

表面波による相対地盤震動を推定するための理論的な試み

THEORETICAL ATTEMPT FOR ESTIMATING RELATIVE
GROUND MOTIONS INDUCED BY SURFACE WAVES

山 田 善 一*・野 田 茂**

By Yoshikazu YAMADA and Shigeru NODA

1. 緒 論

本研究は、断層震源モデルと表面波励起理論により地盤内の相対震動振幅の分布を推定する手法を提示し、その有用性を 1971 年の San Fernando 地震時の強震記録から求められた地盤ひずみと理論解析結果の対比によって検討しようとしたものである。

ライフライン系などの地中構造物は周辺地盤の地震時挙動に支配されるので、その耐震性を論ずるに際しては、地盤内の地震時ひずみ分布を推定することが重要であることはいうまでもない。特に、震害が生じるおそれのある強震時において地盤内の震動性状を把握することの必要性が指摘されている^{1)~4)}。相対変位が発生するメカニズムとしては、地盤内の局所的な不均質性によるものと表面波伝播によるものがある。また、実体波斜め入射も相対変位発生の一つの原因と考えられている。強震記録や地震被害例から地震の主要動が表面波であったことも報告されており⁵⁾、ライフラインなどの耐震解析にあたって表面波に対する耐震工学上の詳細な評価は急務と考えられる。

現状では地震時における地盤ひずみを直接実測することはかなり困難である。しかしながら、その予測にあたっては、強震記録からの間接的な推定、理論的方法あるいは両者の折衷的な半実験的方法などが望ましいと考えられる。また高密度アレイ観測システムはこの問題に特に有益であろう。

地盤内のひずみを推定する従来の試みには、①地盤の多自由度力学モデルからの震動解析と、②弾性波動論に基づく方法、がある⁶⁾。前者の方法は基盤での入力地震動の設定に問題を残しているとともに、その多用性に比し、表面波特有のひずみ算定には適していない。そ

こで、この目的を達するため、後者の方法では強震記録あるいは地震動の統計予測モデルと表面波伝播の理論を結合して、地盤ひずみを推定する手続をとっている^{3)~8)}。しかし、地表で得られた地震記録を活用するために、実体波と表面波を分離しなければならないことの難しさ、基本モードのみに着目した表面波伝播の仮定、地震動のデータセットの不十分さ、深層地盤構造の把握などの検討が十分でなく、このこと自体、多分に問題を残している。

このような実状を勘案すれば、実地震波形を用いず、純理論的立場から地震時における地盤ひずみを推定していく計算法の提案は基礎的かつ重要な課題と考えられる。そこで、本研究では、地盤内の速度・ひずみなどの鉛直方向分布を断層モデルと表面波励起理論（正規モード解）により表現することを試みた。さらに、2つの基本断層における、Love 波によるせん断ひずみと Rayleigh 波による直ひずみの数算の算定に加え、2地点間の相対運動に伴う平均ひずみと局部ひずみの関係、位相速度および地盤ひずみに及ぼす地下構造の影響度などを検討した。特に、基本モードのみの分散性を考慮して推定したひずみの信頼度を定量的に明確にしている。

さらに、耐震工学的観点から理論解析結果の妥当性に検討を加えるため、1971 年 San Fernando 地震時の推定断層パラメーターを用いて、Vanowen Street 地点における表面波を計算し、その地震波動特性を論じながら、地盤ひずみを求めた。そして、それらの結果について強震記録からの推定値と比較して、相対地盤震動の重要な特性について論じた。

2. 地盤内の相対震動に関する理論スペクトル

半無限多層弾性体よりなる地下構造内に点震源（ダブル・カップル）が与えられたとき、far-field の条件⁹⁾下で観測される表面波の生成と伝播の過程は、断層モデル

* 正会員 工博 京都大学教授 工学部土木工学科

** 正会員 工修 京都大学助手 工学部土木工学科

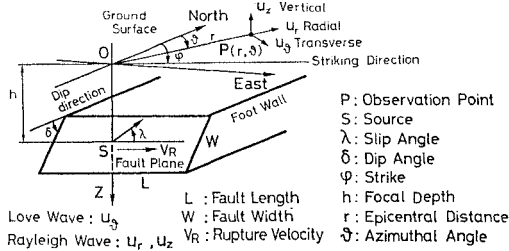


Fig. 1 Coordinate System and Fault Plane Geometry.

と表面波励起理論（正規モード理論）^{9)~12)} の組合せで表現できる。なお、far-field の条件、すなわち断層からの震央距離が波長の 1.6 倍以上である、を満足すれば、近似による変位スペクトルの誤差が 1 割以下に収まる。このモード解は波動現象に関する厳密な解ではないが、十分な精度が保証されているとともに比較的求めやすく工学上の応用も広い^{13), 14)}。ここでは、Tsai と安芸¹¹⁾ による理論スペクトルの表示式に若干の修正を施し、F.F.T. で逆変換して波形を求める。

Fig. 1 には、断層モデルと観測点の相対関係、円筒座標系 (r, θ, z) を示す。水平成層構造内の点震源 S （震源深さ h ）の真上の地表面に原点をとり、 z 軸は下向きに、観測点 P の方位は震央を通る北の方向から時計回りに、 r 軸は原点から外向きに正の方向とする。 δ は傾斜角を、 λ は断層上盤の運動方向を示す滑り角を、 φ は断層の走向を示す角度を示す。地点 P における、接線方向、法線方向、上下方向の地動変位は u_θ, u_r, u_z である。これらの符号は図中の規約を正としている。

ライフライン系などの地下埋設構造物では、軸方向かつ直角方向の地盤震動と埋設管の直径などの影響により、曲げひずみと軸ひずみのいずれかが卓越すると考えられている。管径が小さいと、曲げひずみに比べて軸ひずみが卓越する。沈埋トンネルのように口径が大きい場合には、曲げ変形によるひずみ振幅も軸ひずみに比して無視できない。この関係を地盤ひずみより定量的に検証するために、ここでは u_θ と u_r 成分を取り扱う。以下、下つきの L, R の添字はそれぞれ Love 波、Rayleigh 波を表わす。

(1) Rayleigh 波伝播によるケース

点震源 S に働くダブル・カップルにより、地表面下 z の深さにおける法線方向の Rayleigh 波の水平変位スペクトルは、波動の媒質伝播過程における減衰の影響を考慮すれば、

$$S_R(\omega, r, \theta, z) = \frac{M(\omega) V_{jRV}(\omega, z) \varepsilon_j(\omega, z)}{\sum_{j=1}^{N_R(\omega)} 2 C_{jR}(\omega) U_{jR}(\omega) A_{jR}(\omega) (2\pi r)^{1/2}} \cdot \chi_{jR}(\omega, h, \theta) k_{jR}(\omega)^{-1/2}$$

$$\cdot \exp \left[-i \left\{ k_{jR}(\omega) r + \frac{3}{4} \pi \right\} - \frac{\omega r}{2 Q_{jR}(\omega) U_{jR}(\omega)} \right] = \sum_{j=1}^{N_R(\omega)} S_{Rj}(\omega, r, \theta, z) \dots \dots \dots (1)$$

となる。ただし、 i は虚数単位である。

ここに、 $N_R(\omega)$ は円振動数 ω でのモード解の重ね合せ数を、 j はモード次数を示し、 $k_{jR}, C_{jR}, U_{jR}, (2 C_{jR} U_{jR} A_{jR})^{-1}$ 注)、 Q_{jR} は、おのおの、波数、位相速度、群速度、Medium Response、 Q 値を意味する。 V_{jRV}^*, ε_j は、地表面下 z の深さにおける上下方向の変位モード、Rayleigh 波の水平動と上下動の振幅比 $(= V_{jRH}(\omega, z) / V_{jRV}(\omega, z))^*$ であり、波動が伝播する地盤固有の値である。さらに、 χ_{jR} は方位特性関数であり、次式で表現される。

$$\chi_{jR}(\omega, h, \theta) = \sin \lambda \sin 2\delta \left\{ \frac{dV_{jRV}(\omega, h)}{dh} + \frac{1}{2} k_{jR}(\omega) V_{jRH}(\omega, h) \right\} - \left\{ \cos \lambda \sin \delta \cos 2(\theta - \varphi) + \frac{1}{2} \sin \lambda \sin 2\delta \cos 2(\theta - \varphi) \right\} \cdot k_{jR}(\omega) V_{jRH}(\omega, h) + i \left\{ -\cos \delta \cos \lambda \cos(\theta - \varphi) + \cos 2\delta \sin \lambda \sin(\theta - \varphi) \right\} \cdot \left\{ k_{jR}(\omega) V_{jRV}(\omega, h) + \frac{dV_{jRH}(\omega, h)}{dh} \right\} \dots \dots \dots (2)$$

断層面上でのせん断型の食い違い時間関数のフーリエ・スペクトルが $M(\omega)$ である。ひずみ分布の推定は、空間的、時間的に離れた 2 点間における波動の相対運動に依存し、さらに地盤中の運動速度に関与している。

したがって、ひずみ波形は、地震動の震源特性と問題とする地動速度の振動数帯域の関係で、中振動数成分（一般には 0.5~2.5 Hz 程度）が卓越する。そのため、その推定にあたっては食い違い速度に時間的変化を与えるなどの配慮が不可欠である。

そこで本論文では、単純なランプ関数に代わり、比較的工学上利便が高い、stick-slip 型の断層運動に対応して考え出された修正ランプ関数 $M(\omega)$ ¹²⁾ (M_0 =地震モーメント、 τ =ライズ・タイム) を採用した。

$$M(\omega) = \frac{M_0}{\omega} \frac{\sin\left(\frac{\omega\tau}{2}\right)}{\frac{\omega\tau}{2}} \exp \left\{ -i \left(\frac{\omega\tau}{2} + \frac{\pi}{2} \right) \right\} \frac{1}{1 - (\omega/\omega_n)^2} \dots \dots \dots (3)$$

ただし、 $\omega_n = 2\pi n/\tau$ （以下の計算においては $n=1$ を用いた）。

さて、式 (1) を応用すれば、地盤内の地点 $P'(r, \theta,$

注) * $V_{jRH}, V_{jRV}, V_{jL}, A_{jR}$ と A_{jL} は、固有値問題とエネルギー積分を求めることに帰着するが、その詳細な誘導については文献 9)~12) を参照されたい。

z) から法線方向に $\pm dr/2$ (dr =相関距離) だけ相離れた 2 地点の相対運動に伴う, 相対変位スペクトル Δu_R と平均直ひずみスペクトル $\bar{\epsilon}_r$ は, dr/r を微小量として $(r \pm \frac{dr}{2})^{-1/2}$ を Taylor 展開して, $(dr/r)^2$ 以上の高次項を省略すれば, 次式ようになる.

$$\begin{aligned} \Delta u_R(dr, \omega, r, \theta, z) &= \sum_{j=1}^{N_R(\omega)} \left\{ S_{Rj} \left(\omega, r + \frac{dr}{2}, \theta, z \right) \right. \\ &\quad \left. - S_{Rj} \left(\omega, r - \frac{dr}{2}, \theta, z \right) \right\} \\ &= \sum_{j=1}^{N_R(\omega)} S_{Rj}(\omega, r, \theta, z) \left[\cos \left(k_{jR}(\omega) \frac{dr}{2} \right) \right. \\ &\quad \cdot \left\{ \left(1 - \frac{dr}{4r} \right) e^{-\frac{\omega dr}{4Q_{jR}(\omega)U_{jR}(\omega)}} \right. \\ &\quad \left. - \left(1 + \frac{dr}{4r} \right) e^{-\frac{\omega dr}{4Q_{jR}(\omega)U_{jR}(\omega)}} \right\} \\ &\quad - i \sin \left(k_{jR}(\omega) \frac{dr}{2} \right) \left\{ \left(1 - \frac{dr}{4r} \right) e^{-\frac{\omega dr}{4Q_{jR}(\omega)U_{jR}(\omega)}} \right. \\ &\quad \left. + \left(1 + \frac{dr}{4r} \right) e^{-\frac{\omega dr}{4Q_{jR}(\omega)U_{jR}(\omega)}} \right\} \dots \dots \dots (4) \end{aligned}$$

$$\bar{\epsilon}_r(dr, \omega, r, \theta, z) = \Delta u_R(dr, \omega, r, \theta, z) / dr \dots \dots (5)$$

ここで, 先の $(\frac{dr}{r})^2$ 以上の項を省略し, さらに, dr で割ってひずみ $\bar{\epsilon}_r$ を求めると, dr の 1 次以上の項 $o(\frac{3dr}{32r^2})$ が省略されている可能性がある. しかし, r が dr に比べて小さいと, $\frac{3dr}{32r^2}$ のオーダーは無視できる. したがって, 式 (4), (5) から地盤ひずみを近似的に求めても, 精度 (誤差) の問題は生じない.

一方, 式 (5) と比較する便宜上, 通常定義される, 地点 P' での局部ひずみスペクトルは, $\epsilon_r(t, r, \theta, z) = \partial u_r(t, r, \theta, z) / \partial r$ より, 次式で示される.

$$\begin{aligned} \epsilon_r(\omega, r, \theta, z) &= \sum_{j=1}^{N_R(\omega)} S_{Rj}(\omega, r, \theta, z) \\ &\quad \cdot \left\{ -\frac{1}{2r} - \frac{\omega}{2Q_{jR}(\omega)U_{jR}(\omega)} - ik_{jR}(\omega) \right\} \\ &\quad \dots \dots \dots (6) \end{aligned}$$

上式で { } 内の実数部は一般的傾向として虚数部に比べて無視できる程度に小さいと考えてよいから, 結局次式のようになる.

$$\begin{aligned} \epsilon_r(\omega, r, \theta, z) &= \sum_{j=1}^{N_R(\omega)} -i\omega S_{Rj}(\omega, r, \theta, z) / C_{jR}(\omega) \\ &\quad \dots \dots \dots (7) \end{aligned}$$

従来指摘されてきた (地盤ひずみ ϵ =地動速度 V /位相速度 C) は上式の関係を裏づけているが, 波形識別, 波群分離, モードの取り扱い方などにいささか疑念の余地がないわけではない.

前述の方法はライフライン系などの埋設されている深さに適用可能であり, 任意深さでの各ひずみは式 (5)~(7) を Fourier 逆変換すれば得ることができる. ただし, 強震時にひずみが 10^{-4} ~ 10^{-3} よりも大きくなると,

地盤の非線形挙動を導入した非弾性波動論によらねばならないが, 現在までにこの問題は十分に解明されていない. このような場合には, ここで提示した方法は第 1 近似として考えねばならないが, 以下に示す数値計算結果が大きく修正されねばならない場合は少ないと思われる.

(2) Love 波伝播によるケース

Love 波伝播に伴う接線方向の地中変位 u_θ , 相対変位 Δu_L , せん断ひずみ $\tau_{r\theta}$ も同様の手続で求められ, 想定した震源と地下構造に対して, 地盤内の鉛直方向分布が推定可能である. 基本的誘導は前述の Rayleigh 波と同様, 点 P' における接線方向の地動スペクトル $S_L(\omega, r, \theta, z)$ を決め, ひずみを求める手法である.

水平変位スペクトルは次式のようになる.

$$\begin{aligned} S_L(\omega, r, \theta, z) &= \sum_{j=1}^{N_L(\omega)} \frac{M(\omega) V_{jL}(\omega, z)}{2 C_{jL}(\omega) U_{jL}(\omega) A_{jL}(\omega) (2\pi r)^{1/2}} \\ &\quad \cdot \exp \left[-i \left\{ k_{jL}(\omega) r - \frac{\pi}{4} \right\} - \frac{\omega r}{2 Q_{jL}(\omega) U_{jL}(\omega)} \right] \\ &= \sum_{j=1}^{N_L(\omega)} S_{Lj}(\omega, r, \theta, z) \dots \dots \dots (8) \end{aligned}$$

ただし, A_{jL}^* , V_{jL}^* と χ_{jL} は, Love 波の振幅特性関数, 水平変位モードと方位特性関数である. 他の記号はすでに述べたと同様の意味をもつ. ここで,

$$\begin{aligned} \chi_{jL}(\omega, h, \theta) &= k_{jL}(\omega) V_{jL}(\omega, h) \left\{ \cos \lambda \sin \delta \cos 2(\theta - \varphi) \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{2} \sin \lambda \sin 2\delta \sin 2(\theta - \varphi) \right\} \\ &\quad - i \frac{dV_{jL}(\omega, h)}{dh} \{ \sin \lambda \cos 2\delta \cos(\theta - \varphi) \\ &\quad + \cos \lambda \cos \delta \sin(\theta - \varphi) \} \dots \dots \dots (9) \end{aligned}$$

波の伝播方向に垂直な土要素の鉛直面上に発生する, 相関距離に関連した相対変位 $\Delta u_L(dr, \omega, r, \theta, z)$ と平均せん断ひずみ $\bar{\tau}_{r\theta}(dr, \omega, r, \theta, z)$ は, 式 (8) を適用して先の式 (4) と (5) の添字 R を L に変更して求められる.

地点 P' での局部せん断ひずみスペクトル $\tau_{r\theta}(\omega, r, \theta, z)$ の算定は, $\tau_{r\theta}(t, r, \theta, z) = \frac{\partial u_\theta}{\partial r} - \frac{u_\theta}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial \theta}$ により推定する方法による. したがって, せん断ひずみに与える Love 波と Rayleigh 波の寄与を明確にするには, 伝播中における波動のモード組成を把握しなければならぬ. これを一意的に決定するのは困難であるから, ここではせん断ひずみは Love 波による場合のみを独立に取り扱う. 結局, $\tau_{r\theta}(t)$ を求めることは, 若干の計算を施すことにより, 式 (8) から次式を求めることに帰着する.

$$\tau_{r\theta}(\omega, r, \theta, z) = \sum_{j=1}^{N_L(\omega)} S_{Lj}(\omega, r, \theta, z) \cdot \left\{ -\frac{3}{2r} - \frac{\omega}{2Q_{jL}(\omega)U_{jL}(\omega)} - ik_{jL}(\omega) \right\} \dots\dots\dots(10)$$

3. 基本断層による計算例

前章に得た結果を、実際の断層運動により誘発される変位を評価するための3種類の基本断層¹²⁾のうちの2つに適用した。それらは、断層面の走向を90°とすると、Fig. 1を参照して、(I)垂直左横ずれ断層(δ=90°, λ=0°)と(II)垂直縦ずれ断層(δ=λ=90°)である。波動の卓越成分を考慮して、Type IではLove波を、Type IIではRayleigh波を対象に、最大の振幅方位分布を与えるθの地点を選んで地動を計算した。

(1) 地下構造と分散曲線

ここで対象とした地盤モデルは、米国California州のSan Fernando地帯におけるVanowen Street地点である。当該地点の地下構造(密度ρ, S波速度β, P波速度α)をFig. 2に示した¹³⁾。地表近傍の地質構造がかなりよく知られているので、中振動数域のひずみスペクトルを議論するには解析上都合よい。同地点の地下構造は震源から観測地点まで同一媒質からなる平行層で近似している。

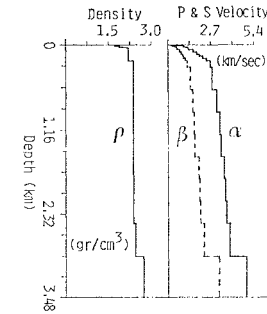


Fig. 2 Crustal Structure Model (Vanowen Street, CA, USA)¹³⁾.

同地盤モデルの周期0.2sから8sまでの分散性を示したのがFig. 3である。基本モード(1次モード)から4次高次モード(5次モード)までの、Love波とRayleigh波の分散曲線は特に低次モードに

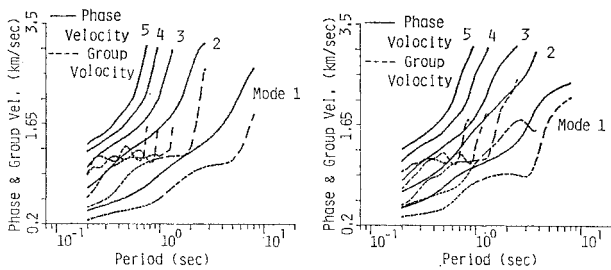


Fig. 3 Dispersion Curves.

おいてあまり似かよっていない。ここでは計算結果を割愛するが、①群速度極小がMedium Response極大に必ずしも対応するとは限らないのに、Medium Response極大の周期は群速度極小の周期にほぼ対応し¹²⁾、②かつLove波のMedium Responseは長周期になるにつれてなだらかに減少するのに反し、Rayleigh波のそれは3次以上で起伏が激しい、ことがわかった。以上のことは、後の数値解析例にみられるように、両波形による相対変位に有意な差をもたらすと考えられる。

(2) 位相速度の感度分析

式(7)においてひずみは位相速度と密接な関係にあることが明らかである。そこで、以下においては、表面波の逆問題^{12),16)}にならないエネルギー積分式¹²⁾を応用して、地下構造パラメーターの微小変化による位相速度の変化を計算し、どの周期範囲の位相速度がどれくらいの深さ

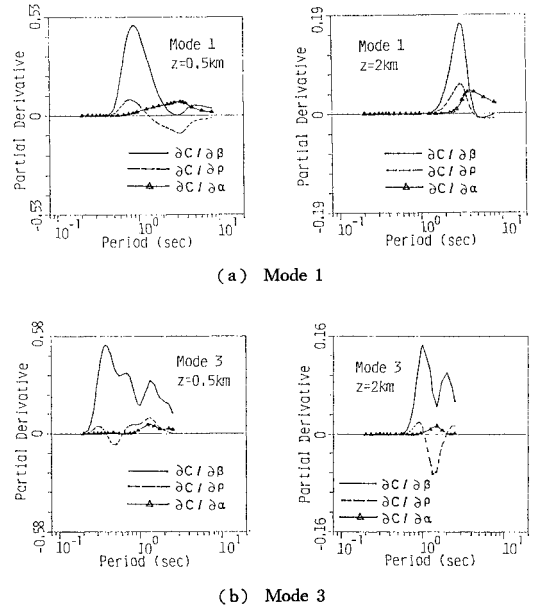


Fig. 4 Partial Derivatives of Rayleigh-Wave Phase Velocities relative to Elastic Parameters for Fixed Depth.

までの構造を反映しているかについて検討してみた。

j次モード、周波数ωにおける位相速度の変化分は、

$$\Delta C_j(\omega) = \sum_{i=1}^M \frac{\partial C_j(\omega)}{\partial x_i} \Delta x_i \dots\dots\dots(11)$$

で近似される。ここに、Δx_i=地盤構造のパラメーターx_iの微小変化、M=微小変化のあった物理パラメーターの個数である。たとえば、x_iとして、密度ρ(z)、S波速度β(z)、P波速度α(z)が考えられる。

Fig. 4 には、深さ 0.5 km と 2 km での Rayleigh 波の位相速度の各種偏微分係数を、基本モードと 3 次モードについて示した。周期ごとの各定数の分散性に対する寄与の割合は異なる。負の値 $\frac{\partial C_j(\omega)}{\partial x_i}$ があれば、各要因において Δx_i を大きな正の値にとると、式 (11) から $\Delta C_j(\omega)$ が負となる。したがって、もとの位相速度を $C_{j0}(\omega)$ とすると、逆問題から最適な位相速度は $C_{j0}(\omega) + \Delta C_j(\omega)$ となり、その要因 x_i がもとの位相速度を減らす。同図の変動状態から以下のことがわかる。

同一の深さでは高次モードの短周期で、位相速度の変化は激しい。地盤深さを指定して $\frac{\partial C}{\partial \alpha}$, $\frac{\partial C}{\partial \beta}$ を計算すると、位相速度が特定の波長域で大きく変化することが一般的と考えられる。たとえば、 $z=0.5$ km と $z=2$ km の比較では、Mode 1 の $\frac{\partial C}{\partial \beta}$ において約 1 s 付近と 3 s 付近とでそれぞれ変化が大きいことに現われている。 $\frac{\partial C}{\partial \alpha}$ は $\frac{\partial C}{\partial \beta}$ よりも長周期側でピークをもち、その値も小さい。このことは P 波速度が深部ほどうまく推定できないことを意味する。 $\frac{\partial C}{\partial \rho}$ は $\frac{\partial C}{\partial \beta}$ の曲線と形状が類似しているが、短周期から長周期に移行するにつれ、正のピークから負のピークの出現と変化を繰り返す。これは隣接する 2 つの層の密度比が各層の上境界と下境界で増加・減少するからである。

$\frac{\partial C}{\partial \rho}$ の深さ分布は各振幅モードの深さ分布と地下構造の不均質性にも関与するが、おおよそ $z=C(T)T/(2 \sim 2.5)$ (T : 周期) でピークをもつことも判明した。これは、基本モードの波動を考えたとき、地表面下半波長の深さを伝播する地層の S 波が位相速度に強く影響するからである。また、 $\frac{\partial C}{\partial \rho}$ から、 ρ は浅い層では負の影響を、少し深くなると正の影響を与え、かつ、 $\frac{\partial C_j(\omega)}{\partial x_i}$ の深さ分布から、いずれの x_i の場合もほぼ数波長の深さで影響はほとんどなくなることもわかった。しかも、分散曲線に大きく寄与する S 波速度の周期範囲での $\frac{\partial C}{\partial \beta}$ はベル型の曲線を呈しており、S 波速度のわずかな変化で位相速度はかなり不確かなものにならざるを得ない。

たとえば、式 (11) より、 β による $\Delta C_\beta = \frac{\partial C}{\partial \beta} \Delta \beta$ と α による $\Delta C_\alpha = \frac{\partial C}{\partial \alpha} \Delta \alpha$ が位相速度に同じ誤差を与える場合を考えてみる。 $\Delta \beta = \left(\frac{\partial C}{\partial \alpha} / \frac{\partial C}{\partial \beta} \right) \Delta \alpha$ の関係式と、**Fig. 4** から $\frac{\partial C}{\partial \beta}$ は $\frac{\partial C}{\partial \alpha}$ より数十倍大きいことから、 $\Delta \beta$ は $\Delta \alpha$ よりもはるかに小さくなる。このことは、一般に $\frac{\Delta \alpha}{\alpha} > \frac{\Delta \beta}{\beta}$ が成り立つので、 β は α よりも正確に評価しなければならないことを意味する。

また、深さ $\frac{dr}{2}$ の地層での S 波速度 $\beta \left(\frac{dr}{2} \right)$ を用いることにより、文献 5) では地盤ひずみの簡易推定法として、平均ひずみ $\bar{\epsilon}_r(dr) = \text{地動速度 } V / \beta \left(\frac{dr}{2} \right)$ が提案されている。このことから、S 波速度の深さ方向分布を正確に推定しておくことの重要性が理解できる。

以上のことから、位相速度は S 波速度に大きく左右されるのに反し、P 波速度、密度の影響は顕著でない。地震時におけるひずみを問題にする場合には、表面波の速度スペクトルから求めた卓越波長に合わせて、S 波速度の深さ方向分布の推定精度を強く要求することが必要である。

(3) 震動振幅に与えるモードの影響

震源深さ 8 km に $M_0 = 0.78 \times 10^{25}$ dyne·cm ($M_s = 6$) の地震が生起するとき、震央距離 70 km の地表面の地点で地盤震動を検討した。ライズ・タイムは 0.72 s に、 Q 値は周期とモードにかかわらず 300 に設定した。

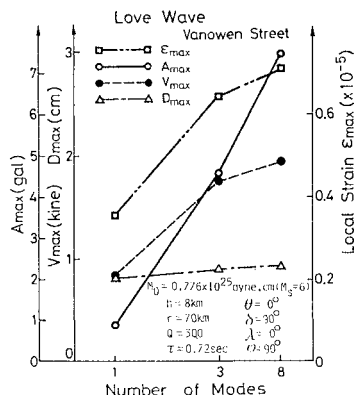


Fig. 5 Effect of Modal Superposition on Earthquake Intensity Parameters of Love Wave (Left-Lateral Strike Slip Fault striking East).

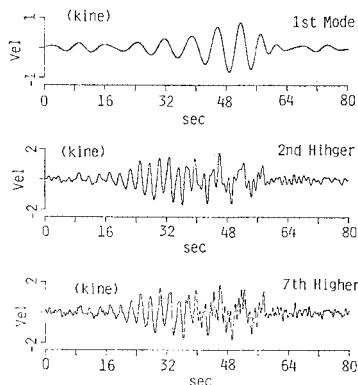


Fig. 6 Effect of Modal Superposition on Love-Wave Synthetic Ground Velocity (Left-Lateral Strike Slip Fault striking East).

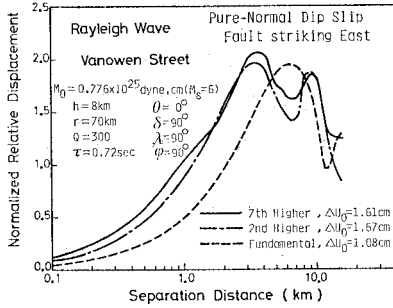


Fig. 7 Effect of Modal Superposition on Normalized Relative Displacement of Rayleigh Wave.

従来の研究ではすべての波動が基本モードのみで伝播すると仮定してひずみを求めているのが普通である。しかしながら、このような場合、最初にモードの重ね合せの妥当性を検証し、その検証に基づき地盤震動を評価することが順当である¹³⁾。

Fig. 5 においては Type I の断層に対して求めた Love 波の最大変位・最大速度・最大加速度と最大局部ひずみの、Fig. 6 には速度波形の、基本モード・3次モードあるいは8次モードまで考慮したときの算定例を示した。

この場合、変位については基本モードである程度評価でき、加速度を除いて波形的には3次モードまで考慮すれば十分である。高振動数域の加速度はかなり高次のモードまで必要とする。もともと正規モード解はごく短周期には不向きなこと、地震動の主要部までは高周波成分を多く含んだ実体波が卓越しかつ減衰部で表面波が出現するなど、本研究の目的において加速度をそれほど問題にする必要はない。しかし、震源と地下構造の組合せにもよるが、後述するように本計算例ではモード解による理論地震記象が他の数値解析例^{たとえば 13), 14)}と比較して、より短周期成分まで説明可能であった。

同様に相対変位についてモードの影響を検討した例が、Fig. 7 である。Type II の断層から励起された Rayleigh 波について、相間距離 $\Delta r=0$ の基準点での変位波形の最大値 u_{\max} と最小値 u_{\min} の差から、 $\Delta u_0 = |u_{\max} - u_{\min}|/2$ を定義し、この Δu_0 で正規化した相対変位 $\Delta u_R(\Delta r)/\Delta u_0$ の Δr に対する挙動を示している。伝播する変位波の差が Δu_R であるので、平均ひずみ $\bar{\epsilon}_r$ の推定にあたってはもとの変位波動に含まれる高周波成分が重要となる。同図から、3次モードと8次モードまで考慮した結果には若干の差を生じているが、モード数の設定が結果に大きく影響することはこの計算結果からも明らかである。

他の地盤条件に対しても計算を行ってみた

ところ、本結果と異なり5次以上の高次モードを含めて、地盤震動の評価を行う必要性も指摘できた。これらのことから、地下構造と波動の周期帯域によっては従来多用されてきた基本モードによる解析が重大な誤りを招来するおそれのあることを十分配慮しておく必要があると考えられる。

ここで要求されるのは相対変位やひずみの解析であり、本地盤モデル内での任意の断層運動に対して推定した結果は、8次モードを一応の目安として考えても大過ないと思われる。以後の計算では、地震動の対象周期を0.2sから8sに限定し、その範囲でモード解の重ね合せ数 $N(\omega)$ を、 $\text{Max } N(\omega)=8$ として、地盤ひずみを求めた。

4. 1971年 San Fernando 地震時における震動振幅の推定

実断層と同一地域で同一の震源過程をもつ地震が再び起こるとして、本解析手法を応用することを試みた。1971年の San Fernando 地震時には多数の強震記録が得られており、震源特性などもかなり詳細に議論されている。同時に、実体波と表面波を含めた地震動の理論的合成法が成功してきている^{たとえば 17), 18)}。したがって、理論地震記象と実記録の対比から本手法の有効性の検証を行うことは重要な関心事である。

(1) 断層モデル

Fig. 8 には、Heaton と Helmburger¹⁹⁾ が試行錯誤の結果に最適解とした Norma 163 の断層モデルの幾何と震源パラメーターを示している。傾斜角の異なる2つの破壊面上において、最終的な食い違い量も一様でなく¹⁸⁾、また震源から成長した破壊フロントが断層面の屈曲部に達する付近でバリアに衝突するがごとく、破壊伝播速度 V_R が低下している¹⁷⁾。地震はいわゆる double event の挙動に合致するが、ここでは簡単のため同図に示した Lower segment のみによって断層をモデル化し

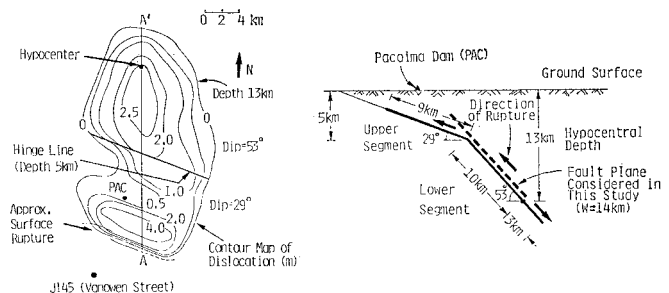


Fig. 8 Assumed Fault Trace for the 1971 San Fernando Earthquake (After Heaton and Helmburger¹⁹⁾).

た。

Lower segment の地震モーメントは断層面全体の 6 割である¹⁸⁾。この研究では、地盤震動の大勢を知ることの意味があるので、Upper segment の表面波は、Lower segment の地震モーメントを 0.8×10^{26} dyne-cm の 1.8 倍にかつ Fig. 8 の破線で示すように断層面の幅を大きくとることにより、近似的に評価することにした。しかし、一般に表面波の生成は浅い震源部分ほど大きい。厳密なあるいは詳細な議論をするには、地震規模などで補正するだけでなくもとの Upper segment も実質的に考慮し、断層面上での不規則な破壊を導入しなければならない。また、Fig. 8 のように、Lower segment の破壊モードは実際には bilateral faulting であった。しかし、震源以深への破壊が地表面の地盤震動に及ぼす影響は顕著でないことが知られている¹⁸⁾。そこで、ここでは Lower segment 上で unilateral rupture を仮定した。

静的・動的断層パラメーター¹⁸⁾は文献 18) をおもに参照して決定した。すなわち、 $M_0 = 1.4 \times 10^{26}$ dyne-cm ($M_s = 7.1$)、 $h = 13$ km、 $\delta = 53^\circ$ 、 $\lambda = 104^\circ$ 、 $\varphi = 105^\circ$ 、 $V_R = 2.8$ km/s と $\tau = 0.82$ s (文献 18) では 0.8 s となっているが、便宜上修正して用いた) である。なお、断層面は Fig. 8 のように複雑な形状をしているが文献 18) の Fig. 7 を参考にして Lower segment を矩形で表わした。この場合、断層面は若干大きくとって、長さ $L = 16$ km、幅 $W = 14$ km と近似した。

先に用いた Vanowen Street は Fig. 8 の J145 の地点 ($r = 25$ km、 $\theta = 193^\circ$) に位置している。同地点から震央域まで局地的な地形・地質の影響はそれほど複雑でなく¹⁵⁾、一様な水平多層構造によって 1 次近似的には理論地震記象の計算が可能である^{17), 18)}。したがって、不均質な地下構造と破壊過程が一般的には高周波発生に寄与するけれども、変位・速度成分を取り扱う限り、正規モード理論は魅力的となる。

(2) 面状破壊を考慮した理論地盤震動

前章までは点震源による議論にとどまったが、以後の計算には移動性震源の効果として断層の面状破壊過程を導入した¹²⁾。断層面全体に均等な食い違いを仮定し、 W が L に比べて小さくないことを考慮する。式 (1), (4) ~ (6), (8), (10) の評価は、 j 次モード、周波数 ω での各項に次式を掛け合わせて、地震断層の生成過程が特徴づけられる。

$$\frac{\sin X_j}{X_j} \frac{\sin Y_j}{Y_j} e^{-i(X_j + Y_j)} \Big|_{R \text{ or } L} \dots\dots\dots (12)$$

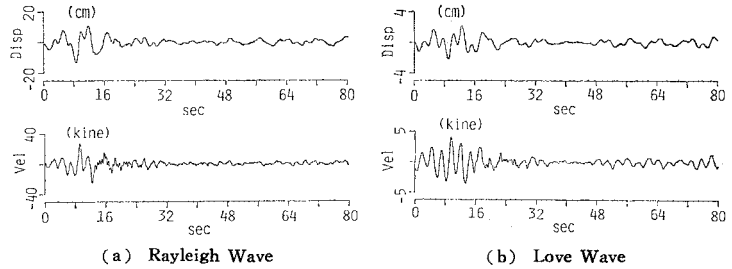


Fig. 9 Synthetic Ground Motions Computed at Vanowen Street.

ただし、

$$\left. \begin{aligned} X_j &= \frac{L}{2} k_j(\omega) \cos \delta \sin(\varphi - \theta) \\ Y_j &= \frac{W}{2} \left\{ \frac{\omega}{V_R} - k_j(\omega) \cos(\varphi - \theta) \right\} \end{aligned} \right\} \dots\dots (13)$$

式 (12) と (13) は、破壊が長さ (L) 方向に V_R の速度で伝播し、幅 (W) 方向には無限大の速度 (すなわち W 方向には同時破壊) で伝播する、unilateral 断層運動としての移動震源を示している。この場合、 X_j, Y_j としては式 (13) が導かれる。Fig. 1 において、 L は strike 方向、 W は dip 方向であり、式 (12) は、破壊が W 方向でなく L 方向に進む場合に相当する。すなわち、この式は、Fig. 8 とは異なり、破壊の伝播を strike 方向に指定した面状破壊を意味するものである。

震央南部の J145 を含めた強震記録の加速度フーリエスペクトルの回帰分析から、Berrill は S 波速度を 3.2 km/s として、 Q 値を 330 と推定している¹⁹⁾。 Q 値の特性には地盤深度、モード、周波数の要素が関与するが、ここでは Q 値=300 とした。

Vanowen Street 地点の地表面での理論波形は、法線方向と接線方向について Fig. 9 のようになる。同地点での水平動 2 成分の実測記録から法線方向の成分に分離合成した波形が、Fig. 10 である²⁰⁾。接線方向のそれは絶対値は異なるが Fig. 10 に似かよっているので、ここでは割愛した。

Love 波の地動は実記録よりも 1/(5~8) ほど小さい。また高周波成分もあまり現われていない。これは、震源

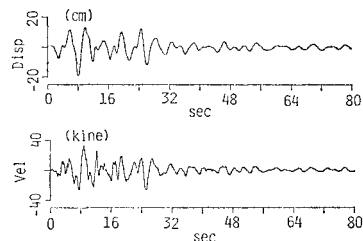


Fig. 10 Displacement and Velocity Records for Longitudinal Component at J145, 15107 Vanowen Street, Basement, LA, CA from the San Fernando Earthquake, Feb. 9, 1971.

での破壊機構が不規則なこと、断層を double event として扱っていないこと、強震記録からの実体波と表面波の分離および Love 波と Rayleigh 波の識別が困難なことなどが、原因であろう。しかし、Dip 成分の食い違いが卓越するため、振幅方位分布から同地点の Rayleigh 波は大きく卓越することが知られている²⁰⁾。複雑な震源過程を単純にモデル化したことにも無理があるが、微細な波形の出現状態を除けば、理論的な Rayleigh 波は実記録と十分な整合性を有している。面状破壊よりもむしろ円状破壊モデルあるいは障害物モデルなどによれば、地盤震動の解明がより一層期待できる¹⁸⁾。

震央と J145 地点を結ぶ延長上の、震央距離が 50, 70, 100 km の地点での最大地動のアテニュエーション特性を示したのが、Fig. 11 である。50 km を超過すれば太平洋に位置し、不規則な地形に対する不規則波形の伝播が大きく影響する。しかし、ここでは試みに水平層構造での地動の一般的傾向を指摘する意味で行った。同図の Rayleigh 波のアテニュエーションは、不確定性は

大きいが強震記録のアテニュエーション¹⁹⁾ (Fig. 11 (c)) と比べてみてもほとんど相違ない。なお、Fig. 11 (c) は震央から南部と南東部の実データより、NS 成分と EW 成分を × と ○ でプロットしたものである。また、実線は回帰曲線を示している。同図から、表面波の卓越する低周波成分ほど、すなわち加速度よりも変位・速度ほど、理論解と実測結果の対応がよいことがわかる。

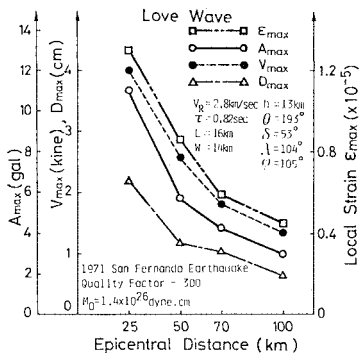
(3) 強震記録から推定された地盤ひずみとの対比

Fig. 11 には各地点の最大局部ひずみも併記した。地盤ひずみが地動速度のアテニュエーションと密接な関係にあることが認められる。Love 波によるひずみが Rayleigh 波のそれよりも 1 オーダー小さい。すなわち、地表面でのせん断ひずみすなわち変形勾配が小さいのだから、地盤は一様に近い震動をしているとみなしてよからう。

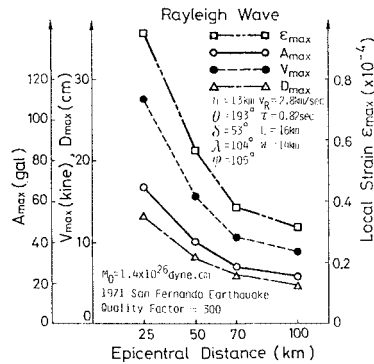
Vanowen Street での最大地盤ひずみは、Rayleigh 波

で 10^{-4} 、Love 波で 1.3×10^{-5} 程度にある。土岐は、強震記録の速度成分と基本モードの位相速度から、おのおの、 1.9×10^{-4} 、 1.3×10^{-4} と推定した³⁾。また、文献 3) によれば、SH 波による水平面内のせん断ひずみは深さ 60 m で 1.4×10^{-4} の最大振幅を示している。表面波によるひずみとは同じ深さではないが、表面波によるひずみが SH 波によるものと比較して無視できず、表面波の重要性が理解できる。なお、前述のごとく、実地震記録から両波形成分をたやすく看破し得ないこと、せん断ひずみの算定式 (10) において Rayleigh 波成分の寄与を無視したこと、ほかの理由によって、理論的なせん断ひずみは推定値よりも小さい。しかし、直ひずみに関しては文献 3) の成果との相関性が高い。

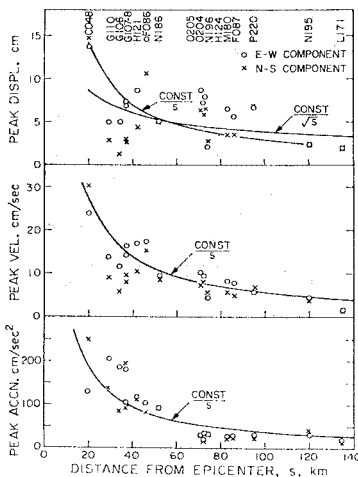
Rayleigh 波による局部ひずみ波形を示したのが Fig. 12 である。ひずみ波形は速度波形とほぼ相似である。これは、ひずみ波形の卓越周波数域における分散曲線が地盤ひずみを推定するために重要な要因であることを示唆している。この現象は、基盤から鉛直入射して地表面



(a) Love Wave



(b) Rayleigh Wave



(c) Peak Ground Motion Values from the San Fernando Earthquake after Ref. 19)

Fig. 11 Attenuation of Earthquake Intensity Parameters.

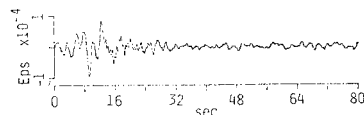


Fig. 12 Local Strain Induced by Synthetic Rayleigh Wave at Vanowen Street.

での重複反射による一種の微分作用のため、地表面近くでの実体波に伴うひずみが加速度波形に類似している⁹⁾のと異なる。

以上の数値解析結果から、地盤ひずみの算定においても本手法は有効に利用できることがわかった。

(4) 相関距離と相対地盤震動の関係

観測点の方位角が193°で、震央距離が25, 50, 100 kmの地点を基準に、その点の最大平均変位振幅 Δu_0 で正規化した、Rayleigh 波の相対変位と相関距離の関係が Fig. 13 である。Fig. 14 には、Fig. 13 に対応した平均ひずみを基準点での平均ひずみ $\bar{\epsilon}_r$ ($\Delta r=0.1$ km) で正規化して示している。また、J 145 地点での平均ひずみ波形は、代表的な相関距離に対し、Fig. 15 のようになる。

これらの図から以下のことが理解できる。

相関距離が小さいと高周波成分が強調され、局部ひずみ波形に類似する。これとは逆に、基準点から相離れた2点の相対運動として、相関距離が7 km 程度になれば、過去の時点での波形と未来の波形が互いに相殺するような効果をもち、高周波成分を多く失い、基準点での変位波形に似かよう。相対変位は相関距離の増大とともに大きくなっていく。しかし、Fig. 13 からわかるように、数 km 離れると、2 地点の変位波に含まれる波長

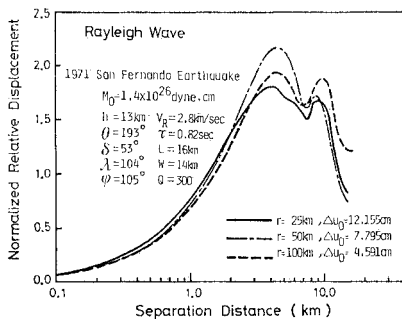


Fig. 13 Normalized Relative Displacement versus Separation Distance for Rayleigh Waves.

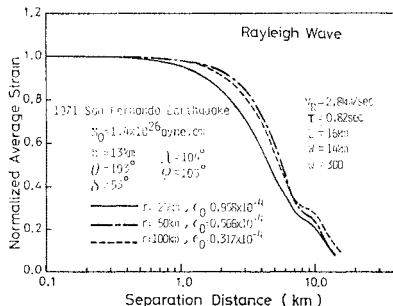


Fig. 14 Normalized Average Strain versus Separation Distance for Rayleigh Waves.

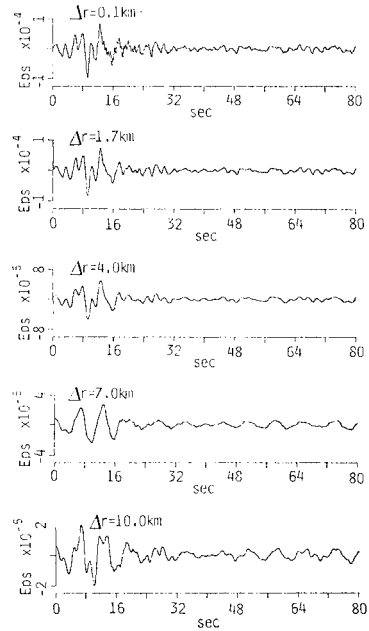


Fig. 15 Dependence of Average Strain Time Trace on Separation Distance for Rayleigh Wave at Vanowen Street.

の大小により、 $\Delta u_R(\Delta r)/\Delta u_0$ の曲線は Δr が4 km 付近で極大、7 km で極小、9 km で極大と、波打ちながら変化している。さらに、基準点 r の取り方によって相対変位・平均ひずみに相違がでるのは、伝播性波動としての地動速度のアテニュエーションによる。

なお、相関距離を Δr 、問題とする振動数に対応する波長を λ としたとき、 $\Delta r > \frac{\lambda}{4}$ となると、相対運動は通常のひずみの概念とは異なっており、当然 space filter された形となってくる。特に、高周波になると、 Δr の中に1波長以上の波が含まれる場合、まったく位相の意味がわからなくなってくる。相対運動というのはその間に存在する構造物との関連では重要ではあるが、一般的に相対運動として本論文のような議論が適切かどうかには疑問も残るところである。 Δr が大きくなると、高周波成分がなくなるのは、サンプリング理論の aliasing 効果に相当した、すなわち、含まれる高周波成分よりも低周波数でサンプルしたときのエラーにも起因すると考えられる。しかし、この場合には、むしろ文献 5)~7) と同様に、space filter によって高周波成分を失うと理解した方が妥当である。なお、これら文献では、地表面で得られた強震記録を、その地点での地盤条件に応じた理論分散特性に従って伝播させて、任意の距離における相対変位を算出している。

以上の結果、地盤の局部ひずみを推定することの困難さを考えれば、適切な Δr を設定して平均ひずみにより

現実の地盤ひずみを求めていくことが今後望まれる。

5. 結 論

本研究は、地震断層と地下構造が知られているとき、正規モード理論を活用して表面波に伴う相対地盤震動を直接的に推定することを試みたものである。その結果得られた成果は以下のように要約できよう。

(1) 断層モデルと表面波励起理論から、Rayleigh波とLove波に対して地盤内の相対変位・局部ひずみと平均ひずみスペクトルを、式(4)~(6)と(10)のように求める方法を論じた。

(2) 位相速度に与える地下構造の感度分析によれば、S波速度の分散性に及ぼす影響度はかなり大きい。地盤ひずみの予測のためには、表面波の主要なモードと波長に合わせて、地盤内のS波の速度分布を精度よく推定しておく必要がある。

(3) 従来多用されてきた基本モードのみで伝播する波動の仮定では震動振幅を過小に評価する。地動パラメーター(変位、速度、加速度、ひずみ)と地下構造の選定によっては、モード解の重ね合せを一考しなければならぬ。

(4) 本手法の応用例として、1971年のSan Fernando地震時の推定断層を用いてVanowen Street地点の地盤震動を検討した。その結果、実地震波形と理論地盤震動、地盤ひずみの解析値と強震記録からの推定値はRayleigh波成分について妥当な関係にあった。これは、本解析手法が従来見落としがちだった地盤ひずみを推定するためにも有効に利用できることを示していると考えられる。

参 考 文 献

- 1) Sakurai, A. and T. Takahashi : Dynamic stresses of underground pipe lines during earthquakes, Proc. of the 4th World Conf. Earthq. Engrg., Vol. II, B-4, pp. 81~95, January 1969.
- 2) Tsuchida, H. and E. Kurata : Observed earthquake ground displacements along a 2500 meter line, Proc. of U.S.-Japan Seminar on Earthq. Engrg. Res. with Emphasis on Lifeline Systems, pp. 29~42, November 1976.
- 3) Toki, K. : Strain amplitude by body and surface waves in a near surface ground, Proc. of U.S.-Japan Seminar on Earthq. Engrg. Res. with Emphasis on Lifeline Systems, pp. 15~28, November 1976.
- 4) 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年6月.
- 5) 高田至郎・Wright, J.P. : ライフライン系解析のための相対地盤震動, 土木学会論文報告集, 第299号, pp. 13~21, 1980年7月.
- 6) 高田至郎・大廣 始 : ライフライン系解析のための表面波動シミュレーション, 建設工学研究所報告, 第21号, pp. 215~242, 昭和54年11月.
- 7) 後藤尚男・亀田弘行・高田至郎・杉戸真太 : 埋設管の震害予測のための地震動の推定法について, 京都大学防災研究所年報, 第23号 B-2, pp. 13~27, 昭和55年4月.
- 8) Shinozuka, M., H. Kameda and T. Koike : Ground strain estimation for seismic risk analysis of underground lifelines, ASME, 80-C2/PVP-69, 1980.
- 9) Harkrider, D.G. : Surface waves in multilayered elastic media, Bull. Seism. Soc. Am., Vol. 54, No. 2, pp. 627~679, April 1964, Part II., Vol. 60, No. 6, pp. 1937~1987, December 1970.
- 10) Saito, M. : Excitation of free oscillations and surface waves by a point source in a vertically heterogeneous earth, J. Geophys. Res., Vol. 72, No. 14, pp. 3689~3699, July 1967.
- 11) Tsai, Y.-B. and K. Aki : Precise focal depth determination from amplitude spectra of surface waves, J. Geophys. Res., Vol. 75, No. 29, pp. 5729~5743, October 1970.
- 12) Ben-Menahem, A. and S.J. Singh : Seismic Waves and Sources, Springer-Verlag, 1981.
- 13) Herrmann, R.B. and O.W. Nuttli : Ground-motion modeling at regional distances for earthquakes in a continental interior, Int. J. Earthq. Engrg. Struct. Dyn., I., Vol. 4, No. 1, pp. 49~58, II., Vol. 4, No. 1, pp. 59~72, 1975.
- 14) Swanger, H.J. and D.M. Boore : Simulation of strong-motion displacements using surface-wave modal superposition, Bull. Seism. Soc. Am., Vol. 68, No. 4, pp. 907~922, August 1978.
- 15) Duke, C.M., J.A. Johnson, Y. Kharraz, K.W. Campbell and N.A. Malpiede : Subsurface site conditions and geology in the San Fernando earthquake area, School of Engrg. and Applied Science, U.C.L.A., UCLA-ENG-7206, December 1971.
- 16) Brune, J. and J. Dorman : Seismic waves and earth structure in the Canadian shield, Bull. Seism. Soc. Am., Vol. 53, No. 1, pp. 167~210, January 1963.
- 17) Bache, T.C. and T.G. Barker : The San Fernando earthquake—A model consistent with near-field and far-field observations at long and short periods, Systems, Science and Software, Report SSS-R-78-3552, January 1978.
- 18) Heaton, T.H. and D.V. Helmberger : Generalized ray models of the San Fernando earthquake, Bull. Seism. Soc. Am., Vol. 69, No. 5, pp. 1311~1341, October 1979.
- 19) Berrill, J.B. : A study of high-frequency strong ground motion from the San Fernando earthquake, Ph.D. Thesis, C.I.T., 1975.
- 20) Hanks, T.C. : Strong ground motion of the San Fernando, California, earthquake : ground displacements, Bull. Seism. Soc. Am., Vol. 65, No. 1, pp. 193~225, February 1975.

(1982.7.27・受付)