

地震波の減衰が S 波偏向異方性に及ぼす影響

The effect of the seismic attenuation on the S-wave polarization anisotropy

小田 仁 (Hitoshi Oda)*

We investigate the effect of the seismic attenuation on the shear-wave polarization anisotropy by numerical experiments. For the experiments, the P-wave receiver functions are synthesized by assuming that a plane P wave is incident on an anisotropic multi-layer structure with anelastic properties. The synthetic receiver function shows smooth Ps phase waveforms with small amplitudes due to the attenuation of high-frequency spectral components, compared to that calculated for a multi-layer structure with perfect elasticity. From the shear-wave splitting of the Ps converted phases in the synthetic receiver functions, the S-wave polarization anisotropies for the anisotropic layers are measured as a function of propagation direction of the incident P wave. Consequently, we conclude that the seismic attenuation has a minor influence on the measurements of the S-wave polarization anisotropy.

Keywords: shear-wave polarization anisotropy, shear-wave splitting, seismic attenuation, Ps-converted phase, P-wave receiver function

1. はじめに

異方性弾性体を伝わる S 波は、媒質の異方性によって二つの変位成分に分裂する。これは、S 波の伝わる速度が変位の方によって異なるためであると解釈されている。分裂した S 波の初動は波の到来方向とは関係なく一定の方向に振動する性質があり、この性質は S 波偏向異方性と呼ばれている。S 波偏向異方性は、分裂した二つの変位成分の到達時間差と速く伝わる成分の振動方向によって特徴付けられる。また、S 波偏向異方性は、地球を構成する物質の弾性的異方性や変形に関する情報を教えてくれるので、地殻や上部マントルを通過する S 波の偏向異方性の観測が多くの地域で行われてきた (例えば、Watanabe and Oda, 2015)。従来の S 波偏向異方性の解析は、地震波が伝播する媒質の非弾性が S 波の分裂に影響を及ぼさないと仮定して行われている。しかし、非弾性媒質を伝わって減衰した S 波の radial 成分と transverse 成分の位相に違いが生じるならば、S 波偏向異方性が媒質の非弾性の影響を受ける可能性がある。しかし、S 波の減衰がその偏向異方性に及ぼす効果は必ずしも明らかではない。本研究では、これを明らかにするために、非弾性を考慮した異方性水平成層構造に平面 P 波が入射したときのレスポンス関数を合成し、それに現れる Ps 変換波の偏向異方性に減衰が及ぼす影響について調べる。

2. 異方性弾性体を伝わる波の周期解の導出

異方性水平成層構造に平面 P 波が入射した場合の応答関数を計算するために、Crampin (1970)の方法に従って、異方性弾性体を伝わる地震波の周期解を導出する。そして、この解を用いて応答関数を計算する。半無限弾性体である水平成層構造の地表面に $x_1 - x_2$ 平面、鉛直下向きに x_3 軸を取ると (Fig. 1 参照)、異方性弾性体を伝わる地震波の運動方程式は次のように書ける。

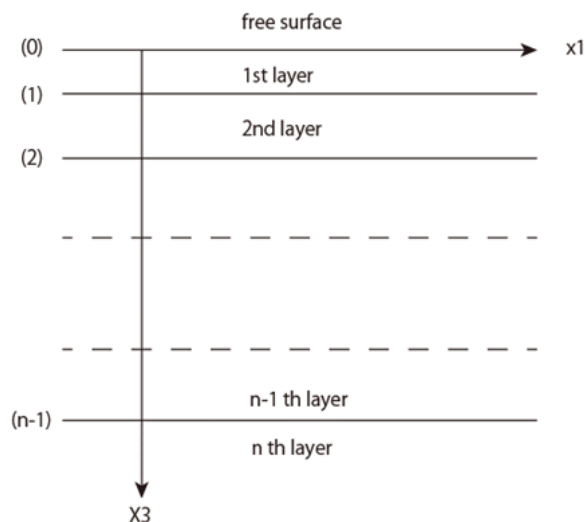


Fig. 1. Orientation of coordinate axes and numbering of layers and interfaces. The x_2 axis is perpendicular to the $x_1 - x_3$ plane.

* 岡山大学理学部地球科学科, 〒700-8530 岡山市北区津島中三丁目 1 - 1

* Department of Earth Sciences, Faculty of Science, Okayama University, Okayama 700-8530, Japan

$$\rho \frac{\partial^2 \mathbf{u}_k}{\partial t^2} = \sum_{l=1}^3 \frac{\partial p_{kl}}{\partial x_l}; \quad k=1,2,3 \quad (1)$$

\mathbf{u}_k は変位ベクトル \mathbf{u} の k 成分, ρ は密度である. フックの法則より, 応力 p_{kl} は四次テンソルの弾性率 C_{klmn} と歪 ε_{mn} を用いて表される.

$$p_{kl} = C_{klmn} \varepsilon_{mn} \quad (2)$$

$$\varepsilon_{mn} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_n}{\partial x_m} + \frac{\partial u_m}{\partial x_n} \right)$$

ここで, 繰り返して現れる下付文字に関しては総和規約を適用する. 弾性体を伝わる地震波の変位成分 u_k の周期解を次のように表す.

$$u_k = d_k \exp[i\omega(t - q_l x_l)]; \quad k=1,2,3 \quad (3)$$

ω は角周波数, i は $\sqrt{-1}$ を意味する. d_k は振動ベクトル \mathbf{d} の k 成分, q_l はスローネスベクトル \mathbf{q} の l 成分である. 式(3)をフックの法則(2)を考慮して運動方程式(1)に代入するとスローネス方程式(4)を得る.

$$\mathbf{F}\mathbf{d} = \mathbf{0} \quad (4)$$

ここで, 係数行列 \mathbf{F} の要素は式(5)で表される.

$$F_{kl} = -\rho \delta_{kl} + C_{knlm} q_m q_n; \quad k, l=1,2,3 \quad (5)$$

δ_{kl} はクロネッカーのデルタを意味する. d_k に関する線形方程式(4)が自明でない解を持つ条件は式(6)で与えられる.

$$|\mathbf{F}| = 0 \quad (6)$$

弾性体を伝わる平面波のスローネスベクトル \mathbf{q} を $(1/c, \mathbf{0}, q_3)$ とする. ここで, c は x_1 軸に沿う見かけ速度である. \mathbf{q} と C_{klmn} を与えると, 式(6)は q_3 に関する6次方程式になる. この方程式を解いて, 6個の根 $q_3(n)$ ($n=1,2,\dots,6$)を得る. 6個の根 $q_3(n)$ の内で, $n=1, n=2$ の根を P 波に, $n=3, n=4$ の根を S1 波 (速く伝わる S 波成分) に, $n=5, n=6$ の根を S2 波 (遅く伝わる S 波成分) に対応させる. 等方体の場合は, $n=3, n=4$ の根が SV 波に, $n=5, n=6$ の根が SH 波に対応する. さらに, n が奇数の根を負の x_3 軸方向 (上向き) に伝わる波に, n が偶数の根を正の x_3 軸方向 (下向き) に伝わる波に対応させる. 根 $q_3(n)$ に対応する波の振動ベクトル $\mathbf{d}(n)$ の成分 $d_k(n)$ は, 式(4)から得られる条件式(7)を満たさなければならない.

$$\frac{d_1(n)}{\begin{vmatrix} F_{22}(n) & F_{23}(n) \\ F_{32}(n) & F_{33}(n) \end{vmatrix}} = \frac{d_2(n)}{\begin{vmatrix} F_{23}(n) & F_{21}(n) \\ F_{33}(n) & F_{31}(n) \end{vmatrix}} \quad (7)$$

$$= \frac{d_3(n)}{\begin{vmatrix} F_{21}(n) & F_{22}(n) \\ F_{31}(n) & F_{32}(n) \end{vmatrix}}$$

さらに, 振動ベクトルの大きさが1であるという条件式,

$$|\mathbf{d}(n)| = 1; \quad n=1,2,\dots,6 \quad (8)$$

を式(7)に加えると, $\mathbf{q}(n)$ に対する振動ベクトル $\mathbf{d}(n)$ を決定することができる. そうすると, 運動方程式(1)を満たす変位速度 $\dot{\mathbf{u}}_k$ の周期解は, 得られた $\mathbf{q}(n)$ と $\mathbf{d}(n)$ を用いて表すことができる.

$$\dot{u}_k / c = i(\omega/c) \sum_{n=1}^6 f(n) d_k(n) \exp[-i\omega q_3(n) x_3] \times \exp[i\omega(t - x_1/c)] \quad (9)$$

ここで, $f(n)$ ($n=1,2,\dots,6$) は周期解の振幅を表し, 境界条件で決められる定数である. さらに, 式(9)を式(2)に代入して応力の解を得る.

$$p_{kl} = -i\omega \sum_{n=1}^6 \sum_{m=1}^3 f(n) d_m(n) [C_{klml}/c + C_{klm3} q_3(n)] \times \exp[-i\omega q_3(n) x_3] \times \exp[i\omega(t - x_1/c)] \quad (10)$$

3. 層行列法を用いた応答関数の計算

異方性水平成層構造の応答関数の計算については Frederiksen and Bostock (2000) や小田(2012)の研究があるが, ここでは, Haskell (1953) と Crampin (1970) の方法に従って, n 層から成る異方性水平成層構造に平面 P 波が入射した場合の応答関数を求める. $(m-1)$ 番目の境界面上に座標原点を置き (Fig. 1 参照), 式(9)と式(10)に $x_3 = \mathbf{0}$ を代入すると, その境界面における変位速度と応力が得られる.

$$\begin{aligned} & ((\dot{u}_1/c)_{m-1}, (\dot{u}_3/c)_{m-1}, (p_{33})_{m-1}, (p_{13})_{m-1}, \\ & (p_{13})_{m-1}, (\dot{u}_2/c)_{m-1}, (p_{23})_{m-1})^t \\ & = \mathbf{E}_m (f(1), f(2), f(3), f(4), f(5), f(6))^t. \end{aligned} \quad (11)$$

ここで, 上付き文字 t は転置を意味する. また, \mathbf{E}_m は 6×6 の行列であり, その行列要素は式(12)で表される (参照 Crampin, 1970).

$$E_{jn} = i(\omega/c)d_{s(j)}(n); \quad j=1,2,5$$

$$E_{jn} = -i\omega \sum_{m=1}^3 d_m(n)[C_{s(j)3m1}/c + C_{s(j)3m3}q_3(n)]; \quad (12)$$

$$j=3,4,6$$

ただし, $s(j)$ ($j=1,2,\dots,6$) は以下のように定義する.

$$s(1) = s(4) = 1, \quad s(2) = s(3) = 3, \quad s(5) = s(6) = 2$$

m 番目の層の厚さを h_m とすると, 式(9)と式(10)に $x_3 = h_m$ を代入することによって, (m) 番目の境界面における変位速度と応力が得られる.

$$\begin{aligned} & ((\dot{u}_1/c)_m, (\dot{u}_3/c)_m, (p_{33})_m, (p_{13})_m, (\dot{u}_2/c)_m, (p_{23})_m)^T \\ & = \mathbf{D}_m (f(1), f(2), f(3), f(4), f(5), f(6))^T \end{aligned} \quad (13)$$

ここで, \mathbf{D}_m は 6×6 の行列で, その行列要素は式(14)で表される(参照 Crampin, 1970).

$$D_{jn} = E_{jn} \exp[-i\omega q_3(n)h_m] \quad (14)$$

また, 式(11)と式(13)から, 次の関係式が得られる.

$$\begin{aligned} & ((\dot{u}_1/c)_m, (\dot{u}_3/c)_m, (p_{33})_m, (p_{13})_m, (\dot{u}_2/c)_m, (p_{23})_m)^T \\ & = \mathbf{A}_m ((\dot{u}_1/c)_{m-1}, (\dot{u}_3/c)_{m-1}, (p_{33})_{m-1}, \\ & \quad (p_{13})_{m-1}, (\dot{u}_2/c)_{m-1}, (p_{23})_{m-1})^T \end{aligned} \quad (15)$$

ここで, $\mathbf{A}_m = \mathbf{D}_m \mathbf{E}_m^{-1}$ であり, \mathbf{E}_m^{-1} は \mathbf{E}_m の逆行列を意味する. 従って, \mathbf{A}_m も 6×6 の行列である. 式(15)は, (m) 番目の境界面の変位速度と応力を ($m-1$) 番目のそれらに關係付けている.

最下層が n 番目の層であるとき (Fig. 1 参照), ($n-1$) 番目の境界と地表の境界条件は(15)式を繰り返して利用することによって結び付けることができる. その結果,

$$\begin{aligned} & ((\dot{u}_1/c)_{n-1}, (\dot{u}_3/c)_{n-1}, (p_{33})_{n-1}, \\ & \quad (p_{13})_{n-1}, (\dot{u}_2/c)_{n-1}, (p_{23})_{n-1})^T \\ & = \mathbf{A}_{n-1} \mathbf{A}_{n-2} \dots \mathbf{A}_1 ((\dot{u}_1/c)_0, (\dot{u}_3/c)_0, (p_{33})_0, \\ & \quad (p_{13})_0, (\dot{u}_2/c)_0, (p_{23})_0)^T \end{aligned} \quad (16)$$

を得る. また, 式(11)の導出と同様にして, 最下層が等方体であるときの ($n-1$) 番目の境界条件は, 等方体弾性体中の変位のスカラーポテンシャルとベクトルポテンシャルの振幅を用いて表すことができる.

$$\begin{aligned} & ((\dot{u}_1/c)_{n-1}, (\dot{u}_3/c)_{n-1}, (p_{33})_{n-1}, \\ & \quad (p_{13})_{n-1}, (\dot{u}_2/c)_{n-1}, (p_{23})_{n-1})^T \\ & = \mathbf{E}_n (\Delta_n' + \Delta_n'', \Delta_n' - \Delta_n'', \Psi_n' - \Psi_n'', \\ & \quad \Psi_n' + \Psi_n'', V_n' + V_n'', V_n' - V_n'')^T \end{aligned} \quad (17)$$

ここで, Δ_n' , Δ_n'' は P 波のスカラーポテンシャルの振幅, Ψ_n' , Ψ_n'' は SV 成分のベクトルポテンシャルの振幅, V_n' , V_n'' は SH 成分のベクトルポテンシャルの振幅である. 「'」記号は下向きに進む波, 「''」記号は上向きに進む波を表す. また, 等方弾性体の場合の \mathbf{E}_n の行列要素は Haskell (1953) によって表されている. 式(16)と式(17)を用いて式(18)を得る.

$$\begin{aligned} & (\Delta_n' + \Delta_n'', \Delta_n' - \Delta_n'', \Psi_n' - \Psi_n'', \\ & \quad \Psi_n' + \Psi_n'', V_n' + V_n'', V_n' - V_n'')^T \\ & = \mathbf{G} ((\dot{u}_1/c)_0, (\dot{u}_3/c)_0, (p_{33})_0, \\ & \quad (p_{13})_0, (\dot{u}_2/c)_0, (p_{23})_0)^T \end{aligned} \quad (18)$$

ここで, \mathbf{G} は 6×6 の行列で, 次のように表される.

$$\mathbf{G} = \mathbf{E}_n^{-1} \mathbf{A}_{n-1} \mathbf{A}_{n-2} \dots \mathbf{A}_1 \quad (19)$$

最下層の等方弾性体から上向きに P 波が入射したとして, そのスカラーポテンシャルの振幅 Δ_n'' を 1 とする. このとき, P 波以外に入射波は無いので $\Psi_n'' = V_n'' = 0$ である. さらに, 最下層内では ($n-1$) 番目の境界面から最下層内に反射波が生成されるので, $\Delta_n' \neq \Psi_n' \neq V_n' \neq 0$ である. 地表を自由表面とすると, $(p_{13})_0 = 0$, $(p_{23})_0 = 0$, $(p_{33})_0 = 0$ であるから, 式(18)を書き下して式(20)を得る.

$$\begin{pmatrix} G_{11} & G_{12} & G_{15} & -1 & 0 & 0 \\ G_{21} & G_{22} & G_{25} & -1 & 0 & 0 \\ G_{31} & G_{32} & G_{35} & 0 & -1 & 0 \\ G_{41} & G_{42} & G_{45} & 0 & -1 & 0 \\ G_{51} & G_{52} & G_{55} & 0 & 0 & -1 \\ G_{61} & G_{62} & G_{65} & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} (\dot{u}_1/c)_0 \\ (\dot{u}_3/c)_0 \\ (\dot{u}_2/c)_0 \\ \Delta' \\ \Psi' \\ V' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (20)$$

これを $(\dot{u}_1/c)_0$, $(\dot{u}_2/c)_0$, $(\dot{u}_3/c)_0$ について解くと, P 波の入射による地表の変位速度の周波数応答を得ることができる. さらに, その周波数応答を時間領域に戻せば, P 波入射による応答関数が得られる.

水平成層構造の各層が六方対称の異方性を持つとき, その異方性弾性体を伝わる地震波速度は次式で表される (Backus, 1965; Park and Yu, 1992).

$$\begin{aligned} (\alpha^2 - \alpha_0^2) / \alpha_0^2 &= A + B \cos 2\gamma + C \cos 4\gamma ; \text{P 波} \\ (\beta^2 - \beta_0^2) / \beta_0^2 &= D + E \cos 2\gamma ; \text{S 波} \end{aligned} \quad (21)$$

ここで、 γ は波の進む方向と六方対称軸が成す角を表し、 α 、 β は異方性弾性体の P 波、S 波速度を、 α_0 、 β_0 は等方性弾性体のそれらを表す。A、B、C は P 波速度の異方性の強さを、D、E は S 波速度の異方性の強さを表す無次元のパラメータである。六方晶系の直交する結晶座標 (a 軸、b 軸、c 軸) をそれぞれ 1', 2', 3' で表し、c 軸を六方対称軸にとると、その弾性率テンソル $c_{k'l'm'n'}$ の Voigt 記述 $c_{k'l'}$ は A、B、C、D、E、 α_0 、 β_0 、 ρ を用いて表される (Oda and Onishi, 2001)。

$$\begin{aligned} c_{11'} &= (1 + A - B + C)\rho\alpha_0^2, \quad c_{33'} = (1 + A + B + C)\rho\alpha_0^2 \\ c_{12'} &= (1 + A - B + C)\rho\alpha_0^2 - 2(1 + D - E)\rho\beta_0^2 \\ c_{13'} &= (1 + A - 3C)\rho\alpha_0^2 - 2(1 + D + E)\rho\beta_0^2 \\ c_{44'} &= (1 + D + E)\rho\beta_0^2, \quad c_{66'} = (c_{11'} - c_{12'})/2 \end{aligned} \quad (22)$$

弾性率 $c_{k'l'}$ に非弾性効果を取り入れるために、P 波や S 波の速度 α_0 、 β_0 を複素速度 $\tilde{\alpha}_0$ 、 $\tilde{\beta}_0$ で表す。

$$\begin{aligned} \tilde{\alpha}_0^2 &= \alpha_0^2(1 + i/Q_p) \\ \tilde{\beta}_0^2 &= \beta_0^2(1 + i/Q_s) \end{aligned} \quad (23)$$

ここで、 Q_p 、 Q_s は P 波、S 波の減衰に関する無次元量である。式(22)の α_0 、 β_0 を式(23)の $\tilde{\alpha}_0$ 、 $\tilde{\beta}_0$ で置き換えると、式(22)の弾性率 $c_{k'l'}$ は複素弾性率 $\tilde{c}_{k'l'}$ で表される。

$$\begin{aligned} \tilde{c}_{11'} &= (1 + A - B + C)\rho\tilde{\alpha}_0^2(1 + i/Q_p), \\ \tilde{c}_{33'} &= (1 + A + B + C)\rho\tilde{\alpha}_0^2(1 + i/Q_p) \\ \tilde{c}_{12'} &= (1 + A - B + C)\rho\tilde{\alpha}_0^2(1 + i/Q_p) \\ &\quad - 2(1 + D - E)\rho\tilde{\beta}_0^2(1 + i/Q_s) \\ \tilde{c}_{13'} &= (1 + A - 3C)\rho\tilde{\alpha}_0^2(1 + i/Q_p) \\ &\quad - 2(1 + D + E)\rho\tilde{\beta}_0^2(1 + i/Q_s) \\ \tilde{c}_{44'} &= (1 + D + E)\rho\tilde{\beta}_0^2(1 + i/Q_s), \\ \tilde{c}_{66'} &= (\tilde{c}_{11'} - \tilde{c}_{12'})/2 \end{aligned} \quad (24)$$

これらの複素弾性率を水平成層構造の各層に与えれば、成層構造の非弾性を記述することができる。

式(5)、式(10)、式(12)に現れている弾性率 C_{klmn} は、

弾性体の空間座標で定義されている。従って、応答関数の計算では、結晶座標で表された弾性率 $c_{k'l'm'n'}$ を Fig. 1 の $x_1 - x_2 - x_3$ 座標の弾性率 C_{klmn} (下付文字は x_1 軸、 x_2 軸、 x_3 軸に対応付けて 1, 2, 3 で表す) に変換して用いなければならない。この座標変換は、六方対称軸の方位を水平面内で x_1 軸から時計回りに測った角 η と、対称軸の x_3 軸から測った傾斜角 ξ を使って表すことができる (Nagaya *et al.*, 2008)。

$$C_{klmn} = U_{k'k} U_{l'l} U_{m'm} U_{n'n} c_{k'l'm'n'} \quad (25)$$

ここで、 $U_{k'k}$ は

$$U = \begin{pmatrix} \cos \xi \cos \eta & \cos \xi \sin \eta & -\sin \xi \\ -\sin \eta & \cos \eta & 0 \\ \sin \xi \cos \eta & \sin \xi \sin \eta & \cos \xi \end{pmatrix} \quad (26)$$

の行列要素である。非弾性異方体の場合は、式(24)の弾性率 $\tilde{c}_{k'l'}$ を四次テンソル $\tilde{c}_{k'l'm'n'}$ に書き換えて式(25)に代入し、それによって得られる複素弾性率 \tilde{C}_{klmn} を式(5)、式(10)、式(12)で用いる。このとき $q_3(n)$ に

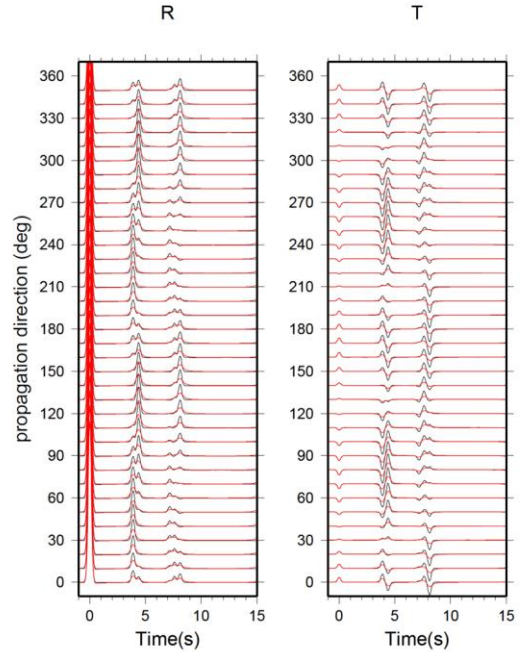


Fig. 2. Radial (R) and transverse (T) components of synthetic receiver functions calculated as a function of the P-wave propagation direction measured clockwise from the north. Black and red lines show the receiver functions calculated for elastic and anelastic velocity structures, respectively. Ps phases generated at the first and second discontinuity interfaces (see Fig. 1) appear around 4 and 8 s after the first P-arrival time.

関するスローネス方程式(6)は 6 個の複素根を持ち、従って、振動ベクトルの成分 $d_k(n)$ も複素数となることに注意しなければならない。なお、式(6)の複素根の虚数部が波動の減衰を起し、複素振動ベクトルが変位の radial 成分と transverse 成分の間に位相差を起こす要因になると考えられる。

水平成層構造の基盤である等方性弾性体で平面 P 波が鉛直方向から測った入射角 θ で入射したとき、 x_1 軸方向に伝わる地震波の見かけ速度 c は次式を用いて表すことができる。

$$c = \alpha_0 / \sin \theta \quad (27)$$

それぞれの層に地震波速度の異方性の大きさ、六方対称軸の向き、地震波の減衰に関する無次元量 Q_p , Q_s を与えれば、 \tilde{C}_{klmn} を得ることができるので、式(5)から式(8)を使って各層における 6 個の複素根 $q_3(n)$ とそれに対する振動ベクトルの成分 $d_k(n)$ が決定できる。さらに、得られた \tilde{C}_{klmn} , $q_3(n)$, $d_k(n)$ を式(11)から式(19)で使うと行列 \mathbf{G} が計算できる。従って、式(20)を解いて、自由表面での変位速度のインパルス応答が得られる。

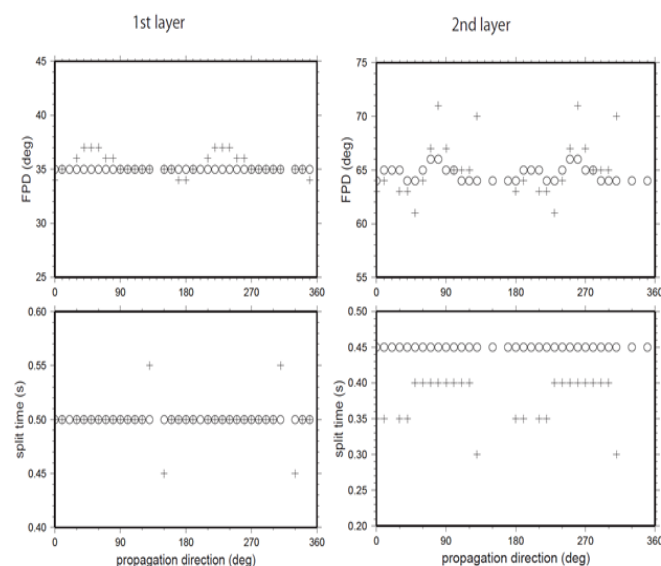


Fig. 3. Variations in the splitting parameters (FPD and split time) of Ps phase versus propagation direction of the incident P wave. Circles and crosses indicate the splitting parameters estimated from the Ps phases in the elastic and anelastic receiver functions, respectively. The left and right diagrams are the results for the 1st and 2nd layers, respectively.

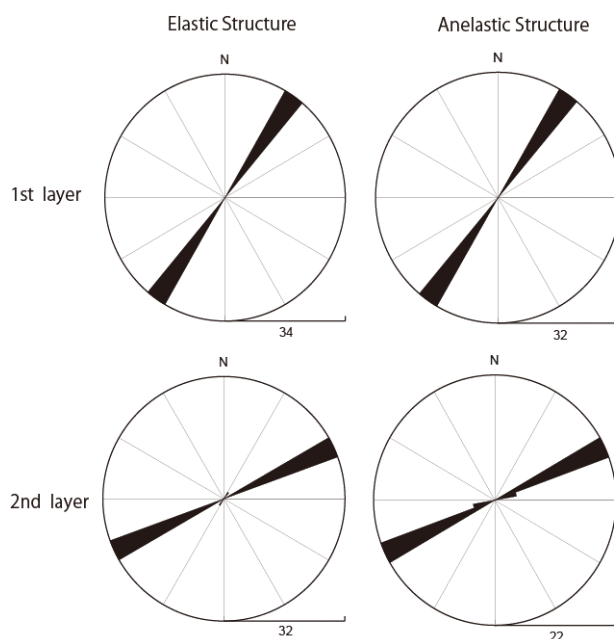


Fig. 4. Rose diagrams of FPDs estimated from the Ps phases in the receiver functions for the elastic and anelastic structures. The top and bottom diagrams are the results for the 1st and 2nd layers, respectively. Number attached to the diagram shows the maximum frequency.

4. 結果と議論

半無限等方弾性体の基盤の上に二層の異方性層が重なっている三層構造を仮定する。Table 1 に、各層の等方性 P 波、S 波速度、層の厚さ、密度、異方性の大きさ、六方対称軸の北から時計回りに測った向き λ と x_3 軸からの傾き ξ , Q_p , Q_s を示す。減衰が無い場合は、 Q_p , Q_s の逆数を 0 とする。P 波の入射角 θ を 10 度としたときの応答関数の三成分波形を P 波の伝播方向 φ (北から時計回りに測る) の関数として合成し、得られた合成波形を用いて P 波レシーバ関数を 0.05s のサンプリング間隔で計算した。レシーバ関数の計算には water level 法 (Langston, 1979) を用いた。また、式(26)の座標変換については、入射 P 波は x_1 軸方向に伝播するとしているので、 $\eta = \lambda - \varphi$ の関係式を使った。Fig. 2 にレシーバ関数の radial 成分 (x_1 軸成分) と transverse 成分 (x_2 軸成分) を赤線で示す。レシーバ関数は、入射波の伝播方向 φ に対して示されている。P 波初動から 4 秒と 8 秒付近に現れている地震波相が第 1 層と第 2 層の下部境界で発生した Ps 変換波である。同図には、減衰が無い場合のレシーバ関数も黒線で示した。減衰が有る場合と無い場合を比較

Table 1. Anelastic velocity structure.

| Layer | α_0 (km/sec) | β_0 (km/sec) | ρ (g/cm ³) | h(km) | Qp | Qs | λ (°) | ξ (°) | B | E |
|--------------|---------------------|--------------------|-----------------------------|-------|-----|----|---------------|-----------|------|------|
| 1st layer | 6.0 | 3.5 | 2.8 | 35.0 | 50 | 25 | 35 | 90 | 0.02 | 0.05 |
| 2nd layer | 6.7 | 4.0 | 3.0 | 35.0 | 100 | 50 | 65 | 90 | 0.02 | 0.05 |
| Bottom layer | 7.8 | 4.3 | 3.3 | - | - | - | - | - | - | - |

α_0 and β_0 are the isotropic velocities of the P and S waves, respectively. ρ is the density and h is the layer thickness. λ and ξ are the azimuth and inclination of the hexagonal symmetry axis, respectively. λ is measured clockwise from the north, and ξ is the angle from the vertical downward direction. B and E are the anisotropy intensities of the P and S wave velocities, respectively (see Eq. (21)). Other parameters A , C and D are assumed to be zero. Qp and Qs are the dimensionless quality factors of the P and S wave attenuations. For a perfect elastic body, the inverses of these quality factors are equal to zero.

Table 2. Splitting parameters estimated from Ps phases in the elastic and anelastic receiver functions.

| | elastic | | anelastic | | true | |
|-----------|----------|----------------|-----------|----------------|---------|----------------|
| | FPD (°) | split time (s) | FPD (°) | split time (s) | FPD (°) | split time (s) |
| 1st layer | 35.0±0.0 | 0.50±0.00 | 35.4±0.9 | 0.50±0.02 | 35 | 0.50 |
| 2nd layer | 63.6±0.7 | 0.45±0.00 | 65.2±2.8 | 0.38±0.03 | 65 | 0.45 |

“True” column shows the values of splitting parameters that are predicted from the anelastic velocity structure given to produce the synthetic receiver functions.

すると、減衰が有る場合は、Ps 変換波の振幅が小さくなり、波形は短周期成分が減衰して滑らかになっていることが分かる。

第 1 層と第 2 層の S 波偏向異方性を各層の境界で発生した Ps 変換波のスプリッティング解析によって推定した。解析には Watanabe and Oda (2014)の方法を用いた。第 2 層の S 波異方性をその層の下部境界で発生した Ps 変換波から推定する場合には、変換波が第 1 層の異方性の影響も受けるので、その影響を補正して求めた (Oda, 2011)。各層について得られた Ps 変換波の S 波スプリッティングパラメータ (分裂した Ps 変換波の二成分の中で、速く伝わる成分の振動方向 (FPD) と分裂した二成分の到達時間差 (split time)) を、入射 P 波の伝播方向に対してプロットした (Fig. 3 参照)。図中の○印は減衰が無い場合の結果を表し、+印は減衰が有る場合の結果である。減衰が無い場合に比べて、減衰が有る場合は、得られた FPD はばらつきが大きくなり、split time の値が小さくなる傾向がある。また、減衰が有る場合と無い場合のスプリッティングパラメータの差は、第 1 層よりも第 2 層で大きい。これは、変換波のスプリッティング解析で波形相関法 (Bowman and Ando, 1987) を用いているので、第 2 層で発生した Ps 変換波が第 1 層の変換波よりも強く短周期成分の減衰を受けることを考えると、パラメ

ータの決定精度が変換波の減衰によって低下するためであると考えられる。この場合、波形のサンプリング間隔を 0.05s よりも小さく取ることができれば、第 2 層における FPD のばらつきや split time が小さくなる傾向は抑えられるかもしれない。各層において分裂した S 波の FPD のローズダイアグラムを Fig. 4 に示す。減衰が有る場合も無い場合も、FPD の最大頻度は各層に与えた六方対称軸の向きとほぼ同じ方向を示している。入射 P 波の伝播方向の関数として得られたスプリッティングパラメータの値の平均値と標準偏差を Table 2 に示す。減衰が有る場合、第 2 層の split time は真の値に比べて 0.07s 小さくなっている。しかし、標準偏差の大きさや波形のサンプリング間隔が 0.05s であることを考慮して、その差は有意ではないと判断した。従って、減衰が有る場合も無い場合も、得られたパラメータの値は Table 1 に与えた速度構造から予測される値に近いと見なせる。以上のことから、地震波の減衰が S 波偏向異方性に及ぼす影響は大きくないと言える。

5. まとめ

地震波の減衰が S 波偏向異方性に及ぼす影響を調べるために、平面 P 波が非弾性を考慮した異方性水平成層構造に入射したときのレシーバ関数を合成し、そ

れに現れる Ps 変換波の偏向異方性を調べた。レシーバ関数は、非弾性効果が無いときの波形に比べて、短周期成分の減衰を強く受けるために、Ps 変換波の振幅が減少し滑らかな波形になった。そのために、層内で求められる S 波スプリッティングパラメータの値の精度が悪くなり、入射波の伝播方向に対するパラメータの推定値の変化にばらつきが生じた。また、分裂した Ps 変換波の到達時間差は真の値よりも小さくなる傾向があることを確認した。しかし、その平均値は減衰が無い場合のそれと比べて大きく違わなかった。また、減衰を受けた Ps 変換波の速く伝わる成分の振動方向は、減衰を受けない場合の振動方向と概ね一致した。以上の結果から、S 波偏向異方性は減衰による影響を強く受けないと結論付けた。

謝辞

本研究を行うにあたり、科学研究費助成金（基盤研究(C) 25400454）を受けた。図の作成には GMT software (Wessel and Smith, 1998)を使った。

引用文献

- Backus, G. E., 1965: Possible forms of seismic anisotropy of the uppermost mantle under oceans, *J. Geophys. Res.*, **70**, 3429-3438.
- Bowman, J. R., Ando, M., 1987: Shear-wave splitting in the upper-mantle wedge above the Tonga-subduction zone, *Geophys. J. R. Astro. Soc.*, **88**, 25-48.
- Crampin, S., 1970: The dispersion of surface waves in multilayered anisotropic media, *Geophys. J. R. Astro. Soc.*, **21**, 387-402.
- Frederiksen, A. W., Bostock, M. G., 2000: Modelling teleseismic waves in dipping anisotropic structures, *Geophys. J. Int.*, **141**, 401-412.
- Haskell, N. A., 1953: The dispersion of surface waves on multilayered media, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **43**, 17-34.
- Langston, C. A., 1979: Structure under Mount Rainer, Washington, inferred from teleseismic body waves, *J. Geophys. Res.*, **84**, 4797-4762.
- Nagaya, M., Oda, H., Akazawa, H., Ishise, M., 2008: Receiver functions of seismic waves in layered anisotropic media: application to the estimate of seismic anisotropy, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **98**, 2990-3006.
- 小田仁, 2012: 傾斜異方性多層構造の地震記象の計算式, *地震*, 第2輯, **64**, 223-234.
- Oda, H., 2011: Stripping analysis of Ps-converted wave polarization anisotropy, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **101**, 2810-2818.
- Oda, H., Onishi, S., 2001: The effect of regional variation of lattice preferred orientation on surface wave forms, *Geophys. J. Int.*, **144**, 247-258.
- Park, J., Yu, Y., 1992: Anisotropy and coupled free oscillations: simplified models and surface wave observations, *Geophys. J. Int.*, **110**, 401-420.
- Watanabe, M., Oda, H., 2015: Shear-wave anisotropy of the upper and lower crusts estimated by stripping analysis of Ps-converted waves, *Tectonophysics*, **658**, 137-150.
- Watanabe, M., Oda, H., 2014: Regional variations of the shear-wave polarization anisotropy in the crust and mantle wedge beneath the Tohoku district, *Phys. Earth Planet. Int.*, **235**, 49-65.
- Wessel, P., Smith, W. H. F., 1998: New, improved version of the generic mapping tools released, *EOS, AGU*, **79**, 579.