

京都大学工学部 正 野田 茂
京都大学工学部 正 山田 善一

1. まえがき いわゆる逆問題によって、断層面・震源過程・地下構造・減衰特性などを把握することは地震工学における重要な課題の一つである。静的・動的パラメーターを含む断層破壊の多重性・媒質の不均質性などの推定は、断層モデルを用いた理論地震動と実記録波を比較することにより可能であり、その方法は魅力的であり将来性も高い。このような立場から、著者ら¹⁾は一つの試みとして、表面波の位相速度を利用して地下構造を推定するための基礎的研究を進めてきた。本報告では、これをさらに拡張して、Love波のMedium Response, 群速度, 地盤内の変位・応力モードや理論波形に対する地盤や断層震源パラメーターの影響を感度分析によって検討したものである。対象としたのは、1968 Borrego Mt.地震の変位記録であり、対象地点をEl Centroとした。

2. 解析手法

地表面上に原点をとり、鉛直下向きに z の正の方向を設けた円筒座標系 (r, θ, z) を考える。地盤内の水平変位 $V_\theta(\omega, z)$ とせん断応力 $\tau_{\theta z}(\omega, z)$ のFourier-Bessel変換およびそれらを S 波速度 $\beta(z)$ と密度 $\rho(z)$ で偏微分したものを、ベクトル $\{\tilde{X}\} = \{\tilde{V}_\theta, \frac{\partial \tilde{V}_\theta}{\partial \beta}, \frac{\partial \tilde{V}_\theta}{\partial \rho}, \tilde{\tau}_{\theta z}, \frac{\partial \tilde{\tau}_{\theta z}}{\partial \beta}, \frac{\partial \tilde{\tau}_{\theta z}}{\partial \rho}\}^T$ で表わすと、次式の連立方程式が成立する。

$$\frac{\partial}{\partial z} \{\tilde{X}\} = [A] \{\tilde{X}\} \quad \text{--- (1)} \quad \text{B.C.: } z \rightarrow 0 \text{ で } \tilde{V}_\theta(\omega, z) = 1, \tilde{\tau}_{\theta z}(\omega, z) = \frac{\partial \tilde{\tau}_{\theta z}(\omega, z)}{\partial \beta(z)} = \frac{\partial \tilde{\tau}_{\theta z}(\omega, z)}{\partial \rho(z)} = 0$$

$$z \rightarrow \infty \text{ で } \tilde{V}_\theta(\omega, z) = \frac{\partial \tilde{V}_\theta(\omega, z)}{\partial \beta(z)} = \frac{\partial \tilde{V}_\theta(\omega, z)}{\partial \rho(z)} = 0$$

ただし、波数を $k(\omega)$, Lamé定数を $\lambda(z), \mu(z)$ とすると、マトリックス $[A]$ (6×6)の要素は次項を除いて零である。 $a_{14} = a_{25} = a_{36} = \frac{1}{\mu(z)}$, $a_{41} = a_{52} = a_{63} = \mu(z)k(\omega)^2 - \rho(z)\omega^2$, $a_{24} = \frac{\partial}{\partial \beta(z)}(\frac{1}{\mu(z)})$, $a_{34} = \frac{\partial}{\partial \rho(z)}(\frac{1}{\mu(z)})$, $a_{51} = \frac{\partial}{\partial \beta(z)}a_{41}$, $a_{61} = \frac{\partial}{\partial \rho(z)}a_{41}$ 。

式(1)の具体的な解法は以下の通りである。今、 N 層からなる多層地盤を考えたとき、 $\{\tilde{X}\} = \{\tilde{V}_\theta(\omega, z), \frac{\partial \tilde{V}_\theta(\omega, z)}{\partial \beta(z)}, \frac{\partial \tilde{V}_\theta(\omega, z)}{\partial \rho(z)}, \tilde{\tau}_{\theta z}(\omega, z), \frac{\partial \tilde{\tau}_{\theta z}(\omega, z)}{\partial \beta(z)}, \frac{\partial \tilde{\tau}_{\theta z}(\omega, z)}{\partial \rho(z)}\}^T$ を用いて、半無限地盤内($z \geq H$)の解を次式のように設定する。添字の λ は変化する層を意味する。

$$\{\tilde{X}\}_{z \geq H} = \exp\{-R_N(z-H)\} \left\{ \begin{array}{l} 1 - (z-H) \frac{\partial R_N}{\partial \beta} - (z-H) \frac{\partial R_N}{\partial \rho} - \rho_N \beta_N^2 \\ \rho_N \beta_N \left[-\frac{\partial \beta_N}{\partial \beta} R_N + \beta_N \frac{\partial R_N}{\partial \beta} \{R_N(z-H) - 1\} \right] \\ \beta_N^2 \left[-\frac{\partial \rho_N}{\partial \beta} R_N + \rho_N \frac{\partial R_N}{\partial \rho} \{R_N(z-H) - 1\} \right] \end{array} \right\}^T$$

ただし、 $R_N = k(\omega) \left\{ \left(1 - \frac{\omega}{\beta_N k(\omega)} \right)^2 \right\}^{1/2}$ --- (2)

さて、地表面での変位モード $V_\theta(\omega, 0)$ を1に正規化する場合、地表から m 層目の上境界面での変位と応力の偏微分は次式となる。

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \tilde{V}_\theta(\omega, z_m)}{\partial \beta(z)} \\ \frac{\partial \tilde{V}_\theta(\omega, z_m)}{\partial \rho(z)} \\ \frac{\partial \tilde{\tau}_{\theta z}(\omega, z_m)}{\partial \beta(z)} \\ \frac{\partial \tilde{\tau}_{\theta z}(\omega, z_m)}{\partial \rho(z)} \end{array} \right\} = \frac{1}{\tilde{V}_\theta(\omega, 0)} \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \tilde{V}_\theta(\omega, z_m)}{\partial \beta(z)} \\ \frac{\partial \tilde{V}_\theta(\omega, z_m)}{\partial \rho(z)} \\ \frac{\partial \tilde{\tau}_{\theta z}(\omega, z_m)}{\partial \beta(z)} \\ \frac{\partial \tilde{\tau}_{\theta z}(\omega, z_m)}{\partial \rho(z)} \end{array} \right\} - \frac{1}{\tilde{V}_\theta(\omega, 0)^2} \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \tilde{V}_\theta(\omega, 0)}{\partial \beta(z)} \tilde{V}_\theta(\omega, z_m) \\ \frac{\partial \tilde{V}_\theta(\omega, 0)}{\partial \rho(z)} \tilde{V}_\theta(\omega, z_m) \\ \frac{\partial \tilde{\tau}_{\theta z}(\omega, 0)}{\partial \beta(z)} \tilde{\tau}_{\theta z}(\omega, z_m) \\ \frac{\partial \tilde{\tau}_{\theta z}(\omega, 0)}{\partial \rho(z)} \tilde{\tau}_{\theta z}(\omega, z_m) \end{array} \right\} \quad \text{--- (3)}$$

文献1)で示した漸化式(A12)を適用すれば、 m 層の上境界と半無限層の上境界との関係が次式のように導かれる。

$$\{\tilde{X}\}_{z=z_m} = \prod_{\lambda=1}^{N-m} [D]_{\lambda} \{\tilde{X}\}_{z=H} \quad \text{--- (4)}$$

こゝに、マトリックス $[D]_{\lambda}$ の要素は式(A13)のマトリックス $[B]_{\lambda}$ を用いれば、

$$d_{11} = d_{22} = d_{33} = d_{44} = d_{55} = d_{66} = b_{11}, \quad d_{21} = d_{54} = \frac{\partial b_{11}}{\partial \beta(z)}, \quad d_{31} = d_{64} = \frac{\partial b_{11}}{\partial \rho(z)},$$

$$d_{24} = \frac{\partial b_{12}}{\partial \beta(z)}, \quad d_{34} = \frac{\partial b_{12}}{\partial \rho(z)}, \quad d_{51} = \frac{\partial b_{21}}{\partial \beta(z)}, \quad d_{61} = \frac{\partial b_{21}}{\partial \rho(z)} \quad \text{その他 } d_{\lambda\lambda} = 0$$

ただし、式(1)~(4)の展開に当ては、位相速度の偏微分 $\frac{\partial C(\omega)}{\partial \beta(z)}$ と $\frac{\partial C(\omega)}{\partial \rho(z)}$ の計

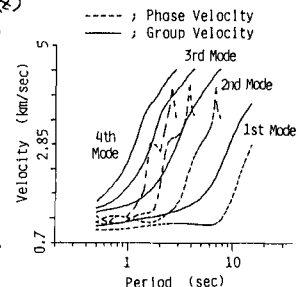


Fig.1 Love-wave Dispersion Curves

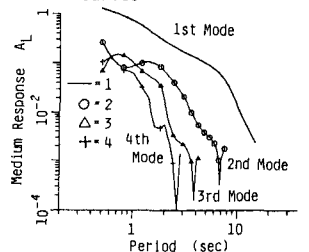


Fig.2 Love-wave Medium Responses

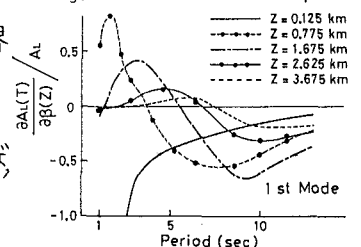


Fig.3 Influence of S-wave Velocity on Medium Response

算が必要である。以上の手続によ、モード解 $\{x\}$ が得られれば、Love波の群速度 $U_L(\omega)$ 、Medium Response $A_L(\omega)$ に対する β_i と ρ_i の偏微分係数は容易に求めることが可能となる。

さらに、断層モデルと表面波励起理論を適用すれば、地震動が β_i 、 ρ_i ならびに断層上盤の滑り角 λ 、傾斜角 δ 、走向 θ と観測点の方位角 φ 、震源深さ h 、地震モーメント M_0 、ライズタイム τ 、震央距離 r 、Q値などによってどのように影響を受けるかを確かめることができる。

3. El Centro 地点での1968 Borrego Mt.地震に対する感度分析

El Centro 地点と1968 Borrego Mt.地震の震源近傍の地下構造はやや異な、ている。そこで、本研究では文献2)のTable 4と同じImperial Valleyの地下構造を採用した。Fig.1は分散曲線を、Fig.2はMedium Response A_L を示している。 β と ρ がわずかに変化した地下構造を想定すると、1次モードのMedium Responseの変化量 $\frac{\partial A_L}{\partial \beta}$ はFig.2の A_L で正規化するとFig.3のようになる。深部になるほど、その絶対量は小さくなり、しかも長周期になるにつれて、正負の値が交互に現われている。Fig.4は深さ0.77 km と2.63 km の β と ρ が3次モードまでの群速度 U_L に及ぼす影響を示したものである。Figs.1と2から、1次モードの曲線は滑らかである。高次モードの群速度の曲線の山の部分は、その周期の波が突然始まり、逆に谷の部分は、Medium Responseがその周期で急に大きくなる。同様に、地盤内の変位と応力分布に及ぼす任意深さの β の影響を検討したのがFig.5である。1次モードの周期4秒と7秒に注目している。地表近くの局所的な地盤特性の影響が顕著なことがわかる。

1968 Borrego Mt.地震の震源パラメータを用いて、鉛直右横お水断層を点震源として、El Centro 地点での接線方向の変位波形を計算した。 $\lambda=180^\circ$ 、 $\delta=90^\circ$ 、 $\phi=138^\circ$ 、 $h=8$ km、 $r=66$ km、 $\theta=130^\circ$ 、 $M_0=9 \times 10^{25}$ dyne-cm、 $\tau=1.5$ 秒と $Q=50$ を用いた。Fig.6に示す実測記録と理論波形の比較より、このような比較的単純な震源モデルを用いても、周期10秒前後の地震動がかなり再現されていることがわかる。一例として、 λ と ϕ および深さ5.75 km の β と ρ の変化に対する波形を求めた。と、深部の β は短い波長の生起に寄与している。種々の計算を実施したところ、震源特性よりも地表近くの地盤条件特に β が波形にかなり大きな影響を及ぼすことがわかった。この結果は、文献2)に示された定性的事実と調和的である。

参考文献

- 1) 山田・野田・上松：土木学会論文報告集，1983年7月（掲載予定）。
- 2) Swanger, H.J., and

Boore, D.M.: BSSA, Vol. 68, No. 4, August 1978.

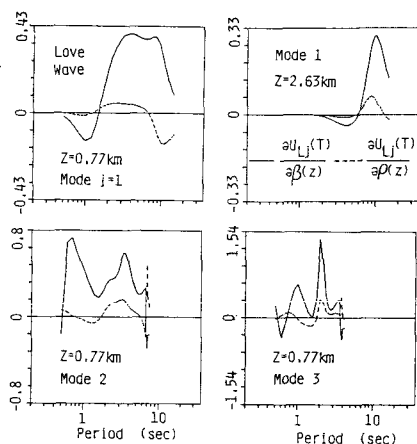


Fig.4 Influence of S-wave Velocity and Density on Group Velocity

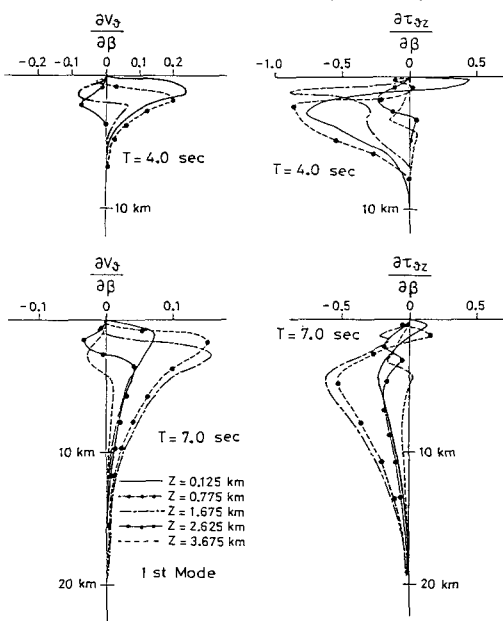


Fig.5 Influence of S-wave Velocity on Mode Shapes of Displacement and Stress

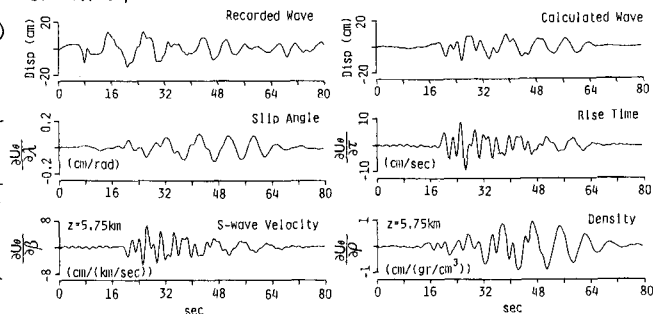


Fig.6 Simulation of 1968 Borrego Mt. earthquake and Influence of Source and Elastic Parameters on Calculated Displacement Waves