

エンベロープ拡大モデルの構築と不均質構造推定への応用

斉藤竜彦・佐藤春夫・大竹政和 (東北大学・院・理)

1. はじめに

速度ゆらぎの長波長成分は、波の多重前方散乱や回折効果を引き起こす。その結果、震源付近ではパルス的であった波は、伝播距離とともに崩れ、継続時間が拡大していく。つまり、エンベロープの時間幅は、震源距離の増大とともに拡大することになる。Ishimaru [1978] は、波動方程式を放物近似した後、統計的処理を行い、このような特徴をもつエンベロープ形状を導出している(エンベロープ拡大モデル)。Sato [1989], Scherbaum and Sato [1991], Obara and Sato [1995]は、S波エンベロープの拡大現象を定量的に評価し、エンベロープ拡大モデルを適用することによって、関東地方における地殻・マントルウェッジの不均質構造の推定をしている。これらの研究で用いられたモデルはガウス型のランダム媒質中を平面波が伝播するという簡単な場合を仮定しており、点震源からの輻射や現実的なランダム媒質におけるエンベロープ形状の考察がなされていない。地下不均質構造の精密な推定、および観測されるエンベロープ形状の理解のためには、より現実を反映したエンベロープ拡大モデルの構築が必要である。

2. von Karman 型のランダム媒質中における球面波のエンベロープ

本研究では、平面波伝播の枠組みのもとで構築されていた従来のエンベロープ拡大モデルを Shishov [1974] を参考に球面波伝播へと拡張する。さらに、速度ゆらぎの不均質構造として von Karman 型のランダム媒質を導入する。そのパワースペクトル密度関数は

$$P(m) = \frac{8\pi^{3/2} \varepsilon^2 a^3 \Gamma(\kappa + 3/2)}{\Gamma(\kappa) (1 + a^2 m^2)^{\kappa + 3/2}} \propto (am)^{-2\kappa - 3} \quad \text{where } am \gg 1 \quad (\kappa > 0)$$

で与えられ、短波長成分の量をパラメタ で調節し、かつ、より自然に近いスペクトル形状、すなわち短波長領域でべき乗型のスペクトル形状を表すことができる(図 1)。このとき、MS エンベロープは特徴的時間:

$$t_M = \begin{cases} D_1(\kappa) \frac{\varepsilon^4 a^4}{V_0^2} \left(\frac{a\omega}{V_0} \right)^{-4\kappa+2} \left(\frac{Z}{a} \right)^{2\kappa+1} & \text{for } 0 < \kappa < 0.5 \\ D_2(\kappa) \frac{\varepsilon^2 a}{V_0} \left(\frac{Z}{a} \right)^2 & \text{for } \kappa > 0.5 \end{cases} \quad D_i(\kappa) : \text{定数}$$

によりスケールリングして表すことができる(図 2)。

これらの理論的研究により、MS エンベロープについて次のことが明らかとなった。

1. 球面波伝播の方が、平面波伝播に比べエンベロープの時間幅の拡大が小さい(図 3)。
2. MS エンベロープの振幅は、短波長成分が少ない場合には伝播距離の逆 4 乗で減衰する。短波長成分が多くなるにつれ距離減衰率は大きくなり、最大で距離の逆 5 乗に比例する。
3. ランダム不均質構造の短波長成分の増大に伴って、伝播距離および周波数に対する MS エンベロープの時間幅の拡大率が大きくなる(図 4)。
4. エンベロープ形状に周波数依存性がないのは不均質構造がガウス型であるためとされて

きたが，von Karman 型のランダム媒質でも短波長成分が十分少ない場合 ($\kappa > 0.5$) には，エンベロープ形状が周波数に依存しなくなるという新しい知見が得られた．

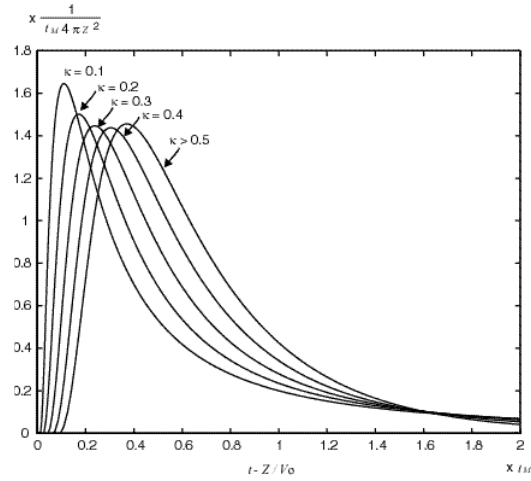
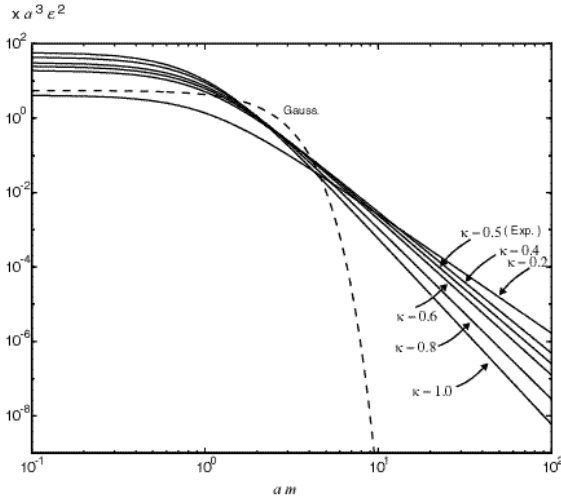


図2. von Karman型のランダム媒質におけるMSエンベロープ(幾何因子補正済み). 特徴的時間 t_0 により，エンベロープは無次元化される.

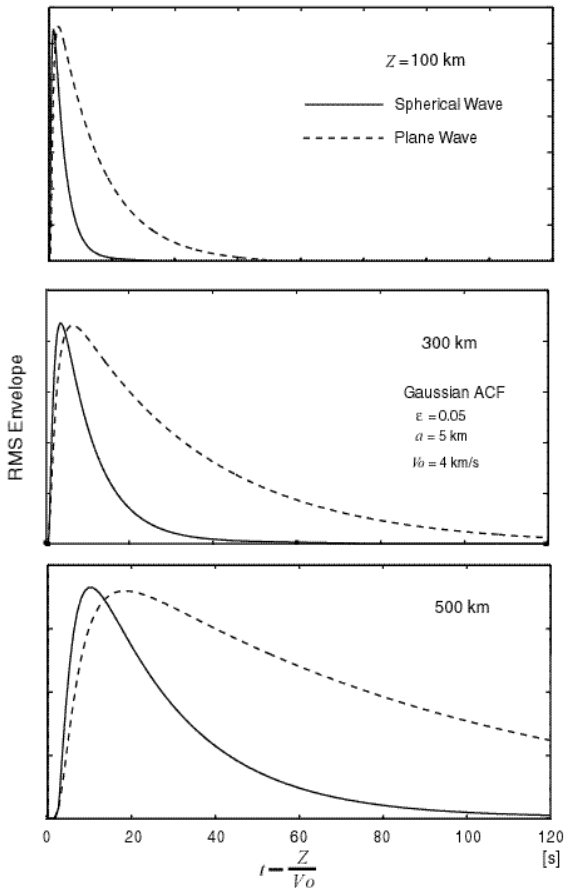


図3. RMSエンベロープの時間幅の比較. 球面波(実線)と平面波(破線)のRMSエンベロープを震源距離が100km, 300km, 500kmの場合において，それぞれの最大振幅で規格化してプロットした. ガウス型の不均質構造とし，速度ゆらぎのRMS平均 $\epsilon=0.05$ ，相関距離 $a=5\text{km}$ ，平均速度 $V_0=4\text{km/s}$ とした.

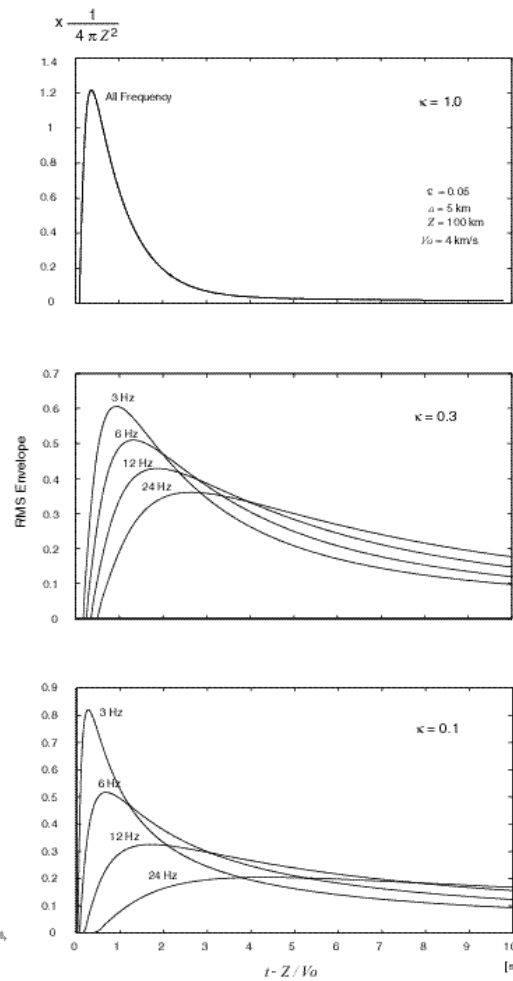


図4. エンベロープ形状の周波数依存性. 周波数 $f=3, 6, 12, 24\text{Hz}$ の場合をプロットした. 不均質構造はvon Karman型とし，速度ゆらぎのRMS平均 $\epsilon=0.05$ ，相関距離 $a=5\text{km}$ として， $\kappa=1.0$ (上段)， 0.3 (中段)， 0.1 (下段)の場合をプロットした. 平均速度 $V_0=4\text{km/s}$ ，伝播距離 $Z=100\text{km}$ とした.

3. ランダム不均質構造の推定への応用

本研究で構築したエンベロープ拡大モデルに基づいて、東北地方前弧側の地殻およびマントルウェッジにおける S 波速度のランダム不均質構造の推定を行った。解析には、東北大学大学院理学研究科固体地球物理学講座の TYM 観測点（宮城県津山町）で観測された M3 から M5 の地震波形記録を用いた（図 5）。上記のモデルは放物近似を用いているため、広角散乱および内部減衰によりエネルギーが失われる効果を含んでいない。そのため現象論的に減衰係数 $b (= 2\pi f Q_S^{-1})$ を導入した。RMS エンベロープの時間幅を初動到達時刻から最大振幅の半分になるまでの時間 t_q で表し、 t_q の震源距離依存性および周波数依存性から減衰係数 b と不均質パラメタの同時推定を行った。ここでいう不均質パラメタとは von Karman 型ランダム媒質のパラメタである速度ゆらぎの RMS 平均 ε 、相関距離 a と次数 κ とである。

その結果、 $b = 0.06 [s^{-1}] (Q_S^{-1} = 0.0095 f^{-1})$ 、 $\kappa = 0.45$ 、 $\varepsilon^{2.1}/a^{0.95} = 10^{-3.7} [km^{-0.95}]$ が最適値と推定された。 t_q と震源距離の関係について、観測値（印）とその回帰直線（破線）、および最適理論直線（実線）とを図 6 に両対数表示で示す。

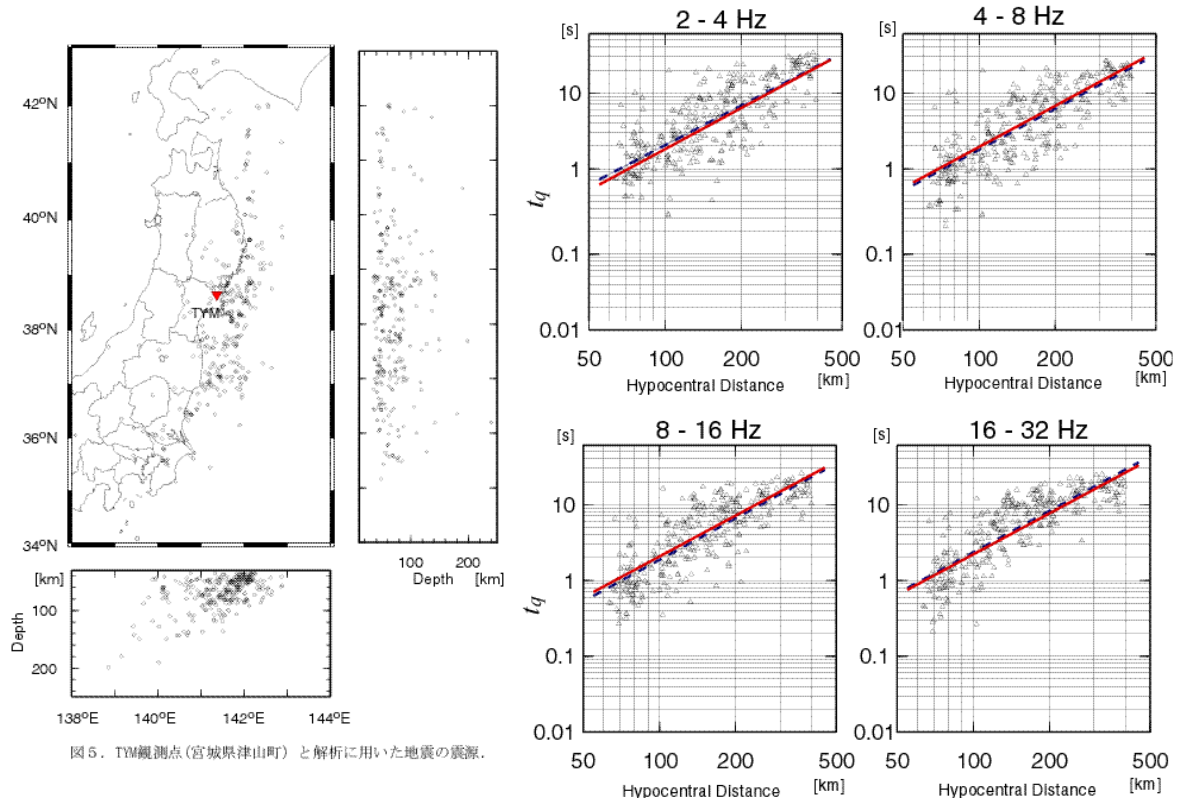


図 5. TYM 観測点(宮城県津山町)と解析に用いた地震の震源.

図 6. t_q の震源距離依存性, 観測記録 (△印) の回帰直線 (破線) と最適理論直線 (実線).

文献

- Ishimaru, A., 1978, *Wave Propagation and Scattering in Random Media*, Academic Press, New York.
- Obara, K. and H. Sato, 1995, Regional differences of random inhomogeneities around the volcanic front in the Kanto-Tokai area, Japan, revealed from the broadening of S wave seismogram envelopes, *J. Geophys. Res.*, **100**, 2103-2121.
- Sato, H., 1989, Broadening of seismogram envelopes in the randomly inhomogeneous lithosphere based on the parabolic approximation: Southeastern Honshu, Japan, *J. Geophys. Res.*, **94**, 17735-17747.
- Scherbaum, F., and H. Sato, 1991, Inversion of full seismogram envelopes based on the parabolic approximation: estimation of randomness and attenuation in southeast Honshu, Japan, *J. Geophys. Res.*, **96**, 2223-2232.
- Shishov, V. I., 1974, Effect of refraction on scintillation characteristics and average pulsars, *Sov. Astron.*, **17**, 598-602.