

短周期地震波の位相速度の検出法

土岐 憲三・佐藤 忠信
清野 純史・西岡 勉

A METHOD TO DETECT INTERSTATION PHASE VELOCITY FROM SHORT PERIOD SEISMIC MOTIONS

By *Kenzo TOKI, Tadanobu SATO, Junji KIYONO*
and *Tutomu NISHIOKA*

Abstract

For civil structures extending in horizontal direction, such as suspension bridges, elevated bridges, buried pipelines and banking structures, phase change along propagation path of seismic wave in rather short period range is essential information for assessing the safety of civil structures against a seismic environment. Especially the knowledge of the phase velocity of seismic wave is indispensable for the seismic response analyses of those structures in which the relative deformation between two supporting points becomes crucial.

We compared several methods to calculate appropriate phase velocity from a seismic wave. Phase velocity is usually very sensitive to the level of noise contaminating the signal. To overcome this defect we have developed a new method to remove the noise effect using Kalman filter technique. Phase velocities were detected from noise contaminated synthesized motions which were generated using artificial dispersion curve. Calculation of phase velocity shows that Kalman filter technique can be used for earthquake records with low SN ratio. Comparison of detected phase velocities has also been done for earthquake records of the El Centro earthquake.

1. ま え が き

長大構造物の震動特性を把握するためには入力地震動の特性をどのように設定するかが重要な課題となる。特に、地盤中を伝播する波動特性に基づく入力地震動の位相差を的確に評価しておく必要がある。通常の構造物や構造物の基礎に対して設定される入力震動としては、対象地点あるいはその近傍で過去に観測された記録、対象地点と同じような地盤を有する地点で観測された記録、そして El Centro や Taft 記録のような代表的な地震記録を用いることが多い。最近では断層モデルを利用した理論波形なども用いられるようになってきている。水平方向の広がりのない建築構造物に対しては、地表面上の1点における地震動特性がわかれば十分であるが、長大橋梁、地中埋設管、沈埋トンネル、堤防などの長大土木構造物の入力地震動を考える場合には、ある1点での記録がそのままその構造物への入力とはならない。こうした構造物では構造物の展開距離が長いので、波の伝播に伴って入力地震動に位相差が生じるため、任意の2地点間に生ずる相対運動が問題となる。したがって、地表面に沿って伝播する波の伝播速度、すなわち位相速度の設定法も重要な課題となり、これを実記録から正確に検出しなければならない。

地表面を伝播する波の速度の検出法の歴史は古く、地震学の分野では長周期表面波の位相速度または群速度そのものを求める研究、あるいはその分散性を利用して地殻構造を決定する研究を中心として数多く提案

され発展してきた。基本的には震源から同一方向に位置する2地点間の観測記録から位相差を計算することによって位相速度を求めるのに対し、群速度は位相速度分散曲線を微分して求めたり、あるいは観測記録から群遅延時間を求め、これを震央距離で除することによって求めることができる。上述のように位相速度と群速度は完全に独立というわけではなく、一方がわかれば他方を理論的に決定することができるが、雑音の存在に非常に敏感であるため計算から得られた結果には十分注意を払う必要がある。

表面波に関する初期の頃の研究の大部分はこの群速度の検出およびその応用に関するものであり、これに関しては佐藤¹⁾が詳しくまとめている。さらに、Landisman (1969)²⁾、Dziewonski (1969)³⁾ はそれぞれ moving window technique, multiple filter technique と呼ばれる一種のフィルタリング手法を開発し、群速度の解析能の向上を図った。位相速度に関する研究もこれと平行して行われており、peak and trough method に始まった検出法は Blouch and Hales (1968)⁴⁾ の sums and differences や cross multiplication に発展し、これらは Dziewonski and Hale (1971)⁵⁾ にまとめられている。その後、Nakanishi (1979)⁶⁾、Steven (1982)⁷⁾ は Wiener filter を用いて地盤の Q 値を求める問題に取り組んだ。

工学の分野でも、松代群発地震 (1967) や十勝沖地震 (1968) において数秒の周期を持つ短周期表面波の存在がクローズアップされたのを契機に、上述の手法と同一の手法を用いて十数秒以下の周期帯域における波の位相速度を求める研究が行われた。嶋 (1970)⁸⁾ は短周期表面波の工学上の意味を詳細に検討し、数秒の波の物理特性の解明の必要性を指摘した。佐藤・沢田 (1970)⁹⁾ は多層構造における Love 波の伝播特性に関する実験的研究を行い、工学的に重要な周波数(数 Hz 近傍)における位相速度を求めた。神山(1976)¹⁰⁾ は常時微動記録を用い、マルチフィルター解析を利用して Rayleigh 波の分散特性を求めた。これらの研究は主に地盤を伝わる波動特性の解明に主眼を置いたものであるが、構造物を対象とした工学的な立場からこの問題に取り組んだものとしては、以下のような研究が挙げられる。小坪ら (1970)¹¹⁾ は橋梁の各基礎がそれぞれ異なった地動加速度を受ける場合に対してモーダルアナリシスによる解法を示した。土岐(1975)¹²⁾ は強震加速度記録に基づく位相速度とその周期への依存性を検討し、構造物の耐震性における意義について考察を加えた。土岐・久保田 (1978)¹³⁾ ならびに土岐・今村 (1979)¹⁴⁾ は地表面に沿った地震波の見かけの速度を考慮して多点入力の橋梁の震動解析を行った。Werner ら¹⁵⁾ (1979) は地動の位相差を考慮して P 波、S 波、Rayleigh 波入射に対する橋梁の応答解析を行った。最近では、アレー観測記録の集積と共にこの記録を用いて地震波の伝播特性を求める研究が盛んになってきており、福森ら (1982)¹⁶⁾、阿部ら (1986)¹⁷⁾、和泉ら (1986)¹⁸⁾、勝倉ら (1986)¹⁹⁾、佐々木ら (1986)²⁰⁾ が種々の手法でこの問題に取り組んでいる。

上述の速度の検出法に関しては、工学の分野では長周期表面波の速度の検出法がそのままの形で用いられているが、本来、長周期表面波が対象とした周期、波長、観測点間距離と、工学的に関心のある周期、波長、観測点間距離とでは大きな差がある。本研究では、まずこれらの違いが位相速度の算定に及ぼす影響を明らかにする。また、位相速度の検出にあたっては以下に挙げる2つの問題点がある。第1点は、観測点で取れた記録に信号以外の雑音が含まれている場合、検出した結果が非常に不安定になること、そして第2点は、位相を計算する場合 2π の整数倍分のずれの情報がなく、波長が短くなる程また観測点間の距離が長くなる程 2π の整数倍分のずれが判断しにくくなることである。ここでは主に第1点を中心に検討を加える。

まず、数 Hz～十数秒以内の周期帯域、数百 m から数 km の波長を対象とした場合に、現在まで提案されている位相速度の各種の検出法を模擬地震波を用いて比較、検討を加え、さらに雑音に乱された信号から雑音成分を分離する手段としてカルマンフィルターによる deconvolution 手法を導入する。そして、実地震波記録について、位相速度の分散曲線の推定を行う。

2. 位相速度の検出法

2.1 位相速度の検出について

2つの観測点の地震記録から位相速度を求める方法は大きく2つに分けられる。1つは地震記録をフーリ

エ変換し、周波数領域で位相スペクトルから直接位相差を求める方法であり、phase differences 法や cross correlation 法などがある。他方は、時間領域で2つの地震記録に位相速度に相当する時間のずれを考慮し、正弦波の性質を利用して位相差を調べる方法であり sums and differences 法や cross multiplication 法がこれに相当する。

前者の方法では地震波の位相スペクトルだけを用いているため振幅に関する情報は関与しないが、後者の方法では2地点の地震波における波動の相関度をも評価できる。また前者の方法は簡便であるが安定に欠けており、実測記録へ適用した場合に不安定な結果を招く恐れがある。この事を考慮して Wiener filter, Kalman filter を用いた位相速度検出法について検討を加える。

まず、位相速度の検出に際して本研究では以下の仮定をおく。

① Fig. 1 に示すように震源を通る直線上に位置する

2点、またはそれ以上の観測点において同一地震に対する記録が得られている。

② 各々の観測点における地震計の計器特性（位相シフト）は同一である。

③ 雑音は白色であり、加法的に含まれるとする。

以上の仮定により、A, B 各地点の位相は次のように表される。

$$\phi_A(X_A, \theta, \omega) = k(\omega) X_A + \phi_0(\theta, \omega) + \phi_I(\omega) + \phi_{NA} \dots \dots \dots (2-1)$$

$$\phi_B(X_B, \theta, \omega) = k(\omega) X_B + \phi_0(\theta, \omega) + \phi_I(\omega) + \phi_{NB} \dots \dots \dots (2-2)$$

ここに、 x_A, x_B は震央距離、 θ は方位角、 ω は円振動数、 k は波数を表している。 ϕ_0 は震源の位相シフト、 ϕ_I は計器の位相シフト、 ϕ_{NA}, ϕ_{NB} は計器雑音、地盤の局所性による波形のゆがみなどを含んだ雑音を表す。2地点間の位相差は式 (2-1), (2-2) より

$$\begin{aligned} \phi_A - \phi_B &= k(\omega) \Delta x + (\phi_{NA} - \phi_{NB}) \\ &= \phi + \Delta\phi \dots \dots \dots (2-3) \end{aligned}$$

ここに、 ϕ は波動の伝播に伴って発生する位相差、 $\Delta\phi$ は雑音による誤差を表す。

地震学の分野における位相速度の検出法は、長周期表面波の位相速度そのものの検出、あるいはそれに基づいて表面波の分散曲線を求め、この分散曲線を利用して地盤構造を知ることが目的とした研究を背景に発展してきた。したがって、これらの手法を工学的に重要な周期帯域の解析に用いる前に、対象とする周期や波長、観測点間距離が位相速度の検出にどのように影響を与えるかを明らかにしておく必要がある。

まず、 C を真の位相速度、 C^* を誤差を含んだ位相速度、 λ を波長とする。雑音による位相速度の誤差 ΔC は以下のように導くことができる。

$$C = \Delta x / \left(\frac{\phi}{2\pi} T \right) \dots \dots \dots (2-4)$$

$$\begin{aligned} C^* &= \Delta x / \left(\frac{\phi + \Delta\phi}{2\pi} \right) T \\ &= C \left(1 + \frac{\Delta\phi}{\phi} \right)^{-1} \dots \dots \dots (2-5) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Delta C &= C - C^* = C - C \left(1 + \frac{\Delta\phi}{\phi} \right)^{-1} \\ &\doteq C \frac{\Delta\phi}{\phi} = \frac{C \Delta\phi}{2\pi \Delta x / \lambda} \dots \dots \dots (2-6) \end{aligned}$$

したがって、式 (2-6) より次式を得る。

$$\frac{\Delta C}{C} = \frac{\lambda}{2\pi \Delta x} \Delta\phi \dots \dots \dots (2-7)$$

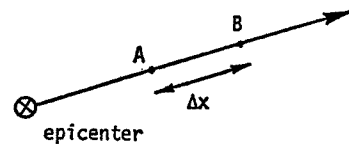


Fig. 1 Relation between epicenter and observation sites.

雑音による位相の変動 $\Delta\phi$ の R. M. S. が SN 比に比例することは以下のように導くことができる²¹⁾。
地震記録の時刻歴 $d(t)$ が次式のように信号部分 $s(t)$ と雑音部分 $n(t)$ から成るとする。

$$d(t) = s(t) + n(t) \dots\dots\dots (2-8)$$

式 (2-8) をフーリエ変換すると次式のようになる。

$$D(\omega) \exp[i\phi_d] = S(\omega) \exp[i\phi_s] + N(\omega) \exp[i\phi_n] \dots\dots\dots (2-9)$$

ここに、 $D(\omega) \exp[i\phi_d]$, $S(\omega) \exp[i\phi_s]$, $N(\omega) \exp[i\phi_n]$ はそれぞれ $d(t)$, $s(t)$, $n(t)$ のフーリエ変換値である。 $N(\omega)/S(\omega)$ が小さい場合には式 (2-9) より近似的に次式が得られる。

$$\phi_d(\omega) \approx \phi_s(\omega) + \frac{N(\omega)}{S(\omega)} \sin(\phi_n(\omega) - \phi_s(\omega)) \dots\dots\dots (2-10)$$

式 (2-10) 中の雑音による位相の変動 $(\phi_n - \phi_s)$ が $0 \sim 2\pi$ の間でランダムに変化すると仮定すると、 $\phi_d(\omega)$ の変動の R. M. S. は $N(\omega)/(2S(\omega))$ となり式 (2-7) の $\Delta\phi$ の R. S. M. は SN 比に直接関係してくることが分かる。したがって、式 (2-7), (2-10) から、位相速度の誤差が小さくなる条件としては以下の3つがあげられる。

(i) $\Delta\phi$ が小さい程、すなわち SN 比が大きい程位相速度の誤差が小さくなる。(ii) 波長が短い程、また、(iii) 観測点間距離 Δx が大きい程位相速度の誤差は小さくなる。

(iii) に関しては、従来長周期表面波の分野で対象としていた波長は数十 km から数百 km であるのに対し、工学的に重要となる波長は高々数 km 程度以下であるため、式 (2-7) の $\Delta\phi$ が一定であるとする、本研究で対象とするような波長は位相速度の誤差を減少させる方向に働く。しかし、位相速度を検出する上で問題となるものの一つに、波長の整数倍分の位相差の識別がある。2つの観測波形からは各波数（周波数）とも 0 から 2π まで位相の情報のみしか得られず、 2π の整数倍の位相差の推定に関する限りは、上記の3条件のうち(iii)と(iv)は 2π の整数倍の位相差を大きくする方向に働く。この位相差が大きくなればなる程、 2π の整数倍の位相差の推定がより困難となる。さらに、本研究で扱う工学的な周期帯域では短周期成分の波が卓越しており、距離減衰が大きいことから2地点間の距離が長くなればなるほど位相差の検出が難しくなる。しかし、サンプリング時間間隔 Δt と位相速度の関係上、 Δx をあまり小さくし過ぎると2地点間の時間遅れが Δt より小さくなり解析能が低下するという問題点もあるため、ここでは $\Delta\phi$ をできるだけ小さくすることによって位相速度の誤差を小さくすることにする。

波長と観測点間の距離の比 $\lambda/\Delta x$ に関しては各研究者によって以下のような値が用いられている。Brune and Dorrman (1983); $1/10 \sim 1/40$, Dziewonski (1969); $1/2 \sim 1/20$, Steven and Toksoz (1982); $1/5 \sim 1/30$ 程度である。本研究では2観測点間の距離が数百 m 程度、対象とする周期が十数秒以内すなわち一般的な位相速度から換算して数十 m から数千 m の波長の波を扱う。したがって、 $\lambda/\Delta x$ は $10/1 \sim 1/10$ 程度となり、長周期表面波の位相速度の検出に用いられてきた数々の手法をそのまま用いた場合、もし観測記録の SN 比に関係する $\Delta\phi$ が同じなら精度は少なくとも数倍劣化することになる。よって、まず観測波形に含まれる雑音による位相の誤差 $\Delta\phi$ (SN 比に関係) を改善しなければならないことがわかる。

2.2 位相速度の各検出法

(1) phase differences 法

震源から同一直線上にある2つの観測点 A, B の観測波形をフーリエ変換する。

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-i\omega t} dt \dots\dots\dots (2-11)$$

$$\phi(\omega) = -\text{Im}\{\log F(\omega)\} \dots\dots\dots (2-12)$$

ここに、 $f(t)$ は地震波の時刻歴、 $F(\omega)$ は $f(t)$ のフーリエ変換値、 $\phi(\omega)$ は各円振動数 ω の正弦波の位相を表す。

上式から2地点 A, B の円振動数 ω での位相 $\phi_A(\omega)$, $\phi_B(\omega)$ が計算できる。しかし $\phi(\omega)$ は $0 \leq \phi(\omega) < 2\pi$

の範囲に限られるので $\phi_B(\omega) - \phi_A(\omega)$ が実際の位相差を表しているとは限らない。 2π の整数倍の位相のずれを考える必要があり、実際の位相差は

$$\phi_B(\omega) - \phi_A(\omega) + 2n\pi \quad (n=0, 1, 2, \dots) \dots\dots\dots (2-13)$$

となる。

位相速度 $C(\omega)$ は次式で計算される。

$$C(\omega) = \frac{\Delta x}{\frac{\phi_B(\omega) - \phi_A(\omega) + 2n\pi}{\omega}} \dots\dots\dots (2-14)$$

ここに Δx は A, B 間の距離, ω は円振動数を表す。

(2) cross-correlation 法

2地点での観測波形 $f_A(t)$ と $f_B(t)$ の相互相関関数 $f_{AB}(t)$ は次式で表される。

$$f_{AB}(t) = \int_0^\infty f_A(\tau) f_B(t+\tau) d\tau \dots\dots\dots (2-15)$$

式 (2-15) をフーリエ変換すると次式のようになる。

$$\begin{aligned} F_{AB}(\omega) &= \int_{-\infty}^\infty \int_{-\infty}^\infty f_A(\tau) f_B(t+\tau) d\tau e^{-i\omega t} dt \\ &= F_A^*(\omega) \cdot F_B(\omega) \dots\dots\dots (2-16) \end{aligned}$$

ここに $F_{AB}(\omega)$ は $f_{AB}(t)$ のフーリエ変換値, $F_A^*(\omega)$ は $F_A(\omega)$ の共役複素数を表す。

$F(\omega)$ は極形式で次式のように表せる。

$$F(\omega) = R(\omega) \exp\{-i\phi(\omega)\} \dots\dots\dots (2-17)$$

ただし, $R(\omega)$ は円振動数 ω の振幅である。

式 (2-17) を用いて式 (2-16) を書き直すと次式のようになる。

$$\begin{aligned} F_{AB}(\omega) &= R_A(\omega) \exp\{i\phi_A(\omega)\} \cdot R_B(\omega) \exp\{-i\phi_B(\omega)\} \\ &= R_A(\omega) \cdot R_B(\omega) \exp[-i\{\phi_B(\omega) - \phi_A(\omega)\}] \dots\dots\dots (2-18) \end{aligned}$$

よって, 位相差は次式で求められる。

$$\phi_B(\omega) - \phi_A(\omega) = -\text{Im}(\log F_{AB}(\omega)) \dots\dots\dots (2-19)$$

これより, phase differences 法と cross correlation 法は計算上の相違はないことがわかる。phase differences 法と異なる点は, 式 (2-16) で求められる $\phi_B(\omega) - \phi_A(\omega)$ は震源から観測点までの距離に依存しないので任意の震央距離で起こった地震による cross correlogram $F_{AB}(\omega)$ を加え合わせることが可能であることである。したがって, 地震波に含まれる雑音がランダムな性質のものであれば, $F_{AB}(\omega)$ を加え合わせることで雑音の影響を減ずることができる。

(3) sums and differences 法

同一の振動数を持つ 2 つの正弦波を加え合わせた波の振幅は, 両者の位相が合致している時最大となる。同様に 2 つの正弦波を減ずる場合, その振幅は最小となる。2 つの観測点 A, B の地震波において A の地震波を位相速度に相当する時間だけ時間軸上で遅らせる。その操作の後, 2 つの地震波の和と差を取り, フーリエ変換する。

$$H(\tau, \omega)_+ = \int_{-\infty}^\infty (f_A(t+\tau) + f_B(t)) \exp^{-i\omega t} dt \dots\dots\dots (2-20)$$

$$H(\tau, \omega)_- = \int_{-\infty}^\infty (f_A(t+\tau) - f_B(t)) \exp^{-i\omega t} dt \dots\dots\dots (2-21)$$

ここに, τ は時間遅れを表すパラメーターを表す。式 (2-20) と式 (2-21) の比の常用対数を $G(\tau, \omega)$ とすると,

$$G(\tau, \omega) = \log \{H(\tau, \omega)_- / H(\tau, \omega)_+\} \dots\dots\dots (2-22)$$

円振動数 ω の波が同位相のとき G は負の大きな値となり、逆位相のとき大きな正值となる。 G をパラメータとして円振動数 ω において同位相となる時間の遅れ τ を見つける。

(4) cross multiplication 法⁴⁾

sums and differences 法と同様に地点 A の地震波を位相速度に相当する時間だけ時間軸上で遅らせ、その後各々の地震波をフーリエ変換する。周波数領域において両地点の円振動数 ω を成分の波は $A \cos \omega t$, $B \cos(\omega t + \Delta\phi)$ と表せる。ここに $\Delta\phi$ は ω での両地点の位相差を表す。この波形の積は

$$A \cos \omega t \cdot B \cos(\omega t + \Delta\phi) = \frac{AB}{2} \{\cos(2\omega t + \Delta\phi) + \cos \Delta\phi\} \dots\dots\dots (2-23)$$

となる。この波は振動数が2倍となり、 $\cos \Delta\phi$ に比例する直流成分のずれが生じる。この直流成分のずれは $\Delta\phi=0$ のとき最大となり、 $\Delta\phi=\pi$ のとき最小となる。この直流成分のずれをパラメータとして円振動数 ω において同位相となる時間の遅れを見つける。直流成分を計算する場合、式 (2-23) の右辺第一項の振動成分を積分によって除去するのが一般的であるが、ここでは、積の波の最大値 $X_{\max}$ と最小値 $X_{\min}$ を捜し出す。そして $(X_{\max} + X_{\min})/2$ をもって直流成分のずれとする。

(5) Wiener filter⁷⁾

2地点 A, B の地震波をそれぞれ Wiener 理論の信号成分と出力に対応させ、推定誤差の2乗平均を最小にするという Wiener 規範にしたがって A 点から B 点へ伝達する地震波の medium impulse response すなわち伝達関数を評価し、その伝達関数から2地点の位相を計算する。2地点の地震波と伝達関数の関係は次式で表される。

$$f_B(t) = \int_0^\infty f_A(\tau) h_{AB}(t-\tau) d\tau \dots\dots\dots (2-24)$$

ここに $f_A(t)$ は A 地点の地震波 (入力波形), $f_B(t)$ は B 地点の地震波 (出力波形), $h_{AB}(t)$ は伝達関数を表す。式 (2-21) は周波数領域では次式のようになる。

$$F_B(\omega) = F_A(\omega) \cdot H_{AB}(\omega) \dots\dots\dots (2-25)$$

$$H_{AB}(\omega) = F_B(\omega) / F_A(\omega) \dots\dots\dots (2-26)$$

ここに、 $F_A(\omega)$, $F_B(\omega)$, $H_{AB}(\omega)$ は $f_A(t)$, $f_B(t)$, $h_{AB}(t)$ のフーリエ変換値を表す。式 (2-26) を極形式で表すと

$$H_{AB}(\omega) = \frac{R_B(\omega)}{R_A(\omega)} \exp \{i(\phi_B(\omega) - \phi_A(\omega))\} \dots\dots\dots (2-27)$$

Wiener filter は、入力波形 $f_A(t)$ が与えられたときに出力波形 $f_B(t)$ を最もよく評価するように最小2乗法を用いて伝達関数 $h_{AB}(t)$ を決定するフィルターと考えられる。次式のような $D(t)$ なる波形を定義する。

$$D(t) = \int_0^\infty h_{AB}(\tau) f_A(t-\tau) d\tau \dots\dots\dots (2-28)$$

観測された出力波形 $f_B(t)$ と計算された出力波形 $D(t)$ の差の2乗の期待値を $e(t)$ とすると、 $e(t)$ は次式のように表せる。

$$e(t) = E[\{D(t) - f_B(t)\}^2] \dots\dots\dots (2-29)$$

この $e(t)$ を最小にするように $h_{AB}(t)$ 定めればよい。 $\partial e / \partial h_{AB} = 0$ となる h_{AB} を求めると次式の関係を得る。

$$\int_0^\infty h_{AB}(s) \{f_A(t-s) f_A(t-\tau) dt\} ds = \int_0^\infty f_A(t-\tau) f_B(t) dt \dots\dots\dots (2-30)$$

式 (2-30) をフーリエ変換すると、次式を得る。

$$H(\omega) \cdot A(\omega) = G(\omega) \dots\dots\dots (2-31)$$

ここに $H(\omega)$ は $h_{AB}(t)$ のフーリエ変換値, $A(\omega)$ は $f_A(t)$ の自己相関関数のフーリエ変換値, $G(\omega)$ は $f_A(t)$ と $f_B(t)$ の相互相関関数のフーリエ変換値である。 $H(\omega)$ は式 (2-27) の左辺に一致するので、位相

差 $\phi_B - \phi_A$ は次式で与えられる。

$$\phi_B - \phi_A = \text{Im}(\log H(\omega)) \quad (2-32)$$

ところが式 (2-31) において

$$A(\omega) = F_A(\omega) \cdot F_A^*(\omega) \quad (2-33)$$

$$G(\omega) = F_A^*(\omega) \cdot F_B(\omega) \quad (2-34)$$

である。ただし、 $*$ は共役複素数を表す。したがって、

$$H(\omega) = F_B(\omega) / F_A(\omega) \quad (2-35)$$

となり式 (2-26) と一致する。すなわち、2 地点間の地震波から Wiener filter を用いて伝達関数を評価する方法は周波数領域での入力波形と出力波形の商に一致し、信号に含まれる雑音の影響は考慮されないことになる。

(6) Kalman filter

Kalman filter は、信号を生成するシステムの動特性、雑音の統計的性質、初期値に対する先見的な情報、および時々刻々与えられる観測データを用いて、システムの状態の最小 2 乗推定値を逐次的に与えるオンライン処理アルゴリズムである。時系列信号が定常確率過程でなくても、また線形でなくても応用できるのでその利用価値は大きい。系の応答特性は一般に微分方程式によって表現され、初期条件を与えることにより一意的に応答値が決定される。信号過程が、白色雑音を入力とする線形確率微分方程式の出力として、次式のように表される場合を考える。

$$\frac{dx(t)}{dt} = Ax(t) + Bw(t) \quad (2-36)$$

観測過程は次式で表されるとする。

$$y(t) = Hx(t) + v(t) \quad (2-37)$$

ここにベクトル x, w, y, v は n, m, p, p の次元を持つ確率過程であり、行列 A, B, H は $n \times n, n \times m, p \times n$ の次元を持つ確定量である。式 (2-36)、式 (2-37) を線形離散時間確率システムに直したのが次式である。

$$x_{t+1} = \Phi_{t+1/t} x_t + G_t w_t \quad (2-38)$$

$$y_t = H_t x_t + v_t \quad (2-39)$$

ここに、 x_t は時刻 t における n 次元状態ベクトル、 y_t は時刻 t における p 次元観測ベクトル、 w_t は m 次元ガウス白色雑音、 v_t は p 次元ガウス白色雑音、 $\Phi_{t+1/t}$ は $n \times n$ 状態遷移マトリクス、 G_t は $n \times m$ システムノイズ係数マトリクス、 H_t は $p \times n$ 観測マトリクス、また、 $E\{w_t w_t^T\} = Q_t \times \delta_{t,t}$ 、 $E\{v_t v_t^T\} = R_t \times \delta_{t,t}$ (E は期待値、 δ はクロネッカのデルタ) を表す。

式 (2-38)、(2-39) で表される線形確率システムを時系列信号に当てはめる場合、 x_t は信号成分に、 w_t はシステムノイズに、 y_t は観測量に、 v_t は観測ノイズに相当する。上式の離散時間確率システムに対する Kalman filter のアルゴリズムは、Table 1 に示すステップ①～⑦で与えられる²²⁾。ただし、本研究ではステップ③～⑥において P の対称性や非負定値性を常に維持できるように UD 分解フィルタ²³⁾を導入している。

次に、Kalman filter を deconvolution 問題へ応用する手法²⁴⁾について説明する。2 地点の地震波と伝達関数の関係を離散化したものは次式で表される。

$$y(k) = \sum_{j=-N}^k r(k-j) h(j) + v(k) \quad (2-40)$$

$$N = \begin{cases} 0 & (k < L) \\ k-L+1 & (k \leq L) \end{cases} \quad (2-41)$$

ここに $r(k)$ は入力波形、 $y(k)$ は出力波形、 $h(k)$ は伝達関数を表す。ただし、 $v(k)$ はガウス白色ノイズ、 L は入力波形のサンプル数である。

Table 1 Kalman filter algorithm²²⁾

① Store the filter state
$X(k k), P(k k)$
② Compute the predicted state
$X(k+1 k) = \Phi(k+1 k) X(k k)$
③ Compute the predicted error covariance matrix
$P(k+1 k) = \Phi(k+1 k) P(k k) \Phi^T(k+1 k) + \Gamma(k) Q(k+1) \Gamma^T(k)$
④ Compute the Kalman gain matrix
$K(k+1) = P(k+1 k) M^T(k+1) [M(k+1) P(k+1 k) M^T(k+1) + R(k+1)]^{-1}$
⑤ Process the observation y_{k+1}
$X(k+1 k+1) = X(k+1 k) + K(k+1) [y_{k+1} - M(k+1) X(k+1 k)]$
⑥ Compute the new error covariance matrix
$P(k+1 k+1) = [1 - K(k+1) M(k+1)] P(k+1 k)$
⑦ Set $k=k+1$, and return to step ①.

式 (2-40) を行列形式で書けば,

$$y(k) = H(k)x(k) + v(k) \quad \dots\dots\dots (2-42)$$

$$H(k) = [r(0) r(1) \dots\dots r(L-1)] \quad \dots\dots\dots (2-43)$$

$$x(k) = [h(k) h(k-1) \dots\dots h(k+L-1)]^T \quad \dots\dots\dots (2-44)$$

(ただし, $h(k) = 0$ ($k < 0$))

また, $h(k)$ に関して次の関係を仮定する。

$$h(k) = \sum_{i=1}^L [b_i(k-1) h(k-i)] \quad \dots\dots\dots (2-45)$$

式 (2-45) を行列形式で書けば

$$x_k = \Phi_{k/k-1} x_{k-1} \quad \dots\dots\dots (2-46)$$

$$\Phi_{k/k-1} = \begin{pmatrix} b_1(k-1) & b_2(k-1) & \dots\dots\dots b_L(k-1) \\ 1 & 0 & \dots\dots\dots 0 \\ 0 & 1 & \dots\dots\dots 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots\dots\dots 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \dots\dots\dots (2-47)$$

たとえば式 (2-24) で表現される convolution の式は, 式 (2-39) の形の線形確率システムに定式化できるので, これに対して前述のカルマンフィルタアルゴリズムを実行すれば伝達関数 $h(k)$ の推定ができる。したがって, この伝達関数の位相部分を用いることにより雑音を除去した位相速度を求めることができる。

3. 模擬地震波による検出法の検討

3.1 模擬地震波の作成

ある距離を有する2つの観測点 A, B が震源と同一直線上にあり, しかも同一の地震に対して観測記録が得られていると仮定して, 模擬地震波を作成する。震源に近い側の観測点 A の地震波形 $f_A(t)$ には, 最大振幅が 250 gal の白色雑音を発生させ, この白色雑音に次式で示されるような包絡線関数を掛けた波形を用いる。

$$y = \frac{t}{t_p} \exp\left(1 - \frac{t}{t_p}\right) \quad \dots\dots\dots (3-1)$$

この包絡線関数を示したものが **Fig. 2** である。次に、2 観測点間の位相速度の分散曲線を次式のように仮定する。

$$c = \begin{cases} 500 & (0 < \omega \leq 4\pi) \\ \frac{6280}{\omega} & (4\pi < \omega) \end{cases} \quad \dots\dots\dots (3-2)$$

Fig. 3 はこの分散曲線を示したものである。

A 点の波形 $f_A(t)$ のフーリエ変換値 $F_A(\omega)$ を次式で計算する。

$$F_A(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f_A(t) e^{-i\omega t} dt \quad \dots\dots\dots (3-3)$$

2 地点間の距離と位相速度の分散曲線から A 地点より B 地点に波が伝播するときの位相差が計算できるので、 $F_A(\omega)$ の振幅と位相、そして 2 地点間の位相差から B 地点のフーリエ変換値 $F_B(\omega)$ を決定する。ただし、模擬波形では振幅の減衰は考慮しない。

$F_B(\omega)$ から次式で示すフーリエ変換によって B 点の波形を計算する。

$$f_B(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F_B(\omega) e^{i\omega t} d\omega \quad \dots\dots\dots (3-4)$$

ここで、観測雑音として B 点の波形にはその平均パワーの 10% の分散をもつ白色雑音を付加する。観測点間の距離を 100m としたときの A、B 点の波形、雑音を含んだ B 点の波形がそれぞれ **Fig. 4** (a) (b) (c) である。時間間隔は 0.1 秒、データ数は 512 である。観測地点の距離を 300m, 500m, 700m についても同様の模擬波形を作成し、観測点間距離の異なる場合の位相速度の検出に利用する。

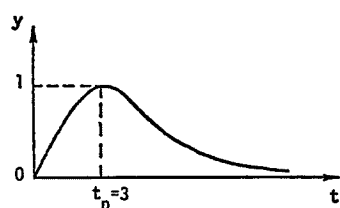


Fig. 2 Envelope function.

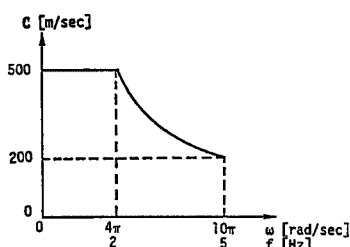


Fig. 3 Dispersion curve.

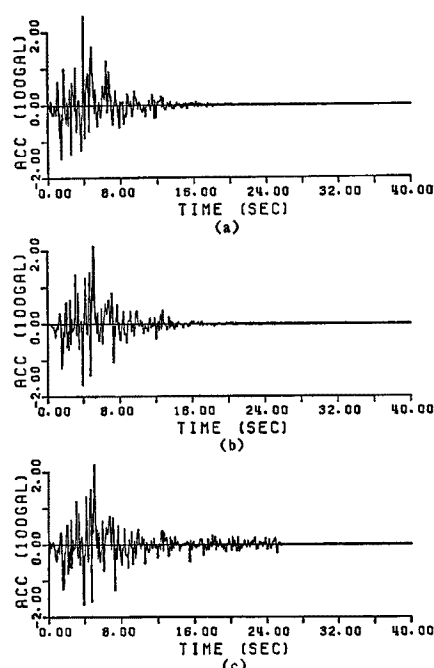


Fig. 4 Synthesized waveforms (interstation distance: 100m).
(a) Waveform on site A
(b) Waveform on site B (without noise)
(c) Waveform on site B (contaminated by noise)

3.2 模擬地震波を用いた各検出法の検討

(1) phase differences 法と cross correlation 法

第2章で述べたように、この2つの手法は表現上の相違はあるものの、位相差を求める経緯は同じであり、模擬地震波を用いて位相速度を求めた結果においても全く同一のものが得られる。**Fig. 5 (a)(b)** はそれぞれ観測点間距離が100m の場合の雑音を含まない模擬波形と雑音を含む模擬波形を用いた結果である。図の実線は模擬波形の位相速度の分散曲線であり、○印は検出された位相速度である。各円振動数 ω について式(2-11)における整数 n の値を1つずつ増やすことによって、位相差が 2π ずつ増した場合に相当する位相速度がプロットされている。 2π 分の位相が増すごとに位相速度は小さくなる。両者を比較すると、雑音を含んだ場合は円振動数 ω が 15rad/sec (周期 0.4sec) より小さい範囲で誤差が大きくなる。これは、式(2-11) からわかるように、位相の遅れ時間は位相差を円振動数 ω で除して得られるので、円振動数 ω が小さいと位相差の誤差が位相速度の値に大きな影響を及ぼすからである。**Fig. 6 (a)(b)** は観測距離が 300 m の場合を示したものである。100m の場合と比較すると観測誤差が小さくなる傾向が認められるが、円振動数 ω が約 20rad/sec より大きい範囲 (周期 0.3sec 以下) では、各円振動数 ω について式(2-10)における整数 n の値を推定するのが難しくなっていることがわかる。**Table 2** は5秒以下 (円振動数 1.26rad/sec 以上) のすべての周期に対し、実線で示した真の位相速度と、雑音を含む模擬波形から計算される位相速度のなかでもっとも実線に近い点との差を計算してその R. M. S. 値をとったものである。観測距離が大きくなるにつれて位相速度の観測誤差が小さくなる理由は式(2-7)の分母に Δx があることから理解できる。

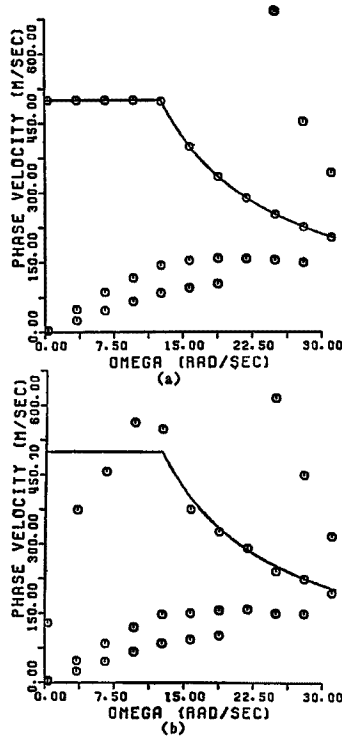


Fig. 5 Phase velocity (interstation distance: 100m).
(a) without noise
(b) contaminated by noise

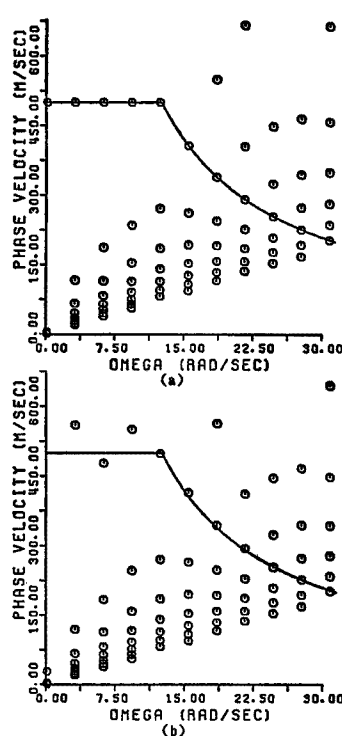


Fig. 6 Phase velocity (interstation distance: 300m).
(a) without noise
(b) contaminated by noise

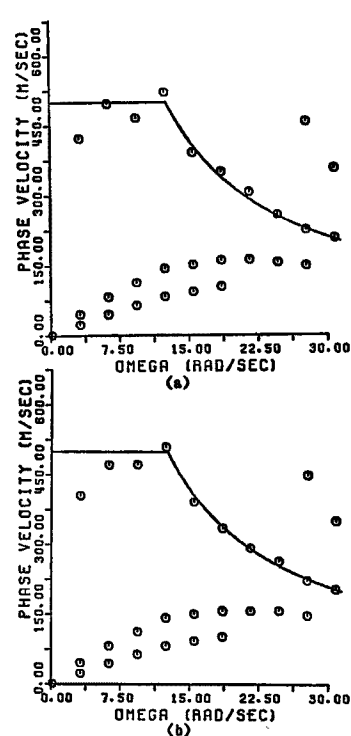


Fig. 7 Phase velocity (interstation distance: 100m).
(a) the number of stackings: 10
(b) the number of stackings: 20

次に、同じ2つの観測点で複数個の地震記録が観測されている場合、位相速度の観測誤差を小さくする方法として、複数の地震記録の cross correlation の和をとり、その位相の情報から位相速度を検出する方法がよく用いられるが、本研究でもこれを試みた。観測点間距離は 100m である。用いる模擬地震波は包絡線関数、平均パワーは同一条件であるが、模擬地震波に付加する雑音の位相だけはランダムに変化させてある。加え合わせる地震波の数が10個、20個の場合がそれぞれ **Fig. 7 (a) (b)** である。1 個の場合と比べ円振動数 ω が 15rad/sec より小さい範囲で位相速度の観測誤差が小さくなるのが認められる。**Table 2** と同様に位相速度の真の値と観測値の差すなわち観測誤差の R. M. S. 値を計算すれば、**Table 3** で示す通り観測誤差が減少し位相速度の推定値が改善されているのが分かる。

Table 2 R.M.S. error of phase velocity for each interstation distance

Δx (m)	R.M.S. Error (m/sec)
100	109.73
200	57.45
500	38.02
700	22.26

Table 3 R.M.S. error of phase velocity obtained by stacking cross correlation functions

Superposed Number of Earthquake	R.M.S. Error (m/sec)
1	109.73
10	66.00
20	55.79

(2) sums and differences 法と cross multiplication 法

観測点間距離 500m についてそれぞれ雑音を含まない場合と含んだ場合について sums and differences 法を適用したのが、**Fig. 8 (a) (b)** である。 G の値が負の大きな値の90%以下に当たる範囲に#の記号、以下 80 %, 70 %, 60%というように*, +, . の記号をプロットしている。#, *, +, . の順に位相が合致している事を示す。縦軸は時間遅れ、横軸は円振動数 ω である。データの時間間隔は 0.1 秒であり、模擬波形の位相速度の上限は 500m/S, 下限は 200m/s である。観測点間距離 500m では最も速い波は 1.0 秒で到着し、最も遅い波は 2.5 秒で到着する。本研究で用いた模擬波形のサンプリング時間間隔は 0.1 秒であるので、sums and differences 法ではデータの時間間隔 0.1 秒毎に波形をずらしていき、この時間遅れに対応する16個の位相速度の値について判定する。円振動数 ω が 15rad/sec より小さい（周期 0.4sec 以上）範囲では位相速度の判定が容易であるが、円振動数 ω が 15rad/sec より大きく（周期 0.4sec 以下）なるにしたがって、各円振動数 ω についてプロットされた記号の間隔が短くなり判定がしにくくなる。データのサンプリング時間間隔の単位でしか位相速度の値を計算できないので、速い位相速度または狭い観測点間距離に対しては推定される速度値の間隔が広くなる。実地震記録においてデータのサンプリング時間間隔が 10^{-2} のオーダーで数千mのオーダーの位相速度を検出する場合、観測点間距離が数百mのオーダーでは検出は難しい。少なくとも 500m 程度から数 km 程度の観測点間距離がこの手法に必要である。

cross multiplication 法を利用した場合が **Fig. 9 (a) (b)** に示されている。観測点間距離は 500 m である。(a) と (b) はそれぞれ雑音を含まない場合と雑音を含む場合に対応している。図中の記号は sums and differences 法と同様である。sums and differences 法の雑音を含まない場合の **Fig. 8 (a)** と **Fig. 9 (a)** を比べると、**Fig. 9 (a)** の方にばらつきが認められ、sums and differences 法より検出の精度が落ちると考えられる。また sums and differences 法が2つの波形の和と差をフーリエ変換しその商の対数を取るのに対し、cross multiplication 法は2つの波形をフーリエ変換し各周波数において正弦波の積を計算し、さらにその最大値と最小値を見つけ出すので計算時間の面でも sums and differences 法の方が有利であることがわかった。

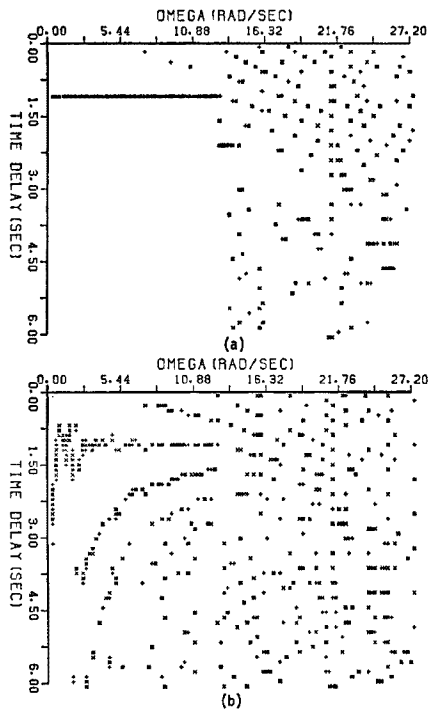


Fig. 8 Phase velocity calculated by the sums and differences method (interstation distance: 500m).
(a) without noise
(b) contaminated by noise

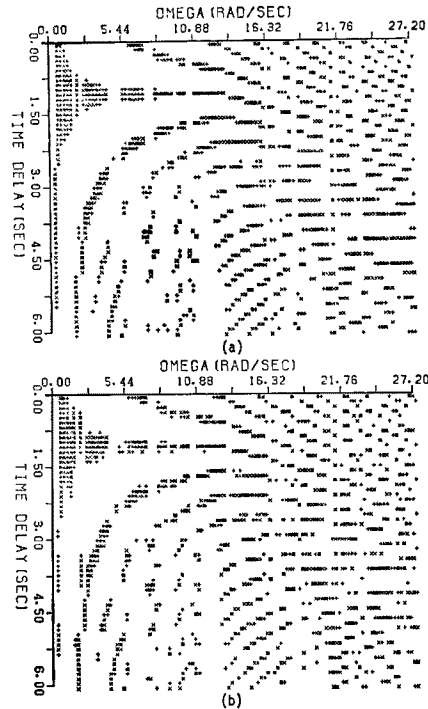


Fig. 9 Phase velocity calculated by the cross multiplication method (interstation distance: 500m).
(a) without noise
(b) contaminated by noise

(3) Kalman filter を用いた位相速度の検出

A, B 地点の波形から medium impulse response を求める deconvolution 問題においてこの medium impulse response $f_{AB}(t)$ は次式で与えられる。

$$f_{AB}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{F_B(\omega)}{F_A(\omega)} e^{i\omega t} d\omega \dots\dots\dots (3-15)$$

ここに $F_A(\omega)$, $F_B(\omega)$ は A, B 地点の波形のフーリエ変換値である。Fig. 10 (a)(b) がそれぞれ式(3-15)計算される観測点間距離 100m において雑音を含まない場合と雑音を含む場合の medium impulse response である。Fig. 10 (b) では信号以外の雑音による応答の他に雑音による乱れが 4 秒から 25 秒の範囲で顕著に認められる。一方, Kalman filter を用いた deconvolution 手法により求めた medium impulse response が Fig. 10 (c) である。4 秒以後の雑音が除去されている。同様に距離 300m について medium impulse response を求めたものがそれぞれ Fig. 11 (a)(b)(c) である。同じく雑音部分が取り除かれていることがわかる。Kalman filter による medium impulse response から観測点間距離 100m, 300m について位相速度を求めたものがそれぞれ Fig. 12 (a)(b) である。Fig. 5 (b), Fig. 6 (b) に比べて円振動数 ω が 15rad/sec (振動数 2.4Hz) より小さい範囲で観測誤差が小さくなっている。Table 4 は Table 2 と同様に観測誤差の R. M. S. 値であり, 位相速度の推定が改善されていることが分かる。Table 3 と Table 4 から観測点間距離 100m について観測誤差の R. M. S. の値を比較する。Table 3 では地震の個数 1 の場合の R. M. S. は約 110m/sec であり, 地震の個数 10 の場合約 66m/sec, Kalman filter を用いた場合約 77m/sec であることを考えると, この場合に限って言えば Kalman filter による改善は 7~8 個程度の地震記録の cross correlation を重ね合わせて求められる位相速度の改善効果と同程度であると考えられる。また,

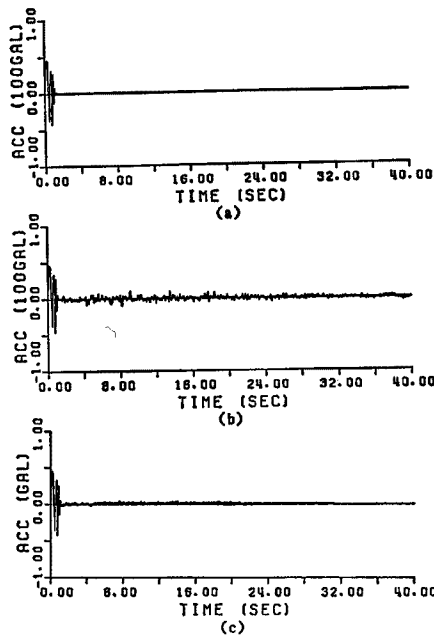


Fig. 10 Medium impulse response (interstation distance: 100m).
(a) without noise
(b) contaminated by noise
(c) identified using Kalman filter technique

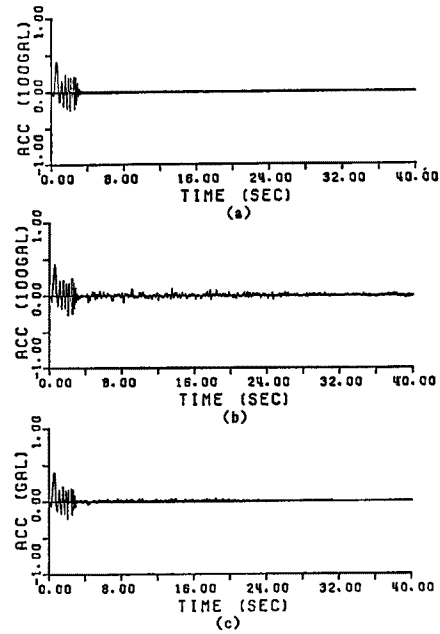


Fig. 11 Medium impulse response (interstation distance: 300m).
(a) without noise
(b) contaminated by noise
(c) identified using Kalman filter technique

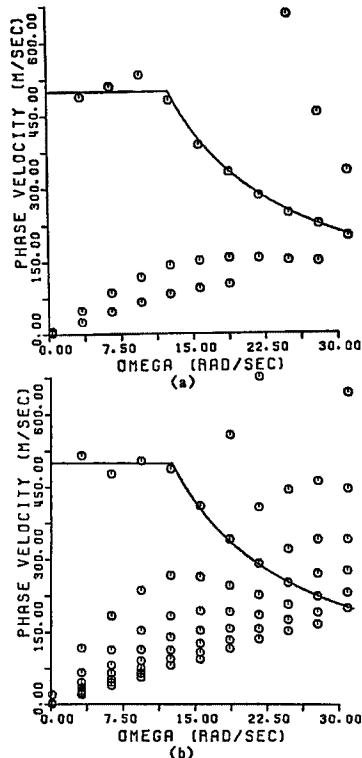


Fig. 12 Phase velocity obtained using Kalman filter technique.
(a) interstation distance: 100m
(b) interstation distance: 300m

Table 4 Comparison of R.M.S. error. of phase velocity obtained by cross correlation method and Kalman filter

Δx (m)	R.M.S. Error Noise Contaminated (m/sec)	R.M.S. Error Using Kalman Filter (m/sec)
100	109.73	77.10
200	57.45	12.98
500	38.02	10.37
700	22.26	8.45

観測点間距離 100m においては Kalman filter による medium impulse response と A 地点の波形とのたたみ込み積分により得られる B 地点の波形の雑音の平均パワーは、模擬波形で仮定した雑音の平均パワーの約 1/2 となっている。

4. 実地震記録を用いた位相速度の検出

4.1 地震記録

第 2 章で述べた各手法を実地震記録へ適用する。震源と 2 つの観測点がほぼ同一直線上にあり、その間の距離が数百 m 程度、そして同一の地震に対して強震記録が得られているものを選ぶ。この条件

を満たすものとして、1971年2月に起こった San Fernand 地震の際に、ロサンゼルス市街の観測点で観測された記録を用いた。実地震記録から位相速度を求めるに当たり、各観測点の地震記録の水平成分は各観測点でそれぞれ異なった方位に設置されているので、この水平成分を震央方向の成分に変換する。また各観測点で取れた記録にはその絶対時刻が刻時されていないので、2観測点間の相対的な時間差を求める必要がある。これを求めるために、地動の卓越方向の急激な変化から地震波形に含まれるS波成分の到着時刻を判断し、観測点付近のS波速度の値²⁴⁾を用いて2観測点の時間差を求めた。

まず、San Fernand 地震の際の震央と同一直線上にあるとみなせる2観測点として、以下の3組について位相速度を検出する。

- 1) 1760 N. Orched Avenue, ground floor, Hollywood (Q236), Hollywood Storge, basement, Los Angelse (F057)
- 2) 535 S. Fremont Avenue, basement, Los Angelse (R253), 808 South Olive Street, streetlevel, Los Angelse (F089)
- 3) 535 S. Fremont Avenue, basement, Los Angelse (R253), 646 South Olive Avenue, basement, Los Angelse (F098)

観測点間の距離²⁵⁾は観測点 Q236 と F057 間で 1000m, 観測点R253 と F089 間で 760m, 観測点 R253 と F098 間で 580m である。震央距離は約 30km から 40km である。震央と観測点の緯度、経度から観測点の震央方向の方位を求め、各観測点の加速度記録の水平成分をこの方向に合成する。

Fig. 13(a) (b) (c) (d) (e) はそれぞれ Q236, D057, R253, F089, F098 の観測点の震央方向の地震波形である。

2次元直交座標 (X, Y) において、震央と観測点を結ぶ直線を含む鉛直面内で地動の震央方向の水平成分と上下成分が平均値 0 のガウス分布に従うと仮定すると、鉛直面内の地動は次の共分散行列で表される。

$$\mu(t, \tau) = \begin{bmatrix} \mu_{xx} & \mu_{xy} \\ \mu_{yx} & \mu_{yy} \end{bmatrix} \dots\dots\dots (4-1)$$

$$\mu_{ij}(t) = \int_{t-0.5\delta}^{t+0.5\delta} a_i(t) a_j(t) dt \dots\dots\dots (4-2)$$

ここに δ はタイムウィンドウを表す。行列 $\mu(t, \tau)$ の最大固有値に対応する固有ベクトルは主軸方向と一致する。したがって、この主軸方向がタイムウィンドウ幅 δ 間の地動の卓越方向を表すと考えられるので、こ

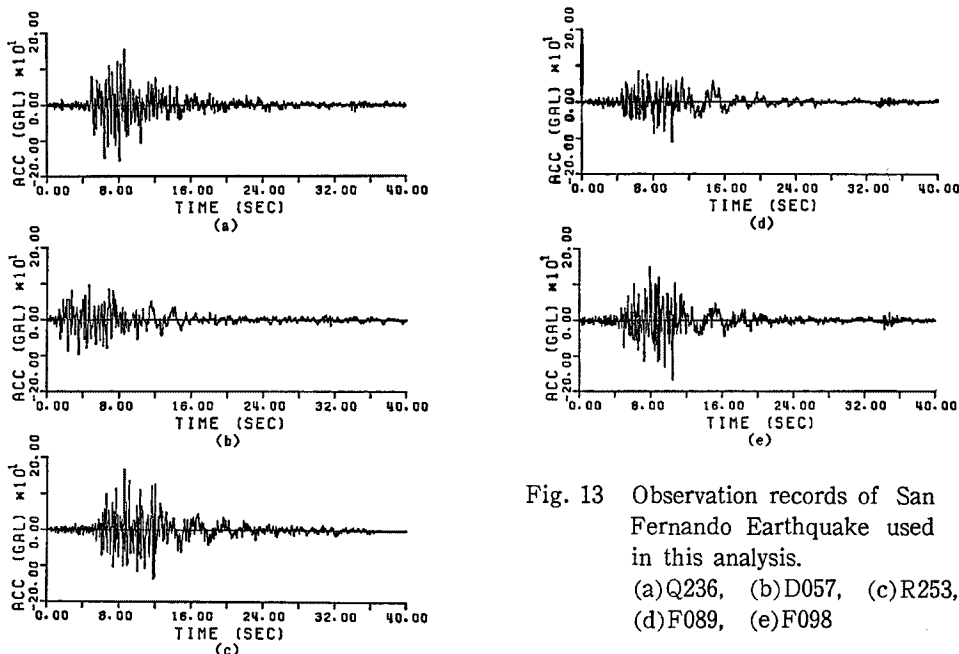


Fig. 13 Observation records of San Fernando Earthquake used in this analysis.
(a)Q236, (b)D057, (c)R253, (d)F089, (e)F098

れをウィンドウの中心時刻に対応する地動の卓越方向とする²⁵⁾。一方、実体波は地表面に鉛直に近い角度で入射する。P 波は体積変化を伴って伝わる波であるので進行方向に平行な成分を持つのにに対し、S 波は進行方向に垂直な面内で振動しているので S 波の到着と同時に地動の卓越方向上下成分が急変する。**Fig. 14 (a) (b)** は観測点 R253, F089 の卓越方向 ϕ とそれぞれの観測点の時刻 t との関係を示したものである。R253 では 5.6 秒, F089 では 4.3 秒で急激な変化がみられる。S 波が地表面を伝わる見かけの速度はこれらの観測点近傍では 2.1km/sec と考えられる²⁶⁾ ので、次式より 2 観測点間の記録開始時間差 Δt が求まる。

$$\Delta t = \frac{L}{C_s} - (t_B - t_A) \dots\dots\dots (4-3)$$

ここに、 C_s は S 波速度、 L は観測点間距離、 t_A, t_B はそれぞれの観測点の記録開始時間からの S 波到着までの時間を示す。したがって、2 観測点間の相対的時間差がわかり、絶対時刻上の 2 地点間の観測記録が得られることになる。

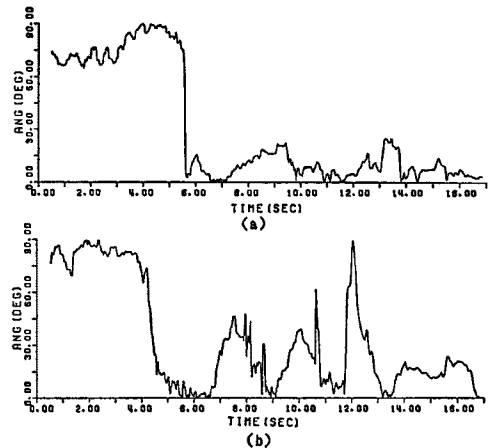


Fig. 14 Time history of predominant direction of ground motion.
(a) R253, (b) F089

4.2 実地震記録への適用

前節の実地震記録に cross correlation 法, Kalman filter による方法を用いて位相速度の検出を試みた。**Fig. 15 (a) (b)** はそれぞれ観測点 Q236, D057 の地震波形の相互相関関数とクロススペクトルである。**Fig. 15 (a)** において相互相関関数のピーク値の周期は約 0.4 秒 (振動数 2.4Hz, 円振動数 15.0 rad/sec) である。**Fig. 15 (b)** のクロススペクトルでも 2.5Hz が卓越しているのが認められる。

Fig. 15 (a) におけるピークの時間遅れに対応する位相速度を **Table 5** に示す。相互相関関数のピークにおいては卓越振動数付近の波の位相が一致していると考えられるので、円振動数 ω が 15.0 rad/sec (周期 0.4秒, 振動数 2.4Hz) における位相速度は表中のいずれかの値をとると考えられる。**Fig. 16 (a)** は cross correlation 法によって得られた分散曲線, **Fig. 16 (b)** は Kalman filter を用いた分散曲線である。図に示されるように 5 本の破線が位相速度の分散曲線として考えられ、円振動数 15.0 rad/sec 付近には表中の位相速度の中から①, ②対応する点が確認できる。このうち相互相関関数が最大となる時間遅れ 1.7 秒に対応する位相速度 (約 590m/sec) を選ぶことができるので、**Fig. 16 (a)(b)** における破線②を位相速度

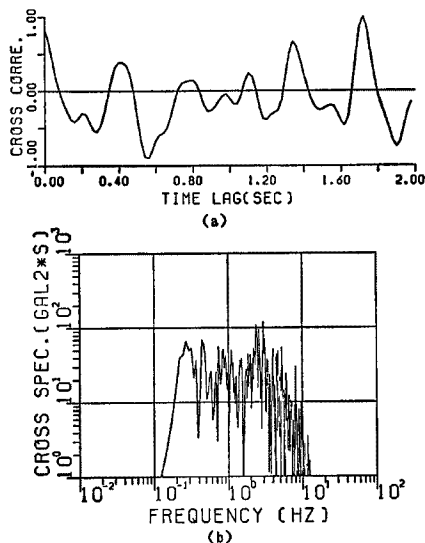


Fig. 15 (a) Cross correlation function (Q236-D057).
(b) Cross spectrum (Q236-D057).

Table 5 Phase velocity corresponding to time delay (Q236-D057)

Broken Line	Time Delay (sec)	Phase Velocity (m/sec)
—	0.40	2500
—	1.10	910
①	1.35	740
②	1.70	590

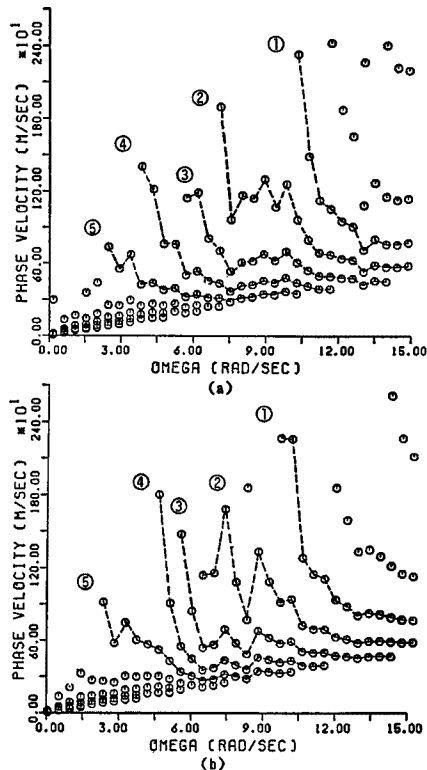


Fig 16 (a) Phase velocity calculated by cross correlation method (Q236-D057).
(b) Phase velocity calculated using Kalman filter technique (Q236-D057).

の分散曲線と判断できる。この両者を比較したものがFig. 17 である。全体的な傾向にあまり差はなく、特に円振動数が約 10rad/sec 以上の範囲ではほとんど一致しているが、円振動数 10 rad/sec 以下では両者による位相速度の差異は数百 m/sec になることもあることがわかる。

観測点 R253-F089 と観測点 R253-F098 の場合についても同様な考察を行なうことにより得られた結果を Fig. 18(a)(b) に示す。原波形からそのまま cross correlation 法によって求めた位相速度と、Kalman filter を用いて求めたものとは、この場合も全体的な傾向にあまり差はないが、両者の違いは 500m/sec にも及ぶことがある。

5. 結 論

以下に本研究で得られた結論を示す。

(1) 模擬波形を用いて、主に4つの手法に対し位相速度の検出法に検討を加えた。その特徴として、phase difference 法と cross correlation 法は雑音を含まない場合は理論通りの結果が得られるが、雑音の存在下では位相速度の推定が不安定になることがわかった。sums and differences 法と cross multiplication 法を用いる場合には、位相速度は前出の2つの検出法ほど

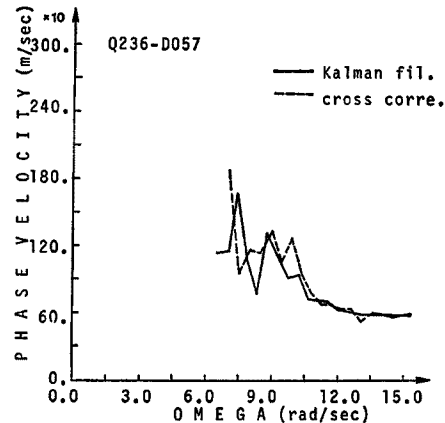


Fig. 17 Comparison of dispersion curves (Q236-D057).

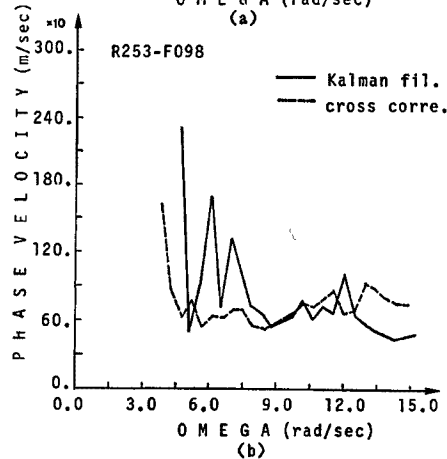
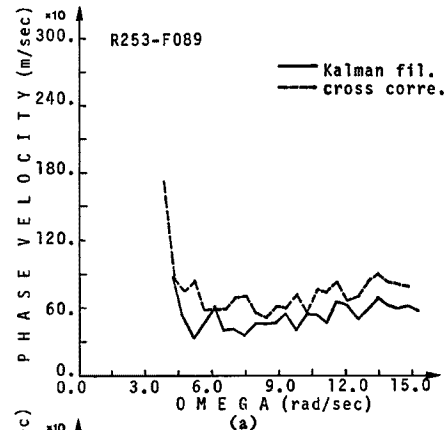


Fig. 18 (a) Comparison of dispersion curves (R253-F089).
(b) Comparison of dispersion curves (R253-F098).

不安定にはならない。しかし、これらの手法は位相の遅れ時間から位相速度を求めるため、特に観測点間距離が短く、速度の速い波を正確に求めたい場合には、サンプリング時間間隔をできるだけ小さくする必要がある。また、2地点の波形を Wiener 理論の入力信号と出力信号に対応させ、最小2乗規範に基づいて伝達関数を求めると、雑音の影響は最適化過程では除去されないことがわかった。

(2) 長周期表面波の位相速度を求める手法と同様の手法を用いて数百m程度の観測点間距離で数秒以下の短周期地震波の位相速度を検出する場合には、波長と観測点間距離の比 $\lambda/4x$ の値が大きくなり、雑音の存在下では位相速度の推定誤差が大きくなる。したがって、SN 比を大きくする必要がある。

(3) 位相速度の推定誤差が Kalman filter を用いることによって改善されることを明らかにした。模擬地震波を用いた検討によると、例えば観測点間距離が 100m の場合、雑音は平均パワーで約 1/2 に減少し、また、7～8 個の観測記録から求められる相互相関関数を重ね合わせて位相速度を推定した場合に相当することも明らかにした。

(4) 実地震記録に Kalman filter を適用して位相速度の検出を試みた。2地点の波形の相互相関関数が最大となる時間遅れに相当する速度がこの卓越振動数の位相速度と一致すると考えて位相速度の分散曲線を選定した結果、得られた位相速度の分散曲線は両者とも全体的な傾向に差はないが、大きなところで 500m/sec 程度の違いが見られることがわかった。

参 考 文 献

- 1) 佐藤泰夫：弾性波動論，岩波書店，1978，pp. 220-292.
- 2) Landisman, M., A. Dziewonski and Y. Sato: Recent Improvement in the Analysis of Surface Wave Observation, Geophys. J. R. astr. Soc., 17, 1969, pp. 369-403.
- 3) Dziewonski, A., S. Bloch and M. Landisman: A Technique for the Analysis of Transient Seismic Signals, Bulletin of the Seismological Society of America, Vol. 59, No. 1, 1969, pp. 427-444.
- 4) Bloch, S. and A. L. Hales: New Techniques for the Determination of Surface Wave Phase Velocity, Bulletin of the Seismological Society of America, Vol. 58, No. 3, 1968, pp. 1021-1034.
- 5) Dziewonski, A. M., and A. L. Hales: Numerical Analysis of Dispersed Seismic Waves, Geosciences Division, University of Texas, 1973, pp. 39-85.
- 6) Nakanishi, I.: Phase Velocity and Q of Mantle Rayleigh Waves, Geophys. J. R. astr. Soc., 58, 1979, pp. 35-59.
- 7) Steven, R. T. and M. N. Toksoz: Measurement of Interstation Phase Velocity and Group Velocities and Q Using Wiener Filtering, Bulletin of the Seismological Society of America, Vol. 72, No. 1, 1982, pp. 73-91.
- 8) 嶋 悦三：強震地動にみられる表面波成分，第3回日本地震工学シンポジウム講演集，11-20, 1970, pp. 277-284.
- 9) 佐藤孝雄・沢田義博：軟弱地盤における波動伝播特性に関する一，二の考察，第3回日本地震工学シンポジウム講演集，11-18, 1970, pp. 277-284.
- 10) 神山 真：常時微動測定による地盤の P, S 波速度構造の推定について，第11回土質工学研究発表会講演概要集，212, 1976, pp. 833-836.
- 11) 小坪清真・原田譲二：各支点で異なる地震波を受ける橋梁応答解析，土木学会論文報告集，175号，1970, pp. 39-48.
- 12) 土岐憲三：強震加速度記録による位相速度の検出，第4回日本地震工学シンポジウム論文集，1975, pp. 265-272.
- 13) 土岐憲三・久保田勝：多点異入力を受ける長大橋梁の非線形地震応答，第5回日本地震工学シンポジウム論文集，1978, pp. 1065-1072.

- 14) 土岐憲三・今村 聡：位相差を伴う地震動による多径間連続橋の応答，関西支部年次学術講演会講演概要集，1-54，1979.
- 15) Werner, S. D., Lee, C., Wong H. L. and Trifunac M. D.: Structural Response to Travelling Seismic Waves, Jour. of the Struc. Dev., ASCE, ST12, 1979, pp. 2547-2564.
- 16) 福森康文・佐古光聡・菊田 隆・中西利行：アレー観測記録による見かけ速度の周期特性，第6回日本地震工学シンポジウム論文集，1982，pp. 249-255.
- 17) 阿部健一・嶋田 剛・粕田金一・神山 真・柳沢栄司：高密度アレー観測記録による位相速度の考察，第7回日本地震工学シンポジウム論文集，1986，pp. 475-480.
- 18) 和泉正哲・栗田 哲・飯塚節夫・岩下敬三・佐藤智美：アレー観測記録を用いた地震波の地盤中での波動伝播特性，第7回日本地震工学シンポジウム論文集，1986，pp. 499-504.
- 19) 勝倉 裕・飛田 潤・木村誠司：多点同時記録の相関解析，第7回日本地震工学シンポジウム論文集，1986，pp. 415-420.
- 20) 佐々木康・田村敬一・相沢 興：高密度強震観測記録に基づく地震動の増幅特性および伝播速度の解析，第7回日本地震工学シンポジウム論文集，1986，pp. 493-498.
- 21) Aki, K. and P. G. Richards: QUANTITATIVE SEISMOLOGY, FREEMAN, 1980, pp. 580-584.
- 22) Jazwinski, A. H.: STOCHASTIC PROCESS AND FILTER THEORY, ACADEMIC PRESS, 1970, pp. 269-272.
- 23) Bierman, G. J.: Measurement Updating using the U-D Factorization, Automatica, Vol. 12, 1976, pp. 375-382.
- 24) 土岐憲三・佐藤忠信・清野純史・市原和彦：カルマンフィルターを用いた断層破壊過程の同定，京都大学防災研究所年報，第29号B-2，昭和61年，pp. 1-16.
- 25) Michael J. O'Rourke, M. C. Bloom and R. Dobry: Apparent Propagation Velocity of Body Waves, Earthquake Engineering and Structural Dynamics, Vol. 10, 1982, pp. 283-294.
- 26) Michael J. O'Rourke, M. ASCE, G. Castro and I. Hossain: Horizontal Soil Strain due to Seismic Waves, Journal of Geotechnical Engineering, Vol. 110, No. 9, 1984, pp. 1173-1187.