

震源モデルを用いた表面波の相対地盤震動の推定

京都大学工学部 正員 山田善一 ○野田 茂
石川島播磨重工業 正員 香川尚史

1. 緒言

地盤ひずみの実測データがほとんどないことを勘案すれば、理論的方法でひずみを推定していくことも1つの手段と考えられる。^{1), 2)} 本研究は、断層震源モデルを活用して、表面波励起理論より相対地盤震動を推定している。1971年 San Fernando 地震における推定断層パラメーターを用いて、Vanowen Street地点におけるRayleigh波の再現を試み、地盤ひずみ推定のための簡便法について検討した。

2. 相対地盤震動に関する理論スペクトル

ここでは、半無限平行層媒質の中で点震源により励起された表面波を、震源モデルと正規モード理論^{3)~5)}により求める。図1は断層面と座標系である。

点震源Sに働くダブル・カップルによる観測点Pでの、Rayleigh波による変位スペクトルは、波動の伝播

過程における減衰を考慮すると、これを応用すれば、Pからr軸方向に $\Delta r/2$ (Δr : 相対距離) 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 $\Delta U_R(\omega)$ と平均ひずみスペクトル $\bar{\epsilon}_R(\omega)$

は、
$$\Delta U_R(\omega) = \sum_{j=1}^{N_R(\omega)} S_{Rj}(\omega) \left\{ -\frac{\Delta r}{2r} \cos(k_{jR} \frac{\Delta r}{2}) - 2i \sin(k_{jR} \frac{\Delta r}{2}) \right\} \quad (2)$$

である。一方、
$$\bar{\epsilon}_R(\omega) = \sum_{j=1}^{N_R(\omega)} S_{Rj}(\omega) \left\{ -\frac{\cos(k_{jR} \frac{\Delta r}{2})}{2r} - i \frac{\sin(k_{jR} \frac{\Delta r}{2})}{\frac{\Delta r}{2}} \right\} \quad (3)$$

地点Pでの局所ひずみスペクトルは次式で示される。
$$\epsilon_R(\omega) = \sum_{j=1}^{N_R(\omega)} S_{Rj}(\omega) \left(-\frac{1}{2r} - i k_{jR} \right) \quad (4)$$

k_{jR} , C_{jR} , U_{jR} , $(2C_{jR}U_{jR}A_{jR})$, Q_{jR} は各々、波数、位相速度、群速度、Medium Response, Q値を、 ϵ_{jR} , ϵ_j は方位特性関数、地表面での水平動と鉛直動の振幅比を表す。 $N_R(\omega)$ は周波数 ω で考慮すべきモード数である。震源スペクトル $M(\omega)$ には、修正ランフ関数⁵⁾ (M_0 : 地震モーメント, τ : 立ち上り時間)を採用した。

$$M(\omega) = \frac{M_0}{\omega} \frac{\sin(\frac{\omega\tau}{2})}{\frac{\omega\tau}{2}} \frac{\exp[-i(\frac{\omega\tau}{2} + \frac{\pi}{2})]}{1 - (\omega/\omega_n)^2}, \quad \omega_n = \frac{2\pi n}{\tau} \quad (5)$$

3. 数値計算結果と考察

本研究ではVanowen Street地点の水平多層地盤⁶⁾を採用した。

(a) モードによる影響 図2は、図中のパラメーターを用いて縦ずれ逆断層に対して求めた最大地動のモード数による

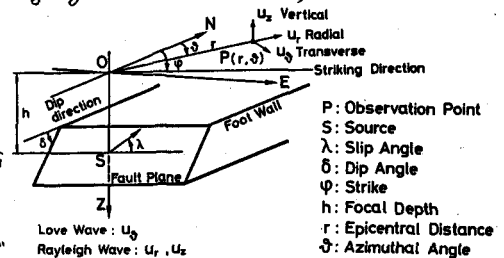


図1 震源モデルと座標系

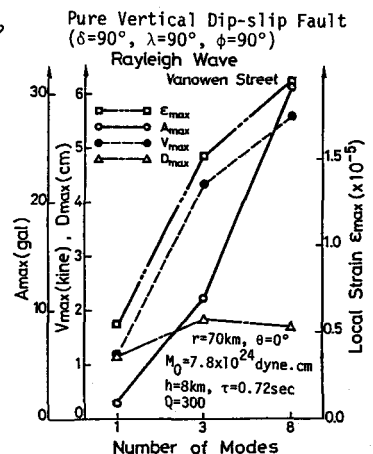


図2 モード数が最大地動に与える影響

Yoshikazu YAMADA, Shigeru NODA, Hisashi KAGAWA

影響を示している。変位については基本モードである程度評価できるが、高振動数域の加速度は7次高次以上のモードを考慮する必要がある。局部ひずみは地盤速度と同一の挙動を示している。相対変位やひずみを議論するには7次高次モードに対する結果を一応の目安として考えても大過なく、以後は $\text{Max } N_R(\omega) = 8$ として計算した。

(b) 実地震記録との対比 線状破壊過程を導入するために、式(1)~(4)の算 $\frac{S_{iR} X_{jR}}{X_{jR}} \frac{S_{iR} Y_{jR}}{Y_{jR}} e^{-\lambda(X_{jR} + Y_{jR})}$, $X_{jR} = L \left\{ \frac{\omega}{2V_R} - k_{jR} \frac{\cos(\varphi - \theta)}{2} \right\}$ 定に当っては、 $Y_{jR} = k_{jR} W \cos \delta \sin(\varphi - \theta) / 2$ (6) 式(6)を掛け合せた。ここで、 L, W, V_R は断層面の長さ、幅、破壊伝播速度である。断層の幾何と震源パラメーター他には、Heaton⁷⁾ が推定した初期破壊点を含む Lower Segment の値を用いた。(図5と6参照)

振幅方位分布から Rayleigh 波が Vanowen Street 地点で卓越し、図3の理論波形が得られる。複雑な震源過程⁷⁾ を単純にモデル化したことにも無理があるが、実地震記録に類似している。図4には最大地動のアテニュエーション特性を示す。地下構造の不均一性と波動の減衰効果にもよるが、同観測点($r=25\text{km}$)における局部ひずみは土岐⁸⁾ が強震記録より求めた値 1.9×10^{-4} に相当する。断層面上での破壊の不規則な成長過程を含めれば、本推定値はさらに改善されよう。図5と6は、相関距離に対する正規化した平均ひずみと相対変位($\Delta r=0.1\text{km}$ における Δu_0 を基準とする)の変化である。 Δr が 1km を超過すると、これらの増減の割合が大きくなるとともに、距離従属性の挙動を示す。 Δr が 10km にもなれば、平均ひずみは波形的に変位と同一になる。

(c) 地盤ひずみ算定のための簡便法 簡便式には、震源深さを考慮した式 $\varepsilon_L = V_{\max} / V_s(h)$ を用いた。ここに、 $V_{\max}$ は最大速度振幅、 $V_s(h)$ は震源深さ h における S 波速度である。 $V_s(13\text{km}) = 4.0\text{km/sec}$ と図4の $V_{\max}$ から推定した ε_L は、同図中の $\varepsilon_{\max}$ に匹敵する。

参考文献

- 1) 高田・Wright: 土木学会論文報告集, No.299, pp.13-21, 1980.
- 2) Shinozuka, Kameda and Koike: ASME, 80-C2/PVP-69, 1980.
- 3) Harkrider: BSSA, Vol.54, No.2, pp.627-679, 1964, Vol.60, No.6, pp.1937-1987, 1970.
- 4) Tsai and Aki: JGR, Vol.75, No.29, pp.5729-5743, 1970.
- 5) Ben-Menahem and Singh: Springer-Verlag, 1981.
- 6) Duke, Johnson, Kharraz, Campbell and Malpiede: UCLA-ENG-7206, 1971.
- 7) Heaton and Helmburger: BSSA, Vol.69, No.5, pp.1311-1341, 1979.
- 8) Toki: Proc. of U.S.-Japan Seminar on Earthquake Engineering Research with Emphasis on Lifeline Systems, pp.15-28, 1976.

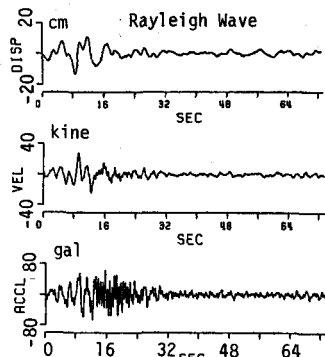


図3 Vanowen Streetでの理論波形

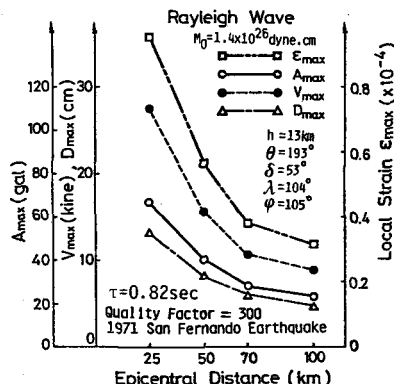


図4 地動のアテニュエーション特性

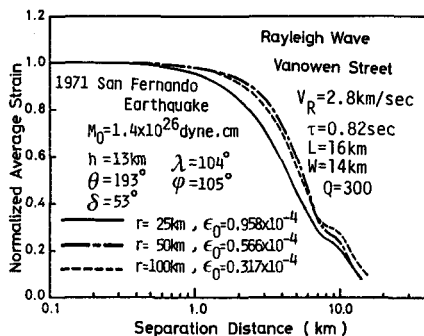


図5 平均ひずみと相関距離の関係

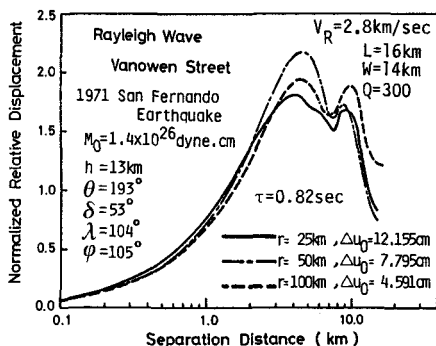


図6 平均相対変位と相関距離の関係