

I-B 189

曲率を持つ成層地盤における地盤振動特性

東京理科大学理工学部 学生員 森田 大
東京理科大学理工学部 正会員 東平 光生

1. まえがき

1960年のチリ地震のように、遠方で発生した海底地震での固体-流体のカップリング効果を検討するには曲率の影響を考慮しなければならない。第一筆者は薄層要素法²⁾を用いて曲率を考慮に入れた成層地盤での波動伝播の定式化を行い、それによって得られた正規モードから曲率の影響について検討を行うことにした。

2. 薄層要素法による波動伝播の定式化

曲率を持つ地盤として、ここではまず rigid core を持つ均質な弾性球を考える。また重力の影響は考慮しない。このとき波動方程式の解は、文献[1]における球座標系での vector spherical harmonics R_n^m, S_n^m, T_n^m によって展開することが効果的である。

$$\mathbf{u}(r, \theta, \phi, t) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \left[U_{rn}^m(r, t) \mathbf{R}_n^m(\theta, \phi) + U_{\theta n}^m(r, t) \mathbf{S}_n^m(\theta, \phi) + U_{\phi n}^m(r, t) \mathbf{T}_n^m(\theta, \phi) \right] \quad (1)$$

$$\mathbf{R}_n^m(\theta, \phi) = Y_n^m(\theta, \phi) \mathbf{e}_r \quad (2)$$

$$\mathbf{S}_n^m(\theta, \phi) = \frac{1}{[n(n+1)]^{1/2}} \left[\frac{\partial}{\partial \theta} Y_n^m(\theta, \phi) \mathbf{e}_\theta + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} Y_n^m(\theta, \phi) \mathbf{e}_\phi \right] \quad (3)$$

$$\mathbf{T}_n^m(\theta, \phi) = \frac{1}{[n(n+1)]^{1/2}} \left[\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} Y_n^m(\theta, \phi) \mathbf{e}_\theta - \frac{\partial}{\partial \theta} Y_n^m(\theta, \phi) \mathbf{e}_\phi \right] \quad (4)$$

$$Y_n^m(\theta, \phi) = (-1)^m \left[\frac{2n+1}{4\pi} \frac{(n-m)!}{(n+m)!} \right]^{1/2} P_n^m(\cos \theta) e^{im\phi} \quad (5)$$

ここで $\mathbf{u}$ は変位であり、 r, θ, ϕ は球座標系の各成分、 $\mathbf{e}$ は各成分の方向の単位ベクトル、 $P_n^m(\cos \theta)$ は Legendre の陪関数である。また ∂ はその下付添字による偏微分を表す。

薄層要素法を曲率を持つ地盤に適用するには、まず薄層要素は球殻に分割をする。そして各球殻の境界面において変位と応力の境界条件を与える。

$$\mathbf{u}_i(r, \theta, \phi, t)|_{r=r_{j+1}} = \mathbf{u}_{i+1}(r, \theta, \phi, t)|_{r=r_{j+1}} \quad (6)$$

$$\mathbf{P}_i(r, \theta, \phi, t)|_{r=r_{j+1}} = -\mathbf{P}_{i+1}(r, \theta, \phi, t)|_{r=r_{j+1}} \quad (7)$$

ここで $\mathbf{u}$ は変位、 $\mathbf{P}$ は表面力であり、 i は要素番号で、 $j+1$ は要素 i と $i+1$ の境界面の番号を表す。そして各球殻に対する薄層要素法の方程式をまとめることによって、文献[2]の平行層での薄層要素法と同様の定式化により正規モードの算定を行うことができる。

3. 数値解析結果

本研究では曲率を持った時の影響を半無限弾性体と比較することを目的としているので、Fig. 1にあるような rigid core を持つ弾性球を与える。この弾性球の半径は地球の半径とし、その弾性定数及び薄層要素の層数と層厚の設定は文献[2]の半無限弾性体の解析モデルと同一のものとした。

本手法によって得られた正規モードにおける位相速度の分散曲線を、Fig. 2a,b の実線により記した。正規モードの分散曲線が実体波の位相速度の所で重なり合い、非分散性である実体波を形成していくメカニズムは半無限弾性体の場合と同様である。また S 波の位相速度よりも遅いモードが見られるが、これは表面波のモードであり半無限弾性体の Rayleigh 波の位相速度に収束している。ここで曲率の影響を見るために特性方程式から得られる、剛基盤上の平行層における Rayleigh 波と Love 波の分散曲線を重ね合わせてみる。Fig. 2a の点線が Rayleigh 波、Fig. 2b の点線が Love 波である。高振動数成分における差異は薄層要素法の離散化による誤差であると思われるが、この数値解析結果から見れば、両者には差異は殆ど見られなかった。

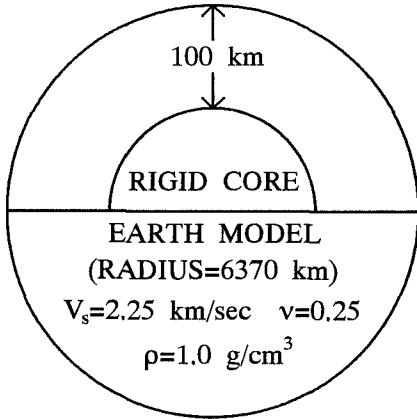


Fig. 1 Analyzed model of an elastic sphere

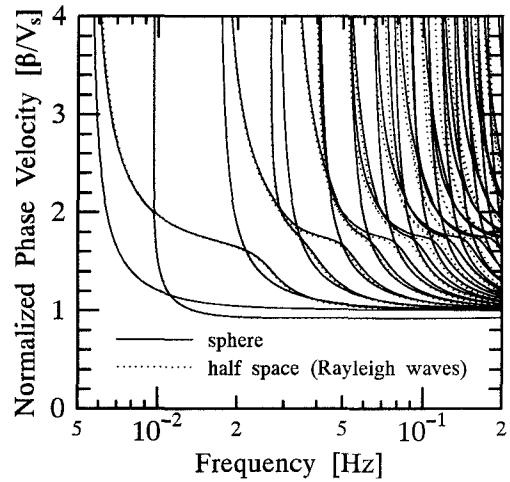


Fig. 2a Dispersion curves of an elastic sphere in comparison to half space (Rayleigh waves)

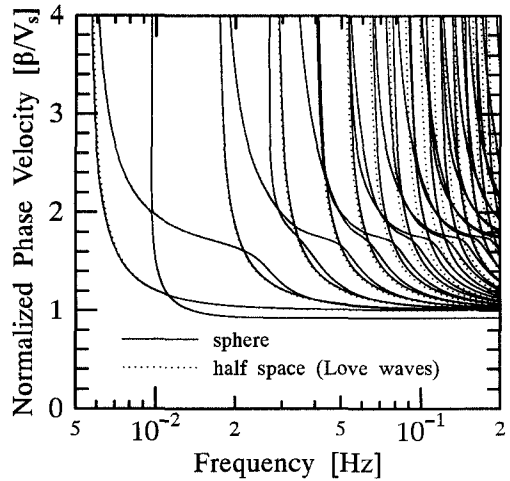


Fig. 2b Dispersion curves of an elastic sphere in comparison to half space (Love waves)

4. まとめ

曲率を考慮に入れた地盤の地盤振動特性を半無限弾性体と比較検討した結果、半無限弾性体とは大きな差異は見られなかったが、重力場での固体-流体の連成振動に曲率を考慮に入れた場合には、長周期の重力波にこの曲率の影響が見られることも予想される。今後はこの点についても検討を進めて行きたい。

参考文献

- 1) Aki, K. and P. G. Richards : *Quantative Seismology, Theory and Methods*, Vol.1, Chap.8, 1980.
- 2) Touhei, T : A Discrete Wavenumber and Normal-Mode Superposition Method for Synthetic Seismograms, *Bull. Seism. Soc. Am.* , **84**, pp. 1473-1483, 1994.
- 3) Touhei, T : Propagation of the Normal Modes due to Impulsive Loading to 3-D Medium on a Rigid Basement, *Earthquake Eng. Struct. Dyn.* , **24**, pp. 937-949, 1995.