地震動の位相特性に及ぼす伝播経路の多重散乱効果

東日本旅客鉄道株式会社　　正会員　片岡慶太
京都大学防災研究所　　正会員　澤田純男

1.研究内容

地震動の伝播経路における位相特性の物理的背景について検討する。伝播経路における地震波の多重散乱をモデル化し、波線理論を用いて多重散乱を表わすグリーン関数をインパルス列として求める。また、グリーン関数と観測記録との比較を分散群遅延時間スペクトル上で行なう。なお、本研究では等方・異方多重散乱モデルを考慮し、異方多重散乱モデルにおいては内部減衰を導入する。

2.等方多重散乱モデル

Hoshiba[1)]によるエネルギー粒子理論に基づく地震波のn次散乱を表わすモデルを波線理論に応用する。図-1 に示すように震源R_0から放出された波線は、R_iの各ポイントで散乱して最終散乱点R_nに到達する。R_iは乱数によって決定され、方位角θ及び鉛直角ϕについては、確率密度関数をそれぞれ$1/2\pi$、$1/2\cdot\sin(\phi)$と与える。すなわちここでは 3 次元における等方散乱を仮定している。また、自由行程sについては平均自由行程の逆数をgとして、確率密度関数を次式で与える。

$$P(s) = g\cdot\exp(-gs) \tag{1}$$

等方多重散乱モデルの波線理論では、最終散乱点に到達した波線が観測点に到達する可能性を、最終散乱点と観測点間の距離s_{n+1}のみを考慮して確率論的に評価する。すなわち、最終散乱点と観測点間の距離が$[s_{n+1}, s_{n+1}+\Delta s_{n+1}]$の範囲内にある波線数を$N(s_{n+1})$として、観測点に到達する波線数$N_r(s_{n+1})$を、次式のように近似する。

$$N_r(s_{n+1}) = N(s_{n+1})\cdot\int_{s_{n+1}}^{\infty} P(s)ds = N(s_{n+1})\cdot\exp(-gs_{n+1}) \tag{2}$$

波線理論では、震源において単位振幅をもつ波線が、各散乱点において 1/2 の確率で位相が反転し、観測点に到達するまでに総伝播距離Rに反比例した距離減衰1/Rを受けると仮定する。波線を震源から多数放射し、観測点に到達した波線の振幅を時間軸上で重ね合わせることにより、インパルス列が得られる。各散乱次数ごとにインパルス列を求め、インパルス列のエネルギー補正を行なった後、それらを重ね合わせることにより多重散乱を表わすグリーン関数が得られる。図-2 に、震源距離 30km におけるグリーン関数を示す。波線の伝播速度vは 3.5km/s、平均自由行程は 10.0km としている。また、図-3 に平均群遅延時間スペクトル$M(\omega)$、分散群遅延時間スペクトル$S^2(\omega)$を示す。

次に、震源距離と分散群遅延時間スペクトルの相関性を周波数帯ごとに調べる。図-4 は 1.0Hz における分散群遅延時間スペクトルの距離増加の様子を示したものである。ここで、分散群遅延時間スペクトルと震源距離の 2 乗とが一次関数で表わされると仮定して、図-5 に分散群遅延時間スペクトルの距離増加係数、すなわち一次関数の傾きを示す。また、

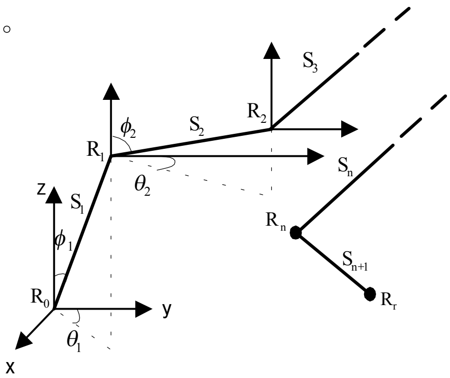

図-1　n次散乱のモデル

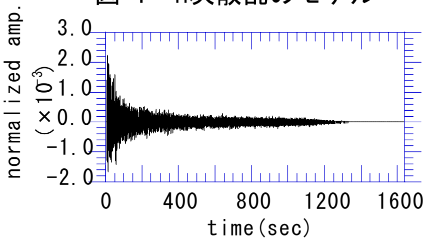

図-2 グリーン関数
(震源距離30km)

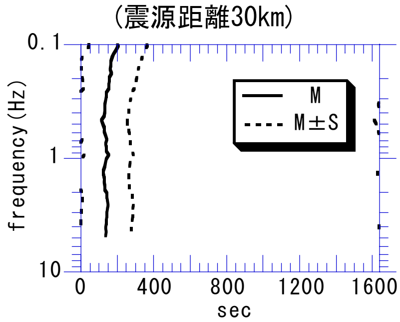

図-3 平均・分散群遅延時間
スペクトル

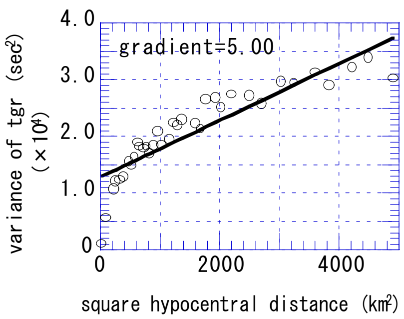

図-4 分散群遅延時間スペクトルの
距離増加の様子

キーワード：等方・異方多重散乱，内部減衰，分散群遅延時間スペクトル
連絡先：東日本旅客鉄道株式会社（〒151-8578 東京都渋谷区代々木二丁目２番２号）
京都大学防災研究所（〒611-0011 宇治市五ヶ庄・電話 0774-38-4069・FAX0774-38-4070）

図-6 は観測記録から求めたものである。

3.異方多重散乱モデルと内部減衰の導入

図-7 は、Hoshiba[2]による異方多重散乱モデルにおける座標設定方法である。散乱点における z'軸を、散乱前の波線の進行方向に設定し、散乱後の波線の進行方向と z'軸との間の角度を散乱角ψとし、このψに角度依存性$f(\psi)$を与えることによって散乱に異方性をもたせる。すなわち、散乱角ψの確率密度関数は$1/2 \cdot \sin(\psi) \cdot f(\psi)$となり、角度依存性$f(\psi)$は次式で与えられる。

$$f(\psi) = \frac{\mu}{1-\exp(-\mu)} \exp\left[-\mu \sin^2(\psi/2)\right] \tag{3}$$

ここで、μは異方散乱のパラメータであり、μが大きくなるにつれて前方散乱が強くなる。

等方多重散乱モデルでの観測点に到達する波線数の決定方法は、最終散乱点と観測点間の距離のみを考慮していたのに対して、異方多重散乱モデルではそれに加え、観測点方向への散乱角も考慮しなければならない。そこで、最終散乱点と観測点間の距離が$[s_{n+1}, s_{n+1}+\Delta s_{n+1}]$の範囲内にあり、なおかつ観測点方向への散乱角が$[\psi_{n+1}, \psi_{n+1}+\Delta\psi_{n+1}]$の範囲内にある波線数を$N(s_{n+1}, \psi_{n+1})$として、観測点に到達する波線数$N_r(s_{n+1}, \psi_{n+1})$を、散乱角のみを考慮した観測点への到達確率$P_r(\psi_{n+1})$を用いて、次式のように近似する。

$$N_r(s_{n+1}, \psi_{n+1}) = N(s_{n+1}, \psi_{n+1}) \cdot P_r(\psi_{n+1}) \cdot \exp(-g s_{n+1}) \tag{4}$$

ここで$P_r(\psi_{n+1})$は、(3)式を確率密度関数に直したものを、$[\psi_{n+1}, \psi_{n+1}+\Delta\psi_{n+1}]$の範囲で積分したものである。

等方多重散乱モデルと同様に分散群遅延時間スペクトルの距離増加係数を求めた。図-8 に異方多重散乱モデルにおいて$\mu = 4$としたときの分散群遅延時間スペクトルの距離増加係数を示す。

次に、振幅の周波数依存性として内部減衰を導入し、周波数領域で計算を行なう。波線理論における複素振幅$F(\omega)$は次式で表わされる。

$$F(\omega) = \pm\frac{1}{RL} \exp\left(\frac{-\omega R}{2vQ}\right) \exp\left(-i\omega\frac{R}{v}\right) \tag{5}$$

ここで、L はω成分のデータ数、Q は内部減衰のパラメータであり、Q が小さいほど内部減衰は大きくなる。図-9 に、異方多重散乱モデルにおいて$\mu = 2$とし、Q の値を変化させたときの分散群遅延時間スペクトルの距離増加係数を示す。

4. 結論

等方・異方多重散乱モデルから求めた分散群遅延時間スペクトルの距離増加係数は、観測記録から求まるものと異なるものであったが、異方多重散乱モデルにおいて内部減衰を導入した結果、0.7Hz 以上の周波数帯においては観測記録をほぼ説明できることがわかった。

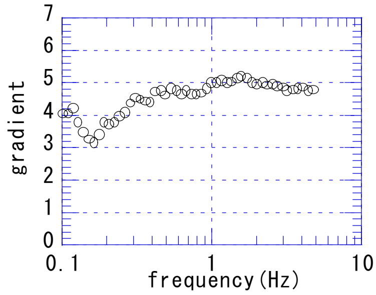

図-5 距離増加係数
(等方多重散乱モデル)

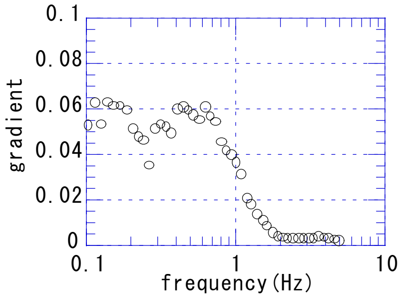

図-6 距離増加係数
(観測記録)

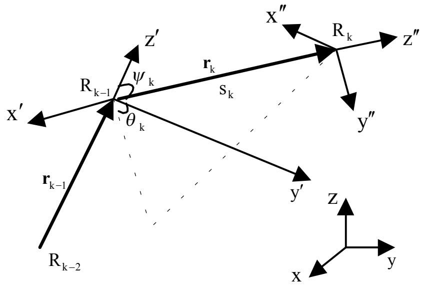

図-7 異方多重散乱モデルの
座標設定方法

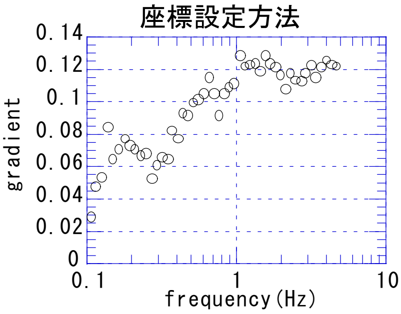

図-8 距離増加係数
(異方多重散乱モデル, μ=4)

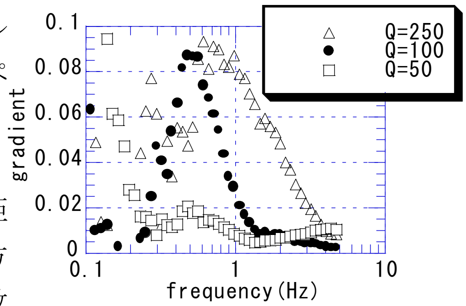

図-9 距離増加係数
(異方多重散乱モデル, μ=2, 内部減衰あり)

参考文献：1)Hosiba,M. : Simulation of multiple-scattered coda wave excitation based on the energy conservation law, Phys. Earth Planet. Interiors, Vol.67, pp.123-136, 1991. 2)Hoshiba,M. : Estimation of nonisotropic scattering in western Japan using coda wave envelopes: Application of a multiple nonisotropic scattering model, J. Geophy. Res., Vol.100, B1, pp.645-657, 1995.