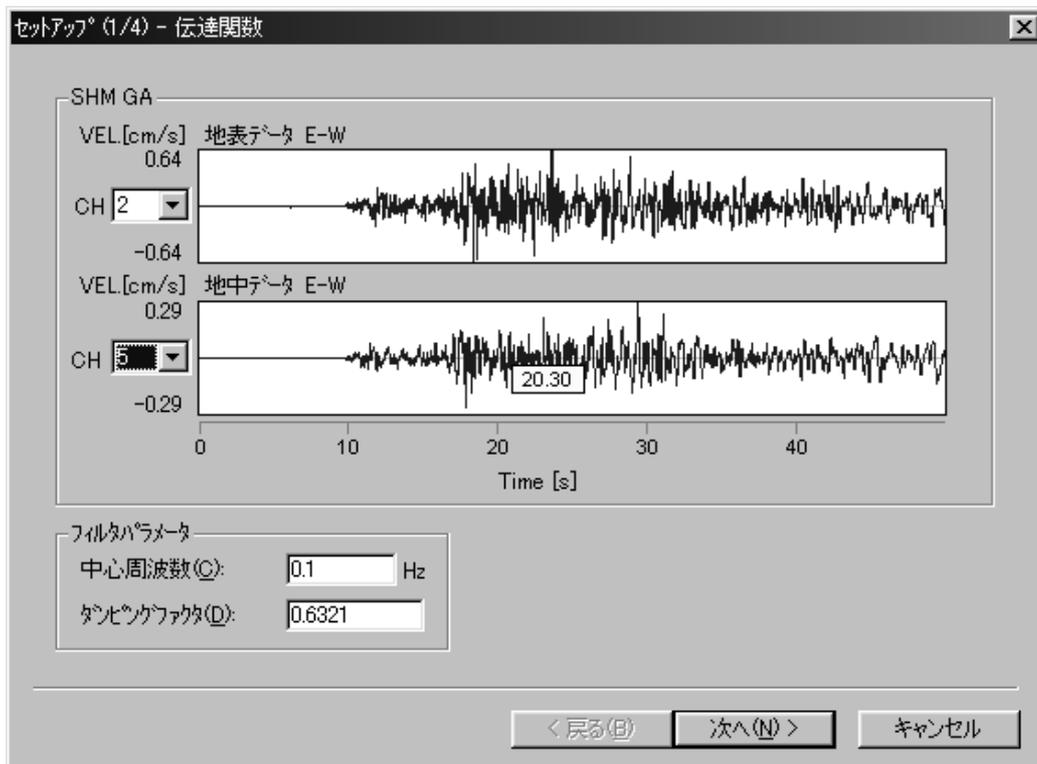


図3.21 (a) SMDA2における伝達関数推定の為の手順(1/6)
Fig.3.21 (a) Procedure for estimating wave transfer function (1/6).

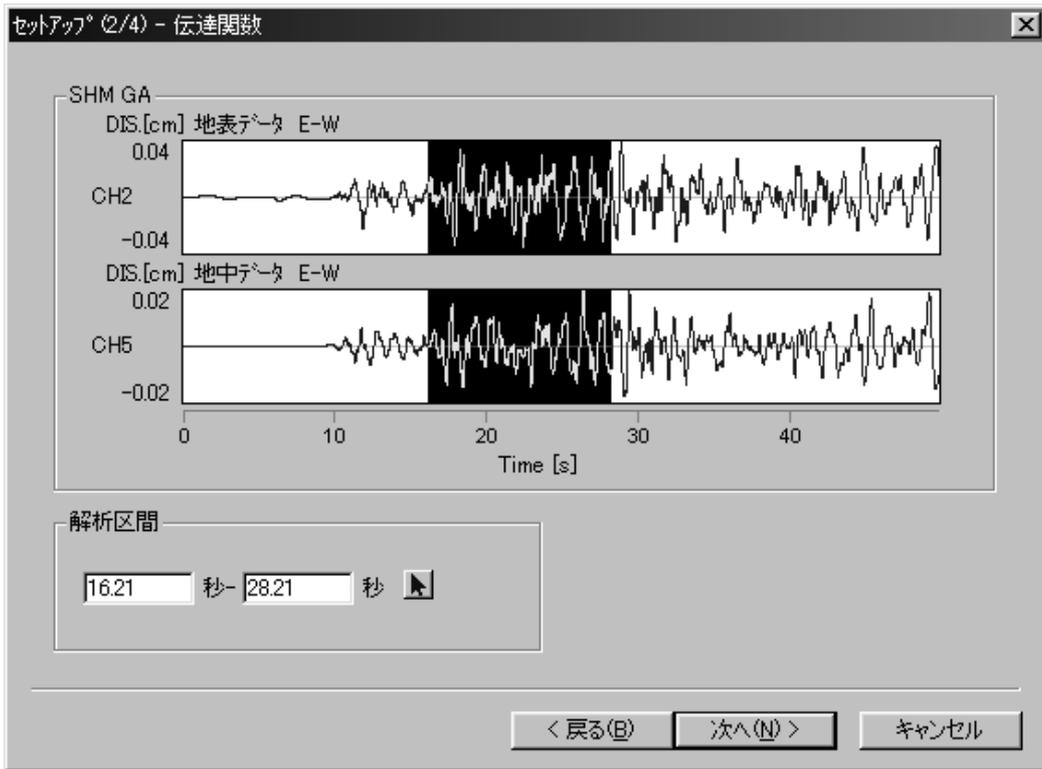


図3.21 (b) SMDA2における伝達関数推定の為の手順(2/6)

Fig.3.21 (b) Procedure for estimating wave transfer function (2/6).

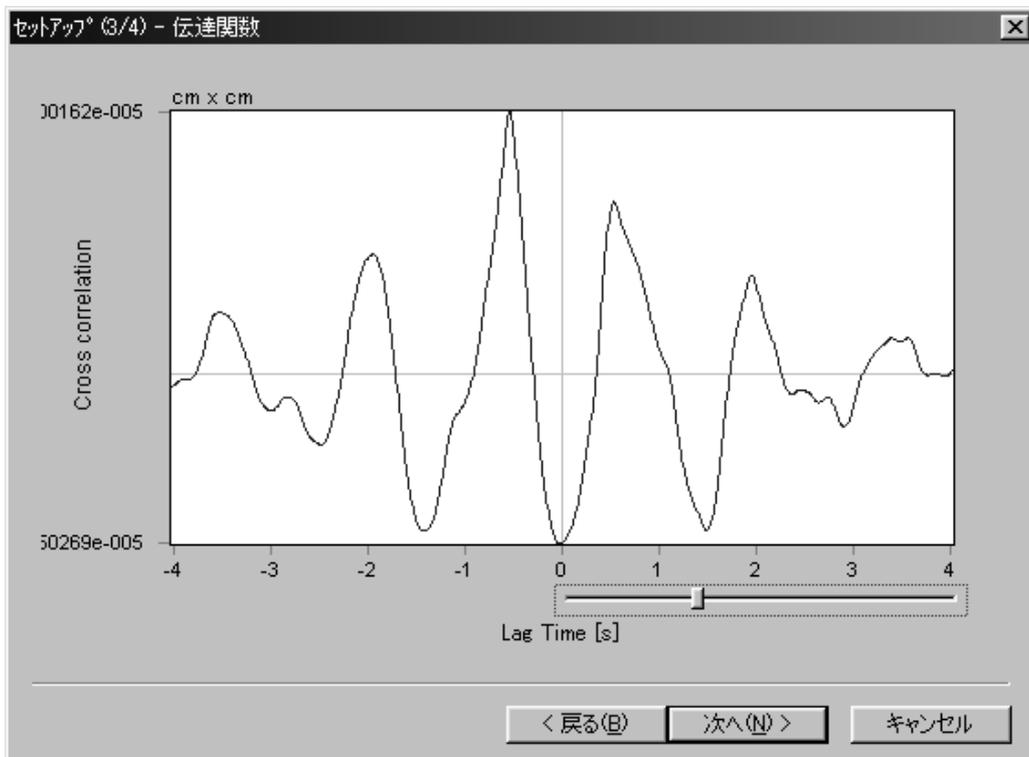


図3.21 (c) SMDA2における伝達関数推定の為の手順(3/6)

Fig.3.21 (c) Procedure for estimating wave transfer function (3/6).



図3.21 (d) SMDA2における伝達関数推定の為の手順(4/6)
 Fig.3.21 (d) Procedure for estimating wave transfer function (4/6).

である (Kinoshita, 1999). これはSH波の場合であり, SV波の場合は, (3-7) 式の最初の式を

$$x_0(k) = -\sum_{n=1}^p \hat{\alpha}_n^p x_0(k-n) + \sum_{n=b_1}^{b_2} \hat{\gamma}_n x_p(k-n) + u(k) \quad (3-8)$$

とすればよい. ここで, $b_1\Delta T$ と $b_2\Delta T$ は, 地中観測点から地表観測点へのS波の伝播時間, $p\Delta T$ は, そのtwo-way timeを物理的意味として有している. 同じく, $b_1\Delta T$ はP波のone-way timeである. また, 式(3-7)のノイズ部分 $u(k)$ は, 地中-地表観測系のようなフィードバック系における推定問題の常套手段として, ホワイトノイズ $v(k)$ で駆動される自己回帰過程を採用している. 従って, 式(3-7)の推定問題(SH波の場合)では, (b, p, q) のパラメータ次数を決定せねばならない. 同様, SV波の場合は, (b_1, b_2, p, q) というパラメータの次数決定が必要となる. 時系列解析の常套手段として, これらの次数は最小AIC法により決定される. さて, [セッアップ・ウィザード (4/4)] に戻ろう. 地中と地表のチャンネルや解析区間が既にこれ以前のセッアップ・ウィザードで決定されているので(ウィザード (4/4) に表示されている), このウィザードでの最初の選択は, 入射波をSH波とするかSV波とするかである. 経験的に, また, 地表近くのインピーダンスの小ささから, 地表近くでは殆どS波が垂直入射に近い状態であるため, 通常はSH波の入射を選択する. 次に, パラメータ (b, p, q) の範囲を決めねばならない. 通常, 地表と地中における相互相関関数(ウィザード (3/4) にされている)の最初のピークに対応す

る遅れ時間が $b\Delta T$ に対応する. $2b \sim p$ であるから, (b, p) の予測値は容易に求まろう. (b, p) の範囲は, この予測値を中心として設定する. 問題は, q の次数である. これには何の決まりもないので, 当初10程度にし, $q = 10$ で最適な伝達関数が推定された時, さらに q の次数を増やすという事になる. これで, セッアップ・ウィザードは終了であり, [完了] ボタンを押せば伝達関数の推定が始まる. 計算中は, これを示すダイアログが表示されるが, 解析区間長や次数の範囲を不必要に大きくすると時間単位の計算が始まってしまうので注意する必要がある. 特に, q の大きさが計算時間を左右する. また, [セッアップ・ウィザード (4/4)] の解析区間を示す枠内に[間引き数(K)]という入力ボックスがある. 時系列解析の常識として, 必要な情報を得る範囲内で, 標本化周期は荒ければ荒い方が良い. 即ち, 間引き数を大きく選択するのが, 伝達関数推定のポイントである.

伝達関数の推定が終わると, 結果が図3.21(e)の様に表示される. 結果を示すグラフは, 4つに分割され, 左上に選択した区間を示す地震波形, 右上に最適なパラメータの次数, 左下に推定された伝達関数の利得特性(実線)と地中記録に対する地表記録のFourier比(点線)の重ね合わせ, そして, 右下に[セッアップ・ウィザード (3/4)] で得られた相互相関関数となる. 下の図では, スライダーにより, 周波数範囲と遅れ時間の範囲が調整可能である. 経験的に言えば, 伝達関数の利得特性とFourier比のマッチングは, 最初の3~4個のピーク

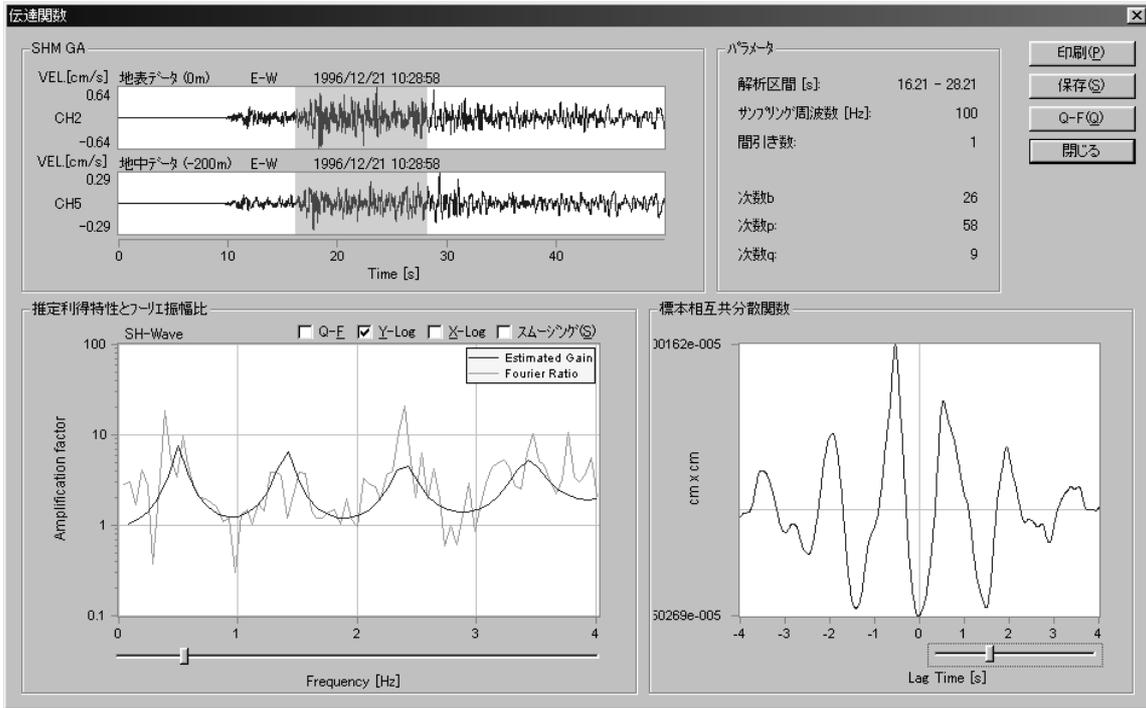


図3.21 (e) SMDA2における伝達関数推定の為の手順(5/6)
 Fig.3.21 (e) Procedure for estimating wave transfer function (5/6).

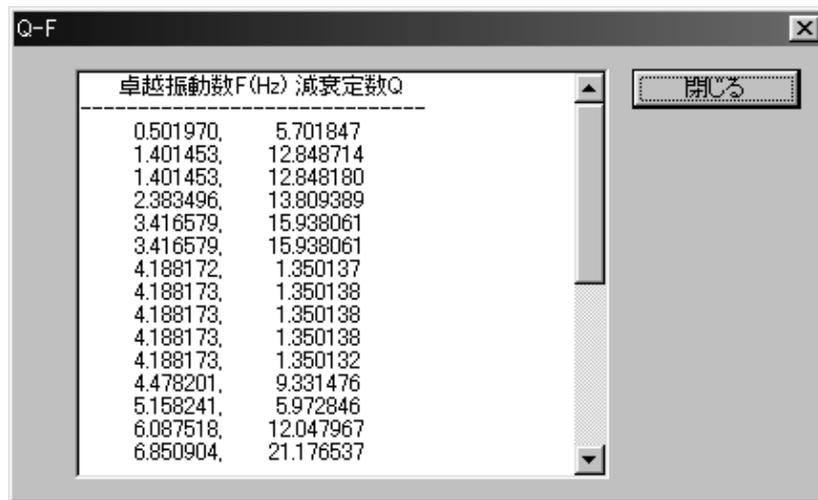


図3.21 (f) SMDA2における伝達関数推定の為の手順(6/6)
 Fig.3.21 (f) Procedure for estimating wave transfer function (6/6).

返は良好である。また、結果の表示には1/3 octave-bandの平滑化が可能となっているが、この操作は通常不要であろう。伝達関数の推定結果を示すグラフボックスの中で、[Q-f(Q)]のボタンは、式(3-6a)及び(3-6b)に基づく卓越振動数とその周波数でのQ値を計算した結果を表示するためのボタンであり、これを押すと、図3.21(f)が示すように卓越振動数とQが表示されるのが判ろう。また、伝達関数の推定結果と速度構造を与えての理論的な伝達関数(但し、SH波入射のみ)の比較も可能であるが、その設定は[セットアップ・ウィザ

ード(4/4)]での追加操作を必要とする。簡単に言うと、セットアップ・ウィザード(4/4)において、[理論計算を行う(T)]にチェックを入れ、速度構造のファイルを読み込み、地盤のQs構造と入射角を[完了]ボタンを押す前に設定すればよい。Qsの構造は、これを一定とする場合と周波数に比例させる場合の2通りの選択が可能である。速度構造のファイルの読み込みは、[速度構造ファイル(A)]にある[...]ボタンを押し、ファイルアイコンを開く事により行う。速度構造ファイルのフォーマットは、一行を一層に対応させ、P波速度(km/s)、S波速度(km/s)、密度

(g/cc), Q (但し, km^{-1}), 層厚 (m) をリスト形式で書き込んだものである。但し, これらの数値間は 10° で区切る事とする。以上が SMDA2 を用いた伝達関数の推定である。

3.3.4 堆積層-基盤系におけるS波の減衰特性 $-1/Q_s(f)$

堆積層-基盤系における地震応答を定量化するためには, 3.3.1 で述べたように, 系におけるS波の減衰特性を評価する事が必要となる。ここでは, 地中群列記録を用いて堆積層-基盤系におけるS波の $1/Q_s(f)$ の推定法と, 関東中央部における $1/Q_s(f)$ の結果を示そう。地中群列記録を用いて, $1/Q_s(f)$ を求める方法は3つある(木下, 1993)。いずれも, 基準となる地震計を基盤内に設置し, もう一つの地震計の設置深度を変えることによるものである。第一の方法は, 一つの地震計を地表に設置する場合であり, この時, 基盤内で得られた記録を堆積層-基盤系への入力とし, 地表記録を系の出力とすると, 対応する伝達関数は, 全極型の伝達関数となる。系の $1/Q_s(f)$ は, 基本的には, 伝達関数の極を評価する事により求められる。しかしながら, $1/Q_s(f)$ が小さいと, 極の評価が安定ではなくなる。これを防ぐためには, 地表の地震計を地中へ移動する。地中に移動した地震計は, その上部の表層地盤の影響により, 系全体の極構造をうち消すように零構造が高周波数側から現れる。従って, $1/Q_s(f)$ の評価が, 高周波数側で安定してくる利点を持つ。問題は, 地中に地震計を埋設する経費である。

堆積層-基盤系におけるS波の $1/Q_s(f)$ を求める第三の方法は, 深層井観測独特な方法であり, 木下(1983),

Hauksson *et al.*, (1987), Fukushima *et al.*, (1992) 等により使われたものである。この方法は, 深層井記録のみを用いるものであり, 記録上出現する直達S波とそれが地表で全反射して深層井地点まで戻って来たS波を比較するものである。この二つのS波間の伝達特性は, 理想的には, 全域通過関数となり, リスキリングを可能とするものである。この方法は, 一見して理想的なものであるが, 実際には, 反射S波の明瞭な記録を意識的に扱ったり, 直達S波の後続波が深層井記録の反射S波に混入したりするため, 幾分 $1/Q_s(f)$ が過小評価されるきらいがある。

上記の3方法を関東地域に展開されたIWT, SHM及びFCH観測施設の地中群列観測に用いた結果が, 既に示した図1.20の $1/Q_s(f)$ である。この結果から言えることは, $1/Q_s(f)$ は, 2 Hzを越えるとほぼ0.01程度で一定となり, 0.5 Hz ~ 2 Hzにおいて, $1/Q_s(f) = 1/50f$ の周波数依存性を示す。即ち, 1.6で述べたS波の堆積層-基盤系における伝播が北-北東な周波数範囲では, $Q_s(f)$ がほぼ周波数に比例し, 2 Hz以上の北-北東な伝搬周波数域では $Q_s(f)$ の周波数依存性がなくなると言うものである。それでは, 実際の記録に, 図1.20の $1/Q_s(f)$ を用いた例を紹介しよう。図3.22(a) は, 1982年7月23日に発生した茨城県沖地震 (M_{JMA} 7.0) の震央と, SHM及びFCH観測点の位置関係である。まず, FCH観測点で得られた記録のトラフ成分を図3.22(b)に示す。S波部分の地表記録と深層井記録を用いて計算した相互相関関数が図3.22(c)である。相互相関数の偶関数性は, 用いた記録がS波の重複反射状態を示している。図3.22(d)

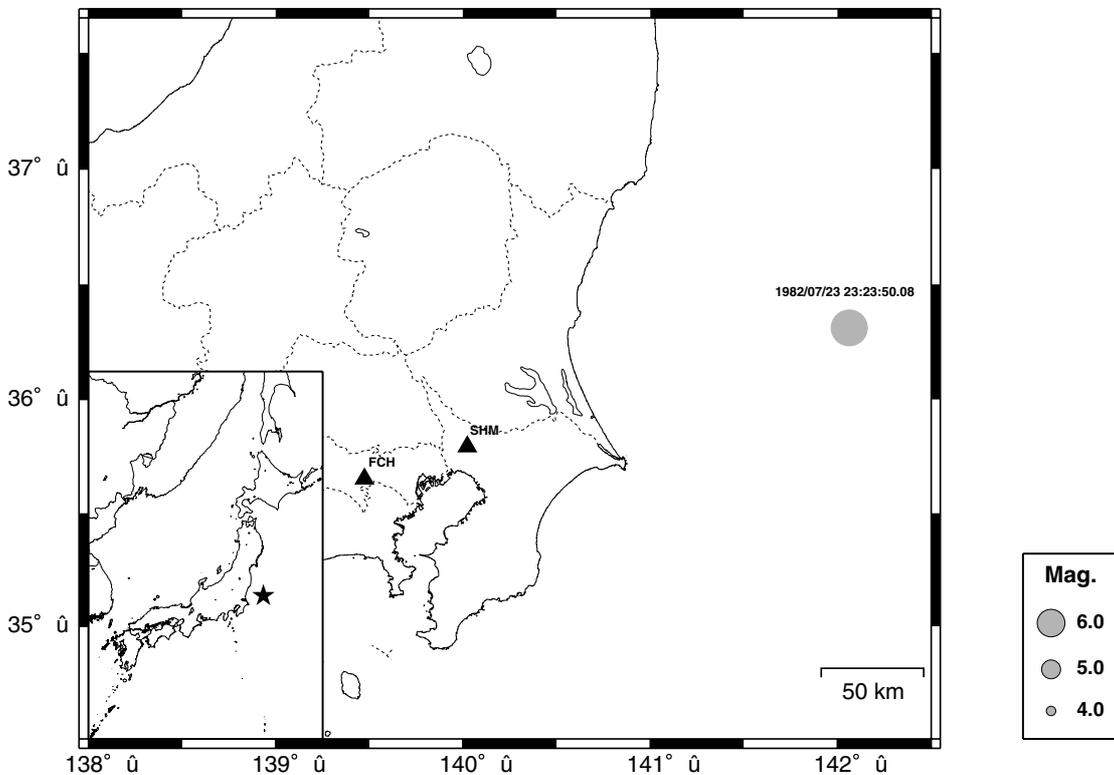


図3.22 (a) 1982年7月23日の茨城県沖地震の震央とSHM及びFCH観測点の位置図
 Fig.3.22 (a) Epicenter of the earthquake of 23 July 1982 and the locations of the SHM and FCH sites.

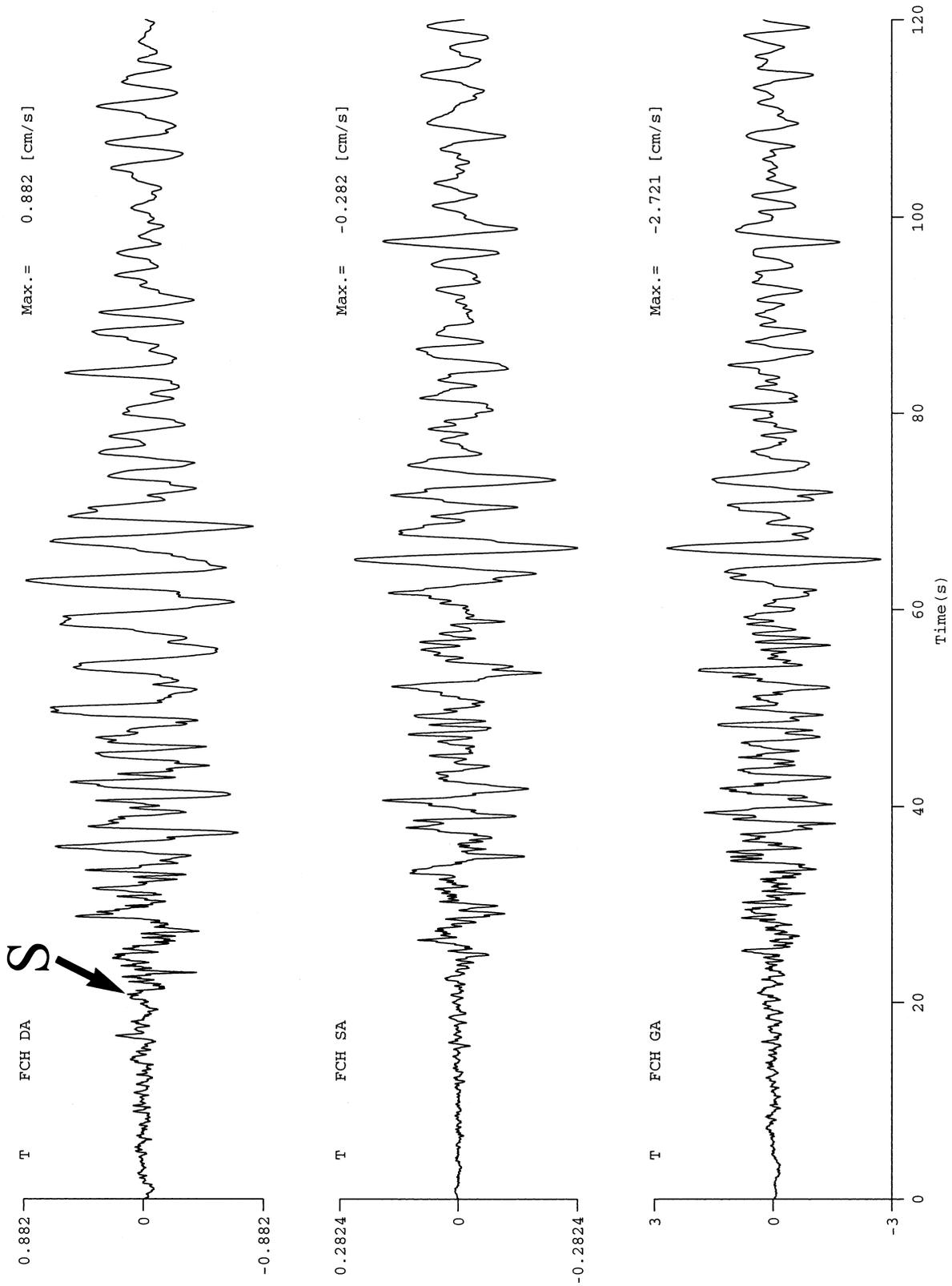


図3.22 (b) 1982年7月23日の茨城県沖地震におけるFCH観測点の地中群列速度記録(上から、2,750m井、200m井及び地表のトランス-入方向成分記録)
 Fig.3.22 (b) Transverse components of borehole array recordings at the FCH site: (top) 2,750m-borehole, (middle) 200m-borehole and (bottom) surface recordings.

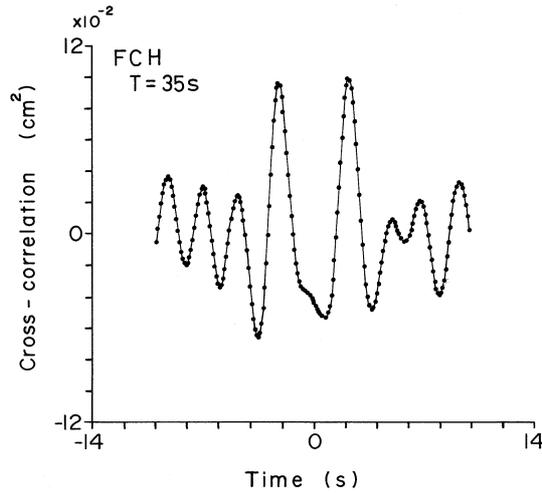


図3.22 (c) 1982年7月23日の茨城県沖地震におけるFCH観測点の2,750m井と地表のトランスバース方向記録35sを用いて推定した相互相関関数

Fig.3.22 (c) Cross-correlation function estimated by using the 2,750m borehole and surface recordings.

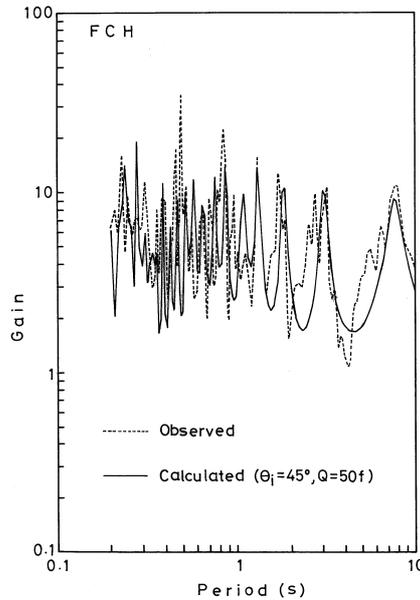


図3.22 (d) 相互相関関数と同じ推定区間を用いて推定した2,750m井のトランスバース成分記録に対する地表記録のFourier比(点線)と速度構造を用いて計算した伝達関数の利得特性. $Q(f) = 50f$ と成層構造へ 45° の斜め入射を仮定している.

Fig.3.22 (d) Wave transfer function estimated by using the 2,750m borehole and surface recordings obtained at the FCH borehole array site for the earthquake of 23 July 1982.

は、この区間において得られた深層井記録に対する地表記録のスペクトル振幅比である。即ち、堆積層-基盤系の増幅特性である。これに対し、堆積層-基盤系の増幅特性は、このサイトの地下構造を用いて、水平成層構造の仮定の下、計算される。計算された結果は、堆積層-基盤系が完全弾性体と仮定した場合のものであるが、 $1/Q_s(f)$ を周波数変換により導入することが出来る。図1.20で得られた $1/Q_s(f)$ を用いて計算した堆積層-基盤系の伝達関数も、同じ、図3.22(d)に示してある。但し、ここでの $1/Q_s(f)$ として、全

周波数域で $1/Q_s(f) = 1/50f$ としている。二つの増幅特性は、 $1/Q_s(f) = 1/50f$ が得られた0.5Hz～2 Hzで一致していることが判ろう。次に、SHM観測施設における地中群列記録を図3.23(a)に示す。同じように、この群列記録を用いて得られた2つの増幅特性、基盤内記録に対する地表記録のスペクトル比とSHM観測点の速度構造に図1.20の $1/Q_s(f)$ を考慮して計算した伝達関数を図3.23(b)に示す。 $1/Q_s(f) = 1/50f$ を用いた伝達関数が観測記録から得られた増幅特性を0.5～2 Hzでよく説明していることが判ろう。

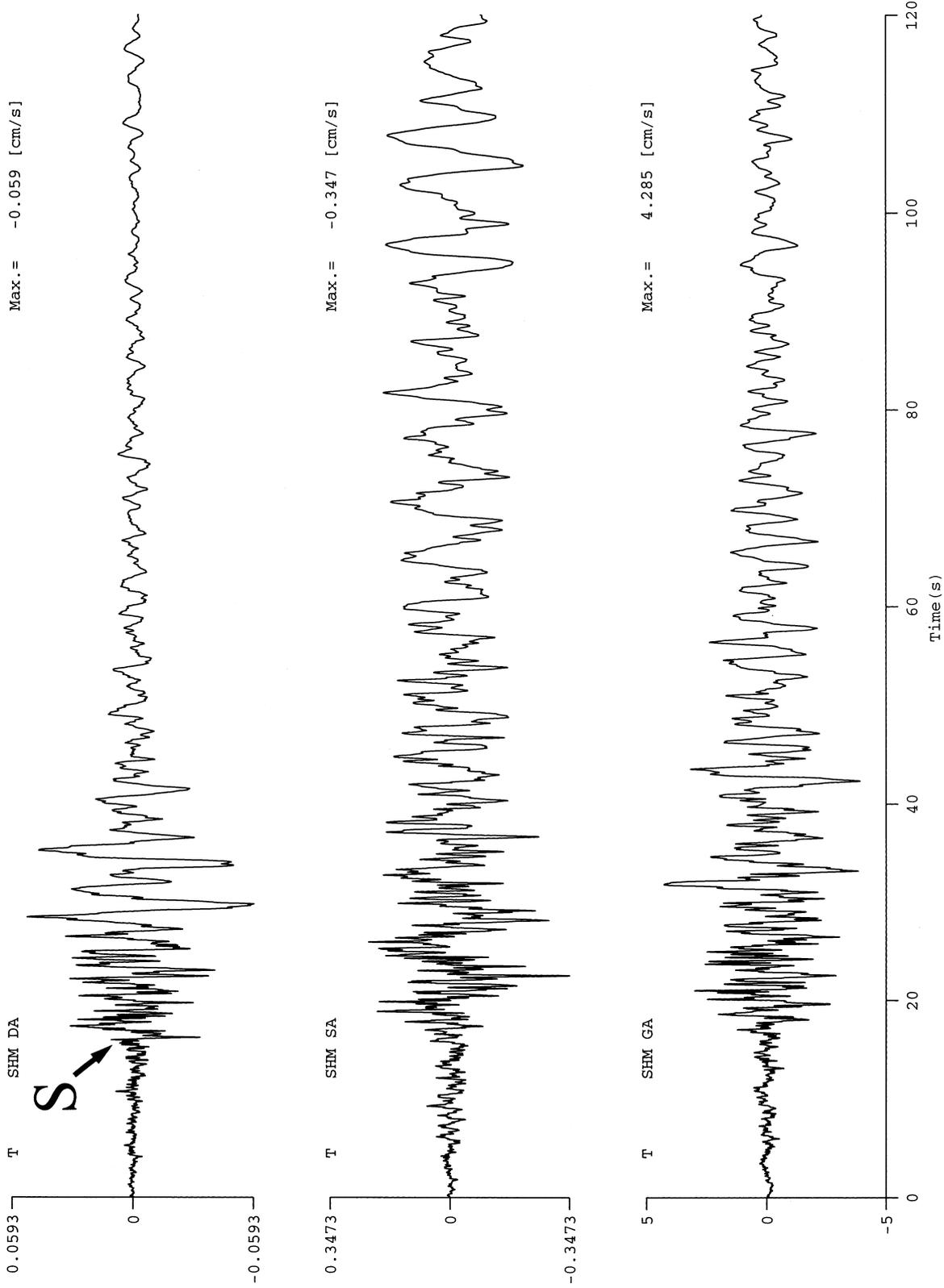


図3.23 (a) 1982年7月23日の茨城県沖地震におけるSHM観測点の地中群列速度記録(上から、2,300m井、200m井及び地表のトランス-ス方向成分記録)
 Fig.3.23 (a) Borehole array recordings obtained at the SHM site for the earthquake of 23 July 1982: (top) 2,300m-borehole, (middle) 200m-borehole and (bottom) surface recordings.

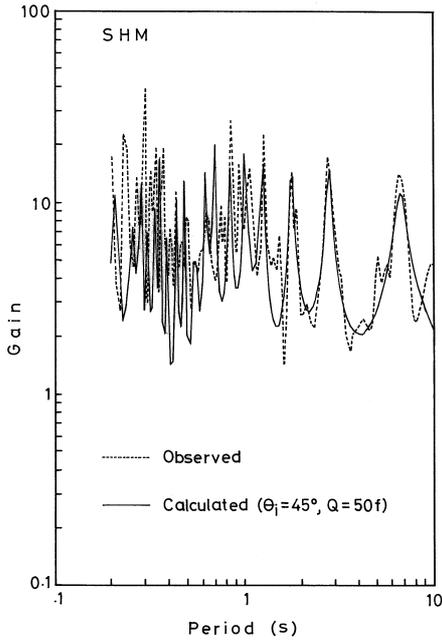


図3.23 (b) 2,300m井のトランスバース成分記録に対する地表記録のFourier比(点線)と速度構造を用いて計算した伝達関数の利得特性. $Q(f) = 50f$ と成層構造へ 45° の斜め入射を仮定している.

Fig.3.23 (b) Wave transfer function estimated by using the 2,300m borehole and surface recordings recorded at the SHM borehole array site for the earthquake of 23 July 1982.

4. 表面波

表面波には2つの種類がある. Love波とRayleigh波である. 最初に, 例を図4.1(b)で示す. 図の記録は, 1984年9月14日に発生した長野県西部地震 (M_{JMA} 6.8)における府中地殻活動観測施設(FCH)内の500m観測井で得られたものである. 震央と観測点は, 図4.1(a)に示す位置関係にある. この地震の震源の深さは, 僅か2 kmで有り, 震源からおよそ150km離れたFCH観測点では十分に発達した表面波を見る事が出来る. Love波とRayleigh波は, 図中で, 各々, LQ とLRで表示した位相である. LQ波とLR波は, P波やS波と比較して大きな振幅を有しているが, これは, 実体波が距離に逆比例して減衰するのに対し, 表面波は距離の1/2乗に逆比例して減衰するためである. このLove波とRayleigh波は, 各々, A. E. H. LoveとLord Rayleighが, 1911年と1885年にその存在を理論的に見いだした表面波で有り, Rayleigh波は, その生成に層構造が不要であり, Love波は, 層内を伝播するチャンネル波としての特徴を有している.

図4.1(b)では, LQ波がLR波より早い段階で出現している. LQ波の伝播速度は, チャンネルを構成する下層のS波速度がその上限であり, LR波の伝播速度は, 通常, 半無限層(ポアソン比0.25とする)を仮定したとき, そのS波速度の0.92倍となる. 従って, 同じ構造がその生成に使われた表面波ならば, LQ波は, LR波と比較してその到達時間が早くなる. 後述するように, LQ波はLR波と比較して, 比較的短い震央距離で識別できる. また, LQ波はSH波の方向

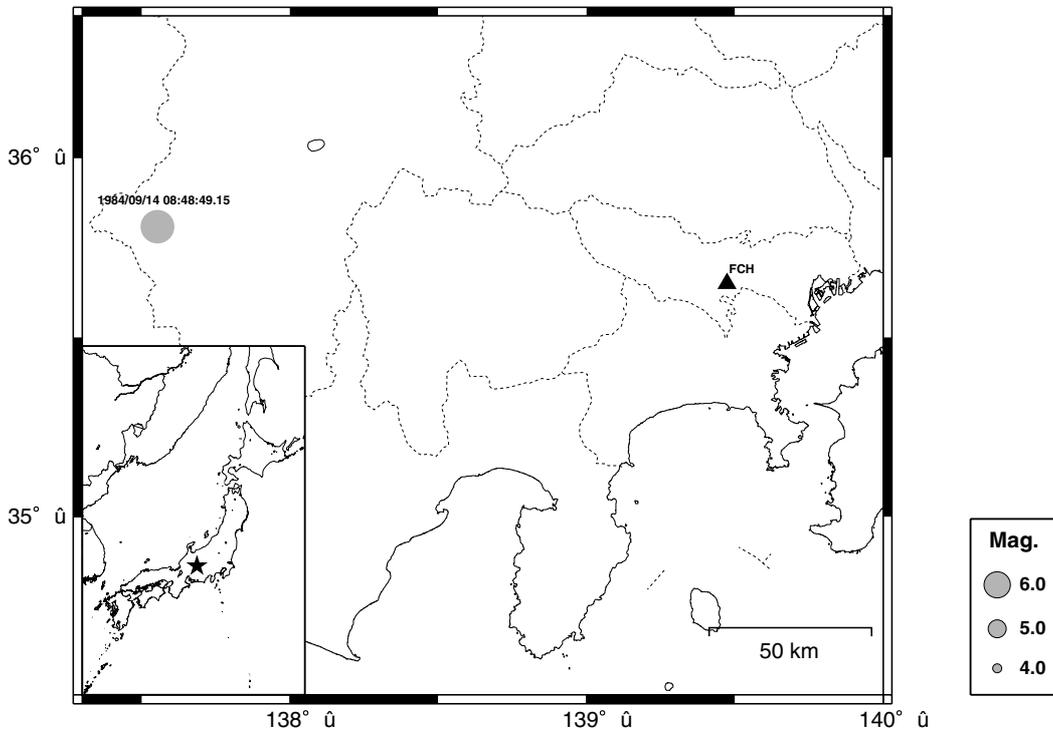


図4.1 (a) 1984年9月14日の長野県西部地震の震央とFCH観測点の位置図

Fig.4.1 (a) Epicenter of the earthquake of 14 September 1984 (Nagano-ken Seibu earthquake) and the location of the FCH site.

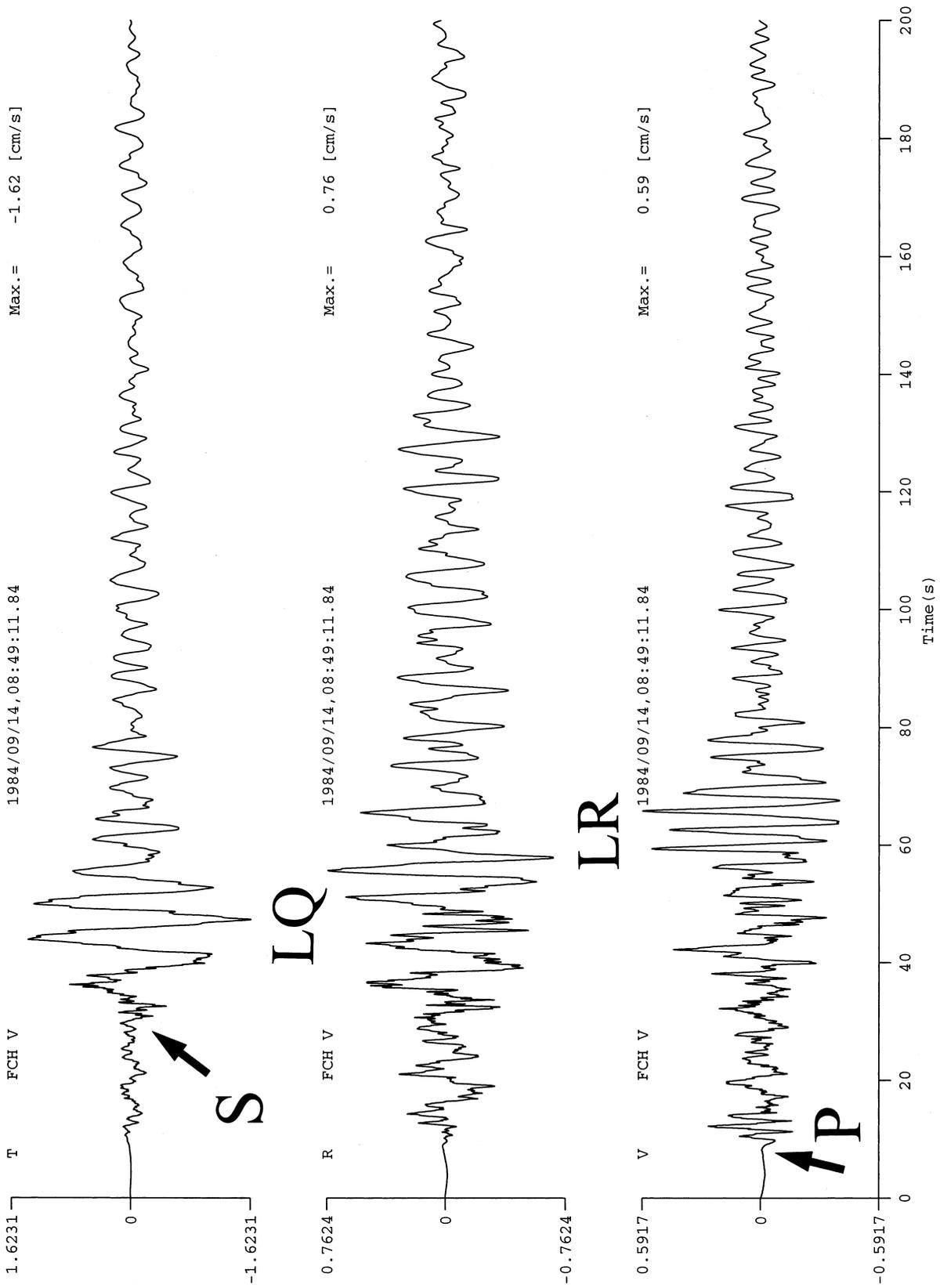


図4.1 (b) 長野県西部地震(1984年9月14日)におけるFCH観測点500m井の速度波(上から,トランスバース, 縦, イル及び上下動成分)
 Fig.4.1 (b) Three-component velocity seismogram recorded at the FCH 500m-borehole.

に、LR波はSV波の方向に粒子軌跡を有する振動をする。このため、LQ波は上下動の記録には出現せず、逆に、LR波は上下動の記録から判別可能となる。図4.1(b)で、LQ波とLR波を特定した理由は、伝播速度の違いとトランスバース及び上下動成分の振幅に基づくものである。

この資料では、幾つかの表面波の記録を例示するが、ここでは、表面波の発生域(環境)に着目して示すことにする。表面波の発生環境に注目すると、深さ10km程度より浅い地震で記録される近地地震記録の主要部を構成する表面波は、少なくとも、3種類存在する。第一は、震源域から射出される表面波であり、震源域近傍においてさえ観測されるものである。第二は、観測点周辺の不均質構造により狭い範囲で観測される局所的な表面波である。第三は、先(新)第三系基盤上の堆積層が盆状構造を持つことにより生成される堆積層表面波である。堆積層表面波の卓越周期は、LQ波の場合、堆積層の厚みとともに増加し、関東平野中央部では8s程度となる。これに対し、局所的な表面波は、その生成に寄与する構造が小さいため、卓越周期はせいぜい数秒程度までであろう。

4.1 震源域で励起される表面波

伊豆半島の周辺では、1974年の伊豆半島沖地震(M_{JMA} 6.9)を最初として、1998年5月3日に伊東沖で発生した地震(M_{JMA} 5.8)迄、およそ四半世紀の間に数多くの群発地震が発生した。これに伴い、伊豆半島に設置された地震計の数も、当初の数台から、今では数十台を越える数となっている。この様な観測環境は、震源の浅い

伊豆半島東方沖地震を対象に、近地の観測点で表面波を記録する機会を数多く生じさせている。

ここでは、1997年3月4日に伊東沖で発生した M_{JMA} 5.7の地震(深さ3km)において得られた記録を図4.2(b), (c)及び(d)に示す。震央と観測点の位置関係は、図4.2(a)に示す通りである。図4.2(a)に示された伊豆半島を横断する観測点は、KWN, OKA, OKN, TNG, JIZ及びTOI観測点である。このうち、KWN観測点は、深さ10mの地中観測点であり、他は地表観測点である。JIZとOKN観測点は伊豆半島の基岩である第三紀中新世湯が島層群の緑色凝灰岩上の観測点である。JIZとKWN観測点では、各々、VSE-11/12型速度計とV401型加速度計が、TOI観測点はK-NETのサイトであり、K-NET95型強震計が、OKA, OKN及びTNG観測点ではSV-355型速度計が用いられている。

図4.2(b)は、トランスバース方向へ変換した上記6観測点の速度記録である。従って、この記録上ではLQ波が距離とともに、徐々に卓越する。まず、KWN観測点の記録では、1サイクルの直達S波が13.61cm/sとかなり大きな最大速度を記録している。S-P時間が2s弱のこの観測点では表面波は卓越して出現しない。しかしながら、震央距離大きくなるにつれて、OKN, TNG, JIZ及びTOI観測点の記録では、距離とともに、徐々にLQ波が成長して行く様子が観測されている。これらでは、最大振幅がS波ではなく、LQ波で発生している事が判る。OKA観測点の記録は、直達S波の直後に5s程度の波が半波ではあるが生じており、LQ波が生成される直前の様子を見ることが出来る。

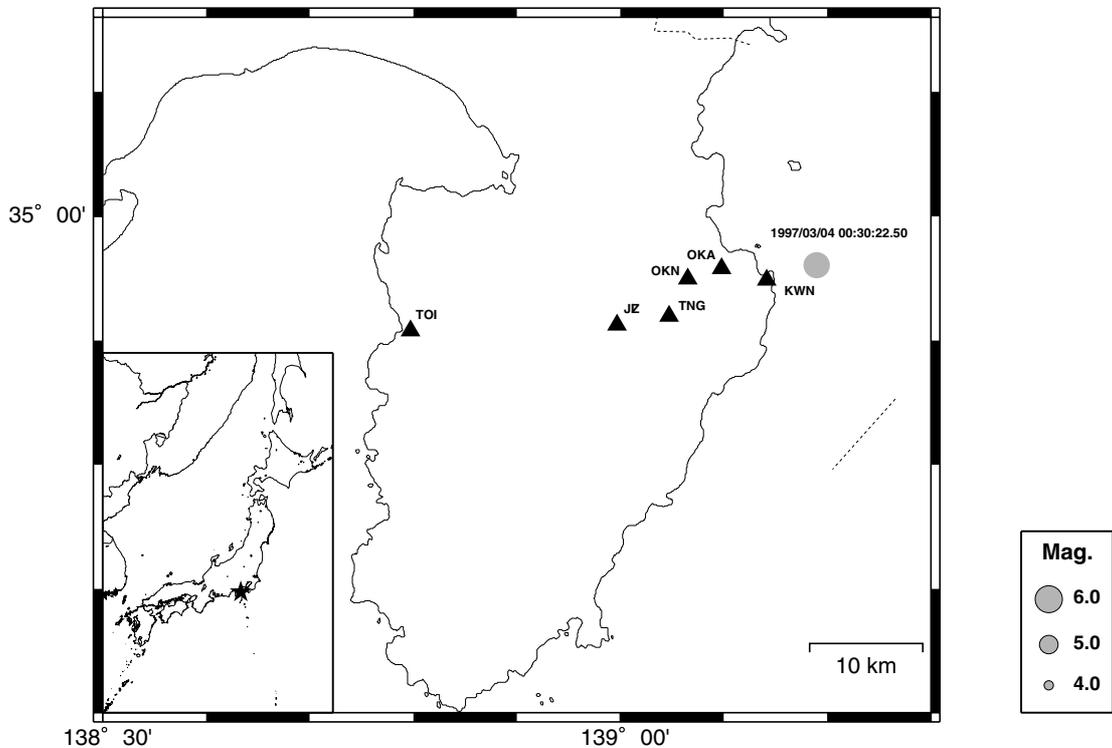


図4.2 (a) 1997年3月4日に伊東沖で発生した地震の震央とKWN, OKA, OKN, TNG, JIZ及びTOI観測点の位置図
 Fig.4.2 (a) Epicenter of the earthquake of 4 March 1997 and the locations of the KWN, OKA, OKN, TNG, JIZ and TOI sites.

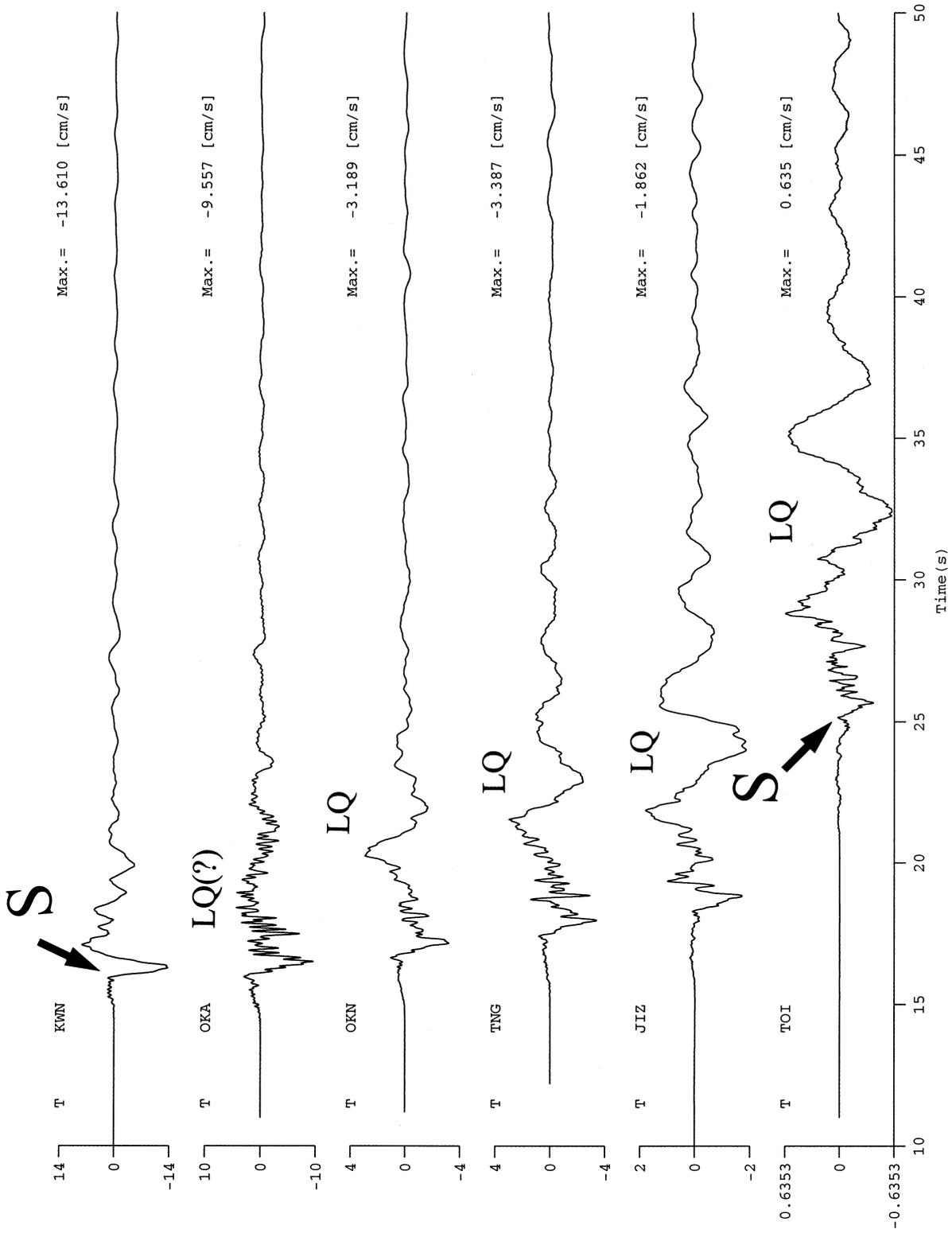


図4.2 (b) 伊東沖の地震(1997年3月4日)におけるKWN, OKA, OKN, TNG, JIZ及びTOI観測点の速度波(トランスバース成分)
 Fig.4.2 (b) Transverse-component array recordings obtained at the six sites shown in Fig.4.2 (a).

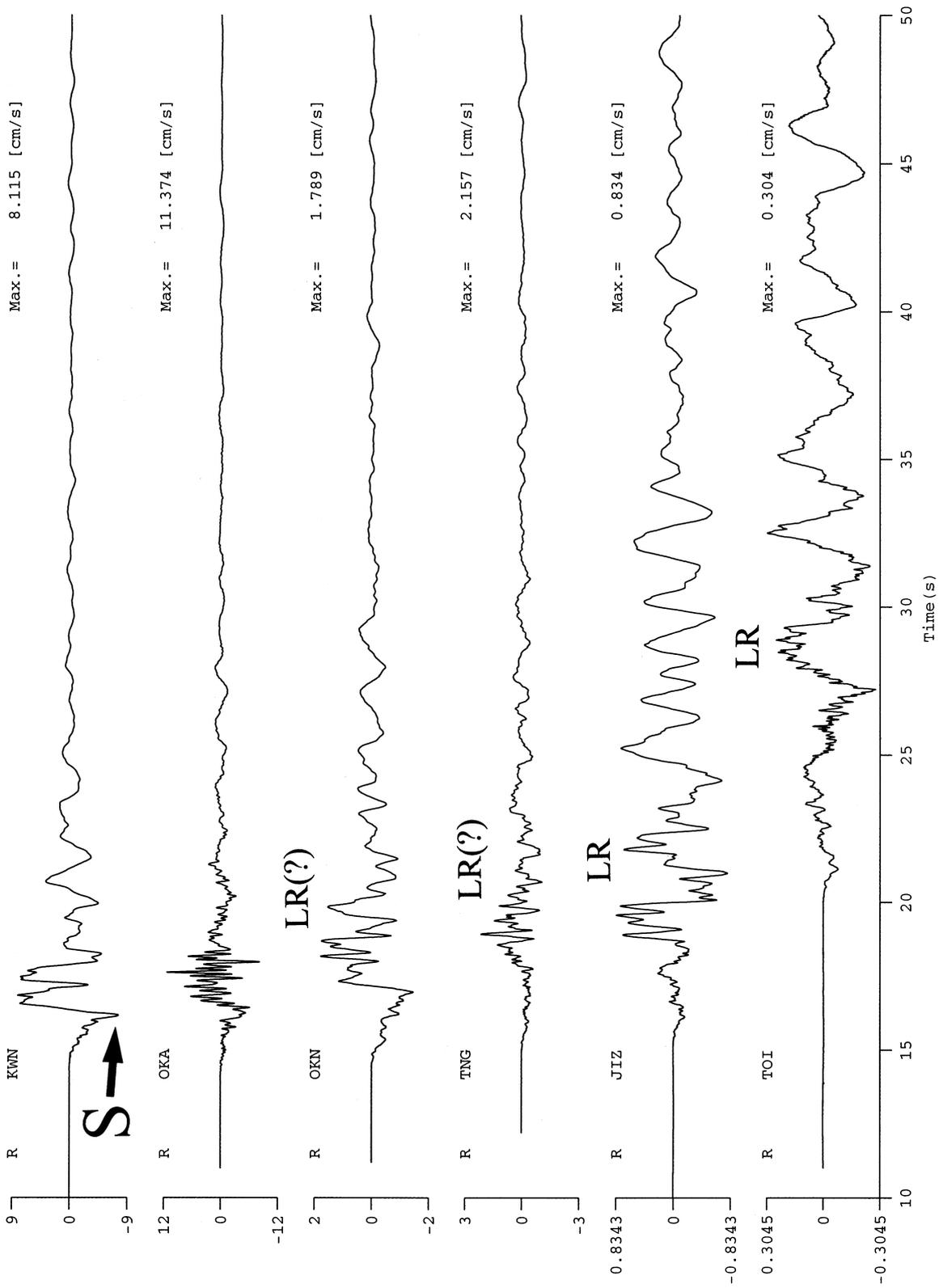


図4.2(c) 伊東沖の地震(1997年3月4日)におけるKWN, OKA, OKN, TNG, JIZ及びTOI観測点の速度波(テラ成分)
 Fig.4.2(c) Radial-component array recordings obtained at the six sites shown in Fig.4.2(a).

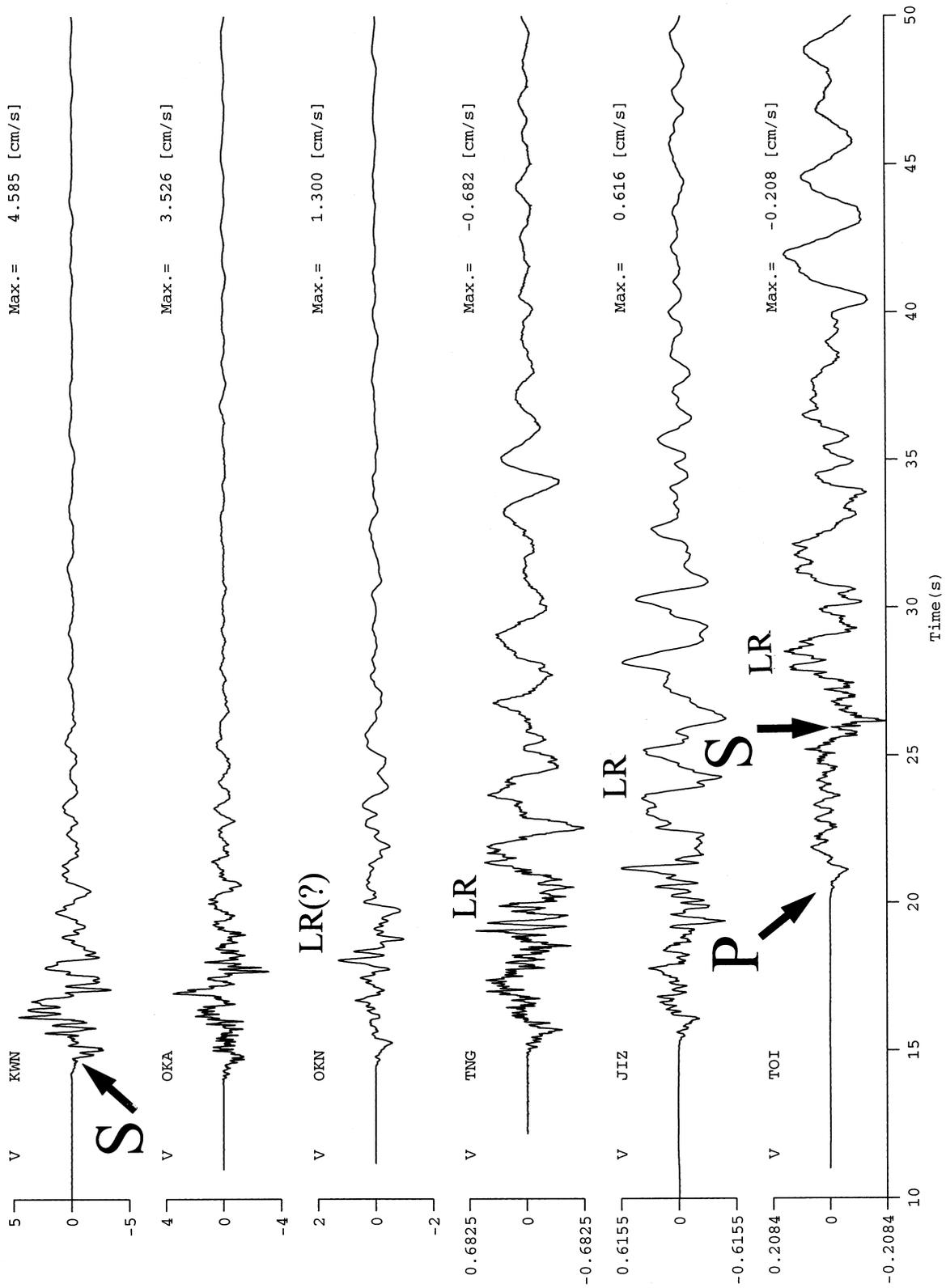


図4.2 (d) 伊東沖の地震(1997年3月4日)におけるKWN, OKA, OKN, TNG, JIZ及びTOI観測点の速度波(上下動成分)
 Fig.4.2 (d) Vertical-component array recordings obtained at the six sites shown in Fig.4.2 (a).

さて、**図4.2(c)**と**(d)**は、各々、テール方向と上下方向の速度記録である。LR波が生じる様子は、上下方向の速度記録上で明らかである。しかしながら、LQ波と異なり、LRが明瞭に識別出来るのは、TNG、JIZ及びTOI観測点の記録であり、より震源からの距離の近いOKAとOKN観測点の記録ではLR波の識別が困難である。これらの事実は、LR波はLQ波と比較して、表面波として成長するのにより長い距離が必要とする事を示唆している。

4.2 局所的に発生する表面波

Love波の様な表面波は、観測点周辺に局所的な不連続構造があれば、そこで成長する位相である。その一例と思われるものを**図4.3**に示す。**図4.3(a)**では、1990年8月5日に箱根付近で発生した M_{JMA} 5.1の地震の震央と府中地殻活動観測施設(FCH)の位置関係を示している。この地震は、深さ15kmで発生したものである。FCH観測施設には、この当時、3つの観測井(深さ2,750m、500m及び146m)があり、これと地表観測点を含めて、地中群列観測網を構成していた。ここで用いられていた地震計は、全て負帰還型加速度計V401の3成分型である。ここでの観測記録は、深い方から地表に向かって、DA、MA、SA及びGAの記号が付けられている。

この府中地中群列観測で得られた加速度記録を速度記録に変換し、トランス、テール及び上下方向へ並べたものが、各々、**図4.3(b)**、**(c)**及び**(d)**である。まず、LQ波が出現するトランス方向の速度記録**図4.3(b)**を見てみよう。**図4.3(b)**のGAの記録上では、直達実体波の後、先第三系基盤からの反射波(SbS)がこれに続き、その後LQ波が出現している。LQ波は、その振幅が地中深くなるに従い減少してくるが、4.1で述べた震源からの表面波の場合には、先第三系基盤を含む大きな構造がLQ波の生成母胎となるた

め、DAの記録にもLQ波の振幅を多少なりとも観ることが出来る。しかしながら、**図4.3(b)**のDAの記録には、全くLQ波の痕跡がない。従って、この表面波は、より上部の不均質構造により生成されたLQ波であろう。一方、LR波は、**図4.3(c)**と**(d)**に見る事が出来る。ここでも、DAの記録にはLR波が出現した痕跡はない。**図4.3(d)**では、DAの記録に直達S波のおよそ5s後に顕著な位相が出現しているが、これについては反射波の項で説明する。

さて、表面波の記録を例示するには、4.1で示したように地表面上の群列記録が優れている。鉛直群列記録を使って表面波を例示するのは、深さとともに振幅が減少する事を示すのが第一である。ところが、殆ど知られていないもう一つの利点がある。直達実体波と表面波が識別できる**図4.3(b)**のGAの記録を考えてみよう。実体波は上下方向に伝播するとして良いから、鉛直群列記録上で目的の位相の伝達関数を構築出来る。つまり、上下方向に伝播している実体波を地中群列記録に当てはめる(この場合、S波に当てはめる)事により実体波の伝達関数を推定し、これを用いてGAの記録から実体波を除去する事が可能となる(Kinoshita, 1999)。除去され後にGAの記録に残るのは、**図4.3(b)**の場合、Love波となる。この様にして、鉛直地中観測の記録から、地表のLQ相をエンハンスする事が可能となる。実際の方法は文献に譲り、ここでは結果のみを示しておく。**図4.3(e)**は、地表と地中146mで得られたEW成分の速度記録である。この記録を用いて、LQ相の一部をエンハンスしたものが、**図4.3(f)**の中段の波形である。この中段の記録は、S波部分を抜き取った上段の波形(noise wave)から引き出されたものである。この方法では、地中表面波に対する地表表面波の増幅度を制御することにより対応する周期の表面波がエンハンスされる。従って、増幅度を調

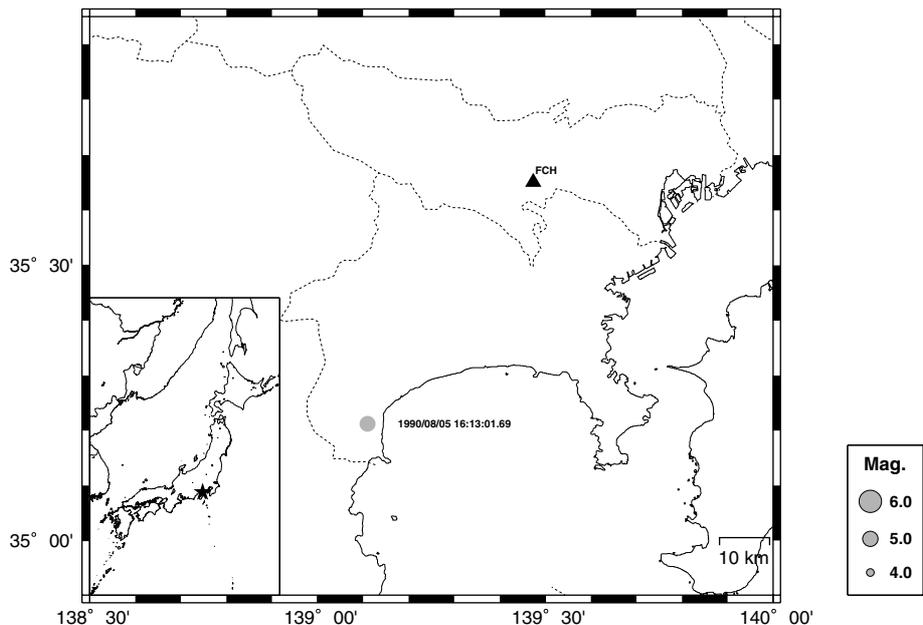


図4.3 (a) 1990年8月5日に箱根付近で発生した地震の震央とFCH観測点の位置図

Fig.4.3 (a) Epicenter of the Hakone region earthquake of 5 August 1990 and the location of the FCH site.

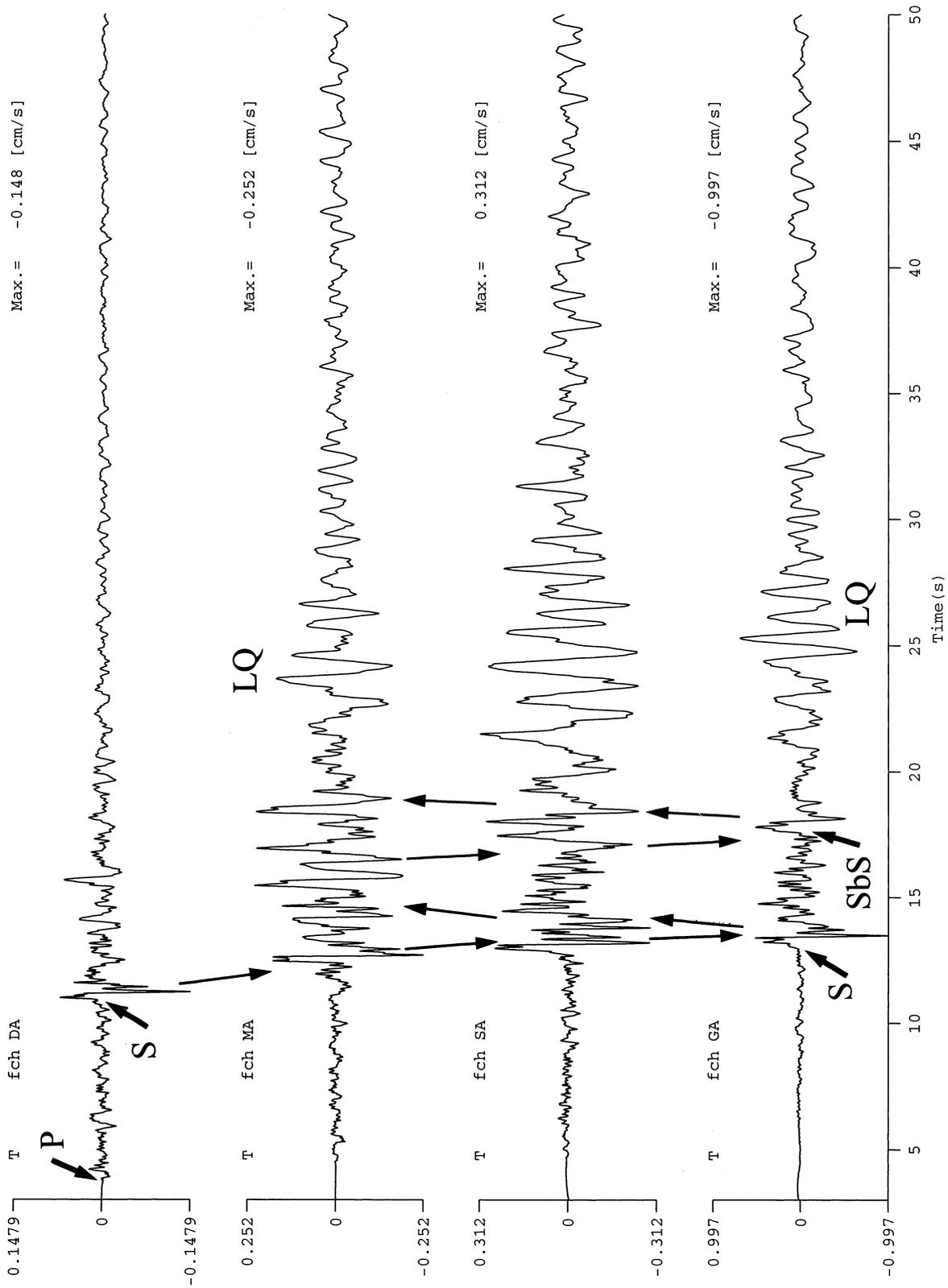


図4.3 (b) 箱根付近の地震(1990年8月5日)におけるFCH観測点のトランスバース方向地中群列記録(上から、2,750m井、500m井、146m井及び地表速度波)

Fig.4.3 (b) Transverse-component array seismograms at the FCH borehole array site. Velocity seismograms are calculated from original acceleration array recordings.

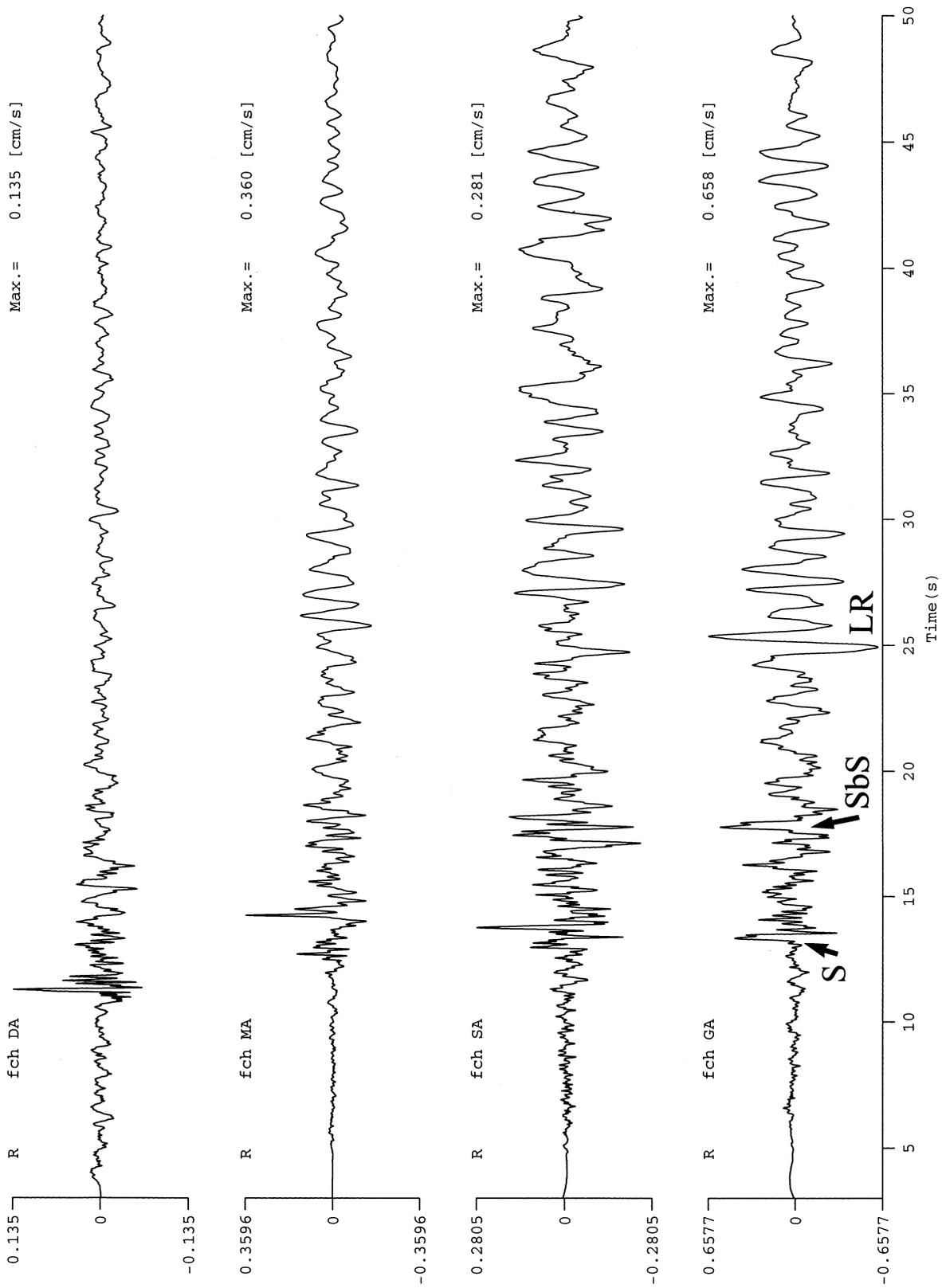


図4.3 (c) 箱根付近の地震(1990年8月5日)におけるFCH観測点のラディアル方向地中群列記録(上から、2,750m井, 500m井, 146m井及び地表速度波)

Fig.4.3 (c) Radial-component array seismograms at the FCH borehole array site. Velocity seismograms are calculated from original acceleration array recordings.

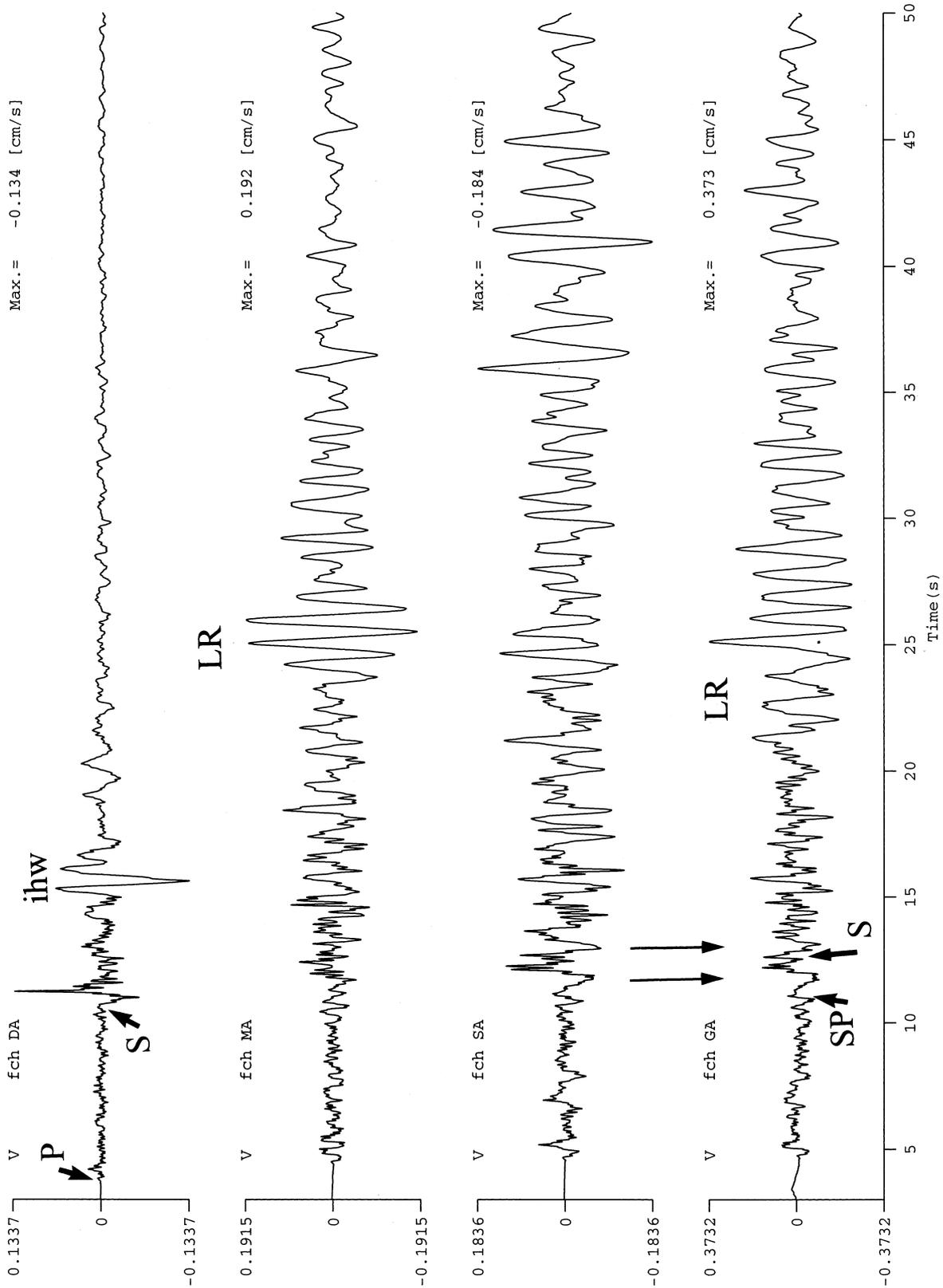


図4.3 (d) 箱根付近の地震(1990年8月5日)におけるFCH観測点の上下動方向地中群列記録(上から、2,750m井, 500m井, 146m井及び地表速度波)

Fig.4.3 (d) Vertical-component array seismograms at the FCH borehole array site. Velocity seismograms are calculated from original acceleration array recordings.

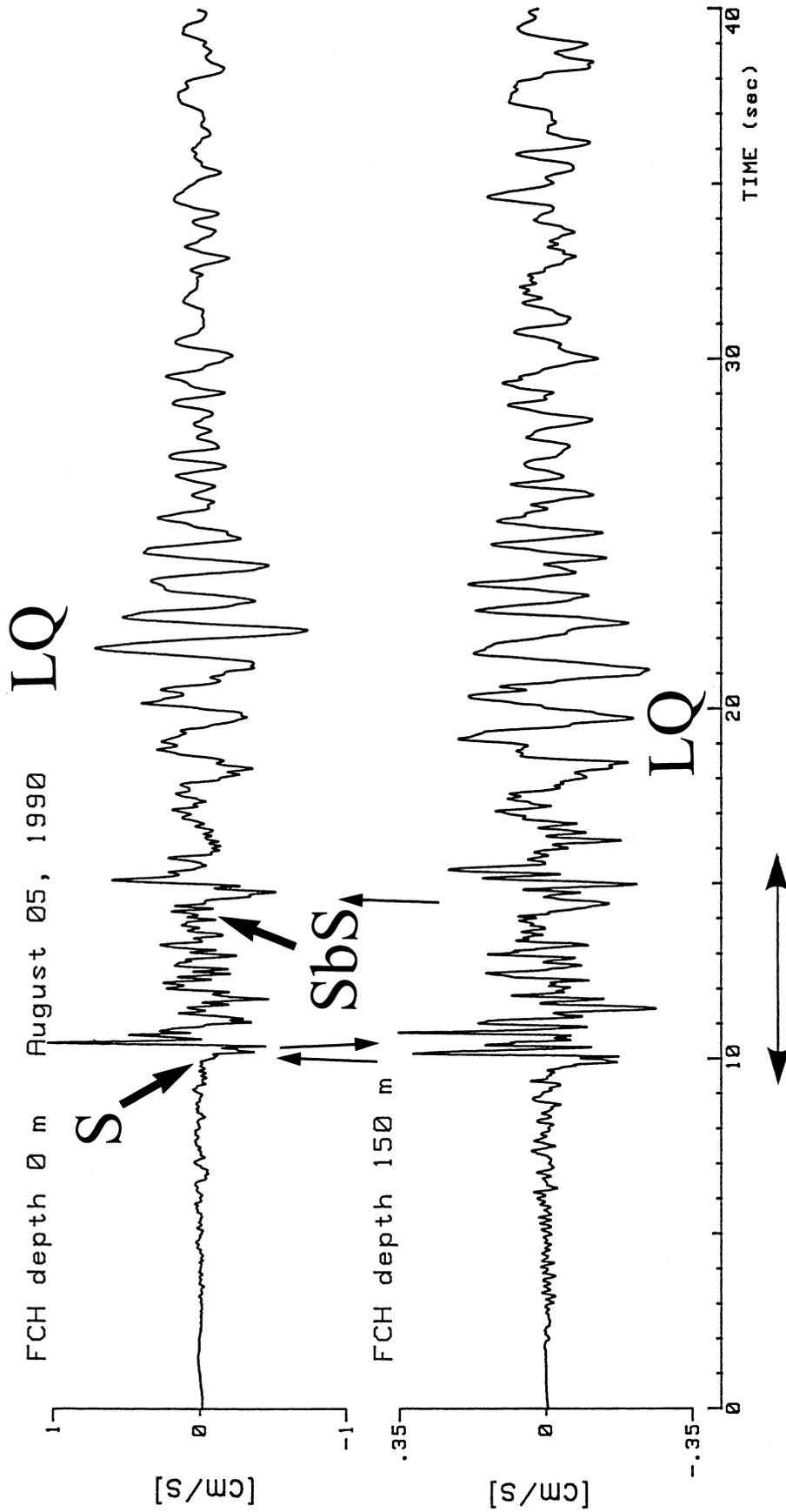


図4.3 (e) 箱根付近の地震(1990年8月5日)におけるFCH観測点のトランヴェル成分記録; (上) 地表速度波、(下) 146m井での速度波
 Fig.4.3 (e) Transverse components of velocity seismograms recorded at the FCH site for the Hakone region earthquake of 5 August 1990. (Top) Velocity seismogram on a free surface. (Bottom) Velocity seismogram at a depth of 146m.

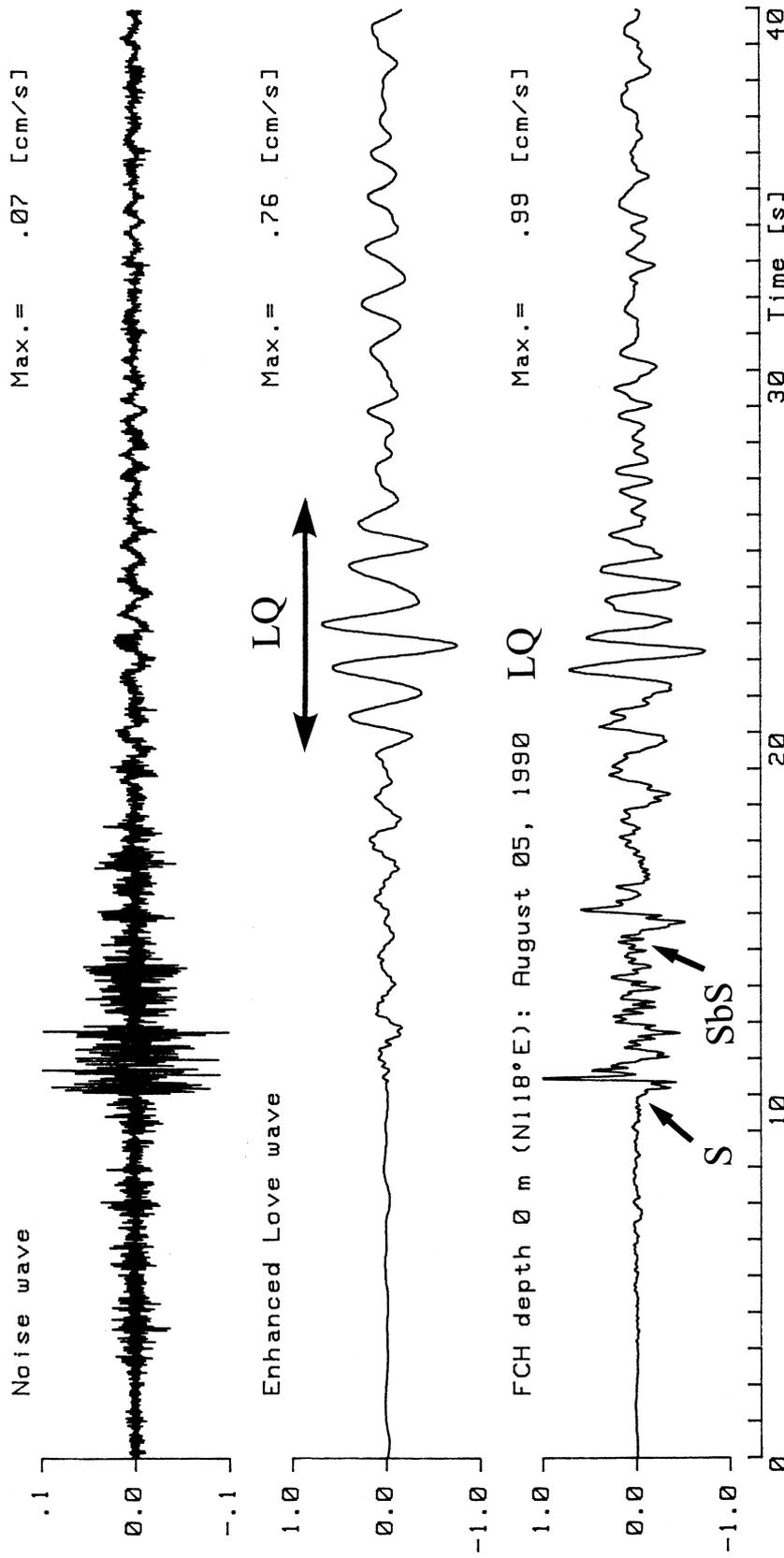


図4.3 (f) (下)箱根付近の地震(1990年8月5日)におけるFCH観測点のトランスバース成分地表速度波、(中)地表記録から抜き出されたLove波部分(矢印部分)、(上)地表記録からS波を除去した残りの波形(木下, 1999)

Fig.4.3 (f) Results on the enhancement of fundamental-mode Love waves, which is calculated with a value of 2.5 (Love wave amplification). (Top) Noise wave on a free surface. (Middle) Enhanced Love waves that are indicated by two arrows. (Bottom) Velocity seismogram on a free surface at the FCH site for the Hakone region earthquake of 5 August 1990.

整する事により、LQ波の振幅増幅特性を決定する事が可能であるが、未だ誰も挑戦していない。ここで述べた方法は、KiK-netが大量の地中群列記録を供給し始めた現在、LQ波の表層地盤における伝達特性を求める技法の一つとして役立つ。

4.3 堆積層表面波

この表面波の名称は俗称であり、英文の盆状堆積層が存在することにより引き起こされた表面波(basin induced surface waves)と言う名称(Phillips *et al.*, 1993)の方が分かり易い。この表面波は、関東地域の様に山地で囲まれた盆状構造を有する堆積層の表面で、山地の外に浅い地震が発生したとき、しばしば観測される。堆積層表面波の物理的正体を見極める研究は、数多くなされてきたが、最も新しい見方では、Koketsu and Kikuchi (2000)により、山地に達した表面波の一部が屈折表面波として関東平野内へ出現したものが堆積層表面波であると言う見解がなされている。彼らの研究のベースには、1995年の神戸地震以降に関東平野に展開された384箇所の強震計及び震度計の記録がある。

本資料では、堆積層表面波の生成過程を明らかにする事ではなく、十分に発達した堆積層表面波それ自体の特徴を地震記録から示す事とする。これは、堆積層表面波の生成過程に関する仕事が、筆者の扱った観測の範囲外であるためである。まず、堆積層表面波の例として、1990年2月20日に伊豆大島近海で発生した M_{JMA} 6.6の地震において得られた東京低地域群列観測記録を示そう。地震の震央と群列観測点の位置関係は図4.4(a)に示すとおりである。この地震では、江東群列観測網を構成する20

観測点の中で、19観測点の記録が得られたが、ここでは、刻時校正がなされなかった観測点等の記録を除き、13観測点の記録を扱うこととする。この13箇所の観測点において得られた群列記録をトランスバース、ラディアル、及び、上下方向へ変換して示したものが、各々、図4.4(b)、(c)、及び、(d)である(これらは、真のトランスバース方向とラディアル方向ではないので注意しよう。4.6参照)。これらの記録は、VS-355型速度計を換振器とするSAMTAC-17V型強震計により得られたものである。

図4.4(b)、(c)及び(d)の中で、図中の50s~60sから発達する堆積層表面波の振幅が最も優勢なのは、図4.4(b)のトランスバース方向へ変換した表面波である。この図4.4(b)は、Love波の成長する方向を示す成分であるが、堆積層表面波の到達後、およそ100秒間近くをおよそ8sの周期の表面波で占めている。実際、この表面波の分散(4.4参照)は、6s~9sの範囲であり、少なくとも、東京低地では顕著な分散性を示さない表面波である。これに対し、図4.4(c)と(d)に出現するRayleigh波出現方向の堆積層表面波は、図を見る限り、Love波よりも分散していることが判ろう。これが、堆積層表面波の特徴の一つである。他の特徴は、表面波の到来方向である。Kinoshita *et al.*, (1992)によれば、堆積層表面波の到来方向は、震源方向と一致せず、伊豆半島周辺で発生した地震の場合、東京低地域では、N230E~N240Eの固有伝播方向を有すると言う。前述のKoketsu and Kikuchi(2000)が言うように、変換された表面波ならば、これは当然の事となる。また、堆積層表面波の見かけ上の生成域は、八王子構造線にあるとされている(Kinoshita *et al.*, 1992)。

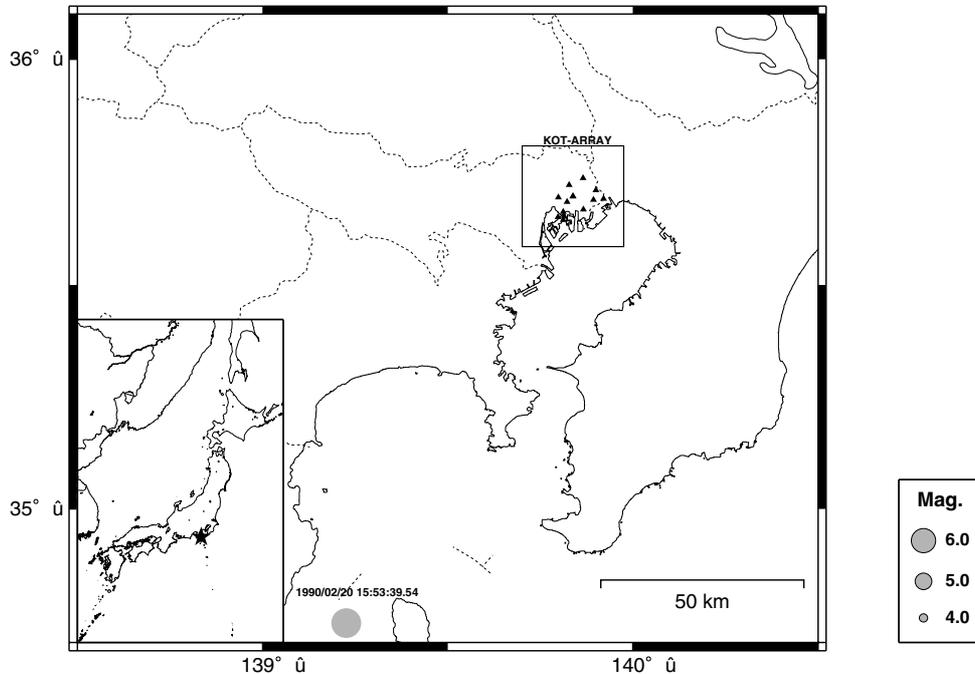


図4.4 (a) 1990年2月20日の伊豆大島近海地震の震央と江東群列観測網の位置図

Fig.4.4 (a) Epicenter of the near Izu-oshima earthquake of 20 February 1990 and the location of the Tokyo lowlands array.

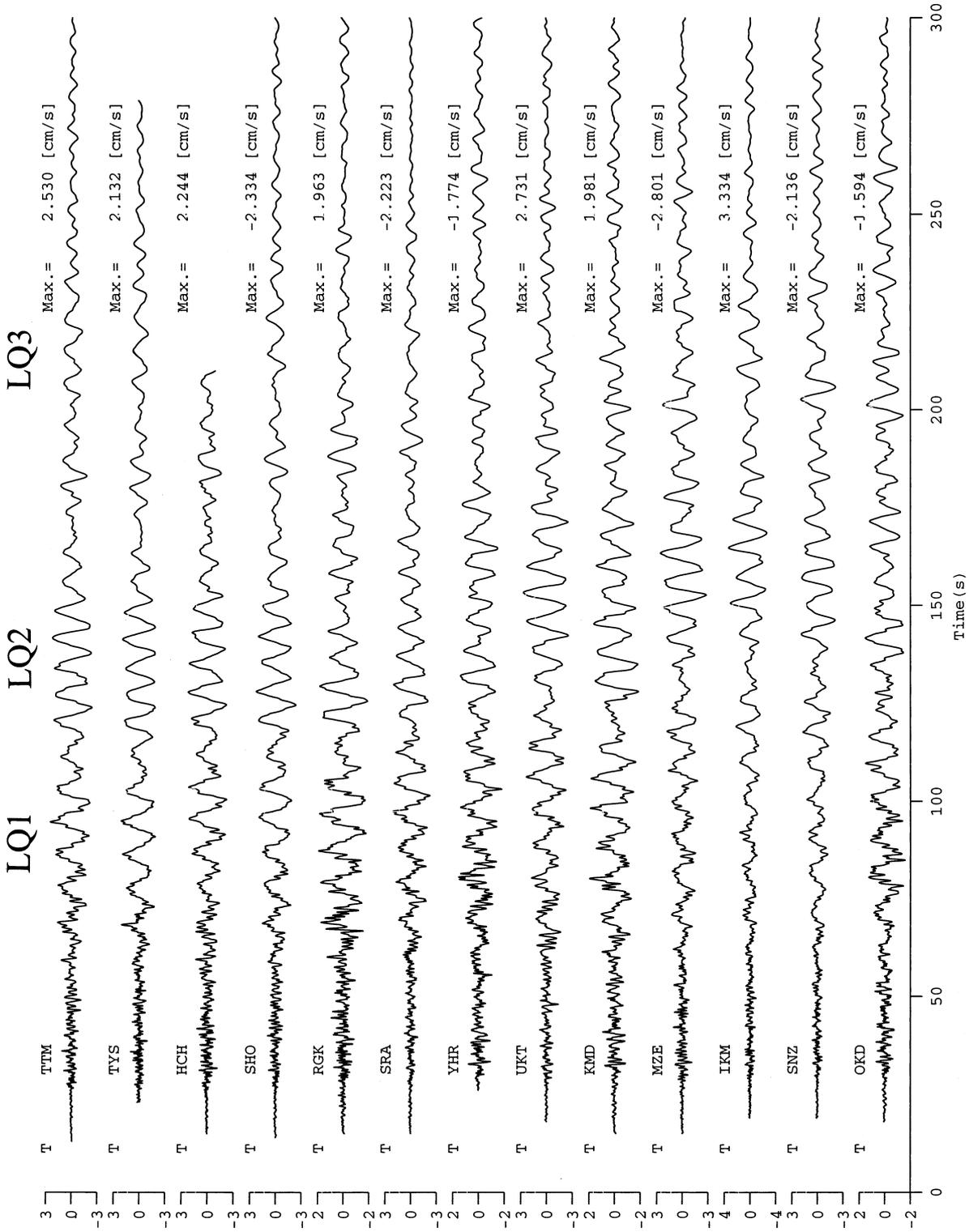


図4.4 (b) 伊豆大島近海地震(1990年2月20日)における江東群列観測網の速度波(トランスバース方向成分)
 Fig.4.4 (b) Transverse components of velocity array seismograms recorded at the Tokyo lowlands array for the earthquake of 20 February 1990.

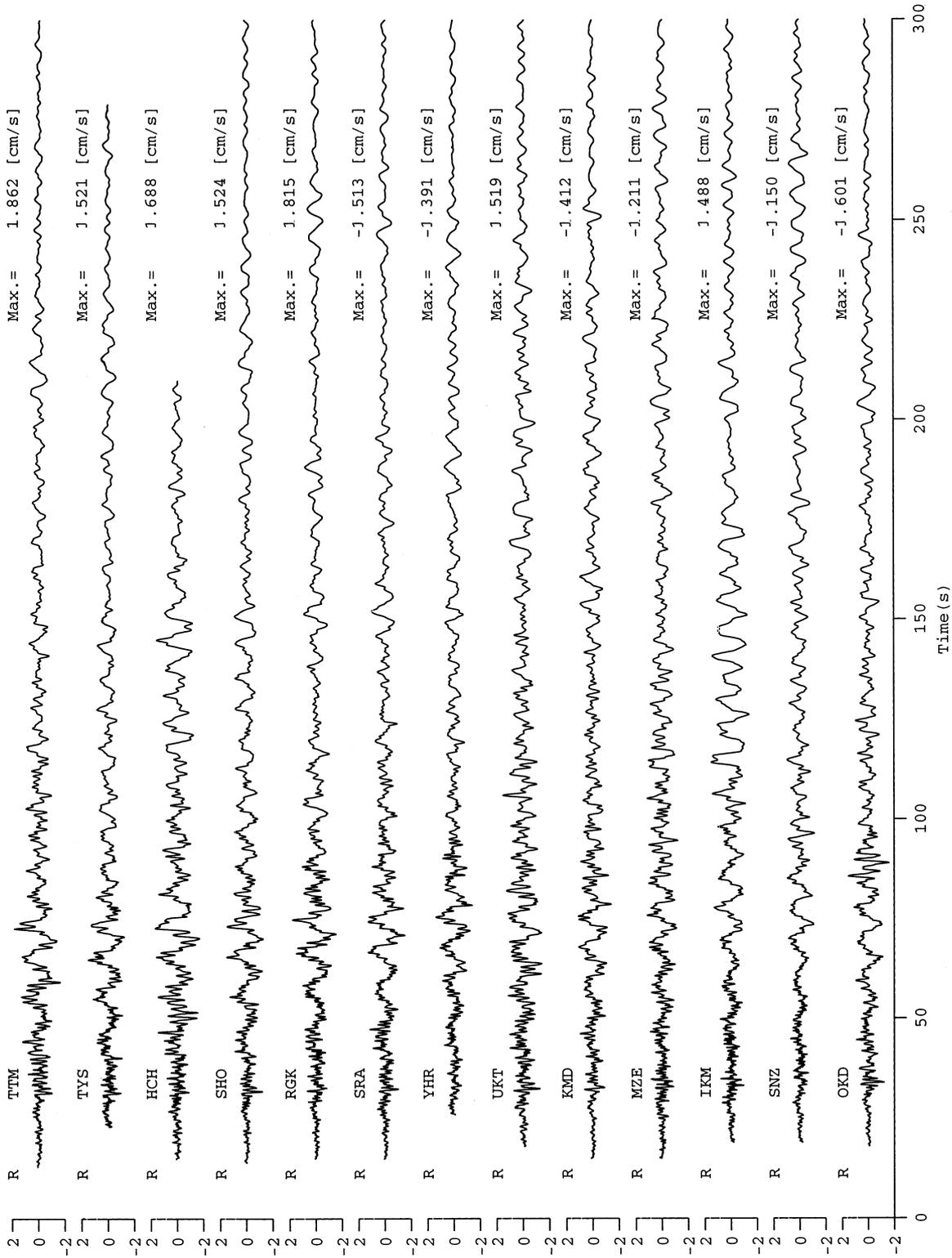


図4.4 (c) 伊豆大島近海地震(1990年2月20日)における江東群列観測網の速度波(radial 方向成分)

Fig.4.4 (c) Radial components of velocity array seismograms recorded at the Tokyo lowlands array for the earthquake of 20 February 1990.

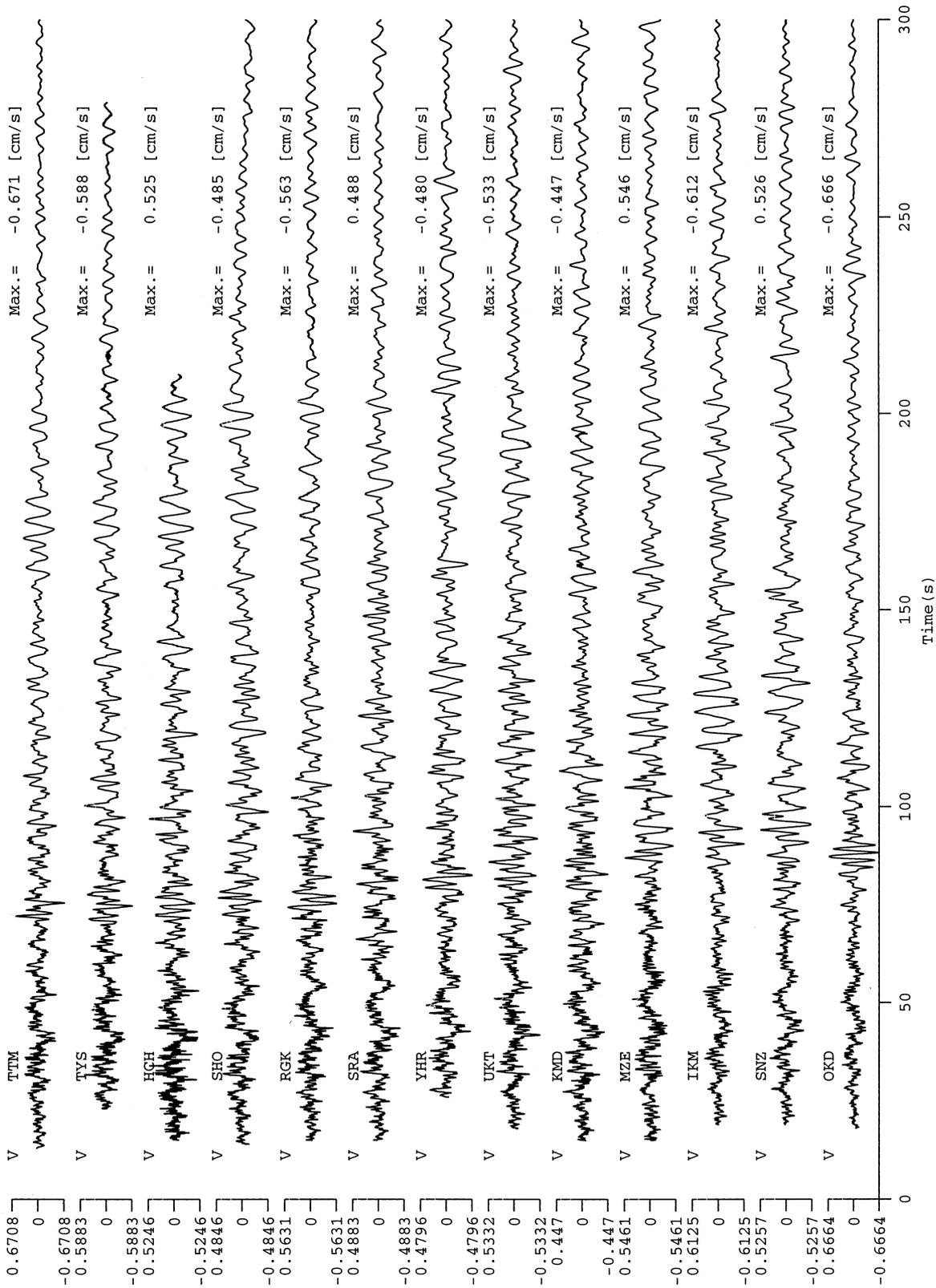


図4.4 (d) 伊豆大島近海地震(1990年2月20日)における江東群列観測網の速度波(上下動方向成分)
 Fig.4.4 (d) Vertical components of velocity array seismograms recorded at the Tokyo lowlands array for the earthquake of 20 February 1990.

4.4 表面波の分散

図4.1(b)や4.2(b)で見られるLQ波の記録は、時間の経過とともに周期の長い波から短い波へ変化している。これは、LQ波の位相速度が周期に比例して単調に増加している事を意味している。この様な現象を波の(正)分散と言い、周期(或いは周波数)の関数として位相速度を表したものを分散曲線という。群列観測で推定される見かけ速度と言う概念は、実体波にも表面波にも適用されるものであるが、表面波の場合は、位相速度と一致する。位相速度 c は、円周波数 ω と波数 k を用いて、 $c=\omega/k$ となるが、 $u=d\omega/dk$ で与えられる群速度を位相速度の代わりに用いた場合も、周期の関数として分散曲線と言う言葉が使われている。群速度は特定の波群のエネルギーが伝播して行く速度として意味を持つため、これはorigin timeが判れば単一の地震記録上で求める事が出来る。一方、位相速度の推定には群列観測が要求され、面倒である。

表面波が分散して行く様子は、通常、地震記録のランニング・スペクトルを用いて観察される。ランニング・スペクトルは、一つの地震記録から重複を許して数多くの単位区間を作り、各単位区間で得られたスペクトルを時間軸上に揃えて描いたものである(ランニング・スペクトルは、付録のSMDA2において、メニューの[解析(A)]から[ランニング・スペクトル(R)]を選択する事により計算が実行される。[ランニング・スペクトル(R)]を選択する事により、計算ダイアログが表示され、単位区間長とそのシフト時間がパラメータとして要求される)。図4.4(b), (c), 及び、(d)の群列記録の中から、KMD観測点の記録を選び出し、そのランニング・スペクトルを示したものが、各々、図4.5(a), (b), 及び、(c)である。これらの図中では、濃淡が濃いほどス

ペクトル強度が大きい事を示している。図中のランニング・スペクトルは、時間の経過とともに表面波のスペクトルの大きいところが長周期の波から短周期の波へ移行して行くことが示されている。即ち、表面波の正分散を示している。

地震波の分散には、周期の大きさに反比例して位相速度が単調に小さくなる現象がある。異常分散と呼ばれる現象であるが、正分散と比較して観測される例は希である。一例を図4.6(b)に示そう。これは、1984年9月19に房総半島沖で発生した M_{JMA} 6.6の極浅い地震をTKN観測点で記録したものである。震央とTKN観測点の位置関係は、図4.6(a)に示されている。TKN観測点は、関東地域の北部に位置し、花崗岩の露出域に建設された観測点であり、関東平野を覆う堆積層の影響のないところである。VS-355型速度計で得られた記録を積分して変位波としたのが図4.6(b)である。ここでは、ほぼRayleigh波が伝播する方向であるテール成分の波形についてランニング・スペクトルを計算した結果を図4.6(c)に示す。図4.6(b)に示す記録で、表面波が卓越する90sから150sの区間においてRayleigh波が異常分散しているのが図4.6(c)の結果から判ろう。

ここでは取り扱わないが、表面波の群速度は位相速度とは異なり、表面波の周期が短周期側へ移行するにつれて遅くなり、ある周期で極小となり、その後、更に短周期側になるにつれて群速度が早くなるのが一般的な特性である。この様な群速度の極小値に対応する表面波の位相はエアー相と呼ばれ、表面波の記録上大きな振幅を持って出現する。図4.6(b)の記録では、およそ100s前後に出現している大きな振幅を有する相がエアー相である。群速度は、この相を境に正分散から逆分散へ移行する。

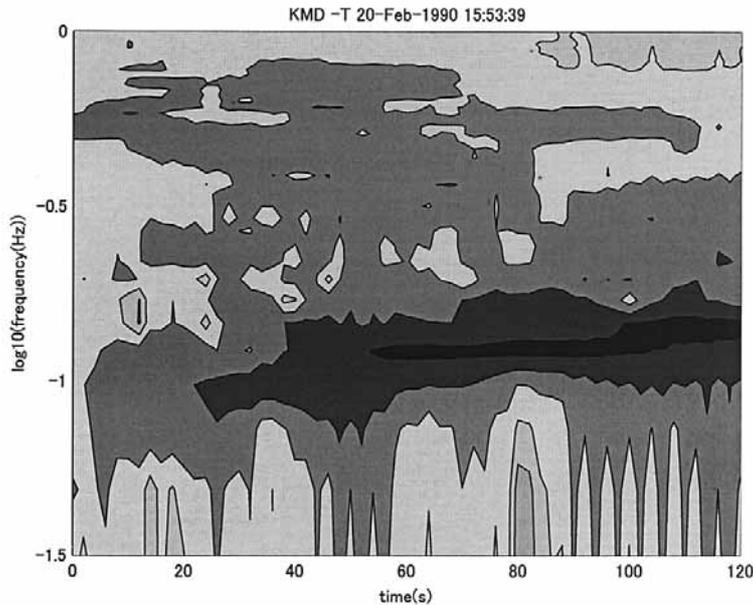


図4.5 (a) 伊豆大島近海地震(1990年2月20日)におけるKMD観測点のトランスバース方向成分記録(図4.4(b))のランニング・スペクトル

Fig.4.5 (a) Running spectrum of transverse component of velocity seismogram recorded at the KMD site for the near Izu-oshima earthquake of 20 February 1990.

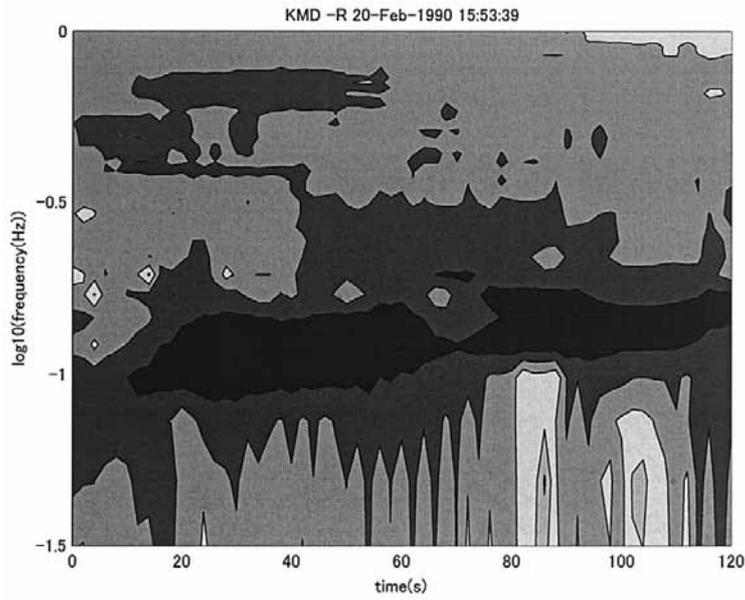


図4.5 (b) 伊豆大島近海地震(1990年2月20日)におけるKMD観測点の径ィアル方向成分記録(図4.4(c))のランニングスペクトル

Fig.4.5 (b) Running spectrum of radial component of velocity seismogram recorded at the KMD site for the near Izu-oshima earthquake of 20 February 1990.

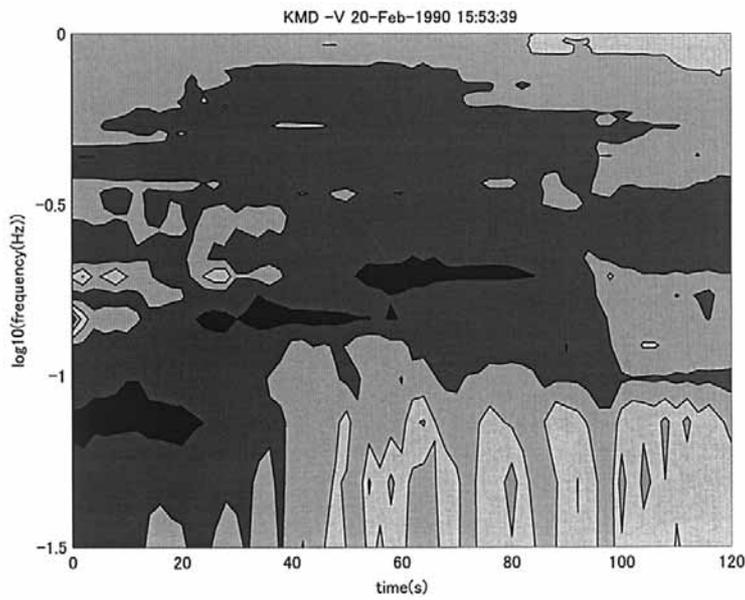


図4.5 (c) 伊豆大島近海地震(1990年2月20日)におけるKMD観測点の上下動方向成分記録(図4.4(d))のランニングスペクトル

Fig.4.5 (c) Running spectrum of vertical component of velocity seismogram recorded at the KMD site for the near Izu-oshima earthquake of 20 February 1990.

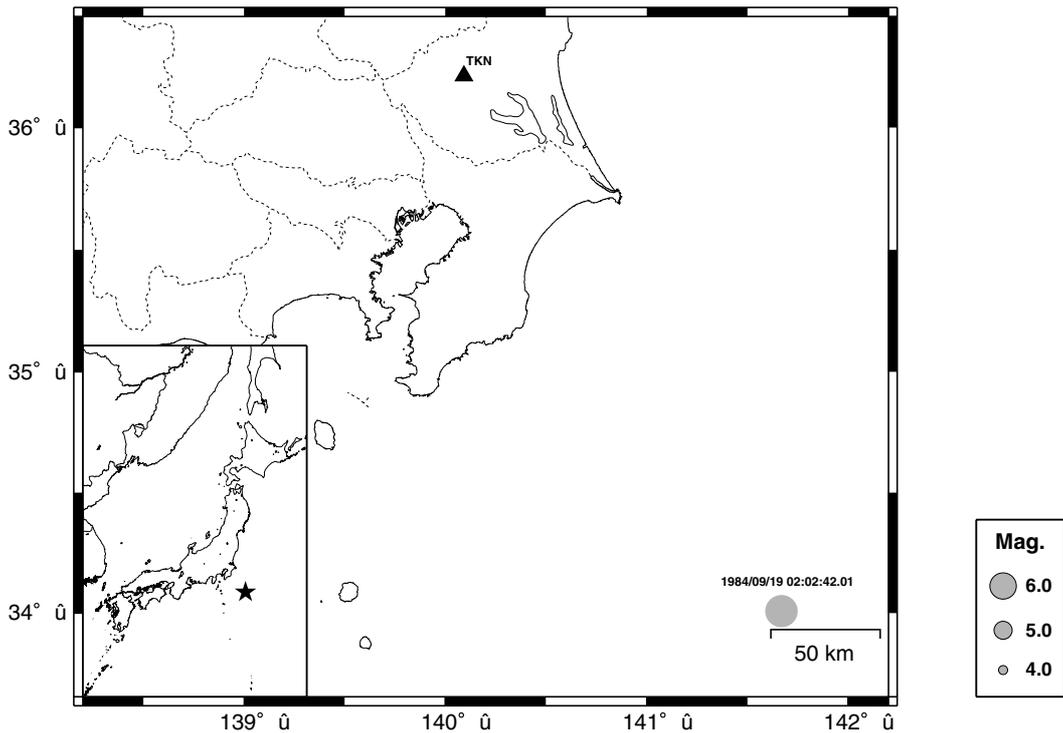


図4.6 (a) 1984年9月19日に発生した房総半島沖の地震の震央とTKN観測点の位置図
 Fig.4.6 (a) Epicenter of the off Boso-hanto earthquake of 19 September 1984 and the location of the TKN site.

4.5 見かけ速度と到来方向の推定法 一周波数-波数スベクトル

核探知技術から発展した地震学の分野での群列観測からは遅れてしまったが、強震観測に関する種々の勧告がなされた1980年代の初めから、地震工学の分野においても強震動の群列観測が盛んに行われるようになってきた。また、実用上の観点から、ハックラウンド・ノイズに対する群列観測が1957年のAkiの仕事(Aki, 1957)を引き継ぐ様な形で今日に至っている。即ち、4.の始めに、Rayleigh波は上下動成分に存在し、Love波は上下動成分に現れない事を述べた。特に、ハックラウンド・ノイズの上下動成分が堆積層-基盤系におけるRayleigh波の基本モードとして扱えるであろう事(Asten, 1978)に基づき、広帯域の上下動地震計によるハックラウンド・ノイズの群列観測を行い、得られた群列記録に周波数-波数スベクトルを適用して、堆積層-基盤系におけるRayleigh波の基本モードの見かけ速度特性を求める事が出来る。群列観測で得られた見かけ速度の分散曲線を満たすような構造を逆推定する方法は、経験を必要とするが、手軽で有用であり、Horike(1985)をはじめとして、昨今、盛んに用いられている。また、話が前後するが、本格的な強震観測においても、表面波の波群識別において、Rayleigh波に限定することなく、群列観測が重要な役割を担っている。但し、ハックラウンド・ノイズの群列観測と異なり、多くの費用と時間を要求されるため、その数は限られているのが現状であろう。いずれにしても、地表面での群列観測は、観測網内を通過する波群の見かけ速度と

到来方向の推定をその目的の一としている事はハックラウンド・ノイズの測定でも強震動の測定でも同じである。

従って、ここでは、群列観測による見かけ速度の推定法を説明しよう。これは、周波数-波数スベクトル(以下、 f - κ スベクトルと言う)に基づくものであり、 f - κ スベクトルのピーク位置から、波の到来方向と見かけ速度($c = \omega / |\vec{\kappa}|$)であるが、以下の展開では波数と周波数が一対一に対応する単一信号を考え、波数ベクトルを陽に出さず、周波数-波数スベクトルを周波数の関数として表示する)を得るものである。まず、 $y_1(n), y_2(n), \dots, y_M(n)$ を M 箇所の群列観測点において時間 $n\Delta T$ で得られた地震記録(或いは、ハックラウンド・ノイズの記録)とする。但し、標準化時間を ΔT とし、 $\lambda = \omega \cdot \Delta T$ を正規化円振動数とする。以下、 ΔT は断らない限り省略しよう。また、 $\vec{r} = [\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_M]^T$ を観測点の位置ベクトルとする。ここで、 $[\]^T$ は、ベクトル或いは行列 $[\]$ の転置とする。 f - κ スベクトルは、最初に、地震記録を狭帯域通過フィルタで必要な周期(或いは周波数)の時系列 $\vec{x}(n) = [x_1(n), x_2(n), \dots, x_M(n)]^T$ に転換することから始める。次に、 $\vec{x}(n)$ をフィルタ・ベクトル、

$$\vec{f}(\omega) = [f_1(\omega), f_2(\omega), \dots, f_M(\omega)]^T$$

に成分毎(観測点毎)に作用させ、ヒームフォーミングを行う。即ち、

$$X(n; \omega) = \sum_{k=1}^M f_k^*(\omega) \cdot x_k(n) \tag{4-1}$$

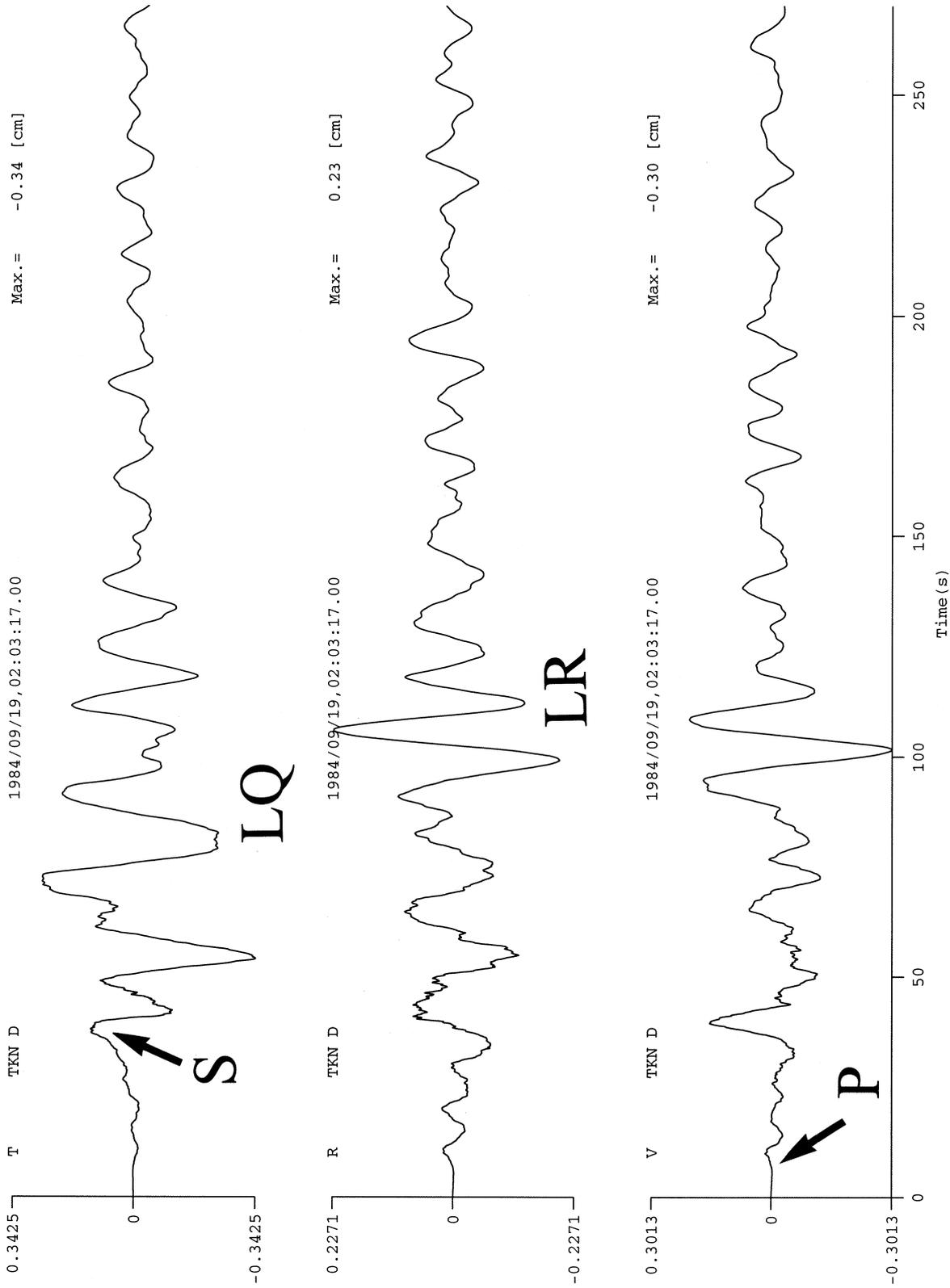


図4.6 (b) 房総半島沖の地震(1984年9月19日)におけるTKN観測点の変位波(上から、トランスバース、ラディアル及び上下方向成分)
 Fig.4.6 (b) Displacement seismogram at the TKN site for the off Boso-hanto earthquake of 19 September 1984, calculated from the original velocity seismogram. (Top) Transverse, (middle) radial and (bottom) vertical components.

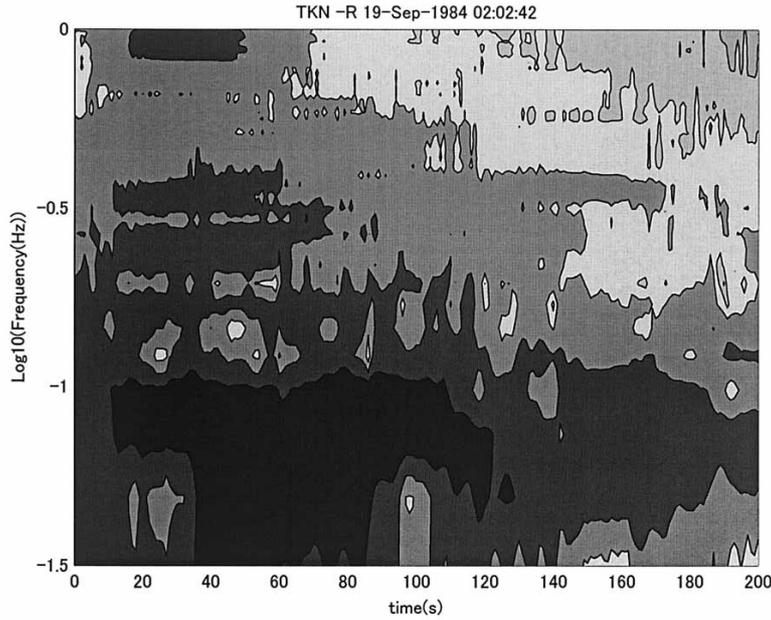


図4.6(c) 房総半島沖の地震(1984年9月19日)におけるTKN観測点の径方向成分変位波のランニングスペクトル
 Fig.4.6(c) Running spectrum of radial component of displacement seismogram recorded at the TKN site for the off Boso-hanto earthquake of 19 September 1984.

なる時系列を求める。ここで、 $(\cdot)^*$ は (\cdot) の複素共役とする。この時、 f - κ スペクトルはヒルベルト変換した時系列 $X(n; \omega)$ の f - κ スペクトルで与えられる。即ち、

$$\begin{aligned}
 P_z(\lambda) &= \sum_{k=-\infty}^{\infty} E[X(n+k; \omega)X^*(n; \omega)] \cdot e^{-ik\lambda} \\
 &= \sum_{j,l=1}^M f_j^*(\omega)f_l(\omega) \sum_{k=-\infty}^{\infty} E[x_j(n+k)x_l^*(n)] \cdot e^{-ik\lambda} \\
 &= \sum_{j,l=1}^M f_j^*(\omega)f_l(\omega) \sum_{k=-\infty}^{\infty} R_{jL}(k) \cdot e^{-ik\lambda} \\
 &= \sum_{j,l=1}^M f_j^*(\omega)f_l(\omega)P_{jL}(\lambda) \\
 &= \vec{f}^{*T}(\omega)P(\lambda)\vec{f}(\omega)
 \end{aligned} \tag{4-2}$$

となる。ここで、 $E[\cdot]$ は (\cdot) の期待値とする。また、

$$R_{jL}(k) = E[x_j(n+k)x_l^*(n)]$$

及び

$$P_{jL}(\lambda) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} R_{jL}(k) \cdot e^{-ik\lambda}$$

は、各々、 $\{x_j(n)\}$ と $\{x_l(n)\}$ の相互共分散関数及び相互スペクトル密度行列 $P(\lambda)$ の (j, l) 成分とする。ここまでの展開は、ヒルベルト変換に基づく群記録の共通的な処理方法であり、この $P_z(\lambda)$ は、一般的な f - κ スペクトルの表現となる。とは言え、”ヒルベルト変換に基づく...”とは、馴染みの薄い言い回しであり、2度目に会ったとき実感が持てるかどうかであろう。

さて、これまでの議論で、 $P_z(\lambda)$ を得るのに、任意性があるのはフィルタベクトルであることに気がつく。実際のフィルタ $\vec{f}(\omega)$ は、ベクトル

$$\vec{m}(\omega) = [e^{i(\vec{r}_1 \cdot \vec{u})\omega/c}, e^{i(\vec{r}_2 \cdot \vec{u})\omega/c}, \dots, e^{i(\vec{r}_M \cdot \vec{u})\omega/c}]^T \tag{4-3}$$

を用いて構成されるが、その構成により様々な f - κ スペクトルの計算法が得られる。ここで、 \vec{u} は波が伝搬してくる方向の単位ベクトルであり、 c を見かけ速度とする。従って、 $\vec{m}(\omega)$ は波の方向(direction)ベクトルとなる。コンベンショナルな f - κ スペクトルの推定法では

$$\vec{f}(\omega) = \vec{m}(\omega) / M \tag{4-4}$$

とするものであり、簡単な計算から

$$\begin{aligned}
 P_z(\lambda) &= \vec{f}^{*T}(\omega)P(\lambda)\vec{f}(\omega) \\
 &= \frac{1}{M^2} \sum_{j,k=1}^M e^{-i(\vec{r}_j \cdot \vec{u})\omega/c} P_{jk}(\lambda) e^{i(\vec{r}_k \cdot \vec{u})\omega/c}
 \end{aligned} \tag{4-5}$$

となることが判ろう。この表現は、教科書に見られる f - κ スペクトルの推定に対する表現であり、コンベンショナルな推定法と言われる。

さて、この種の解析で常套的に用いられる、High resolution method (Capon, 1969) では、

$$\vec{f}(\omega) = P^{-1}(\lambda)\vec{m}(\omega) / [\vec{m}^{*T}(\omega)P^{-1}(\lambda)\vec{m}(\omega)] \tag{4-6}$$

の形式のフィルタベクトルを用いる。このCaponのフィルタベクトルを用いると、式(4-2)より、スペクトルは

$$P_z(\lambda) = 1 / [\vec{m}^{*T}(\omega)P^{-1}(\lambda)\vec{m}(\omega)] \tag{4-7}$$

となる。何故、この様なCaponのフィルタが得られるかは、少し興味がある話であり、その導出過程を示しておこう。Caponのフィルタは2つの拘束条件から導出される。まず、(1)周波数 ω に対応する方向から到来する平面波のフィルタ出力を1とする。これは、単位入力の信号に対し、単位出力のフィルタ・パワーを持たせる事を意味し、伝搬方向の信号のパワー・スペクトルを推定するのにバリエーションが出ない様にするものであり、前述のコンパニショナルな方法においてもこの条件は当然満たされているのが判ろう。即ち、フィルタの単位入力 $\vec{m}(\omega)$ に対する出力 $\vec{f}^{*T}(\omega)\vec{m}(\omega)$ (或いは、 $\vec{m}^{*T}(\omega)\vec{f}(\omega)$)を1とする。また、(2)の条件は、条件(1)で規定した方向を除く他の全ての方向から到来する波(ノイズと仮定する)のパワーを最小とするものである。即ち、条件(2)は、スペクトル

$$P_z(\lambda) = \vec{f}^{*T}(\omega)P(\lambda)\vec{f}(\omega)$$

の最小化で与えられる。結局、Caponのフィルタ \vec{f} は、Lagrangeの未定乗数法を用いて、

$$L = \vec{f}^{*T}(\omega)P(\lambda)\vec{f}(\omega) + \lambda_L[\vec{m}^{*T}(\omega)\vec{f}(\omega) - 1] \quad (4-8)$$

を最小化する事により得られる。ここで、 λ_L はLagrangeの未定乗数である。

この拘束条件付き最小化問題を”形式的”に解くと(厳格ではないと言う意味)、

$$\partial L / \partial \vec{f} = 2P(\lambda)\vec{f}(\omega) + \lambda_L\vec{m}(\omega) = 0$$

となるから、

$$\vec{f}(\omega) = -\frac{1}{2}\lambda_L P^{-1}(\lambda)\vec{m}(\omega)$$

となり、 $\vec{m}^{*T}(\omega)\vec{f}(\omega) = 1$ より、

$$\lambda_L = -2/[\vec{m}^{*T}(\omega)P^{-1}(\lambda)\vec{m}(\omega)]$$

となる。従って、 λ_L を直前にある $\vec{f}(\omega)$ の表式に代入すると(4-6)式が得られる。

さて、この様にして得られたスペクトル $P_z(\lambda)$ の物理的意味を考える為、相互スペクトル密度行列 $P(\lambda)$ まで話を戻そう。コンパニショナルな方法でも、Caponの方法でも、条件(1)における方向ベクトル $\vec{m}(\omega)$ の構築は、 $\vec{x}(n)$ が一つの信号波だけでなくノイズを含んでいて差し支えない。むしろ、ノイズを含む方が自然であろう。そこで、 $P(\lambda)$ に含まれるコヒーレントな信号成分は、方向ベクトルを用いて、

$$\sigma_s^2(\omega)\vec{m}(\omega)\vec{m}^*(\omega)$$

なるスペクトル密度行列を持つ(スペクトルは $E[\sigma_s\vec{m}(\omega)\cdot\sigma_s\vec{m}^*(\omega)]$ となる)とする。また、 $P(\lambda)$ がコヒーレントな波とインコヒーレントなノイズから構成されているとすると、ノイズの $P(\lambda)$ への寄与は $\sigma_n^2 N(\omega)$ と書ける。結局、 $P(\lambda)$ は次式となる。

$$P(\lambda) = \sigma_s^2\vec{m}(\omega)\vec{m}^*(\omega) + \sigma_n^2 N(\lambda)$$

よって、 $P_z(\lambda)$ は次式のように展開される。

$$\begin{aligned} P_z(\lambda) &= \vec{f}^{*T}(\omega)P(\lambda)\vec{f}(\omega) \\ &= \sigma_s^2 \left| \vec{f}^{*T}(\omega)\vec{m}(\omega) \right|^2 + \sigma_n^2 \vec{f}^{*T}(\omega)N(\lambda)\vec{f}(\omega) \end{aligned}$$

右辺の第一項は、 $\left| \vec{f}^{*T}(\omega)\vec{m}(\omega) \right|^2 = 1$ であるから、コヒーレントな波のスペクトルを表している。従って、Caponの方法にしる、コンパニショナルな方法にしる、 $P_z(\lambda)$ には、本来の信号であるコヒーレントな波のスペクトル σ_s^2 に加えて、ノイズが、右辺第二項の形で混入し、スペクトル σ_s^2 の推定誤差を形作る。また、フィルタ出力の S/N は、

$$(\sigma_s^2/\sigma_n^2)[\vec{f}^{*T}(\omega)N(\lambda)\vec{f}(\omega)]^{-1}$$

となるから、 $\vec{f}^{*T}(\omega)N(\lambda)\vec{f}(\omega)$ を小さく出来るフィルタほど $P_z(\lambda) \approx \sigma_s^2$ とすることが出来る。

さて、Caponの方法は条件(2)から出発するため最小分散法であり、最尤法とはならないが(例えば、Mittra and Kaiser, 1993)、最尤法よりもビーク近傍でのarray gainが小さくなるため(Cox, 1973)、波数スペクトルのビークが最尤法よりも急峻となると言う利用上の利点を有している。即ち、本資料が目的とする地震記録の構成波群の識別などには適った方法といえる。

付録のSMDA2に含まれるf-kスペクトルの推定では、Caponの方法が採用されている。これは、群列記録を周波数毎に帯域通過フィルタで処理し、フィルタの出力を周波数毎に多次元のARモデルに当てはめて $P(\lambda)$ の推定を行い、これを利用して周波数-波数スペクトル、 $P_z(\lambda)$ を計算したものである。ここでは、SMDA2を用いた周波数-波数スペクトルの推定について述べよう。まず、群列記録をSMDA2に読み込む。これは、今までと同じ手順である。必要な記録ファイルを読み込んだ後、対象が上下動成分ならばそのままであるが、水平成分の場合は、通常、トランスバース方向成分からディレイ方向成分に変換する。これは、メニュー-の[編集(E)]にある[主軸変換(P)]を選択し、[主軸変換]のダイヤログ(図4.7(a))を開示する。ダイヤログのディレイボックスが変換角度を指定するスライダーを操作し、水平成分の回転を行う。[適用(A)]ボタンを押し、[閉じる]を押すと、方向変換された波形がSMDA2上に表示される。但し、この操作は、各観測点の記録毎に行う必要がある。次に、メニュー-の[解析(A)]から[波数スペクトルの推定(W)]を選択する。ここで、波数スペクトルの推定に必要な6つのセッティング・ウィザードの中から最初のウィザード、図4.7(b)が開かれよう。このウィザード上で、波数スペクトルの推定に用いる成分をチェックし、[次へ(N)]へ進もう。読み込まれた群列記録が図4.7(c)のウィザード上で群表示されるのが判ろう。この画面上での操作は、周波数-波数スペクトルを推定する為の記録区間の選定であり、[区間選択]のボタンを押す。画面に現れたカーソルを、マウスを用いて解析開始点まで移動させ、マウスの左ボタンを押下げながら解析終了地点まで移動し、マウスを解放する。この時、選定された区間の波形が白黒反転すると共に、ウィザード上の[解析区間]に解析開始ポイントと終了ポイントが時間表示される。更に正確な時刻単位で解析区間を選択したい場合は、表示されているディレイボックス内の時間を変更すればよい。通常、バックグラウンド・ノイズを解



図4.7 (a) SMDA2における周波数-波数スペクトルの推定手順(1/9)

Fig.4.7 (a) Procedure for estimating frequency-wavenumber spectrum (1/9).

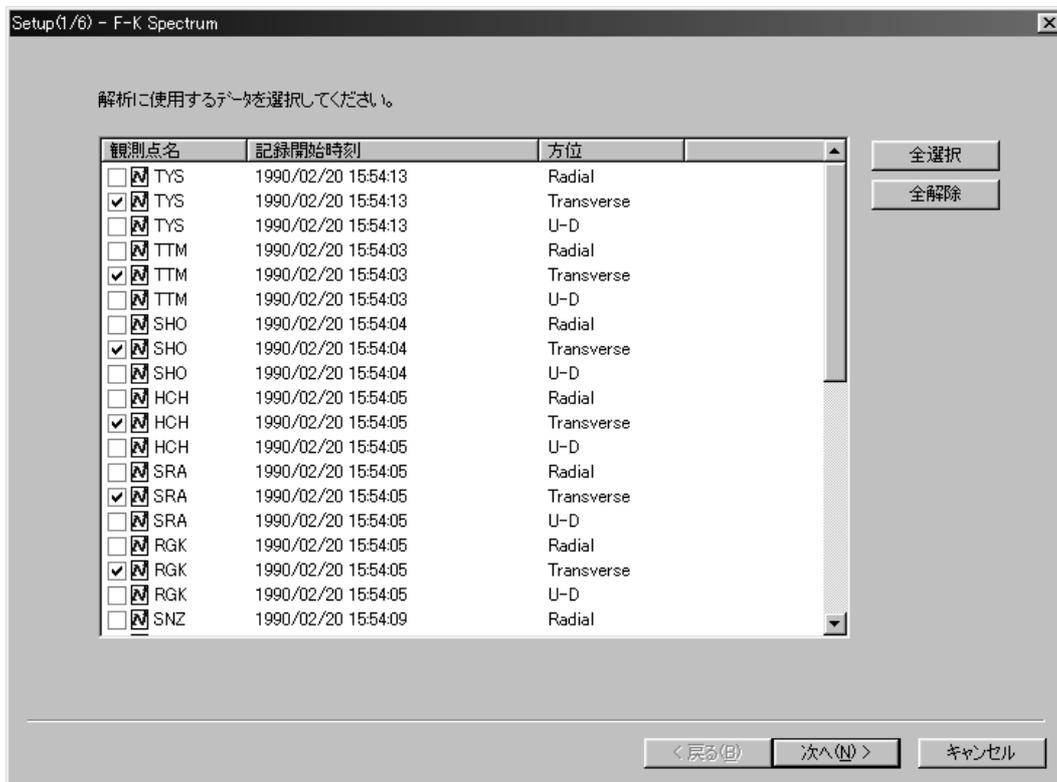


図4.7 (b) SMDA2における周波数-波数スペクトルの推定手順(2/9)

Fig.4.7 (b) Procedure for estimating frequency-wavenumber spectrum (2/9).

析対象とする場合は、一度に大きな解析区間をとる事が可能であるが、時間と共に過渡的に分散する表面波を対象とする場合は、厳密に言うならば、周波数毎に解析区間を選定する必要があり、周波数を変える毎にこのウィザードを開かねばならない。いずれにしても、解析区間の選択が終了した時点で[次へ(N)]のボタンを押し、次のセットアップ・ウィザードを開く(図4.7(d))。このウィザード上では、波数スペクトルの計算を行う上で、基準となる観測点をクリックして、次へ進む。基準観測点は、通常、群列観測網の中心観測点としよう。

さて、開かれているセットアップ・ウィザードの4番目は、解析

する周波数を指定するものである(図4.7(e))。周波数を指定するウィザードでは、二通りの方法が与えられている。一つは、単一の周波数を指定する場合であり、通常、地震記録上の表面波を扱う場合に用いられる。他の一つは、バックグラウンド・ノイズを解析対象とする場合であり、複数の周波数を同時に与えるものである。この場合においても、周波数範囲を一定間隔で割りふるか、nオクターブの間隔で分割するかの選択が可能である。通常、1/3オクターブの間隔が多く用いられるのは、これまでと同じである。とは言え、実際の表面波とバックグラウンド・ノイズに対してどのような周波数指定の方法を採ろうとも自由であり、解析

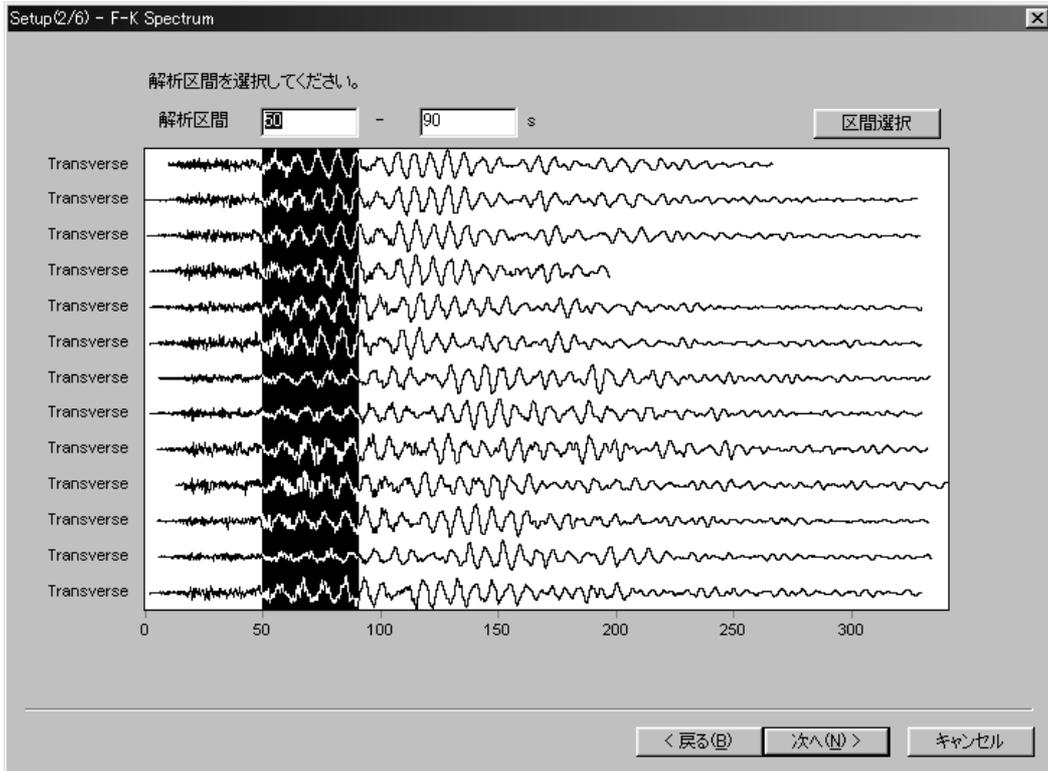


図4.7 (c) SMDA2における周波数-波数スペクトルの推定手順(3/9)

Fig.4.7 (c) Procedure for estimating frequency-wavenumber spectrum (3/9).



図4.7 (d) SMDA2における周波数-波数スペクトルの推定手順(4/9)

Fig.4.7 (d) Procedure for estimating frequency-wavenumber spectrum (4/9).

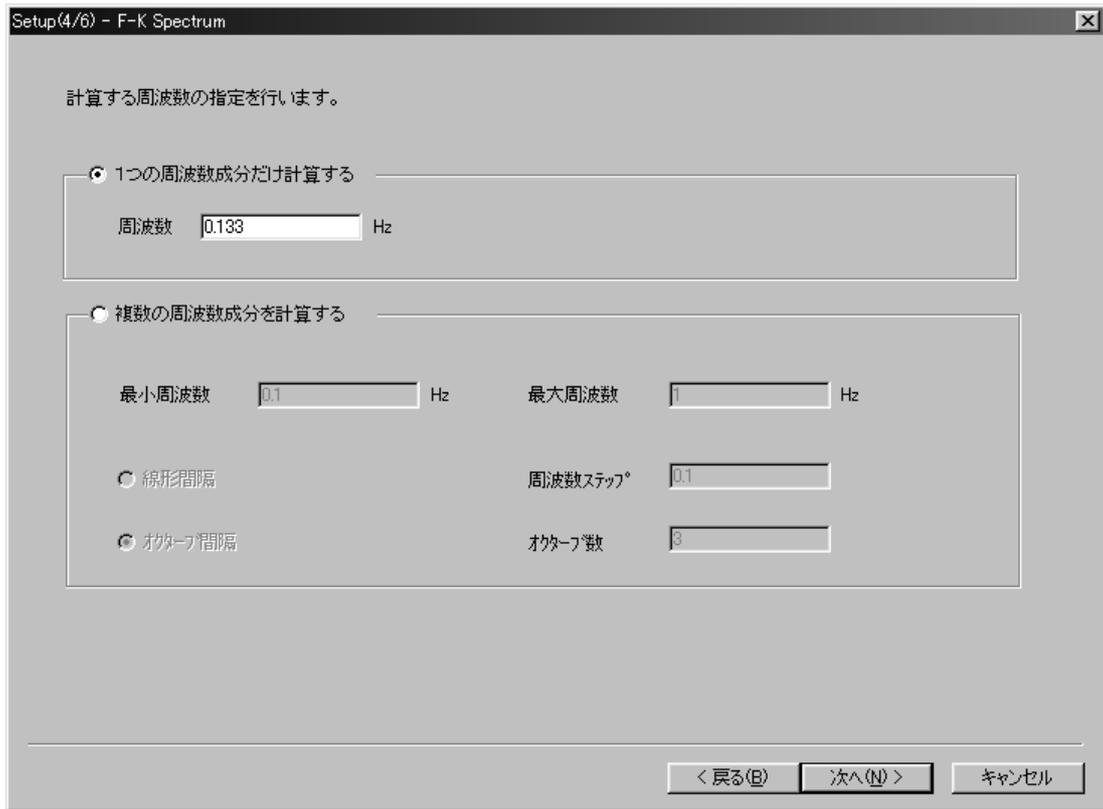


図4.7 (e) SMDA2における周波数-波数スペクトルの推定手順(5/9)
 Fig.4.7 (e) Procedure for estimating frequency-wavenumber spectrum (5/9).

をする人の判断に任せられるべきものである。いずれにしても、対象とする周波数の指定が終了したら、[次へ(N)]のボタンを押し、新しいウィンドウ、図4.7(f)を開示する。これはリサンプルを行うためのウィンドウである。

図4.7(f)上では、指定した周波数、リサンプルに伴う間引き数、及び、リサンプル後のデータ数が表示されている。前述したように、周波数-波数スペクトルの推定は、その途中過程で相互スペクトル密度行列の推定を行う為、なるべく荒い標本化が望ましい。リサンプルの目安としては、選択された周波数の10倍程度が新たな標本となるようにリサンプルする。後述する相互スペクトル密度行列の推定段階で、計算不能が表示された場合は、このウィンドウを戻り、リサンプルのやり直しをする事となる。さて、リサンプルが終了し、新たなデータセットができあがった状態で、[次へ(N)]のボタンを押し、新しいダイアログ、図4.7(g)を開示する。図4.7(g)で解析対象とする周波数と間引き数の確認をし、[OK]ボタンを押そう。最後のセットアップ・ウィンドウ、図4.7(h)が開示される。

図4.7(h)では、3つのパラメータを指示せねばならない。最初のパラメータは、減衰定数である。これは、リサンプルする前の原データを帯域通過フィルタに入力し、その出力をリサンプルする手続き上必要なものである。所謂一種のデシメーション操作である。この帯域通過フィルタは、既に中心周波数が解析対象周波数として与えられているため、帯域幅のみが必要となる。ここでは、デフォルトとして0.32の数字が与えられて

いる。この数字を使う事により、帯域通過フィルタは1/3オクターブ帯域通過フィルタとなる様にSMDA2は設計されている。従って、より小さな値を減衰定数に用いれば、この帯域通過フィルタの通過帯域は狭くなり、出力は狭帯域波形となる。この調整も実際には必要となる。なお、この帯域通過フィルタは零位相のフィルタで、-3 dB点から-36dB/octaveで減衰するフィルタである。次に指定するパラメータは、多次元ARモデルの当てはめに用いる次数である。帯域通過フィルタの出力に多次元ARモデルを適用するのであるから、この次数はかなり低めに押さえられる。デフォルトとして4程度で差し支えなからう。実際、この多次元のAR係数の推定は、Akaike(1979)の方法によっている。勿論、周波数-波数スペクトルの推定結果に疑問が生じる様であったら、このウィンドウを戻り、次数を上げて検討する事となる。次数を上げると言う事は、デシメーションをやり直す事になりかねず、結局はリサンプルのウィンドウを戻す事になる。最後のパラメータは、解析する波数の領域指定と、分割数である。勿論、この領域指定は対象とする波群と群列観測のサイズで決める必要がある。この波数領域の指定は、最終段階で再計算する機会がSMDA2には与えられているので、ここは気楽に指定しても良からう。これらのパラメータの指定が終了すれば、残りは実際の周波数-波数スペクトルの計算となる。これは、図4.7(h)の[完了]ボタンを押せばよい。

計算が終了すると波数スペクトルの結果を示すダイアログ、図

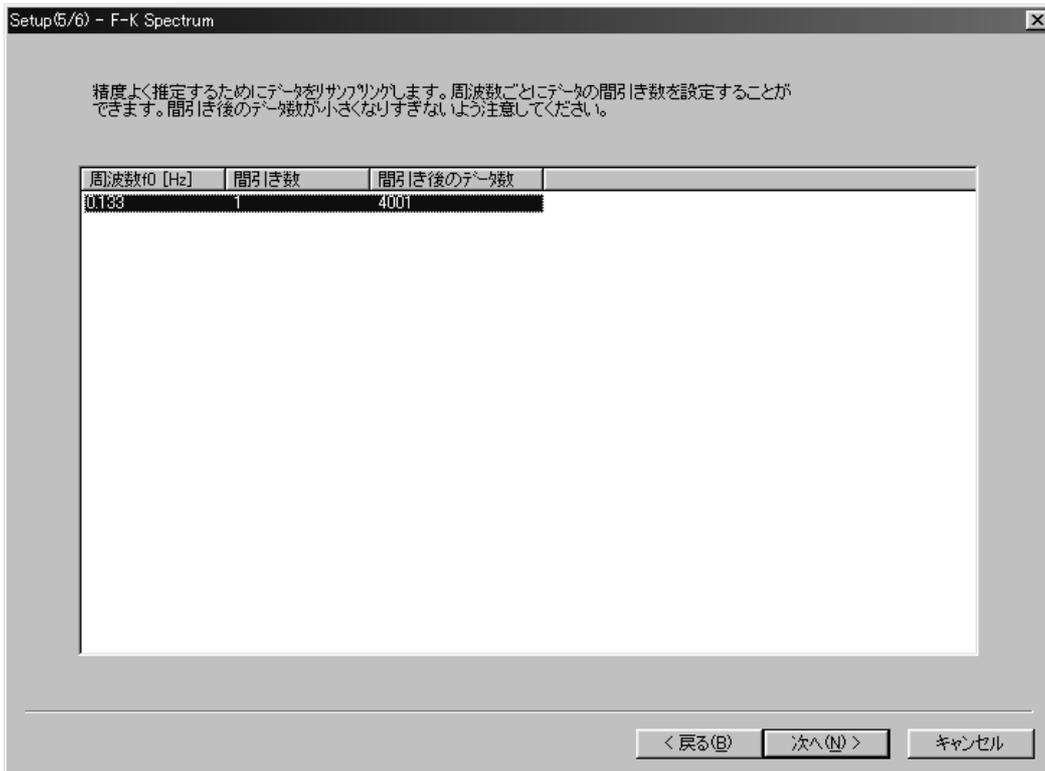


図4.7 (f) SMDA2における周波数-波数スペクトルの推定手順(6/9)

Fig.4.7 (f) Procedure for estimating frequency-wavenumber spectrum (6/9).

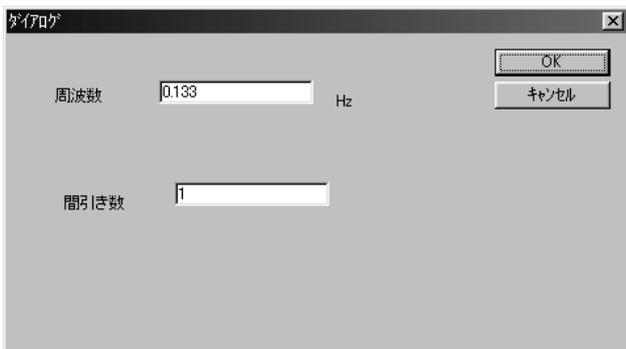


図4.7 (g) SMDA2における周波数-波数スペクトルの推定手順(7/9)

Fig.4.7 (g) Procedure for estimating frequency-wavenumber spectrum (7/9).

4.7(i), が表示され、ページ毎に結果が表示される。各ページでは、波数スペクトルが2次元表示で示されると共に、その最大ピーク位置から得られた波群の到来方向と群列観測網内での通過速度(見かけ速度)が表示されているのが判らう。また、マウスをこのスペクトル表示の部分へ動かすと、十字型のカリが現れ、複数のピークが出現している場合、どの位置がこれらの数値を産み出したスペクトルのピークであるかを見分ける事が出来る。また、複数ページの結果が得ら

れている場合(複数の周波数を指定した場合)、[分散曲線]のボタンを押せば、分散曲線(周波数-見かけ速度曲線)が表示される。一応、この分散曲線を周波数-位相速度曲線と解釈しても良からう。前のウィザードで述べたとおり、このダイアログでは波数領域と分割数を再指定する事が可能である。再指定後、[再計算]ボタンを押せば、新しい波数範囲で周波数-波数スペクトルが表示される。

ここまでは、全てが順調にこなせた場合であり、経験が無いと面倒な作業とならう。計算途中で画面上に計算不能のメッセージが出力されたり、得られた結果が物理的に許容出来ない場合は、必ず再調整を必要とするセットアップ・ウィザード迄戻らねばならない。但し、昔の計算機と比較して、今の計算機は、個人用のPCですら演算速度は十分に早く、さほど苦痛にはならないと思える。いずれにしても、周波数-波数スペクトルの推定は経験と共に飛躍的に早くなるのが事実である。特に、周波数-波数スペクトルから得られる見かけ速度は、その値が小さいほど信用できるとして良からう。無いものは無いのである。また、ここで得られた分散曲線と合致するように構造を決定する作業が、バックグラウンド・ノイズの場合、次の作業として控えている。今のところ、この作業は、更に経験を要請されるものであり、満足に自動化したソフトウェアは、筆者の知る限り存在しない。周波数-波数スペクトルの計算ソフトとRayleigh波の分散曲線の計算ソフトを並べて試行錯誤するのが現状かもしれない。

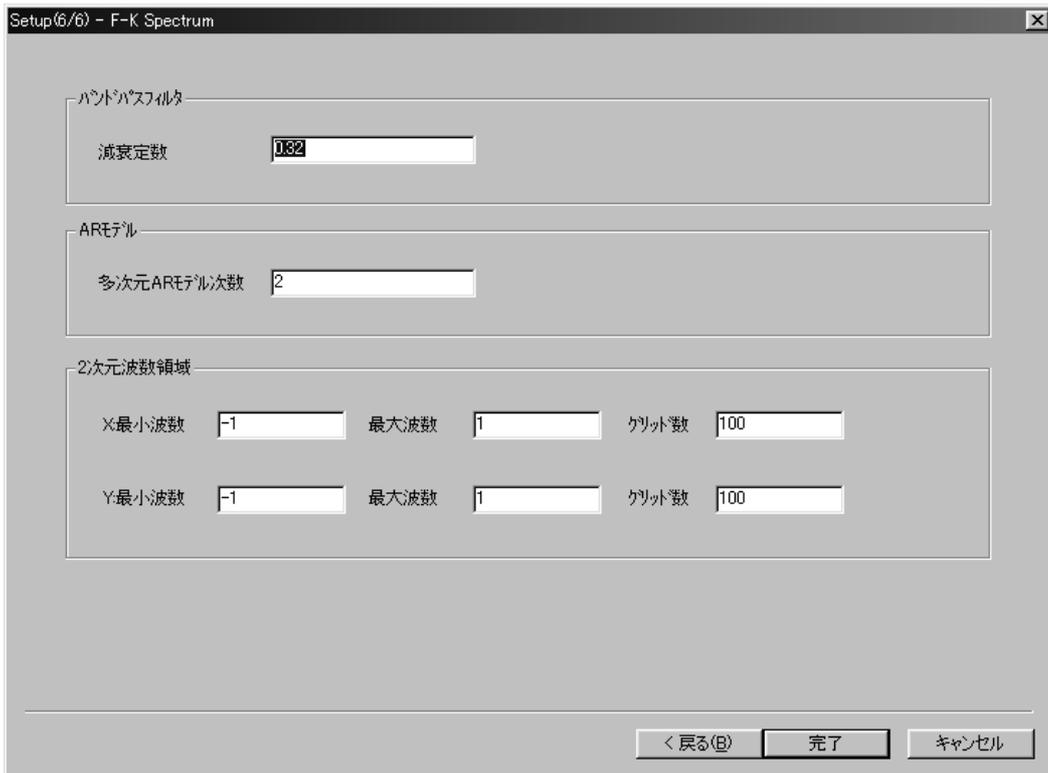


図4.7 (h) SMDA2における周波数-波数スペクトルの推定手順(8/9)

Fig.4.7 (h) Procedure for estimating frequency-wavenumber spectrum (8/9).

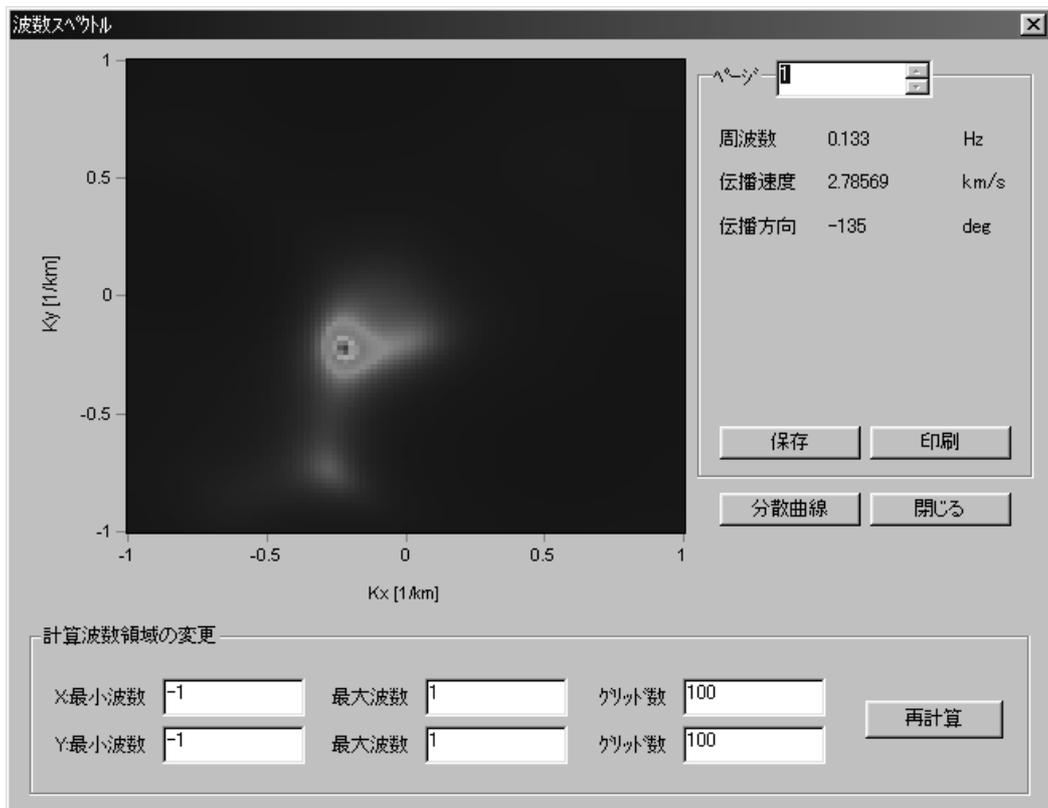


図4.7 (i) SMDA2における周波数-波数スペクトルの推定手順(9/9)

Fig.4.7 (i) Procedure for estimating frequency-wavenumber spectrum (9/9).

4.6 堆積層表面波の構成波群

盆状構造を有する大都市圏で、堆積層表面波と地震被害の関連が取り上げられたのは、 M_{J} 地震である。 M_{J} の湖上都市を埋め立てて建設されたこの都市は、1985年の M_{J} 地震で甚大な被害を被った。その原因の一つとして取り上げられた堆積層表面波に関する研究の為、 M_{J} 市を中心に強震観測網が建設され、現在でも観測が続けられている。 M_{J} 地震当時の堆積層表面波に対する認識は、盆状構造内に地震波が閉じこめられ、時には、震央の反対側から地震波が揺れ戻ると言うような文学的記述であった。ここでは、1990年2月20日の伊豆大島近海地震における江東群列観測の記録を用いて、堆積層表面波の構成波群の検出を試みよう。特に、**図4.4(b)**で示した様に、Love波が明瞭なトランス方向の記録について、堆積層Love波がどのような波群で構成されているかを示そう。即ち、**図4.4(b)**の記録で、直達S波の後に現れる3つのLove波(LQ1, LQ2及びLQ3)の性質を明らかにする。

群列記録を利用して波群を識別する標準的な方法は、4.5で述べた周波数-波数スペクトルを用いるものである。即ち、特定区間の群列記録を用いて、周波数-波数スペクトルを計算し、そのスペクトル上に現れる局所的なピークから、これに対応する波群を識別し、その波群が群列観測網を通過する方向と見かけの伝播速度(通過速度)を決定するものである。周波数-波数スペクトルの計算法には、4.5で述べた高分解能型のCaponの方法が通常使われており、ここでも、この方法を採用する事とする。**図4.8**は、**図4.4(b)**の記録の中から単位区間の長さを40sとして、4つの単位区間において推定した周波数-波数スペクトルの結果である。この推定において、周波数は、**図4.4(b)**の表面波の卓越周期である7.5sの逆数を用いて、波数スペクトルを求めている。**図4.8(a)**の結果は、**図4.4(b)**の75sから115s、**図4.8(b)**は105sから145s、**図4.8(c)**は135sから175s、そして、**図4.8(d)**は175sから215sの範囲の記録をそれぞれ用いて推定した周波数-波数スペクトルである。まず、**図4.8(a)**に現れる単峰型のスペクトルは、**図4.4(b)**のLQ1に相当する事が自明である。LQ1の到来方向は $S40^{\circ}W$ 、見かけ速度はおよそ 1.3km/s である。これが堆

積層Love波の第一波である。**図4.8(b)**は、**図4.4(b)**においてLQ1波とLQ2波が重なる区間を故意に選択して推定した周波数-波数スペクトルである。図中、2つのスペクトルピークが出現し、LQ1波とLQ2波がこの区間に重なって出現している事が判る。LQ2波は、その到来方向はLQ1波と同じであるが、見かけ速度は 0.75km/s 程度となっている。LQ1波が通り過ぎた**図4.4(b)**の135sから175sの区間における周波数-波数スペクトルは、LQ2波のみとなっているのが**図4.8(c)**の結果から判ろう。最後に、**図4.4(b)**の175sから215sの間では、**図4.8(d)**の様なスペクトルパターンが得られている。LQ2波が未だ群列観測網を通過しきっていない時間帯に、これまでの到来方向とほぼ逆の方向($N70^{\circ}E$)から見かけ速度 1.7km/s 程度のLQ3波が出現している。明らかに、LQ3波は、盆状構造の反対側で励起された表面波であろう。

図4.4(b)において、LQ3波は、周波数-波数スペクトル上で認められるとしても、波群として見た目には不明瞭である。従って、これを明瞭な波群とする様に、何らかのフィルタ操作が要求される。波数領域でのフィルタ操作として最も基本的なものは、所謂ビームフォーミングであろう。ここでは、LQ3波の存在を明確にする為、この技法を用いてLQ3波を強調しよう。即ち、LQ3波の到来方向が $N70^{\circ}E$ 、見かけ速度が 1.7km/s である事を用いて、特定の観測点(ここでは、KMD観測点とする)に他の観測点の波形を足し込めばビームフォーミング出来る。結果を、**図4.9**に示す。図の下は、KMDでの原波形、上はビームフォーミングした波形である。LQ3波の存在が強調される事が判ろう。

話が前後するが、堆積層表面波の到来方向は、震央方向と一致しない。これは、堆積層表面波の生成域が異なるためである。従って、**図4.4(b)**のトランス方向は、堆積層表面波の到来方向に直角となる様に予め**図4.8**の周波数-波数スペクトルの結果を使って決めてある。また、関東地域中央部の堆積層-基盤系の構造は、表層下に上総層、成田層と続き、そして、先第三系基盤となっている。LQ1波とLQ2波の見かけ速度は、各々成田層と上総層におけるS波速度に対応する値となっている。

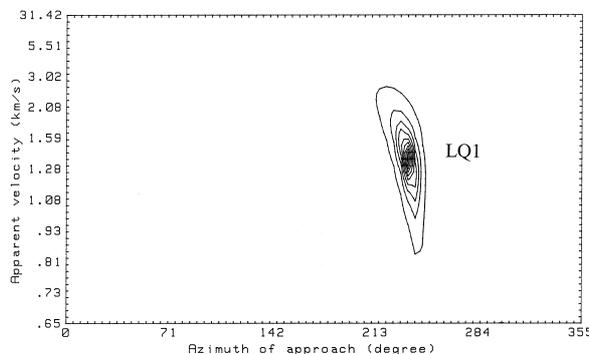


図4.8 (a) 伊豆大島近海地震(1990年2月20日)における江東群列観測網のトランス方向速度波から推定された周期7.5sの波の見かけ速度と到来方向(75s-115s)

Fig.4.8 (a) Wavenumber spectrum with a period of 7.5s estimated by using a data between 75s and 115s on the transverse components of velocity seismograms shown in **Fig.4.4 (b)**.

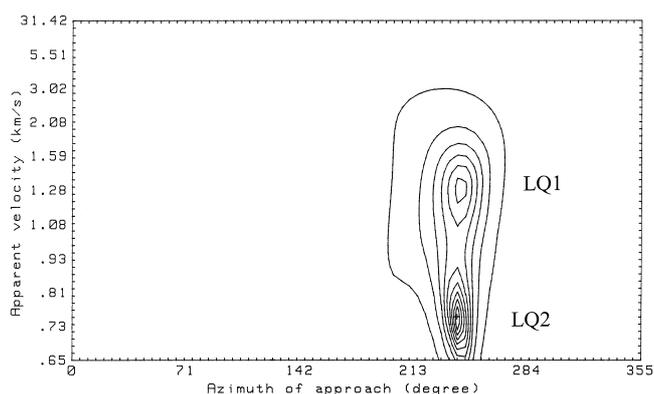


図4.8 (b) 伊豆大島近海地震(1990年2月20日)における江東群列観測網のトランスバース方向速度波から推定された周期7.5sの波の見かけ速度と到来方向(105s-145s)

Fig.4.8 (b) Wavenumber spectrum with a period of 7.5s estimated by using a data between 105s and 145s on the transverse components of velocity seismograms shown in Fig.4.4 (b).

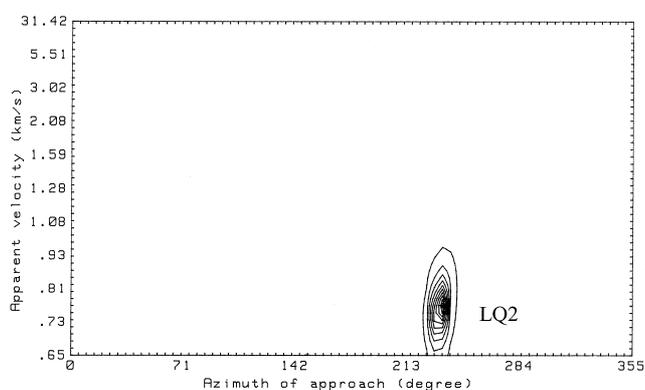


図4.8 (c) 伊豆大島近海地震(1990年2月20日)における江東群列観測網のトランスバース方向速度波から推定された周期7.5sの波の見かけ速度と到来方向(135s-175s)

Fig.4.8 (c) Wavenumber spectrum with a period of 7.5s estimated by using a data between 135s and 175s on the transverse components of velocity seismograms shown in Fig.4.4 (b).

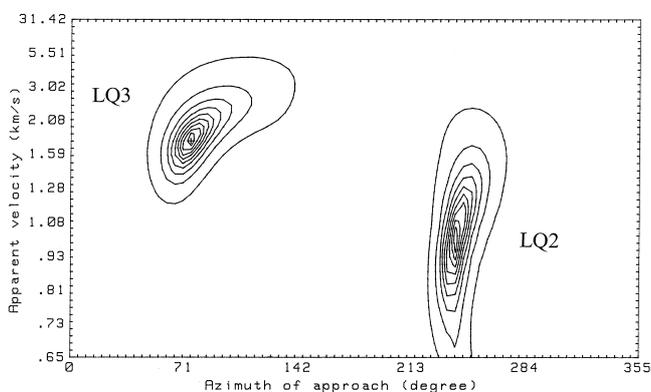


図4.8 (d) 伊豆大島近海地震(1990年2月20日)における江東群列観測網のトランスバース方向速度波から推定された周期7.5sの波の見かけ速度と到来方向(175s-215s)

Fig.4.8 (d) Wavenumber spectrum with a period of 7.5s estimated by using a data between 175s and 215s on the transverse components of velocity seismograms shown in Fig.4.4 (b).

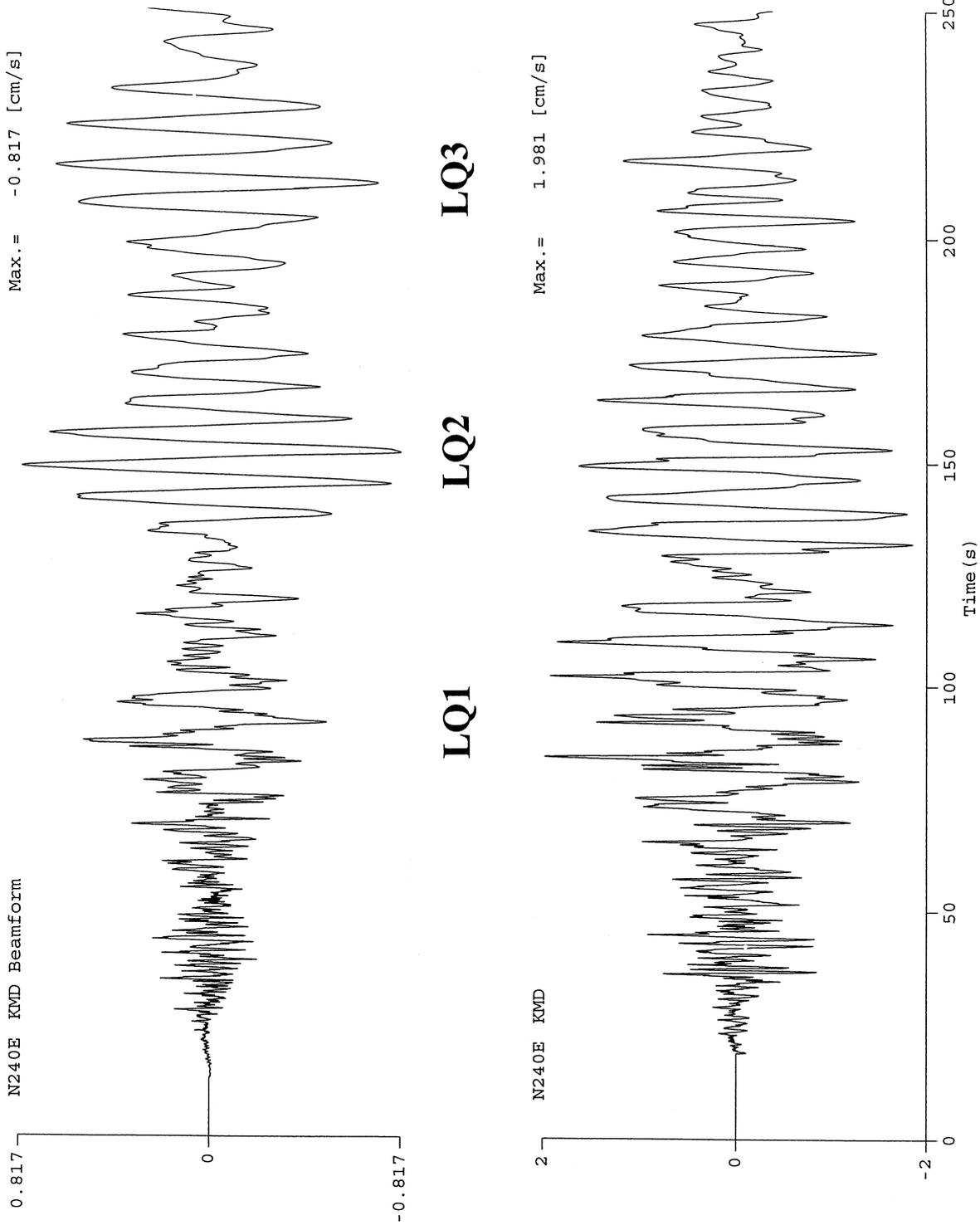


図4.9 伊豆大島近海地震(1990年2月20日)におけるKMD観測点のN240° E(トランス-ス方向)速度波(下)とビームフォーミングした速度波(上)
 Fig.4.9 Beamforming of the transverse components of velocity seismicograms shown in Fig.4.4 (b). (Top) Beamformed surface waves at the KMD site.
 (Bottom) Original seismicogram recorded at the KMD site for near Izu-oshima earthquake of 20 February 1990.

5. 反射波

局所的な位相の中で、最も局所的な位相らしい反射波に関しては、反射体と反射係数に関して多くの仕事なされている。反射体に関する研究は、観測点周辺下の内部構造に関する知識を提供し、反射体の物理的考察は反射係数を用いてなされている。地震工学の立場では、3.3で述べたS波の多重反射を始めとして、反射波の工学的な重要性が認識されている。この資料では、4種類の反射波に関する記録例を、主に群列観測の記録を用いて例示しよう。最初の例は、地震工学上最も問題のある基盤上面での全反射列の記録である。この基盤上面での全反射は、基盤内にinhomogeneous wave (ihw)を生成する。次に、もう一つの全反射波の例として、深部のプレート構造に関連すると思われる全反射波形を示す。3番目の反射波は、火山地域で観測される低インピーダンスの媒体からの反射波である。最後の反射波に関する記録例は、海底地震計で観測される海面からの反射P波(PR波)である。

5.1 堆積層-基盤境界で励起される全反射波列

地震工学の立場から見ると、最も重要な反射波は全反射波、或いは、全反射波列である。これは、堆積層に入射した地震波が堆積層内に閉じこめられ、地震波のエネルギーが基盤層へ逸散しないためである。関東地域において、このような全反射波が観測されるのは、図2.3(c)のモデルで示したように、基盤層が比較的なだらかに平野部に潜り込む関東平野の西側山地に浅い震源を有する地震においてである。特に顕著な全反射波は、所謂山梨県東部の地震において関東地域の記録に出現する。これを最初に見

だしたのは瀬尾(1977)である。

この様な全反射波の一例として、1984年2月14日に山梨県東部で発生した地震(M_{JMA} 5.2)において観測された府中群列観測の記録を示そう。図5.1(a)に震央と観測点の位置関係を示す。この位置関係は、トランスバース方向がほぼNS方向である事を示している。府中群列記録のNS成分記録は図5.1(b)である。地表の群列記録は、VS-355型速度計の記録であり、地中群列記録は、V401型加速度計の記録を積分して速度記録としたものである。FCH観測点における速度検層(山水・他, 1981)によれば、この地点での堆積層の厚さは2 kmであり、地中群列観測の最深点は基盤内750mの深さにある。図5.1(b)では、地表群列記録と地中の基盤内観測記録を除く地中記録に明瞭な全反射波列(S_1, S_2, \dots)を見ることが出来る。木下(1985)によれば、このような全反射波列は、地表と堆積層-基盤境界で各々全反射し、堆積層内に閉じこめられたものである。従って、基盤内にある2,750m井の記録には全反射波列が出現していない。地震工学の立場から言える重要性は、全反射波列が、地震記録の主要動を長引かせる事にある。また、図5.1(d)の上下動成分の群列記録に於いても、P波の全反射波列(P_1, P_2, \dots)が見いだせよう。

図5.1(b)の群列記録に現れるもう一つの重要な位相は、inhomogeneous wave (ihw)である。この位相は、基盤内に設置された地震計の記録のみに出現する。波形の形状から見ると、このihwは、地表への全反射波とたまたま似ているが(木下, 1986)、この位相は地震のエネルギーを運ばない位相である。

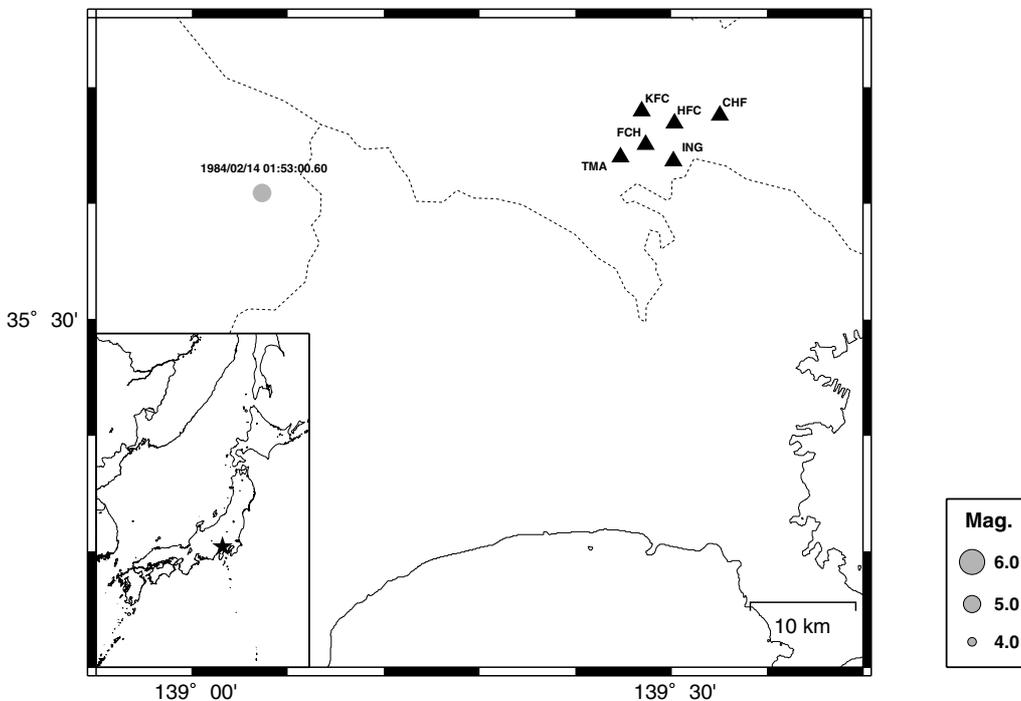


図5.1 (a) 1984年2月14日に発生した山梨県東部の地震の震央と府中群列観測点の位置図
 Fig.5.1 (a) Epicenter of the eastern Yamanashi Prefecture earthquake of 14 February 1984 and the location of the Fuchu array.

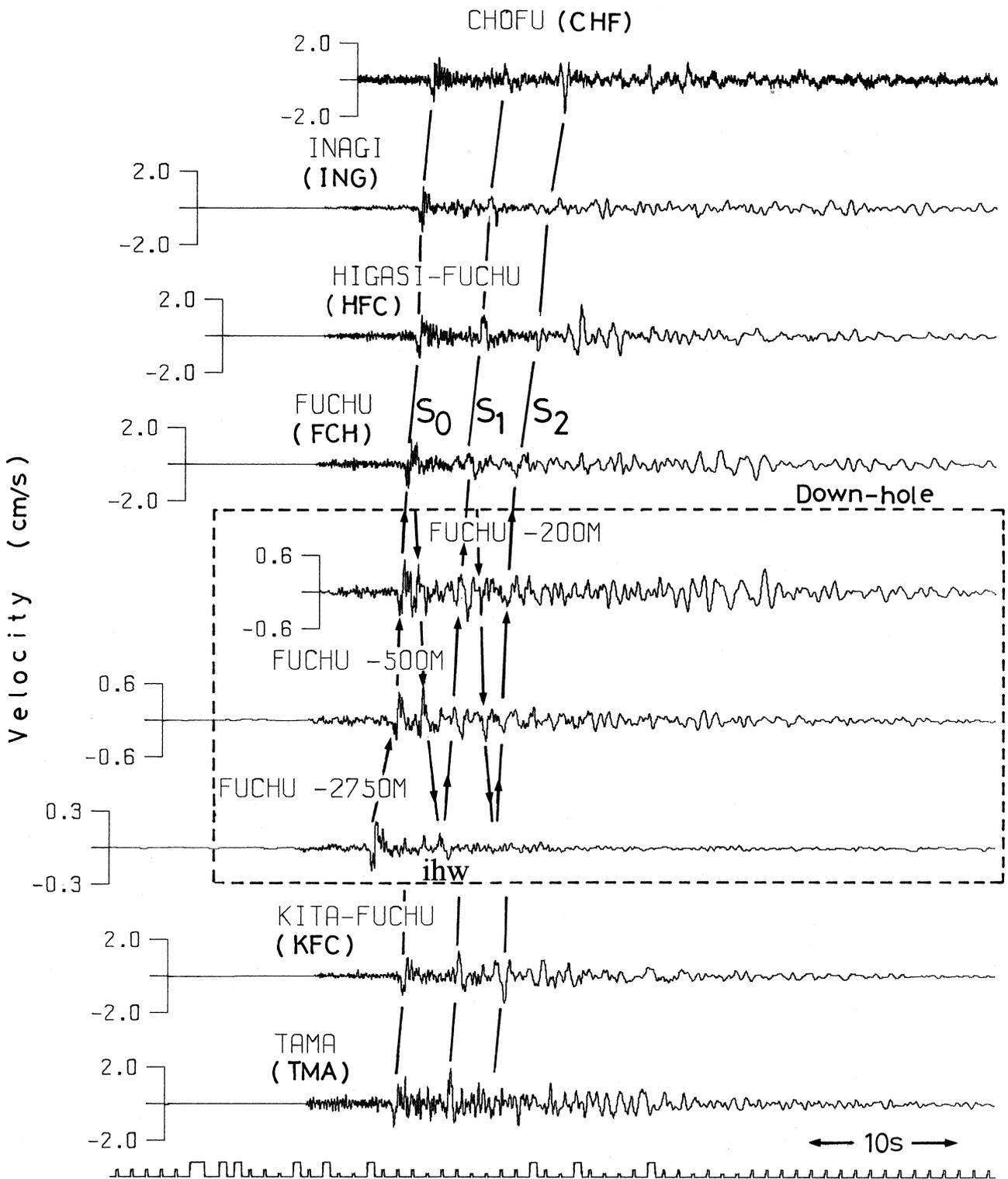


図5.1 (b) 山梨県東部の地震(1984年2月14日)における府中群列観測網の速度波(NS成分)

Fig.5.1 (b) NS components of velocity seismograms recorded at the Fuchu array for the eastern Yamanashi Prefecture earthquake of 14 February 1984.

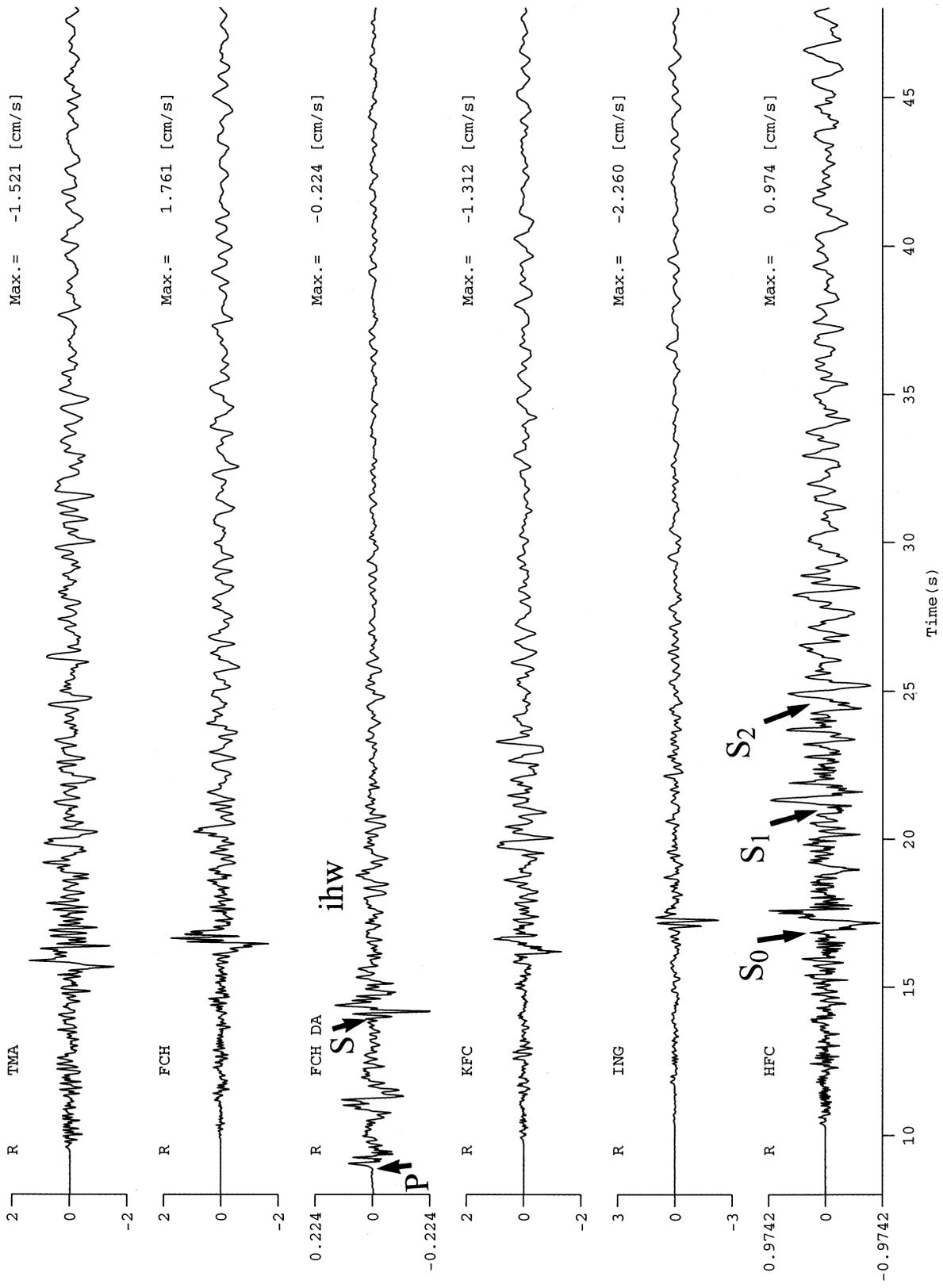


図5.1(c) 山梨県東部の地震(1984年2月14日)における府中群列観測網の速度波(5°イ7ル方向成分). FCH DAは、2,750m井の記録
 Fig.5.1(c) Radial components of velocity seismograms recorded at the Fuchu array for the eastern Yamanashi Prefecture earthquake of 14 February 1984.

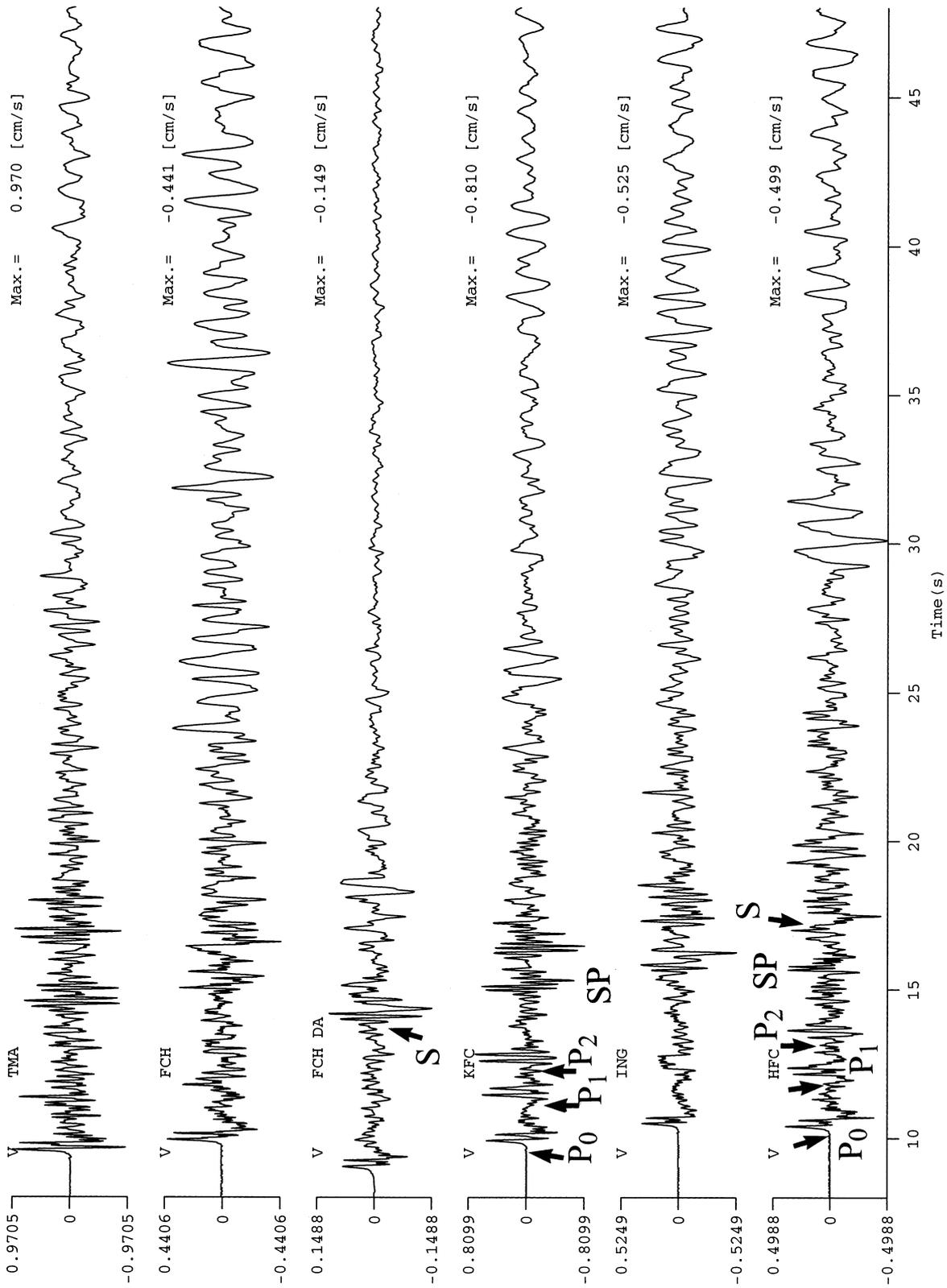


図5.1 (d) 山梨県東部の地震(1984年2月14日)における府中群列観測網の速度波(上下動方向成分). FCH DAは、2,750m井の記録

Fig.5.1 (d) Vertical components of velocity seismograms recorded at the Fuchu array for the eastern Yamanashi Prefecture earthquake of 14 February 1984.

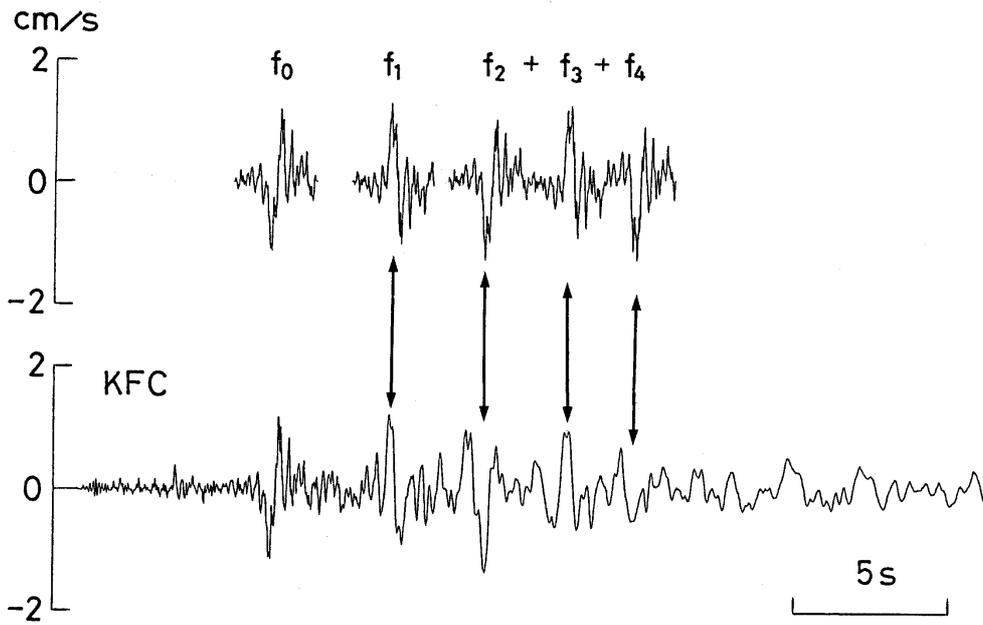


図5.2 (a) 山梨県東部の地震(1984年2月14日)におけるKFC観測点のNS成分速度波(下)と計算波(上)
 Fig.5.2 (a) (Top) Simulated wave train of total reflection. (Bottom) NS-component of velocity seismogram recorded at the KFC site for the eastern Yamanashi prefecture earthquake of 14 February 1984.

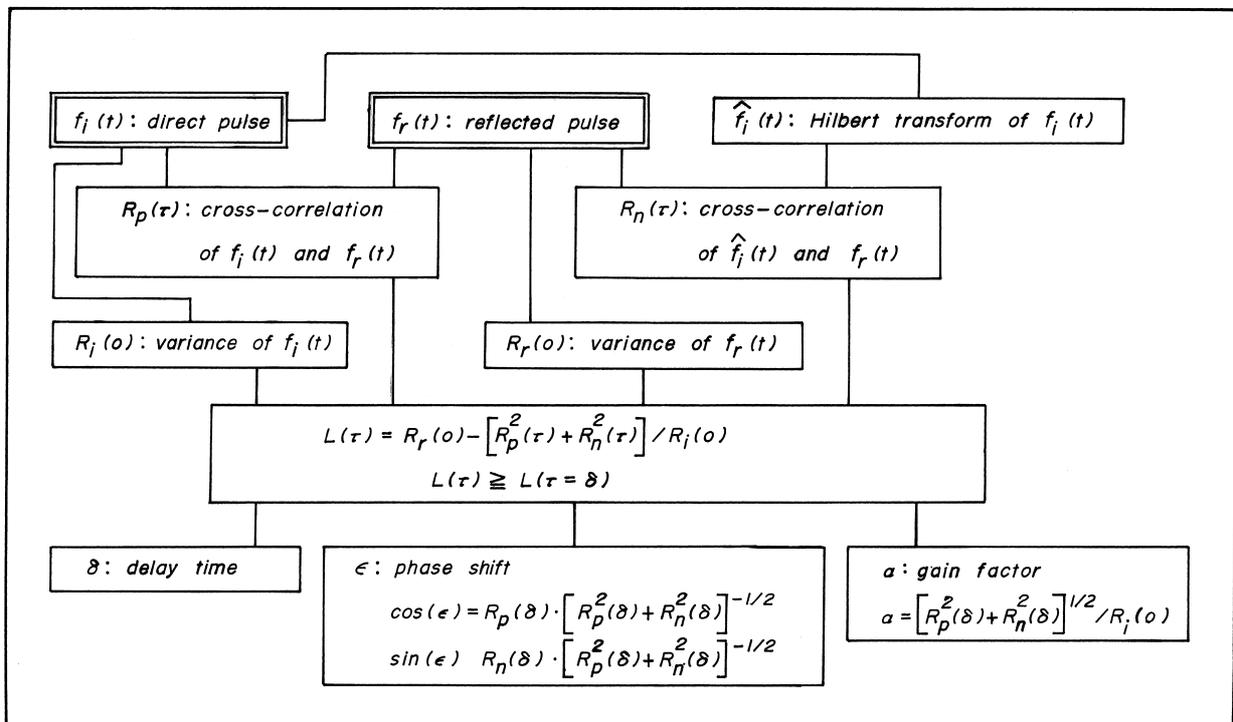


図5.2 (b) 傾斜基盤上の堆積層を伝播するSH波の全反射波列から遅れ時間と位相歪みを推定する為のアルゴリズム
 Fig.5.2 (b) Flowchart for estimating both the time delay and phase distortion of total reflection waves.

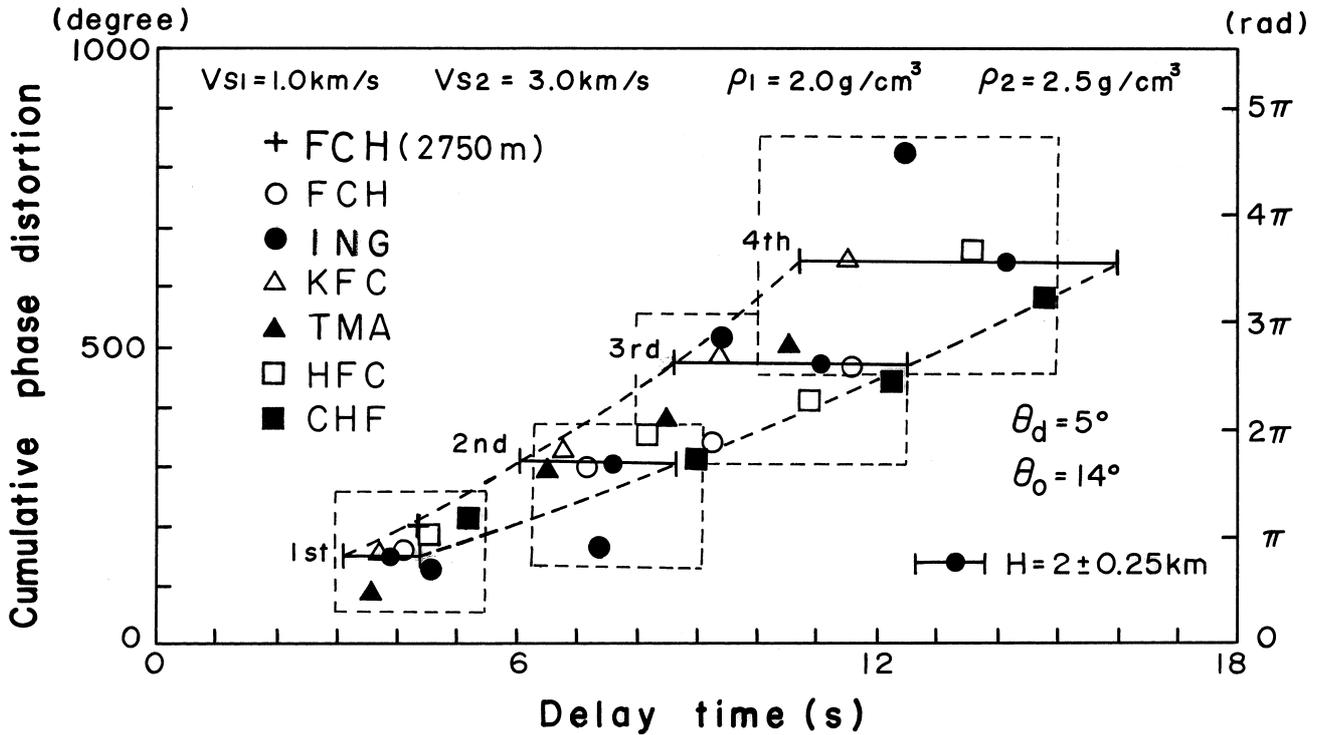


図5.2(c) 府中群列観測から推定された全反射波列の遅れ時間と累積位相歪

Fig.5.2(c) Results on the relation between the delay time and cumulative phase distortion of total reflection waves estimated from the Fuchu array recordings obtained for the eastern Yamanashi Prefecture earthquake of 14 February 1984.

堆積層が完全弾性体とすると、直達S波と各全反射波は同じ地震I初相を持つことになる。従って、平面波近似の下で、全反射波は直達S波の振幅特性をそのままにし、位相特性を変える事により合成される。これは、直達S波とそのHilbert変換波を線形結合する事を意味する。例を示そう。図5.2(a)は、図5.1(b)のKFC観測点の記録を拡大したものである。図中の S_1, S_2, \dots が全反射波列であり、これらは直達S波である S_0 から生成される(この資料では、 S_1 波を SbS の記号で示している)。全反射波列に対する実際の合成例は、図5.2(a)の f_1, f_2, \dots で示してある。これらは、 $f_i = S_0$ として、堆積層を完全弾性体と仮定して、計算したものである。全反射波の減衰を考慮していないが、低周波数成分の波形の一定は良好である。この計算では、直達S波と全反射波列 $f_r(t), r=1, 2, \dots, K$ が、記録上、以下のように展開された形で出現する。

$$\begin{aligned}
 f(t) &= f_i(t) + \sum_{k=1}^K f_k(t) \\
 &= f_i(t) + \sum_{k=1}^K [\cos(\varepsilon_k) \cdot f_i(t - \delta_k) + \sin(\varepsilon_k) H\{f_i(t - \delta_k)\}]
 \end{aligned}$$

(5-1)

ここで、 $H\{f_i(t - \delta_k)\}$ は、 $f_i(t - \delta_k)$ のHilbert変換波である。 $(\delta_k, \varepsilon_k)$ の推定値 $(\hat{\delta}_k, \hat{\varepsilon}_k)$ は、Lagrangeの未定乗数法により、以下の右辺を最小化する事により求まる。

$$\begin{aligned}
 L &= E\{[f_k(t) - \cos(\varepsilon_k)f_i(t - \delta_k) - \sin(\varepsilon_k) \cdot \\
 &H(f_i(t - \delta_k))]^2\} + \lambda[1 - \{\cos^2(\varepsilon_k) + \sin^2(\varepsilon_k)\}]
 \end{aligned}$$

(5-2)

ここで、 $E[\cdot]$ は、 \cdot の平均を意味する。 $(\hat{\delta}_k, \hat{\varepsilon}_k)$ は、図5.2(b)に示した θ で推定される。この計算では、本来、球面波で扱うべきものを、簡単の為、平面波近似を用いているが、工学上はこれで十分であろう。

図5.2(a)で示したように、各全反射波は、直達S波からの遅れ時間と位相歪みで特徴づけられる。従って、遅れ時間と累積歪みの組み合わせを一つの θ -セットとしたとき、これは群列観測網下の局所的な構造に関する情報を含んでいる。一例として、単純な傾斜基盤構造を仮定したとき、基盤の傾斜角と基盤内への直達S波の入射角をこの θ -セットから推定できる。結果を図5.2(c)に示す。この例では、基盤傾斜角が東へ 5° 、基盤層内への入射角が 14° となる(木下, 1988)。

5.2 海洋性プレートの内部境界における全反射波

最近のプレート構造に関する研究は、海洋性プレートの上部が低バリエーションの構造から生成されている事を示している。従って、その震源が海洋性プレートの上面に位置した場合、5.1と同じ理由によりプレート内部で全反射波を生成する可能性がある。ここでは、この様な可能性を示す位相(以下、SxSとする)を有する記録例を幾つか示そう。再度断つておくと、この5.2で示すSxSなる位相の生成問題はopen problemであり、ここでは記録のみを詳細に例示しよう。

最初の例は、1996年12月21日に発生した茨城県南西部の地震(M_{JMA} 5.4)における府中群列観測の記録である。この地震の震央と観測点の位置関係は図5.3(a)に示す通りである。得られた記録は、VSE-11/12型速度計によるものであるが、ここでは、速度計の記録を図5.3(b), (c), 及び、(d)に変位記録として示す。変位記録であるため、図中のSxS位相は、直達S波の直後に半パルス波として出現している。この様なSxS位相がどの程度の範囲に迄出現しているかを観測するため、Kinoshita(1998a)は、1996年6月3日

に観測を開始したK-NETの記録を調べた。その結果、この地震においてSxS位相が観測される範囲はせいぜい直径数10kmの範囲である。この地震は、深さおよそ45km、フィリピン海プレート上面とその上側プレート下面の境界域で発生した低角逆断層型の地震である。従って、図5.3(b), (c), 及び、(d)の群列記録に現れるSxS位相をフィリピン海プレートの内部境界からの全反射波とする仮定がSxS生成候補の一つとなる。しかしながら、このSxSの発生環境についてはさらなる研究が必要となろう。以下、SxS位相の観測された記録を例示しよう。

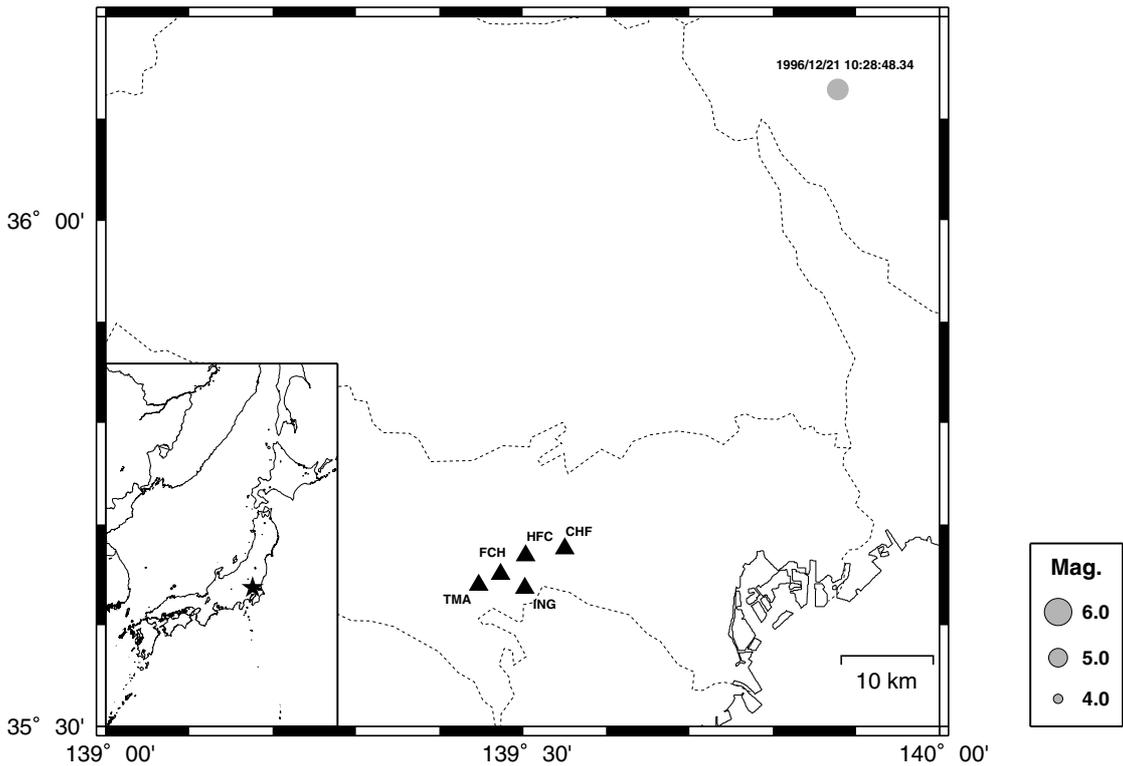


図5.3 (a) 1996年12月21日に発生した茨城県南西部の地震の震央と府中群列観測点の位置図

Fig.5.3 (a) Epicenter of the southeastern Ibaraki Prefecture earthquake of 21 December 1996 and the location of the FCH array.

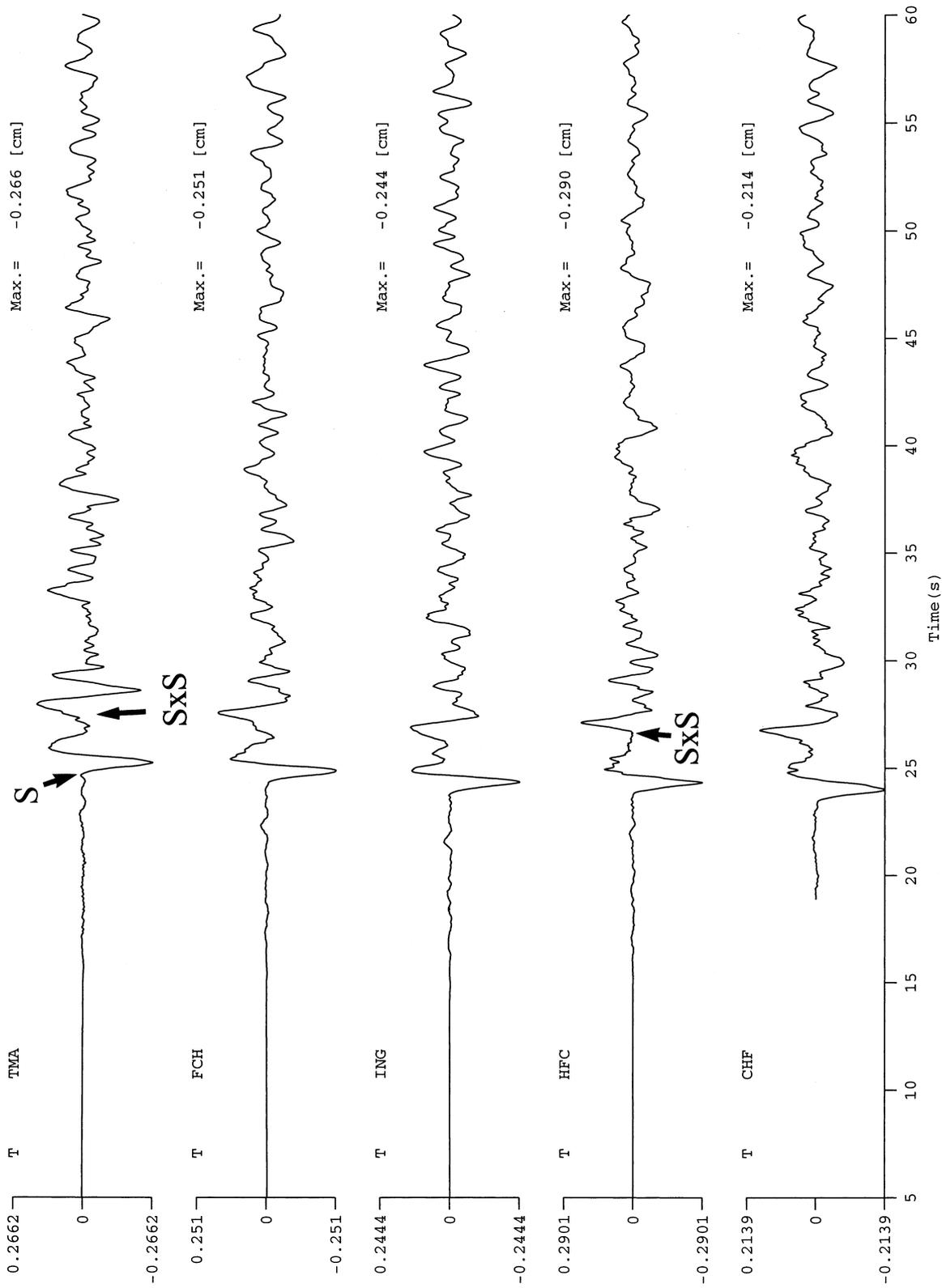


図5.3 (b) 茨城県南西部の地震(1996年12月21日)におけるTMA, FCH, ING, HFC及びCHF観測点の変位波(トランスバース方向成分)

Fig.5.3 (b) Transverse components of displacement seismograms obtained at the Fuchu array for the southeastern Ibaraki Prefecture earthquake of 21 December 1996.

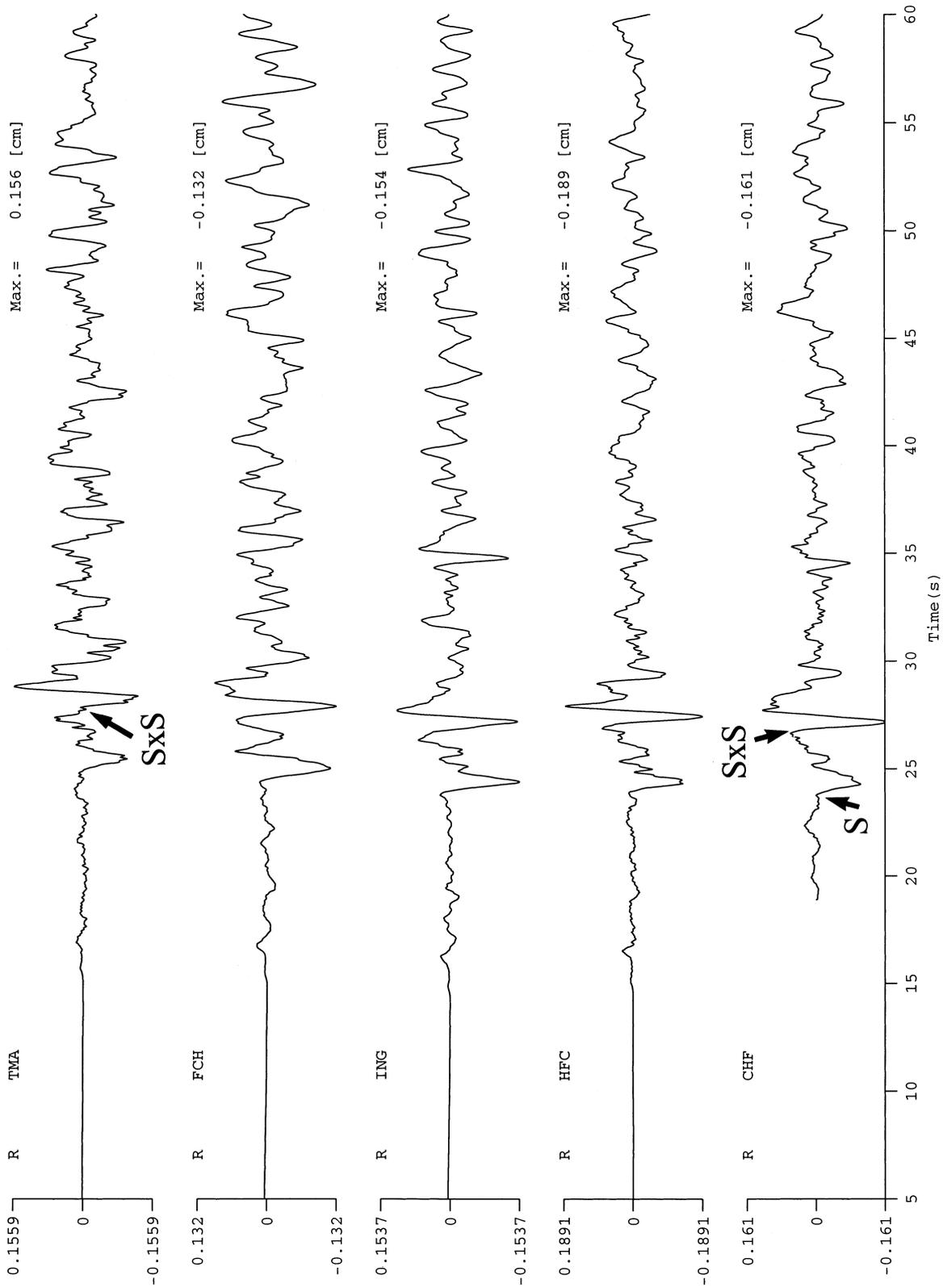


図5.3(c) 茨城県南西部の地震(1996年12月21日)におけるTMA, FCH, ING, HFC及びCHF観測点の変位波(方位方向成分)
 Fig.5.3 (c) Radial components of displacement seismograms obtained at the Fuchu array for the southeastern Ibaraki Prefecture earthquake of 21 December 1996.

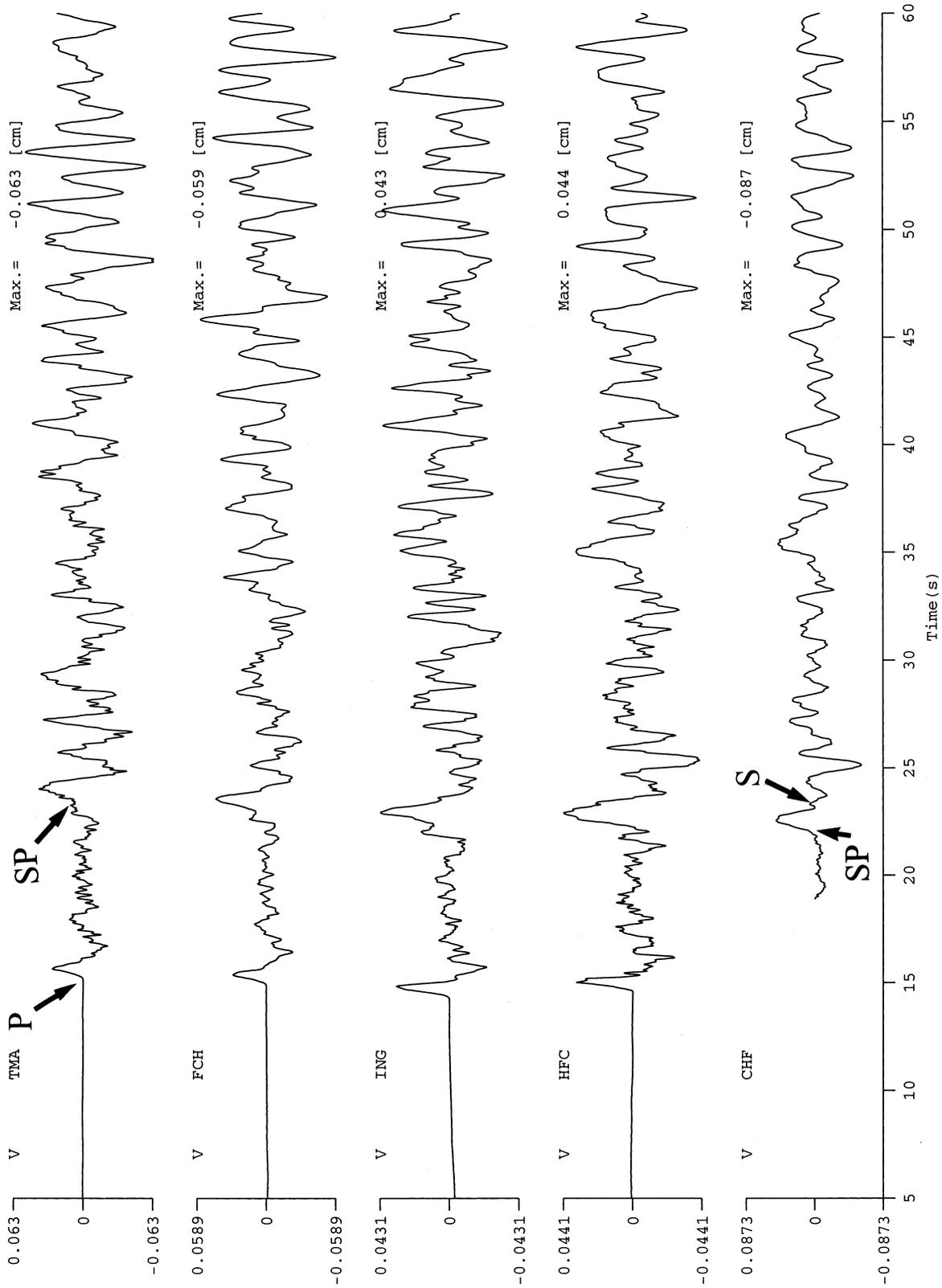


図5.3 (d) 茨城県南西部の地震(1996年12月21日)におけるTMA, FCH, ING, HFC及びCHF観測点の変位波(上下動方向成分)
 Fig.5.3 (d) Vertical components of displacement seismograms obtained at the Fuchu array for the southeastern Ibaraki Prefecture earthquake of 21 December 1996.

このSxS位相の記録は、府中群列観測及びK-NETの多摩地域を中心とする地域でしばしば観測される。次に示す例もその一つで、前の地震と同じ発生環境を持つプレート境界型地震である1989年2月19日の地震(M_{JMA} 5.6)における府中群列観測の記録である。地震の震央と観測点の位置関係は図5.4(a)に示すとおりである。SxS位相を含む図5.4(b)と(c)の記録は、各々、VS-355型速度計の記録を変位変換したトランス成分とテール成分の変位波形である。

関東地域下において、フィリピン海プレートは北米プレートの下に潜り込み、太平洋プレートと衝突している。SxS位相が出現する地震は、前2例の境界型地震のみではなく、フィリピン海プレートが太平洋プレートに衝突する領域で発生する逆断層型の地震においても府中群列観測記録に出現する。その一例として、1983年2月27日に発生した茨城県南部の地

震(M_{JMA} 6.0)における府中群列観測のトランス成分の群列記録を図5.5(b)に示す。この地震の震央と観測点の位置関係は図5.5(a)に示す通りである。図5.5(b)の記録は、VS-355型速度計の記録を変位に変換したものである。

反射波は、特に局所的な構造に支配される位相である。従って、その出現域も、ここで例示した反射波がせいぜい直径数10km域であったように、かなり地域限定型の位相となる。K-NETやKiK-NETが整備され、今後も様々な反射波が検出される可能性もあるが、その中には、地震被害をもたらす可能性を有する不幸な反射波もあり得よう。少なくとも、ここで例示した反射波SxSは、直達S波とほぼ同じ振幅特性を有し、結果としてS波の主要動継続時間を2倍に延ばしている。

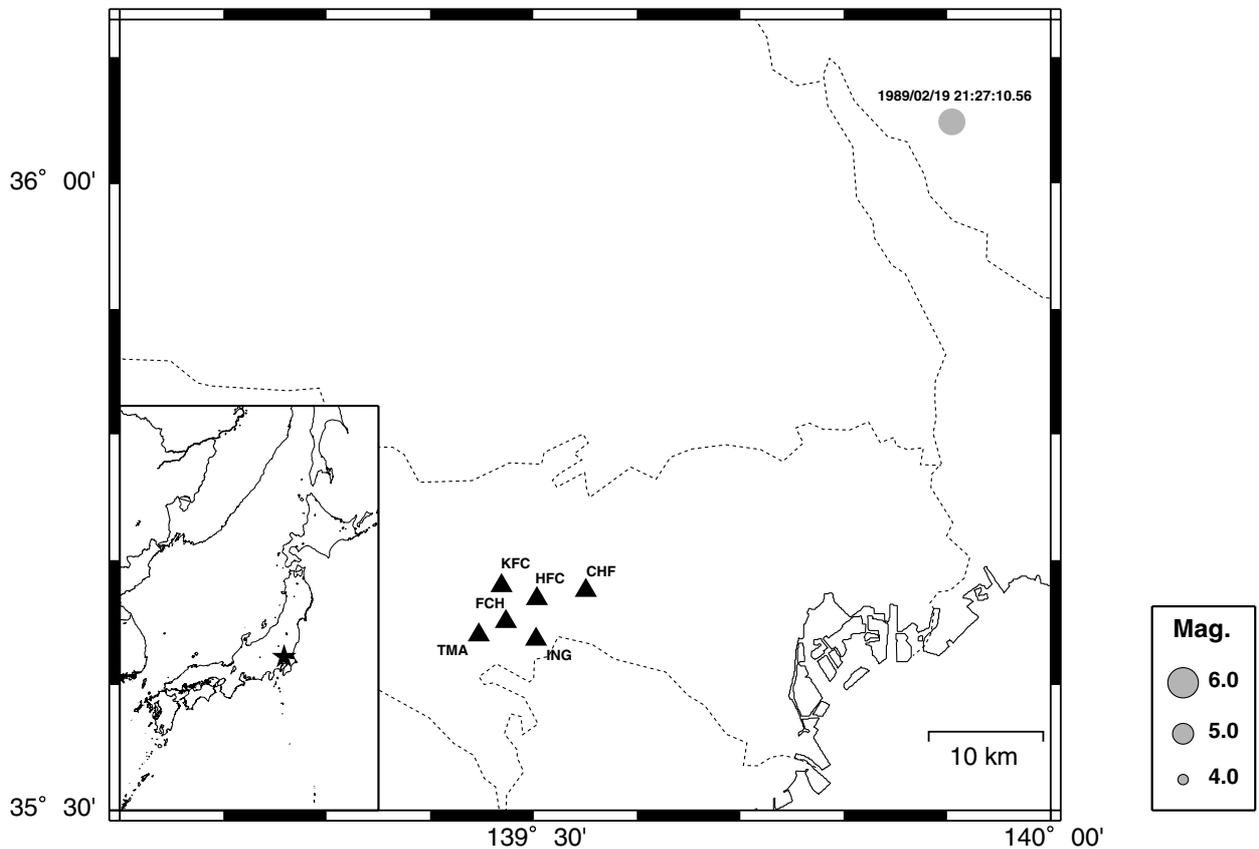


図5.4 (a) 1989年2月19日に発生した茨城県南西部の地震の震央と府中群列観測点の位置図

Fig.5.4 (a) Epicenter of the southeastern Ibaraki Prefecture earthquake of 19 February 1989 and the location of the Fuchu array.

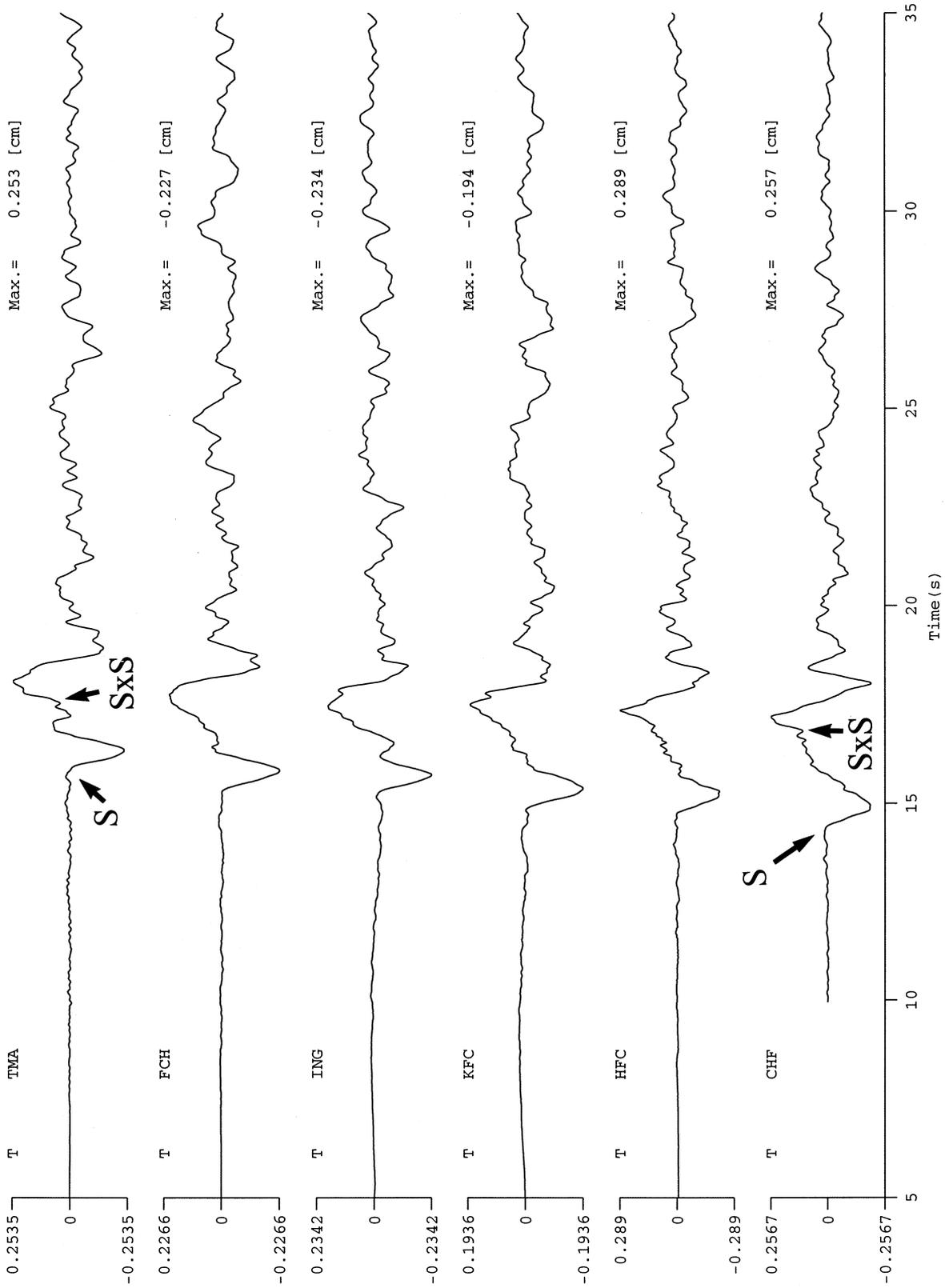


図5.4 (b) 茨城県南西部の地震(1989年2月19日)におけるTMA, FCH, ING, KFC, HFC及びCHF観測点の変位波(トランスバース方向成分)
 Fig.5.4 (b) Transverse components of displacement seismograms obtained at the Fuchu array for the southeastern Ibaraki Prefecture earthquake of 19 February 1989.

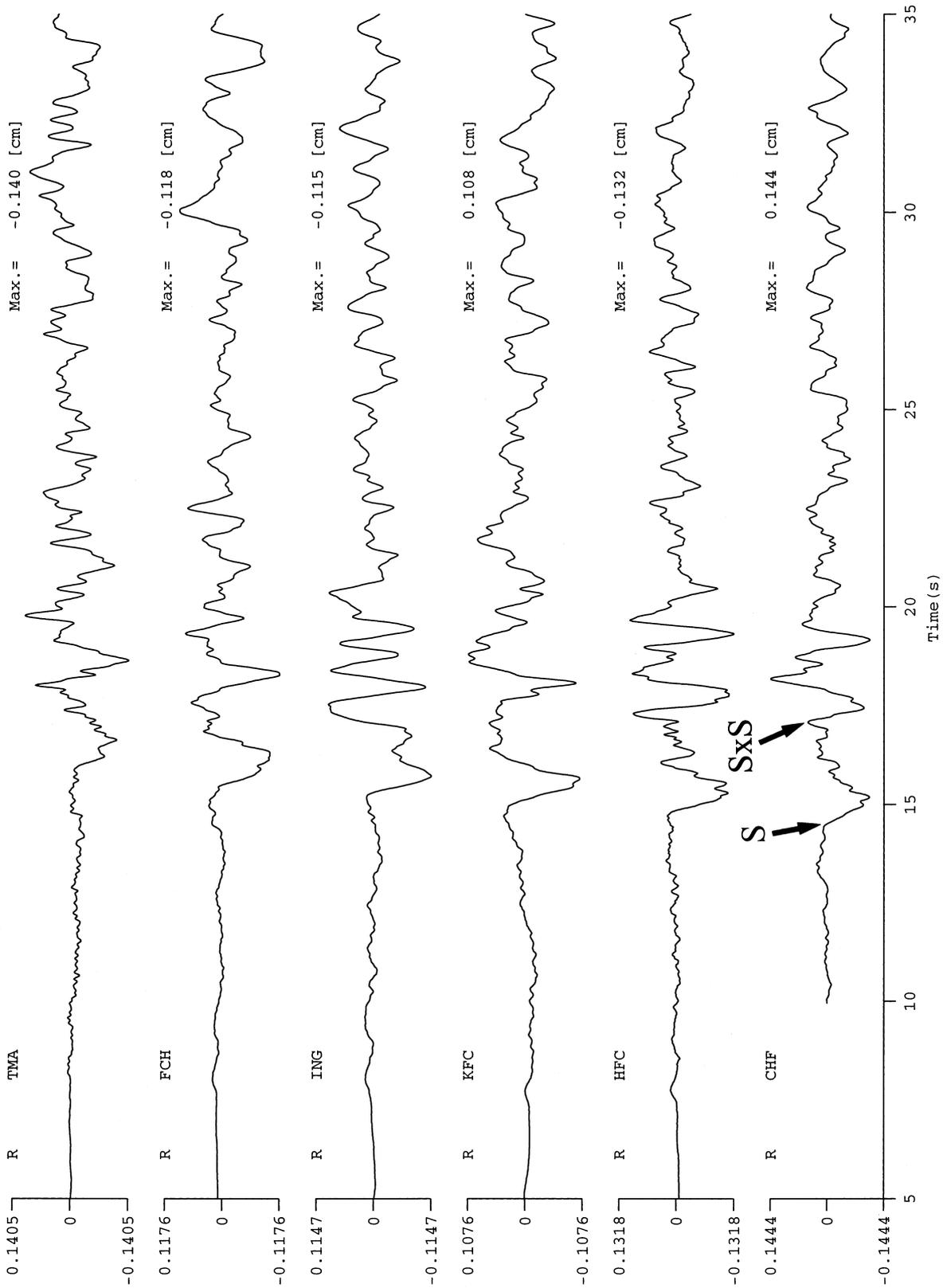


図5.4(c) 茨城県南西部の地震(1989年2月19日)におけるTMA, FCH, ING, KFC, HFC及びCHF観測点の変位波(テール方向成分)
 Fig.5.4(c) Radial components of displacement seismograms obtained at the Fuchu array for the southeastern Ibaraki Prefecture earthquake of 19 February 1989.

5.3 火山地帯の低インピーダンス体からの反射波

最近、幾つかの研究が、火山地帯に発生する地震からの射出波が、その下側に存在する低インピーダンス媒質の境界で反射して生じる反射波を報告している。この反射波は、反射境界における反射係数が明らかに1に近いほど明瞭な位相を地震記録上に残すものもある。反射体のインピーダンスの小ささを示すものである。ここでも、このような反射波に対して、SxSの記号を用いる事とする。

この様な発生環境から生じたSxS位相を示す最初の例として、1992年9月22日に足尾付近で発生した M_{JMA} 4.0の地震におけるAS2観測点の記録を示す。この地震は直達実体波の説明にも用いた地震であり、そこで例示した

3.1(d)と(e)の記録の中に、経験のある人ならば、SxS位相を見いだすことが出来るであろう。ここで示すAS2観測点は深さ15mの地中観測点であるが、地震の震央は位置関係は、既に図3.1で示した通りである。図5.6のAS2観測点の記録は、SA-355型加速度計の記録である。この地域で出現するSxS位相の説明に低インピーダンス媒質の存在を仮定することは間違いなからう。問題は、その物理的な正体であろう。

ところで、図5.6に示した直達S波部分は、図3.1(e)に示したAS3観測点のそれと同様に、単色振動に近い波束となっているのに気がつこう。

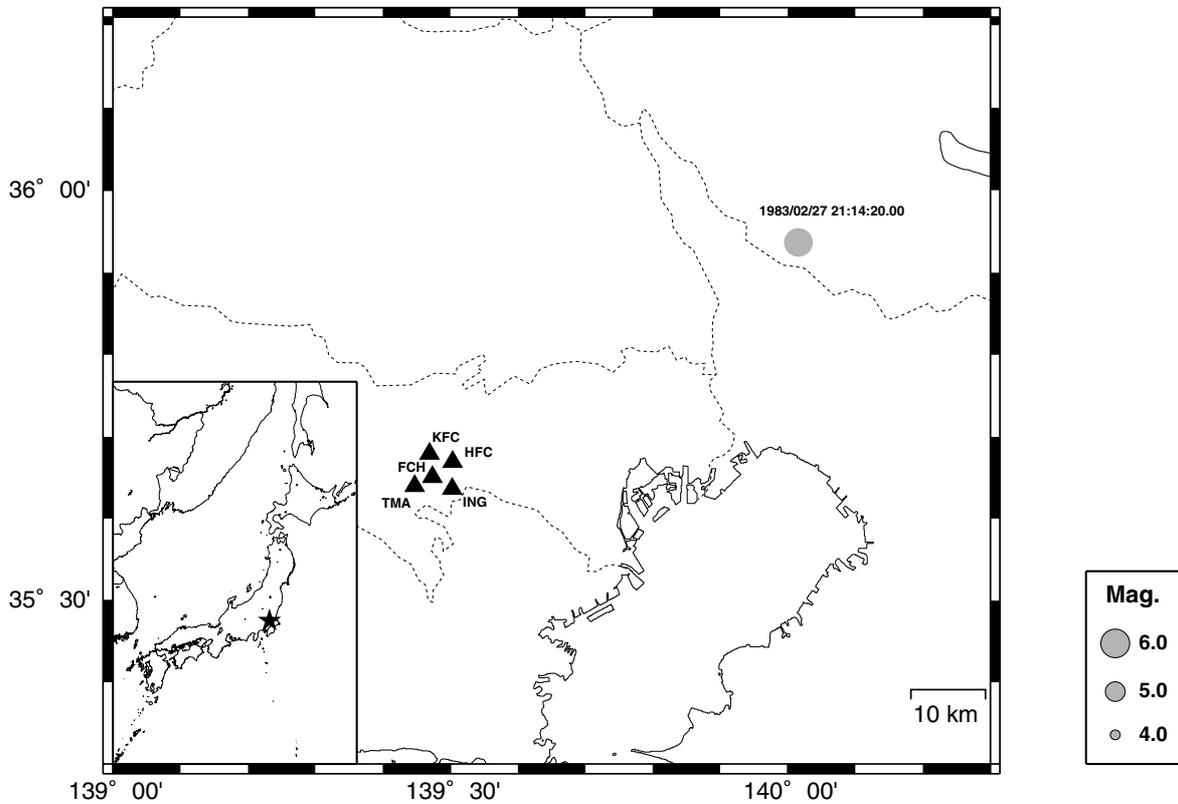


図5.5 (a) 1983年2月27日に発生した茨城県南部の地震の震央と府中群列観測点の位置図
 Fig.5.5 (a) Epicenter of the southern Ibaraki Prefecture earthquake of 27 February 1983 and the location of the Fuchu array.

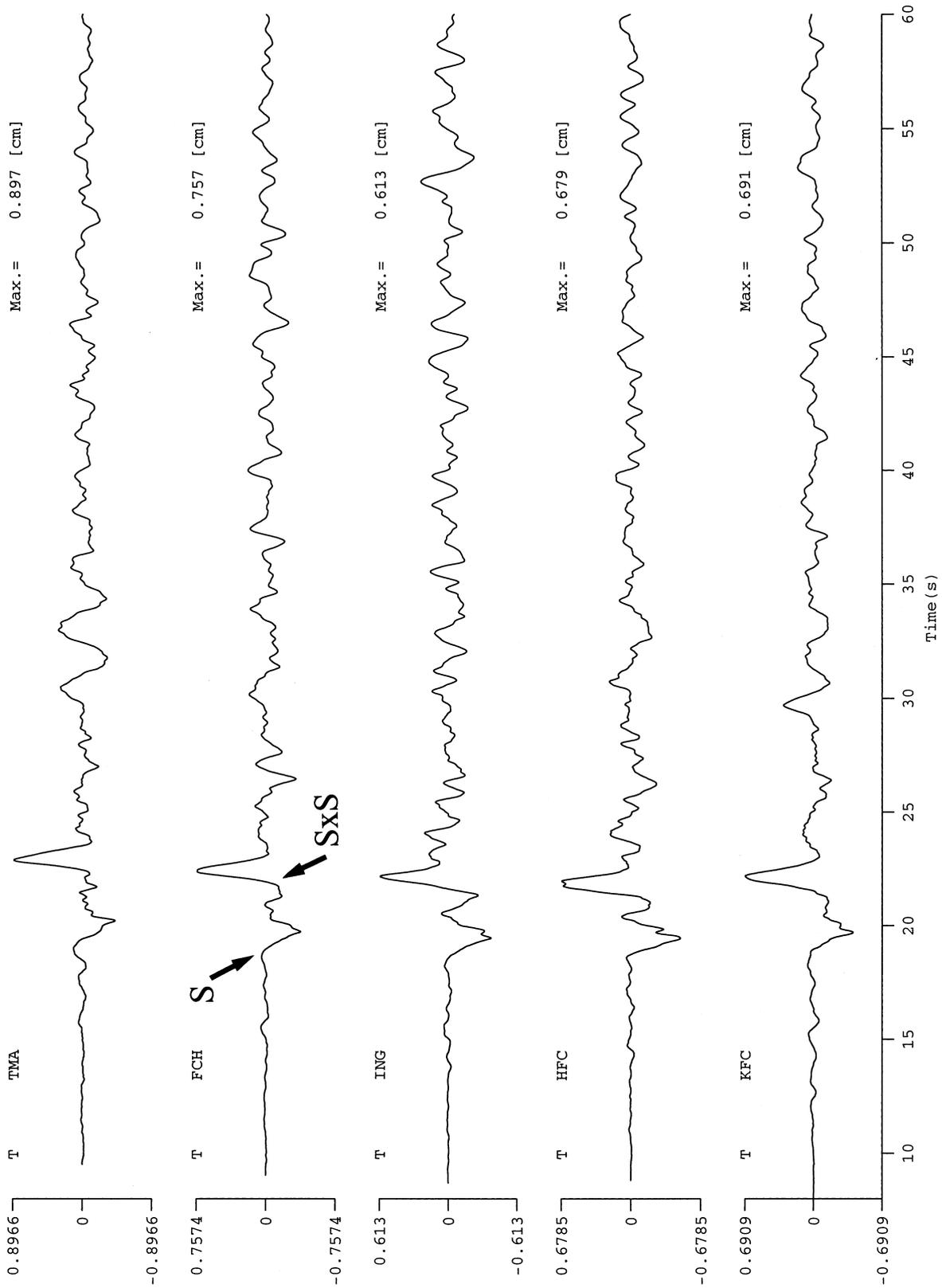


図5.5 (b) 茨城県南部の地震 (1983年2月27日) におけるTMA, FCH, ING, HFC及びKFC観測点の変位波(トランスバース方向成分)
 Fig.5.5 (b) Transverse components of displacement seismograms obtained at the Fuchu array for the southern Ibaraki Prefecture earthquake of 27 February 1983.

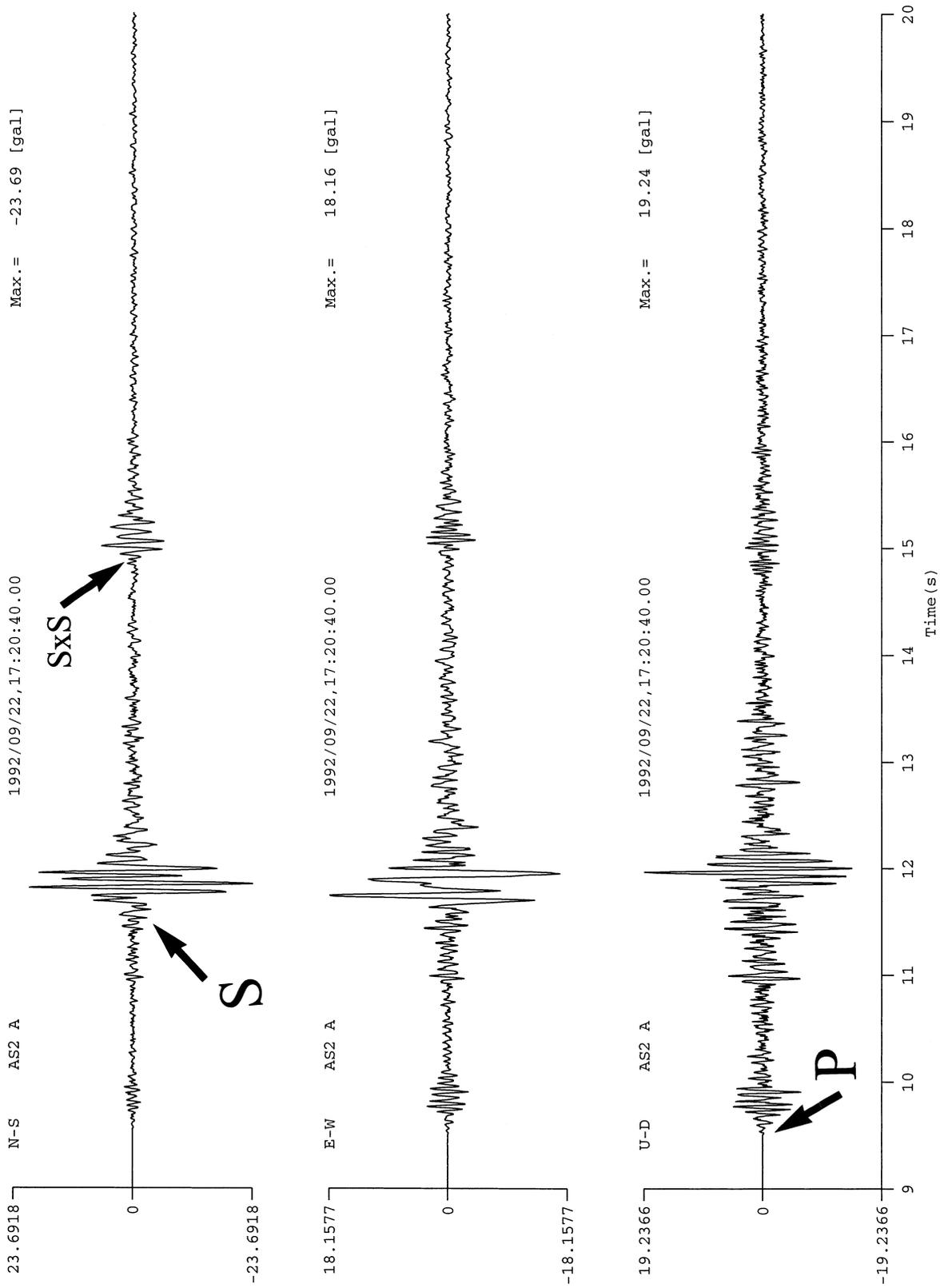


図5.6 1992年9月22日に発生した足尾付近の地震におけるAS2観測点の加速度波(上から, NS, EW及びUD方向成分)
 Fig.5.6 Acceleration seismogram obtained at the AS2 site for the near Ashio earthquake of 22 September 1992. (Top) NS, (middle) EW and (bottom) UD-components.

足尾群列観測で得られたSxS位相の例をもう一つ示す。これは、1998年6月2日に発生した M_{JMA} 3.3の小さな地震における記録である。地震の震央と足尾群列観測の各観測点の位置関係は、**図5.7(a)**に示す通りである。得られた記録は、**図5.7(b)**、**(c)**、及び**(d)**に示すNS、EW及びUD成分である。特に、NS成分記録である**図5.7(b)**においてSxS相を見いだすことが出来る。

5.4 海面からの反射波

この反射波の例は少し特殊である。今まで扱った反射波は、地震計が地表もしくは地中に設置された時に得られた地震記録に現れたものである。ここで示す反射波は、海底に地震計を設置した時、地震記録上に出現するものである。海底に設置された地震計の記録では、直達実体波が到着した後、海水中をP波のみが伝播し、海面において反射した後、再び海底へ反射波PRとして戻ってくるのが記録される。従って、海面からの反射波は、上下動成分に明瞭に出現する。時に、海面と海底間を繰り返し反射伝播することもある。

この様なP波の海面での反射波の例を示そう。ここで示す地震記録は、神奈川県平塚市から房総半島の先端部まで敷設した海底ケーブルに接続された海底地震計で得られた

記録であり、観測点とここで用いる地震の震央との位置関係を**図5.8(a)**に示す。地震は、海底ケーブルに沿ってほぼ直線上に配置された6観測点(KNG201~KNG206)の中央で2001年2月25日に発生した M_{JMA} 4.3の地震であり、震源深さ28kmである。この海底地震観測では、2種類の地震計が用いられているが、強震観測用としては、速度検出速度帰還型の負帰還型3成分加速度計が割り当てられている。加速度計を含めて、24ビット型A/D変換器を有する記録系は、平坦周波数域0.1Hz~30Hz、最大測定加速度500galの測定域を有し、200Hzの標本化周波数で記録が蓄積されている。また、個々の加速度計の設置方位は、水平方向がケーブル敷設方向(H1)とその直交方向(H2)であり、残りが上下動方向である。

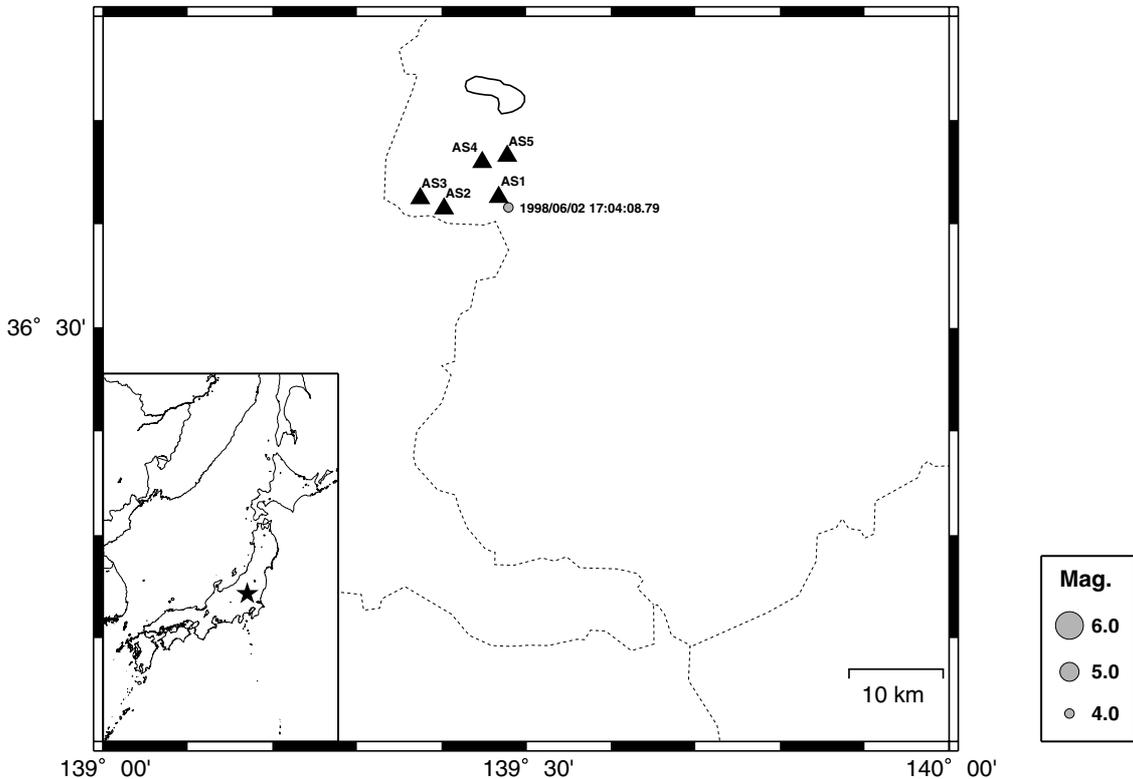


図5.7 (a) 1998年6月2日に発生した足尾付近の地震の震央と足尾群列観測点の位置図
Fig.5.7 (a) Epicenter of the near Ashio earthquake of 2 June 1998 and the location of the Ashio array.

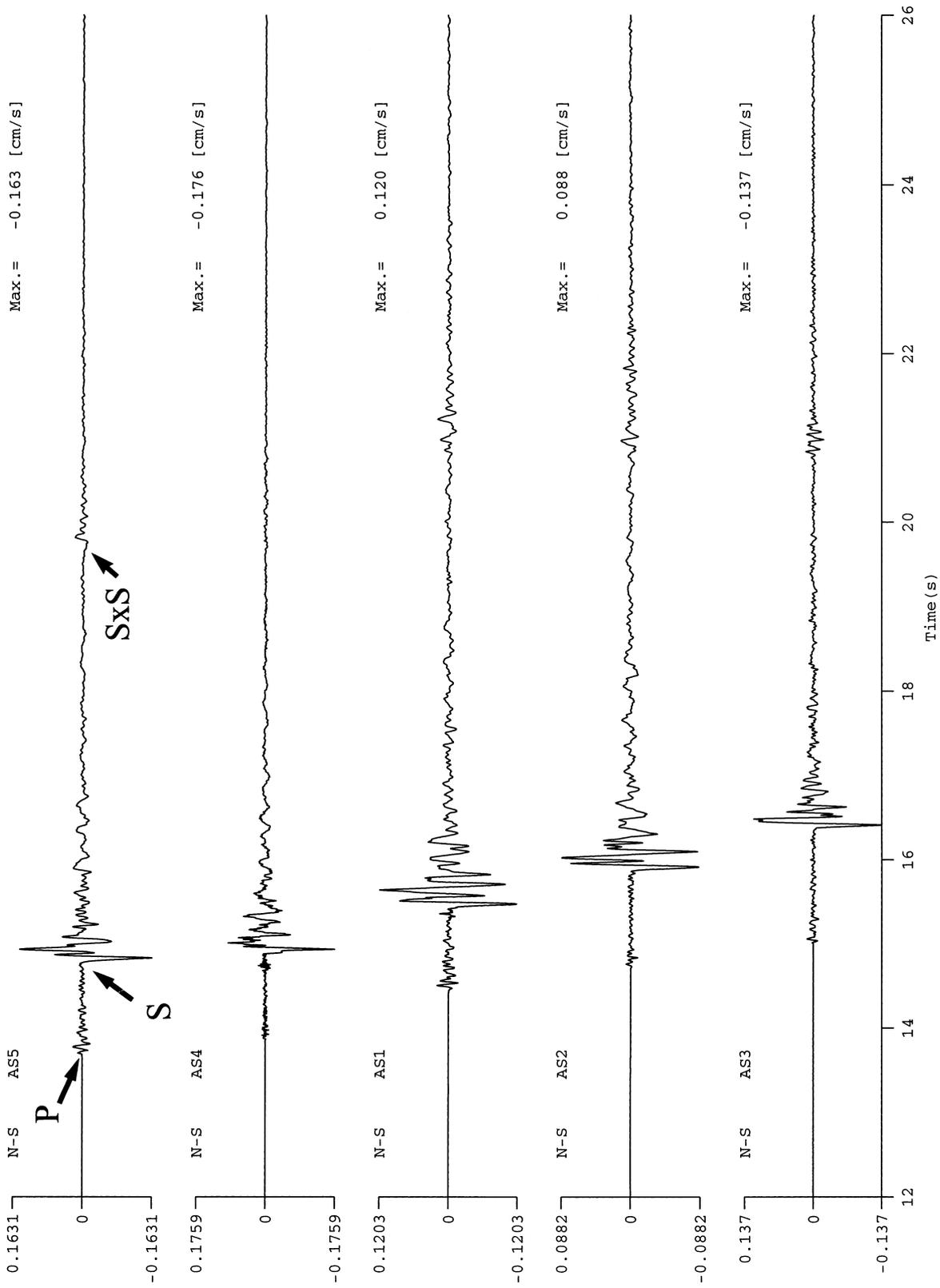


図5.7 (b) 足尾付近の地震(1998年6月2日)におけるAS1, AS2, AS3, AS4及びAS5観測点のNS成分方向加速度波
 Fig.5.7 (b) NS-components of velocity seismograms obtained at the Ashio array for the near Ashio earthquake of 2 June 1998.

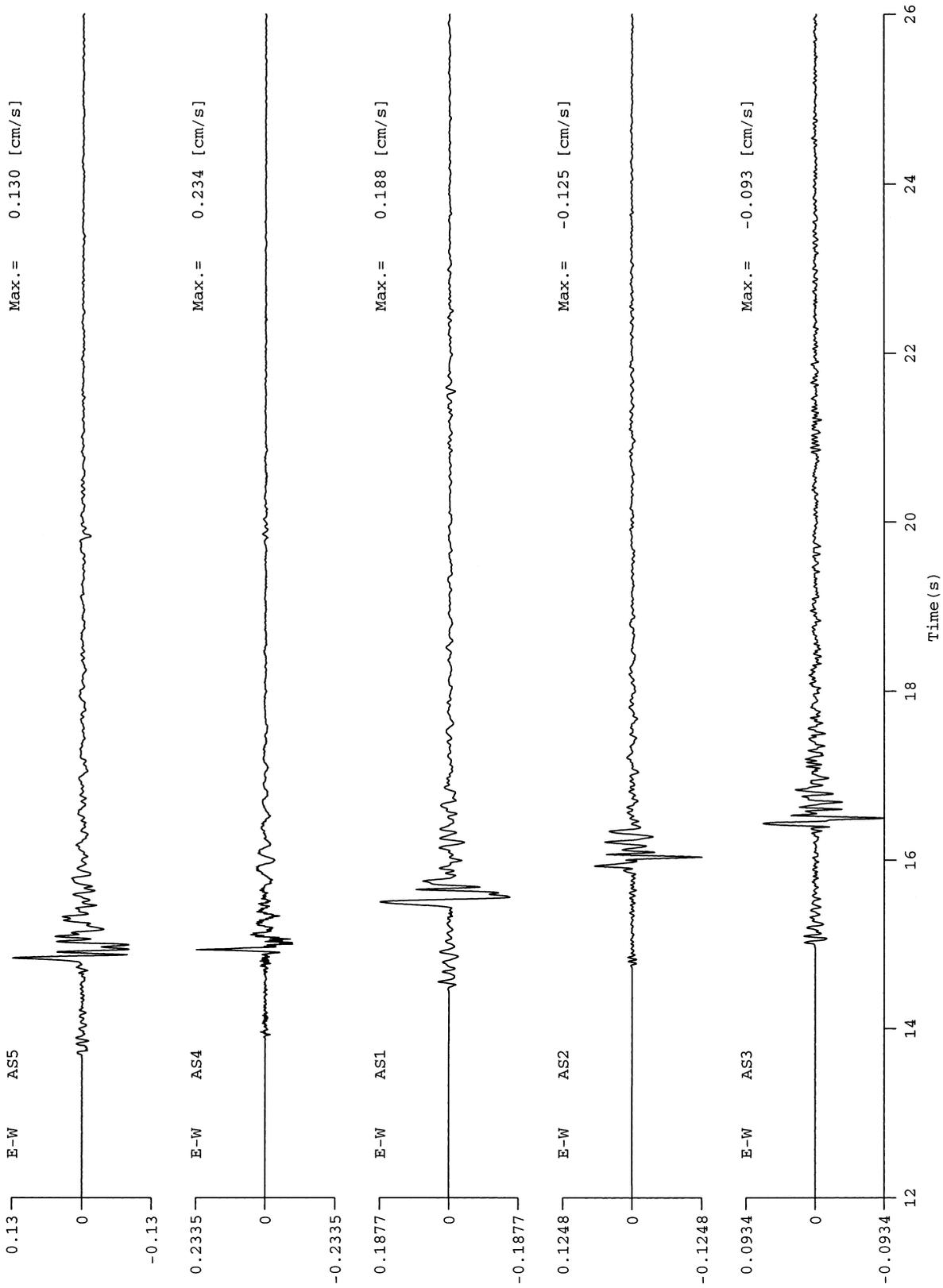


図5.7(c) 足尾付近の地震(1998年6月2日)におけるAS1, AS2, AS3, AS4及びAS5観測点のEW成分方向加速度波
 Fig.5.7 (c) EW-components of velocity seismograms obtained at the Ashio array for the near Ashio earthquake of 2 June 1998.

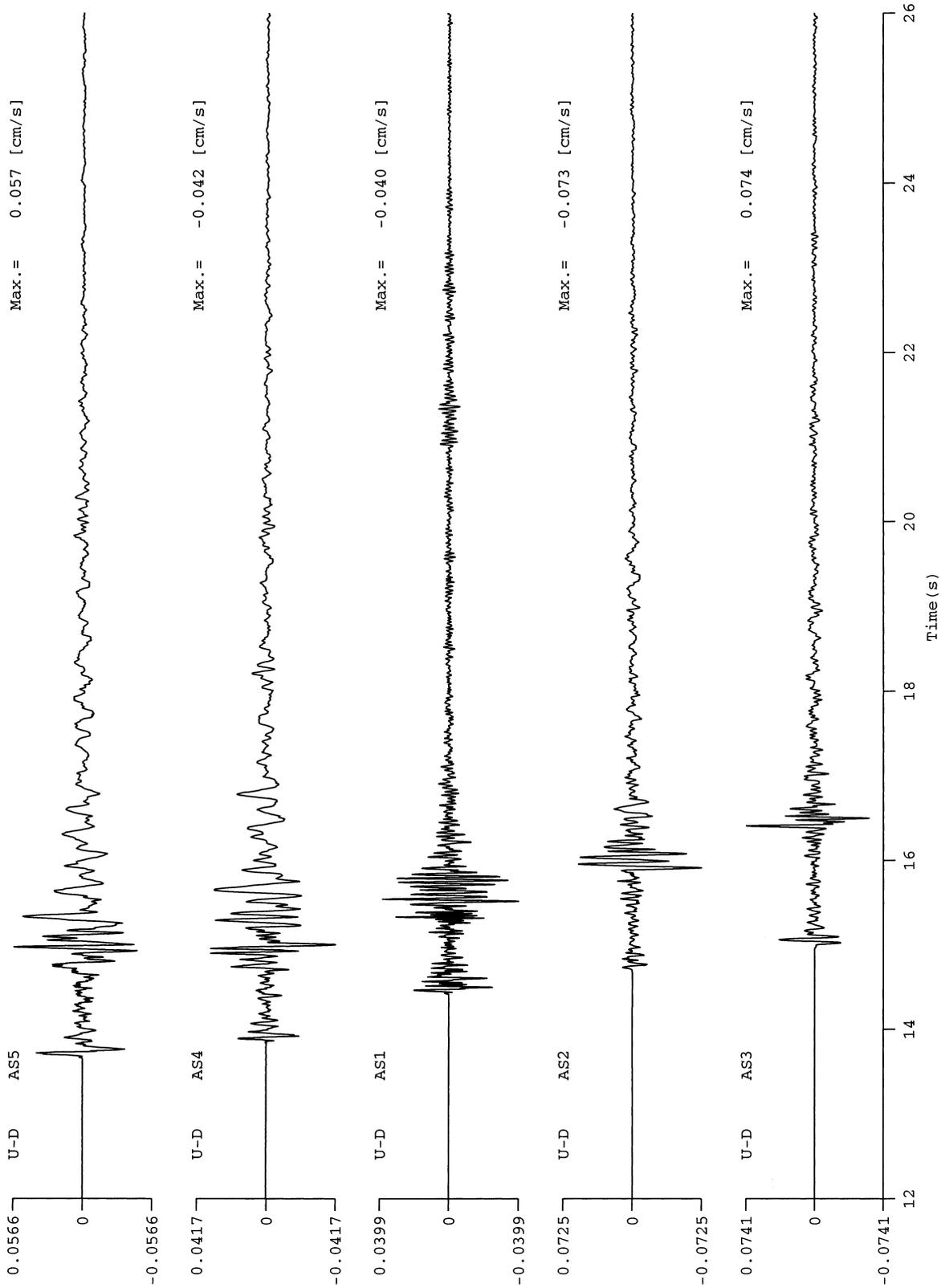


図5.7 (d) 足尾付近の地震(1998年6月2日)におけるAS1, AS2, AS3, AS4及びAS5観測点のUD成分方向加速度波
 Fig.5.7 (d) Vertical-components of velocity seismograms obtained at the Ashio array for the near Ashio earthquake of 2 June 1998.

図5.8(b)は、KNG205観測点で得られた加速度記録を速度記録に変換した図である。この観測点では、海面下1,486mの深さに加速度計が設置されている。図中の上下動成分記録中で、PRと示した位相が海面からの反射P波である。P波とPR波の比較、および、加速度計の設置深さとPR波の出現時間を考えれば、PR波は直達P波が海面で反射したものであることが判ろう。次に、図5.8(c)に、KNG201~KNG206観測地点の上下動成分のみを、速度記録に変換して示す。図5.8(b)と(c)より、2つの事が言えよう。一つは、PR波が常に明瞭に記録されるものではないという事である。図5.8(c)に示した6観測点の上下動成分において、PRの位相を明瞭に読みとれるのは4観測地点だけである。KNG202とKNG204観測点の記録を単独で示された時、PR波の存在を示すのは神業であろう。他の注目すべき点は、ここでは図5.8(b)のみしか示さなかったが、直達P波の上下動成分が、水平成分と比較して振幅が大きい事である。即ち、海底地震計への直達P波は、ほぼ鉛直に入射している事である。これに対し、直達S波の振幅は全く逆となっている。

さて、図5.8(e)で、KNG201観測点で得られた上下動成分に注目しよう。この記録では、直達P波とPR波、および、PR波と直達S波の間に明瞭な位相を見いだす事が出来よう。特に、直達S波の直前の位相は振幅も大きく、直達S波に類似した波形を示している。従って、この位相は、海底で直達S波がP波に変換したSP変換波であろう。SP変換波に関しては、次の6.変換波で述べる事とする。なお、直達P波の後に続く位相は不明である。

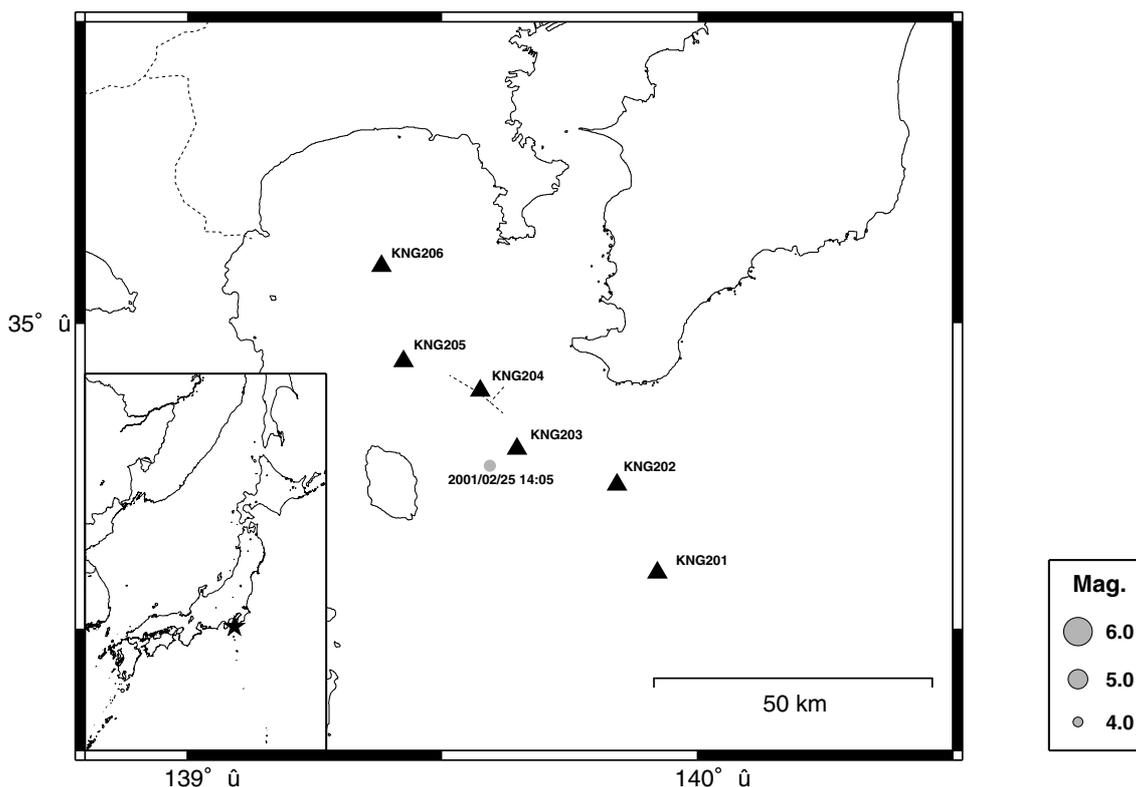


図5.8 (a) 2001年2月25日に発生した三浦半島沖の地震の震央と平塚沖に敷設した海底地震計の位置図

Fig.5.8 (a) Epicenter of the off Miura Peninsula earthquake of 25 February 2001 and the locations of ocean bottom seismographs.

KNG2050102251405

KNG205 2001/02/25 14:05:37

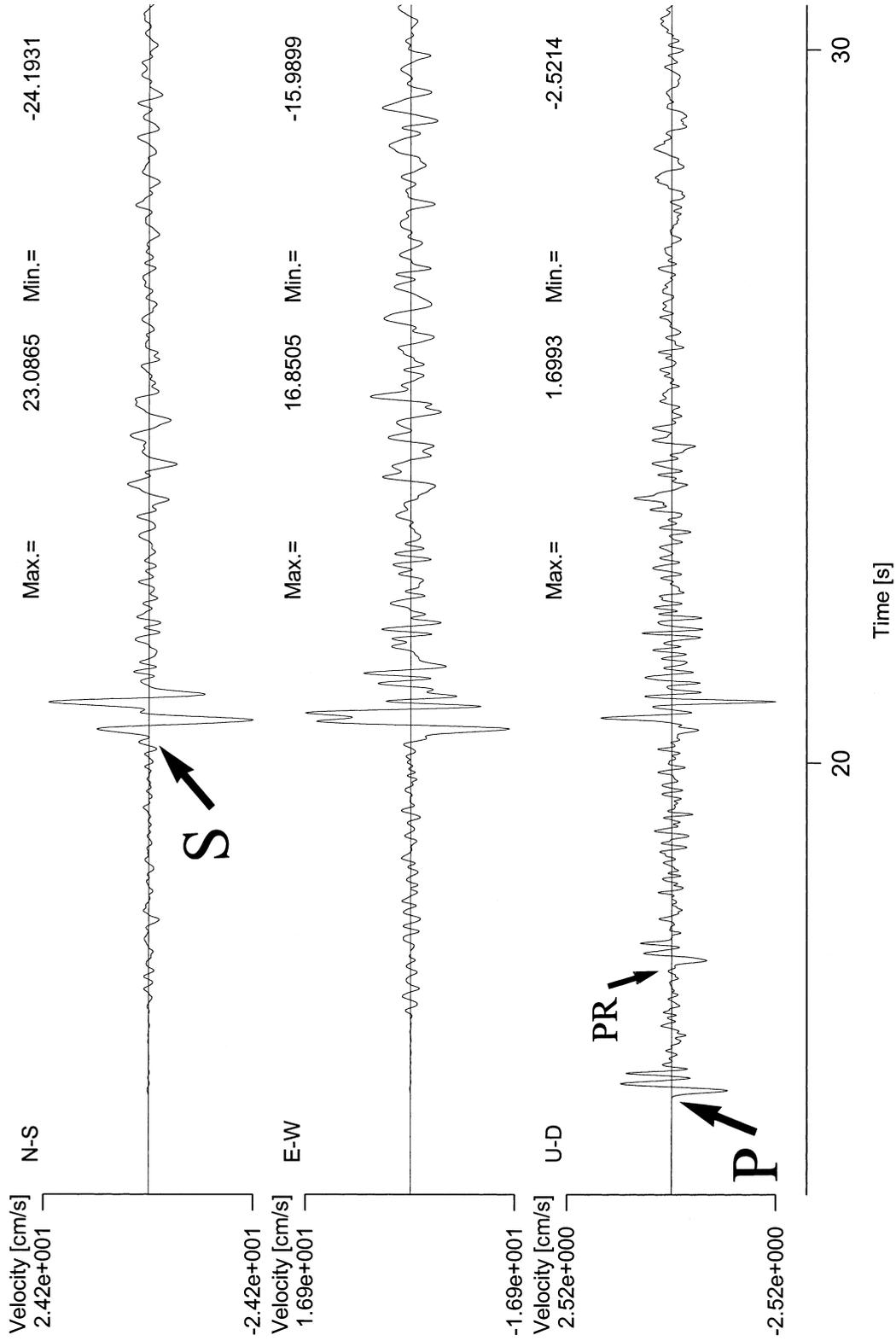


図5.8 (b) 三浦半島沖の地震(2001年2月25日)におけるKNG205観測点の速度波(上から, NS, EW及びUD方向成分)

Fig.5.8 (b) Velocity seismogram obtained at the KNG205 site for the off-Miura Peninsula earthquake of 25 February 2001. (Top) NS, (middle) EW and (bottom) UD-components.

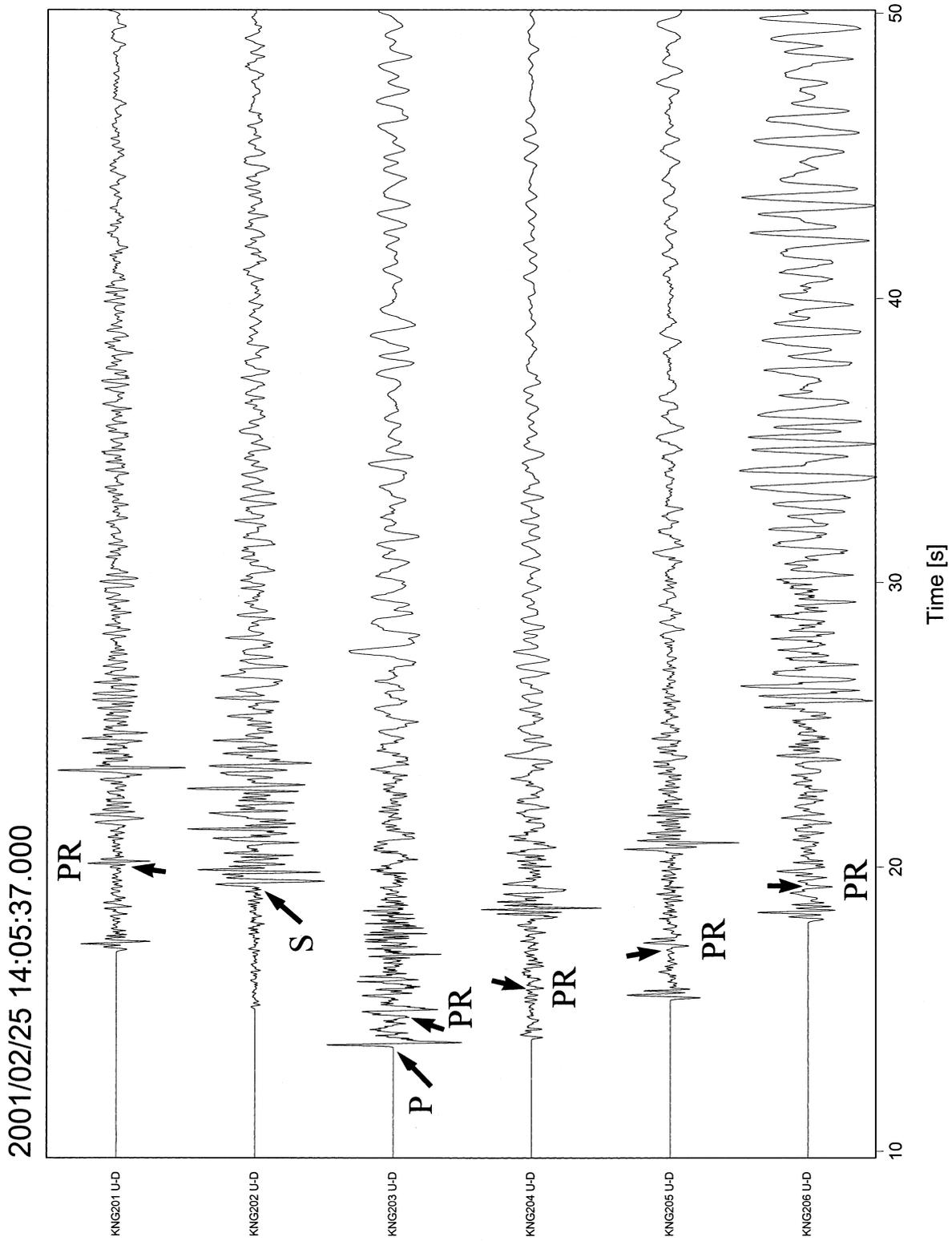


図5.8 (c) 三浦半島沖の地震(2001年2月25日)における海底地震計群の上下動方向速度波
 Fig.5.8 (c) Vertical components of velocity seismograms obtained at the ocean bottom array seismographs shown in Fig.5.8 (a) for the off Miura Peninsula earthquake of 25 February 2001.

6. 変換波

反射波と同じように、変換波もまた地下構造を知る上で有用な位相である。変換波には様々なものがあるが、その代表的なものはSP変換波とPS変換波である。特に、SP変換波は基となるSV波の「初相」がP波と比べて大きいため、PS変換波と比較して多くの観測機会を産んでいる。この資料では、SP変換波に限定して、府中群列観測で得られた生成環境の異なる2種類のSP変換波を示す。

6.1 堆積層-基盤境界で励起されるSP変換波

近地地震の記録に出現する機会の多い変換波は、堆積層-基盤境界で変換されるSP変換波である。これは、図2.3(d)に例示したように、SV波がSP変換波に変換されるものであり、主に、上下動成分上に出現し、直達SH波の直前に記録される。一例を、1989年10月14日に三浦半島沖で発生した M_{JMA} 5.7の地震において、府中地中群列観測で得られた群列記録を用いて示そう。地震の震央と府中観測施設との位置関係は、図6.1(a)に示す通りである。得られた府中群列記録の中で、図6.1(d)に示す上下動成分の群列記録は、堆積層厚がおよそ2 kmのこの地域で、基盤

境界から生成されるSP変換波がSV波と分離して記録される様子をあからさまに示している。これらの群列記録は、各観測井孔底と地表にV401加速度計を用いて観測したものである。堆積層-基盤系境界で生成されるSP変換波は、当然の事ながらその直下の構造に支配され、記録の機会に差が生じるのが実情である。関東地域で言えば、川崎から府中に至る多摩川沿いの観測点ではこの種のSP変換波が効率よく観測される。また、この地域では堆積層を伝播する波の様子も群列観測記録上で明瞭である。また、上下動成分の群列記録に加えて、トランスバース方向及びディアル方向の群列記録が、各々、図6.1(b)及び(c)に示されている。図中、直達S波が、3.の実体波のところの説明したと同様に、堆積層-基盤系を伝播して行く有様を明瞭に観察される事が判ろう。

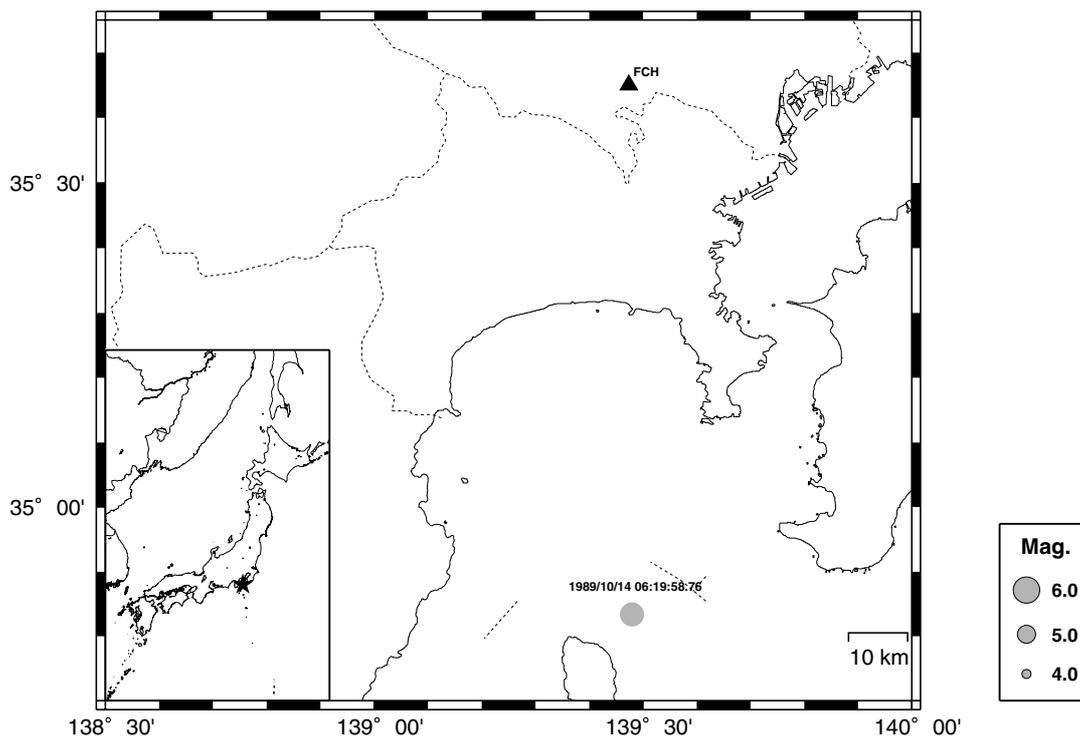


図6.1 (a) 1989年10月14日に発生した三浦半島沖の地震の震央とFCH観測点の位置図

Fig.6.1 (a) Epicenter of the off Miura Peninsula earthquake of 14 October 1989 and the location of FCH site.

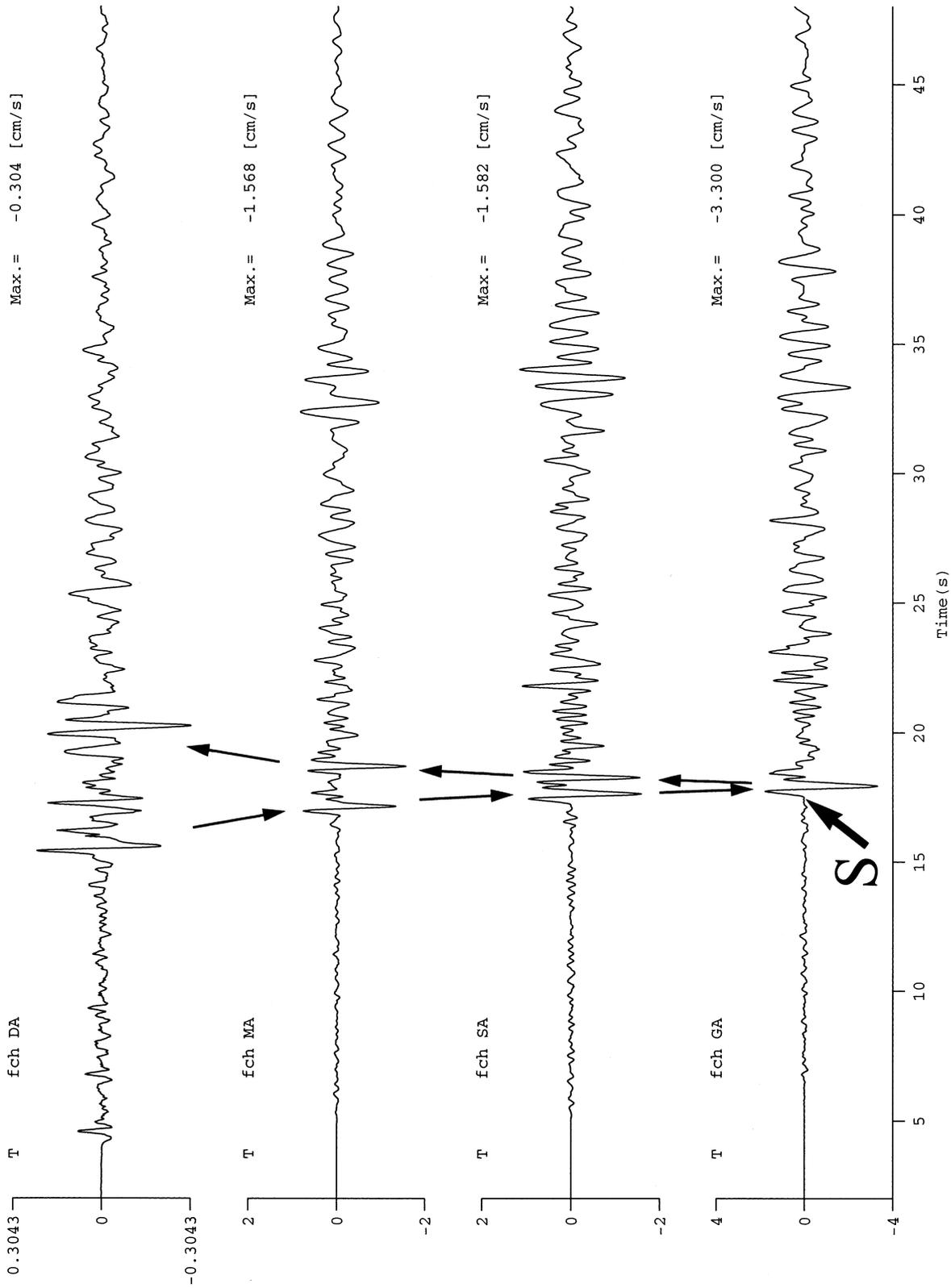


図6.1 (b) 三浦半島沖の地震(1989年10月14日)における府中地中群列観測網のトランスバース方向速度波(上から, 2,750m井, 500m井, 146m井及び地表)
 Fig.6.1 (b) Transverse components of velocity seismograms obtained at the Fuch borehole array for the off Miura Peninsula earthquake of 14 October 1989. (Top) Velocity seismogram obtained at a depth of 2,750 m. (Middle) Velocity seismograms obtained at depths of 500 m (MA) and 145 m (SA). (Bottom) Velocity seismogram obtained on a free surface.

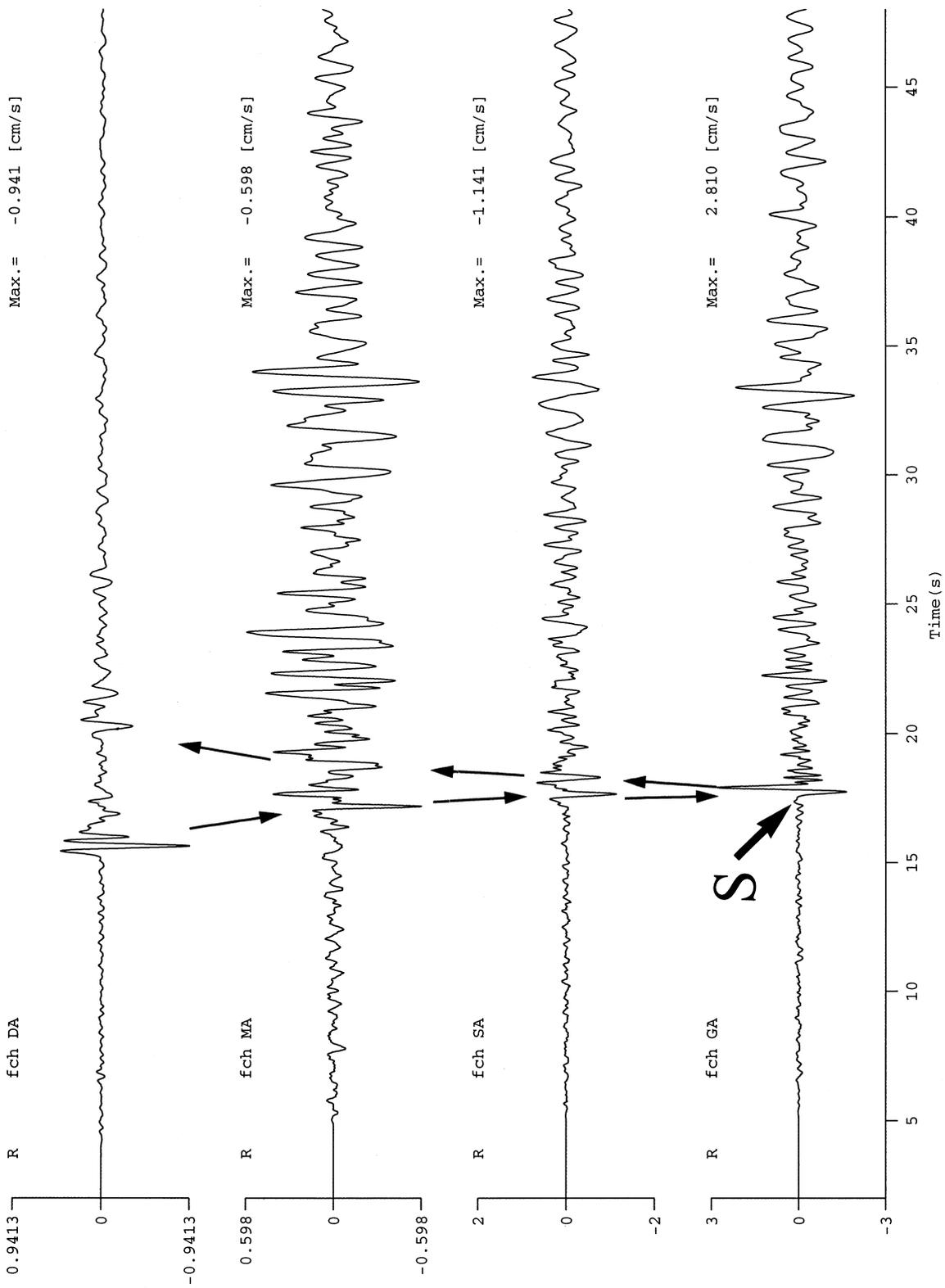


図6.1 (c) 三浦半島沖の地震(1989年10月14日)における府中地中群列観測網のフチ方向速度波(上から、2,750m井, 500m井, 146m井及び地表)
 Fig.6.1 (c) Radial components of velocity seismograms obtained at the Fuchu borehole array for the off Miura Peninsula earthquake of 14 October 1989. (Top) Velocity seismogram obtained at a depth of 2,750 m. (Middle) Velocity seismograms obtained at depths of 500 m (MA) and 145 m (SA). (Bottom) Velocity seismogram obtained on a free surface.

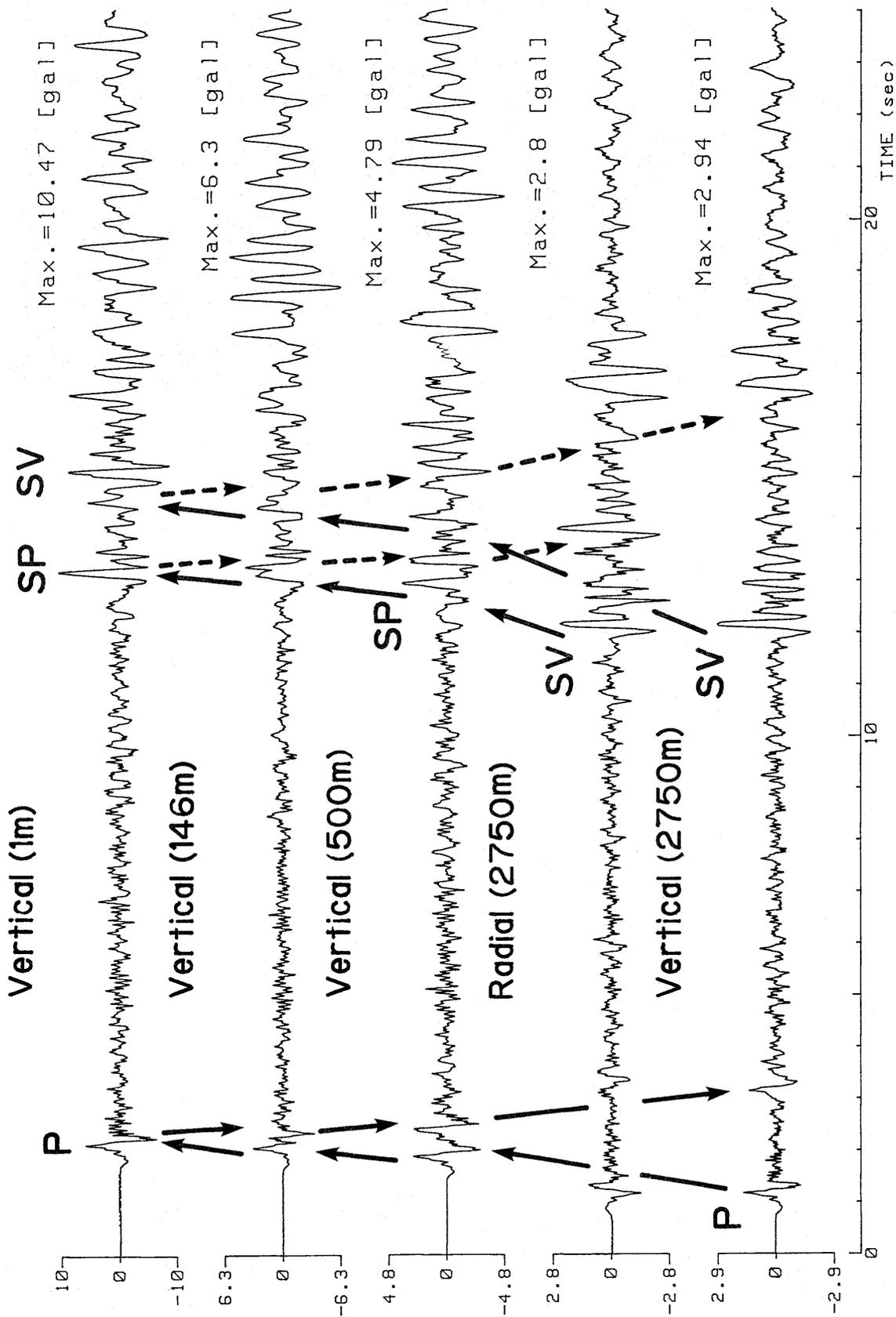


図6.1 (d) 三浦半島沖の地震(1989年10月14日)における府中地中群列観測網の上下動方向加速度波(上から、2,750m井、500m井、146m井及び地表)

Fig.6.1 (d) Vertical components of acceleration seismograms obtained at the Fuchu borehole array for the off Miura Peninsula earthquake of 14 October 1989. (Top) Acceleration seismogram obtained on a free surface. (Middle) Acceleration seismograms obtained at depths of 500 m and 145 m. (Bottom) Acceleration seismogram obtained at a depth of 2,750 m.

少し大きな地震の記録において、直達S波の直前に最大震幅を持つような上下動の記録を得ることがある。そして、これが、堆積層-基盤系で生成されたSP変換波の寄与による事が明らかな時もある。関東地域中央部において、堆積層を通過するP波とS波のone-way timeは、いずれも、数秒程度であるため、直達S波とSP変換波が少し大きな地震では重なってしまう。これは、堆積層厚のより薄い地域では顕著である。例えば、1995年の神戸地震の余震において、東灘地域で記録された上下動成分の記録では、上下動の最大震幅がSP位相である事が数多く観測されている(木下・他, 1996)。神戸の地震の余震観測では、SP変換波が頻繁に観測されたが、同じような事情はウツクス地震においても見られたという。しかしながら、SP変換波の出現を時系列的に扱った話はない。少なくとも、本震の前にSP変換波を頻繁に観測している報告はない。

6.2 プレート境界において励起されるSP変換波

Moho面より深い所に震源を持つ地震の記録では、上下動成分にしばしばSP位相を観測する事が出来る(図5.3(d)参照)。Moho面の上部に存在するプレートの上部境界で生成されるというSP変換波である。一例を示そう。1988年3

月18日に発生した東京都東部の地震(M_{JMA} 6.0)は、震源の深さがおおよそ90kmである。この地震において、府中群列観測の上下動成分にはSP変換波を見いだすことが出来る。地震の震央と観測点の位置関係は、図6.2(a)に示す通りである。この当時、府中群列観測では、地表での観測にVS-355型速度計が用いられていた。この地表群列観測で得られた速度記録を変位記録に変換し、NS、EW及びUDの成分毎に分けて表示したものが、各々、図6.2(b)、(c)及び(d)である。これらの図の中で、上下動成分記録の直達P波と水平成分の直達S波は、断層モデルから期待されるような綺麗な π 波波形となっている。SP変換波は、図6.2(d)の上下動記録で検出することが出来、直達S波はぼやけているが、プレート上面境界で生成されたSP位相が明瞭に読みとれよう。

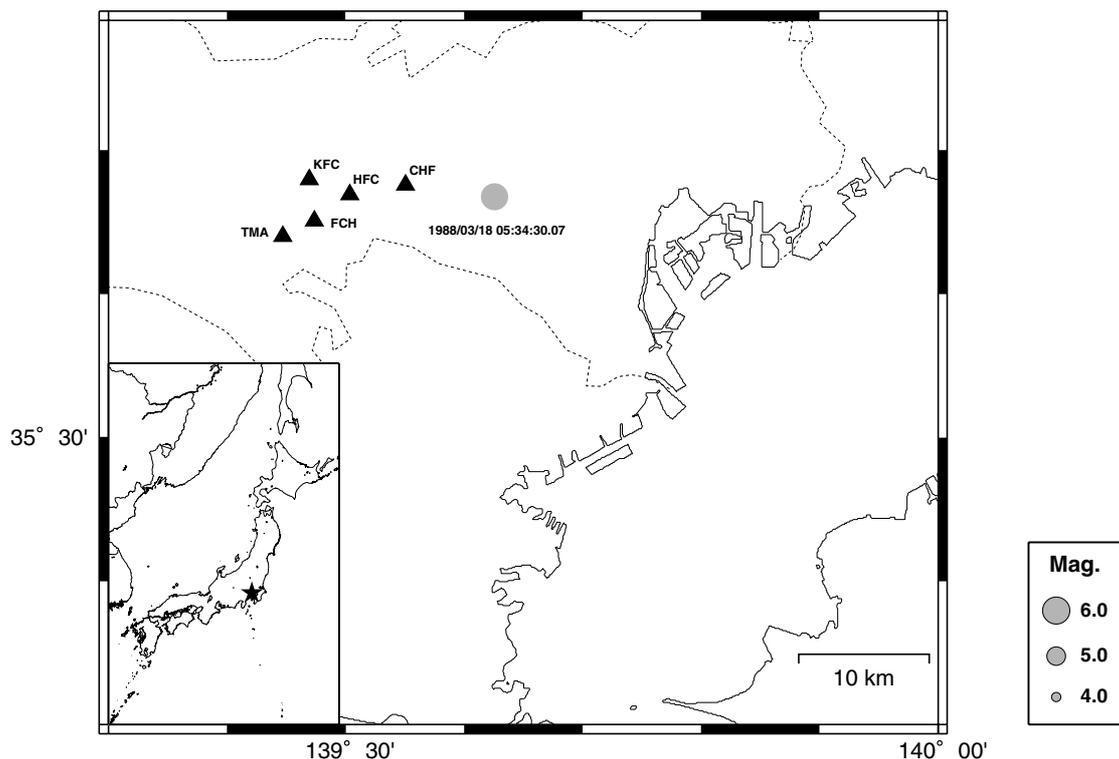


図6.2 (a) 1988年3月18日に東京都東部で発生した地震の震央と府中群列観測点の位置図

Fig.6.2 (a) Epicenter of the eastern Tokyo earthquake of 18 March 1988 and the location of the Fuchu array.

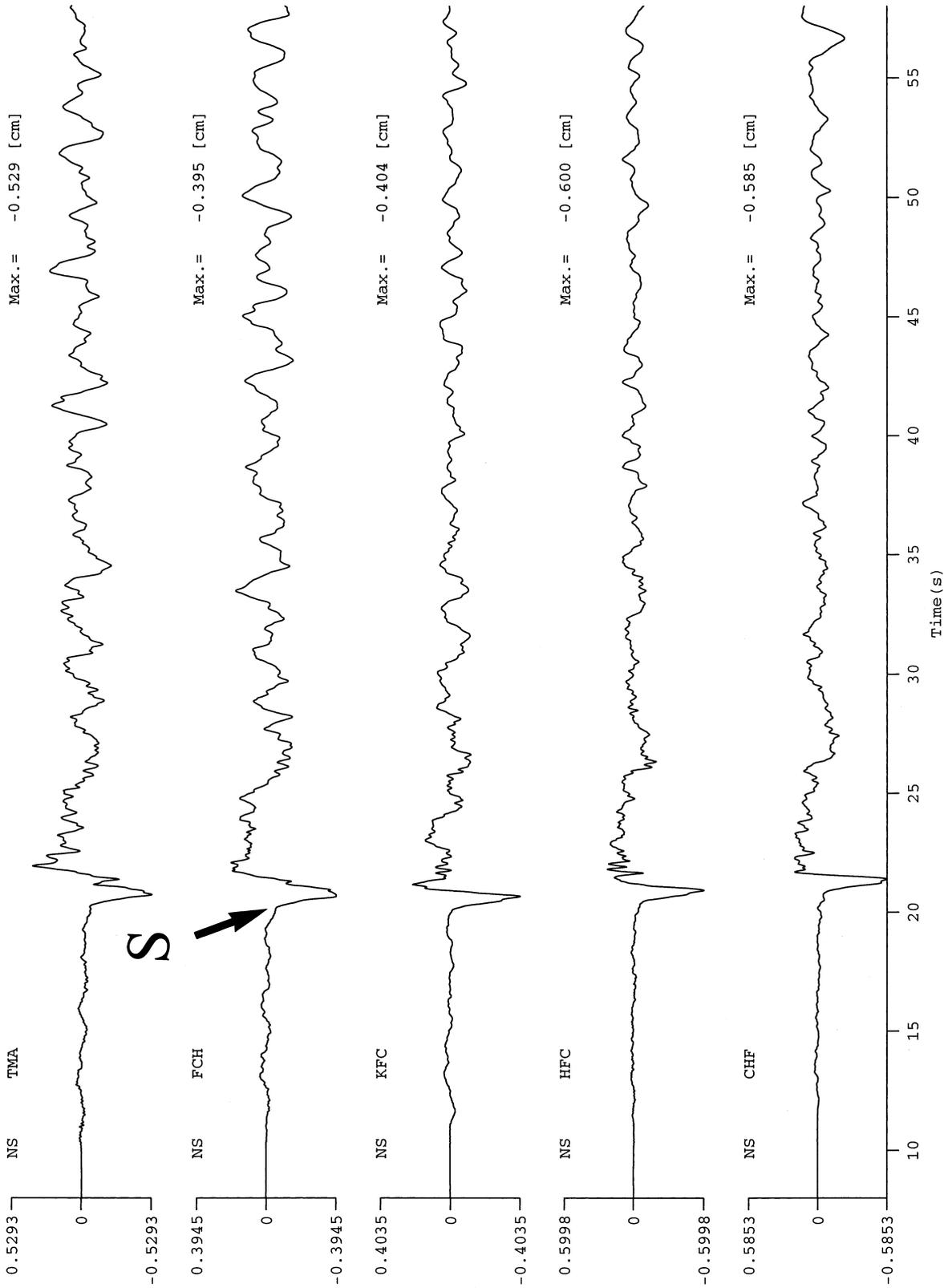


図6.2 (b) 東京都東部の地震(1988年3月18日)における府中群列観測網の変位波(上から, TMA, FCH, KFC, HFC及びCHFのNS方向成分)
 Fig.6.2 (b) NS-components of displacement seismograms obtained at the Fuchu array for the eastern Tokyo earthquake of 18 March 1988.

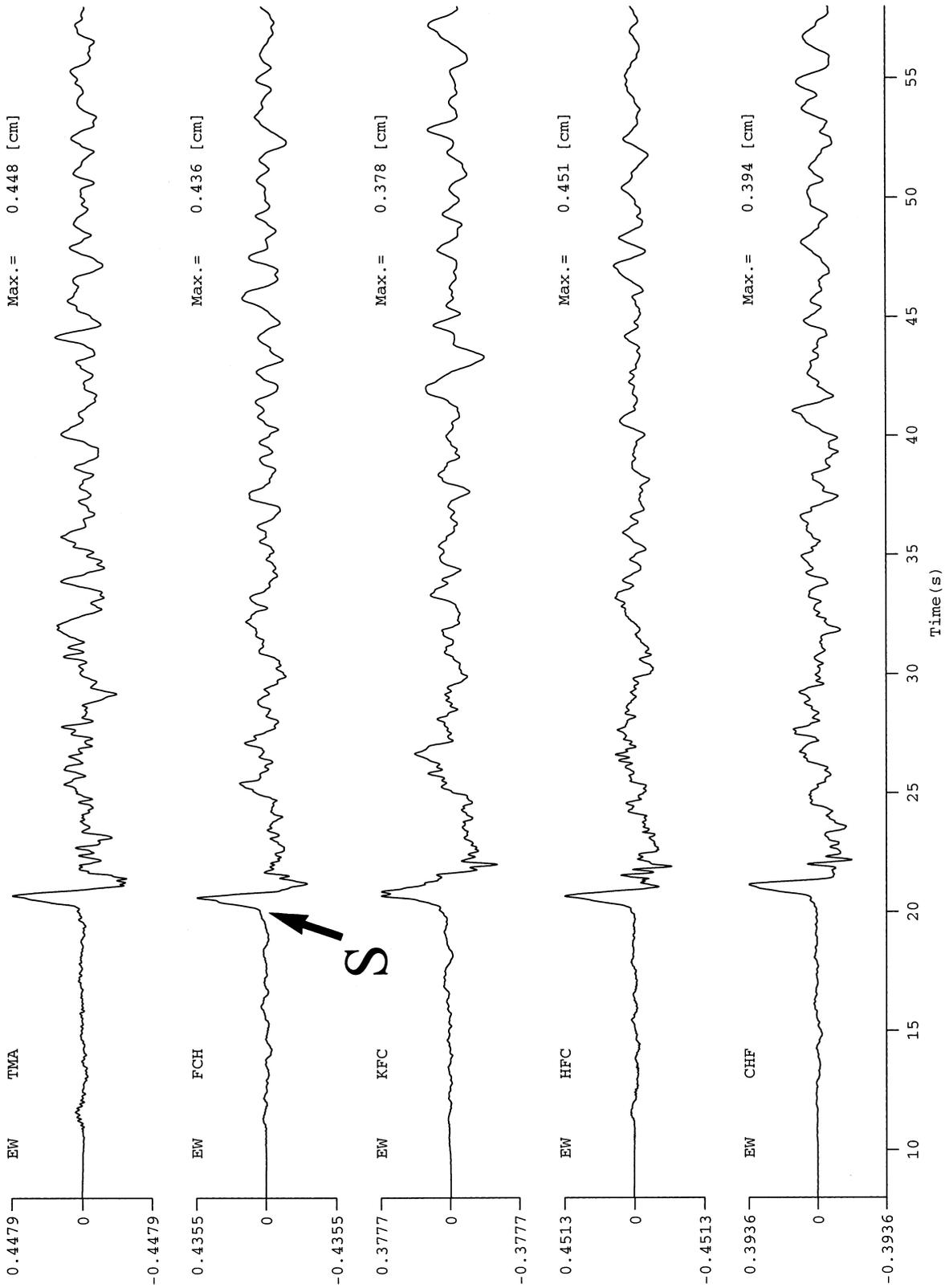


図6.2 (c) 東京都東部の地震(1988年3月18日)における府中群列観測網の変位波(上から, TMA, FCH, KFC, HFC及びCHFのEW方向成分)
 Fig.6.2 (c) EW-components of displacement seismograms obtained at the Fuchu array for the eastern Tokyo earthquake of 18 March 1988.

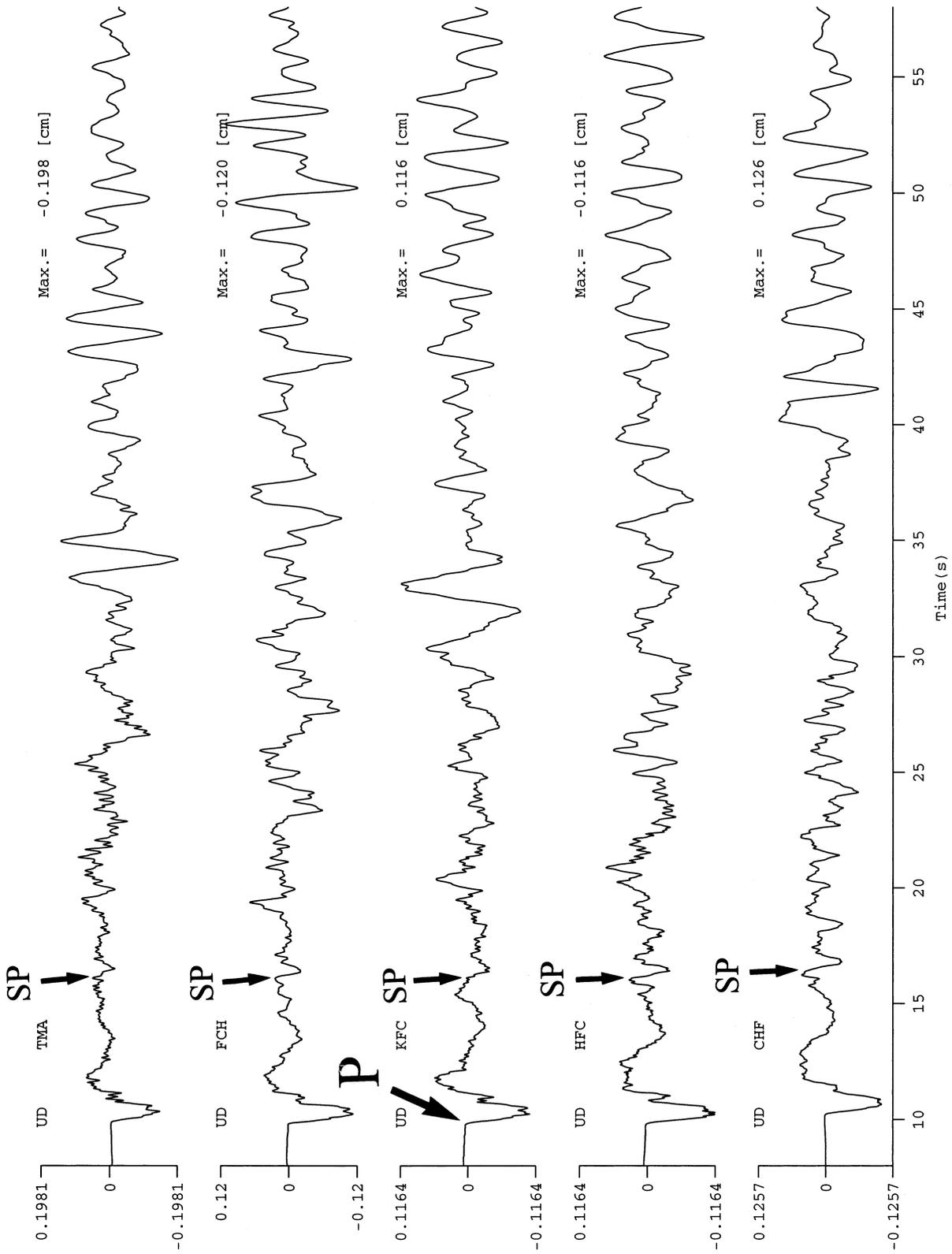


図6.2 (d) 東京都東部の地震(1988年3月18日)における府中群列観測網の変位波(上から, TMA, FCH, KFC, HFC及びCHFのUD方向成分)
 Fig.6.2 (d) UD-components of displacement seismograms obtained at the Fuchu array for the eastern Tokyo earthquake of 18 March 1988.

7. 地盤の液状化により生成される非線形波

非線形波と言う用語は存在しないと思われるが、ここでは、地震動の継続過程において地表に永久変形の足跡を残したり、表層地盤のインパルスが変化する事により変調される地震波としよう。この様に、表層地盤の内部構造に変化をもたらす地震波には、3種類考える事ができよう。最も重要な地震波は、地震断層の運動により地表に永久変位を残す地震波であり、世界中の強震観測網が充実するにつれ、この種の加速度記録も得られるようになってきている。これは、強震観測の最終目的の第一である。もう一つの地震波は、表層地盤の応答が線形の範囲を超えた場合に生じるものであるが、実証的な観測には地中-地表の同時観測が必要とされる。非線形波として頻繁に観測される地震波は、3番目のものであり、地盤の液状化に伴って生成されるものである。この種の非線形波は、地表で得られる地震記録に明瞭な痕跡を残すものであり、容易に判定可能なものであろう。ここでは、この表層地盤、特に、砂地盤の液状化による地震波について2つの例を示そう。

表層砂地盤の液状化に伴って観測される地震記録には、大別して3種類がある。一つは、周辺の砂地盤が完全に液状化した1964年の新潟地震における県営河岸町アパートのSMAC型加速度計の記録にみられるものである。この有名な強震記録は、砂地盤の液状化により、その剛性が失われたため、加速度記録の特徴である短周期成分が液状化した時点から記録上で消失している。砂地盤の液状化が大規模に成長すると、所謂側方流動という現象を引き起こす。地中の砂地盤が地表の薄い層の下で流動する現象である。新潟地震における建物基礎の発掘調査では、 $10t/m^2$ の力が側方流動に伴って地下で発生したと言われる。このもう一種類の液状化における地震記録として、地表の強震記録には何らかの痕跡を残す。最も常識的に出現する痕跡は、地表の移動もしくは傾斜であろう。但し、神戸の地震における神戸大学の速度型強震計の記録のように、表層の傾斜が断層運動に起因する場合もある。上記の2つの液状化の場合は、ゆるく詰まった砂地盤においてみられる破壊的な液状化現象であるが、最後の種類の地震記録として、比較的密に詰まった砂地盤においても液状化の範疇に入る地震時の挙動が記録上で見いだされる。この現象の詳細は本資料の範囲外であるが、間隙水圧比が100%に達した後(ゆるく詰まった砂地盤では有効応力、即ち、剛性が無くなり、液状化となる)でも地震波による繰り返しせん断に対して砂地盤が相当な剛性を保持する現象によるものである。この現象において、有効応力が無くなるのは、せん断応力が零となるときのみである。この様な砂地盤に対するせん断応力と有効応力の非線形関係に基づいて生じる地震記録の代表例として、1968年の十勝沖地震における港湾技術研究所の青森観測点の加速度強震記録がある。専門用語では、サイクリック・ヒステリシスの発生を示す地震記録という。

さて、本資料では、最初に、液状化に伴う地盤傾動の記録を示そう。1987年12月17日の千葉県東方沖地震

($M=6.7$)では、千葉県下を中心に多くの液状化を観測したが、江東群列観測網のKOT, URY及びSHS観測点の速度型強震計は、地盤の傾動を示す記録を提示した。ここでは、URY観測点の記録を図7.1に示そう。震央と観測点の位置関係は、既に、図3.6(a)に示してある。図7.1の記録は、地表のコンクリート台座(1m X 1m X 1m)に設置されたVS-355型速度計により得られたものである。水平成分の長周期応答は、地震計台座、即ち、地震計がS波の到達直後に傾動したことにより発生したものである。この地震計は、通常の板バネ式のマス・スプリング系を基本とする負帰還型加速時計を電流積分したものであり、構造上地震計の傾動に対する上下動の感度は殆ど無視できる為、上下動成分には水平動成分にみられるような長周期成分は発生していないことが判る。これは、地盤の傾動を長周期速度計で測定したときの基本知識である。この地盤傾動に対する長周期速度計の応答計算に関しては、付録Cを参照されたい。水平2成分の長周期応答から判ることは、最終的な傾きの大きさとその最大方向であろう。このURYの記録では、最大の傾斜を示す方向が観測点周辺において噴砂現象を示した地域を指している(木下・御子柴, 1989)。これらの事は、多少邪道ではあるが、負帰還型の長周期速度計が液状化ゆえとして優秀である事を示唆している。

千葉県東方沖地震の記録から、もう一つの例、サイクリック・ヒステリシスの発生を示す記録例を示そう。これは、東京湾岸に設置した図3.6(a)のKSR観測点の加速度記録である。この観測点では、負帰還型加速度計SA-355を1mの深さの砂地盤中に埋設して観測が行われた。この地震において得られた加速度記録は、図7.2に示すものである。図中、直達S波の直後から非線形性の顕著なパルス性の波形を見いだすことができよう。これが、砂地盤のサイクリック・ヒステリシスの発生に伴って生じる典型的な波形である。

おわりに

素人でも、同じ業務を四半世紀も続ければそれなりの知識が得られるのかもしれないが、どうであろうか。また、この種の資料を出せるという事は、on the job trainingが可能な時代に強震観測に従事出来た為であり、記録に“聞く”という姿勢をとることが可能な環境で仕事が出来た事による、と筆者は感謝している。

さて、筆者が独立行政法人・防災科学技術研究所の前身である科学技術庁・国立防災科学技術センターで最初に行った地震観測は、1978年の伊豆大島近海地震($M_{JMA}7.0$)の余震観測であった。この時、数ヶ月にわたる余震観測は見事な失敗であった。当時は、そのまま再生出来ない記録専用機を借用しての観測であったが、現地で明らかな有感地震を感じていながら、後に、刻時コード以外何の信号も記録されなかったと言う惨めな結果が待っていた。ちなみに、その原因は未だ判らずじまいである。

以来、2002年8月30日に退職するまでの25年間、曲りなりにも(当初から、地震予知研究の為の観測施設を使わせていただいたので、本当に間借りなりにも)強震観測に専従出来たのは、故高橋博元国立防災科学技術センター所

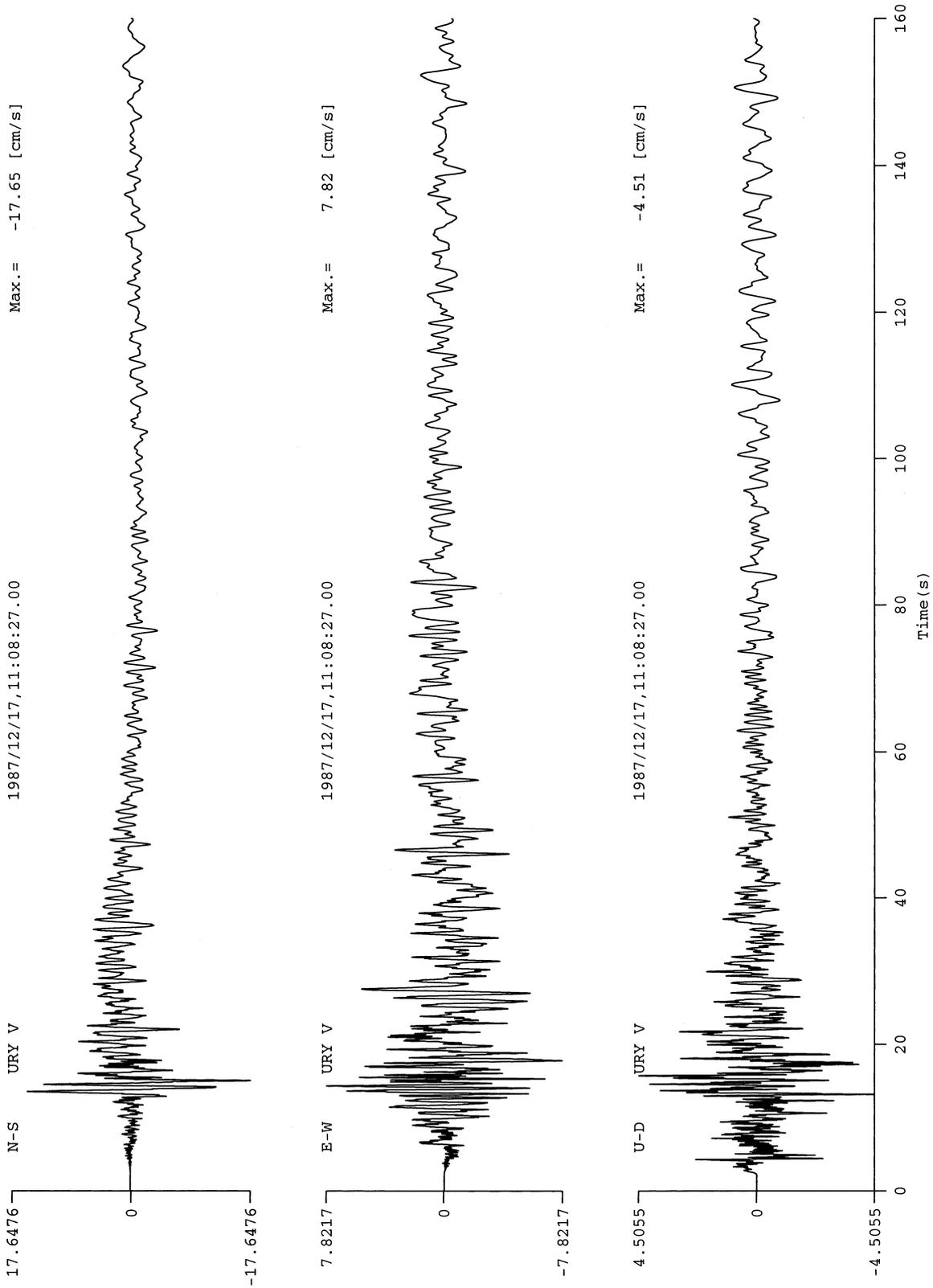


図7.1 千葉県東方沖地震(1987年12月17日)におけるURU観測点の速度波(上からNS,EW及びUD方向成分)
 Fig.7.1 Three components of velocity seismogram obtained at the URU site for the Chibaken-toho oki earthquake of 17 December 1987. (Top) NS, (middle) EW and (bottom) UD-components.

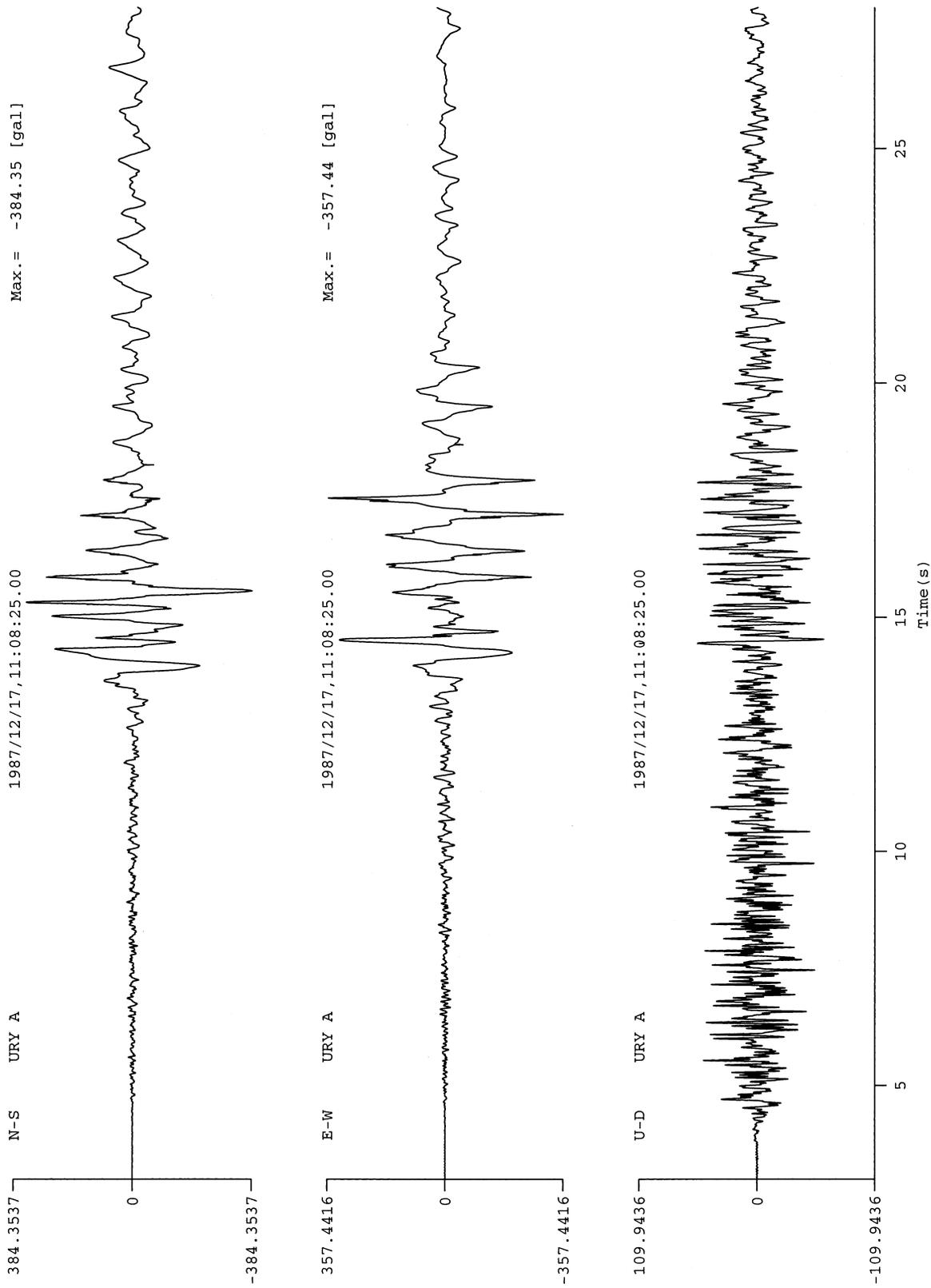


図7.2 千葉県東方沖地震(1987年12月17日)におけるKSR観測点の加速度波(上から, NS, EW及びUD方向成分)

Fig.7.2 Three components of acceleration seismogram obtained at the KSR site for the Chibaken-toho oki earthquake of 17 December 1987. (Top) NS, (middle) EW and (bottom) UD-components.

長のご支援によるものである。謹んで故人のご冥福を祈る。

参考文献

- 1) Akaike, H. (1966): Some problems in the application of the cross-spectral methods, Advanced seminar on spectral analysis of time series, John Wiley & Sons, New York.
- 2) 赤池弘次・中川東一郎 (1972): タ' フォックスシステムの統計的解析と制御, サイエンス社.
- 3) Akaike, H. (1976): Canonical correlation analysis of time series and use of an information criterion, System Identification, Academic Press, New York.
- 4) Akaike, H. (1979): A Bayesian extension of the minimum AIC procedure of autoregressive model fitting, *Biometrika*, **66**, 237-242.
- 5) Aki, K. (1957): Space and time spectra of stationary stochastic waves, with special reference to microtremors, *Bull. Earthq. Res. Inst.*, **35**, 415-456.
- 6) Aki, K. (1967): Scaling law of seismic spectrum, *J. Geophys. Res.*, **72**, 1217-1231.
- 7) Aki, K. and P. G. Richard (1980): Quantitative seismology, Freeman, San Francisco.
- 8) Asten, M. (1978): Control on 3-component spectra of Rayleigh-wave microtremors, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **68**, 1623-1636.
- 9) Burg, J. P. (1967): Maximum entropy spectral analysis, paper presented at the 37th annual Int. SEG meeting.
- 10) Capon, J. (1969): High-resolution frequency-wavenumber spectral analysis, *Proc. of the IEEE*, **57**, 1408-1418.
- 11) Cox, H. (1973): Resolving power and sensitivity to mismatch of optimum array processors, *J. Acoust. Soc. Am.*, **54**, 771-785.
- 12) Fukushima, Y., Kinoshita, S., and Sato, H. (1992): Measurement of 1/Q for S-waves in mudstone at Chikura, Japan. Comparison of incident and reflected phases in borehole seismograms, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **82**, 148-163.
- 13) Goupillaud, P. (1961): An approach to inverse filtering of near surface layer effects from seismic records, *Geophysics*, **26**, 754-760.
- 14) Haskell, N.A. (1960): Crustal reflection of plane SH waves, *J. Geophys. Res.*, **65**, 4147-4150.
- 15) Haskell, N. A. (1969): Elastic displacements in the near-field of a propagation fault, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **59**, 865-908.
- 16) Hauksson, E., T. Teng, and T. L. Henyey (1987): Results from a 1500m deep, three-level downhole seismometer array: site response, low *Q* values, and f_{max} , *Bull. Seism. Soc. Am.*, **77**, 1883-1904.
- 17) Horike, K. (1985): Inversion of phase velocity of long-period microtremors to the S-wave velocity structure down to the basement in urbanized areas, *J. Phys. Earth*, **33**, 59-96.
- 18) Iio, Y. (1986): Scaling relation between earthquake size and duration of faulting for shallow earthquakes in seismic moment between 10^{10} and 10^{25} dyne · cm, *J. Phys. Earth*, **34**, 127-169.
- 19) 板倉文忠・齊藤収三 (1969): 偏自己相関係数による音声分析合成系, 日本音響学会音声研究会資料.
- 20) Jury, E.I. (1964): Theory and applications of the z-transform method, John-Wily & Sons.
- 21) Kinoshita, S. (1979): On a band-limited wave transfer function, 国立防災科学技術センター研究報告, No.21, 45-62.
- 22) 木下繁夫 (1981): 加速度計及び速度計による強震地動の同時観測, 国立防災科学技術センター研究速報, No.44, 1-61.
- 23) 木下繁夫 (1983): 表層地盤の減衰特性に関する考察, 土木学会論文報告集, **330**, 15-25.
- 24) Kinoshita, S. (1984): Spectral characteristics of bedrock motion in the Tokyo metropolitan area, *Proc. of JSCE*, **344**, 89-94.
- 25) 木下繁夫 (1985): 傾斜層内におけるSH波の全反射伝播, *地震*, **38**, 596-608.
- 26) 木下繁夫 (1986a): 格子型フィルタの地震観測への応用, *地震*, **39**, 1-14
- 27) 木下繁夫 (1986b): 深層井観測により推定された厚い堆積層の地震応答特性, 国立防災科学技術センター研究報告, **38**, 25-145.
- 28) 木下繁夫 (1988): 首都圏で観測された堆積層-地盤系の地震応答特性, *地質学論集*, **31**, 111-126.
- 29) 木下繁夫・御子柴正 (1989): 強震記録からみた側方流動と液状化限界, *地震学会春季大会講演予稿集*, B13.
- 30) Kinoshita, S. (1992): Local characteristics of f_{max} of bedrock motion in the Tokyo metropolitan area, *Japan, J. Phys. Earth*, **40**, 487-515.
- 31) Kinoshita, S., H. Fujiwara, T. Mikoshiba and T. Hoshino (1992): Secondary Love waves observed by a strong-motion array in the Tokyo metropolitan area, *Japan, J. Phys. Earth*, **40**, 99-116.
- 32) 木下繁夫 (1993): 地震観測に基づく観測点特性と経路減衰特性の評価, *地震*, **46**, 161-170.
- 33) Kinoshita, S. (1994): Frequency-dependent attenuation of shear waves in the crust of the southern Kanto area, *Japan, Bull. Seism. Soc. Am.*, **84**, 1387-1396.
- 34) 木下繁夫・横井勇 (1995): 強震速度記録に見られる地盤傾動の推定方法, 平成6年度科研費報告書"強震動予測に関する総合的研究" (代表者 入倉孝次郎), 72-80.
- 35) 木下繁夫・香川敬生・宮越研・赤沢隆士・鶴来雅人・和田安司 (1996): 常時微動群列測定による神戸地域の地下構造推定, *物理探査*, **49**, 452-458.
- 36) Kinoshita, S. (1998a): Kyoshin net (K-NET), *Seismological Res. Letter*, **69**, 309-332.
- 37) 木下繁夫 (1998b): サ-ボ型地震計, *地震*, **50**, 471-483.
- 38) Kinoshita, S. (1998c): Fuchu array -review, *Proc. of 2nd*

- international symposium on the effects of surface geology on seismic motion, 285-292.
- 39) Kinoshita, S. (1999): A stochastic method for investigating site effects by means of a borehole array -SH and Love waves, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **89**, 484-500.
- 40) Kinoshita, S. and Ogue, Y. (2002): Site amplification of K-NET sites in the Kanto region, central Japan, *Seismotectonics in convergent plate boundary*, 393-405, TERRAPUB, Tokyo.
- 41) Kinoshita, S. and Ohike, M. (2002): Scaling relations of earthquakes that occurred in the upper part of the Philippine sea plate beneath the Kanto region, Japan, estimated by means of borehole recordings, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **92**, 611-624.
- 42) 木下繁夫・大池美保 (2003): 関東地域の堆積層-基盤系におけるS波の減衰特性, *地震*, **55**, 19-31.
- 43) Kobori, T. and Minai, R. (1969): One-dimensional wave-transfer functions of linear visco-elastic multi-layered half-space, *Bull. of the Disas. Prev. Res. Inst., Kyoto Univ.*, **18**, 27-64.
- 44) Kouketsu, K. and Kikuchi, M. (2000): Propagation of seismic ground motion in the Kanto basin, Japan, *Science*, **288**, 1237-1239.
- 45) Kulhanek, O. (1990): *Anatomy of seismograms*, Elsevier, Amsterdam.
- 46) Lin, Y. K. (1967): *Probabilistic theory of structural dynamics*, McGraw-Hill.
- 47) Mitra, S. K. and Keiser, J. M. (1993): *Handbook for digital signal processing*, John Wiley & Sons, New York.
- 48) Muramatsu, I., Sasatani, T., and Yokoi, I. (1998): Velocity-type strong-motion seismometer using a coupled pendulum, design and performance, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **91**, 604-616.
- 49) Nakahara, H., Nishimura, T., Sato, H., Ohtake, M., Kinoshita, S., and Hamaguchi, H. (2002): Broadband source process of the 1998 Iwate Prefecture, Japan, earthquake as revealed from inversion analysis of seismic waveform and envelopes, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **92**, 1708-1720.
- 50) Ohta, Y., Goto, N., Yamamizu, F., and Takahashi, H. (1980): S-wave velocity measurement in deep soil deposit and bedrock by means of an elaborated down-hole method, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **70**, 363-377.
- 51) Peterson, J. (1993): Observations and modeling of seismic background noise, USGS open-file report, 93-322.
- 52) Phillips, W. S., Kinoshita, S., and Fujiwara, H. (1993): Basin-induced Love waves observed using the strong-motion array at Fuchu, Japan, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **83**, 64-84.
- 53) Rice, S. O. (1954): *Mathematical analysis of random noise*, Selected papers on noise and stochastic processes, Dover (N. Wax ed.), New York.
- 54) Riley, D. and J. P. Burg (1973): Time and space adaptive deconvolution filter, paper presented at the 42nd annual Int. SEG meeting.
- 55) 佐藤良輔 (1975): 無限媒質中の有限断層によって生じる変位を計算するprogram, *地震*, **28**, 486-489.
- 56) 瀬尾和大 (1977): 1976年山梨県東部地震の観測記録に見られる東京の基盤構造の影響, *地震学会講演予稿集*, **2**, 148.
- 57) 鈴木宏芳 (1996): 江東深層地殻活動観測井の地質と首都圏地域の地質構造, *防災科学技術研究所研究報告*, No.56, 77-123.
- 58) Takahashi, H. and Hamada, K. (1975): Deep-borehole observation of the Earth's crust activities around Tokyo - Introduction of the Iwatsuki observatory, *Pure Appl. Geophys.*, **113**, 311-320.
- 59) Thomson, D. J. (1982): Spectrum estimation and harmonic analysis, *Proc. of IEEE*, **70**, 1055-1096.
- 60) Tsujiura, M. (1988): Characteristic seismograms, *Bull. Earthq. Res. Inst., Suppl.* **V**, 1-201.
- 61) Tsujiura, M. (1997): Characteristic seismograms - Part 2 -, *Bull. Earthq. Res. Inst., Suppl.* **IX**, 1-93.
- 62) Wielandt, E and Streckeisen, G. (1982): The leaf-spring seismometer: design and performance, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **72**, 294-
- 63) 山水史生・高橋博・後藤典俊・太田裕 (1981): やや深い構造のS波速度(Ⅲ) - 府中2, 750m観測井における測定とまとめ-, *地震*, **34**, 465-479.
- 64) Yoshimoto, K., Sato, H., Kinoshita, S., and Ohtake, M. (1993), High-frequency site effect of hard rocks at Ashio, central Japan, *J. Phys. Earth*, **41**, 327-335.
- 65) Zelniker, G and F. J. Taylor (1994): *Advanced digital signal processing*, Marcel Dekker, New York.

(原稿受理: 2003年2月17日)

付録A. 観測点

この付録Aでは、本資料で扱った地震記録を記録した観測点の概要を示す。観測点の位置に関する情報は、**図2.4**～**2.6**と**表A.1**で与えられている。

(1) AKW (愛川強震観測点: 神奈川県愛甲郡愛川町半原105)

この観測点は、関東山地の先第三系基盤が平野内に張り出した地域で、丹沢山塊の約10km北西に位置している。この観測点では、地中30mと地表に地震計が設置され、同時観測が行われている。30m掘削した観測井での地質は、表土50cmを除いて白亜紀に属する四万十層群相当の小仏層群の硬砂岩で構成されている。この砂岩は青山硬砂岩と言われ、きわめて硬質の砂岩である。速度検層の結果では、17m以深のP波及びS波速度が、各々、4.4km/s及び2.0km/sに達している。この観測点での観測開始は、平成4年3月であり、負帰還型加速度計V401の3成分型が地中30mの観測井孔底に埋設され、地表には、これも負帰還型速度計VSE-11/12が設置された。これら2系統の信号出力は、16ビット型のSMAC-MD型収録器により同時収録されている。

表A.1 観測点情報

Table A.1 Site information.

No.	Site code	Station Name	Lat. ° N	Log. ° E	Depth (m)
1	AKW	Aikawa New	35. 5216	139. 2951	30
2	AS1	Ashio #1, Utsunokomori	36. 6321	139. 4646	0
3	AS2	Ashio #2, Karaburo	36. 6149	139. 4033	15
4	AS3	Ashio #3, Mochigase	36. 6247	139. 375	50
5	AS4	Ashio #4, Nankyo	36. 6597	139. 4481	40
6	AS5	Ashio #5, Mikouchi	36. 6655	139. 4779	36
7	CHF	Chyofu	35. 6758	139. 5508	0
8	CHK	Chikura	34. 9674	139. 9491	0
9	CYS	Chyosi	35. 7022	140. 855	0
10	ECH	Ettyujima	35. 6653	139. 7925	0
11	FCH	Fuchu	35. 6507	139. 4736	2, 850
12	HCH	Hachieda	35. 6519	139. 8147	0
13	HDN	Hadano	35. 4304	139. 1937	50
14	HFC	Higashi-fucyu	35. 6692	139. 5036	0
15	HNO	Hanno	35. 8425	139. 2997	7
16	IKK	Ichikawa-kita	35. 7628	139. 9697	0
17	IKM	Ichikawa-minami	35. 6915	139. 9208	0
18	ING	Inagi	35. 6367	139. 5025	0
19	IWM	Iwai-minami	35. 0803	139. 8647	50
20	IWT	Iwatsuki	35. 9258	139. 7381	3, 510
21	JIZ	Nakaizu	34. 9129	138. 9968	0
22	KFC	Kita-fucyu	35. 6794	139. 4694	0
23	KMD	Kameido	35. 6858	139. 8386	0
24	KOT	Yumenoshima	35. 6456	139. 8356	0
25	KSR	Kisarazu	35. 3733	139. 9183	0
26	KWN	Kawana, Ito	34. 949	139. 1415	10
27	MKB	Makabe	36. 2358	140. 0819	0
28	MZE	Mizue	35. 6894	139. 8944	0
29	NIZ	Nishiizu	34. 787	138. 804	0
30	OKA	Oka, Ito	34. 9583	139. 0978	0
31	OKD	Okudo	35. 7369	139. 8656	0
32	OKN	Okuno, Ito	34. 95	139. 0652	0
33	RGK	Ryugoku	35. 6944	139. 7994	0
34	SHM	Shimohsa	35. 7934	140. 0238	2, 300
35	SHN	Shinonome	35. 6453	139. 8022	0
36	SHO	Shiohama	35. 6625	139. 8119	0
37	SHR	Higashi-hirahige	35. 7281	139. 8153	0
38	SHS	Shin-sunamachi	35. 6594	139. 8375	0
39	SNZ	Shinozaki	35. 7106	139. 9003	0
40	SRA	Sarue	35. 6844	139. 8225	0
41	TKN	Tsukubane	36. 21	140. 0922	100
42	TMA	Tama	35. 64	139. 4472	0
43	TNG	Tokunaga	34. 9198	139. 0473	0
44	TTM	Tatsumi	35. 6442	139. 8125	0
45	TYS	Toyosu	35. 8172	139. 798	0
46	UHR	Uenohara	35. 6344	139. 1162	23
47	UKT	Ukita	35. 6672	139. 8667	0
48	URY	Urayasu	35. 65	139. 9053	0
49	YHR	Yahiro	35. 7222	139. 8281	0
50	YMK	Yamakita	35. 487	139. 0628	0

(2) Ashio array (足尾群列観測)

関東地域北部の足尾山地にある足尾町には、**図A.1**に示す5観測点が配置されている。この5観測点の中で、AS1観測点のみが地表観測点であり、他は観測井を有する観測点である。各観測井の深さは、AS2、AS3、AS4及びAS5観測点において、各々、15m、50m、40m及び、36mである。1996年からは、K-NETの足尾観測点が稼働したため、現在では、足尾町の強震観測点は6となっている。

AS1観測点(足尾微小地震観測施設:栃木県上都賀郡足尾町4245)は、この群列観測網の最初に建設された観測点であり、先第三系基盤の足尾古生層に属する露出ファート岩上に建設されている。この観測点では、V401型加速度計の3成分型地震計が露出岩上に設置された。その後、施設内にはVSE-11/12型速度計が併設され、16ビット型の収録器SAMTAC-16Xに接続され、記録されている。この観測点の観測開始は、昭和62年3月である。

AS2観測点(足尾地震地下水実験場:栃木県上都賀郡足尾町字峠3658)は、先新第三系の沢入花崗閃緑岩中に15mの観測井を建設した観測点である。この観測点では、2,000mの井戸を用いた水圧破壊実験が行われており、岩石試験による速度構造も得られている。これによれば、この観測点では、厚さ1m未満の表土を除き、およそ140m迄の平均S波速度が2.2km/s程度である。140m以深は、480m迄の平均S波速度が3.2km/s程度となっている。AS2観測点の観測開始は平成元年3月であり、15mの孔底と地表にSA-355型加速度計が設置された。この観測点では、その後、地表の加速度計がVSE-11/12型速度計に変更され、16ビット型の収録器SAMTAC-16Xを用いて同時収録されている。

AS3観測点(足尾地殻活動観測施設:栃木県上都賀郡足尾町湖南国有林245斑ぬ小班内)は、AS2観測点から渡良瀬川の支流餅ヶ瀬川をおよそ5kmさかのぼった地点に建設された。ここは、先新第三系沢入花崗閃緑岩の分布地域に、50mの観測井を有する観測点である。観測井の地質は、地下3.2m迄が表土であり、以下沢入花崗閃緑岩が孔底の50mまで連続する。この観測点における掘削作業は、25mから岩質が極めて堅牢となり困難となったが、速度検層の結果にも数値として現れており、25m～50m迄の区間速度は、P波及びS波で、各々、5.3km/s及び3.1km/sに達した。これは地殻上部の速度値である。AS2観測点と対比すれば、AS2観測点の480m以深がAS3の25m以深に対応しよう。この観測点では、平成4年3月から観測が開始され、V401型加速度計の3成分型地震計が50mの孔底に、VSE-355J型速度計が地表に設置されている。これら2系統の信号は、16ビット型のSMAC-MDにより記録されている。

AS4観測点(足尾南橋強震観測点:栃木県上都賀郡足尾町南橋字阻)は、先第三系基盤である足尾古生層の粘板岩中40mを掘削した観測井を有する観測点である。この観測井の地質は、深さ8.3m迄が表土部分であり、それ以深が暗灰色の粘板岩で構成されている。速度検層の結果によれば、32m～40mの粘板岩におけるP及びS波速度は、各々、5.33km/s及び2.67km/sの区間速度を示している。この観測

点は、足尾群列観測による仕事においては、その基準となる観測点であり、平成5年3月から観測が開始された。ここでは、VSE-355J型速度計とVSE-11/12型速度計が、各々、地中40mと地表に設置されている。これら2系統の信号は、16ビット型のCV-910型収録器により記録されている。

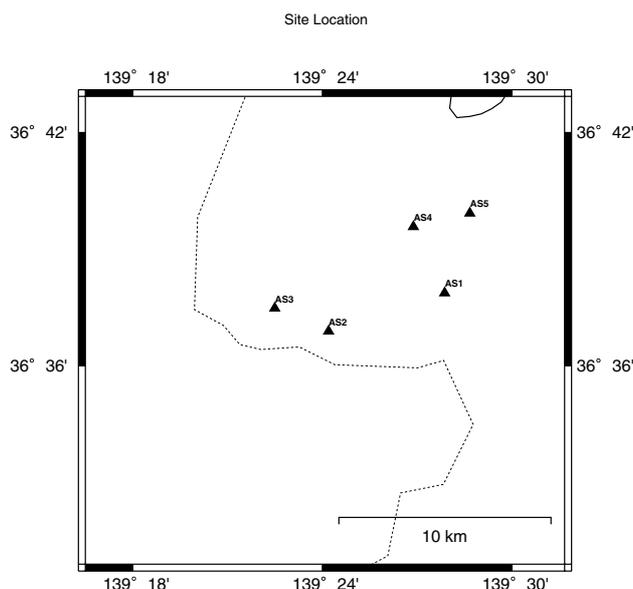
AS5観測点(足尾神子内強震観測点:栃木県上都賀郡足尾町字片衣1719)は、この地域に孤立して分布する先新第三系の深沢花崗閃緑斑岩中36mの深さ迄掘削した観測井を有する観測点である。この観測点は、足尾町南東部に発する内の籠断層が北東側の渡良瀬川と交わる地域に存在し、断層破碎帯中に観測井を建設している。これは、観測井の掘削に伴って、J7の殆どが砂状に変形する事からも判る。観測井の地質は、深さ10m以深が花崗閃緑斑岩であり、速度検層の結果では、この部分のP及びS波速度は、各々、2～3 km/s及び1～1.5km/sとなっている。この観測点の観測開始は、平成9年10月であり、VSE-355J型速度計とVSE-11/12型速度計が、各々、地中と地表に設置されている。これら2系統の信号は、16ビット型のCV-910型収録器により記録されている。

(3) CHS (銚子地殻活動観測施設:千葉県銚子市天王台)

関東平野の東端に位置するこの観測点は、先第三系基盤上に建設されており、加速度型強震計SAMTAC-17が地表に設置されている。この強震計は、3成分型加速度計SA355を採用している。観測開始は、昭和59年3月である。

(4) FCH array (府中群列観測:東京都府中市南町6)

東京都都下の南多摩地域で展開したこの観測網は、府中地殻活動観測施設(FCH)を中心に6観測点から構成されている。これは、既に、2.2.2で述べた通りである。中心観測点のFCHでは、2,750mの深層井に加えて、500mと200mの観測井が建設された。これら3観測井の孔底と地表



図A.1 足尾群列観測点の位置図
Fig.A.1 Layout of the Ashio array.

表A.2 IWT, FCH及びSHMサイトにおける地下構造

Table A.2 Velocity structures at the IWT, FCH and SHM sites.

SHM

Layer No.	Swave velocity (km/s)	Density (g/cm ³)	Thickness (m)
1	0.17	1.7	3.0
2	0.24	1.8	9.5
3	0.35	1.8	7.0
4	0.41	1.9	12.5
5	0.33	1.9	16.5
6	0.27	1.8	2.5
7	0.35	1.9	28.0
8	0.45	2.0	272.0
9	0.72	2.1	497.0
10	0.90	2.2	345.0
11	1.17	2.5	309.0
12	2.54	2.7	

IWT

Layer No.	Swave velocity (km/s)	Density (g/cm ³)	Thickness (m)
1	0.16	1.7	12.5
2	0.13	1.8	2.5
3	0.33	1.9	27.0
4	0.37	1.8	9.0
5	0.33	1.8	14.0
6	0.41	2.0	17.0
7	0.36	1.9	20.0
8	0.44	2.0	218.0
9	0.76	2.1	670.0
10	1.30	2.5	980.0
11	1.60	2.6	830.0
12	2.50	2.7	

FCH

Layer No.	Swave velocity (km/s)	Density (g/cm ³)	Thickness (m)
1	0.14	1.7	4.0
2	0.35	1.8	12.0
3	0.42	1.8	6.0
4	0.36	1.8	22.0
5	0.53	1.8	6.0
6	0.60	1.9	6.0
7	0.44	1.8	20.0
8	0.46	1.9	14.0
9	0.54	2.0	115.0
10	0.78	2.0	856.0
11	1.19	2.2	963.0
12	2.53	2.5	

に、負帰還型加速度計V401の3成分型地震計が設置され、地中群列観測が行われている。FCH観測点では、深層井を利用した速度検層が行われており、堆積層-基盤系の速度構造(表A.2参照)が明らかになっている(山水・他, 1981)。なお、FCHでの堆積層厚は2 kmである。FCH観測点における観測開始は、昭和55年9月である。

FCH観測点を含むKFC(北府中強震観測点)、ING(稲城強震観測点)、TMA(多摩強震観測施設)、HFC(東府中強震観測施設)及びCHF(調布強震観測点)観測点では、3成分型速度計VS-355が1982年3月以降地表に設置されたが、1996年3月以降VSE-11/12型速度計に交換されている。FCH観測点を中心としたとき、衛星観測点KFC、TMA、ING及びHFC観測点は、およそ3 kmの距離に配置されている。

(5) GNB (東北大学玄武洞観測点:岩手県岩手郡雫石町)

この観測点のみは、東北地方にある。GNB観測点は、1998年の3月中旬から活発化した岩手山を取り囲む様に展開した臨時強震観測網を構成する一観測点である。この臨時観測網では、キタリクス社製のアルクスK2型強震計が施設の地下に設置され、平成10年6月から観測を始めた。

(6) HNO (飯能地震地下水観測施設:埼玉県飯能市大字下畑656-2)

既に観測を終了したこの観測点は、関東山地南東部で関東平野との境界をなす位置に建設された。この地域の地層は、先新第三系秩父中帯の武蔵層群のうちの正丸層群である。水圧破壊実験に伴う地層観察では、地表から1.5km迄、砂岩勝ちの砂岩と頁岩の互層である。地震観測井は深さ7m迄掘削されたが、おそらく、風化層中であろう。観測井孔底には、負帰還型加速度計SA-355が設置され、昭和62年3月より観測が開始された。

(7) IWM (岩井南強震観測施設:千葉県安房郡富山町高崎1175)

この施設は、中新統の安房層群大津層に属する凝灰岩質の粗粒砂岩の露出域に建設された観測点である。この観測点では、SA-355型加速度計を地表に設置し、SAMTAC-17型収録器による観測を昭和60年3月より開始した。その後、平成7年5月に、施設内で深さ49m迄掘削された観測井の孔底にSA-355型加速度計を設置し、観測が行われている。この時点で、記録器は16ビット型のSAMTAC-16Xとなった。

(8) IWT (岩槻地殻活動観測施設:埼玉県岩槻市末田字巻の上2878-1)

関東平野のほぼ中央部に位置するこの観測点は、我が国で最も深く掘削した3,510mの観測井を有している。施設に内には、この深層井に加えて、108mの観測井がある。108mと地表には、SA355型加速度計が、深層井孔底には、V401負帰還型加速度計3成分が設置されている。これらの加速度計の信号は同一の24ビット型記録器SMAC-MDUに収録されている。

この観測施設では、深層井を利用した速度検層がOhta *et al.* (1980)により行われた。その結果(表A.2参照)では、基盤内でのP及びS波速度は、各々、5.5km/s及び2.5km/sであ

った。これらは、何れも基盤内を鉛直方向に伝播する弾性波の速度である。

(9) JIZ (中伊豆地殻活動観測施設:静岡県田方郡中伊豆町原保鍛冶屋敷660-1)

この施設では伊豆半島の基盤岩である第三系の湯が島層群の凝灰岩中をくり貫いた横穴内に地震計が設置されている。トソの側壁を利用したS波速度測定では、1.3km/sの弾性波速度を示している。トソ内の地震計用台座には、最大測定速度40cm/sの村松型速度計SF-101/102とV401型加速度計の3成分型地震計が設置された。観測開始は、昭和54年8月である。その後、村松型速度計は、1996年に最大測定速度100cm/sのVSE-11/12型速度計に交換されている。

(10) KSR (木更津観測点:千葉県木更津市潮見1-1)

この観測点は、東京湾域の埋め立て地に建設された。近接点での地質調査では、2m迄が盛り土であり、2m~7.5m迄がN値10~20程度の細砂となっている。N値が50に達するのは13mである。観測点では、地表にSA-355型加速度計を含むSAMTAC-17型強震計が設置された。観測開始は、昭和60年10月である。

(11) KWN (伊東地殻活動観測施設:静岡県伊東市川奈字高石原31-1)

この観測施設における強震観測は、伊豆半島東方沖の群発地震の震源特性を調査する目的で昭和64年3月から観測を開始した。観測は、施設内に建設された10mの観測井孔底にV401型加速度計の3成分型地震計を設置して始められた。この観測施設の建設以降、周辺の3地殻活動観測施設、OKN(奥野地殻活動観測施設)観測点、TNG(徳永地殻活動観測施設)観測点及びOKA(岡地殻活動観測施設)観測点と同じく伊豆半島東方沖の群発地震を調査対象として建設された。これらの地殻活動観測施設では、地表にVS-355型速度計を臨時に設置したが、伊東沖の地震の静穏化に伴い撤去された。

(12) SHM (下総地殻活動観測施設:千葉県東葛飾郡沼南町藤ヶ谷)

この深層井観測施設では、2,300mの深層井に加えて、200mの観測井が建設された。これらの2観測井孔底と地表には、V401の3成分型加速度計が設置された。深層井を利用した堆積層-基盤系の速度検層は、山水・他(1981)により行われた(表A.2参照)。

(13) TKN (つくばね強震観測施設:茨城県つくば市大字沼田新田1435-56)

この観測点は、筑波山西部で、中生代の筑波型花崗岩の露出域に建設された観測施設である。建設は、昭和58年10月が最初であるが、その後、K-NETの建設に伴う試験地として、平成7年10月に深さ100mの観測井が掘削された。観測井の地質は、2mの表土の下、40m迄が風化花崗岩であり、40m以深が新鮮な黒雲母花崗岩となる。速度検層の結果によれば、この黒雲母花崗岩のP波速度は5.27km/sであり、このS波速度は2.55~2.69km/sとなる。

この観測施設では、観測開始から平成7年10月まで、露出花崗岩上にVS-355型速度計を設置して観測を行って

いたが、その後、観測井の掘削に伴い、平成7年10月から、100mの孔底と地表にVSE-355J型速度計を設置し観測を続行した。また、施設内の観測用基礎には、QA-3000型加速度計、VS-4型村松式速度計、STS-2型速度器、L-4D-3C型速度計等が設置され、種々の試験観測に用いられている。

同じ筑波型花崗岩域には、MKB（真壁強震観測点）観測点が昭和63年12月に建設された。この観測点では、地表から160mの深さにある横穴にVSE-11/12型速度計が設置されている。

(14) Tokyo Lowlands (KOT) array (江東群列観測)

この群列観測網は、図2.6で示したように、東京低地域の20観測点から構成されている。本資料で扱ったKMD（亀戸強震観測施設）とURY（浦安強震観測点）はこの観測網に属している。観測網に関しては、2.2.4に述べられている。

(15) UHR（上野原強震観測施設:山梨県北都留郡上野原町上野原字下の沢9191）

この観測点は山梨県上野原町の小仏層内に建設した23mの観測井を有する観測点である。観測井の地質は、およそ3mの表土以深が黒色片岩である。但し、この黒色片岩層は全体に破碎をうけて節理が発達している。その節理面には鏡肌が認められ、断層粘土を挟在している。速度検層の結果によれば、深さ13m~23mの区間でのP及びS波速度は、各々、2.63km/s及び1.32km/sである。この観測点では、23m井の孔底にV401加速度計の3成分型地震計、地表にはVS-355型速度計がそれぞれ設置されている。観測開始は、平成7年3月である。

(16) YMK（山北地殻活動観測施設:神奈川県足柄郡山北町中川927-2）

この観測施設では、第三系の露出花崗岩上にVSE-11/12型速度計を設置している。観測施設は、丹沢山塊のほぼ中央部に位置している。観測開始は、平成63年12月である。

付録B. 負帰還型地震計

ここでは、本資料が扱った地震記録がどのような地震計を用いて計測されたかを述べよう。地震計は、村松式速度計を除いて、全て負帰還型地震計と称されるものである(木下, 1998b)。

B.1 負帰還型地震計の構成

B.1.1 マススプリング系

負帰還型地震計といえども、その基本はマス-スプリング系(振り子系)である。図B.1に示す様に、フレームに固定されたマスは、フレームの空間に対する変位 $y(t)$ に対応して、フレームに対する相対変位 $x(t)$ を生じる。この時、マスの運動方程式は、マスの質量を m [kg]、バネ定数(或いは、stiffness)を c [kg/s*s] とすると、次式となる。

$$m(d^2x/dt^2) = -k(dx/dt) - cx - m(d^2y/dt^2)$$

ここで、 $-cx$ はバネの復元力、 $-k(dx/dt)$ はマスに対する空気抵抗とする。この式は、Laplace変数 s を用いて次式の

ように複素領域で表現される。

$$(s^2 + 2h_0\omega_0s + \omega_0^2)X(s) = -s^2Y(s) \tag{B-1}$$

ここで、 $\omega_0 = (c/m)^{1/2}$ は振り子の固有円振動数[rad]、 $h_0 = k/(2m\omega_0)$ は減衰定数である。(B-1)式から、系の応答が $1/(s^2 + 2h_0\omega_0s + \omega_0^2)$ に支配されることが判ろう。

さて、この分母に3つの項があることに注目しよう。負帰還型地震計とは、マスの相対変位 $X(s)$ を加工して、この3つの項のいずれか、もしくはその複数項に適当な大きさの付加量を帰還する事により得られる地震計である。後述する様に、様々な地震計が(加速度計、速度計及び変位計)が、この帰還に基づいて、かなり自由に設計出来る。

B.1.2 負帰還回路

マス-スプリング系の入出力関係を(B-1)式に基づいて、図B.2(a)の様に表示しよう。系の応答は $S(s) = 1/(s^2 + 2h_0\omega_0s + \omega_0^2)$ である。この系に新たな回路 $S_0(s)$ と $S_1(s)$ を導入して、図B.2(b)の様な負帰還回路(入力点で、真の入力に対して負の物理量を与える回路)を構成する。この回路により、マスの位置を中立点に保持し続けるのが、負帰還型地震計の基本である。

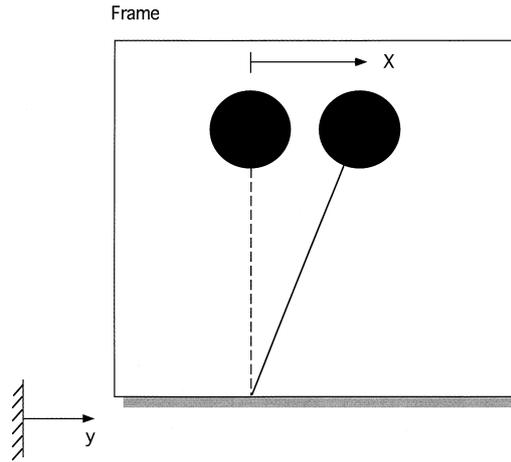
さて、図B.2(b)の加速度計としての入出力応答は、

$$\begin{aligned} V(s)/[-s^2Y(s)] &= S_0(s)S(s)/[1 + S_0(s)S_1(s)S(s)] \\ &= S_0(s)/[(s^2 + 2h_0\omega_0s + \omega_0^2) + S_0(s)S_1(s)] \end{aligned} \tag{B-2}$$

となる。式(B-2)の分母に注目すれば、帰還量が $S_0(s)S_1(s)$ の形で与えられることが判ろう。負帰還回路の付加が、マス-スプリング型の地震計の特性をどのようにに変化させるかは、式(B-2)から知ることが出来る。良く知られた事実であるが、地震計としての立場から見て重要な点は、以下の2点であろう。一つは、地震計の周波数特性の広帯域化(但し、これには利得特性の低下を伴うのが一般的であり、利得と帯域幅の積は普通一定である)である。これは、一例として、式(B-2)で $S_0(s) = Ds$ (これは、後述する様に、振り子の運動の速度検出を意味する)、及び、 $S_1(s) = A_0G/(mR_f)$ としてみれば明らかであろう。この時、式(B-2)は、加速度応答として、

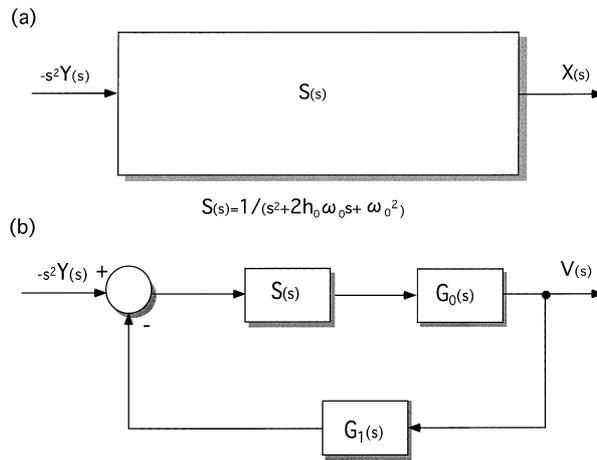
$$\begin{aligned} V(s)/[-s^2Y(s)] &= Ds/[s^2 + \{2h_0\omega_0 + DA_0G/(mR_f)\}s + \omega_0^2] \end{aligned}$$

となり $DA_0G/(mR_f)$ を大きく取れば(実際は、 A_0 を大きく取れば)、固有円振動数を変化させることなく、分母の s の項(ダмпングの項)を見かけ上大きくすることが出来る為、加速度計としての平坦帯域が広がり、利得が減少する。利得の減少は、上式で A_0 が分母にあるためである。同じ例で、もう一つの重要な点を見てみよう。 $S_1(s)$ に含まれる A_0 をより大きくして、上式の分母が $DA_0Gs/(mR_f)$ で近似できるようにすると、加速度計としての利用帯域内での特性は、上式により、近似的に、 $mR_f/A_0G = 1/S_1(s)$ となる。即ち、加速度特性に、



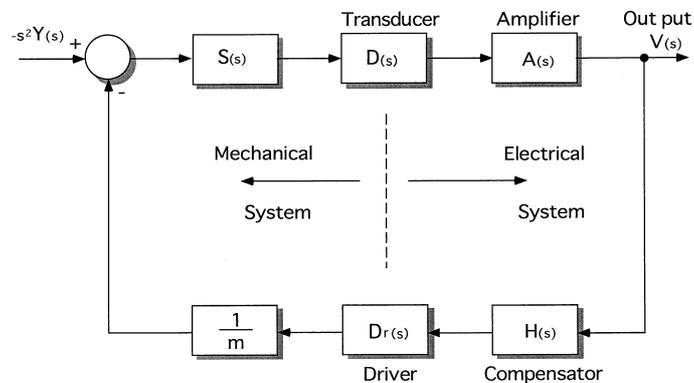
図B.1 地震計の基本となるマス・スプリング系

Fig.B.1 Mass-spring system which constructs fundamental seismometer.



図B.2 地震計の入出力関係; (上)マス・スプリング系の複素s関数表示, (下)負帰還型地震計の複素s関数表示

Fig.B.2 Schematic input-output relation of a negative feedback seismometer. (Top) Complex s -plane representation of mass-spring system. (Bottom) Representation of a negative feedback seismometer in the complex s -plane.



図B.3 負帰還型地震計を構成する基本要素

Fig.B.3 Basic elements consisting a negative feedback seismometer.

$S_0(s)$ を構成する検出器(この場合、 D_S)等が影響しないことが判る。換言すれば、負帰還回路の働きにより、開回路内の検出器や増幅器に含まれる個々の能動素子(演算増幅器等)のバツキやその周囲温度の影響が軽減される事となる。逆に、帰還路に組み込まれた能動素子の影響は、そのまま地震計の出力に現れる事となる。一般論に戻って論じると、これは負帰還型地震計の基本式(B-2)が、 $S_1(s)$ を十分大きくすることにより、次式の近似式で実現される事で理解されよう。

$$V(s)/[-s^2Y(s)] \approx 1/S_1(s) \tag{B-3}$$

この近似式は、負帰還型地震計の本質を示すものである。優れた負帰還型地震計ほど、その特性が式(B-3)に近づくといえる。従って、以下では $S_1(s)$ を中心に地震計の種類を述べる事とする。

B.1.3 電気-機械変換系

負帰還型地震計の理解が面倒な理由は、**図B.2(b)**の構成が、実際において、電気-機械系で構成されるため、扱う物理量の単位が[機械系]から[電気系]へ、そして再び[機械系]へと変化する為である。即ち、マス-スプリング系におけるマスのフレームに対する相対変位[機械系]を変換器で電圧[電気系]に変換し、帰還電気回路を通して、帰還電流を再びマスを平衡位置に戻すための力[機械系]に変換する動作がこの種の地震計の基本動作であるためである。そこで、**図B.2(b)**をより具体的に分解すると**図B.3**となる。 $S_0(s)$ は変換器 $D(s)$ とその増幅器 $A(s)$ で構成される。 $S_1(s)$ は帰還回路であるが、ここでは簡単に、補償回路 $H(s)$ と駆動器 $D_r(s)$ から $D_r(s)H(s)/m$ の形で構成されるものとする。ここで、 m は振り子の質量である。変換器としては、通常、2種類のものを使用される。一つは、コンデンサの容量変化検出等に基づく変位変換器である。他の一つは、磁界の時間変化検出に基づく速度変換器である。前者は $D(s) = D$ 、後者は $D(s) = Ds$ の形で、マスの相対変位 $X(s)$ [m] を増幅器 $A(s)$ への入力電圧 $V_g(s)$ [V] に変換するものである。また、駆動器は、補償回路 $H(s)$ の出力電圧 $V_f(s)$ [V] を帰還抵抗 R_f [Ω] を通して帰還電流 $I_f(s)$ [A] に変換し、これに比例する電磁力をマスに与える磁石-コイル型が殆どである。この変換定数 (motor generator constant) を G [N/A] とすると、マスを静止位置に保つための力は $GH(s)V_f(s)/(mR_f)$ [N] となる。この場合、 $D_r(s) = G/R_f$ となる。

B.1.4 負帰還量による地震計の分類

負帰還型地震計では、マスの相対変位 $X(s)$ から前述した様に負帰還量を求めるのであるが、基本的には、加速度帰還、速度帰還及び変位帰還の三種類が普通である。マスの相対変位検出に変位変換器を用いた場合、これらの帰還はマス-スプリング系の $(s^2 + 2h_0\omega_0s + \omega_0^2)$ の第1項(加速度項)、第2項(速度項)及び第3項(変位項)を、各々、見かけ上増加させることとなる。しかしながら、相対変位の検出器 $D(s)$ に二種類あることを思い出そう。可能性として、変位変換器に微分型帰還回路を接続しても、速度変換器に単純な平坦増幅型帰還回路を接続しても、いずれ

も速度帰還型の地震計が出来る。

変位変換器を用いた場合、後続する帰還回路特性を s^2, s^1 及び s^0 型とする事により、各々、加速度、速度及び変位帰還が可能となる。また、速度変換器を用いた場合、接続する帰還回路特性を s^1 及び s^0 型とすることにより、各々、加速度及び速度帰還が可能となる。勿論、各変換器出力をそのまま利用できる地震計が作り安いのは言うまでもなく、変位変換器もしくは速度変換器の出力を単純に増幅して帰還する加速度計が、これまで、圧倒的多数であった。通称、変位サーボとは速度サーボと言われる加速度計であり、我が国では、(株)カキ製V401型加速度計や(株)東京側振製SA型加速度計が各々の代表である。

B.2 負帰還型地震計の種類

負帰還型地震計は、変換器と後続する帰還回路の組み合わせで種々の地震計が製作できる可能性を持つことが明らかになった。そこで、実際の組み合わせについて例示してみよう。まず、可能性として**表B.1**に示すような地震計が考えられる。ここでは、簡単な為、補償回路 $H(s) = 1$ を仮定して、**表B.1**に沿って負帰還型地震計の基本である加速度計を主体に述べる事とする。

表B.1 負帰還型地震計の種類

Table B.1 Five fundamental negative feedback seismometers. A, V and D represent acceleration, velocity and displacement outputs, respectively.

Transducer	Acceleration-feedback	Velocity-feedback	Displacement-feedback
Displacement	A, V, and D	A and V	A
Velocity	A and V	A	

B.2.1 加速度帰還型加速度計(速度検出器型)

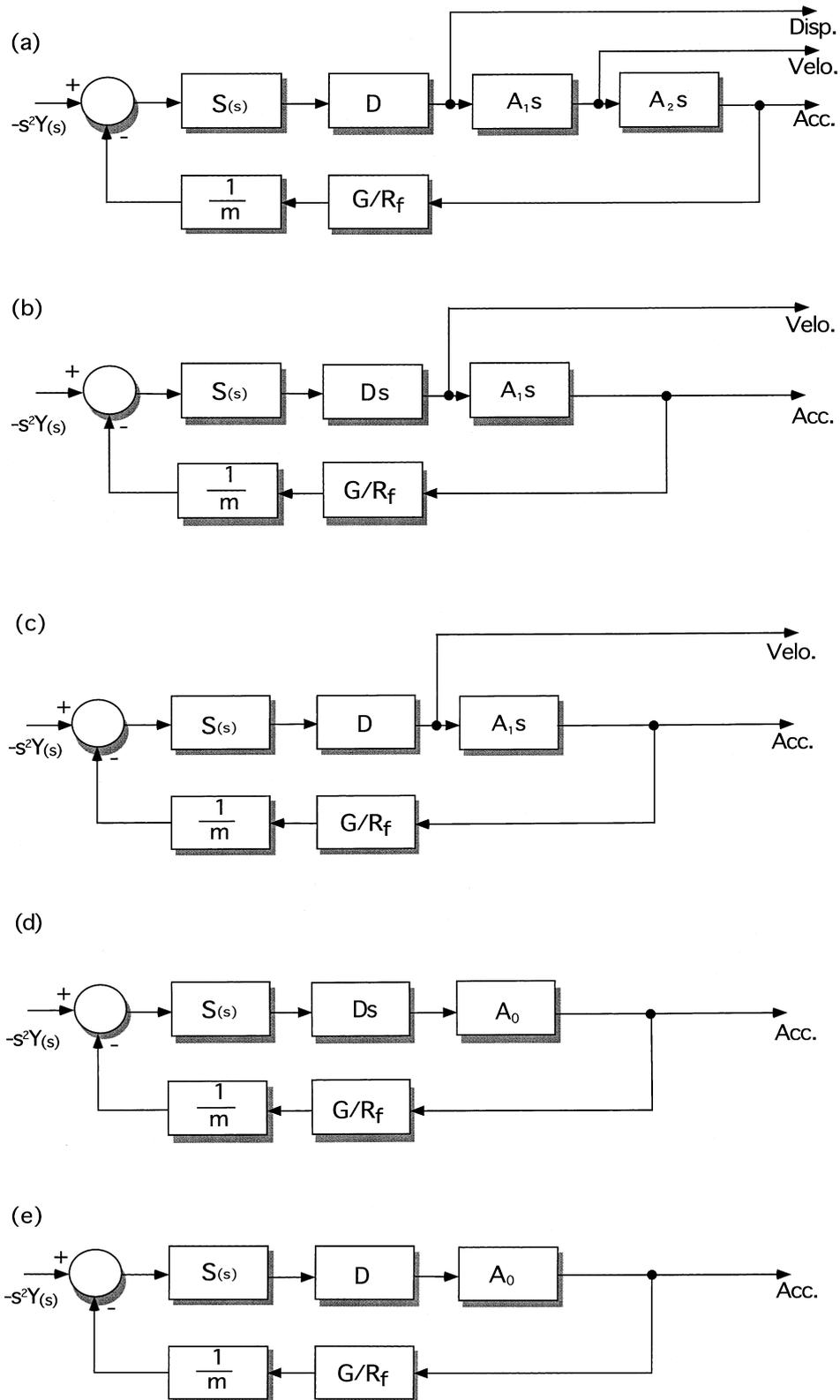
図B.4(a)によれば、加速度計としての応答特性は次式となる。

$$V(s)/[-s^2Y(s)] = DA_1A_2s^2 / [(s^2 + 2h_0\omega_0s + \omega_0^2) + DA_1A_2Gs^2 / (mR_f)] \tag{B-4}$$

従って、 $DA_1A_2G/(mR_f)$ を十分大きくすれば、 mR_f/G を出力感度とする加速度計となる。この型の負帰還型地震計は、開回路の途中から速度及び変位出力を同時に得られる特徴を持つものである。但し、加速度出力は原則として零感度を持たない。零感度を有するのは変位出力のみである。ここでは、実際には未だ製作された事はないが、変位出力を持つ地震計についてその数値例を示しておこう。変位出力は、式(B-2)と**図B.4(a)**より次式で与えられる。

$$V(s)/[-Y(s)] = Ds^2 / [(s^2 + 2h_0\omega_0s + \omega_0^2) + DA_1A_2Gs^2 / (mR_f)] \tag{B-5}$$

そこで、 $m = 0.03$ [kg], $f_0 = 1.5$ [Hz], $h_0 = 0$, $D = 50$ [V/mm], $G = 20$ [N/A], $R_f = 667$ [Ω] とする。また、



図B.4 加速度計の基本形; (a)変位検出加速度帰還型, (b)速度検出加速度帰還型, (c)変位検出速度帰還型, (d)速度検出速度帰還型, (e)変位検出変位帰還型

Fig.B.4 Five fundamental accelerometers: (a) Acceleration feedback seismometer with a displacement transducer. (b) Acceleration feedback seismometer with a velocity transducer. (c) Velocity feedback seismometer with a displacement transducer. (d) Velocity feedback seismometer with a velocity transducer. (e) Displacement feedback seismometer with a displacement transducer.

A_1s 及び A_2s として、帰還回路を微分要素に定数項を加えた図B5(a)から構成すると、 $A_1s = A_2s$ となる。ここで、 $C_1 = 10 [\mu F]$ 、 $R_1 = 5 [M\Omega]$ 、 $R_2 = 100 [k\Omega]$ とする。この時、出力感度は $mR_f / A_1A_2G = 1 [V/m]$ (=0dB) となり、図B.6で示す特性を有する変位計となる。

B.2.2 加速度帰還型加速度計(速度検出器型)

図B.4(b)によれば、この型の地震計の加速度計としての応答は、次式となる。

$$V(s)/[-s^2Y(s)] = DA_1s^2 / [(s^2 + 2h_0\omega_0s + \omega_0^2) + DA_1Gs^2 / (mR_f)] \tag{B-6}$$

従って、 $DA_1G / (mR_f)$ を十分大きくすれば、 mR_f / G を出力感度とする加速度計となる。また、開回路の途中から速度出力が得られる。この型の加速度地震計からは零感度を持つ出力は得られない。加速度及び速度の2出力を持つこのタイプの地震計には、株勝島製作所製SD-240型がある。この型の地震計で、速度出力を持つ地震計について、数値例を示しておこう。速度応答は、図B.4(b)と式(B-2) から、次式のようになる。

$$V(s)/[-sY(s)] = Ds^2 / [(s^2 + 2h_0\omega_0s + \omega_0^2) + DA_1Gs^2 / (mR_f)] \tag{B-7}$$

ここで、 $m = 0.043 [kg]$ 、 $f_0 = 1.43 [Hz]$ 、 $h_0 = 0$ 、 $Ds = 1,250 [V/(cm/s)]$ 、 $G = 28.6 [N/A]$ 、 $R_f = 667 [\Omega]$ とする。また、 A_1s として、帰還回路を微分要素に定数項を加えた図B.5(b)から構成する。回路中の要素は、 $C_1 = 10 [\mu F]$ 、 $R_1 = 150 [k\Omega]$ 、 $R_2 = 100 [k\Omega]$ とする。この時、速度出力の応答特性は図B.7となる。出力感度は $mR_f / (A_1G) = 1 [V/(m/s)]$ (=0dB) である。この型の速度計は、B.2.3で述べる速度計ほど広帯域化が計れない欠点を有するが、低周波数域での減衰を-12dB/octaveと大きくとれる利点を有している。これは、地震計の低周波数域での動作を安定化する働きを持つものである。

B.2.3 速度帰還型加速度計(変位検出器型)

図B.4(c)によれば、この型の地震計の加速度計としての応答は、次式で与えられる。

$$V(s)/[-s^2Y(s)] = DA_1s / [(s^2 + 2h_0\omega_0s + \omega_0^2) + DA_1Gs / (mR_f)] \tag{B-8}$$

従って、 $DA_1G / (mR_f)$ を大きくすれば、 mR_f / G を出力感度とする加速度計となる。また、この型の地震計は、開回路から速度出力が得られる。STS-2型速度計や、VSE型速度計及びCMG-3T型速度計(ちなみに、CMG型地震計は、地震計の教科書通り忠実に作られており、理解しやすいものであるが、ハネ性を無視する方向にある世の流れとは逆に立派なハネを用いている。苦勞の多い地震計である。)など、所謂広帯域速度計はこの開回路からの速度出力を主出力とする速度計である。但し、この型の地震計は加速度計としては零感度を持たず、速度出力のみが零感度を有する事になる。

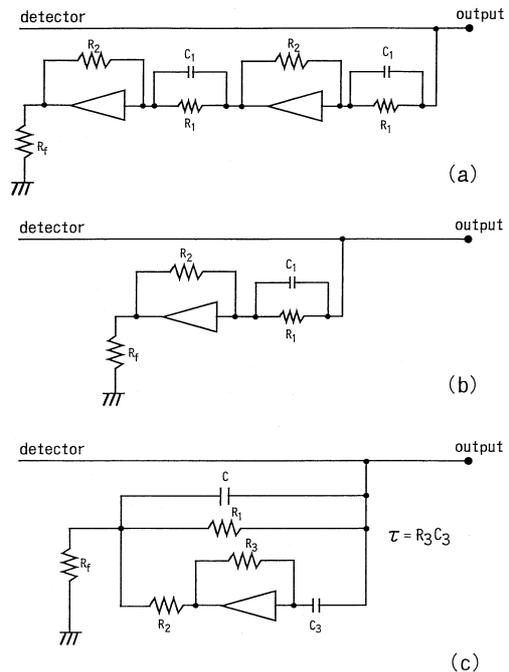
ここでは、この型の速度計の数値例として、株東京測振製のVSE-11/12型速度計を扱おう。この地震計の速度応

答は、図B.4(c)と式(B-2)より、次式となる。

$$V(s)/[-sY(s)] = Ds / [(s^2 + 2h_0\omega_0s + \omega_0^2) + DA_1Gs / (mR_f)] \tag{B-9}$$

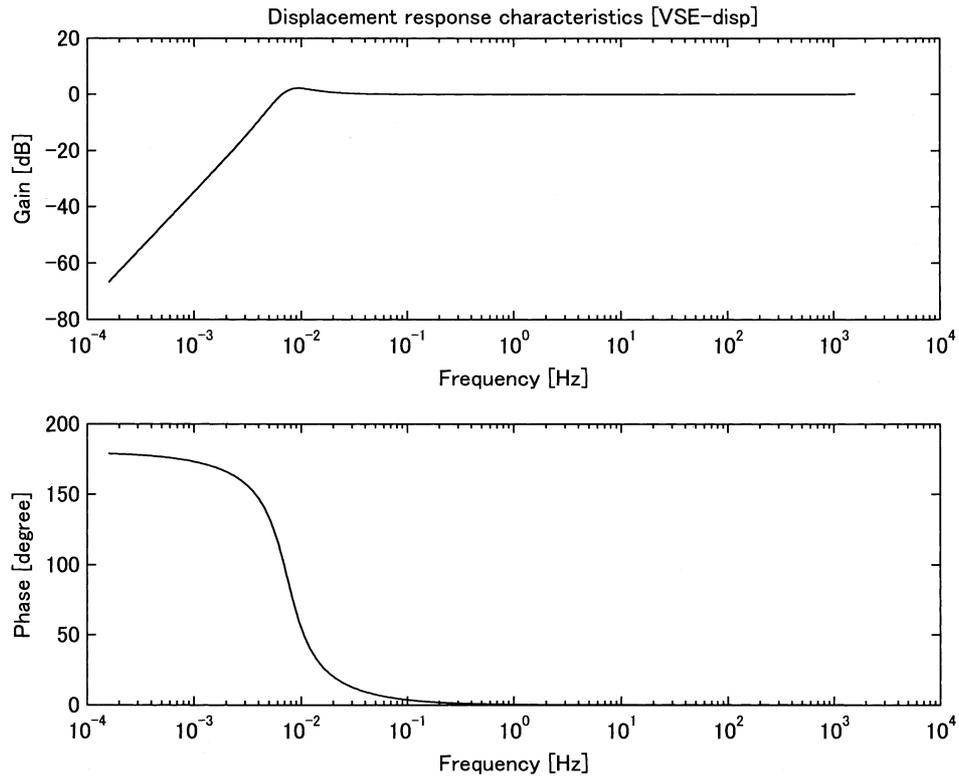
ここで、 $m = 0.03 [kg]$ 、 $f_0 = 1.5 [Hz]$ 、 $h_0 = 0$ 、 $D = 50 [V/mm]$ 、 $G = 20 [N/A]$ 、 $R_f = 667 [\Omega]$ とする。また、 A_1s として、帰還回路を微分要素に定数項を加えた図B.5(b)から構成する。回路中の要素は、 $C_1 = 10 [\mu F]$ 、 $R_1 = 5 [M\Omega]$ 、 $R_2 = 10 [k\Omega]$ とする。この時、速度出力の応答特性は図1.5となる。出力感度は $mR_f / (A_1G) = 10 [V/(m/s)]$ (=20dB) である。このVSE型速度計の低周波数域における減衰は-6 dB/octaveであり、地震計の動作を安定化するためには、より大きな減衰が必要とする。少なくとも、B.2.2の地震計が持つ-12dB/octave程度は必要であろう。これに関しては、STS-2型地震計の動作原理から、如何にして低周波数域での減衰特性を大きくするかを述べよう。

STS-2型地震計は、広帯域地震計として世界標準となった地震計である。ここでは、その数式表現について述べておこう。STS-2型地震計は、図B.4(c)の基本構成を持つものであり、理論的には構成の単純な地震計である。即ち、図B.4(c)にある単一の微分要素Cs(以下、説明の便宜上、 $A_1 = C$ とする)に積分要素 $1/(R_2\tau s)$ と定数要素 R_1 を並列に付加し(図B.5(c)参照)、速度計としての特性改善を行っ



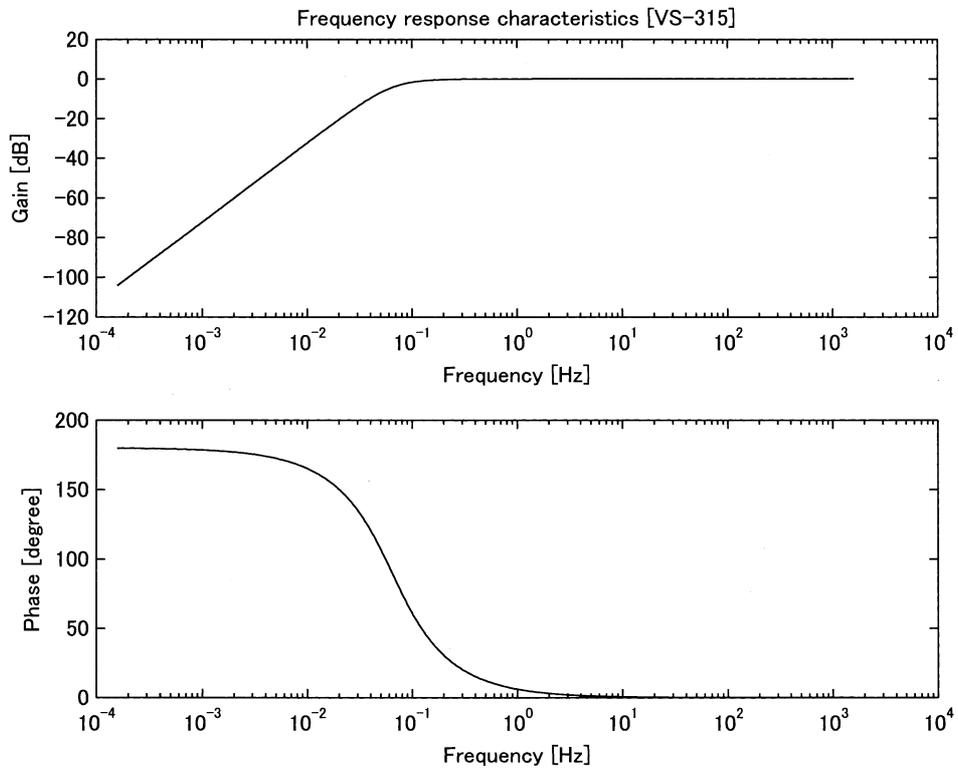
図B.5 帰還要素; (上)変位検出加速度帰還型地震計の帰還要素、(中)変位検出速度帰還型地震計の帰還要素、(下)STS-2型速度計の帰還要素

Fig.5 (Top) Feedback element used in acceleration feedback seismometers with a displacement transducer. (Middle) Feedback element used in velocity feedback seismometers with a displacement transducer. (Bottom) Feedback element used in the STS-2 seismometer.



図B.6 変位検出加速度帰還型変位計の周波数特性

Fig.B.6 Frequency response characteristics of an acceleration feedback displacement seismometer with a displacement transducer.



図B.7 速度検出加速度帰還型速度計の周波数特性

Fig.B.7 Frequency response characteristics of an acceleration feedback velocity seismometer with a velocity transducer.

たものである。この時、**図B.4(c)**の速度出力を $V_V(s)$ とすると、 $V_V(s)/[-sY(s)]$ は、 $S_0(s) = \alpha$ 及び $S_1(s) = \sigma[Cs + 1/R_1 + 1/(R_2\tau)]/M$ と近似して、負帰還型地震計の基本式(B-2)にこれらを代入することから得られる。但し、便宜上、**図B.4(c)**の記号を $\alpha = D$ 、 $\sigma = G/R_f$ 、 $M = m$ 及び $H(s) = 1$ としている。結果は次式となる。

$$\begin{aligned} V_V(s)/[-sY(s)] &= \alpha s / [(s^2 + 2h_0\omega_0s + \omega_0^2) + \alpha\sigma\{Cs + R_1 + 1/(R_2\tau)\} / M] \\ &= (Ms^2 / \sigma C) / [(Ms / \alpha\sigma C) \cdot (s^2 + 2h_0\omega_0s + \omega_0^2) \\ &\quad + \{s^2 + s/(CR_1) + 1/(CR_2\tau)\}] \end{aligned}$$

Wielandt and Streckeisen(1982)が、その論文の中で説明に用いた式は、上式の中で $2h_0\omega_0s + \omega_0^2$ の項を無視したもので、次式となる。

$$\begin{aligned} V_V(s)/[-sY(s)] &= (Ms^2 / \sigma C) / [Ms^3 / \alpha\sigma C + \{s^2 + s/(CR_1) + 1/(CR_2\tau)\}] \end{aligned}$$

この式は、低周波数領域において-12dB/octaveの利得逓減が積分項 $1/CR_2\tau$ の効果によりなされることを示している。この様に、帰還回路に積分器を入れることにより、低周波数域での減衰を-6 dB/octave追加する技法は、DCサーボもしくは零点補償回路の名で呼ばれ、オートイテ技術の中で見いだされたものである。このDCを含む低周波数域における-12dB/octaveの利得低減は、STS-2型地震計の動作を、-6 dB/octaveの減衰特性を持つVSE型地震計と比較して安定なものとしている。また、STS-2型地震計がVSE型地震計と全く異なる点は、この地震計が帰還回路の主要素である微分要素の構成に、VSE型と異なり、演算増幅器を用いず、コイルとコイルの抵抗成分という受動素子のみから構成していることである。これは、演算増幅を用いて帰還量を増幅し、測定可能速度の上限を100[cm/s]迄大きくしているVSE型に対し、STS-2型は測定可能速度の上限を3 [cm/s]程度まで落とし、分解能を高めることを目的としているのである。即ち、分解能を上げるため、STS-2型地震計では、微分要素に $1/f$ の発生する能動素子を用いず、受動素子のみを用いている。

STS-2型地震計の特性を示しておこう。その特性が(B-8)式で与えられることはVSE型と同じであるが、**図B.4(c)**の A_1s は**図B.5(c)**の回路をSTS-2型は採用しているため、次式となる。

$$A_1s = [Cs + 1/R_1 + 1/(R_2\tau s)] / [Cs + (1/R_1 + 1/R_2 + 1/R_f)]$$

この式と式(B-9)を用いて、STS-2型速度計の特性が求まるが、 f_0 、 h_0 及び R_f は不明である。負帰還型地震計として、 f_0 と h_0 は無視して差し障り無いが、 $R_f = 500$ [Ω]を仮定しよう。その他のパラメータは、 $M = 0.3$ [kg]、 $D = 570$ [V/mm]、 $G = 50$ [N/A]、 $C = 7.8$ [μ F]、 $R_1 = 1.7$ [M Ω]、及び、 $R_2 = 600$ [k Ω]が与えられている。また、この地震計の出力は低域通過フィルタを通して出力されるが、ここでは単に2倍の差動増幅のみを仮定する。これらの数値を用いて計算されるSTS-2型速度計の特性

は、**図1.6**となる。図では、1 [V/(m/s)]を0 dBとしているが、 $2MR_f / CG = 1,500$ [V/(m/s)] (=63.52dB)が出力感度となる。

B.2.4 速度帰還型加速度計(速度検出器型)

図B.4(d)によれば、この型の地震計の加速度応答は、次式となる。

$$\begin{aligned} V(s)/[-s^2Y(s)] &= DA_0s / [(s^2 + 2h_0\omega_0s + \omega_0^2) \\ &\quad + DA_0Gs / (mR_f)] \end{aligned} \quad (B-10)$$

従って、 $DA_0G / (mR_f)$ を十分大きくすれば、 mR_f / G を出力感度とする加速度計となる。株東京測振製のSA-355型加速度計等はこのタイプ⁷⁾の地震計である。この型の加速度計は零感度を持たない。但し、この型の地震計は、検出・駆動部を含む振り子系(機械系)と負帰還回路部(電気系)を結ぶケーブルの抵抗が地震計の特性に影響しない様に設計出来る為、機械部と電気部を物理的に100m以上離しても観測に差し障りが生じない利点を有している。これは、地中観測には有利な条件であり、雷に強い機械部を地中埋設し、雷に弱い電気部を地表に設置することが出来る。このため、長期にわたる地中観測などに利用される型の加速度計となっている。

この型の加速度計に関して、一つの数値例を示そう。式(B-10)において、 $m = 0.043$ [kg]、 $f_0 = 1.43$ [Hz]、 $h_0 = 0$ 、 $Ds = 2.5$ [V/(cm/s)]、 $A_0 = 500$ 、 $G = 28.6$ [N/A]、 $R_f = 667$ [Ω]とする。この時、加速度出力の応答特性は**図1.7**となる。出力感度は $mR_f / G = 1$ [V/(m/s*s)] (=0 dB)となる。

本資料では、このSA型加速度計を基本とするVS型速度計から得られた地震記録を数多く例示している。その特性を**図1.8**で示したVS-355型もこの範疇に入る速度計である。このVS型速度計は、SA型加速度計の帰還電流を電流積分することにより速度出力としている。即ち、VS型速度計は、電流積分を用いることによりゲインレンジを大きくし、振り子系の検出・駆動コイルを機械的に対称な二重コイル構造にして精度を上げたものであり、積分器を外付けした速度計としては、その限界に近いものである。しかしながら、B.2.3のVSE型地震計の出現により、VS型速度計は過渡的なものとなった。

実際のVS-355型速度計は、**図1.8**の中に示す回路構成を有し、その出力感度は、図中の記号を用いると $mR_0 / G_f CR_f$ となる。但し、振り子の固有振動数を1.43Hz、 $A_1 = 54$ dB、 $A_2 > 90$ dBとし、 $G_s = 2.5$ V/cm/sとする。数値例として、 $m = 43$ g、 $R_0 = 333$ Ω 、 $G_f = 2.86 \times 10^6$ dyne/A、 $C = 1$ μ F、及び、 $R_f = 1$ M Ω を用いれば、1 V/20cm/sが平坦出力感度となる。これは、府中群列観測における地表設置の速度計の特性であり、初期の江東群列観測では、 $R_0 = 667$ Ω として、1 V/40cm/sを出力感度とする速度計が用いられた。

B.2.5 変位帰還型加速度計(変位検出器型)

図B.4(e)によれば、この型の地震計の加速度計としての特性は次式となる。

$$V(s)/[-s^2Y(s)] = DA_0 / [(s^2 + 2h_0\omega_0s + \omega_0^2) + DA_0G/(mR_f)] \quad (\text{B-11})$$

従って、 $DA_0G/(mR_f)$ を十分大きくすれば、 mR_f/G を出力感度とする加速度計となる。この加速度計は零感度を有するもので、他の地震計と比較して最も多く市販されている。㈱7が製のV401型やV403型、㈱航空電子工業製JA5VC、㈱トメック製TA25D或いは、Kinematics社製のFB23型やEpiセンサーに始まって、高級品のAllid Signal社製QA-3000型までその種類も他の地震計と比較して圧倒的に多くの数が製造されている。

この型の加速度計に関して、一つの数値例を示そう。式(B-11)において、 $m = 0.03$ [kg]、 $f_0 = 1.5$ [Hz]、 $h_0 = 0$ 、 $D = 5$ [V/mm]、 $A_0 = 500$ 、 $G = 20$ [N/A]、 $R_f = 667$ [Ω]とする。この時、加速度出力の応答特性は図1.4となる。出力感度は $mR_f/G = 1$ [V/(m/s*s)] (= 0 dB)となる。図中に現れる固有振動数域の共振は R_f と並列にコンデンサを入れること(位相回路)で押さえることが出来る。

付録C. 地盤傾動

近年、変位検出速度帰還型の負帰還型速度計が実用の域に達し、その有用性から広帯域地震観測から強震観測まで用いられるようになってきた。STS-2型速度計やVSE-11/12型速度計が、各々の代表であろう。一般に、負帰還型速度計の広帯域化の影響で、これらの地震計は、加速度入力に対して、見かけ上100s程度の固有振動数を有する系として設計されている。従って、地盤が傾動したような、本来の測定範囲外の入力に対し、系の過渡応答が明瞭に観測される。逆に、このような過渡応答は、例えば、地盤の傾動を有意な物理量として扱い得ることを示している。即ち、このような速度計の地盤傾動に対する応答は、地盤の永久変動を、その”測定範囲”において記録したものであるから、異なる角度から地震時の永久変位測定に対する手がかりを提供しよう(木下・横井, 1995)。

強震時に得られた記録で、我が国で見られた速度記録上の地盤傾動記録には、筆者の知る限り、1987年千葉県東方沖地震における東京低地での記録がある。これらで見られた地盤傾動は、表層地盤の液化化によるものである。また、1995年の阪神淡路大震災においても、神戸大学の速度記録上に地盤傾動を示す挙動が出現している。但し、この傾動は地盤の液化化によるものではない。この付録では、負帰還型速度計が地盤傾動に対してどのような応答を示すかを考察しよう。

C.1 負帰還型速度計の伝達関数

負帰還型速度計の伝達関数、 $H(s)$ は、かなり一般的な形として、

$$H(s) = H_V(s) \cdot H_H(s) \cdot H_L(s), \quad (\text{C-1})$$

なる形を持つ。ここで、 $H_V(s)$ は速度計本来の伝達関数であり、固有振動数 ω_n 、減衰定数 h_n 、及び、増幅度 A を用いて次式で与えられる。

$$H_V(s) = As / (s^2 + 2h_n\omega_n s + \omega_n^2) \quad (\text{C-2})$$

$H_H(s)$ と $H_L(s)$ は、 $H_V(s)$ の特性を補償するためのものであり、各々、高域通過及び低域通過フィルタである。さて、負帰還型速度計は、速度計の広帯域化を目論んだものであるから、超過減衰系となるように設計されている。即ち、 $H_V(s)$ の2つの極は、負の実軸上で限りなく零に近いもの ω_{n1} と、大きくなるもの ω_{n2} とに配置されている。元来、負帰還系では、制御極 ω_n の補償用として $H_L(s)$ の形のフィルタを用いるが、負帰還型速度計のような超過減衰系では、 ω_{n1} と ω_{n2} を逆に抑制する。つまり、減衰を加速する形で $H_V(s)$ の系を制御するように $H_H(s)$ と $H_L(s)$ の両方の形のフィルタが用いられる。 $H_H(s)$ としては、

$$H_{H1}(s) = s / (s + \omega_1), \quad (\text{C-3a})$$

又は、

$$H_{H2}(s) = 2h_2\omega_2s / (s^2 + 2h_2\omega_2s + \omega_2^2) \quad (\text{C-3b})$$

の様な一次系や二次系が用いられる。 $H_L(s)$ は、一般にA/D変換に伴う信号の折り返し効果を防止する為に用いられるフィルタであるから、地盤傾動の様な $H_V(s)$ の低周波数域での過渡応答を考える場合は、無視できる。以下では、簡単のため、 $H_L(s) = 1$ とする。

負帰還型速度計の一例として、㈱東京測振製のVSE-11を示しておく。VSE-11における $H_V(s)$ は、 $\omega_{n1} = 0.0374$ (0.006Hz)、 $\omega_{n2} \approx 5,000$ 、 $h_n \approx 183$ 及び $A = 5 \times 10^3$ (V/m)の設計値を有している。但し、最終出力は10cm/s/Vとする。 $H_H(s)$ としては、 $\omega_1 = 0.05$ (0.008Hz)の $H_{H1}(s)$ 型フィルタが用いられている。この $\omega_{n1} < \omega_1$ なる条件は、低周波数域における $H_V(s)$ の減衰特性をさらに減衰させるが、これは $H_V(s)$ の安定問題とは無関係であり、単に、 $H_V(s)$ と $H_{H1}(s)$ のカスケード接続による $H(s)$ の調整の容易さであろう。従来のVS-355型速度計においては、 $H_H(s)$ として $H_{H2}(s)$ が用いられていた。なお、Streckeisen社製のSTS型速度計では $H_{H2}(s)$ 型のフィルタを負帰還回路自体に組み込み、系の安定性を計っている。これは、VSE型地震計と本質的に異なるところである。

C.2 地盤傾動に伴う負帰還型速度計の過渡応答

地震時に時間関数 t の関数として傾斜角 $\theta(t)$ を伴う地盤傾動があったとしよう。この時、負帰還型速度計の水平方向振り子には、単位質量あたり、 $a_g(t) = g \cdot \sin \theta(t)$ なる加速度が作用する。上下方向振り子に作用する力は、 $g \cdot [1 - \cos \theta(t)]$ であるから、通常あり得るごくわずかな傾動では、殆ど無視できる。即ち、地盤傾動に伴う上下動地震計の過渡応答は水平動と比較して無視できるほど小さなものとなる。従って、以下では水平動成分に付いてのみ考察しよう。

さて、負帰還型速度計の出力 $v(t)$ が、近似的に、本来の地動入力 $v_i(t)$ による応答 $v_o(t)$ と、 $a_g(t)$ による応答 $\Delta v(t)$ の和で表現されるとする。即ち、 $v(t), v_i(t), v_o(t), a_g(t)$ 及び $\Delta v(t)$ のラプラス表示を、各々、 $V(s), V_i(s), V_o(s), A_g(s)$ 及び $\Delta V(s)$ とすれば、

$$V(s) = V_o(s) + \Delta V(s) = H(s)V_i(s) + s^{-1}H(s)A_g(s) \quad (C-4)$$

となる。負帰還型速度計の地盤傾動による過渡応答 $\Delta V(s)$ の概略を得るためには、上式の右辺第二項を

$$\Delta V(s) = s^{-2}H(s) \cdot sA_g(s) \quad (C-5)$$

の様に變形して、 $s^{-2}H(s)$ の加加速度入力 $sA_g(s)$ (時間領域では $da_g(t)/dt$) の応答を考察することとなる。これは $s^{-2}H(s)$ のインテイヤル応答が扱えることやその逆関数が複素 s 平面上の原点に極を持たないことなどの利点を有している。図C.1は、VSE-11型速度計の $|s^{-1}H(s)|$ である。そこで、地盤傾動のモデルとして、

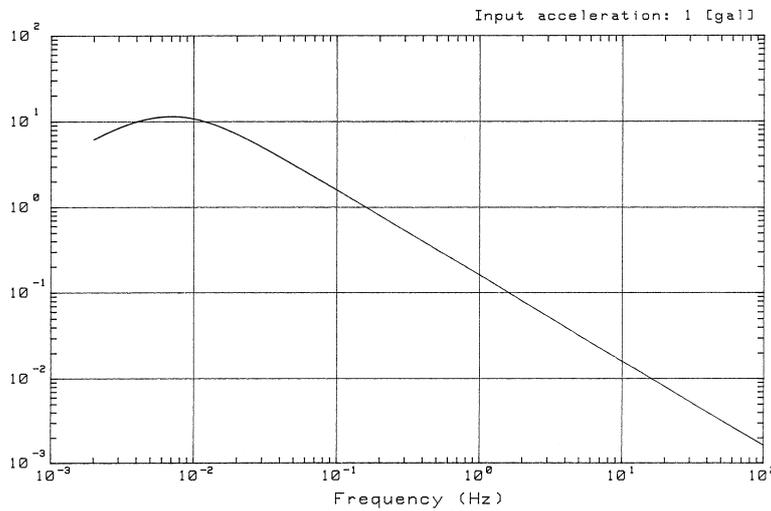
$$da_g(t)/dt = 0; \quad t < t_1, t_2 < t$$

$$= -G/\Delta t; \quad t_1 \leq t \leq t_2$$

なる微分形を有する負のハール波を考へよう。ここで、 $\Delta t = t_2 - t_1$ とする。このモデルでは、ハールの積分値の絶対値は常に G となるため、ハール幅 Δt を変化させても、 $a_g(t) = -G(t > t_2)$ となる。即ち、この地盤傾動モデルは、 $t = t_1$ で傾動が始まり、 Δt 後に $g \cdot \sin \theta(t_2) = -G$ となるまで直線的に変化するという直感的なものである。

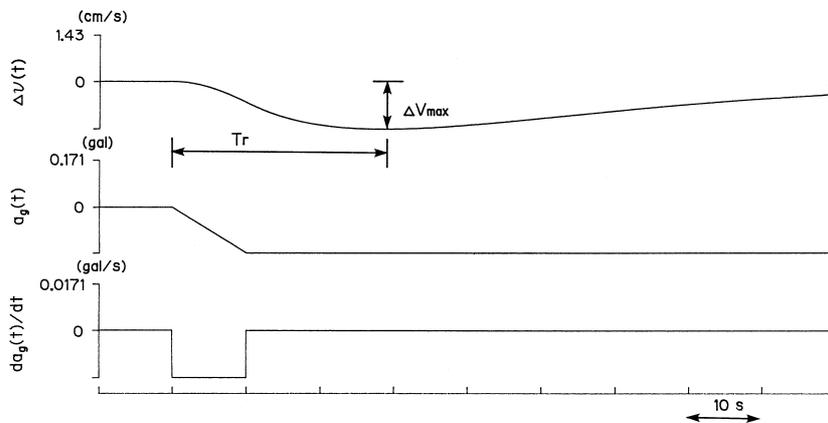
上記の地盤傾動モデル、 $da_g(t)/dt$ に対する過渡応答、 $\Delta V(s)$ を $s^{-2}H(s)$ の応答として評価してみる。例として、VSE-11を考へ、 $t_1 = 10$ s、 $\Delta t = 10$ s、 $G = 0.171$ gal (0.01°) の $da_g(t)/dt$ に対して得られる $\Delta v(t)$ を図C.2に示す。

時間領域における応答 $\Delta v(t)$ は、これが、複素共役な2つの極を持つ系からの出力ならば、その立ち上がり時間



図C.1 VSE-11型広帯域速度計の加速度応答

Fig.C.1 Acceleration response characteristics of the VSE-11 velocity seismometer.



図C.2 VSE-11型広帯域速度計の傾斜応答; (上) 傾斜応答, (中) 傾斜入力の加速度, (下) 傾斜入力の加加速度

Fig.C.2 Tilt response of the VSE-11 seismometer. (Top) Tilt response. (Middle) Input acceleration. (Bottom) Differential waveform of input acceleration.

とその後の時間に応答時間を分けて考察すべきである。しかしながら、負帰還型速度計の様な超過減衰系では、図中の応答時間 T_r と最大応答値 ΔV_{\max} で $\Delta v(t)$ がほぼ決定されてしまう。このことは、過渡応答を示す速度記録から T_r と ΔV_{\max} を読みとることができれば、 Δt と G が求まることを意味している。VSE-11の場合、 T_r と ΔV_{\max} は、上記の $\frac{da_g(t)}{dt}$ の対して、

$$T_r \approx T_{ro} + 0.5\Delta t \quad (C-6a)$$

及び、

$$\Delta V_{\max} \approx 84G \quad (C-6b)$$

が与えられる。ここで、 T_{ro} はインテイヤル応答における応答時間であり、 $T_{ro}=23.06s$ である。また、最終傾斜角は $\sin^{-1}(G/g)$ となる。但し、重力加速度は $g=980 \text{ gal}$ とする。

この地震計の応答計算の例は、SMDA2のメニューの[ツール(T)]から[地震計の応答(N)]を選択する。長周期速度計の傾動応答を計算するためのセットアップ・ダイアログ、**図C.3**が開示されよう。このダイアログでは、入力加速度を規定する t_1 、 t_2 及び G を入力する[加速度]フォームと、伝達関数 $H_v(s)$ の諸パラメータを入力する[伝達関数 $H_v(s)$]のフォームがある。また、同時に、 $H_H(s)$ として、 $H_{H1}(s)$ か $H_{H2}(s)$ を選択する[高域通過フィルター]のフォームにおいて、フィルタの定数を入力する。入力後[計算]ボタンを押せば、**図C.1**と**C.2**に相当する結果が、

各々、**図C.4**の下段と上段に図示されよう。

C.3 地盤傾動の逆推定

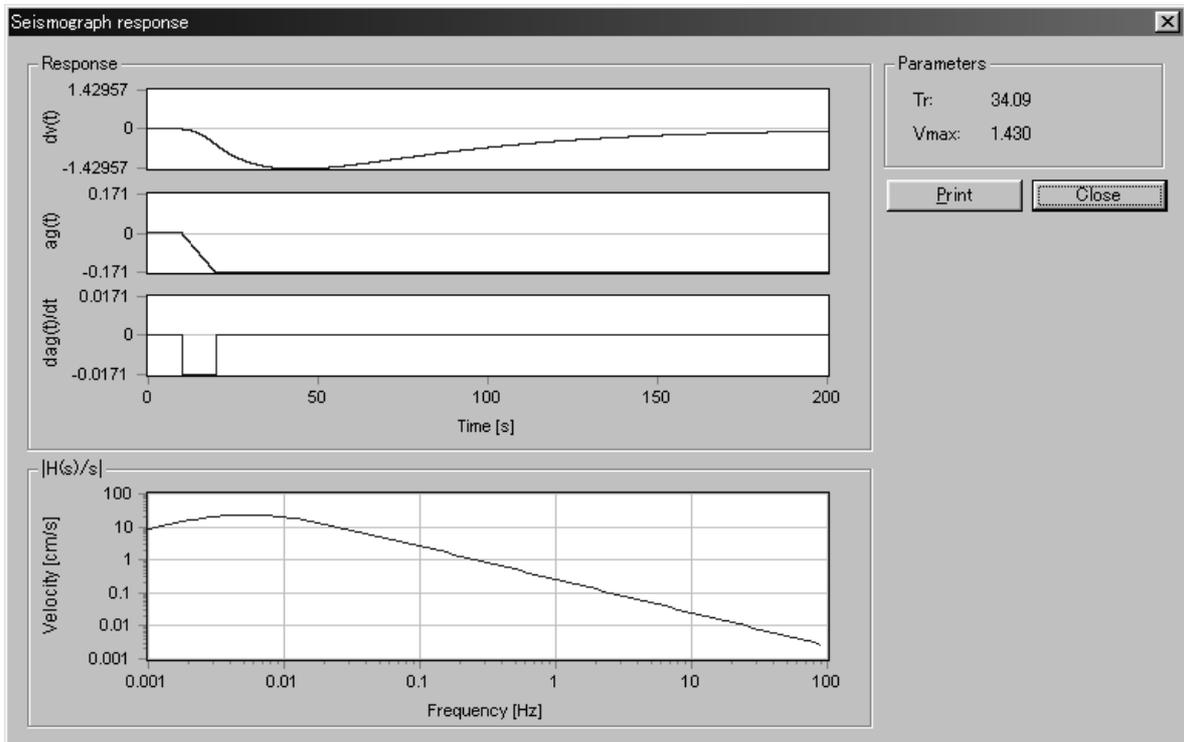
速度記録 $v(t)$ から $a_g(t)$ を逆推定する方法を考える。基本的には、 $v(t)$ から $\Delta v(t)$ を抽出し、これを $sH^{-1}(s)$ なるフィルタを通過させることにより $a_g(t)$ が得られる。具体的には、次のステップを用いることになる。

- (1) 比較的狭帯域の帯域通過フィルタを用いて、 $\Delta v(t)$ を抽出する。VSE-11の場合、この帯域通過フィルタの中心周波数は0.0068Hzとなる。
- (2) 次に、安定条件を満たす $sH^{-1}(s)$ に $\Delta v(t)$ を入力し、 $a_g(t)$ を得る。



図C.3 SMDA2における広帯域速度計の傾斜応答計算手順 (1/2)

Fig.C.3 Procedure for calculating the tilt response of the VSE-11 seismometer (1/2).



図C.4 SMDA2における広帯域速度計の傾斜応答計算手順(2/2)

Fig.C.4 Procedure for calculating the tilt response of the VSE-11 seismometer (2/2).

この操作は、正直に行くと概ね $a_g(t)$ が発散してしまう。これは、 $sH^{-1}(s)$ が $H_H(s)$ の存在により、その分母に s を持つことになり、完全積分を実行すると言う困難に直面する為である。従って、 $\Delta v(t)$ から $a_g(t)$ を求めるためには、まず、 $sH^{-1}(s)$ ではなく $s^2H^{-1}(s)$ を用いて、 $\frac{da_g(t)}{dt}$ を求め、次に、これを不完全積分して $a_g(t)$ を推定する方が実用的となる。とは言え、実際に $s^2H^{-1}(s)$ を構成するとなると、これは極が複素 s 平面の虚軸上に存在し、不安定要素を含むこととなる。従って、この極を複素 s 平面の左半面へ若干移動させる等の工夫は必要である。これは、数値計算により理論波形を求めるのにしばしば使われる技法である。

一つの例を示しておこう。よく知られているように、1995年の神戸の地震において、神戸大学に設置されていたVSE型速度計の記録が地盤傾動に伴う波形を示した。図C.5の下段の波形である。これは、NS成分の傾動波形である。図中の中段と上段に示した波形が、 $\Delta v(t)$ と $a_g(t)$ である。下段の原波形の最大値が55.11cm/sであるのに対し、中段の $\Delta v(t)$ の最大値は2.51cm/sであり、 $a_g(t)$ のそれは0.506galである。勿論、この $a_g(t)$ はかなりの平滑化をせねば役に立たないであろう。しかしながら、図中の地震開始前のレベルに対し、 $a_g(t)$ の後半の加速度レベルは真の意味を有し、ここでは、地盤が北へ0.020° 傾いた事を示している。さて、当然の事ながら、地盤の傾動を含む速度記録から地震による純粋の変位記録を求める為には、傾動分を除去した後積分せねばならない。図C.6は、下段が原記録、中段が $v_o(t)$ 、上段が $v_o(t)$ を積分した変位波形を示すものである。 $v_o(t)$ の最大値が53.26cm/sであり、最大変位が13.47cmとなる。同様に、EW成分に関する結果を図C.7とC.8に示そう。原記録の最大速度が31.03cm/sであり、 $\Delta v(t)$ と $a_g(t)$ の最大値が、各々、2.86cm/sと0.416galである。また、地盤が東へ傾いた角度は0.024° である。図C.8では、 $v_o(t)$ の最大値が30.65cm/sであり、その変位の最大値が6.52cmとなる。

付録D. 偏自己相関係数と格子型デジタル・フィルタ

ここでは、反射係数と格子型デジタル・フィルタの関係について述べよう。応用範囲の広さと対称性の美しさが魅力となり、1970年代以降発展したものであり、特に、格子型デジタル・フィルタの実学における応用の広さには定評のあるものである。既に、3.3.3で記述したように、水平成層構造におけるSH波の応答は、格子型デジタル・フィルタへ入力されたSH波の応答と、周波数帯域は限定されるが、等価となる。特に、観測系の表現において、格子型デジタル・フィルタの利用は優れた側面を示す事となる。このデジタル・フィルタを構成する反射係数列は水平成層構造のインピーダンス列と入射角で与えられる。これと数学的に等価な表現は、反射係数列を偏自己相関係数列で与える事により得られる事を示したのが齊藤・板倉(1969)の論文である。以下、その論文に沿って偏自己相関係数と格子型デジタル・フィルタの関係を示す事とする。

標本値 $x(j\Delta T)$ と $x(k\Delta T)$ の間の自己相関係数 v_{j-k} は、両者の間の関連の度合いを測る尺度と考えられるが、 $x(j\Delta T)$ や $x(k\Delta T)$ が他の標本値とも関連している場合には、事情はそう簡単ではない。 v_{j-k} が表す内容には、 $x(j\Delta T)$ と $x(k\Delta T)$ の直接的な相関の他に、他の標本値を媒介とした間接的なものも混入している。偏自己相関係数というのは、他の標本値の影響を除いて、 $x(j\Delta T)$ と $x(k\Delta T)$ の間のみの純粋な関係をみようという概念である。以下の展開では、簡単のため、標本化時間 ΔT を省略する。

標本値列 $x(t-n-1), x(t-n), x(t-n+1), \dots, x(t-2), x(t-1), x(t)$ を考えよう。今、 $x(t-n-1)$ と $x(t)$ の相関を考えるため、 $x(t-n), x(t-n+1), \dots, x(t-2), x(t-1)$ から線形の影響を受けている分を、各々、 $\hat{x}(t-n-1)$ および $\hat{x}(t)$ とし、以下のように表示する。

$$\hat{x}(t) = -[a_1^{(n)}x(t-1) + a_2^{(n)}x(t-2) + \dots + a_n^{(n)}x(t-n)] = -\sum_{k=1}^n a_k^{(n)}x(t-k) \tag{D-1}$$

$$\hat{x}(t-n-1) = -[b_1^{(n)}x(t-1) + b_2^{(n)}x(t-2) + \dots + b_n^{(n)}x(t-n)] = -\sum_{k=1}^n b_k^{(n)}x(t-k) \tag{D-2}$$

この時、 $E\{x(t) - \hat{x}(t)\}^2$ と $E\{x(t-n-1) - \hat{x}(t-n-1)\}^2$ とを最小とするように $\{a_k^{(n)}, b_k^{(n)}\}_{k=1}^n$ を求めた後、 $x(t) - \hat{x}(t)$ と $x(t-n-1) - \hat{x}(t-n-1)$ の相関を求めれば、これが純粋に $x(t-n-1)$ と $x(t)$ だけの相関、即ち、偏自己相関係数となり、以下の式で定義される。

$$\kappa_{n+1} = \frac{E\{x(t) - \hat{x}(t)\} \{x(t-n-1) - \hat{x}(t-n-1)\}}{[E\{x(t) - \hat{x}(t)\}^2 \cdot E\{x(t-n-1) - \hat{x}(t-n-1)\}^2]^{1/2}} \tag{D-3}$$

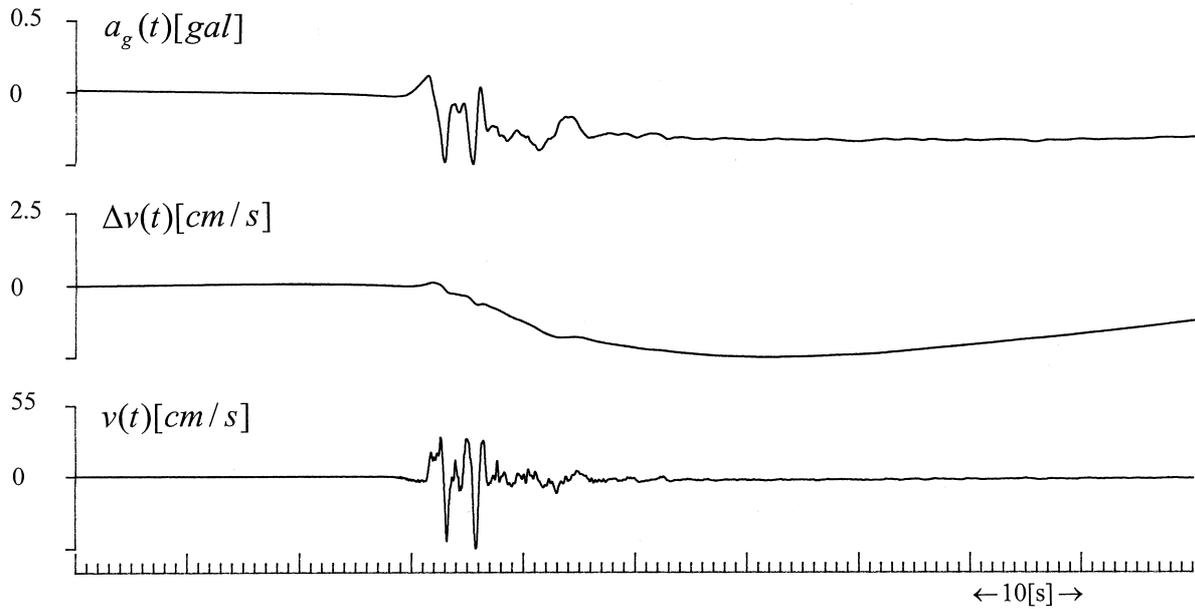
上記定義に従い偏自己相関係数を求めるためには、最初に、 $x(t-n-1)$ と $x(t)$ の最小自乗推定 $\hat{x}(t-n-1)$ 及び $\hat{x}(t)$ を求めておく必要がある。即ち、最初に前向予測に関する最小化問題:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial a_j^{(n)}} E\{x(t) - \hat{x}(t)\}^2 &= \frac{\partial}{\partial a_j^{(n)}} E\left\{\sum_{k=0}^n a_k^{(n)}x(t-k)\right\}^2 \\ &= E\left[2\sum_{k=0}^n a_k^{(n)}x(t-k)x(t-j)\right] \\ &= 2\sum_{k=0}^n a_k^{(n)}v_{k-j} = 0, (j=1, 2, \dots, n) \end{aligned} \tag{D-4a}$$

を解かねばならない。但し、 $a_0^{(n)}=1$ とし、 $v_{k-j} = E[x(t-k)x(t-j)]$ とする。(D-4a)式は、行列表示すると

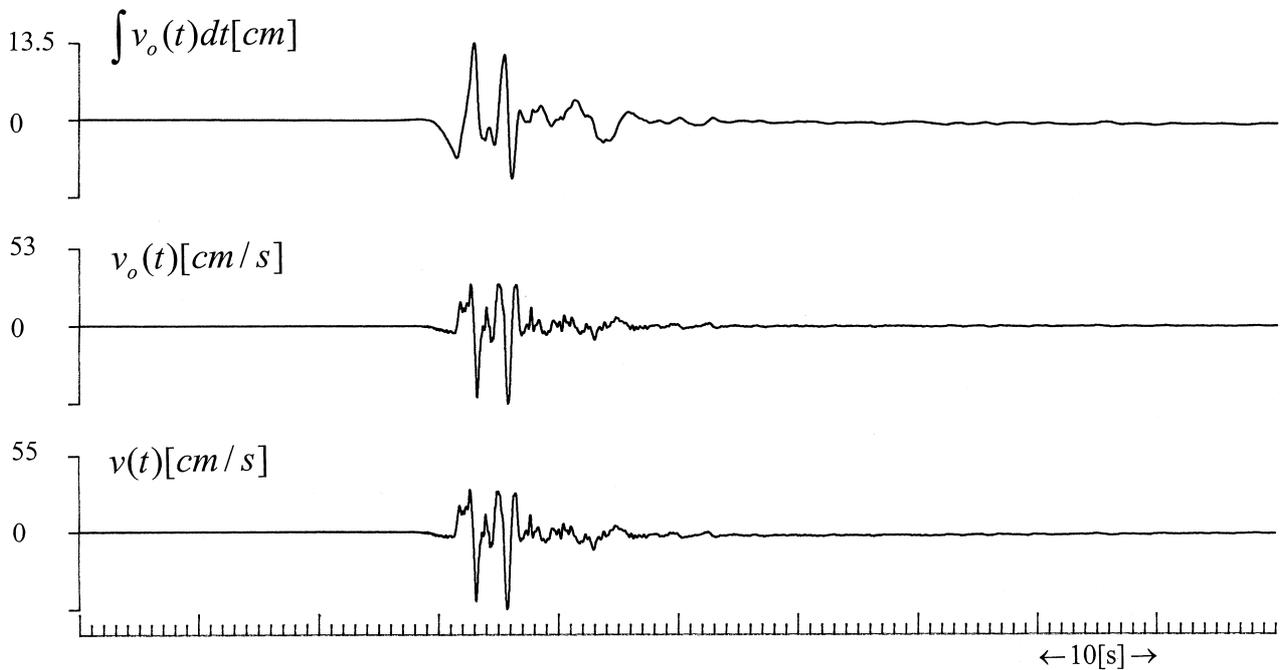
$$\begin{bmatrix} v_1 & v_0 & \cdot & v_{n-1} \\ v_2 & v_1 & \cdot & v_{n-2} \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ v_n & v_{n-1} & \cdot & v_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_0^{(n)}=1 \\ a_1^{(n)} \\ \cdot \\ a_n^{(n)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ \cdot \\ 0 \end{bmatrix} \tag{D-4b}$$

即ち、



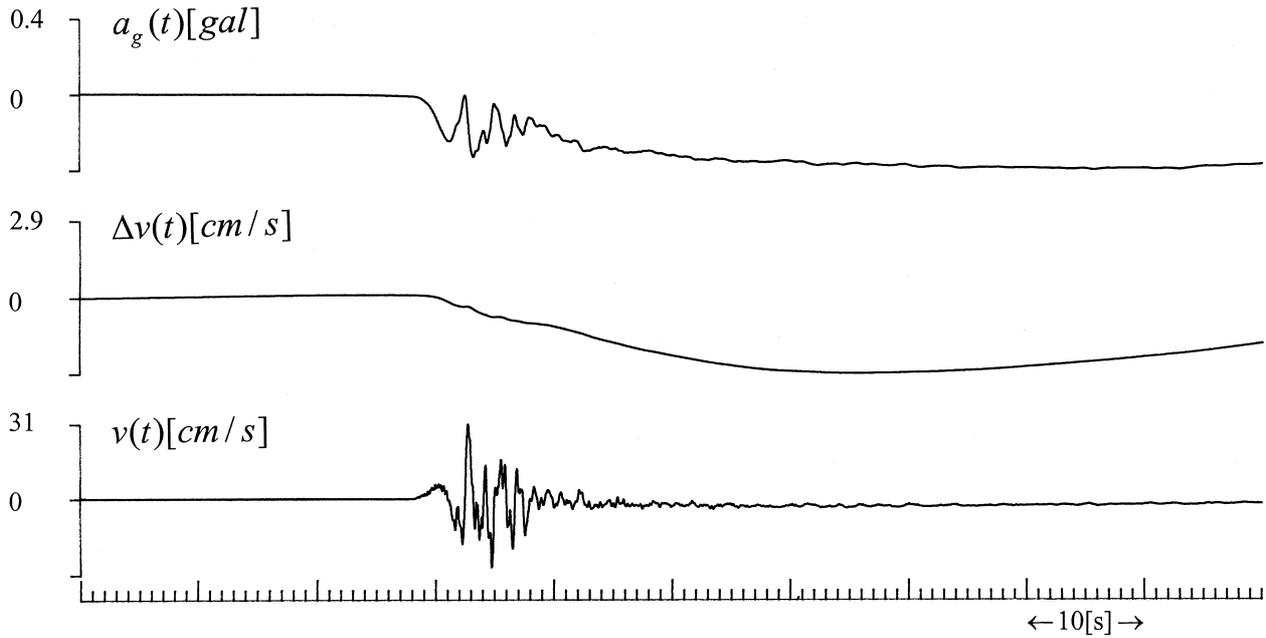
図C.5 神戸地震(1995年1月17日)において神戸大学で記録された広帯域速度計の記録; (下)NS成分の原記録, (中)傾斜応答分の推定値, (上)傾斜加速度入力の推定値

Fig.C.5 NS-component of velocity seismogram obtained at the Kobe site for the earthquake of 17 January 1995: (top) estimated input acceleration, (middle) estimated tilt response and (bottom) NS-component of velocity seismogram.



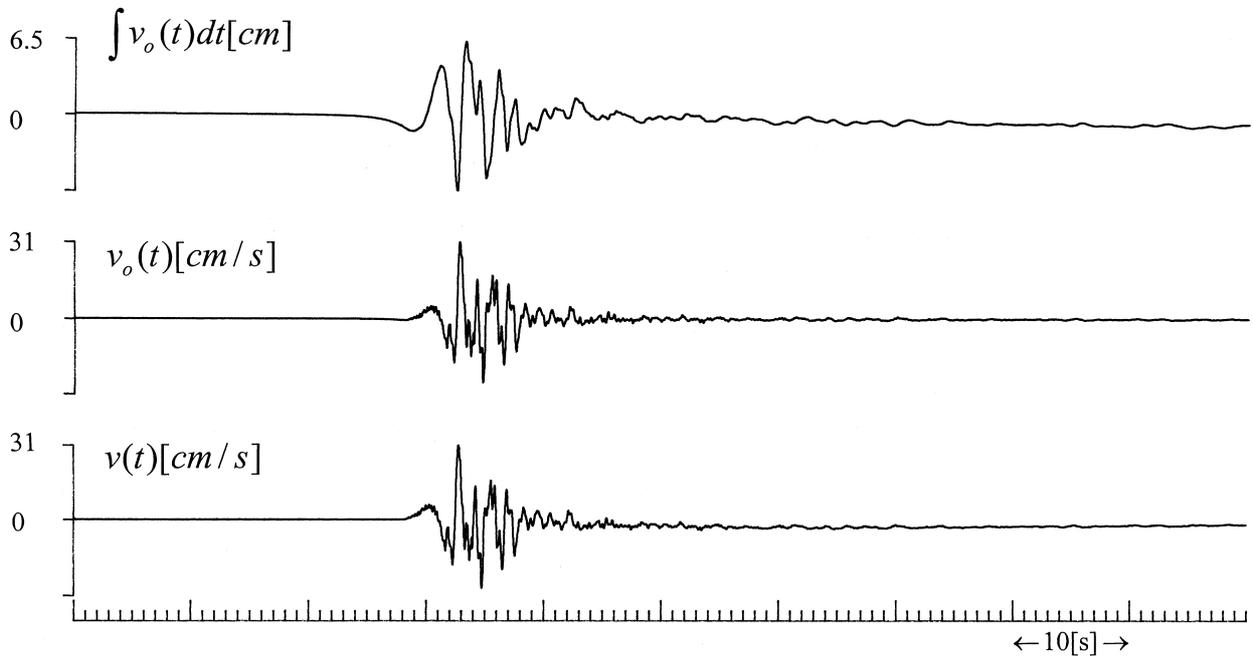
図C.6 神戸地震(1995年1月17日)において神戸大学で記録された広帯域速度計から求まる変位波; (下)NS成分の原記録, (中)傾斜応答を除去した速度波, (上)傾斜応答を除去した速度波から求めたNS成分の変位波

Fig.C.6 Displacement seismograms estimated from the original velocity seismogram obtained at the Kobe site for the earthquake of 17 January 1995: (top) compensated displacement seismogram, (middle) compensated velocity seismogram and (bottom) original velocity seismogram.



図C.7 神戸地震(1995年1月17日)において神戸大学で記録された広帯域速度計の記録; (下)EW成分の原記録, (中)傾斜応答分の推定値, (上)傾斜加速度入力推定値

Fig.C.7 EW-component of velocity seismogram obtained at the Kobe site for the earthquake of 17 January 1995: (top) estimated input acceleration, (middle) estimated tilt response and (bottom) EW-component of velocity seismogram.



図C.8 神戸地震(1995年1月17日)において神戸大学で記録された広帯域速度計から求まる変位波; (下)EW成分の原記録, (中)傾斜応答を除去した速度波, (上)傾斜応答を除去した速度波から求めたEW成分の変位波

Fig.C.8 Displacement seismograms estimated from the original velocity seismogram obtained at the Kobe site for the earthquake of 17 January 1995: (top) compensated displacement seismogram, (middle) compensated velocity seismogram and (bottom) original velocity seismogram.

$$\begin{bmatrix} v_0 & v_1 & \cdots & v_{n-1} \\ v_1 & v_0 & \cdots & v_{n-2} \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ v_{n-1} & v_{n-2} & \cdots & v_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \alpha_1^{(n)} \\ \alpha_2^{(n)} \\ \cdot \\ \alpha_n^{(n)} \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} v_1 \\ v_2 \\ \cdot \\ v_n \end{bmatrix} \quad (\text{D-5})$$

となる。この式(D-5)は、Yule-Walkerの式と言われるものである。この式の解は、左辺の $(n \times n)$ 行列が正則行列の時、Cramerの公式により次式で与えられる。

$$\alpha_j^{(n)} = \frac{1}{|V_{k-j}|} \sum_{k=1}^n (-v_k) \Delta_{kj} \equiv \alpha_j^{(n)} \quad (\text{D-6})$$

但し、

$$|V_{k-j}| = \begin{vmatrix} v_0 & v_1 & \cdots & v_{n-1} \\ v_1 & v_0 & \cdots & v_{n-2} \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ v_{n-1} & v_{n-2} & \cdots & v_0 \end{vmatrix}$$

および

$$\sum_{k=1}^n (-v_k) \Delta_{kj} = \begin{vmatrix} v_0 & \cdots & -v_1 & \cdots & v_{n-1} \\ v_1 & \cdots & -v_2 & \cdots & v_{n-2} \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ v_{n-2} & \cdots & -v_{n-1} & \cdots & v_1 \\ v_{n-1} & \cdots & -v_n & \cdots & v_0 \end{vmatrix}$$

である。 $\sum_{k=1}^n (-v_k) \Delta_{kj}$ で第j列が(D-5)式の右辺となる。式

(D-6)により求めた $\{\alpha_k^{(n)}\}$ を用いて、 $E[\{x(t) - \hat{x}(t)\}^2]$ の最小値を計算すると、これは次式となる。

$$\begin{aligned} \min E[\{x(t) - \hat{x}(t)\}^2] &= E[\{\sum_{k=0}^n \alpha_k^{(n)} x(t-k)\}^2] \\ &= \sum_{j=0}^n \alpha_j^{(n)} E[\{\sum_{k=0}^n \alpha_k^{(n)} x(t-k)\} x(t-j)] \\ &= E[\sum_{k=0}^n \alpha_k^{(n)} x(t-k) x(t)] \quad (\text{D-7a}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &+ \sum_{j=1}^n \alpha_j^{(n)} E[\sum_{k=0}^n \alpha_k^{(n)} x(t-k) x(t-j)] \\ &= \sum_{k=0}^n \alpha_k^{(n)} v_k + \sum_{j=1}^n \alpha_j^{(n)} (\sum_{k=0}^n \alpha_k^{(n)} v_{k-j}) \\ &= \sum_{k=0}^n \alpha_k^{(n)} v_k \equiv U_n \end{aligned}$$

最後の2式の展開では(D-4a)式が用いられている。また、式(D-7a)は以下の行列表示を持つ。

$$\begin{bmatrix} v_0 & v_1 & \cdots & v_n \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \alpha_0^{(n)} = 1 \\ \alpha_1^{(n)} \\ \cdot \\ \alpha_n^{(n)} \end{bmatrix} = U_n \quad (\text{D-7b})$$

同様に、後向予測に関する最小化問題は、

$$E[\{x(t-n-1) - \hat{x}(t-n-1)\}^2] = E[\{\sum_{k=1}^{n+1} b_k^{(n)} x(t-k)\}^2]$$

を最小とする $b_k^{(n)} = \beta_k^{(n)}$, $k=1, 2, \dots, n$ を求める事となる。但し、 $b_{n+1}^{(n)} = 1$ とする。 $b_k^{(n)}$ は式(D-4a)に対応して、以下の式を解くことにより求まる。

$$\sum_{k=1}^{n+1} b_k^{(n)} v_{k-j} = 0, (j=1, 2, \dots, n) \quad (\text{D-8})$$

即ち、

$$\begin{bmatrix} v_0 & v_1 & \cdots & v_{n-1} \\ v_1 & v_0 & \cdots & v_{n-2} \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ v_{n-1} & v_{n-2} & \cdots & v_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} b_1^{(n)} \\ b_2^{(n)} \\ \cdot \\ b_n^{(n)} \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} v_n \\ v_{n-1} \\ \cdot \\ v_1 \end{bmatrix} \quad (\text{D-9})$$

であるから、(D-6)式と同様に

$$b_j^{(n)} = \frac{1}{|V_{k-j}|} \sum_{k=1}^n (-v_{n+1-k}) \Delta_{kj} \equiv \beta_j^{(n)}, j=1, 2, \dots, n \quad (\text{D-10})$$

が求まる。式(D-6)と(D-10)を比較すれば、

$$\beta_j^{(n)} = \alpha_{n+1-j}^{(n)}, j=1, 2, \dots, n \quad (\text{D-11})$$

なる関係が成立する事が判ろう。また、 $E[\{x(t-n-1) - \hat{x}(t-n-1)\}^2]$ の最小値は次式となる。

$$\begin{aligned} \min E[\{x(t-n-1) - \hat{x}(t-n-1)\}^2] &= E[\{\sum_{k=1}^{n+1} \beta_k^{(n)} x(t-k)\}^2] \\ &= \sum_{j=1}^n \beta_j^{(n)} (\sum_{k=1}^{n+1} \beta_k^{(n)} v_{k-j}) + \sum_{k=1}^{n+1} \beta_k^{(n)} v_{n+1-k} \\ &= \sum_{k=1}^{n+1} \alpha_{n+1-k}^{(n)} v_{n+1-k} \\ &= \sum_{n=0}^n \alpha_{n-k}^{(n)} v_{n-k} \\ &= \sum_{n=0}^n \alpha_k^{(n)} v_k = U_n \end{aligned} \quad (\text{D-12})$$

上式の展開では、 $\beta_{n+1}^{(n)} = 1$ 、(D-8)式、及び、(D-11)式を用いている。偏自己相関係数を求める為には、その定義に基づき

$$E[\{x(t) - \hat{x}(t)\} \{x(t-n-1) - \hat{x}(t-n-1)\}]$$

を計算せねばならない。これは、次式のように評価される。

$$\begin{aligned} &E[\{x(t) - \hat{x}(t)\} \{x(t-n-1) - \hat{x}(t-n-1)\}] \\ &= E[\{\sum_{j=0}^n \alpha_j^{(n)} x(t-j)\} \{\sum_{k=1}^{n+1} \alpha_{n+1-k}^{(n)} x(t-k)\}] \\ &= E[x(t) \{\sum_{k=1}^{n+1} \alpha_{n+1-k}^{(n)} x(t-k)\}] + \\ &\quad \sum_{j=1}^n \alpha_j^{(n)} E[x(t-j) \{\sum_{k=1}^{n+1} \beta_k^{(n)} x(t-k)\}] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &= \sum_{k=1}^{n+1} \alpha_{n+1-k}^{(n)} E[x(t)x(t-k)] + \\
 &\sum_{j=1}^n \alpha_j^{(n)} \sum_{k=1}^{n+1} \beta_k^{(n)} E[x(t-j)x(t-k)] \\
 &= \sum_{k=1}^{n+1} \alpha_{n+1-k}^{(n)} v_k \\
 &= \sum_{k=0}^n \alpha_{n-k}^{(n)} v_{k+1} = \sum_{k=0}^n \alpha_k^{(n)} v_{n+1-k} \equiv W_n
 \end{aligned} \tag{D-13a}$$

故に、(D-3)式で定義される偏自己相関係数は、(D-7a)、(D-12)及び(D-13a)式により次式となる。

$$\frac{W_n}{\sqrt{U_n U_n}} = \frac{W_n}{U_n} \tag{D-14}$$

さて、次の段階へ進む準備をしよう。(D-13a)式を行列表示すると、 $v_{n+1-k} = v_{k-n-1}$ であるから、

$$[v_{-n-1} \ v_{-n} \ \cdots \ v_{-1}] \begin{bmatrix} \alpha_0^{(n)} = 1 \\ \alpha_1^{(n)} \\ \vdots \\ \alpha_n^{(n)} \end{bmatrix} = W_n \tag{D-13b}$$

となる。式(D-4b)、(D-7b)、及び、(D-13b)を用いると以下の行列式となる。

$$\begin{bmatrix} v_0 & v_1 & v_2 & \cdots & v_{n-1} & v_n \\ v_1 & v_0 & v_1 & \cdots & v_{n-2} & v_{n-1} \\ v_2 & v_1 & v_0 & \cdots & v_{n-3} & v_{n-2} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots \\ v_n & v_{n-1} & v_{n-2} & \cdots & v_1 & v_0 \\ v_{n+1} & v_n & v_{n-1} & \cdots & v_2 & v_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ \alpha_1^{(n)} \\ \alpha_2^{(n)} \\ \vdots \\ \alpha_{n-1}^{(n)} \\ \alpha_n^{(n)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} U_n \\ 0 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \\ W_n \end{bmatrix}$$

これは、 $(n+2, n+1)(n+1, 1) = (n+2, 1)$ の行列式であり、さらに、形を整えるために、上式の左辺にある $(n+2, n+1)$ 行列の最終列に一行を追加して $(n+2, n+2)$ の正方行列 V_{n+1} を新たに定義する。この時、新たな行列の (i, j) 成分は $E[x(t-i-1)x(t-j-1)]$ となり、これは対称行列となる。

$$V_{n+1} \begin{bmatrix} 1 \\ \alpha_1^{(n)} \\ \alpha_2^{(n)} \\ \vdots \\ \alpha_n^{(n)} \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} v_0 & v_1 & v_2 & \cdots & v_n & v_{n+1} \\ v_1 & v_0 & v_1 & \cdots & v_{n-1} & v_n \\ v_2 & v_1 & v_0 & \cdots & v_{n-2} & v_{n-1} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots \\ v_n & v_{n-1} & v_{n-2} & \cdots & v_0 & v_1 \\ v_{n+1} & v_n & v_{n-1} & \cdots & v_2 & v_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ \alpha_1^{(n)} \\ \alpha_2^{(n)} \\ \vdots \\ \alpha_n^{(n)} \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} U_n \\ 0 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \\ W_n \end{bmatrix} \tag{D-15a}$$

略記して、

$$\begin{aligned}
 &V_{n+1} [1 \ \alpha_1^{(n)} \ \alpha_2^{(n)} \ \cdots \ \alpha_n^{(n)} \ 0]^T \\
 &= [U_n \ 0 \ 0 \ 0 \ \cdots \ W_n]^T
 \end{aligned} \tag{D-15b}$$

とする。さて、

$$\begin{aligned}
 U_n &= \sum_{k=0}^{n+1} \alpha_k^{(n)} v_k \\
 &= \sum_{k=0}^{n+1} \alpha_{(n+1)-k}^{(n)} v_{(n+1)-k} \\
 &= \sum_{k=0}^{n+1} \alpha_{(n+1)-k}^{(n)} v_{k-(n+1)}
 \end{aligned}$$

及び

$$\begin{aligned}
 &\sum_{k=0}^{n+1} \alpha_k^{(n)} v_{k-j} \\
 &= \sum_{k=0}^{n+1} \alpha_{(n+1)-k}^{(n)} v_{(n+1)-k-j} \\
 &= \sum_{k=0}^{n+1} \alpha_{(n+1)-k}^{(n)} v_{k-(n+1-j)}
 \end{aligned}$$

($j = 1, 2, \dots, n$)となるから、(D-15a)式は以下の関係式となる。

$$\begin{bmatrix} v_0 & v_1 & v_2 & \cdots & v_n & v_{n+1} \\ v_1 & v_0 & v_1 & \cdots & v_{n-1} & v_n \\ v_2 & v_1 & v_0 & \cdots & v_{n-2} & v_{n-1} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots \\ v_n & v_{n-1} & v_{n-2} & \cdots & v_0 & v_1 \\ v_{n+1} & v_n & v_{n-1} & \cdots & v_2 & v_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 \\ \alpha_n^{(n)} \\ \alpha_{n-1}^{(n)} \\ \vdots \\ \alpha_1^{(n)} \\ 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} W_n \\ 0 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \\ U_n \end{bmatrix} \tag{D-16a}$$

即ち、

$$\begin{aligned}
 &V_{n+1} [0 \ \alpha_n^{(n)} \ \alpha_{n-1}^{(n)} \ \cdots \ \alpha_1^{(n)} \ 1]^T \\
 &= [W_n \ 0 \ 0 \ 0 \ \cdots \ U_n]^T
 \end{aligned} \tag{D-16b}$$

となる。そこで、(D-16b)式に適当な定数 κ_{n+1} を乗じて、(D-15b)式から引けば、

$$\begin{aligned}
 &V_{n+1} [1 \ \alpha_1^{(n)} - \kappa_{n+1} \alpha_n^{(n)} \ \alpha_2^{(n)} - \kappa_{n+1} \alpha_{n-1}^{(n)} \ \cdots \\
 &\alpha_n^{(n)} - \kappa_{n+1} \alpha_1^{(n)} \ -\kappa_{n+1}]^T \\
 &= [U_n - \kappa_{n+1} W_n \ 0 \ 0 \ \cdots \ 0 \ W_n - \kappa_{n+1} U_n]^T
 \end{aligned} \tag{D-17a}$$

となる。式(D-15b)と(D-17a)との比較により、

$$W_n - \kappa_{n+1} U_n = 0.$$

即ち、

$$\kappa_{n+1} = \frac{W_n}{U_n} \tag{D-18}$$

とすれば、式(D-17)の右辺は

$$=[U_n - \kappa_{n+1} W_n \quad 0 \quad 0 \quad \cdots \quad 0 \quad 0]^T \quad (\text{D-17b})$$

となる。この時、 $\alpha_{n+1}^{(n)} = 0$ (一般に、 $\alpha_{n+k+1}^{(n+k)} = 0$) とすれば、

$$\alpha_0^{(n)} - \kappa_{n+1} \alpha_{n+1}^{(n)} = 1,$$

$$\alpha_{n+1}^{(n)} - \kappa_{n+1} \alpha_0^{(n)} = -\kappa_{n+1}$$

とすることができるため、

$$\alpha_k^{(n+1)} = \alpha_k^{(n)} - \kappa_{n+1} \alpha_{(n+1)-k}^{(n)}, \quad (k=1, 2, \dots, n+1) \quad (\text{D-19})$$

は、式(D-17a)及び(D-17b)より、

$$\sum_{k=0}^{n+1} \alpha_k^{(n+1)} v_{k-j} = \sum_{k=0}^{n+1} v_{k-j} [\alpha_k^{(n)} - \kappa_{n+1} \alpha_{(n+1)-k}^{(n)}] = 0 \quad (\text{D-20})$$

が $j=1, 2, \dots, n+1$ (特に、 $j=n+1$ は、式(D-17b)、即ち、式(D-18)としたため) に対して成立する。これは、式(D-4a)において、 n を $n+1$ としたとき、式(D-19)がその解となっている事を示している。この(D-19)式は、Durbin-Levinsonの漸化式、或いは、リカージョンと呼ばれるものである。また、そのとき、 $x(t)$ と $\hat{x}(t)$ の平均自乗誤差は、式(D-12)を求めたときと本質的に同じであり、次式となる。

$$\begin{aligned} & \min E[\{x(t) - \hat{x}(t)\}^2] \\ &= \sum_{k=0}^{n+1} \alpha_k^{(n+1)} v_k \\ &= \sum_{k=0}^{n+1} [\alpha_k^{(n)} - \kappa_{n+1} \alpha_{(n+1)-k}^{(n)}] v_k \\ &= \sum_{k=0}^n \alpha_k^{(n)} v_k + \alpha_{n+1}^{(n)} v_{n+1} - \kappa_{n+1} \sum_{k=0}^{n+1} \alpha_{(n+1)-k}^{(n)} v_k \\ &= U_n - \kappa_{n+1} \sum_{k=0}^{n+1} \alpha_k^{(n)} v_{(n+1)-k} \\ &= U_n - \kappa_{n+1} \sum_{k=0}^n \alpha_k^{(n)} v_{(n+1)-k} - \kappa_{n+1} \alpha_{n+1}^{(n)} v_0 \\ &= U_n - \kappa_{n+1} W_n \equiv U_{n+1} \end{aligned} \quad (\text{D-21})$$

最後の展開は、(D-13a)式によるものである。また、(D-18)式により、

$$U_{n+1} = U_n (1 - \kappa_{n+1}^2) = U_0 (1 - \kappa_1^2) \cdots (1 - \kappa_{n+1}^2) \quad (\text{D-22})$$

となる。

V_{n+1} と $\{\kappa_k\}$ の関係を示しておこう。式(D-4b)と(D-7b)より、

$$\begin{bmatrix} v_0 & v_1 & \cdots & v_n \\ v_1 & v_0 & \cdots & v_{n-1} \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ v_n & v_{n-1} & \cdots & v_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ \alpha_1^{(n)} \\ \cdot \\ \alpha_n^{(n)} \end{bmatrix} = V_n \begin{bmatrix} 1 \\ \alpha_1^{(n)} \\ \cdot \\ \alpha_n^{(n)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} U_n \\ 0 \\ \cdot \\ 0 \end{bmatrix}$$

となる。従って、Cramerの公式により、

$$\begin{aligned} 1 &= \frac{1}{|V_n|} \cdot \begin{vmatrix} U_n & v_1 & \cdots & v_n \\ 0 & v_0 & \cdots & v_{n-1} \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ 0 & v_{n-1} & \cdots & v_0 \end{vmatrix} \\ &= U_n \cdot \frac{|V_{n-1}|}{|V_n|} \end{aligned}$$

となる。ここで、

$$|V_{n-1}| \equiv \begin{vmatrix} v_0 & v_1 & \cdots & v_{n-1} \\ v_1 & v_0 & \cdots & v_{n-2} \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ v_{n-1} & v_{n-2} & \cdots & v_0 \end{vmatrix}$$

とする。故に、

$$U_n = \frac{|V_n|}{|V_{n-1}|}, |V_n| = U_n |V_{n-1}| \quad (\text{D-23})$$

となる。しかるに、 $|V_0| = v_0 = E[\{x(t)\}^2] = U_0$ であるから、 $|V_{n-1}| \geq 0$ の時、式(D-23)より、 $U_n \geq 0 \Leftrightarrow |V_n| \geq 0$ である。他方、式(D-22)より、行列 V_{n+1} が正定値であるためには、

$$|\kappa_k| \leq 1, (k=1, 2, \dots, n+1) \quad (\text{D-24})$$

が必要である(これは、必要十分条件である。 V_n が正定値であるためには、 $|V_k| \geq 0$ ($k=1, 2, \dots, n$) でなければならない)。

次に、 $\{\kappa_n\}$ を導出するのは、どのような方法かを示そう。 $\{\kappa_n\}$ は、時系列 $\{x(t)\}$ に対して、前向予測と後向予測を行い、それらの予測誤差間の相関係数を求めることにより求まる事をこれまで示してきた。ここでは、その操作がどのような方法になるかを示す事とする。まず、それぞれの予測誤差を遅延演算子 D (z 変換領域での z^{-1} に対応する) を用いて表すと、

$$x(t) - \hat{x}(t) = \sum_{k=0}^n \alpha_k^{(n)} x(t-k) \quad (\text{D-25})$$

$$= \left\{ \sum_{k=0}^n \alpha_k^{(n)} D^k \right\} x(t) \equiv A_n(D) x(t)$$

$$x(t-n-1) - \hat{x}(t-n-1) = \sum_{k=1}^{n+1} \beta_k^{(n)} x(t-k) \quad (\text{D-26})$$

$$= \left\{ \sum_{k=1}^{n+1} \beta_k^{(n)} D^k \right\} x(t) \equiv B_n(D) x(t)$$

となる。ここで、 $Dx(t) \equiv x(t-1)$ とする。式(D-11)より、 $\beta_j^{(n)} = \alpha_{n+1-j}^{(n)}$, $j=1, 2, \dots, n$ であるから、(D-26)式は、

$$\begin{aligned} B_n(D) &= \sum_{k=1}^{n+1} \beta_k^{(n)} D^k = \sum_{k=1}^{n+1} \alpha_{n+1-k}^{(n)} D^k \\ &= D^{(n+1)} \sum_{k=0}^n \alpha_k^{(n)} D^{-k} = D^{(n+1)} A_n(1/D) \end{aligned} \quad (\text{D-27})$$

となる。他方、(D-19)式から遅延素子を用いて、

$$\sum_{k=0}^{n+1} \alpha_k^{(n+1)} D^k = \sum_{k=1}^{n+1} \alpha_k^{(n)} D^k - \kappa_{n+1} \sum_{k=0}^{n+1} \alpha_k^{(n)} D^k \quad (D-28)$$

と言える。この式は、(D-27)式により、

$$\begin{aligned} A_{n+1}(D) &= A_n(D) - \kappa_{n+1} B(D) \\ &= A_n(D) - \kappa_{n+1} D^{(n+1)} A_n(1/D) \end{aligned} \quad (D-29)$$

と書き換えられる。(D-29)式において、 $D=1/D$ とすると、

$$A_{n+1}(1/D) = A_n(1/D) - \kappa_{n+1} D^{-(n+1)} A_n(D)$$

となり、これに式(D-27)を適用すると、

$$B_{n+1}(D) D^{-(n+2)} = B_n(D) D^{-(n+1)} - \kappa_{n+1} A_n(D) D^{-(n+1)}$$

故に、

$$B_{n+1}(D) = D[B_n(D) - \kappa_{n+1} A_n(D)] \quad (D-30)$$

となる。この $\{A_n(D)\}$ と $\{B_n(D)\}$ に関する漸化式(D-29)と(D-30)により、 $A_n(D)$ と $B_n(D)$ は、**図D.1**のような格子型フィルタを用いて逐次的に生成されることが判る。但し、 $A_0(D)=1$ 及び $B_0(D)=D$ であるから、 $A_0(D)x(t)=x(t)$ 、 $B_0(D)x(t)=x(t-1)$ に注意する。

さて、偏自己相関係数は、その定義から、

$$\kappa_{n+1} = \frac{E[\{x(t) - \hat{x}(t)\} \{x(t-n-1) - \hat{x}(t-n-1)\}]}{[E\{x(t) - \hat{x}(t)\}^2 \cdot E\{x(t-n-1) - \hat{x}(t-n-1)\}^2]^{1/2}}$$

であるが、(D-7a)式と(D-12)式により、その分母は、

$$\begin{aligned} [U_n U_n]^{1/2} &= U_n = \frac{1}{2}(U_n + U_n) \text{となるから。} \\ &= \frac{E[\{x(t) - \hat{x}(t)\} \{x(t-n-1) - \hat{x}(t-n-1)\}]}{\frac{1}{2}[E\{x(t) - \hat{x}(t)\}^2 + E\{x(t-n-1) - \hat{x}(t-n-1)\}^2]} \end{aligned}$$

となり、(D-25)、(D-26)式を用いて、

$$\frac{2E[\{A_n(D)x(t)\} \{B_n(D)x(t)\}]}{E[\{A_n(D)x(t)\}^2 + \{B_n(D)x(t)\}^2]} \quad (D-31)$$

となる。さらに、(D-31)式の分子分母は、積の項を除くため、各々、次式の様に展開する。

$$\begin{aligned} 2[\{A_n(D)x(t)\} \{B_n(D)x(t)\}] &= \\ \frac{1}{2}[\{(A_n(D) + B_n(D))x(t)\}^2 - \{(A_n(D) - B_n(D))x(t)\}^2] &= \\ \{A_n(D)x(t)\}^2 + \{B_n(D)x(t)\}^2 &= \\ \frac{1}{2}[\{(A_n(D) + B_n(D))x(t)\}^2 + \{(A_n(D) - B_n(D))x(t)\}^2] & \end{aligned}$$

$\{x(t)\}$ のエルゴディク性を仮定すると、集合平均 $E[\cdot]$ は時間平均で近似する事が出来るため、式(D-31)における集合平均は低域通過フィルタを用いて実現できる。従って、偏自己相関係数の推定は、**図D.2**のフィルタで実現出来る。

この偏自己相関係数の抽出過程は、近接した標本化間の相関を逐次的に除去し、平坦なスペクトル密度に変換して行く過程である。従って、通常の物理モデルでは、平坦なスペクトルを有する信号源(白色ノイズやインパルス)に対する応答を対象とするため、ここで求めた格子型フィルタ(**図D.1**の予測誤差フィルタ)の逆フィルタが用いられる。これは、式(D-29)と(D-30)を用いて、**図D.3**の様に構成される。これは、式(D-29)を $A_n(D) = A_{n+1}(D) + \kappa_{n+1} B(D)$ と変形する事で式(D-30)と組み合わせれば、容易に判ろう。

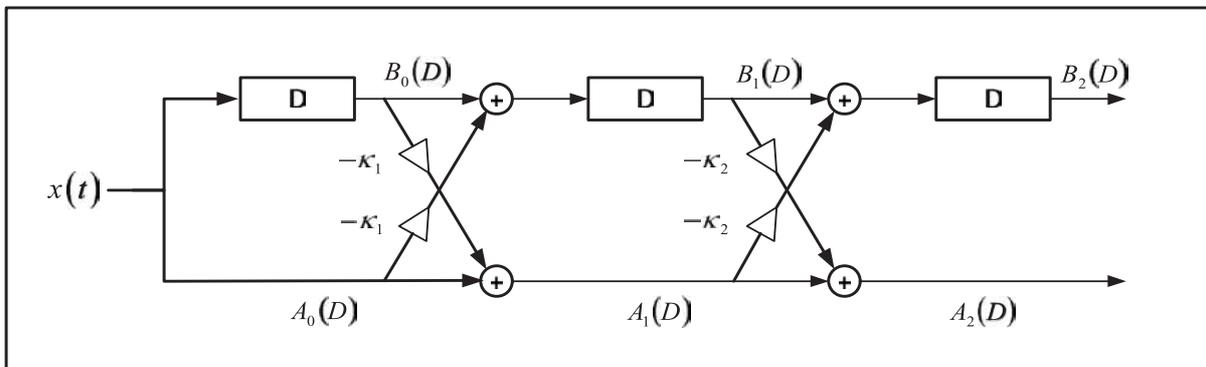
最後に、偏自己相関係数と格子型デジタルフィルタの話が、どのように自己回帰(AR)過程に関係するかについて述べておこう。 $E[\varepsilon(j)]=0$ 、 $E[\varepsilon(j)\varepsilon(k)]=\sigma_\varepsilon^2 \delta_{jk}$ なる白色正規過程 $\{\varepsilon(t)\}$ で駆動されるフィルタの出力 $\{x(t)\}$ が、

$$x(t) = -\sum_{k=1}^n \alpha_k^{(n)} x(t-k) + \varepsilon(t) \quad (D-32)$$

で表現され、かつ、

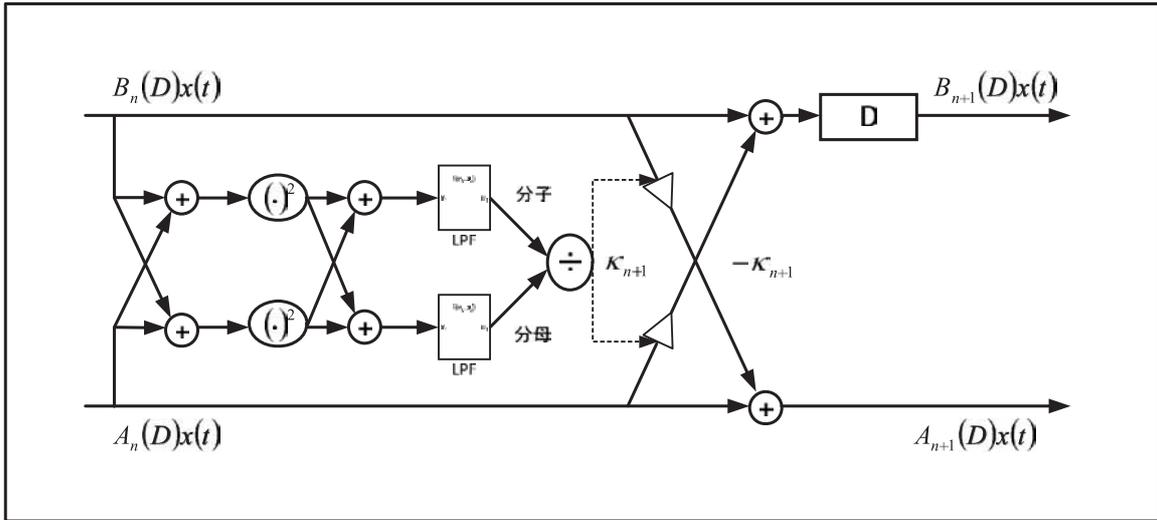
$$A(z) = 1 + \sum_{k=1}^n \alpha_k^{(n)} z^{-k} = 0, (z = e^{i\omega} = e^{i\omega\Delta T}) \quad (D-33)$$

の根が単位円内にのみ存在するとき、 $\{x(t)\}$ は自己回帰過程(AR過程)に従うと言う。いま、 $x(t)$ 及び $\varepsilon(t)$ をFourier積分表示:

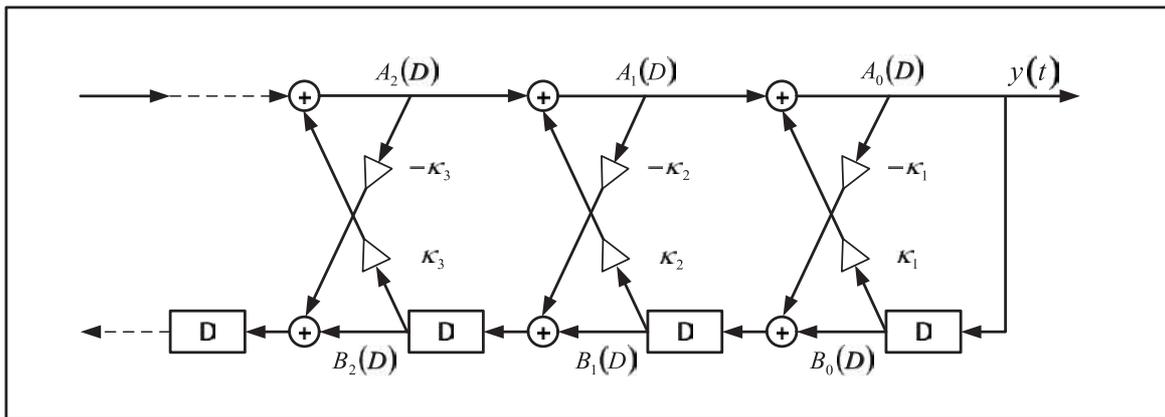


図D.1 予測誤差フィルタの格子型表現

Fig.D.1 Lattice representation of prediction error filter.



図D.2 偏自己相関係数推定器
Fig.D.2 Estimator of partial autocorrelation coefficient.



図D.3 格子型逆フィルタ
Fig.D.3 Lattice filter for representing the inverse of prediction error filter.

$$x(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} X(\lambda) e^{it\lambda} d\lambda, \varepsilon(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} E(\lambda) e^{it\lambda} d\lambda$$

すると、(D-32)式は、

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} [1 + \sum_{k=1}^n \alpha_k^{(n)} e^{-ik\lambda}] X(\lambda) e^{it\lambda} d\lambda = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} E(\lambda) e^{it\lambda} d\lambda$$

となる。(D-33)式を用いれば、

$$A(\lambda)X(\lambda) = E(\lambda) \tag{D-34}$$

となる。故に、AR過程 $\{x(t)\}$ の λ^{\wedge} 外周密度関数は、

$$E[X(\lambda)X(-\lambda)] = \frac{E[E(\lambda)E(-\lambda)]}{\left|1 + \sum_{k=1}^n \alpha_k^{(n)} e^{-ik\lambda}\right|^2} = \frac{\sigma_{\varepsilon}^2}{\left|1 + \sum_{k=1}^n \alpha_k^{(n)} e^{-ik\lambda}\right|^2} \tag{D-35}$$

となる。実際のデータを用いる場合は、 σ_{ε}^2 に ΔT を乗じて、 ΔT の依存性を除けばよい。

さて、(D-32)式に戻って、その物理的な意味を考えよう。(D-32)式は、 $\{\varepsilon(t)\}$ により駆動されるとして説明したが、逆に $\{x(t)\}$ から $\{\varepsilon(t)\}$ を説明する事も可能である。即ち、(D-32)式の意味するところは、 $\{x(t-1), x(t-2), \dots, x(t-n)\}$ の持つ情報で、 $x(t)$ を説明(予測)したとき、 $\{x(t-1), x(t-2), \dots, x(t-n)\}$ に含まれない情報のみが $\varepsilon(t)$ に含まれるということである。即ち、 $E[x(t)\varepsilon(k)] = 0; k = t-1, t-2, \dots, t-n$ である。より具体的に書き直すと、(D-33)式より、

$$\begin{aligned} & E[x(t)x(t-j)] \\ &= -\sum_{k=1}^n \alpha_k^{(n)} E[x(t-k)x(t-j)] + E[\varepsilon(t)x(t-j)] \end{aligned}$$

$$= -\sum_{k=1}^n \alpha_k^{(n)} E[x(t-k)x(t-j)], j=1,2,\dots,n \quad (D-36)$$

となる。 $v_{k-j} = E[x(t-k)x(t-j)] = v_{j-k}$ であるから、式(D-36)は次式となる。

$$\sum_{k=1}^n v_{j-k} \alpha_k^{(n)} = -v_j, j=1,2,\dots,n \quad (D-37)$$

この(D-37)式は、Yule-Walkerの式と呼ばれるものであり、既に、式(D-5)に示した式であり、その解は、Durbin-Levinsonの漸化式(D-19)を用いて求められる。また、

$$\begin{aligned} \sigma_\varepsilon^2 &= E[\varepsilon^2(t)] \\ &= E[\varepsilon(t)\{x(t) + \sum_{k=1}^n \alpha_k^{(n)} x(t-k)\}] \\ &= E[\varepsilon(t)x(t)] \\ &= E[\{x(t) + \sum_{k=1}^n \alpha_k^{(n)} x(t-k)\}x(t)] \\ &= v_0 + \sum_{k=1}^n \alpha_k^{(n)} v_k \end{aligned} \quad (D-38)$$

となる。この予測誤差の分散を示す式も、既に、式(D-7a)に示されている事に気が付こう。格子型フィルタのところ述べた、前向予測の場合の(D-5)式と(D-7a)式が、(D-37)式と(D-38)式に対応し、各々、自己回帰過程の係数と予測誤差の分散を推定する式となる。推定された $\{\hat{\alpha}_k^{(n)}\}_{k=1}^n$ と $\hat{\sigma}_\varepsilon^2$ を用いれば、式(D-32)からARフィルタが作成され、(D-35)式からARフィルタに基づくスペクトル密度関数が推定される(ところで、式(D-37)及び式(D-38)は式(D-32)の持つ物理的な内容に基づいて導出した。しかしながら、厳密に数学的な導出を試みるならば、最尤法に基づく定式化が必要となり、時系列解析の教科書に述べられている)。

この付録Dは、少し長くなってしまったが、水平成層構造における地中・地表同時観測がどのような観測系となるかの数学的な基礎となるものである。従って、地震観測を業務とする場合、その背景として、本来不可欠な話なのではある。

付録E. SMDA2(Strong Motion Data Analysis, version 2)

ここでは、SMDA2について、その概要を述べよう。これは、K-NETの日常業務において用いられた一次処理用プログラムSMDAの改訂版である。従って、適応できる記録ファイルは、K-NETフォーマットに限定されている。このソフトウェアは、大別して、3つの機能を有している。その一つは、(1)強震記録の編集と表示に関する機能であり、後の二つは、(2)簡単な一次処理用プログラムと(3)地震波が震源から地表に至るまでを計算するプログラムである。以下、簡単に各項目について述べよう。

E.1 強震記録の編集と表示

まず、準備として必要な事を述べておこう。全ての初めとして、強震記録の格納されたファイルを、複数ファイルでも

可能であるが、SMDA2のアイコンもしくは画面上にドラッグしてドロップしよう。SMDA2は、K-NETファイルの拡張子を識別して、例えば1つのファイルをドラッグしてドロップした場合でも、同じファイル名を持つ拡張子のファイルが同じフォルダにあれば、これらを全て自動的に読み込む。この段階で、SMDA2は1つのファイルを基準として3成分の記録を表示している。複数のファイル名の異なるファイルを読み込んだ場合は、画面の左側に現在SMDA2が保持しているファイルがツリー表示される。このツリー表示は、基準フォルダを観測点とする場合とリジントムとする場合の2通りが選択可能である。ツリー表示の切り替えは、メニューから[表示(V)]を選択し、[ツリービューの構成(R)]から[観測点コード(C)]か[リジントム(O)]へ切り替えればよい。更に、SMDA2上の3成分記録を他の記録へ変更する場合は、この画面左側のツリービューを用いて、望みのファイルを選択する事となる。

さて、SMDA2の画面上には、波形表示部の上に、表示された強震記録が得られた観測点のコード、記録開始時刻、標準化周波数、チャンネル数及びデータ数を表示するボックスを見いませよう。より詳しい観測点の情報を知るためには、メニューの[表示(V)]から[ヘッダ情報(H)]を選択する事により表示される。このヘッダ情報には、震源情報と観測点情報が含まれているので、これを地図化してみよう。SMDA2のメニューの[表示(V)]から[地図(M)]を選択する。地図のダイアログが現れよう。また、SMDA2の画面上にツリーが表示されているならば、対応するボタンをクリックすればよい(ツリー表示は、メニューの[表示(V)]から[ツリー(T)]を選択する事で切り替えられる)。今、地図ダイアログの[震源情報]ボックスにある[発震時刻]が[AII]であるとすると、ツリービューで表示されている全ての観測点の位置と震央が、それぞれ、地図ボックス内に丸と×で表示されているのが判ろう。特定の地震を対象として、その震央と観測点群を図示するには、[発震時刻]の中から目的とする地震のリジントムを選択すればよい。当然の事ながら、特定観測点に対する震央群を表示するためには、[AII]のままよい。

次に、SMDA2の画面上にある強震記録が得られた観測点での計測震度(但し、参考値)を求めて見よう。これは、SMDA2の表示ボックス内にある[計測震度]のボタンを押すだけである。計測震度が計算され、[計測震度]のボタンの右側にその値が表示される。複数のファイルを読み込んだ場合、全てのファイルにある強震記録からこれらが得られた地点の計測震度を一括して求めるには、ツリーの中[解析(A)]を選択して、[一括震度計算(I)]をクリックすればよい。画面左側にあるツリービュー上で任意のファイルを選択すれば、その観測地点の強震記録が表示されると共に、[計測震度]のボタンの右側に計算された計測震度が表示されるのが判ろう。

最後に、SMDA2の画面右上部にある[最大値固定(F)]と[バースをとる(B)]のボックスについて説明しておこう。負帰還型加速度計と収録器からの信号は、無震時に零電位の信号を出力している訳ではなく、バースがかかっているのが普通である。これは、設置角度の不正確さや換振器の温度特性等の影響によるものである。従って、強震記録を図示するためには、このバースを補正する事となる。[バ

ハイスをとる(B)]のボックスにある[全初]のボタンを押してみよう。ハイスがかかった状態での強震記録が表示されるため、通常、波形が表示ボックスからはみ出してしまふことが多いのに気がつこう。そこで、[ハイスをとる(B)]のボックスで[全初]のボタンを押す。ハイスを強震記録のどの部分を用いて補正するかを聞いているのが[区間[s](W)]である。ここで、補正に用いる区間を指定する。通常、P波の前の1/2部分を補正区間とする。但し、P波の後から記録が始まっている様な場合は、全区間を用いて補正しても、通常の記録では、問題はない。区間を指定した後、[更新]のボタンを押せば、ハイスの除去された強震記録が表示される。また、[最大値固定(F)]のボックスでは、表示される強震記録の縦軸の値を指示する。選択肢は2つであり、[チャンネル毎の最大値(E)]か[表示3チャンネルの最大値(V)]である。最初の選択を行えば、成分毎に独立した最大値が縦軸の値を決定する。後者を選択するでは、3成分の中で最も大きな最大値の値が縦軸を決定する。これは、目的に応じて使い分ける事となる。

上記以外の表示作業には、ツールの[表示(V)]を選択すると現れる[波形の群表示(G)]と[波形の比較(C)]と言う操作があるが、これらについては必要に応じてその都度説明することとする。同様に、上記以外の編集作業には、ツールの[編集(E)]を選択すると現れる[主軸変換(P)]、[極性反転(R)]及び[回転(R)]がある。後の二つの操作は、[極性反転(R)]或いは[回転(R)]を選択する事により開示される[極性反転]ダイヤログ or 或いは[回転]ダイヤログ上で必要な値を入力することにより特定チャンネルの波形の極性を反転させる操作と水平成分の回転操作を各々行うものである。[主軸変換(P)]は、水平2成分記録に基づき、主軸を決定し、NS及びEW方向の記録をトランスバース及びラテラル方向に変換するものである。

E.2 強震記録の一次処理

一次処理に関するソフトウェアは、フィルタ操作とスペクトル計算である。既に述べた[積分]や[微分]もこのフィルタ操作に含まれるものである。フィルタ操作は、メニューの中から[編集(E)]を選択し、[フィルタ処理(F)]をクリックする事でできる。フィルタ処理は、最も簡単な2次形式によるものであり、低域通過フィルタ、高域通過フィルタ、及び、帯域通過フィルタが用意されている。フィルタの次数を上げたい場合は、カスケード接続する事となる。ここでは、代表として、低域通過フィルタの操作について述べよう。まず、強震記録を格納したファイルをSMDA2上へドラッグし、ドロップする。SMDA2上には記録の波形が表示される。ここで、メニューの[編集(E)]から[フィルタ処理(F)]を通して[ローパスフィルタ(L)]を選択する。この時、低域通過フィルタのパラメータを入力するための[ローパスフィルタ]ダイヤログが開かれよう。このダイヤログのディジットボックスへ[遮断周波数(F)]と[ゲイン・ファクタ(D)]を入力する。或いは、各々のパラメータに対するスライダーを調整してパラメータの決定を行う。また、どのチャンネルの記録をフィルタの入力にするかは、3通りの選択肢を有している。これらは[表示3チャンネル(S)]、[全てのチャンネル(A)]及び[任意のチャンネル(O)]であり、最後の選択肢では[チャンネル(C)]のディジットボックスへチャンネル名を数値入力する。]これで、

この[ローパスフィルタ]のダイヤログへの入力は終わりであり、[フィルタ(D)]ボタンを押せばSMDA2上の記録にフィルタがかかる。ここで、フィルタ操作をやり直す場合は[元に戻す(U)]ボタンを、フィルタされた波形をSMDA2に保存する場合は、[適用(P)]ボタンを押す。フィルタの次数は、フィルタ操作を行う毎に2次の割合で増加する。例えば、4次のフィルタを考えたい場合は、一度[適用(P)]ボタンを押した後、更に、[フィルタ(D)]ボタンを押す。この時、SMDA2上には4次の低域通過フィルタを操作した結果が表示されている。この操作をカスケード接続という。

スペクトル計算は、メニューから[解析(A)]を選択し、要求するスペクトル計算を行えばよい。SMDA2では、フーリエ振幅スペクトル、パワースペクトル、応答スペクトル、Petersonの振幅スペクトル、及び、マルチバンド・スペクトルが用意されている。この内、Petersonの振幅スペクトルとマルチバンド・スペクトルに関しては、その簡単な説明とSMDA2上での扱い方を、各々、1.2と1.4で示した。他の4つのスペクトルに関しては、今更その説明は必要無いと思えるので、SMDA2上での扱いについて簡単に述べよう。ここでは、代表としてFourierスペクトルの計算について述べよう。まず、必要な記録ファイルをSMDA2上へ、ドラッグして、ドロップする。SMDA2上には記録波形が表示されよう。次に、メニューの[解析(A)]から[フーリエスペクトル(F)]を選択しよう。[フーリエスペクトル]のダイヤログが開示される。このダイヤログは5つのフレームを有し、左側の上段フレームに対象波形が、下側フレームにFourierスペクトルが表示される。Fourier計算を行う波形成分は、CHボックスで選択しよう。次に、ダイヤログの右側には、上から、[ハック情報]、[計算]、そして、[表示]のフレームが現れる。ここでは、[計算]フレームの矢印ボタンを押すと、[入力波形]のフレームに示されている波形上にカーソルが現れる事が判ろう。Fourier計算の開始ポイントマウスを使ってカーソルを移動させ、その開始ポイントから、マウスの左ボタンを押したまま、Fourier計算の終了ポイント迄カーソルを移動して離そう。解析区間の記録が反転表示されると共に、Fourier振幅スペクトルが[フーリエスペクトル]のフレーム内に表示される。ここで、[窓関数(I)]を他の窓関数とすると、選択した窓関数での結果が[フーリエスペクトル]のフレームに連続して表示される。また、計算フレームにある[スムージング(S)]は、スペクトルの平滑化に用いるものであり、チェックを入れると1/3オクターブ・バンドでFourier振幅スペクトルが平滑化される。

E.3 地震波の合成

このソフトウェアは、若干の教育的要素を配慮したものであるが、実用的なものでもあり、3部構成となっている。最初は、K-NETの記録から震源とメカニズムを決定するプログラムである。これは、メニューの[解析(A)]から[震源決定・発震機構解(Y)]を選択する事から始まるプログラムである。震源が決定され、メカニズム解から断層面を求める事が出来る。求めた断層を無限媒質中に埋め込み、地表での地震記録を合成するプログラムは、メニューの中の[解析(A)]から[無限媒質中の断層モデル(H)]を選択することにより始まる。また、[震源決定・発震機構解(Y)]の最後の結果を示すダイヤログ中にある[無限媒質]ボタンを押す事により始める事も出来る。地震波の伝播媒質を無限とせず、層構造を仮定し、震源を点震源とした場合の波形合成は、メニューの中の[解

析(A)]から[入力応答(M)]を選択することで計算が始まる。この場合も、[震源決定・発震機構解(Y)]の最後の結果を利用するため、その結果ダイアログ中の[入力応答]ボタンを押す事でも同様となる。しかしながら、これらの理論的な解説は、本資料の範囲を超えることになるので、ここでは、中身に立ち入らないで、計算手順のみを説明しよう。なお、簡単な説明は、メニューの中のボックスに書かれているので参照されたい。また、ここでのプログラムは、SMDA2の構築以前に存在しているプログラムをC++上で統合したものである。即ち、[震源決定・発震機構解(Y)]のプログラムは、防災科学技術研究所の鶴川元雄氏が、[入力応答(M)]のプログラムは、同じく藤原広行氏が、それぞれFortran上で作成されたものをC++上に移植する許可を得てSMDA2上に構築したものである。また、[無限媒質中の断層モデル(H)]のプログラムは、佐藤(1975)のFortran版から移植したものである。予めお断りしておこう。

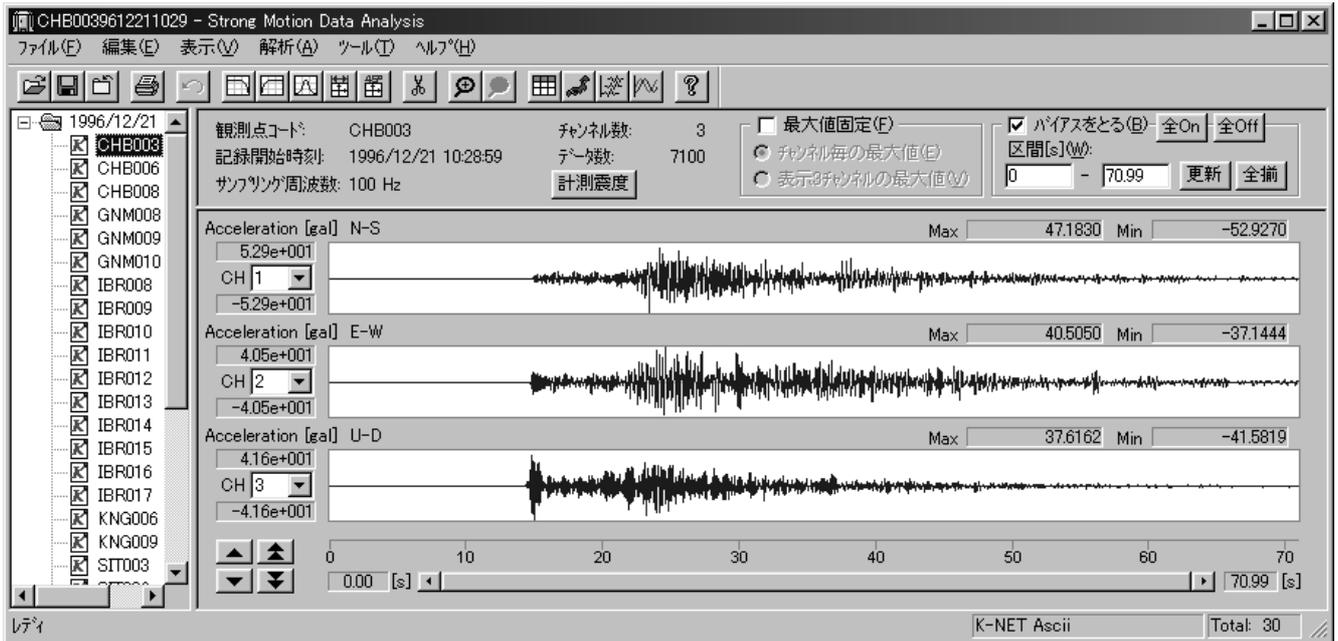
では、震源と発震機構解の計算手順から説明しよう。当然の事ながら、この計算を行うために、数多くの記録ファイルがツリー上で表示されているとしよう(図E.1(a)参照)。つまり、必要な地点数の記録ファイルをSMDA2の画面上にドラッグし、ドロップしてあるとする。通常、これらの加速度記録は、積分を行い、速度波か変位波に変換して置くものとする(図E.1(b)参照)。震源決定と発震機構解を求める為のデータは、観測点毎に得られるP波とS波のウェット・タイムとP波初動方向(上方か下方か)である。観測点毎にこれらを決定するために、SMDA2のメニューの[ツール(T)]から[ピックアップ(P)]を選択しよう。この時、ピックアップ・ダイアログ(図E.1(c))がポップアップしよう。このピックアップ・ダイアログ上では、この記録を使用するか否か判定を最初に行う。[このデータを使用する]のチェック・ボックスにチェックを入れた後、P波とS波の到達時間を決定する。まず、[P波の初動]表示ボックス内で、[マウス指定](或いは、矢印ボタン)を選択し、SMDA2の波形画面上に現れた黒色のカーソルを動かしてP波の立ち上がり点へ移動し、マウスを左クリックする。この時、決定されたP波の立ち上がり点には赤いカーソルが現れよう。また、P波の立ち上がり時間の決定精度を自己判断し、リンクボタンのいずれかにチェックを入れる。このリンクは、 $C < B < A$ の順で震源決定計算への影響度を上げている。また、この記録上でのP波を計算に用いない場合は、リンクをDとする。更に、P波の初動方向を読みとり、ピックアップ・ダイアログ上の[方向]にあるアップ・ダウンのいずれかにチェックを入れよう。同様に、S波の立ち上がり時間の決定を行う。S波に関する[マウス指定](或いは、矢印ボタン)を選択すると、SMDA2の波形画面上に黒色のカーソルが現れよう。マウスを操作して、S波の立ち上がり点を決定する。この時、S波の立ち上がり点には緑色のカーソルが現れよう。S波に関しても震源決定精度に関係するリンク付けはP波の場合と同様である。この様にして、P波とS波のウェット・タイムが決定されると、図E.1(c)のダイアログ上で[閉じる]を押すと、図E.1(d)の様なSMDA2の画面となる。P波とS波のウェット・タイムの決定では、必要な観測点の数だけピックアップを繰り返す事となる。

さて、P波とS波のウェット・タイムに関する情報と、P波初動

方向が決定されたので、次に、震源決定の計算をしよう。まず、SMDA2のメニューの[解析(A)]から[震源決定・発震機構解(Y)]を選択し、[震源決定・発震機構解]のセトアップ・ダイアログ(図E.1(e))を開く。このセトアップ・ダイアログには3つの入力パラメータがある。一つは、中心座標であり、これは、観測点が震央を囲むように選択されている場合、観測網の中央として良からう。次に、[速度構造ファイル(P)]の読み込みである。このファイルは、N層の構造を仮定した場合、N行3列のテキスト形式で用意しておく事とする。各行の項目は、深さ(km)、P波速度(km/s)及びS波速度(km/s)の順で、項目間を半角スペースで区切る。なお、層順は地表からとする。また、速度構造は、セトアップ・ダイアログ中の[...]ボタンを押して、ファイル・ダイアログに書き込む事でも指定が可能である。速度構造ファイルの例は添付のCDに格納されているので参照されたい。最後の入力パラメータは[スライス解]ボックスの中の[グリッドサーチ幅(S)]である。これは発震機構解を計算する上で、どの程度のグリッドサーチ幅を用いるかであり、デフォルトは3とする。これでセトアップ・ダイアログの入力は終了であり、[計算(A)]ボタンを押して、震源決定とスライス解の計算を開始させよう。

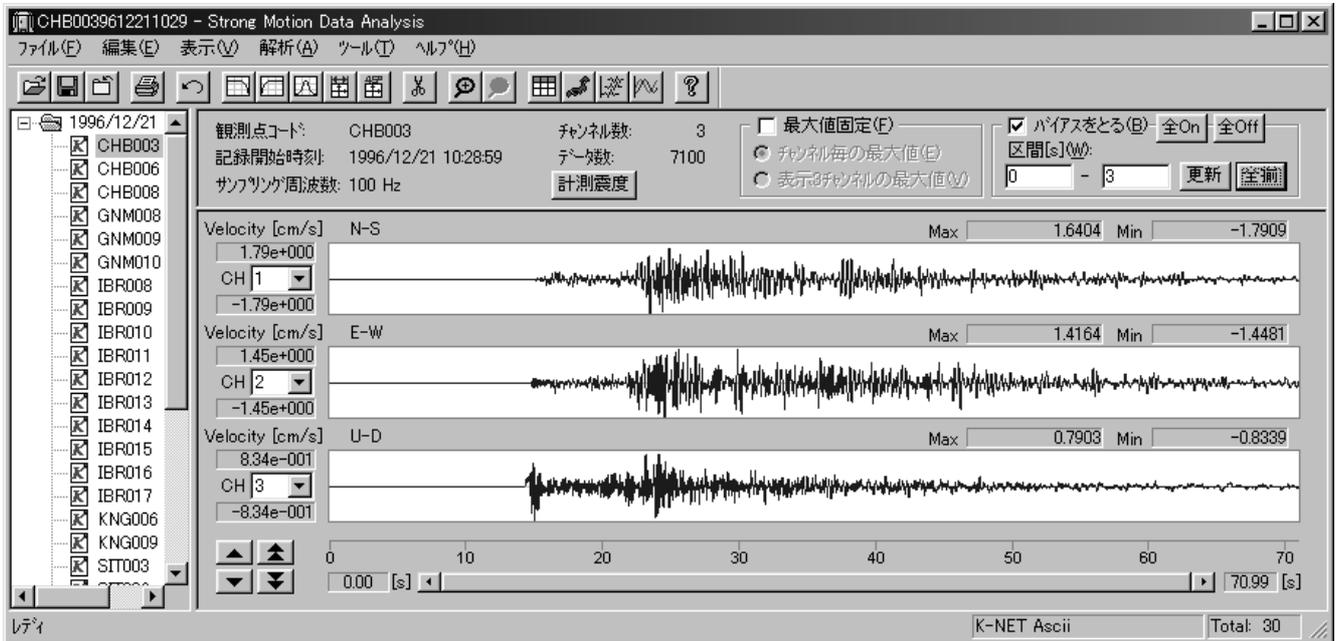
計算が終了すると、[震源決定・発震機構解]の計算結果を示すダイアログ(図E.1(f))が表示される。ダイアログの左半面は観測点の位置と震央(赤い×印)を示している。各観測点の表示では、P波の初動が押しの時黒丸、引きの時白丸となっている事が判ろう。ダイアログの右半面の上部は、震源と発震機構解に関する計算結果を示している。即ち、[震源情報]のボックスには、発震時刻、震央の緯度と経度、震源の深さ、及び、坪井式によるマグニチュードの推定値がその推定誤差と伴に示されている。また、[発震機構解]を表示するボックスには、震源球のP軸とT軸の方位角と傾斜角が表示されている。また、2つの節面(NP#1とNP#2)に関しては、各々、走向角(Strike)、傾斜角(Dip)及び滑り角(Slip)が表示されているのが判ろう。断層モデルを規定するこの3パラメータの定義は、Aki and Richard(1980)の図4.13に示されている通りであるが、以下のように説明される。即ち、走向は、断層の節面と水平面が交わる方向であり、北から時計回りにその角度を測ったものである。傾斜角は節面の傾斜を示す角度であり、水平面より下向きに測った角度とする。また、滑り角は、断層が節面に沿って滑ったと考えた時、上盤の下盤に対する相対的な滑り角度を走行から節面に沿って反時計回りに測った角度とする。従って、滑り角が正ならば逆断層、負ならば正断層となる。また、滑り角の絶対値が 90° 以上が右横ずれ断層であり、 90° より小さな場合が左横ずれ断層となる。さて、[発震機構解]の下に震源球が表示されているが、この震源球と左半面の地図情報とは、[印刷(P)]ボタンを押す事で印刷される。

震源が決定され、断層面が得られたので(上記2節面のいずれかが断層面となるのであるが、これは断層の生成環境を考慮して決められる。図E.1(f)に例示した1996年12月21日の茨城県南西部の地震では、NP#2が断層面となる)、この断層を無限媒質中に置いて地表での地震波を合



図E.1 (a) SMDA2における震源とモーメント解の推定手順(1/6)

Fig.E.1 (a) Procedure for the determination of both the hypocenter and focal mechanism of an earthquake (1/6).



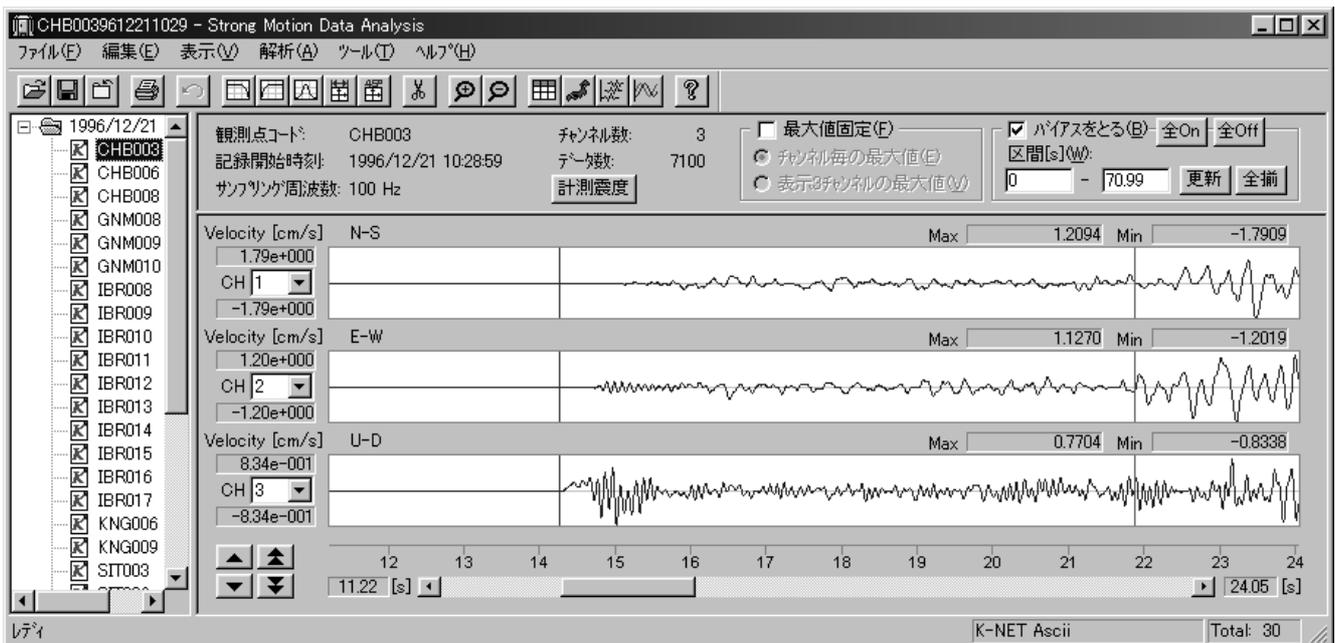
図E.1 (b) SMDA2における震源とモーメント解の推定手順(2/6)

Fig.E.1 (b) Procedure for the determination of both the hypocenter and focal mechanism of an earthquake (2/6).



図E.1 (c) SMDA2における震源とメカニズム解の推定手順(3/6)

Fig.E.1 (c) Procedure for the determination of both the hypocenter and focal mechanism of an earthquake (3/6).



図E.1 (d) SMDA2における震源とメカニズム解の推定手順(4/6)

Fig.E.1 (d) Procedure for the determination of both the hypocenter and focal mechanism of an earthquake (4/6).

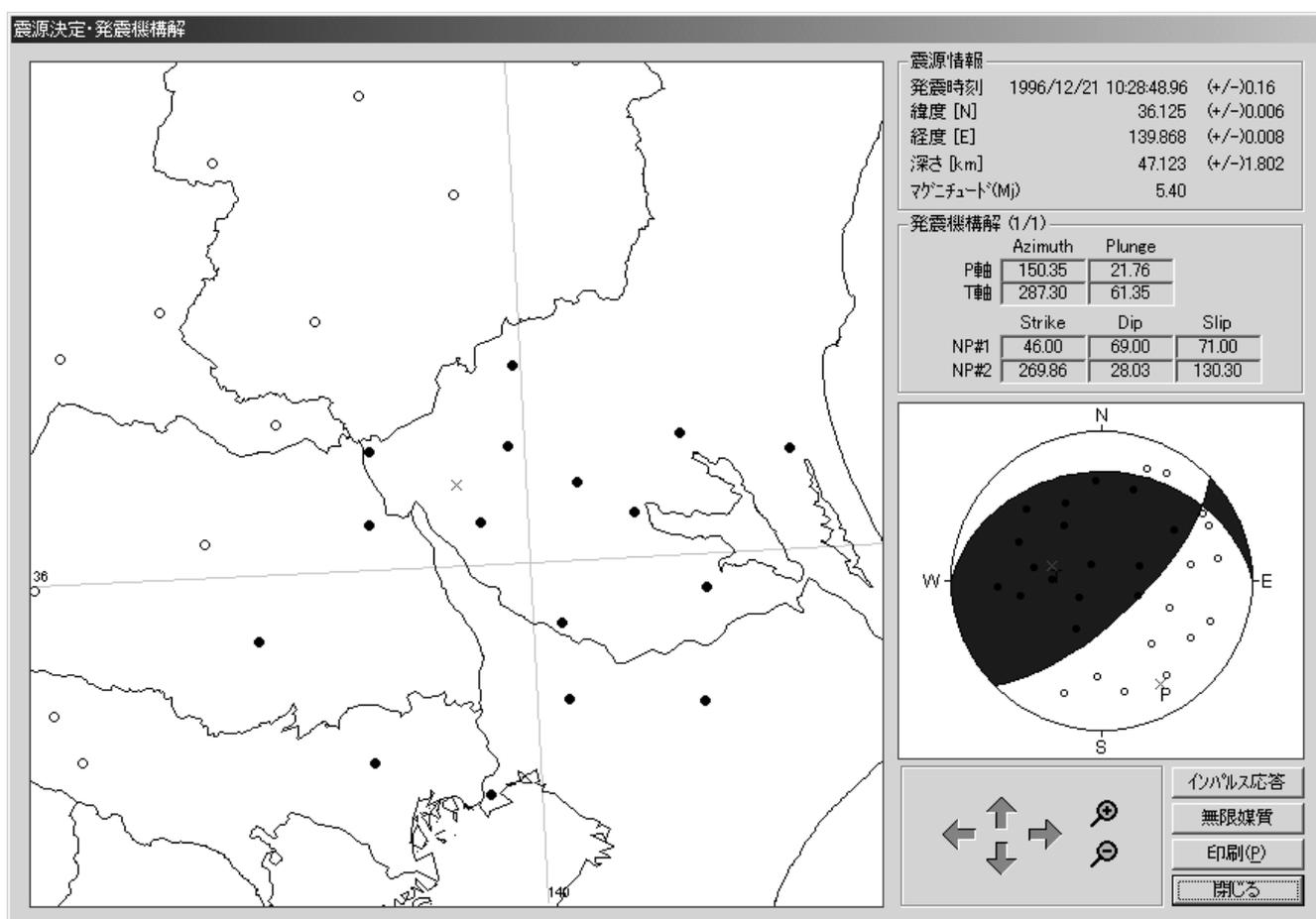
成してみよう。これは、前述したように、[震源決定・発震機構解]の計算結果を示すダイアログ(図E.1(f))上にある[無限媒質]のボタンを押す事から始まる。このボタンを押すと、[無限媒質中の断層モデル]を記述するパラメータダイアログ(図E.2(a))が開示される。このダイアログ上のイディットボックスでは、震源とメカニズムの情報、及び、無限媒質のP波とS波の速度と断層生成条件が要求される。前者は、既に[震源決定・発震機構解]の計算結果から求まっており、後者の情報をイディットボックス内に書き込む事となる。また、このダイアログでは、計算される地震波のポイント数と断層の幅方向について数値

積分する際の分割数が要求される。震源距離に反比例して分割数を少なくするべきであるが、50程度をデフォルト値として良からう。分割数を大きく採ると、やたらに計算時間が増えるので注意しよう。また、リストタイムを40で割った値が計算された地震波の標準化ポイントとなるので、注意しておこう。さて、これで[無限媒質中の断層モデル]を記述するダイアログは終了であるが、どこの観測点を対象とするかを次に決めねばならない。このため、このダイアログ上にある[観測点]のボタンを押そう。[観測点]を選択するためのダイアログ(図E.2(b))が開示される。このダイアログは、現時点



図E.1 (e) SMDA2における震源とスリップ解の推定手順(5/6)

Fig.E.1 (e) Procedure for the determination of both the hypocenter and focal mechanism of an earthquake (5/6).



図E.1 (f) SMDA2における震源とスリップ解の推定手順(6/6)

Fig.E.1 (f) Procedure for the determination of both the hypocenter and focal mechanism of an earthquake (6/6).

でSMDA2が読み込んだ記録ファイルに対応する観測点の一覧である。計算対象とする観測点のチェックボックスにチェックを入れれば、その観測点の合成地震波が計算される。このチェックは複数点が可能であるが、全ての観測点における合成地

震波を計算したい場合は、タイトル上の[全選択]ボタンを押す。また、全てのチェックを解除する場合は、[全解除]ボタンを押せばよい。

上記で合成地震波を計算する段取りが終了したので、

無限媒質中の断層モデル

震源

発生日時 1996 年 12 月 21 日 10 時 28 分 48.959 秒

位置

緯度 (度) 36.1250025757789

経度 (度) 139.868065249986

深さ (km) 47.1227282890766

断層

P波速度 (km/s) 7.5

S波速度 (km/s) 4.2

断層の長さ (km) 1.5

断層の幅 (km) 1

ライズタイム (sec) 0.2

X1方向の破壊速度 (km/s) 3.4

Y1方向の破壊速度 (km/s) 3.4

計算条件

データ点数 8000

積分分割数 50

閉じる

計算

観測点

図E.2 (a) SMDA2における無限媒質中の断層モデルからの地震波合成手順(1/4)

Fig.E.2 (a) Procedure for simulating earthquake waves from a finite fault located in an infinite medium (1/4).

観測点

観測点名	観測点緯度	観測点経度	観測点標高
<input checked="" type="checkbox"/> <input checked="" type="checkbox"/> CHB003	35.7911	140.0597	20m
<input checked="" type="checkbox"/> <input checked="" type="checkbox"/> CHB006	35.7769	140.3100	21 m
<input checked="" type="checkbox"/> <input checked="" type="checkbox"/> CHB008	35.6505	139.9055	21 m
<input checked="" type="checkbox"/> <input checked="" type="checkbox"/> GNM008	36.3447	139.1400	20m
<input checked="" type="checkbox"/> <input checked="" type="checkbox"/> GNM009	36.4075	139.3283	20m
<input checked="" type="checkbox"/> <input checked="" type="checkbox"/> GNM010	36.2311	139.5363	21 m
<input checked="" type="checkbox"/> <input checked="" type="checkbox"/> IBR008	36.3030	139.9861	20m
<input checked="" type="checkbox"/> <input checked="" type="checkbox"/> IBR009	36.1816	139.7069	21 m
<input checked="" type="checkbox"/> <input checked="" type="checkbox"/> IBR010	36.1811	139.9686	21 m
<input checked="" type="checkbox"/> <input checked="" type="checkbox"/> IBR011	36.1219	140.0936	21 m
<input checked="" type="checkbox"/> <input checked="" type="checkbox"/> IBR012	36.1869	140.2902	21 m
<input checked="" type="checkbox"/> <input checked="" type="checkbox"/> IBR013	36.1555	140.4925	20m
<input checked="" type="checkbox"/> <input checked="" type="checkbox"/> IBR014	36.0697	140.1980	21 m
<input checked="" type="checkbox"/> <input checked="" type="checkbox"/> IBR015	36.0661	139.9113	21 m
<input checked="" type="checkbox"/> <input checked="" type="checkbox"/> IBR016	35.9080	140.0527	21 m
<input checked="" type="checkbox"/> <input checked="" type="checkbox"/> IBR017	35.9505	140.3227	21 m

OK

キャンセル

全選択

全解除

図E.2 (b) SMDA2における無限媒質中の断層モデルからの地震波合成手順(2/4)

Fig.E.2 (b) Procedure for simulating earthquake waves from a finite fault located in an infinite medium (2/4).



図E.2 (c) SMDA2における無限媒質中の断層モデルからの地震波合成手順(3/4)

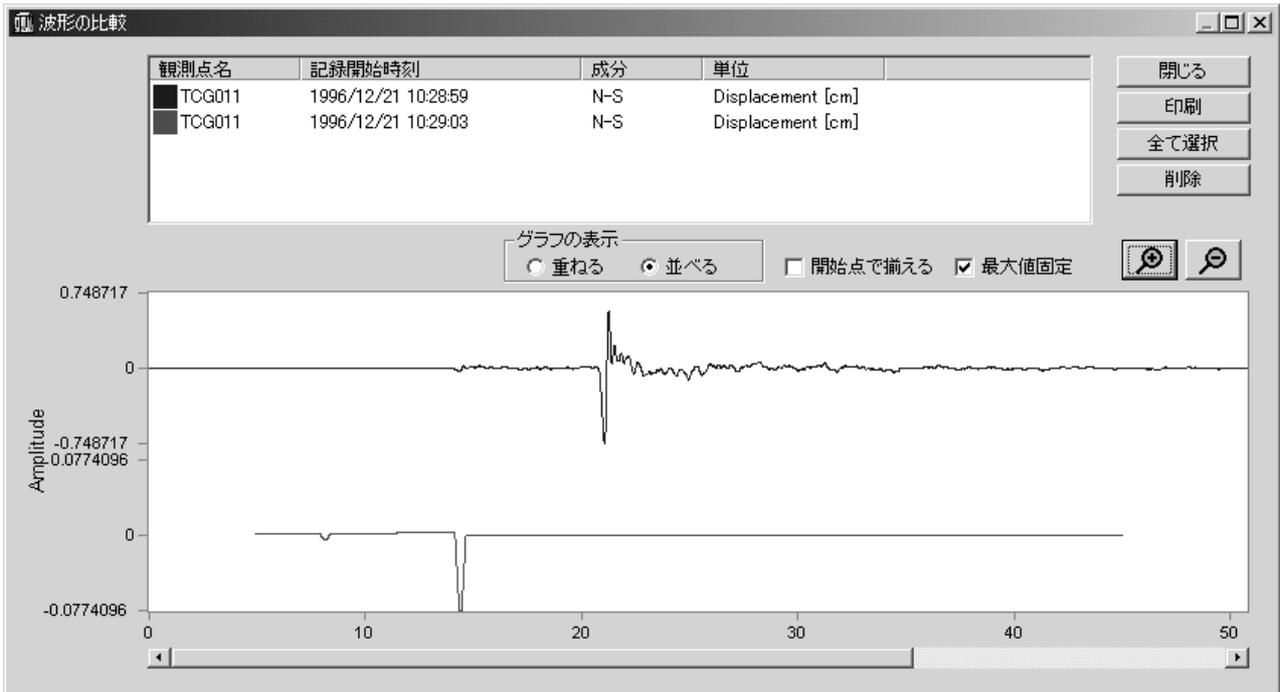
Fig.E.2 (c) Procedure for simulating earthquake waves from a finite fault located in an infinite medium (3/4).

観測点選択が完了した上で[OK]ボタンを押す。元の[無限媒質中の断層モデル]を記述するパラメータが戻らなくなる。この状態で[計算]ボタンを押せば、地震波合成プログラムが実行を開始し、計算の進捗をプログレッシブで示すダイアログが表示される。何らかの都合で計算を中止する場合は、計算進捗ダイアログ上の[Abort]ボタンを押せばよい。さて、波形合成の計算が無事終了すると、SMDA2の画面に合成地震波が表示される(図E.2(c))。また、この時、この画面上のビューには計算された観測点のコードが表示されているのに気が付こう。但し、読み込んだ記録ファイルのリストをディレクトリとしたフォルダと異なるフォルダが作成されて計算された結果のファイルが格納されている場合もあるし、記録ファイルと同じフォルダに計算結果が格納される場合もあるので注意しておこう。SMDA2の画面上で合成地震波のファイル名かを見分けるのは、ファイルの表示部が観測点コード+リスト名+IMとなっているから判断できる。このIMが加わったファイルが計算結果を格納したファイルとなる。

以上で、無限媒質中の断層モデルにより生成される地震波の計算は終わりであるが、得られた結果が物理的に受け入れられるものか否かの判断を原記録と比較して調べる作業が最後に残っている。この作業、即ち、計算波形と記録波形の比較作業について述べよう。この作業に対して、SMDA2では2つの方法を用意している。一つは、群表示による多少大雑把となる比較方法であり、他の一つは同じウィンドウ上で計算波形と記録波形を重ね合わせる事による比較方法である。ここでは、成分毎に計算波形と記録波形を比較する方法を示そう。まず、SMDA2のメニューバーの[表示(V)]から[波形の比較(C)]を選択し、[波形の比較(C)]ダイアログ(図E.2(d))を開示させる。SMDA2のメイン

ウィンドウから対象とする波形と計算された波形を成分毎に[波形の比較(C)]ダイアログ上へドラッグしてドロップする。この操作により[波形の比較(C)]ダイアログのリストボックスに対象とする記録が項目として追加され、同じダイアログの下部にある波形表示ウィンドウに計算された波形と原波形が表示される(図E.2(d))。この二つの波形を重ねて表示するためには、ダイアログの[グラフの表示]にある[重ねる]にチェックを入れればよい。この様にして、原波形と、震源を決定し、発震機構解を求め、断層モデルを無限媒質中において計算される波形との比較がなされる。

SMDA2には、無限媒質中に置かれた有限断層からの地震波合成の他に、離散化波数法による地震波合成法が含まれている。これは、層構造中の点震源から射出される地震波の合成法であり、SMDA2ではインパルス応答としている。SMDA2におけるインパルス応答の計算手順や観測記録との比較作業は、無限媒質中の断層モデルの場合とほぼ同じであるから、図E.2(a)に対応するインパルス応答のセットアップダイアログ(図E.2(e))のみを説明しておこう。これは、[震源決定・発震機構解]の計算結果を示すダイアログ(図E.1(f))上にある[インパルス応答]のボタンを押す事で開示される。この図E.2(e)に示すダイアログ上では、5つのパラメータ・ボックスが見出せよう。最初のパラメータは、[震源]に関するものであり、図E.1(f)で得られた結果がそのまま用いられる。モードとしては、NP#2を採用する。次のパラメータ・ボックスは、計算の対象となる[観測点]の位置情報に関するものであり、緯度と経度及び地表点ならば深さ零を入力する。[震源時間関数]に関するパラメータ・ボックスでは、3種類の時間波形を選択可能であるが、1.5.2で述べた通り、台形関数で震源時間関数 $M_0(t)$ を近似する。台形関数の場合、その立ち上がり時



図E.2 (d) SMDA2における無限媒質中の断層モデルからの地震波合成手順(4/4)

Fig.E.2 (d) Procedure for simulating earthquake waves from a finite fault located in an infinite medium (4/4).



図E.2 (e) SMDA2における離散化波数法を用いた地震波合成手順(パラメータボックス)

Fig.E.2 (e) Parameter box used for simulating earthquake waves by using discrete-wavenumber method.

間と最大値の継続時間で規定する。また、[時間シフト(L)]は、震源時間関数の計算基準時間からの時間ずれを入力するもので、正值が遅らせる方向となる。また、[震源時間関数]のパラメータボックスの真下にある[モーメント(M)]には、震源決定から求めた M_{JMA} 等を参照にして M_0 を推定し、入力する。但し、単位は $N \cdot m$ である。計算に用いることになる水平成層構造は、構造ファイルを作成する事から始まる。このファイルは、一層を一行に対応させ、n層構造ならば、n行5列のテキスト形式で与えられる。各行の項目は、P波速度、S波速度、密度、Q値及び層厚の順とし、項目間を半角スペースで区切る。数値の単位として、速度ならば km/s を、密度には g/cm^3 を用い、層厚は km とする。層順は、地表側から番号付け、層順に行を割り当てるものとする。構造ファイルの例はCD-ROMに格納されているので参照されたい。この構造ファイルは、[...]ボタンを押して、ファイル選択ダイアログを開示して作成するか、アイテムボックスにマウスを指定して適当に名付けられた構造ファイルを読み込める様にする。さて、最後のパラメータボックス[計算条件]は、その背景の説明に数値計算の知識が要求されるため、本資料の範囲を超えてしまう。そこで、ここでは、各パラメータに対する設定の粗筋のみを機械的に述べよう。まず、パラメータ[周波数(Q)]と[データ点数(U)]であるが、これは、計算される地震波の標準化周波数(周期 ΔT (s)の逆数)と標準点数 N_T である。[点震源の間隔(V)]は、これを L とすると、

$$L > \alpha \cdot N_T \cdot \Delta T \cdot V_{P_{max}}$$

を設定基準とする。ここで、 α は1.5~3程度の値とし、 $V_{P_{max}}$ として、採用した水平成層構造におけるP波速度の最大値を用いる(経験的に、4 km/s 程度とする事が多い)。P波速度の最大値を4 (km/s)、標準化周波数を10Hz、標準数を512とすると、 $\alpha = 2$ として、 $\alpha \cdot N_T \cdot \Delta T \cdot V_{P_{max}} = 409.6$ となるので、 L として500程度の値を与える。また、[積分範囲(G)]は、これを N とすると、

$$N \approx L / (2\pi \cdot V_{S_{min}} \cdot \Delta T)$$

を設定基準とする。ここで、 $V_{S_{min}}$ は水平成層構造におけるS波速度の最小値とする(これも、経験的に1 km/s とする事が多い)。 $V_{S_{min}}$ を1 (km/s)とし、他の値として、上記数値を用いると、 $L / (2\pi \cdot V_{S_{min}} \cdot \Delta T) = 796$ となり、 $N = 800$ 程度の値を与える。最後のパラメータ[ダンピングファクタ]は、層構造を規定したQ値に依存させる事が出来る量であり、Qが50未満ならば0を、50以上100未満ならば0~1の値を、100以上ならば1の値を与える。これで、パラメータダイアログ(図E.2(e))における設定は終了し、[計算(A)]ボタンを押せば離散化波数法による波形計算が始まる。計算終了後、SMDA2に結果が表示されると共に、ツリー表示に計算されたファイルが追加される(観測点の記録に、"_DW"が追加されたファイル)。また、結果は速度波として得られるので、観測波形との比較は、これを速度波に変換して行う。なお、合成波の標準化周期は観測記録と比較してかなり荒いため、

観測記録は積分した後、0.1~2 Hz程度の帯域通過フィルタを通したものをを用いる。計算されたファイルの保存や観測記録との比較は、前述した無限媒質中の断層モデルと同じであるから、ここでは省略しよう。

E.4 付録CD-ROMの内容

付録のCD-ROMには、1つのソフトウェアと4つのデータセットが格納されている。これらは以下の通りである。

(1) ソフトウェア

smda2.exe: Microsoft Visual C++ (ver.6)で作成されたSMDA2の実行ファイルである。SMDA2上で地図情報を扱う場合は、CD-ROMに含まれるjpbm.datをSMDA2と同じフォルダに格納しておく。Setup.exeを実行することでSMDA2はインストールされる。

これまでも述べてきたように、このソフトウェアに含まれる主な波形処理プログラムには以下のが含まれている。

- フィルタ(低域通過、帯域通過及び高域通過フィルタと微分及び積分フィルタ)
- スペクトル推定(フーリエスペクトル、パワースペクトル、応答スペクトル、ランニングスペクトル、Petersonの振幅スペクトル、及び、Multi-taperスペクトル、周波数-波数スペクトル)
- 地表-地中同時記録に基づく伝達関数の推定プログラム
- 震源とモーメント解を求めるプログラム
- 無限媒質中の断層モデルと離散化波数法による波形合成プログラム
- 計測震度の計算プログラム

(2) データセット

以下のデータセットは、SMDA2を用いた練習用とも言えるもので、特定の種類の群列記録を必要とするものである。K-NETフォーマットの3成分記録を対象とするフィルタ等の実行に際しては、data4に含まれる観測点毎の3成分記録を用いればよい。

- data1: Petersonの振幅スペクトル推定用バックグラウンドノイズデータ
(TKN観測点のバックグラウンドノイズのデータ)
- data2: 伝達関数 $G_i(\lambda)$ の推定用地中-地表データ
(1996年12月21日に発生した茨城県南部地震におけるSHM観測点の200m井(SA)と地表(GA)での加速度記録。但し、水平方向の4成分)
- data3: 周波数-波数スペクトル推定用データセット
(1990年2月20日に発生した伊豆大島近海地震における江東群列観測の上下動成分記録(図4.4(b)参照))
- data4: 震源決定、モーメント解決定及び無限媒質中の断層モデルからの合成地震波の計算用データセット(1996年12月21日に発生した茨城県南西部の地震におけるK-NETの記録)

要 旨

本資料は、筆者が独立行政法人・防災科学技術研究所(旧科学技術庁・国立防災科学技術センター)に在籍したおよそ四半世紀の間に業務として行った強震観測の中で得られた地震記録を可能な限り系統的にまとめたものである。当然の事ながら、強震観測は近地の地震を対象とする。従って、ここでまとめた記録集も距離数度以内の近地震を対象としている。強震観測は、研究面からは若干離れるが、純粋に観測の側面から見て様々な記録処理技術を要求する。この傾向は、強震観測が点観測から群列観測へ移行した1980年代以降から顕著である。本資料に於いても、地震記録を説明する上で必要とする記録処理技術は、記録毎に必要なに応じて示したが、K-NET用ソフトウェアSMDA2で統一し、本資料の一部とした。現在、強震記録は、K-NETやKiK-NETにより、インターネット上で自由に使える環境にある。故に、本資料が、強震観測を実務とする方々に、何らかの貢献が出来ればと考える次第である。

キーワード: 近地震記録, 群列記録, 局所位相, SMDA2