地震波干渉法によるグリーン関数合成と地下構造イメージング

松岡俊文*・白石和也**

要 旨

本稿では、地震波干渉法 (Seismic Interferometry) の理論について数値シミュレーションを用いて具体例とともに概説する。地震波干渉法は、異なる受振点で観測された地震波形の相互相関により、あたかもひとつの受振点位置を仮想的な震源として他の受振点で観測を行ったような地震波形を合成することができる。これまで従来型地震探査ではノイズと考えられてきた地中の震動を信号として利用できるほか、人工的な震源を用いた探査においても観測環境に合わせた震源受振点配置によって地下探査を行うことができる、今後広い分野で応用可能な画期的なデータ処理技術である。

グリーン関数合成式は相反定理と時間反転不変の原理に基づいて導出される。ここではまず、音響波動場における導出過程と音響波動場および弾性波動場における地震波干渉法の基本式を示す。次に、数値シミュレーションによる例を用いて、地震波干渉法によるグリーン関数合成について具体的に示す。波形合成においては停留位相が重要な概念となり、これは地震波干渉法を利用した地下調査において震源受振点の配置を計画する際に役立つ概念である。また、地震波干渉法では観測に用いた受振器数に対応する擬似ショット記録を合成できるので、この合成記録に対してデータ処理を施すことで地下構造の可視化や種々の解析が可能である。最後に、地中のランダムな震動観測記録に対して地震波干渉法を適用して地下構造をイメージングするシミュレーション例を示す。今後、地震波干渉法が環境や対象に応じた工夫を凝らしながら活用されていくことを期待する。

キーワード: 地震波干渉法・相互相関・グリーン関数・停留位相・イメージング

1. はじめに

地中の波動場を異なる二地点で同時に観測した場合、それらの地震波形の相互相関処理を行うことにより、一方を震源に他方を受振点とした場合の波形を合成することができる。地震波干渉法 (Seismic Interferometry) は、これまでノイズと考えられてきた地震波を信号として利用し地下構造探査を可能にする信号処理技術として位置づけられ、画期的な物理探査技術として近年注目を集めている (Curtis et al., 2006)。また、本手法の最大の特徴のひとつは、相互相関に利用する地震トレースの組合せを変えることにより、波動場観測に利用した受振器の数だけの擬似ショット記録を合成できる点である。そして、その合成記録に対して処理を施すことでイメージングや種々の解析を行うことができる。

Claerbout (1968) は、一次元成層構造において地中に存

在する震源からの波動を地表で観測した透過波記録の自己相関から、地表に震源および受振器を設置した場合の反射波記録を合成できることを示した。この手法は、地下に存在するランダムな波動場の受動的観測から反射波記録を合成して地下構造をイメージングする方法であり、あたかも人の目が太陽光により対象物を認識するかのように地下を可視化する方法として "Acoustic Daylight Imaging" と称された (Rickett and Claerbout, 1999; Schuster, 2001; Wapenaar et al., 2002; Schuster et al., 2004)。その後、Wapenaar (2003) や Wapenaar et al. (2004) により一般的な三次元音響媒質において地表に在る複数の受振点に対する透過波記録と反射波記録の関係が示された。三次元媒質の場合には複数の受振器により観測された透過波記録を相互相関することで、あたかもある受振点を仮想的な震源として他の受振点で観測を行ったかのような反射波記録を合成できる。そして、

2007 年 7 月 23 日原稿受付; 2008 年 3 月 18 日受理

* 京都大学大学院工学研究科社会基盤工学専攻
〒615-8540 京都市西京区京都大学桂

** 京都大学大学院工学研究科社会基盤工学専攻
(現在, (株) 地球科学総合研究所)
〒112-0012 東京都文京区大塚 1-5-21

Wapenaar (2004) および Wapenaar and Fokkema (2006) は, 損失のない音響媒質および弾性媒質において相反定理と時間反転不変の原理に基づき, 二点の異なる受振点で波動場を観測した記録の相互相関から, 二受振点間のグリーン関数を合成する地震波干渉法のより一般的な理論を導出した。そしてこの理論は数値シミュレーション(Draganov et al., 2004, 2005, 2006) により確認された。

時を同じくして, Bakulin and Calvert(2004, 2005, 2006)により原理をほぼ同じくする”仮想震源法(Virtual Source Method)”と呼ばれる手法が提案された。こちらは坑井内の受振器列に対して, 地表で人工的な震源を積極的に利用する立場をとっている。また, 上述の決定論的な媒質(deterministic media) における地震波干渉法に対して, 散乱性媒質(diffusive media) においても同様に, 異なる点で観測された波形記録の相互相関から受振点間のグリーン関数が求められることが示されている(Weaver and Lobkis, 2002; Snieder, 2004; van Tiggelen, 2003; Derode et al., 2003a, 2003b; Malcolm et al., 2004; Tanaka et al., 2006)。van Manen et al.(2005; 2006) は, 相互相関によりグリーン関数が合成できるという特徴を利用した波動場の数値モデリングを行った。さらに, 干渉法の理論は地震波にとどまらず Slob and Wapenaar (2007)では電磁波に対しても応用された。

近年, この理論のフィールドデータへの適用事例が多く報告されている。受動的観測記録に対する適用例として地中の雑震動観測記録(Draganov et al., 2007; Hohl and Mateeve, 2006), 自然地震(Scherbaum, 1987a, 1987b; Daneshvar et al., 1995; Campillo and Paul, 2003; Matsuoka et al., 2005; Roux, 2005; Shapiro et al., 2005), 海中の音響ノイズ(Roux et al., 2004), 日震(太陽ガスの震動)(Rickett and Clearbout, 1999) などがある。また, 人工的な震動を利用した例として VSP 記録(Yu and Schuster, 2006), ドリルビット信号(Schuster et al., 2004), 地中の単一の発破震源(Shiraishi et al., 2007), TBM(Tunnel Boring Machine)の震動(Poletto and Petronio, 2006), トンネル内を移動する震源(Shiraishi et al., 2006), 地表の震源と坑井内の受振点による観測(Bakulin and Calvert, 2006) などの事例がある。

本稿では, Wapenaar and Fokkema (2006)を参考に地震波干渉法の理論について概説する。音響波動場において相反定理と時間反転不変の原理を用いたグリーン関数合成式の導出過程, そして音響波動場および弾性波動場における地震波干渉法の基本式を示す。その後, 数値シミュレーションによる具体例を示しながら, 地震波干渉法によるグリーン関数の合成と停留位相, 合成記録からのイメージング法について述べる。

Fig. 1. The Green's function $\hat{G}(\mathbf{x}_A, \mathbf{x}_B, \omega)$ can be obtained by cross-correlating observations at $\mathbf{x}_A$ and $\mathbf{x}_B$ and integrating along the source coordinate $\mathbf{x}$ at $\partial\mathbb{D}$. (modified from Wapenaar and Fokkema (2006a)).

2. 地震波干渉法によるグリーン関数合成

2.1 音響波動場における地震波干渉法

音響波動場における任意の境界 $\partial\mathbb{D}$ で囲まれた領域 $\mathbb{D}$ を考える。境界 $\partial\mathbb{D}$ 上の震源 $\mathbf{x} = (x_1, x_2, x_3)$ による波動場を異なる二点 $\mathbf{x}_A$ と $\mathbf{x}_B$ で観測したとき, それぞれの地震記録を $\hat{G}(\mathbf{x}_A, \mathbf{x}, \omega)$ および $\hat{G}(\mathbf{x}_B, \mathbf{x}, \omega)$ とする。但し, $\hat{G}(\mathbf{x}_A, \mathbf{x}, \omega)$ は震源 $\mathbf{x}$ に対する点 $\mathbf{x}_A$ におけるインパルス応答(グリーン関数) $G(\mathbf{x}_A, \mathbf{x}, t)$ の周波数領域における表現であるとし, t と ω はそれぞれ時間と角周波数を表し, $\hat{g}$ は関数 g の周波数領域の表現とする。地震波干渉法では, これら二点のグリーン関数 $G(\mathbf{x}_A, \mathbf{x}, t)$ と $G(\mathbf{x}_B, \mathbf{x}, t)$ の相互相関をとり, 境界 $\partial\mathbb{D}$ 上の震源座標 $\mathbf{x}$ について積分すると, 点 $\mathbf{x}_B$ を震源として点 $\mathbf{x}_A$ で受振したときの地震波形 $G(\mathbf{x}_A, \mathbf{x}_B, t)$ を合成することができる(Fig.1)。Wapenaar and Fokkema(2006)は, 相反定理と時間反転不変の原理を基に地震波干渉法の基礎式を導いた。

相反定理は, 同じ一つの場において起こりうる二つの独立した状態の物理量を相互に関係づけ(de Hoop, 1988), 一般にコンボリューション型相反定理とコリレーション型相反定理がある。損失のない任意の不均質音響媒体において圧力 $p(\mathbf{x}, t)$ および粒子速度 $v_i(\mathbf{x}, t)$ ($i=1, 2, 3$) の関係は, 空間・周波数領域における運動方程式と応力歪み関係式を次のように表すことができる。

$$j\omega\rho\hat{v}_i + \partial_i\hat{p} = \hat{f}_i \quad (1)$$

$$j\omega\kappa\hat{p} + \partial_i\hat{v}_i = \hat{q} \quad (2)$$

ここで j は虚数単位とし, ∂_i は x_i 方向微分を表し, ρ と κ はそれぞれ媒質密度と圧縮率(体積弾性率の逆数)を表す。また, $\hat{f}_i$ と $\hat{q}$ はそれぞれ震源項として単位体積あた

りの外部体積力(external volume force density)と体積圧入率(volume injection rate)を表す。ここで、A と B を音響波動場における異なる二つの独立した状態として、以下の相互作用量(interaction quantity)(de Hoop, 1988)を考える。

$$\partial_i \{ \hat{p}_A \hat{v}_{i,B} - \hat{v}_{i,A} \hat{p}_B \} \quad (3)$$

この相互作用量に状態Aおよび状態Bに対する運動方程式と応力歪み関係式を代入し領域 $\mathbb{D}$ で積分する。さらに境界 $\partial\mathbb{D}$ の外向き法線ベクトルを $\mathbf{n}$ としてガウスの発散定理を適用すると、次の Rayleigh の相反定理が得られる(de Hoop, 1988)。

$$\begin{aligned} \int_{\mathbb{D}} \{ \hat{p}_A \hat{q}_B - \hat{v}_{i,A} \hat{f}_{i,B} - \hat{q}_A \hat{p}_B + \hat{f}_{i,A} \hat{v}_{i,B} \} d^3\mathbf{x} \\ = \oint_{\partial\mathbb{D}} \{ \hat{p}_A \hat{v}_{i,B} - \hat{v}_{i,A} \hat{p}_B \} n_i d^2\mathbf{x} \end{aligned} \quad (4)$$

この関係式の被積分関数に着目すると、周波数領域における積は時間領域においてコンボリューションであることから、この相反定理は”コンボリューション型相反定理”と呼ばれる(de Hoop, 1988; Wapenaar and Fokkema, 2006)。

次に、損失のない媒質においては時間反転不変の原理(principle of time reversal invariance)(Bojarski, 1983; Fink, 1997)が成り立ち、これを(4)式に対して適用する。周波数領域において時間反転した物理量は複素共役に置換することができ、震源項を $\{\hat{f}_i, \hat{q}\}$ としたときの(1)式と(2)式の解を $\{\hat{p}, \hat{v}_i\}$ とすると、震源項を $\{\hat{f}_i^*, -\hat{q}^*\}$ としたときの(1)式と(2)式の解は $\{\hat{p}^*, -\hat{v}_i^*\}$ となる。但し、 g^* は関数 g の複素共役を表す。すると、(4)式において状態Aに対して時間反転不変の原理を適用すると次の関係式を得ることができる。

$$\begin{aligned} \int_{\mathbb{D}} \{ \hat{p}_A^* \hat{q}_B + \hat{v}_{i,A}^* \hat{f}_{i,B} + \hat{q}_A^* \hat{p}_B + \hat{f}_{i,A}^* \hat{v}_{i,B} \} d^3\mathbf{x} \\ = \oint_{\partial\mathbb{D}} \{ \hat{p}_A^* \hat{v}_{i,B} + \hat{v}_{i,A}^* \hat{p}_B \} n_i d^2\mathbf{x} \end{aligned} \quad (5)$$

同じく被積分関数に注目すると、周波数領域における積が時間領域においては相互相関であるので、この相反定理は”コリレーション型相反定理”と呼ばれる(de Hoop, 1988; Wapenaar and Fokkema, 2006a)。

二つの独立した状態Aと状態Bにおいて、(1)式と(2)式の震源項について領域 $\mathbb{D}$ 内の点 $\mathbf{x}_A$ および点 $\mathbf{x}_B$ にそれぞれ次のようなインパルス震源を与えた場合を考える。

$$\hat{q}_A(\mathbf{x}, \omega) = \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_A) \quad (6)$$

$$\hat{q}_B(\mathbf{x}, \omega) = \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_B) \quad (7)$$

ただし、 δ はディラックのデルタ関数とし、もう一方の震源項は $\hat{f}_{i,A}(\mathbf{x}, \omega) = 0$ および $\hat{f}_{i,B}(\mathbf{x}, \omega) = 0$ とする。これらの震源に対する状態Aおよび状態Bにおける点 $\mathbf{x}$ での波動場 $\{\hat{p}_A, \hat{v}_{i,A}\}$ および $\{\hat{p}_B, \hat{v}_{i,B}\}$ はグリーン関数を用いて、(1)式と(2)式から次のように表せる。

$$\begin{aligned} \hat{p}_A(\mathbf{x}, \omega) &= \hat{G}(\mathbf{x}, \mathbf{x}_A, \omega), \\ \hat{v}_{i,A}(\mathbf{x}, \omega) &= -(j\omega\rho(\mathbf{x}))^{-1} \partial_i \hat{G}(\mathbf{x}, \mathbf{x}_A, \omega) \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \hat{p}_B(\mathbf{x}, \omega) &= \hat{G}(\mathbf{x}, \mathbf{x}_B, \omega), \\ \hat{v}_{i,B}(\mathbf{x}, \omega) &= -(j\omega\rho(\mathbf{x}))^{-1} \partial_i \hat{G}(\mathbf{x}, \mathbf{x}_B, \omega) \end{aligned} \quad (9)$$

(6)~(9)式をコンボリューション型相反定理(4)式に代入すると

$$\begin{aligned} \hat{G}(\mathbf{x}_B, \mathbf{x}_A, \omega) - \hat{G}(\mathbf{x}_A, \mathbf{x}_B, \omega) = \\ \oint_{\partial\mathbb{D}} \frac{-1}{j\omega\rho(\mathbf{x})} \left[\hat{G}(\mathbf{x}, \mathbf{x}_A, \omega) \partial_i \hat{G}(\mathbf{x}, \mathbf{x}_B, \omega) \right. \\ \left. - (\partial_i \hat{G}(\mathbf{x}, \mathbf{x}_A, \omega)) \hat{G}(\mathbf{x}, \mathbf{x}_B, \omega) \right] n_i d^2\mathbf{x} \end{aligned} \quad (10)$$

を得る。境界 $\partial\mathbb{D}$ が無限の半径をもつ球体の表面であるとき、上式右辺はグリーン関数の放射条件によりゼロとなり、さらに $\mathbf{x}_A$ と $\mathbf{x}_B$ を含む限り右辺は境界 $\partial\mathbb{D}$ のとりかたに依存しないため、いかなる境界 $\partial\mathbb{D}$ を考えても右辺は消える。したがって、(10)式から次の震源-受振点間の相反関係を得る。

$$\hat{G}(\mathbf{x}_B, \mathbf{x}_A, \omega) = \hat{G}(\mathbf{x}_A, \mathbf{x}_B, \omega) \quad (11)$$

次に、同様に(6)~(9)式をコリレーション型相反定理(5)式に代入すると、次の関係式を得る。

$$\begin{aligned} \hat{G}(\mathbf{x}_B, \mathbf{x}_A, \omega) + \hat{G}(\mathbf{x}_A, \mathbf{x}_B, \omega) = \\ \oint_{\partial\mathbb{D}} \frac{-1}{j\omega\rho(\mathbf{x})} \left[\hat{G}^*(\mathbf{x}, \mathbf{x}_A, \omega) \partial_i \hat{G}(\mathbf{x}, \mathbf{x}_B, \omega) \right. \\ \left. - (\partial_i \hat{G}^*(\mathbf{x}, \mathbf{x}_A, \omega)) \hat{G}(\mathbf{x}, \mathbf{x}_B, \omega) \right] n_i d^2\mathbf{x} \end{aligned} \quad (12)$$

ここでは、 $\mathbf{x}_A$ と $\mathbf{x}_B$ を含む限り右辺は境界 $\partial\mathbb{D}$ のとりかたに対して依存しないが、 $\hat{G}^*(\mathbf{x}_A, \mathbf{x}, \omega)$ は $\hat{G}(\mathbf{x}, \mathbf{x}_A, \omega)$ の共役複素数($\hat{G}(\mathbf{x}, \mathbf{x}_A, -t)$ のフーリエ変換)であるために、放射条件が満たされず右辺はゼロにならない。(12)式に対して(11)式の震源-受振点間の相反関係を適用すると

$$2\Re[\hat{G}(\mathbf{x}_A, \mathbf{x}_B, \omega)] = \oint_{\partial\mathbb{D}} \frac{-1}{j\omega\rho(\mathbf{x})} \left[\hat{G}^*(\mathbf{x}_A, \mathbf{x}, \omega) \partial_i \hat{G}(\mathbf{x}_B, \mathbf{x}, \omega) - (\partial_i \hat{G}^*(\mathbf{x}_A, \mathbf{x}, \omega)) \hat{G}(\mathbf{x}_B, \mathbf{x}, \omega) \right] n_i d^2\mathbf{x} \quad (13)$$

が得られる。ただし、 $\Re[\hat{G}]$ は $\hat{G}$ の実部を意味する。 $\hat{G}(\mathbf{x}_A, \mathbf{x}_B, \omega)$ は点 $\mathbf{x}_B$ のインパルス震源に対する受振点 $\mathbf{x}_A$ におけるグリーン関数、 $\hat{G}(\mathbf{x}_A, \mathbf{x}, \omega)$ と $\hat{G}(\mathbf{x}_B, \mathbf{x}, \omega)$ はそれぞれ、点 $\mathbf{x}$ のインパルス震源に対する受振点 $\mathbf{x}_A$ と $\mathbf{x}_B$ におけるグリーン関数を意味している。また、 $\hat{G}(\mathbf{x}_A, \mathbf{x}, \omega)$ と $\partial_i \hat{G}(\mathbf{x}_A, \mathbf{x}, \omega)$ はそれぞれ、震源 $\mathbf{x}$ におけるモノ・ポール震源とダイ・ポール震源による応答を意味する。上式の左辺は時間領域においては $G(\mathbf{x}_A, \mathbf{x}_B, t) + G(\mathbf{x}_A, \mathbf{x}_B, -t)$ となり、右辺の被積分関数に含まれる積は同じく時間領域ではグリーン関数の相互相関を表す。境界 $\partial\mathbb{D}$ 上の積分は、境界 $\partial\mathbb{D}$ 上に位置する震源の座標 $\mathbf{x}$ について積分を実行することと等価である。以上から、(13)式は、震源 $\mathbf{x}$ に対する点 $\mathbf{x}_A$ および $\mathbf{x}_B$ におけるグリーン関数の相互相関を求め、境界 $\partial\mathbb{D}$ 上のすべての震源 $\mathbf{x}$ についてそれぞれの相互相関結果を積分することによって、異なる二つの受振点の一方($\mathbf{x}_B$)を震源、他方($\mathbf{x}_A$)を受振点とするグリーン関数を合成できる事を示している。

(13)式は損失のない不均質音響媒体において厳密な関係式であり、受振点 $\mathbf{x}_A$ と $\mathbf{x}_B$ を含む限り境界 $\partial\mathbb{D}$ の形状は任意、境界の内部と外部はいずれも不均質であってよい。即ち、この関係式からは境界の内と外の不均質性の影響を受けた点 $\mathbf{x}_A$ と点 $\mathbf{x}_B$ の間のすべての波動場を含むグリーン関数を合成することができる。しかしながら、(13)式は被積分関数の中に異なる震源タイプに対する応答の相互相関の和を必要としており実用には不向きである。そこで実用的な地震波干渉法の基本式を導くため、仮定の導入と近似を施す(Wapenaar and Fokkema, 2006)。

- ・ 仮定：領域 $\mathbb{D}$ の外部は均質
- ・ 近似：モノ・ポール震源によるダイ・ポール震源の近似

$$\partial_i \hat{G}(\mathbf{x}_A, \mathbf{x}, \omega) n_i \approx -j \frac{\omega}{c} \hat{G}(\mathbf{x}_A, \mathbf{x}, \omega)$$

($c(\mathbf{x})$ は震源 $\mathbf{x}$ 近傍の伝播速度)

これにより、最終的に次の地震波干渉法の基本式が得られる。

$$2\Re[\hat{G}(\mathbf{x}_A, \mathbf{x}_B, \omega)] \approx \frac{2}{\rho c} \oint_{\partial\mathbb{D}} [\hat{G}^*(\mathbf{x}_A, \mathbf{x}, \omega) \hat{G}(\mathbf{x}_B, \mathbf{x}, \omega)] d^2\mathbf{x} \quad (14)$$

この式は、最も単純化されたグリーン関数合成式であり、地震波干渉法の実用に適した形をしている。

Fig. 2. Modified configuration with a free surface $\partial\mathbb{D}_0$. The Green's function $\hat{G}(\mathbf{x}_A, \mathbf{x}_B, \omega)$ can be obtained by cross-correlating observations at $\mathbf{x}_A$ and $\mathbf{x}_B$ and integrating along the source coordinate $\mathbf{x}$ at $\partial\mathbb{D}_1$. (modified from Wapenaar and Fokkema (2006a)).

境界 $\partial\mathbb{D}$ の一部が自由表面を含む場合、 $\partial\mathbb{D}_0$ と $\partial\mathbb{D}_1$ をそれぞれ任意の形状をした自由表面および震源の存在する地中の境界とすると、境界 $\partial\mathbb{D}$ は二つの境界からなる($\partial\mathbb{D} = \partial\mathbb{D}_0 \cup \partial\mathbb{D}_1$)。このとき、先と同様に点 $\mathbf{x}_A$ と点 $\mathbf{x}_B$ は境界 $\partial\mathbb{D}$ の内部にあるとする。自由表面 $\partial\mathbb{D}_0$ において圧力 $\hat{p}$ は零となるので、(13)式と(14)式の積分経路は $\partial\mathbb{D}_1$ についてのみ評価すればよい(Fig.2)。したがって、自由表面を境界の一部に含む場合、地震波干渉法の基本式は以下のようにになる。

$$2\Re[\hat{G}(\mathbf{x}_A, \mathbf{x}_B, \omega)] \approx \frac{2}{\rho c} \int_{\partial\mathbb{D}_1} [\hat{G}^*(\mathbf{x}_A, \mathbf{x}, \omega) \hat{G}(\mathbf{x}_B, \mathbf{x}, \omega)] d^2\mathbf{x} \quad (15)$$

次に、境界 $\partial\mathbb{D}$ 上の震源 $\mathbf{x}$ から互いに無相関なノイズ $N(\mathbf{x}, t)$ が発生している場合を考え、このとき境界上のすべての震源から連続的にランダムなノイズが発生しているとする。このとき、点 $\mathbf{x}_A$ と点 $\mathbf{x}_B$ における圧力場はそれぞれ次のように表すことができる。

$$\hat{p}^{obs}(\mathbf{x}_A, \omega) = \oint_{\partial\mathbb{D}} \hat{G}(\mathbf{x}_A, \mathbf{x}, \omega) \hat{N}(\mathbf{x}, \omega) d^2\mathbf{x} \quad (16)$$

$$\hat{p}^{obs}(\mathbf{x}_B, \omega) = \oint_{\partial\mathbb{D}} \hat{G}(\mathbf{x}_B, \mathbf{x}, \omega) \hat{N}(\mathbf{x}, \omega) d^2\mathbf{x} \quad (17)$$

境界上の震源座標が異なる($\mathbf{x} \neq \mathbf{x}'$)ノイズ震源 $\hat{N}(\mathbf{x}, \omega)$ と $\hat{N}(\mathbf{x}', \omega)$ は互いに無相関であり、パワースペクトルは同じであるとする

$$\langle \hat{N}^*(\mathbf{x}, \omega) \hat{N}(\mathbf{x}', \omega) \rangle = \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}') \hat{S}(\omega) \quad (18)$$

と仮定することができる。ここで、 $\langle \cdot \rangle$ は空間のアンサン

ブル平均, $\hat{S}(\omega)$ はノイズの平均パワースペクトルを表す。このとき, 地震波干渉法の基本式 (グリーン関数合成式) は以下になる (Wapenaar and Fokkema, 2006)。

$$2\Re\left[\hat{G}(\mathbf{x}_A, \mathbf{x}_B, \omega)\right]\hat{S}(\omega) \approx \frac{2}{\rho c} \langle \hat{p}^{obs*}(\mathbf{x}_A, \omega) \hat{p}^{obs}(\mathbf{x}_B, \omega) \rangle \quad (19)$$

この式は, 地中のランダムな波動場の観測から二点間の地震波応答を合成できる事を示している。(13) 式では境界上にある震源毎に観測を行う必要があったが, (19) 式では地中のランダムな波動場を一度に観測すればよい。地震波干渉法を利用してノイズ様の波動場の受動的な観測から地下構造を調査するための関係式である。

2.2 弾性波動場における地震波干渉法

弾性波動場においては, 導出過程がやや複雑となるが上述の音響波動場における関係の導出とほぼ同様にして相反定理および時間反転不変の原理より次の関係が得られる (Wapenaar and Fokkema, 2006)。

$$2\Re\left[\hat{G}_{p,q}^{v,f}(\mathbf{x}_A, \mathbf{x}_B, \omega)\right] = -\oint_{\partial\mathbb{D}} \left[\left\{ \hat{G}_{p,i}^{v,f}(\mathbf{x}_A, \mathbf{x}, \omega) \right\}^* \hat{G}_{q,ij}^{v,h}(\mathbf{x}_B, \mathbf{x}, \omega) + \left\{ \hat{G}_{p,ij}^{v,h}(\mathbf{x}_A, \mathbf{x}, \omega) \right\}^* \hat{G}_{q,i}^{v,f}(\mathbf{x}_B, \mathbf{x}, \omega) \right] n_j d^2\mathbf{x} \quad (20)$$

この式では $\{i, j, p, q\}$ は空間の方向を表し, $\hat{G}_{p,i}^{v,f}(\mathbf{x}_A, \mathbf{x}, \omega)$ は点 $\mathbf{x}$ に単位体積力 $\hat{f}_i$ を入力したときの点 $\mathbf{x}_A$ における p 方向の粒子速度 v_p の応答を表し, $\hat{G}_{q,ij}^{v,h}(\mathbf{x}_B, \mathbf{x}, \omega)$ は点 $\mathbf{x}$ における変形 h_{ij} に対する点 $\mathbf{x}_B$ における q 方向の粒子速度 v_q の応答を表す。また, $\mathbf{n}$ は境界 $\partial\mathbb{D}$ の法線ベクトルを表す。(20) 式は異なる二点で観測された波形記録の相互相関により二点間のグリーン関数を合成できることを示している。さらに, 音響波動場の場合と同様に, 単純化された地震波干渉法の基本式が以下のように導かれる。

$$2\Re\left[\hat{G}_{p,q}^{v,f}(\mathbf{x}_A, \mathbf{x}_B, \omega)\right] \approx \frac{2}{\rho c^K} \oint_{\partial\mathbb{D}} \left[\left\{ \hat{G}_{p,K}^{v,\phi}(\mathbf{x}_A, \mathbf{x}, \omega) \right\}^* \hat{G}_{q,K}^{v,\phi}(\mathbf{x}_B, \mathbf{x}, \omega) \right] d^2\mathbf{x} \quad (21)$$

ここで, K は震源の種類を表しており, $K=0$ のときは P 波震源, $K=\{1, 2, 3\}$ のとき異なる S 波震源を意味する。また, ρ は密度, c^K は P 波速度または S 波速度を表す。従って, (21) 式は境界 $\partial\mathbb{D}$ における P 波震源と S 波震源からの波動場を異なる二点で観測した波形記録を

それぞれ相互相関して足し合わせ, さらに境界上に在る他の震源からの波動場の相関結果も評価することでグリーン関数を合成することができる。音響波動場については, 弾性波動場の特別な場合と考えることができる。従って, 音響波動場での粒子速度場 v_i についてグリーン関数を求めたい場合には $K=0$ (P 波震源) についてのみ評価すればよい。

粒子速度 v_p および v_q について二成分または三成分の観測を行った場合, (21) 式において方向 p と q の組み合わせを任意に選ぶことができる (全部で 9 通り)。例えば $p=x_3$ かつ $q=x_3$ とした場合には x_3 方向 (深度方向) に力を加えた場合の x_3 方向 (同じく深度方向) の粒子速度の応答波形を合成することができ, $p=x_3$ かつ $q=x_1$ とした場合には x_3 方向 (深度方向) に力を加えた場合の x_1 方向 (水平方向) の粒子速度成分を合成することができる。点 $\mathbf{x}_B$ を仮想的な震源としたときの点 $\mathbf{x}_A$ で受振する波形記録は (21) 式左辺の $t > 0$ の部分を取り出すことで得られる。

さらに, 境界 $\partial\mathbb{D}$ が自由表面 $\partial\mathbb{D}_0$ と地中の境界 $\partial\mathbb{D}_1$ から成り ($\partial\mathbb{D} = \partial\mathbb{D}_0 \cup \partial\mathbb{D}_1$), 受振点 A および B が自由表面上に在る場合には, (21) 式左辺の体積力 f は自由表面上における表面力 τ となり, 右辺の積分は地中の境界 $\partial\mathbb{D}_1$ について評価する。

$$2\Re\left[\hat{G}_{p,q}^{v,\tau}(\mathbf{x}_A, \mathbf{x}_B, \omega)\right] \approx \frac{2}{\rho c^K} \int_{\partial\mathbb{D}_1} \left[\left\{ \hat{G}_{p,K}^{v,\phi}(\mathbf{x}_A, \mathbf{x}, \omega) \right\}^* \hat{G}_{q,K}^{v,\phi}(\mathbf{x}_B, \mathbf{x}, \omega) \right] d^2\mathbf{x} \quad (22)$$

地中の波動場を地表の受振器群で観測した記録に対して (22) 式を利用することにより, 擬似的な反射法地震探査記録を合成することができる。

3. 数値シミュレーション

3.1 地震波干渉法によるグリーン関数合成

3.1.1 均質媒質中に散乱点のあるモデル

均質媒質中に散乱点のあるモデル (Fig.3(a)) を用いて数値シミュレーションを行い, 地震波干渉法の基本式 (14) 式についてその原理を確認する。均質媒質中 ($V_p=2,500\text{m/s}$) に受振点 A (500m, 100m) と B (1,500m, 100m) と散乱点 C (1200m, 600m) があり, 震源は点 (1,000m, 0m) を中心とする半径 800m の円上を $\phi=0^\circ$ から $\phi=360^\circ$ まで 1° 刻みで移動しながら発震を行う (時計回りを正方向)。震源関数にはリッカーウェーブレット (ピーク周波数 45Hz) を用いる。各震源に対する点 $\mathbf{x}_A$ および点 $\mathbf{x}_B$ における地震波記録をそれぞれ Fig.3(b) と (c) に示す。これらの図では縦軸が走時 t を表し, 横軸は震源の位置を示す角度 ϕ を表す。A1 と B1 は各震源から

Fig. 3. Numerical simulation of seismic interferometry in open configuration. (a) Two receivers, A and B, and a diffractor C are in an infinite homogeneous medium, $V_p=2,500\text{m/s}$. Source moves along a circle $\partial\mathbb{D}$. (b) and (c) shows synthetic seismic records at the receiver A and B respectively. The vertical axis is time, and the horizontal axis is angle where the source is located on the circle. A1 and B1 are direct waves from each source, and A2 and B2 are scattered waves at C. (d) A cross-correlogram calculated by cross-correlation of each trace in (b) and (c). There are four combinations of the cross-correlation of the seismic response {A1, A2} and {B1, B2}. Points ①, ②, ③, and ④ are stationary points that are effective to simulate pseudo seismic response. (e) The simulated seismic response by integrating cross-correlogram (d) in horizontal direction. (f) Comparison between the simulated seismic response (solid line) and the true seismic response (dashed line) at A due to a source at B.

点 A と点 B に直接到達した波, A2 と B2 は点 C において散乱して点 A と点 B に到達した波である。これらは, 点 $\mathbf{x}(\phi)$ に対する点 $\mathbf{x}_A$ と点 $\mathbf{x}_B$ におけるグリーン関数 $G(\mathbf{x}_A, \mathbf{x}(\phi), t)$ と $G(\mathbf{x}_B, \mathbf{x}(\phi), t)$ に対応する。

次に, Fig.3(b)(c)の地震記録に対して, 震源を共通とする (角度 ϕ を共通とする) 点 $\mathbf{x}_A$ および点 $\mathbf{x}_B$ における地震トレースの相互相関を行う。すべての震源に対する二点の地震トレースの相互相関結果を Fig.3(d)に示す。

Fig. 4. (a) Two receivers, A and B, and a diffractor C are in an semi-infinite homogeneous medium, $V_p=2,500\text{m/s}$. Source moves along a semi-circle $\partial\mathbb{D}_1$. (b) Comparison of the simulated seismic response with $\Delta\phi=1^\circ$ (solid line) and the true seismic response (dashed line) at A from the source at B. Vertical lines, from ① to ⑥, indicate travel time of seismic events that are correspondent to raypaths shown in (c).

この図も同様に縦軸が走時 t 、横軸が角度 ϕ を示す。 $A1 \times B1$ で示されたのは直接波 A1 と直接波 B1 の相互相関による波、同様に、 $B1 \times A2$ は直接波 B1 と散乱波 A2 の相互相関による波、 $A1 \times B2$ は直接波 A1 と散乱波 B2 の相互相関による波を表す。また、 $t=0.1\text{s}$ 付近には時間の変化しない散乱波 A2 と散乱波 B2 の相関による波 ($A2 \times B2$) が現れるが振幅は他の波に比べて極端に小さい。さらに、この相互相関結果を横軸 ϕ に沿って積分した結果を Fig.3(e) に示す。この合成された波形は点 A と点 B の間のグリーン関数であり、時刻 $t=0.4\text{s}$ ($t=-0.4\text{s}$) 付近に直接波、時刻 $t=0.6\text{s}$ ($t=-0.6\text{s}$) 付近に散乱点からの波が確認できる。相互相関の性質と波動の性質を考慮すると Fig.3(e) において $t>0$ は点 B を震源として点 A で受振した地震波形、 $t<0$ は点 A を震源として点 B で受振した地震波形である。Fig.3(f) は $t>0$ の波形について真の波形と合成波形の比較を示しており、完全な波形合成ができたのを確認できる。真の波形合成の際には、震源関数にはリックウェーブレットを自己相関した波形を用いた。

Fig.3(d) から Fig.3(e) への積分の作業は、(14) 式において共通の震源に対する二点のグリーン関数の相互相関結果の積分に対応する。Fig.3(d) において、角度 ϕ 毎に相互相関から得られた波形は、角度 ϕ の変化に対してその出現時刻が連続的に変化している。その中で点①～④では変化が緩やかである。位相 (走時) の変化に対して振幅の変化が十分緩やかであるとき、位相の変動のない付近で振幅は足し合わされ、それ以外の部分では互いに波が打ち消しあう。このため(14)式の積分に対して大きく寄与するこの位相の停留する点を、停留点(stationary

point) または停留位相(stationary phase) と呼ぶ (Snieder et al., 2006)。波動伝播を幾何学的に捉えた場合、停留点は仮想的な震源となる点を通りもう一方の受振点へ至る波線に対する震源の位置に対応する。

3.1.2 自由表面を境界の一部に含むモデル

次に、Fig.4(a) に示すような自由表面を有する半無限均質媒質中 ($V_p=2,500\text{m/s}$) に散乱点が存在するモデルを考え、自由表面 $\partial\mathbb{D}_0$ と地中の境界 $\partial\mathbb{D}_1$ に囲まれる領域 $\mathbb{D}$ 内に二つの受振点 A(500m, 100m) と B(1500m, 100m)、散乱点 C(1200m, 600m) が含まれているとする。震源は半径 800m の半円 $\partial\mathbb{D}_1$ 上に存在するとし、自由表面からの角度を ϕ (時計回りを正方向) とする。リックウェーブレット(ピーク周波数 45Hz) を震源関数とする震源は半径 800m の半円上を $\phi=0^\circ$ から $\phi=180^\circ$ の範囲を 1° 刻みで移動し、それぞれの発震に対する点 A および点 B における地震波記録を合成する。その後、震源を共通とする地震波形の相互相関を取り、すべての震源に対する相関結果を足し合わせることで、点 B を震源として点 A を受振点とする地震波記録を合成する。Fig.4(b) には地震波干渉法によって合成された波形(実線)と、点 B に震源において点 A で受振した場合の直接シミュレーションによる真の波形(破線)とを比較したものである。真の波形を求めるシミュレーションにおいては、震源波形にリックウェーブレット(ピーク周波数 45Hz) の自己相関をとった波形を入力とする。両者の波形はほぼ一致しており、合成された波形には直接波や点 C から散乱した波が再現されるのを確認した。なお、Fig.4(b) 中の縦実線 (①～⑥) は直接波、自由表面からの反射波、散乱波等

Fig.5 (a) Two-layers model for numerical simulation with a source on the surface. The source moves on the surface, and two receivers are located in the ground. (b) Simulated seismic responses by seismic interferometry from the sources on the surface. The left figure shows a simulated response from all sources, and other five figures are simulated from the sources in each range (from I to V) in (a). The causal parts ($t > 0$) mean the wave propagation from a virtual source at A to a receiver at B, and the non-causal parts ($t < 0$) mean the propagation from a virtual source at B to a receiver at A. D (D') and R (R') are corresponding to a direct wave and a reflected wave at the boundary respectively.

の走時を示しており, Fig.4(c)で示すそれぞれの波線を伝播する波の走時に対応している。

3.2 地表震源と地中受振器を利用した観測

地表を移動するパルス震源からの波動場を地中の異なる受振点で観測し, それぞれの受振記録の相互相関により波形を合成する事を考える。ここでは単純な水平二層構造 (上層: $V_p=2,500\text{m/s}$, 下層: $V_p=3,500\text{m/s}$) について音響波シミュレーションを行う。震源は地表の $x=0\text{m}$ から $x=1,000\text{m}$ まで 1m ずつ移動しながら発震し, それぞれの震源に対して地中の受振点 A ($x=450\text{m}$, $z=80\text{m}$) および B ($x=550\text{m}$, $z=160\text{m}$) で波動場を観測するという状況を考える (Fig.5(a))。地表を移動する震源毎に二点の受振記録の相互相関を行い, 利用するすべての震源に対する相関結果を足し合わせることで波形記録を合成する。この観測状況においては積分区間 (震源の存在する境界) は地表であり, 地表面と震源群が受振器を取り巻くような環境となっていない。従って, 完全なグリ

ーン関数は合成されない事が予想されるが, 震源と受振点の幾何学的な関係からは直接波と地層境界からの反射波の合成は可能であると考えられる。本シミュレーションは, 例えば複数の坑井を利用した探査や水平井または傾斜井に設置した受振器を利用した探査を想定したものとなっている。任意の震源を地表の任意の地点で用いることができれば作業効率の向上, 高出力な震源の利用による調査範囲の拡大が期待できる。その他, 対象層よりも浅部に複雑な構造がある場合, 地表からの反射法探査では障害となることが考えられるが, 地表の複数の震源と地中の受振点群を組合せて仮想震源記録を合成することにより, 仮想震源より浅部の複雑な構造を伝播する影響は相互相関の和をとる際に取り除くことができるという利点がある (Bakulin and Calvert, 2004; Willis et al., 2006; Horby and Yu, 2007)。

Fig.5(b)は点 A を仮想的な震源として点 B を受振点とした場合の合成波形記録を示しており, この図のうち左端は地表の震源をすべて利用して合成された記録, 右の 5 つの図はそれぞれ Fig.5(a)に示す I-V の 5 区間に存在する震源からの記録を利用して合成された波形記録を示す。相互相関の性質より Fig.5(b)において $t > 0$ は点 A を震源として点 B で受振した地震波形, $t < 0$ は点 B を震源として点 A で受振した地震波形に対応する。

合成された波形のうち, 直接波 (D, D') と反射波 (R, R') に注目する。点 A から点 B に至る波 ($t > 0$) のうち直接波 (D) と一次反射波 (R) を合成するためには $x=200 \sim 400\text{m}$ (II) の震源からの寄与がもっとも大きく, $x=400 \sim 600\text{m}$ (III) の震源からの寄与も無視できない。点 B から点 A へ至る波 ($t < 0$) については, 直接波 (D') の合成には $x=800 \sim 1,000\text{m}$ (V) の震源, 一次反射波 (R') については $x=600 \sim 800\text{m}$ (IV) の震源について寄与が大きいことがわかる。また, $x=0 \sim 200\text{m}$ (I) の震源からの点 A-B 間の波形合成へは大きく寄与しない。合成された波形について, 点 A から点 B へ向かう波 ($t > 0$) と点 B から点 A に向かう波 ($t < 0$) では振幅が異なり, 波形合成に寄与する震源範囲が対称ではない。受振点 B の深度が受振点 A の深度に対して大きいため, 直接波と一次反射波に対応する停留点がそれぞれ離れた位置に存在していることによる。

本シミュレーションでは, 地表震源群と地中受振点群の組合せに対して, 地中の受振点を仮想的な震源とする波形記録の合成が可能であることが確認された。このとき, 地表で用いる震源の分布範囲に応じて再現される波形や振幅が大きく異なる。これは, 震源と受振点の位置関係から波形合成に寄与する震源の分布や震源と受振点までの距離などが原因と考えられる。停留位相に関する考察を行うことにより, 地下調査の現場において震源と受振点の配置が決まれば合成される波形記録がカバーするエリアを概ね推定でき, 逆に, 情報を得たい地下の領

Fig.6 (a) Two-layers model with concave structure. 201 sources are randomly distributed in a lower layer, and 71 receivers are deployed on the surface with 40m interval from 2,600m to 5,400m. (b) Synthetic seismic record from random noise sources. (c) Simulated reflection responses of a virtual source at 4,000m. It has a causal and a non-causal parts that correspond to common shot gather and common receiver gather respectively. (d) Synthetic true reflection response due to a source at 4,000m on the surface. (e) Simulated shot gather at different virtual sources. The shot gather can be simulated at all receiver position as many as receivers deployed on the surface. (f) Migrated section from the simulated reflection responses by the seismic interferometry.

域に応じて適切な震源受振点の配置を決定することができる。

3.3 地中雑震動記録からの波形合成とイメージング

最後に、地中のランダムな震動を地表の受振器群で観測し、地震波干渉法により擬似反射波記録を合成、構造のイメージングを行うことを想定したシミュレーションを行う。Fig.6(a)の向斜構造モデル(上層 $V_p=1,500$ m/s,

下層 $V_p=2,500\text{m/s}$ において、下層の $x=1,000\sim 7,000\text{m}$, $z=500\sim 800\text{m}$ の領域に 201 個の震源 (黒点) がランダムに分布する。これらの震源から発生する互いに無相関なノイズによる波動場を、地表の $x=2,600\sim 5,400\text{m}$ に 40m 間隔に配置した 71 点の受振器において観測する状況を考える。Fig.6(b)には震源が震動を始めてから 3 秒間の波形記録を示しており、初動以降に地中のランダムな波動場が観測されている。この透過波記録に対して地震波干渉法を適用し、ここでは擬似反射波記録を合成する。

中央のトレース($x=4,000\text{m}$)を基準とする擬似ショット記録を Fig.6(c)に示す。波形合成には 15 分間の透過波記録を利用した。多数の受振点の記録を利用した場合に合成された波形記録は、相互相関の性質から $t > 0$ の記録は共通発震点記録、 $t < 0$ の記録は共通受振点記録であると解釈できる。Fig.6(d)は、地表の $x = 4,000\text{m}$ に震源 (リッカーウェーブレット; 15Hz)を与え、地表の受振点で観測した真の反射波記録である。この記録は Fig.6(c)の $t > 0$ の記録に対応し、これらを比較すると合成記録中には直接波、反射波、多重反射波が再現されているのを確認できる。相互相関処理実施の際、地震トレースの組み合わせを変えることにより、すべての受振点位置を仮想的な震源とする擬似反射波記録を合成することができ、その記録は反射法地震探査におけるショット記録と同等の記録として扱うことができる。15 分間の透過波記録を利用して合成された全 71 組のショット記録うち、異なる 5 つの位置にある受振点を仮想的な震源としたときの合成反射波記録を Fig.6(e)に示す。いずれの合成記録についても、仮想的な震源から直線状に伸びる直接波、境界からの反射波、それらの多重反射波に対応する波を確認できる。

さらに、地震波干渉法により合成された擬似反射波記録を利用してイメージングを行う。全 71 組の合成反射波記録に対して、真の速度モデルを利用して重合前深度マイグレーションを施し地下構造のイメージングを行った結果を Fig.6(f)に示す。対斜構造の境界および水平境界が正確にイメージングされた。ただし、境界の下に現れているイベントは多重反射によるものである。

本シミュレーションから、地中雑震動の観測記録から地震波干渉法により擬似反射波記録を合成し、地下のイメージングが可能であることを示した。地中に存在する自然の震動や社会生活に伴う震動を観測することで地中を可視化できることを期待させるものである。

4. おわりに

本稿では、地震波干渉法の理論について概説するとともに、いくつかの数値シミュレーションにより本手法の利用の例を示した。地震波干渉法は、これまでノイズと

考えられてきた地中の震動を信号として利用することを可能にする画期的な信号処理技術であると言える。地震波干渉法のもつ最大の特徴のひとつは、相互相関を行う地震トレースの組み合わせを変えることにより、観測に利用した受振器の数だけの擬似ショット記録を合成することである。そして、合成された波形記録は、従来用いられているデータ処理や今後開発される新しい処理技術によって、構造のイメージングや種々の解析が可能となる。資源探査、土木、防災、環境、地球科学の各分野において、地震波干渉法が活躍できる場が無数にあると考えられる。今後、それぞれのフィールドで工夫を凝らした地震波干渉法の利用拡大が期待される。

参 考 文 献

- Bakulin, A., and Calvert, R. (2004): Virtual source, New method for imaging and 4D below complex overburden, *74th Ann. Internat. Mtg., Soc. of Expl. Geophys. Expanded Abstracts*, 2477–2480.
- Bakulin, A., and Calvert, R. (2005): Virtual shear source: A new method for shear-wave seismic surveys, *75th Ann. Internat. Mtg., Soc. of Expl. Geophys. Expanded Abstracts*, 2633–2636.
- Bakulin, A., and Calvert, R. (2006): The virtual source method: Theory and case study, *Geophysics*, **71**, SI139–SI150.
- Bojarski, N. N. (1983): Generalized reaction principles and reciprocity theorems for the wave equation, and the relationship between the time-advanced and time-retarded fields, *J. Acoust. Soc. Am.*, **74**, 281–285.
- Campillo, M. and Paul, A. (2003): Long-range correlation in the diffuse seismic coda, *Science*, **299**, 547–549.
- Claerbout, J. F. (1968): Synthesis of a layered medium from its acoustic transmission response, *Geophysics*, **33**, 264–269.
- Curtis, A., Gerstoft, P., Sato, H., Snieder, R., and Wapenaar, K. (2006): Seismic interferometry - turning noise into signal, *The Leading Edge*, **25**, 1082–1092.
- Daneshvar, M. R., Clay, C. S., and Savage, M. K. (1995): Passive seismic imaging using microearthquakes, *Geophysics*, **60**, 1178–1186.
- de Hoop, A. T. (1988): Time-domain reciprocity theorems for acoustic wave fields in fluids with relaxation, *J. Acoust. Soc. Am.*, **84**, 1877–1882.
- Derode, A., Larose, E., Tanter, M., de Rosny, J., Tourin, A., Campillo, M., and Fink, M. (2003a): Recovering the Green's function from field-field correlations in an open

- scattering medium (L), *J. Acoust. Soc. Am.*, **113**, 2973–2976.
- Derode, A., Larose, E., Campillo, M., and Fink, M. (2003b): How to estimate the Green's function of a heterogeneous medium between two passive sensors? Application to acoustic waves, *Applied Physics Letters*, **83**, 3054–3056.
- Draganov, D., Wapenaar, K., and Thorbecke, J. (2004): Passive seismic imaging in the presence of white noise sources, *The Leading Edge*, **23**, 889–892.
- Draganov, D., Wapenaar, K., and Thorbecke, J. (2005): Seismic interferometry: Reconstruction of the elastodynamic reflection response, *EAGE 67th Conference & Exhibition, Extended Abstracts*, G032.
- Draganov, D., Wapenaar, K., and Thorbecke, J. (2006): Seismic interferometry: Reconstructing the earth's reflection responses, *Geophysics*, **71**, SI61–SI70.
- Draganov, D., Wapenaar, K., Mulder, W., Singer, J., and Verdel, A. (2007): Retrieval of reflections from seismic background-noise measurements, *Geophysical Research Letters*, **34**, L04305.
- Fink, M. (1997): Time reversed acoustics, *Physics Today*, **50**, 34–40.
- Hohl, D. and Mateeve, A. (2006): Passive seismic reflectivity imaging with ocean-bottom cable data, *76th Ann. Internat. Mtg., Soc. of Expl. Geophys., Expanded Abstracts*, 1560–1563.
- Hornby, B.E. and Yu J.Y. (2007): Interferometric imaging of a salt flank using walkaway VSP data, *The Leading Edge*, **26**, 760–763.
- Malcolm, A. E., Scales, J. A., and van Tiggelen, B. A. (2004) : Extracting the Green's function from diffused, equipartitioned waves, *Physical Review E*, **70**, 015601(1–4).
- Matsuoka, T., Tanaka, M., Shiraishi, K., Narahara, S., and Abe, S. (2005): Daylight imaging by aftershocks of Tottori-Seibu earthquake in Japan, *AGU Fall Meeting*, S33A–0314.
- Poletto, F. and Petronio, L. (2006): Seismic interferometry with a TBM source of transmitted and reflected waves, *Geophysics*, **71**, SI85–SI93.
- Rickett, J. and Claerbout, J. F. (1999) : Acoustic daylight imaging via spectral factorization: Helioseismology and reservoir monitoring, *The Leading Edge*, **18**, 957–960.
- Roux, P., Kuperman, W. A., and the NPAL Group (2004): Extracting coherent wave fronts from acoustic ambient noise in the ocean, *J. Acoust. Soc. Am.*, **116**, 1995–2003.
- Roux, P., Sabra, K. G., Gerstoft, P., and Kuperman, W. A. (2005): P-wave from cross-correlation of seismic noise, *Geophysical Research Letters*, **32**, L19303(1–4).
- Schuster, G. T. (2001): Theory of daylight/interferometric imaging: Tutorial, *EAGE 63rd Conference & Exhibition, Extended Abstracts*, A32.
- Schuster, G. T., Yu, J., Sheng, J., and Rickett, J. (2004): Interferometric / daylight seismic imaging, *Geophys. J. Int.*, **157**, 837–852.
- Scherbaum, F. (1987a): Seismic imaging of the site response using microearthquake recordings. part I. method, *Bull. of Seis. Soc. Ame.*, **77**, 1905–1923.
- Scherbaum, F. (1987b): Seismic imaging of the site response using microearthquake recordings. part II. application to the swabian jura, southwest germany, seismic network, *Bull. of Seis. Soc. Ame.*, **77**, 1924–1944.
- Shapiro, N. M., Campillo, M., Stehly, L., and Ritzwoller, M. H. (2005): High-resolution surface-wave tomography from ambient seismic noise, *Science*, **307**, 1615–1618.
- Shiraishi, K., Matsuoka, T., Matsuoka, T., Tanoue, M., and Yamaguchi, S. (2007): Seismic interferometric imaging from a point source in the ground, *Journal of Seismic Exploration*, **15**, 323–332.
- Shiraishi, K., Onishi, K., Ito, S., Aizawa, T., and Matsuoka, T. (2006): Seismic interferometry with underground moving source, *EAGE 68th Conference&Exhibition, Extended Abstracts*, A043.
- Slob, E., and Wapenaar, K. (2007): Electromagnetic Green's functionis retrieval by cross-correlation and cross-convolution in media with losses, *Geophysical Research Letters*, **34**, L05307.
- Snieder, R. (2004): Extracting the Green's function from the correlation of coda waves: A derivation based on stationaly phase, *Physical Review E*, **69**, 046610(1–8).
- Snieder, R., Wapenaar, K., and Larner, K. (2006) : Spurious multiples in seismic interferometry of primaries, *Geophysics*, **71**, SI111–SI124.
- Tanaka, M., Matsuoka, T., Hato, M., Tsukada, K., and Onishi, K. (2006) : Imaging by seismic interferometry using coda waves in inhomogeneous medium, *Proceedings of the 8th SEGJ International Symposium*, 263–266.
- van Manen, D.J., Curtis, A., and Robertsson, J. O. A. (2006) : Interferometric modeling of wave propagation in inhomogeneous elastic media using time reversal and reciprocity, *Geophysics*, **71**, SI47–SI60.
- van Manen, D.J., Robertsson, J. O. A., and Curtis, A. (2005): Modeling of wave propagation in inhomogeneous media, *Physical Review Letters*, **94**, 164301(1–4).
- van Tiggelen, B. A. (2003): Green function retrival and time reversal in a disordered world, *Physical Review Letteres*, **91**, 243904(1–4).
- Wapenaar, K. (2003): Synthesis of an inhomogeneous

- medium from its acoustic transmission response, *Geophysics*, **68**, 1756–1759.
- Wapenaar, K. (2004): Retrieving the elastodynamic Green's function of an arbitrary inhomogeneous medium by cross correlation, *Physical Review Letters*, **93**, 254301(1–4).
- Wapenaar, K., Draganov, D., Thorbecke, J., and Fokkema, J. (2002) : Theory of acoustic daylight imaging revisited, *74th Ann. Internat. Mtg., Soc. of Expl. Geophys., Expanded Abstracts*, 2269–2272.
- Wapenaar, K. and Fokkema, J. (2006): Green's function representations for seismic interferometry, *Geophysics*, **71**, SI33–SI46.
- Wapenaar, K., Thorbecke, J., and Draganov, D. (2004) : Relationship between reflection and transmission responses of three-dimensional inhomogeneous media, *Geophys. J. Int.*, **156**, 179–194.
- Weaver, R. and Lobkis, O. (2002): On the emergence of the Green's function in the correlations of a diffuse field: pulse-echo using thermal phonons, *Ultrasonics*, **40**, 435–439.
- Willis, M. E., Lu, R., Campman, X., Toksöz, M. N., Zhang, Y., and de Hoop, M. V. (2006) : A novel application of time-reversed acoustics: Salt-dome flank imaging using walkaway VSP survey, *Geophysics*, **71**, A7–A11.
- Yu, J. and Schuster, G. T. (2006): Crosscorrelogram migration of inverse vertical seismic profile data, *Geophysics*, **71**, S1–S11.

Synthesis of Green's function by seismic interferometry and subsurface imaging

Toshifumi Matsuoka* and Kazuya Shiraishi**

ABSTRACT

We review theory of the seismic interferometry, and show some results by numerical simulations. The cross-correlation of two recordings of a wavefield at different receivers yields the Green's function between these receivers. By using this processing technique, we can use background noise as a signal which have been thought as undesirable noise in conventional seismic explorations, and can investigate the subsurface with controlled sources and a ingenious deployment of receivers adapted to an environment of a target field. Equations for synthesizing Green's function are derived from the reciprocity theorem and the principle of time reversal invariance. In this paper, we show the derivation of the equations, and basic equations for the seismic interferometry in an acoustic wavefield and in an elastic wavefield. The numerical simulations show examples of the synthesis of Green's functions by the seismic interferometry. The concept of stationary phase is important for retrieving seismic signals, and it is useful for planning the location of sources and receivers in a field. Because the seismic interferometry can simulate the simulated shot gather as many as the number of receivers used in an observation, we can image or analyze the subsurface from the simulated pseudo data. We show a numerical example of the subsurface imaging from a random wavefield in the ground. In near future, the seismic interferometry will be effectively used with ingenuity depending on an environment and a target.

Keywords: Seismic interferometry, cross-correlation, Green's function, stationary phase, imaging