

## 強震地震動の非定常スペクトル特性とその波動論的考察\*

NONSTATIONARY CHARACTERISTICS AND WAVE INTERPRETATION  
OF STRONG EARTHQUAKE GROUND MOTIONS

神 山 眞\*\*

By Makoto KAMIYAMA

## 1. ま え が き

一般に土木構造物は道路、鉄道、パイプラインなどに例をとるまでもなく一方向に長い構造物が多い。また、近年、長大スパン橋、大ダムなど長大構造物が次第に建設されつつあるが、これらの長大構造物は一般に平面的ひろがりをもつ構造物としてとらえることができる。

このように一方向に長いか、あるいは平面的ひろがりをもつ構造物の地震時挙動は一般の小建築物のような単体として扱える構造物のそれとは異なるものと考えられる。特に、このような構造物は各点に異なった位相をもたらすような入力地震に対しては不利に応答すると考えられる。したがって、土木構造物のように一方向に長い、または平面的ひろがりをもつ構造物の耐震設計に際しては、入力地震動の波動特性についての基礎的考察がきわめて重要になってくると思われる。また、構造物を支持するところの地盤も広い意味での平面的ひろがりをもつ構造物と考えられ、砂地盤の液化化などの地盤の耐震の検討にとっても地盤中を伝播する地震波動特性は重要であると思われる。筆者は地震時における地盤内の応力、ひずみの評価に関連して、地盤中に位相差をもたらして平面的に伝播する表面波は工学的に危険であることを指摘した<sup>2)</sup>。

ところで、地震波動の伝播特性を知るには地震観測記録が不可欠であるが、地震波動特性は軽震時と強震時は異なるものと予想されるので、特に震害をもたらすような巨大地震の強震記録が重要となってくる。近年、日本においても強震計の充実がはかられ、強震記録が次第に集積されつつあるが、これらの強震記録は構造物の耐震設計の際の入力地震として有効であるのみならず、地震

の発震機構、地震波動の伝播特性など種々の情報を提供するきわめて貴重なものである。

一般に強震記録には種々の原因に由来すると思われるスペクトルの非定常性が一見して観察されるものが多く、強震記録の解釈に関連してスペクトルの非定常解析法が最近、多く論じられるようになってきた。これまで、強震記録への応用を含めた非定常確率過程のスペクトルについてはすでにいくつかの定義が提案されているが、体系的に統一されておらず、目的に応じて解析手法を用いているのが実情のようである<sup>3)</sup>。しかし、いずれの解析法を用いるにしても強震記録の非定常スペクトル特性には震源からの地震エネルギーの放出過程、地震波動特性、地殻および地盤構造など多くの情報が隠されているのは確実であるので、これらの情報をもっとも有効に抽出する手法を目的に応じて採用するのが適切と考えられる。

上述のような地震記録の非定常スペクトル特性を解析して地震波動特性を考察した研究はすでにいくつかある<sup>4)~6)</sup>。しかしながら、これら既往の研究はいずれも米国内で得られた強震記録を利用したものや周期数 10 秒の波動をおもに地震学の観点から論じたものなどであり、そのまま直接に我国の強震記録の解釈や耐震工学的な目的に応用するには問題があると考えられる。特に、わが国特有の沖積平野にみられる表層軟弱地盤の性質や日本近海の巨大地震の特徴を考えると、日本国内での巨大地震の強震記録に即した、しかも耐震工学で問題となる周期帯域（せいぜい周期 0.1 秒から 10 秒程度）での地震波動特性についての考察の必要性が痛感される。

以上の観点から、この論文では波動論的立場から強震記録を解釈するのに有効な非定常スペクトル解析の一手法を述べるとともに、わが国で得られた代表的な強震記録にその非定常スペクトル解析を施した。そして、それらの解析結果にみられる非定常スペクトルの規則性に着目し、これを強震記録が得られた地点付近の地盤構造を

\* 土木学会第 13 回地震工学研究発表会<sup>1)</sup> (昭和 49 年 7 月) など発表した一部にその後の考察を加えたものである。

\*\* 正会員 工修 東北工業大学助教授 工学部土木工学科

考慮した地震波伝播特性の面から考察した。特に、この論文では強震記録にみられる非定常スペクトルの規則性を、表面波が表層地盤を伝播する際の分散現象に起因するものとしてとらえ、この解釈の妥当性をモデル地盤における表面波（Love 波）の伝播理論によるシミュレーション計算で確かめた。さらに、これらの結果を総合して、平面的ひろがりをもつ構造物への入力地震波としての表面波の重要性について言及した。

2. 非定常スペクトル解析

上述したように非定常確率過程のスペクトル解析にはこれまでいくつかの定義が提案されている。これらはそれぞれ一長一短を有するようであるが、物理的解釈が容易で、しかも理解しやすい定義としては Priestley<sup>7)</sup> の Evolutionary Power Spectrum や Mark<sup>8)</sup> の Physical Spectrum などがあげられよう。最近では、これらの定義をさらに発展させた研究もなされている。たとえば亀田<sup>9)</sup> は Priestley の Evolutionary Power Spectrum の概念を線形 1 自由度系の応答全エネルギーへ応用し、非定常パワースペクトルの算出を詳細に論じている。また、星谷ら<sup>10)</sup> も Mark の Physical Spectrum を発展させて非定常スペクトルの特性を組織的に論じている。

これらはいずれも定常確率過程で一義的に定義されるパワースペクトルを非定常確率過程に拡張しようとしたものであり、その定義の前提には地震動を非定常確率過程としてモデル化しようとする意図があるように思われる。一方、現象を確定的に扱うことによる非定常スペクトル解析を行い、特定の地震動の発生機構や地震波の伝播特性を明らかにしようとする手法も考えられる。本研究は後者の手法に属する。もちろん、確定関数を確率過程でとらえなおせば、両者は共通の概念に到達する。

以下で述べる非定常スペクトル解析は Papoulis<sup>11)</sup> の著書などで知られるシステム論におけるマルチ・フィルターリングの原理を強震記録解析に応用したものであるが、結果的には筆者が後に知った Dziewonski<sup>4)</sup> の方法と同様な手法になった。以下では Dziewonski<sup>4)</sup> も考察してない本解析手法の物理的意味について特に言及しながら、解析手法の概要を述べる。

(1) マルチ・フィルターによる非定常スペクトル解析

いま、図-1 に示すように信号  $f(t)$  を異なるシステム関数を有する並列な帯域フィルターに同時に入力するとする。たとえば、図-2 のような中心円振動数  $\omega_n$  で対称なシステム関数  $H_n(\omega)$  なる帯域通過フィルターを考える。この帯域通過フィルターのインパルス応答  $h_n$

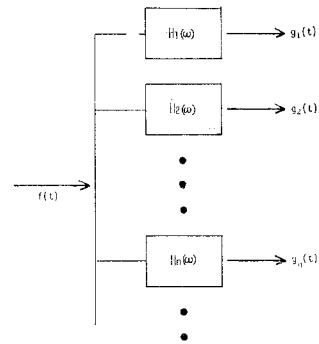


図-1 マルチ・フィルター

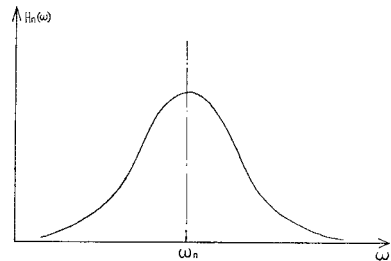


図-2 帯域通過フィルター

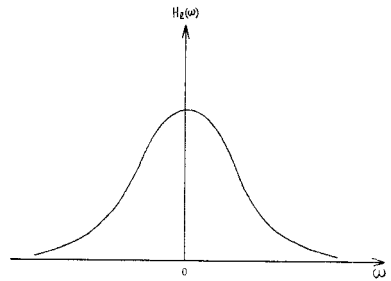


図-3 等価低域通過フィルター

( $l$ ) は次のようになる。

$$h_n(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} H_n(\omega) e^{i\omega t} d\omega \dots\dots\dots (1)$$

$$= h_e(t) e^{i\omega_n t} \dots\dots\dots (2)$$

ここに、 $t$ : 時間、 $\omega$ : 円振動数。

ただし、式 (2) の  $h_l(t)$  は 図-3 に示すような 図-2 の帯域通過フィルター  $H_n(\omega)$  を左に  $\omega_n$  だけ移動させた原点 ( $\omega=0$ ) に中心円振動数をもつ等価低域通過フィルターとよばれるフィルター  $H_l(\omega)$  のインパルス応答である。

すると、図-2 の帯域通過フィルターに信号  $f(t)$  を入力したときの出力  $g_n(t)$  は次のように表わされる。

$$g_n(t) = \int_{-\infty}^{\infty} f(\tau) h_n(t-\tau) d\tau \dots\dots\dots (3)$$

式 (3) は式 (2) から次のように変形される。

$$g_n(t) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} f(\tau) h_l(t-\tau) e^{-i\omega_n \tau} d\tau \right| \cdot e^{i\{\omega_n t + \varphi(\omega_n, t)\}} \dots\dots\dots (4)$$

ここに、

$$\varphi(\omega_n, t) = \tan^{-1} \left[ \frac{I_m \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} f(\tau) h_l(t-\tau) e^{-i\omega_n \tau} d\tau \right\}}{R_e \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} f(\tau) h_l(t-\tau) e^{-i\omega_n \tau} d\tau \right\}} \right] \dots\dots\dots (5)$$

式(4)のように帯域通過フィルター  $H_n(\omega)$  の出力  $g_n(t)$  は振幅および位相ともに変調された信号となるが、同式を視察すれば明らかなように、出力  $g_n(t)$  の振幅包絡線

$$\left| \int_{-\infty}^{\infty} f(\tau) h_l(t-\tau) e^{-i\omega_n \tau} d\tau \right|$$

は信号  $f(\tau) \cdot h_l(t-\tau)$  のフーリエ・スペクトルの円振動数  $\omega_n$  成分に等しいことがわかる。したがって、信号  $f(t)$  に含まれる非定常スペクトル特性の  $\omega_n$  成分の時間的変動は原信号  $f(t)$  に一種のウィンドー関数  $h_l(t-\tau)$  をかけた形で、出力  $g_n(t)$  の振幅包絡線の時間変動として求めることができる。いま、出力  $g_n(t)$  の振幅包絡線の式に含まれる帯域通過フィルター  $H_n(\omega)$  の中心円振動数  $\omega_n$  を  $\omega$  と一般化して、次式のように表わし、以下ではこれを瞬間フーリエ・スペクトル (Instantaneous Fourier Spectrum) とよぶことにする。

$$F(\omega, t) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} f(\tau) h_l(t-\tau) e^{-i\omega \tau} d\tau \right| \dots\dots (6)$$

(2) 瞬間フーリエ・スペクトル  $F(\omega, t)$  の物理的意味

式(6)で定義した瞬間フーリエ・スペクトル  $F(\omega, t)$  は原信号  $f(t)$  が 0 から  $T$  までの継続時間をもつとすれば、次式のように表わされる。

$$F(\omega, t) = \sqrt{\left\{ \int_0^T f(u) h_l(t-u) \cos \omega u du \right\}^2 + \left\{ \int_0^T f(u) h_l(t-u) \sin \omega u du \right\}^2} \dots\dots\dots (7)$$

一方、 $f(t)$  を入力加速度とする線形 1 自由度系の運動方程式は周知のように次式で与えられる。

$$\ddot{y}(t) + 2h_0\omega_0\dot{y}(t) + \omega_0^2y(t) = -f(t) \dots\dots\dots (8)$$

ここに、 $y(t)$  は質点の相対変位、 $h_0, \omega_0$  はおのおのの減衰定数、固有円振動数である。

ここで、減衰定数  $h_0=0$  の非減衰 1 質点系を考え、さらに入力加速度としてパラメーター  $\tau$  によって支配される次のような時系列  $f(t, \tau)$  を考える。

$$f(t, \tau) = f(t) \cdot r(\tau-t) \dots\dots\dots (9)$$

ここに、 $f(t)$  は入力加速度、 $r(\tau-t)$  はウィンドー関数である。

すると、式(8)の質点の相対変位  $y(t)$ 、相対速度  $\dot{y}(t)$  は時間  $t$  のほかにパラメーター  $\tau$  によって支配される時系列  $y(t, \tau), \dot{y}(t, \tau)$  としてそれぞれ次のように

表わされる。

$$y(t, \tau) = -\frac{1}{\omega_0} \int_0^t f(u) \cdot r(\tau-u) \sin \omega_0(t-u) du \dots\dots\dots (10)$$

$$\dot{y}(t, \tau) = -\int_0^t f(u) \cdot r(\tau-u) \cos \omega_0(t-u) du \dots\dots\dots (11)$$

いま、式(10)、(11)の質点変位、質点速度について残留振動(入力加速度終了後の質点系の振動)を考える。残留振動の始めを改めて  $t=0$  とすると、残留振動の質点変位  $y_r(t, \tau)$ 、質点速度  $\dot{y}_r(t, \tau)$  はそれぞれ次のように表わされる。

$$y_r(t, \tau) = C_1(\tau, \omega_0) \cos \omega_0 t + C_2(\tau, \omega_0) \sin \omega_0 t \dots\dots\dots (12)$$

$$\dot{y}_r(t, \tau) = -C_1(\tau, \omega_0) \omega_0 \sin \omega_0 t + C_2(\tau, \omega_0) \omega_0 \cos \omega_0 t \dots\dots\dots (13)$$

ここに、

$$C_1(\tau, \omega_0) = -\frac{1}{\omega_0} \int_0^T f(u) r(\tau-u) \sin \omega_0(T-u) du \dots\dots\dots (14)$$

$$C_2(\tau, \omega_0) = -\frac{1}{\omega_0} \int_0^T f(u) r(\tau-u) \cos \omega_0(T-u) du \dots\dots\dots (15)$$

ただし、入力加速度の継続時間は  $u=0$  から  $u=T$  までとしている。

式(13)~(15)から残留振動の質点速度の絶対値  $|\dot{y}_r(t, \tau)|$  は次のように与えられる。

$$|\dot{y}_r(t, \tau)| = \sqrt{\left\{ \int_0^T f(u) r(\tau-u) \cos \omega_0 u du \right\}^2 + \left\{ \int_0^T f(u) r(\tau-u) \sin \omega_0 u du \right\}^2} \dots\dots\dots (16)$$

ここで、式(16)の  $|\dot{y}_r(t, \tau)|$  は  $\omega_0$  と  $\tau$  のみの関数となるから、ウィンドー関数  $r(\tau-u)$  の移動時間長  $\tau$  を改めて  $\tau=t$  と置換して、次のように  $V(\omega_0, t)$  と表わす。

$$V(\omega_0, t) = \sqrt{\left\{ \int_0^T f(u) r(t-u) \cos \omega_0 u du \right\}^2 + \left\{ \int_0^T f(u) r(t-u) \sin \omega_0 u du \right\}^2} \dots\dots\dots (17)$$

式(17)から固有円振動数  $\omega_0$  をもつ非減衰質点系の残留振動の質点速度の絶対振幅すなわち残留振動の速度応答スペクトルの  $\omega_0$  成分はウィンドー関数  $r(t-u)$  を等価低域フィルターのインパルス応答  $h_l(t-u)$  と同一に選べば、式(7)の瞬間フーリエ・スペクトル  $F(\omega, t)$  の  $\omega_0$  成分とまったく同一であることがわかる。いいかえれば、瞬間フーリエ・スペクトル  $F(\omega, t)$  は信号  $f(u)$  を  $u=t$  の近傍でウィンドー関数  $h_l(u)$  をかけて漏波

した信号の非減衰 1 質点系の残留速度応答スペクトルの強度という形で原信号  $f(u)$  に含まれる時間  $u=t$  での非定常スペクトル特性を表わそうとしたものであることがわかる。

(3) 瞬間フーリエ・スペクトルの算出とフィルターの選択

上述のように信号  $f(t)$  の瞬間フーリエ・スペクトル  $F(\omega, t)$  を帯域通過フィルター  $H_n(\omega)$  へ  $f(t)$  を入力したときの出力  $g_n(t)$  の振幅包絡線として定義した。いま、 $f(t), g_n(t)$  のフーリエ変換をそれぞれ  $F_0(\omega), G_n(\omega)$  とすると、式 (3) の関係はフィルターの線形性を利用して次のように周波数領域で表わされる。

$$G_n(\omega) = F_0(\omega) \cdot H_n(\omega) \dots\dots\dots (18)$$

ただし、

$$G_n(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} g_n(t) e^{-i\omega t} dt$$

$$F_0(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-i\omega t} dt$$

したがって、出力  $g_n(t)$  は式 (18) をフーリエ逆変換して次式のようにも与えられる。

$$g_n(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F_0(\omega) \cdot H_n(\omega) e^{i\omega t} d\omega \dots\dots (19)$$

すなわち、出力  $g_n(t)$  を求めるのに式 (3) のような時間領域 (Convolution) と式 (19) のような周波数領域 (Fourier 変換) による二つの方法が考えられる。計算時間の点からすると、高速フーリエ変換 (FFT) を利用すれば式 (19) の方が格段に有利であり、この研究では後の強震記録等の解析はすべて式 (19) による周波数領域での計算による。

ところで、瞬間フーリエ・スペクトル  $F(\omega, t)$  は円振動数  $\omega$ 、時間  $t$  の両変数についての解析であるので、両者の分解精度がともに高いことが望ましい。すなわち、分解精度の点からいえば、時間領域でのインパルス応答関数  $h_l(t-\tau)$  は時間  $t$  の近傍でできるだけシャープで、かつ周波数領域でのシステム関数  $H_n(\omega)$  は中心円振動数  $\omega_n$  のまわりでできるだけ狭帯域であることが望ましい。しかし、既往の研究でも明らかなようにこれらの必要条件は互いに相反することである<sup>9)</sup>。この研究では両者の必要条件がともに有利になる<sup>11)</sup> 次のようなガウス形システム関数を考えた。

$$H_n(\omega) = e^{-\alpha(\omega-\omega_n)^2} \dots\dots\dots (20)$$

ここに、 $\alpha$  は定数 ( $\alpha > 0$ )、 $\omega_n$  は中心円振動数である。

式 (20) のシステム関数の等価低域通過フィルターのインパルス応答  $h_l(t)$  は次のようになる。

$$h_l(t) = \frac{1}{2\sqrt{\pi\alpha}} e^{-\frac{t^2}{4\alpha}} \dots\dots\dots (21)$$

式 (20) と式 (21) を比較すれば、上述の必要条件が互

いに相反し、かつ定数  $\alpha$  の選択によって支配されることがわかる。定数  $\alpha$  の選択については亀田<sup>9)</sup> が述べた減衰定数  $h$  の選択と同様にある程度まで経験的かつ妥協的に決めざるをえない。

一方、式 (20) のシステム関数はフィルターの帯域幅が中心円振動数  $\omega_n$  の選択にかかわらず一様である。したがって、種々の特性が全周波数帯域にわたって一様である波形や比較的狭い範囲の周波数帯域での特性を問題とする現象の解析には適していると思われるが、表面波の伝播モードのように高周波数領域と低周波数領域での特性が複雑に変化し、かつ広い周波数帯域にわたって展開する現象の解析には不相当と考えられる。このようなことから、フィルターの帯域幅を中心円振動数  $\omega_n$  に応じて変化させるシステム関数を用いることも考えられる。これについては Dziewonski ら<sup>9)</sup> が詳しく論じている。彼らは周期 3 秒から周期 120 秒にわたる長周期帯域の地震記録解析に次のような形のシステム関数  $H_n(\omega)$  を用いた。

$$H_n(\omega) = \begin{cases} e^{-\alpha\left(\frac{\omega-\omega_n}{\omega_n}\right)^2} & (1-\beta)\omega_n \leq \omega \leq (1+\beta)\omega_n \\ 0 & \omega < (1-\beta)\omega_n \text{ または} \\ & \omega > (1+\beta)\omega_n \end{cases} \dots\dots\dots (22)$$

ここに、 $\alpha, \beta$  は定数であり、 $\beta$  は計算時間を有利にするために導入されたものである。

式 (22) のシステム関数はベキ項が中心円振動数  $\omega_n$  で標準化されており、円振動数  $\omega$  の対数表示に対して帯域幅が一様となる。式 (22) のシステム関数の等価低域通過フィルターのインパルス応答  $h_l(t)$  は  $\beta$  を与えないとき次のようになる。

$$h_l(t) = \frac{\omega_n}{2\sqrt{\pi\alpha}} e^{-\frac{\omega_n^2 t^2}{4\alpha}} \dots\dots\dots (23)$$

式 (21) と式 (23) のインパルス応答関数を比較すれば明らかなように、式 (20) のシステム関数が時間軸  $t$  についての分解精度を一様にするのに対して、式 (22) のシステム関数は時間軸  $t$  の分解精度をフィルターの中心円振動数  $\omega_n$  により変えることがわかる。この点、前述の瞬間フーリエ・スペクトル  $F(\omega, t)$  の物理的意味に関連して式 (22) のシステム関数は工学的応用には不適當な点もある。いずれにしても、式 (20)、(22) のいずれのシステム関数を用いるかも、前述の定数  $\alpha$  の選択と同様に解析対象となる強震記録の周波数帯域および解析の目的に応じて妥協的に決めざるをえない。

この研究では後に示すようにシミュレーションされた地震記録に対して式 (20)、式 (22) の両方のシステム関数を用い、かつ定数を種々変えて解析した結果を比較してみたが、周期 0.1 秒から周期 5.0 秒程度の周期帯域で地震波動特性を論じるには式 (22) のシステム関数で

$\alpha=50$ ,  $\beta=0.15$  を用いることが分解精度, 計算時間の両面から有利であることが知れた. そこで, 以下の強震記録の解析ではおもに式 (22) の形のシステム関数を帯域通過フィルターとして用いた.

### 3. 強震記録の非定常スペクトル解析例とその考察

#### (1) SMAC 強震記録の非定常スペクトル解析例

上述の瞬間フーリエ・スペクトル解析をわが国で得られた代表的な SMAC 強震記録に適用した. 図-4, 5 はそれぞれ 1968 年十勝沖地震の際に八戸港湾で得られた SMAC 強震記録<sup>12)</sup> の N-S 成分, E-W 成分の非定常スペクトル特性を周期, 時間の両変数にわたって求めた結果である. 両図は周期, 時間の両変数にわたって計算された瞬間フーリエ・スペクトルの最大値を 99 に規準化してコンピューターに出力させた結果にコンターを付したものである. なお, 計算は SMAC 強震記録を 0.04 秒間隔でサンプリングし, システム関数は  $\alpha=50$ ,  $\beta=0.15$  として式 (22) を用いて行った. また, まったく同

様な方法により 1973 年根室半島沖地震の際に釧路港湾で得られた SMAC 強震記録<sup>13)</sup> の N-S 成分, E-W 成分の非定常スペクトル特性を求めた結果が 図-6, 7 である. 以下では 図-4 から 図-7 のように非定常スペクトル特性を周期, 時間にわたって二次元的に表わしたものを非定常スペクトルマップとよぶことにする.

#### (2) 非定常スペクトル解析結果の地震波動伝播特性からの解釈

図-4 から 図-7 の非定常スペクトルマップをみると程度之差はあるが, いずれも主要動部のスペクトルの非定常性になんらかの規則性がみられる. すなわち, 各周期の瞬間フーリエ・スペクトルの時間的変動をたどるとピークとなる時間が周期により異なり, しかも, 各周期の局所的なスペクトルのピークをつらねたコンターに規則的な凹凸形状がみられる. たとえば, 図-5 の主要動 30~40 sec 付近の局所的ピークの時間的変動を例にとると, 周期 1.2 秒のピークが時間 35 sec 付近にあるのに対して周期 0.9 秒では時間 31 sec と早くなり, さらに短周期に移行するとピークの在する時間が再び遅くなり, 周期 0.5 秒では時間 35 sec 付近にピークが存す

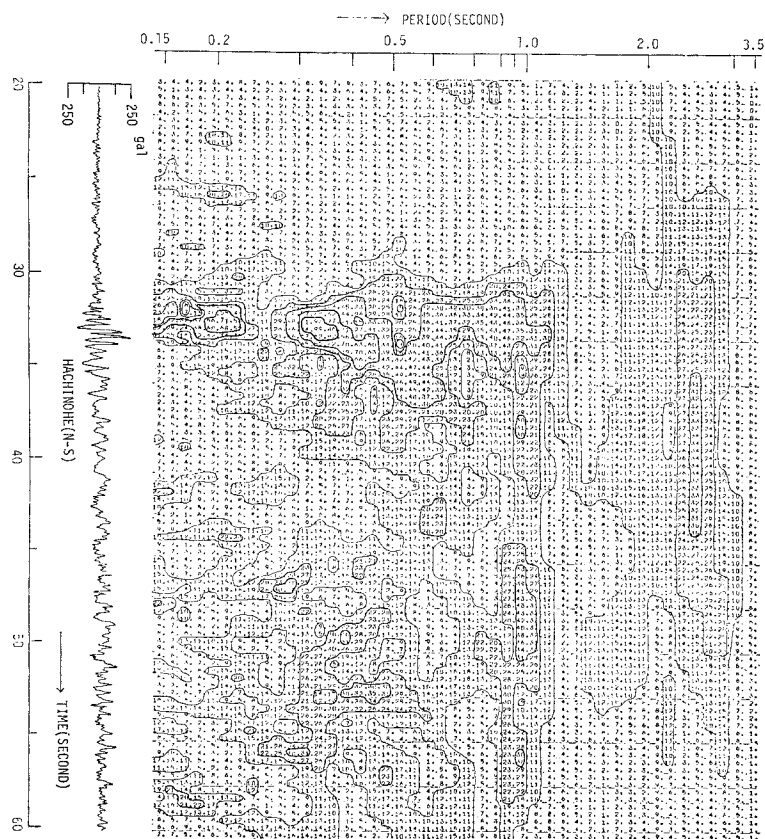


図-4 非定常スペクトル解析結果 (1968 年十勝沖地震, 八戸港湾 SMAC 強震記録 N-S 成分)

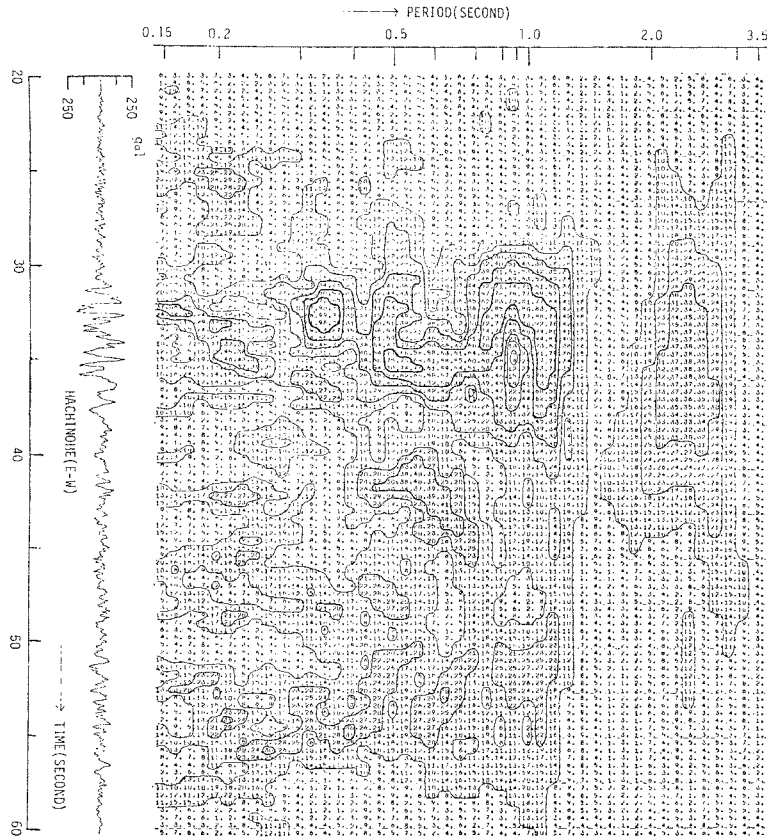


図-5 非正常スペクトル解析結果 (1968 年十勝沖地震, 八戸港湾 SMAC 強震記録 E-W 成分)

る。このような非正常スペクトルマップにおける非正常状態の規則性に対する原因は種々考えられる。たとえば、震源における地震エネルギーの放出過程、地震波動特性、地盤の地震時における物性変化などがあげられよう。事実、強震記録の非正常スペクトル特性と震源における地震エネルギーの放出過程との関連を論じた研究もある<sup>14)</sup>。しかし、ここで解析している SMAC 強震記録はいずれも震源距離 100 km 程度以上の遠方の観測点で得られた記録であり、たとえ震源の影響があったとしても震源から観測点まで伝播する地震波動の特性や観測点付近の地盤構造の影響が強くあらわれ、それらの影響はマスクされてしまうと考えられる。また、地盤の物性変化による影響についても入射する地震波の特性や地盤構造に大きく左右されると思われる。そこで、以下では上述の非正常スペクトル特性の規則性をおもに観測点付近の地盤構造と地震波動特性の影響にしばって考察する。

表-1 は八戸港湾における PS 波速度構造を示したものである<sup>3)</sup>。表-1 のような速度構造に対して期待される S 波重複反射理論、Love 波伝播、Rayleigh 波伝播のそれぞれの増幅特性はすでに別論文で求めてある (文献 2) の 図-16~18)。これらの理論増幅特性と 図-4、5

表-1 八戸港湾における速度構造

Depth (m)	Thickness (m)	S-wave velocity (m/sec)	P-wave velocity (m/sec)	Density (g/cm <sup>3</sup> )
2.0	2.0	100.0	250.0	1.8
4.0	2.0	160.0	860.0	1.8
7.0	3.0	195.0	860.0	1.9
10.0	3.0	195.0	1660.0	2.0
12.0	2.0	380.0	1660.0	2.0
13.0	1.0	200.0	1660.0	2.0
14.0	1.0	375.0	1660.0	2.0
17.0	3.0	375.0	1900.0	1.6
18.0	1.0	200.0	1900.0	1.6
28.0	10.0	430.0	1900.0	1.6
36.0	8.0	270.0	1900.0	1.7
180.0	144.0	370.0	1900.0	1.9
360.0	180.0	690.0	2060.0	2.0
380.0	20.0	1100.0	2600.0	2.1
		2800.0	4990.0	2.5

の八戸港湾での SMAC 強震記録の解析結果の振幅特性とを比較すると、振幅が卓越する周期がよく一致しており、ここで議論している八戸港湾での SMAC 強震記録が観測点付近の地盤構造の影響を受けていることはほぼ確実であると思われる。しかし、いずれの理論の比較がもっとも一致しているかは増幅特性の比較だけでは明確でない。したがって、これらの強震記録にみられる波動

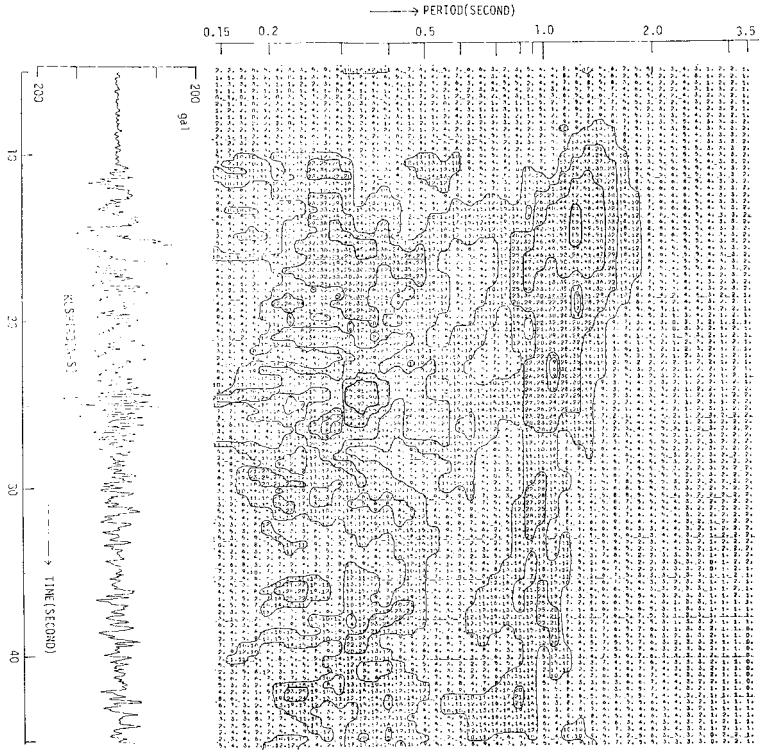


図-6 非定常スペクトル解析結果 (1973年根室半島沖地震, 釧路港湾 SMAC 強震記録 N-S 成分)

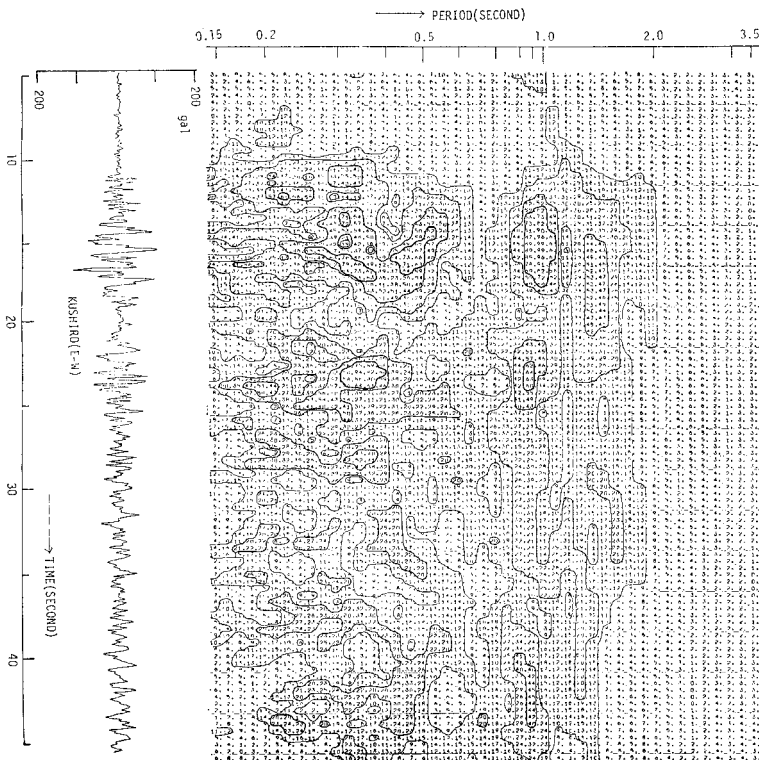


図-7 非定常スペクトル解析結果 (1973年根室半島沖地震, 釧路港湾 SMAC 強震記録 E-W 成分)

特性をみきわめるには各周期の振幅特性の時間的変動を問題にする必要がある。

ところで、図-4, 5 のような非定常スペクトルマップにみられる各周期の瞬間フーリエ・スペクトル振幅のピークとなる時間が一定の規則に従い、異なる現象は波動論的考察に限ると分散性に帰因すると考えるのが妥当であろう。P波、S波のような実体波には分散性は考えられないから、ここで議論している SMAC 強震記録の主要動は分散性の性質をもつ表面波 (Love 波, Rayleigh 波) の特性が強いと予想される。図-8, 9 はそれぞれ表-1 の地盤構造が水平方向に無限に連続しているとした場合の Love 波, Rayleigh 波の群速度分散を高次モードまで求めた結果である。一般に表面波のエネルギーは群速度で伝播することが知られているので、八戸港湾での SMAC 強震記録の主要動に表面波の特性が強いとすれば、図-4, 5 の非定常スペクトルマップの主要動部の規則性と図-8, 9 の群速度の分散特性の相関は強いと考えられる。しかし、これを厳密に考察するには困

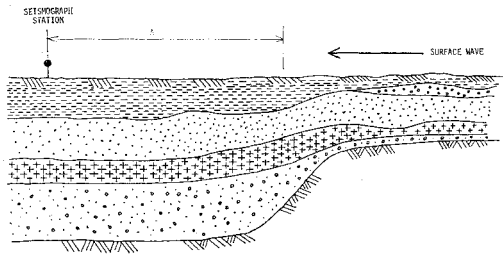


図-10 地盤構造不連続部の模式図

難が多い。一つには、ここで考えている地盤構造の表面波伝播方向での連続性が未知であること、二つには SMAC 強震記録の時間軸が発震時の時間から絶対的に測られたものでないこと、三つには地震波の伝播方向が震源域の移動<sup>14)</sup>とあいまって明瞭でないことなどがあげられる。そこで、以下ではいくつかの仮定を設けて上述の相関を考察する。

1968 年十勝沖地震の震源域は八戸のほぼ真東の約 60 ~180 km にあるとされているが<sup>15)</sup>、このような長い距離にわたって表-1 の地盤構造が八戸港湾の観測点から震源域まで連続しているとは考えられず、なんらかの不連続が存在するものと思われる。しかし、この地盤構造の不連続の形態については先に述べたように明らかでないので、いま仮に日本の沖積平野によくみられる地下断層を想定して、図-10 の模式図に示すように表-1 の地盤構造が観測点から震源方向にむかってある距離  $d$  まで連続していると仮定する。さらに、震源域からなんらかの影響で生じた表面波が観測点方向に伝播する過程において、この不連続部の距離  $d$  より図-8, 9 の分散関係が生じ、これが観測点での強震記録に現われると仮定する。すると、距離  $d$  を図-8, 9 の群速度で除することにより各モードの表面波が観測点に到達する相対的な到達時間は求めることができる。ただし、 $d$  の大きさは未知であり、また先に述べたように SMAC 強震記録の時間軸は発震時からの絶対的な時間でなく、したがって、 $d$  の大きさを仮定して求まる各モードの表面波の到達時間を図-4, 5 の非定常スペクトルマップに対応させる時間的規準はない。このように  $d$  の大きさについても、また、時間的基準についても未知なので、ここでは種々の  $d$  の大きさと時間的基準を仮定して計算を繰り返した。そして、各周期の表面波の到達時間をつらねた到達時間曲線と図-4, 5 の非定常スペクトルマップとを比較し、もっとも合致すると思われる到達時間曲線を求めた。図-11, 12 はこのうち  $d=2$  km として求めた Love 波, Rayleigh 波の各モードの到達時間曲線を図-4, 5 の非定常スペクトルマップにそれぞれ重ねてプロットしたものである。ここに、重ね合わせの時間的基準は繰り返し試行の結果として 200 m/sec の速度の表

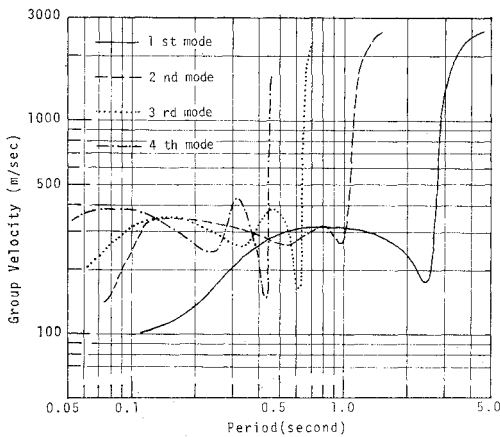


図-8 Love 波群速度分散曲線 (八戸港湾)

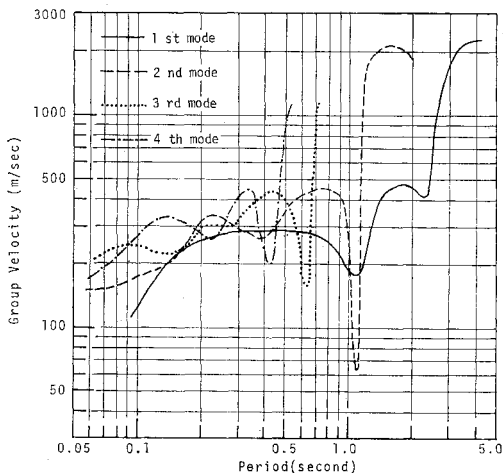
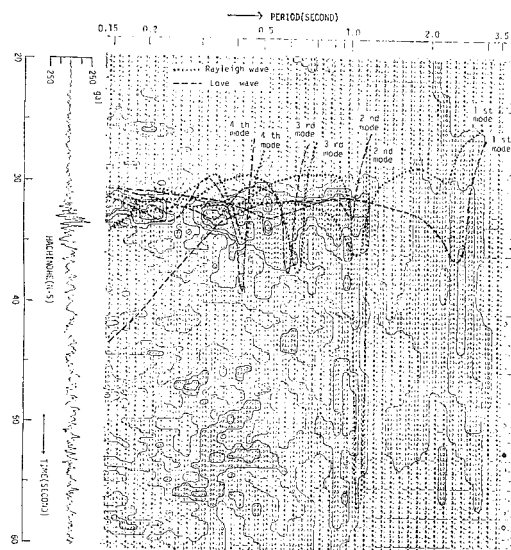
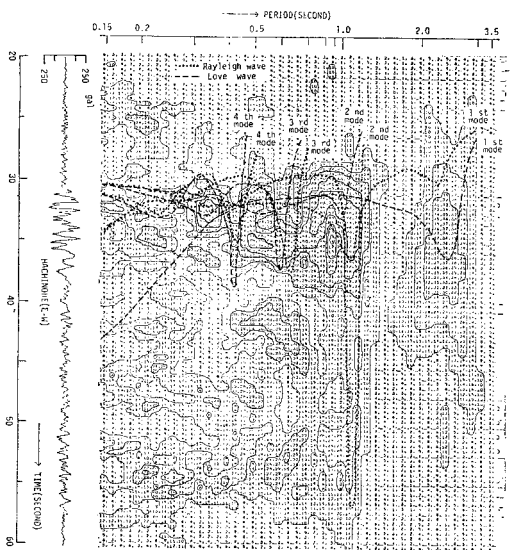


図-9 Rayleigh 波群速度分散曲線 (八戸港湾)





図一11 非正常スペクトル特性と地震波到達時間曲線の比較 (八戸港湾 SMAC 強震記録 N-S 成分)



図一12 非正常スペクトル特性と地震波到達時間曲線の比較 (八戸港湾 SMAC 強震記録 E-W 成分)

面波が時間 35 sec に観測点に到達したとの仮定に基づいている。4 の大きさ、時間的基準の仮定に問題が残るが、図一11, 12 をみると、単純な解釈を試みたわりには非正常スペクトルマップの主要部 (時間約 30 秒から 40 秒) のコンターの凹凸形状の規則性は Love 波, Rayleigh 波の分散の合成により比較的よく説明されると思われる。一方、図一6, 7 の釧路港湾における強震記録の解析結果にも同様の解釈を試みたが、これも上述のような解釈で非正常スペクトルマップの規則性がよく説明される<sup>16)</sup>。したがって、以上のような考察結果を考えると、これらの強震記録の主要動は Love 波, Rayleigh 波の

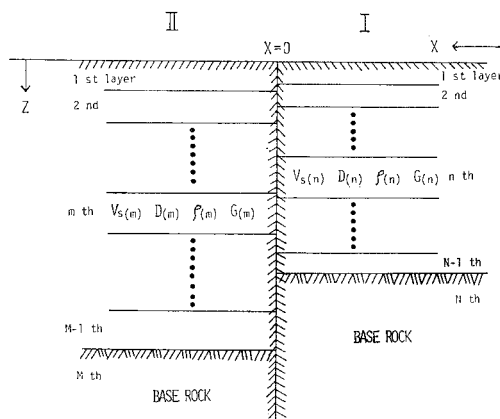
混在した表面波によるものが強いと考えてまちがいはなさそうである。もちろん、ここでの考察はあくまでいくつかの仮定を設けており、さらに詳しい厳密な考察が必要とされる。特に、実際の地盤構造の水平方向不連続を考えた定量的考察, Love 波成分と Rayleigh 波成分の識別などさらに検討を要しよう。これらについては多くのデータと詳細な理論計算を必要とするので改めて論ずることとする。この論文ではその予備考察として、ここで述べた解釈の基本的な妥当性、すなわち表面波が地盤構造不連続部を伝播することにより非正常スペクトルに規則性が現われるとの解釈の妥当性をモデル地盤における Love 波伝播のシミュレーション計算により検証する。

#### 4. 強震記録にみられる非正常スペクトル特性の波動論的シミュレーション

##### (1) 地盤構造急変部における表面波の伝播

前章で述べたように表面波伝播方向での地盤構造不連続は表面波の挙動に大きな影響を及ぼすと考えられる。特に、わが国の沖積地盤は地下の段丘, 断層など複雑な地質構成を多く有するので、今後、表面波の工学的位置付けとともに地盤の水平方向の構成と形状は耐震工学的にも重要視されてくるとと思われる。

ところで 図一10 に模式的に示した地盤構造不連続を厳密に考慮して表面波伝播を論じるには有限要素法などが考えられる<sup>17)</sup>。しかし、有限要素法によると不連続点から遠方の点での挙動や不規則波の時間的応答を求めるには計算機の容量, 計算時間から拘束が多い。このようなことから、図一10 に示す模式的な地盤構造不連続を図一13 のように成層地盤が鉛直不連続面で接する地盤構成に単純化することも考えられる。モデル自体は単純であるが、適用範囲に注意すればこのようなモデルであ



図一13 地盤構造不連続のモデル

っても現実の地盤構成不連続を十分再現できると思われるし、不連続部を含めた広い範囲の領域での不規則波の伝播を扱える利点がある。そこで、この研究では図-13のような地盤構成不連続部での Love 波の伝播問題について考えることにする。

図-13 のようなモデルにおける表面波伝播の問題は地震学の分野で多く論じられている。特に Alsop<sup>18)</sup> は固有値問題として Love 波の素波の伝播問題を巧みに考察している。また、土岐ら<sup>19)</sup> も Alsop の方法を援用して Love 波型の波動の不規則応答を求めている。ただし、土岐らの研究では鉛直不連続面での入射波と透過波、反射波のエネルギー収支をはかるために基盤に剛な半無限層を設定していわばみかけの Love 波を考えている。この研究では前章で述べた解釈の妥当性を判断することを第一義として純粋な表面波 (Love 波) を扱うため Alsop の方法を準用することにする。したがって、以下の計算では基盤に特別に剛な半無限層を設定しないで、エネルギー収支については近似的に満足させている。

いま、図-13 を参照すると座標  $x, z$  での Love 波の  $p$  モードの変位  $u(t, x, z)$  のフーリエ変換  $U(\omega, x, z)$  は次のように表わされる。

$$U(\omega, x, z) = A_p \cdot \phi_p(\omega, z) \exp(\pm ik_p x) \dots (24)$$

ここに、 $A_p$  は  $p$  モードの振幅係数、 $\phi_p$  は  $p$  モードの振動形 (固有関数)、 $k_p$  は  $p$  モードの波数、 $\omega$  は円振動数。

図-13 において媒質 I 側から地盤表面で単位の振幅をもつ Love 波の  $p$  モードが入射すると、鉛直不連続面で反射、透過が生じ、媒質 I, II の変位のフーリエ成分はモードの重ね合わせとしてそれぞれ次のように表わされる。

$$U^I(\omega, x, z) = \phi_p^I(\omega, z) \cdot \exp(-ik_p^I x) + \sum_{i=1}^N a_i(\omega) \cdot \phi_i^I(\omega, z) \cdot \exp(ik_i^I x) \dots (25)$$

$$U^{II}(\omega, x, z) = \sum_{j=1}^M b_j(\omega) \cdot \phi_j^{II}(\omega, z) \cdot \exp(-ik_j^{II} x) \dots (26)$$

ここに、 $a_i(\omega)$  は反射波の振幅係数 ( $i$  モード)、 $b_j(\omega)$  は透過波の振幅係数 ( $j$  モード) を表わす。また、上添字 I, II は媒質を表わしている。

式 (25), (26) から鉛直不連続面内のせん断応力を求め、 $x=0$  の鉛直不連続面での変位、せん断応力の連続の条件を考えると次式が得られる。

$$\phi_p^I(\omega, z) + \sum_{i=1}^N a_i(\omega) \cdot \phi_i^I(\omega, z) = \sum_{j=1}^M b_j(\omega) \cdot \phi_j^{II}(\omega, z) \dots (27)$$

$$G^I(z) \cdot k_p^I \cdot \phi_p^I(\omega, z) - G^I(z) \cdot \sum_{i=1}^N a_i(\omega) \cdot k_i^I \cdot \phi_i^I(\omega, z) = G^{II}(z) \cdot \sum_{j=1}^M b_j(\omega) \cdot k_j^{II} \cdot \phi_j^{II}(\omega, z) \dots (28)$$

ここに、 $G^I(z)$ 、 $G^{II}(z)$  はそれぞれ媒質 I, II のせん断弾性係数。

式 (27), (28) を連立させてもモード間の連成により  $a_i(\omega)$ 、 $b_j(\omega)$  などの係数は厳密には解けない。しかし、Love 波の振動形  $\phi_i^I(\omega, z)$  などにはせん断弾性係数  $G^I(z)$  を重み関数として次式のような関係で直交化する性質がある<sup>18)</sup>。

$$\int_0^\infty \phi_i^I(\omega, z) \cdot \phi_j^I(\omega, z) \cdot G^I(z) dz = 0 \quad (i \neq j) \dots (29)$$

$$\int_0^\infty \phi_i^{II}(\omega, z) \cdot \phi_j^{II}(\omega, z) \cdot G^{II}(z) dz = 0 \quad (i \neq j) \dots (30)$$

したがって、これらの性質を利用することにより鉛直不連続面での変位の 2 乗の差を最小にする最適化の手法を適用して係数  $a_i(\omega)$ 、 $b_j(\omega)$  を数値的に求めることができる。すると、鉛直不連続面  $x=0$  へ媒質 I 側から任意の  $p$  モードの不規則波形  $f(t)$  なる Love 波が入射したときの反射 Love 波、透過 Love 波の時間応答  $u^I(t, x, z)$ 、 $u^{II}(t, x, z)$  はそれぞれ次のように求まる。

$$u^I(t, x, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^\infty \left\{ \sum_{i=1}^N a_i(\omega) \cdot \phi_i^I(\omega, z) \cdot e^{ik_i x} \right\} \cdot F(\omega) \cdot e^{i\omega t} \cdot d\omega \dots (31)$$

$$u^{II}(t, x, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^\infty \left\{ \sum_{j=1}^M b_j(\omega) \cdot \phi_j^{II}(\omega, z) \cdot e^{-ik_j x} \right\} \cdot F(\omega) \cdot e^{i\omega t} \cdot d\omega \dots (32)$$

ここに、

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

上式の関係は変位応答に対して導いたものであるが、そのまま速度応答や加速度応答に適用することができる。

## (2) モデル地盤における Love 波伝播のシミュレーション計算例

この研究では実際の Love 波伝播のシミュレーション計算を図-14 のような表面層 1 層構造のモデルについて行った。計算モードは媒質 I 側に基本モードの Love 波が入射し、媒質 I 側、媒質 II 側への反射 Love 波、透過 Love 波はそれぞれ第 5 次モードまで生じるものとした。また、図-14 のような地盤構成では軟弱な地盤すなわち媒質 II での表面波の挙動が重要と考え、おもに媒質 II 側における透過 Love 波の応答計算を行った。

図-15 は入射 Love 波の振幅係数を 1 とした場合の透過 Love 波の振幅係数  $b_j(\omega)$  を第 5 次モードまで求め

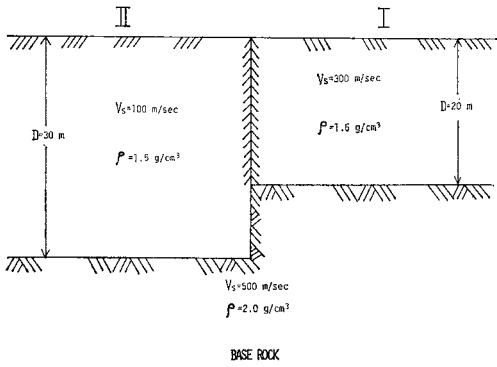


図-14 計算モデル ( $V_s$ : S波速度,  $D$ : 層厚,  $\rho$ : 密度)

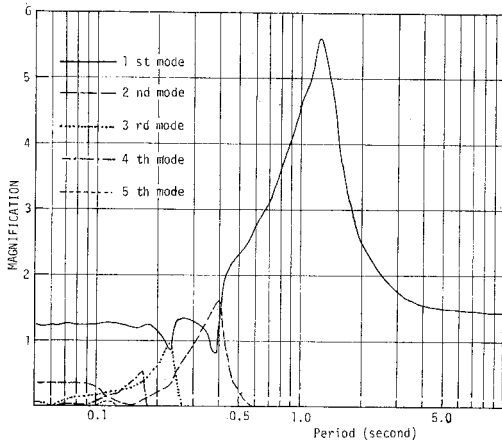


図-15 透過 Love 波の振幅係数  $b_j(\omega)$  の計算結果

た結果である。これはいわば媒質 I から媒質 II へ Love 波が伝播する場合の増幅率である。図-15 をみると、第 1 次モード（基本モード）が大きく増幅され、高次モードはあまり増幅されないことがわかる。また、各モードの増幅率がピークとなる周期は S 波重複反射理論による卓越周期

$$T_n = \frac{4H}{(2n-1) \cdot V_s} \dots\dots\dots (33)$$

ここに、

$H$ : 表面層の厚さ,  $V_s$ : 表面層の S 波速度,  
 $n$ : 正の整数

とほとんど一致することがわかる。一般に、入射側地盤に比し透過側地盤が軟弱な場合、振幅が大きく増幅されるとともに、第 1 次モードの勢力が強くなるようである。このことは耐震工学的にはきわめて重要なことを意味するが、ここではふれない。

一方、図-14 における媒質 II の透過側地盤が左右に無限に連続しているとすると、このような地盤を伝播する Love 波の位相速度分散、群速度分散は求めることができる。図-16 はこのうち群速度分散曲線を Haskell<sup>20)</sup>の方法により求めたものである。図-15 と 図-16 を比

較すると増幅率が極大となる周期は群速度が極小となる周期とほとんど一致することがわかる。従来より表面波が伝播する場合、群速度極小となる周期で振幅が卓越することは指摘されているが<sup>21)</sup>、ここで考えている地盤構成不連続を伝播する表面波にもそのことがあてはまることわかる。

次に、上述のように求めた透過 Love 波の振幅係数  $b_j(\omega)$  を式 (32) に適用し、媒質 II 側の代表的地点における透過 Love 波の加速度応答記録を求めた。その際、鉛直不連続面に入射する入射 Love 波の加速度記録が問題となるが、ここでは入射側地盤（媒質 I）の固有周期（約 0.27 秒）に近い卓越周期をもつ SMAC 強震記録（1968 年東松山地震における Kenken Training Center

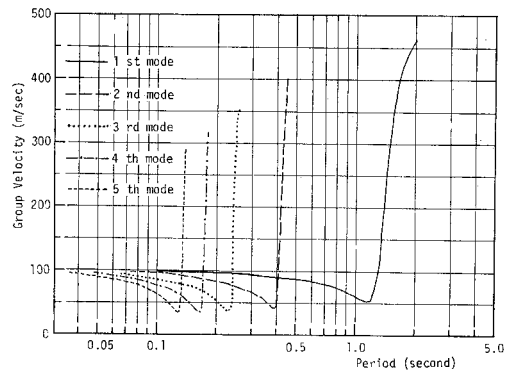


図-16 Love 波群速度分散曲線

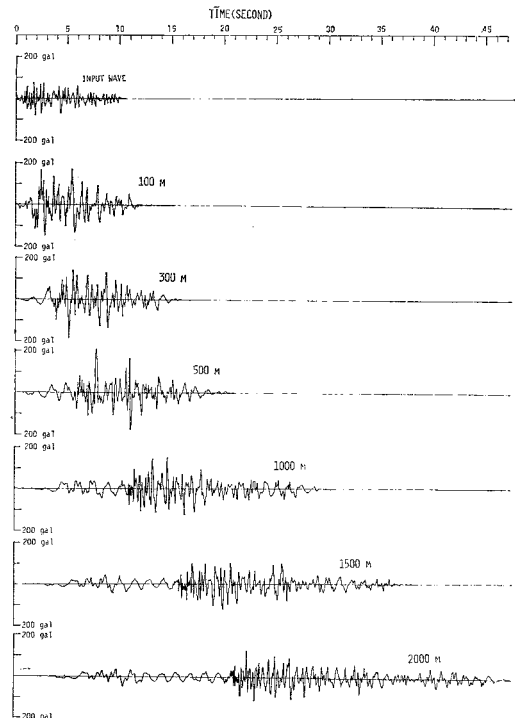


図-17 入射 Love 波と透過 Love 波の加速度記録

での N-S 成分<sup>22)</sup>を用いた。図-17 は代表的地点の地表において求めた加速度記録を鉛直不連続面への入射波とともに示したものである。なお、図-17 の各記録の上の数字は鉛直不連続面からの距離を表わす。図-17 をみると全体に透過 Love 波の加速度記録は振幅が入射 Love 波に比し大きく増幅されるとともに、不連続面から離れるに従い、表面波固有の分散効果により波形が複雑に変形される様子が観察される。また、加速度振幅は不連続面から距離 500 m の地点で最大 (210 ガル) を示すなど Love 波が地盤構成不連続部付近で特異な挙動を示すこともわかる。

### (3) シミュレーション計算結果の非定常スペクトル解析とその波動論的検証

前述のような地盤構成不連続部を伝播する Love 波のシミュレーション計算結果に 2. で述べた非定常スペクトル解析を施した。図-18~20 はそれぞれ、不連続面からの距離 500 m, 1000 m, 1500 m の加速度記録の非定常スペクトルマップを求めたものである。ただし、それらの図の解析は  $\alpha=50$ ,  $\beta=0.15$  として式 (22) のシステム関数を用いて行った。また、図中の点線は後述のものである。

これらの図をみると、各周期の瞬間フーリエ・スペクトル振幅の相対的大きさが複雑に変化しており、地盤構造不連続面透過による増幅特性のみならず、入射波の振幅特性により透過 Love 波の振幅特性がかなり支配されることがわかる。これは当然の帰結であるが、今後、震源過程を考慮して表面波の伝播を考える際の一つの示唆となろう。いいかえれば、たとえ震源から遠方の強震記録であっても観測点付近の地盤構成の厳密な調査と非定常スペクトルの振幅特性の詳細な検討を行えば、ある程度まで震源過程を議論できると思われる。

上述のような振幅特性はともかく、図-18~20 の非定常スペクトルマップをみると SMAC 強震記録の非定常スペクトルマップで認められたと同様な非定常状態の規則性が明瞭に観察される。特に、図-6 と図-19 を比較すると、1.0~1.5 秒の周期範囲のコンターがそれぞれ時間 10~20 sec, 時間 0~20 sec にかけて、時間経過とともに次第に短周期に移行するなど同一の傾向が認められる。そこで、次に SMAC 強震記録の非定常性の解釈と同様の解釈、すなわち Love 波の群速度分散によりこれらの非定常スペクトルマップの規則性が理解されるか否かを検討した。ここでの

シミュレーション計算による加速度記録の場合、時間軸が不連続面へ入射 Love 波が到達した時刻より絶対的に測られているので厳密な議論ができる。図-16 の群速度分散曲線における各モードの群速度で不連続面からの距離を除いて求めた地震波到達時間曲線をプロットしたのが図-18 から図-20 における点線である。これらを見ると、瞬間フーリエ・スペクトルの局所的ピークに先に述べた入射 Love 波の振幅特性が強く現われていると

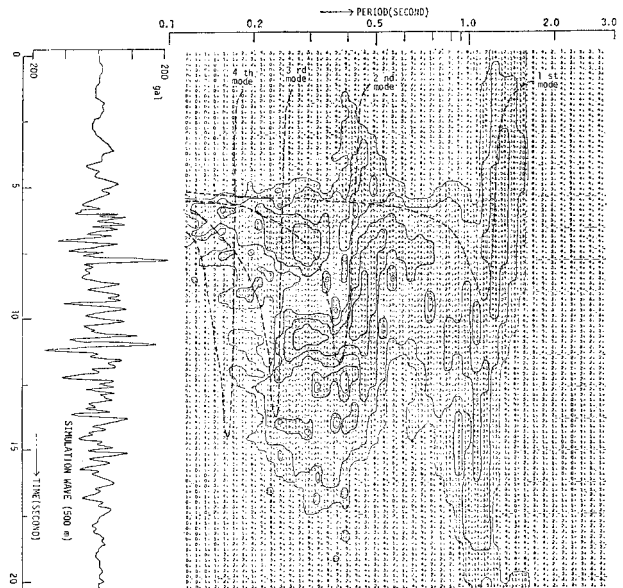


図-18 透過 Love 波加速度記録の非定常スペクトル特性 (距離 500 m)

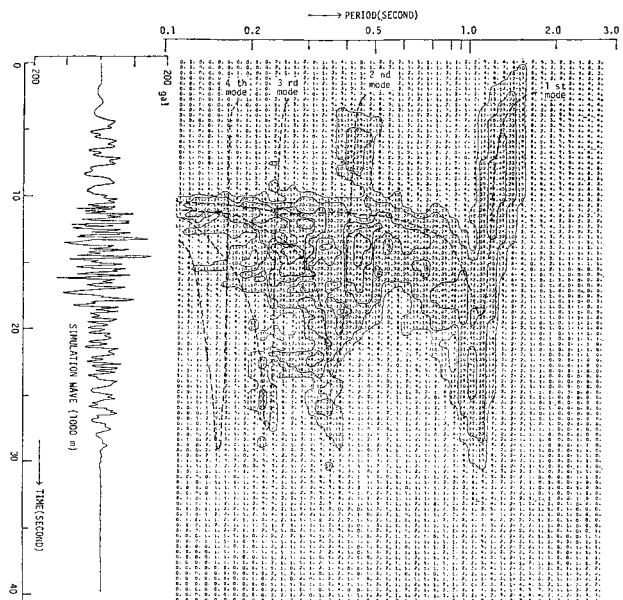


図-19 透過 Love 波加速度記録の非定常スペクトル特性 (距離 1000 m)

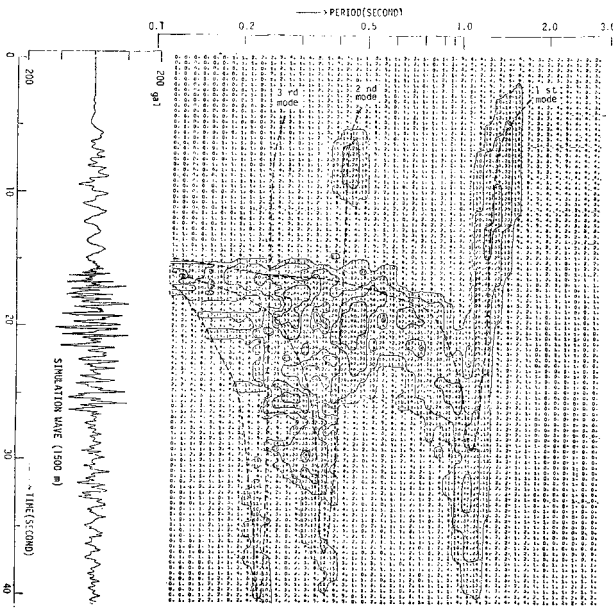


図-20 透過 Love 波加速度記録の非定常スペクトル特性 (距離 1500 m)

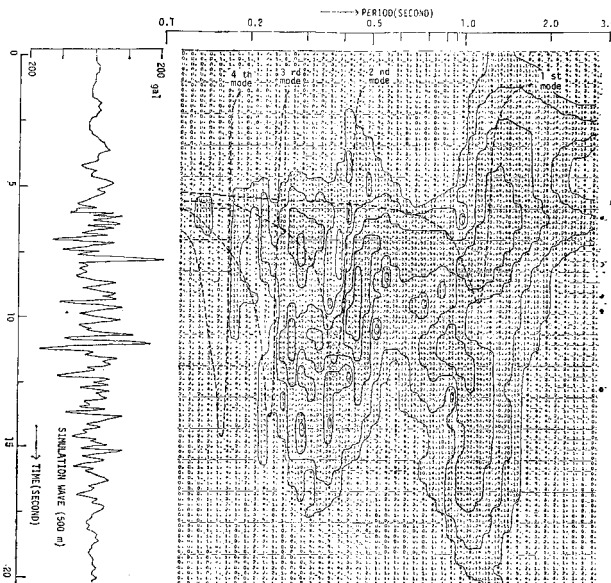


図-21 透過 Love 波加速度記録の非定常スペクトル特性 (距離 500 m)—システム関数として式(20)を使用—

思われ、ピークとなる点と群速度極小となる点は必ずしも対応しないが、非定常状態の規則性、特にコンターの規則的な形状変化がこれらの曲線で合理的に説明されることがわかる。

以上のようなモデル地盤における表面波伝播のシミュレーション計算結果より、強震記録に認められる非定常スペクトルの規則性の成因に対して仮説した波動論的解釈の妥当性が検証されたものと思われる。したがって、

先に導いた SMAC 強震記録の主要動が表面波であるとの推定の確実性は、ここでほぼ裏付けられたと考えられる。このような強震記録における表面波の存在を考えると、今後、平面的ひろがりをもつ構造物の耐震設計および地盤の耐震性検討は表面波を十分考慮に入れる必要がでてこよう。

ところで、図-17 のようなシミュレーション加速度記録はその成因がはっきりしているので、2. で述べた非定常スペクトル解析のシステム関数の選択やその定数の決定を判断するのに都合がよい。この研究では図-17 における 500 m の記録に式 (20)、式 (22) の両方のシステム関数に種々の定数を設定して解析を試みた。紙面の都合でこれらの結果をすべて示しえないが、式 (20) のシステム関数を  $\alpha=0.5$  として用いた解析結果の例が図-21 である。同図中の点線は前述の地震波到達時間曲線であるが、この代表的解析結果をみても知れるように周期 1.0 秒以上の解析結果がすでに述べたシステム関数の帯域幅の影響によりあいまいである。このようなことから、地震波動の伝播特性の面から広い周期帯域にわたって非定常スペクトルを考察するには式 (22) のシステム関数を用いるのが有利と思われる。

## 5. む す び

この論文では非定常スペクトル特性を解析する一手法を述べるとともに、その解析法をわが国の代表的な SMAC 強震記録に適用し、地震波動特性について考察した。これらの結果を要約すると次のようになる。

(1) 特定の地震動の波動特性や発震機構を論じるにはマルチ・フィルタリングの原理に基づく非定常解析法が有効である。この論文ではマルチ・フィルタリングの原理を応用した瞬間フーリエ・スペクトルなる量を定義した。

(2) ここで定義した瞬間フーリエ・スペクトルはもとの地震記録にウィンドー関数をかけて漏波した信号の非減衰 1 質点系の残留速度応答スペクトルを尺度として非定常性を表現する物理的意味をもつ。

(3) 瞬間フーリエ・スペクトルを解析する際の帯域通過フィルターの選択についてはある程度まで経験的に行う必要がある。ただし、周波数領域、時間領域の両領域に対する分解精度を良好にする帯域通過フィルターはガウス形であり、特に、地震波動特性の考察などの目的に対して広い周波数領域にわたる解析には式 (22) のシ

ステム関数を  $\alpha=50$ ,  $\beta=0.15$  として用いるのが、分解精度、計算時間の両面から有利である。

(4) 代表的な SMAC 強震記録の非定常スペクトル解析結果をみると、ともに主要動部分のスペクトルの非定常状態に規則性が観察される。

(5) これらの規則性を表面波の分散現象に起因するとの観点から、強震記録観測点の地盤構造を考慮した理論計算により検討した結果、Love 波、Rayleigh 波の表面波の分散現象の重合によりよく説明される。

(6) 上述の波動論的解釈の妥当性をモデル地盤における Love 波伝播のシミュレーション計算により検証した。その結果、表面波が地盤構造急変部を伝播する場合、種々の増幅、減衰があると同時に、表面波固有の分散性の効果により伝播過程で波形が複雑に変化し、スペクトルの非定常性に規則性が現われることが明らかとなった。これにより、SMAC 強震記録の非定常スペクトル特性に適用した波動論的解釈の妥当性がほぼ確認された。

(7) このような強震記録における表面波の存在を考えると、表面波を取り入れた耐震設計を急ぐべきと思われる。

この論文では SMAC 強震記録の波動論的考察に関して地盤の水平方向構造にいくつかの仮定を設けた。さらに強震記録のなかの鉛直動成分の特性も含めた Love 波、Rayleigh 波の分離、識別の問題にもふれなかった。これらについては現実の地盤構造に即した厳密な考察と震源特性を問題にする必要があるので、機会を改めて報告したい。また、今回は代表的な強震記録のみを例にとり波動特性を論じたが、地震波動は地震の種々の条件(マグニチュード、震源距離、震源深さなど)により特性が変わると予想されるので、さらに総合的な検討が必要である。これについては今後の課題としたい。

この論文では運輸省港湾技術研究所で提供されている SMAC 強震記録を利用させていただいた。日頃、貴重な資料を提供されている港湾技術研究所の皆様には感謝いたします。

なお、本研究の一部は昭和 50 年度文部省科学研究費補助金(奨励研究 A)によったこと、本研究における数値計算は東北工業大学計算センターの TÖSBAC 3400-41 を用いたことを付記する。

#### 参 考 文 献

- 1) 神山 眞：強震記録の波動論的考察，土木学会第 13 回地震工学研究発表会講演概要，pp. 41~44, 1974.
- 2) 神山 眞：地震時における地盤内の応力，ひずみの評価，

- 土木学会論文報告集，第 250 号，pp. 9~23, 1976.
- 3) 日野幹雄：スペクトル解析，朝倉書店，1977.
- 4) Dzierwonski, A., S. Bloch and M. Landisman: A technique for the analysis of transient seismic signals, Bull. Seis. Soc. Am., Vol. 59, No. 1, pp. 343~356, 1971.
- 5) Trifunac, M.D.: Response envelope spectrum and interpretation of strong earthquake ground motion, Bull. Seis. Soc. Am., Vol. 61, No. 2, pp. 343~356, 1971.
- 6) 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講演集，pp. 265~272, 1975.
- 7) Priestley, M.B.: Power spectra and non-stationary process, Jour. of R. Stat. Soc. B, 27, pp. 204~237, 1965.
- 8) Mark, W.D.: Spectral analysis of the convolution and filtering of non-stationary stochastic processes, Jour. of Sound and Vibr., Vol. 11, No. 1, 1970.
- 9) 亀田弘行：強震地震動の非定常パワースペクトルの算出法に関する一考察，土木学会論文報告集，第 235 号，pp. 55~62, 1975.
- 10) 星谷 勝・千葉利晃・草野直幹：地震加速度波の非定常特性とシミュレーション，土木学会論文報告集，第 245 号，pp. 51~58, 1976.
- 11) Papoulis, A.: The Fourier Integral and Its Application, McGraw-Hill, 1962.
- 12) Tsuchida, H., E. Kurata and K. Sudo: Strong-Motion Earthquake Records on the 1968 Tokachi-Oki Earthquake and Its After Shocks, Technical Note of the Port and Harbour Res. Inst., No. 80, 1969.
- 13) 倉田栄一・石坂徳三・土田 肇：港湾地域強震観測年報(1973)，港湾技術資料，No. 181, 1974.
- 14) Trifunac, M.D. and J.N. Brune: Complexity of energy release during the Imperial Valley, California, earthquake of 1940, Bull. Seism. Soc. Am., Vol. 60, pp. 137~160, 1970.
- 15) 村松郁栄：1968 年十勝沖地震の地震動，文部省科学研究費「構造物災害に対する地震動特性の研究」報告，pp. 86~106, 1972.
- 16) 神山 眞：強震記録の波動論的考察—第 3 報，土木学会第 31 回年次学術講演会講演概要集，第 1 部，pp. 395~396, 1976.
- 17) Lysmer, J. and L.A. Drake: The propagation of Love waves across nonhorizontally layered structures, Bull. Seis. Soc. Am., Vol. 61, No. 5, pp. 1233~1251, 1971.
- 18) Alsop, L.E.: Transmission and reflection of Love waves at a vertical discontinuity, Jour. Geophys. Res., Vol. 71, No. 16, pp. 3969~3984, 1966.
- 19) 土岐憲三・新田篤志：表面波に対する表層地盤の不規則応答，土木学会第 13 回地震工学研究発表会講演概要，pp. 21~24, 1974.
- 20) Haskell, N.A.: The dispersion of surface waves on multilayered media, Bull. Seis. Soc. Am., Vol. 42, No. 2, pp. 17~34, 1953.
- 21) Ewing, W.M., W.S. Jardetzky and F. Press: Elastic Waves in Layered Media, McGraw-Hill, 1957.
- 22) Ohsaki, Y., et. al.: Digitized Strong-Motion Earthquake Accelerograms in Japan, Gakujutsu Bunken Fukyukai, pp. 420~437, 1972.

(1978.4.7・受付)