

# 博士論文

## 実験室における砂地盤中の水飽和度と透過弾性波の 速度分散および減衰の大きさの関係

(Relationships among water saturation, velocity dispersion, and  
attenuation of elastic waves transmitted through sand in laboratory)

2021年9月

立命館大学大学院理工学研究科

基礎理工学専攻博士課程後期課程

中山 雅之



立命館大学審査博士論文

実験室における砂地盤中の水飽和度と透過弾性波の  
速度分散および減衰の大きさの関係

(Relationships among water saturation, velocity dispersion, and  
attenuation of elastic waves transmitted through sand in laboratory)

2021年9月

September 2021

立命館大学大学院理工学研究科

基礎理工学専攻博士課程後期課程

Doctoral Program in Advanced Mathematics and Physics

Graduate School of Science and Engineering

Ritsumeikan University

中山 雅之

NAKAYAMA Masayuki

研究指導教員：川方 裕則教授

Supervisor : Professor KAWAKATA Hironori



# 目次

第1章 序論.....	1
第2章 計測システムの開発.....	8
2.1 はじめに.....	8
2.1.1 流体を含む多孔質岩石中を伝わる理論弾性波速度.....	8
2.1.2 未固結媒質に対する水飽和度と透過波の関係を調べる先行研究に関する技術的懸念.....	15
2.2 技術開発1: 振動源の導入と入力振動の広帯域・高周波化.....	17
2.2.1 振動源と入力振動.....	17
2.2.2 実験セットアップと実験手順.....	18
2.2.3 データ解析手順.....	19
2.2.4 解析結果と考察.....	20
2.2.4.1 スタック波形の S/N 比向上.....	20
2.2.4.2 透過波の安定性.....	20
2.3 技術開発2: 飽和度変化にともなう振動源と地盤のカップリング変化防止機構の導入.....	22
2.3.1 飽和度に依存しない振動源と地盤のカップリング変化防止機構.....	22
2.3.2 実験セットアップと実験手順.....	22
2.3.3 データ解析手順.....	24
2.3.4 解析結果と考察.....	25
2.3.4.1 透過波の安定性.....	26
2.3.4.2 地盤含水量のモニタリング能力.....	26
2.4 まとめ.....	28
第3章 水飽和度と透過波の速度分散および減衰の大きさとその周波数依存性を調べる実験.....	30
3.1 はじめに.....	30
3.2 実験セットアップと実験手順.....	33
3.3 データ解析手順.....	34
3.4 解析結果と考察.....	37
3.5 まとめと今後の実験に向けて.....	39
第4章 まとめと今後の展望.....	42
謝辞.....	45
参考文献.....	46
図・表.....	53



## 第1章 序論

地球物理学では、様々な物理学的手法を利用して地下の物性値を測定することによって、地下構造の推定が行われている (水永, 2019). 例えば、重力探査は地上で観測される重力値が地下の岩石の密度構造によって異なることを利用し、石油などの地下資源の分布や地層構造などを推定している. その他にも、岩石の比抵抗値の空間分布の違いなどを利用する電気探査や、地下を伝播してきた弾性波の速度や振幅の空間分布の違いを利用する弾性波探査などを用いて地下構造が調べられている.

弾性波探査は、地盤の地質学的分類や硬・軟など地盤の工学的諸量に良い相関を持つことから、地下構造推定のための手法として古くから利用され、現在も多く行われている. 一般的には、「探査」と呼ぶと、その瞬間の地下構造の空間分布を調べること (イメージング) を指す. 弾性波探査では、観測記録から得られた走時 (震源から観測点に至るまでに対象の波が伝達するのに要した時間) あるいは振幅情報から地下の速度構造や減衰構造が求められこれらの情報と地盤の地質学的諸量や工学的諸量と比較することで地下構造が推定される. また、減衰には、伝播距離とともに透過波の振幅が低下する幾何減衰、透過波のエネルギーが熱に変換される内部減衰、散乱体により散乱される散乱減衰がある. 例えば、地層境界で発生する反射波や変換波の走時や振幅情報を利用した反射法探査やレシーバー関数解析は、境界における物性値の不連続性に応じた走時や振幅の違いを利用して、断層位置や地下資源の貯留層の位置を特定するのに広く利用されている. そのほかに、地震波トモグラフィーによる地下の速度構造や減衰構造の推定も行われており (例えば, Zhao, 1994; Calcole and Sato, 2010), 地震発生時の強震動予測などに利用されている. また、減衰は周波数に依存することが広く知られており (Shearer, 2009), Calcole and Sato (2010) では、周波数ごとの減衰構造の推定が行われている. 地下構造を把握するためには地震波速度および減衰とその周波数依存性を調べることが重要

である.

一方, 断層運動や火山下におけるマグマの移動などにもなって地下構造は常に時間とともに変化している. そのため, 地下の物性値の空間変化だけでなく時間変化も含めて調べること (モニタリング) は, 地下構造の時間的な特徴を把握するのに役立つため, これまでに様々な手法が考えられてきた. 弾性波を利用して地下構造の時空間変化をモニタリングしようとする研究は, 地震学分野において古くから行われてきた. 初期の研究では, 自然地震に関して既知の震源から放射される地震波の走時変化から速度変化の推定が試みられた (例えば, 早川, 1951) もの, 当時の観測技術では地震の発生位置や速度構造などの精度が不十分であったため, 走時情報をもとに速度変化の有無を議論することは困難であった (澤崎, 2017). その後, 観測技術の発展にともなう観測精度の向上などにより, 類似の波形を示す地震 (相似地震) のコーダ波 (例えば, Poupinet et al., 1984; Snieder et al., 2002) や実体波 (例えば, Peng and Ben-Zion, 2006; Wu et al., 2009) を活用したモニタリングが試みられてきた. これらの手法は, 相似地震を同一の波を放射する震源と見なすことで, 震源から放射された波の時間変化から地下構造の変化を推定しようとするものである. 相似地震は比較的深い場所で発生することもあるため, 深い領域の構造まで推定することができる. 例えば, 東北日本の沈み込み帯で発生した相似地震の時空間変化から, 沈み込み帯の安定すべり域において, 小さなアスペリティの繰り返しすべりが発生していたこと (Igarashi et al., 2003) や, 南アフリカ金鉱山の断層近傍で発生した微小地震前後に発生した相似地震の  $S$  波減衰の時間変化から, 微小地震の前後で断層の散乱減衰が増加したこと (Yoshimitsu et al., 2012) が明らかにされた. しかしながら, 上記のように自然地震を使用する場合, その発生位置や発生間隔が制限されるため, 調査領域が限られることや十分な時間分解能が得られないなどの制約がある. そこで, 自然地震の代わりに風や波浪といった自然現象あるいは車の走行といった人工的な小さな地面



の揺れ（常時微動）を利用したモニタリング手法が広く活用されるようになった（例えば，Sens-Schönfelder and Wegler, 2006）. この手法は，ある2つの観測点周りに微動源あるいは散乱源が一様に分布していると仮定した場合に，それらの観測点で得られた波動場の相互相関関数を計算することによって，2点間のグリーン関数を抽出し，その時間変化から地震波速度の時間変化を推定しようとするものである. この手法は地震波干渉法と呼ばれることが多く，決まった震源を必要としないため，受信器さえあれば常時モニタリングができる. しかしながら，実際には励起源の分布が等方的でないことが多いことに加え，励起源が季節によって変動する（例えば，Stehly et al., 2006）ことなどが指摘されており，その場合計算された相互相関関数に時間変化が見られたとしても，グリーン関数が変化したか否かははっきりしない. そのため，地下構造の時間変化を適切に把握するためには，震源が空間的だけでなく時間的に安定していることが望ましい. このような条件を満たすために，地表に設置あるいは埋設した任意波形を安定的に発生できる人工震源を活用したモニタリングが試みられている（例えば，Ikuta et al., 2002）. この手法は，人工震源の設置場所などの観測条件が極めて限られるため常時微動を利用したモニタリング手法に比べて多くは行われていないことに加え，精度の悪い人工震源の場合，データの解釈が困難になるものの，人工震源から発せられる震動を常時観測することによって，その波形変化から地下構造の時空間変化を安定的に捉えることができる. 例えば，弾性波アクロスと呼ばれる周波数，位相および振幅が精密に制御された信号を発振できる人工震源を用いて，透過波の走時などを連続的に観測することによって地下構造の時空間変化や（例えば，國友・熊澤, 2004; 気象庁気象研究所, 2011），トランスデューサーを震源とした潮汐にともなう地盤応答（Yamamura et al., 2001）が調べられている.

上記のような地震学的手法を用いて地下構造の時空間変化をモニタリングしようとする研究は，主に固結した媒質（およそ数百 m～数 km 以深）を対象に行われてきたが，山体表層などの地表付近（数 m 以浅）のよ

うな比較的柔らかい未固結な媒質に対しても行われている例もある。例えば、降雨や融雪による斜面表層の地下水変動をモニタリングしようとする研究が精力的に行われている (Whiteley et al., 2019)。Grandjean et al. (2009) は、斜面の一部の領域 (縦横数 m) に埋設した複数の地震計と土中水分計を用いて、斜面表層から内部へ人工的に給水を行った際の、ハンマーを震源とする P 波走時トモグラフィ結果と地盤中の水分量記録から、地盤中の水の時空間分布の推定を試みた。その結果、給水にともない水が次第に斜面内部へ浸透した後、斜面下方へ移動することが示唆された。一般的に、局所的な地下構造変化に対して、走時よりも振幅の方が敏感である。これは、振幅は局所的な変化であってもその変化量が大きいからである。彼らは走時情報から水分量変化を推定しようと試みた結果、比較的広い領域における水分量変化を捉えることに成功したが、局所的な水分量変化であった場合には、振幅情報も利用できることが望ましい。Mainsant et al. (2012) は、過去に崩壊が発生した斜面に対して、崩壊領域を跨ぐ安定地盤に 2 つの受信器を設置し、地震波干渉法を用いて、降雨にともない斜面が崩壊するまでの過程における弾性波速度の変化を調べた。その結果、主要な崩壊が発生する数日前から次第に弾性波速度が低下するとともに、崩壊直前にはさらに急激な速度低下を観測した。このような研究で得られた弾性波速度の変化は、地下水の挙動をモニタリングする上で有用な情報を与え得る。しかしながら、実際には、得られた弾性波速度の変化は、斜面の水分量変化、流体フロー、崩壊など、媒質の弾性的性質を変化させる様々な要因が複合的に発生した場合の応答を反映しているため、得られた弾性波記録から地下流体の挙動を適切に解釈するためには、それぞれの素過程が弾性波速度に与える影響を把握することが必要だろう。また、フィールド観測において、降雨によって地盤の水分量が増加する素過程に対してどのように弾性波速度が変化するかを調べた事例もある (例えば、Viens and Houtte, 2020) もの、様々なパラメータが寄与し得るフィールド観測条件下では、素過程と弾性波速度の応答が 1 対 1 に対応する

かどうかは必ずしも自明ではない。弾性波記録の変化からフィールドにおける様々な複合過程が関係しあった現象を適切に把握するためには、計測条件を任意に制御できる室内実験を通して、それぞれの素過程に対する透過波の伝播特性変化を調べる必要があるだろう。

室内実験で未固結媒質を模擬する場合に、最も極端な媒質として砂粒子などで構成される固結していない媒質が考えられる。実際のフィールドでは未固結媒質であっても不飽和状態にあり、ある程度固結していると考えられるわけだが、もし極端な媒質に対する弾性波計測が実現できれば、不飽和状態のある程度固結した媒質に対しても容易に適用できるだろう。ただし、未固結媒質はある程度以上の力を加えると不可逆的な粒子の再配置が容易に起こり非弾性体としてふるまうため計測が困難になる可能性がある。しかしながら、もし入力震動が微弱であれば弾性的にふるまうことが期待され、そのような場合には、固結媒質と同様に未固結媒質に対しても地震学的手法が適用できる。実際、著者が行った予備実験から、砂粒子で構成された砂地盤に対して微弱な弾性波を繰り返し透過させたところ、入力信号と類似した波形を繰り返し受信できることを確認した (Nakayama et al., 2016)。このように、入力震動の大きさによって、弾性体あるいは非弾性体としてそのふるまいを変えるような媒質に対して、弾性体として扱える範囲内で地震学的手法をベースにしつつ、あらゆる素過程に対する未固結媒質の弾性的性質がどのように変化するかを調べることは科学的に重要であり、地表付近の地下構造変化を把握することに役立つだろう。

媒質の弾性的性質を変える最も基礎的な素過程の 1 つとして、準静的な条件下における水飽和度の変化が挙げられる。固結媒質である多孔質岩石試料を対象にした、試料の水飽和度変化にともなう透過弾性波を計測する実験から、岩石中の流体量により透過波の速度および振幅が変化するとともに、その変化の特徴は周波数に依存することが知られている (Müller et al., 2010)。つまり、透過波の速度分散および減衰の大きさと

その周波数依存性は間隙流体量に依存する. このような流体による透過波の周波数依存性は, 岩盤に対するフィールド観測においても見られており, 岩盤中の亀裂内に存在する流体のフローに起因して透過波の速度分散が生じることが示唆されている (例えば, Liu et al., 2003; Maultzsch et al., 2003). もし, 未固結媒質においても含水量による透過波の周波数依存性の変化が観測されるとともに, 未固結媒質を対象にしたフィールド観測においても透過波の周波数依存を誘発するような現象が観測されるならば, 室内実験において含水量に対する透過波の速度や振幅の変化について, その周波数依存性まで調べることは, フィールドにおける弾性波計測結果を周波数依存性も考慮して解釈する場合のヒントになるだろう.

室内実験において, 未固結媒質として砂粒子で作製された砂地盤中に含まれる水分量が透過波の速度や振幅に与える影響について調べられている (例えば, Barrière et al., 2012). しかしながら, 先行研究では解析周波数のごく限られた範囲であったため, 含水量の変化にともなう透過波の速度および振幅について周波数依存性まで含めて議論することはできなかった. 上記の課題を解決するために, 著者はこれまでに 2 つの予備実験を実施した (Nakayama et al., 2016; Nakayama, 2017). Nakayama et al. (2016) は, 砂地盤に任意のスペクトルを持つ波形を放射可能な振動源を埋設し, 入力信号としてステップ信号を繰り返し送信したところ, 互いに類似した信号を加速度計で受信した. さらに, Nakayama (2017) は, 周波数依存性を調べるために, 入力信号を 1-10 kHz のスイープ信号に変更した (スイープ信号を採用した理由は 2.2.1 節で述べる). その上で, 注水過程にともなう弾性波計測を実施した. その結果, 水頭の増加にともないピーク周波数が低周波側へシフトする様子が見られた. これにより, 含水量によって弾性波振幅が周波数依存性を持つことが示唆された.

本研究では, これまでに行った予備実験を高度化し, 未固結媒質として砂地盤を用いて, 地盤中の含水量が透過波の速度分散および減衰の大きさとその周波数依存性に与える影響を調べた. ただし, 本研究におい

ては、各加速度計での波形変化を対象とするため幾何減衰を考える必要はなく、散乱減衰の変化については小さいものと仮定し、内部減衰のみを検討する。まずは、先行研究の技術的な懸念を解決するための計測システムの開発に取り組んだ。その上で、準静的であると考えられる室温付近での乾燥過程において、含水量と透過波の速度分散および減衰の大きさとその周波数依存性の関係について調べた。第 2 章では、先行研究の技術的な懸念を解決するために開発した計測システムの特徴およびその性能について述べる。第 3 章では、準静的であると考えられる室温付近での乾燥過程において実施した弾性波計測実験の結果に基づき、含水量と透過波の速度分散および減衰の大きさとその周波数依存性の関係について述べる。第 4 章では、自身の一連の研究についてまとめ、今後の展望について述べる。

## 第 2 章 計測システムの開発

### 2.1 はじめに

フィールド観測における透過弾性波記録から、複数の素過程が関係しあう現象の物理過程を理解するために、まずは、最も基礎的な素過程の 1 つである準静的な条件下における水飽和度の変化に着目し、その変化による未固結媒質中を伝わる弾性波の速度分散および減衰の大きさとその周波数依存性の変化を調べる。

#### 2.1.1 流体を含む多孔質岩石中を伝わる理論弾性波速度

単一流体で満たされた固結した等方均質な多孔質媒質に関する弾性波伝播理論 (Biot, 1956a, 1956b, 1962) について解説したものに Pride (2005), 武井 (2005), 西澤他 (2016) などがある。本節では後者の 2 本の先行研究に沿って、単一流体で飽和した等方均質な多孔質岩石中を伝わる理論弾性波速度の導出方法を紹介するとともに、不混和な 2 流体で満たされた多孔質岩石の場合の低周波および高周波極限における理論  $P$  波速度について紹介する。

多孔質岩石は、鉱物粒子が結合した固体フレームワークから形成され、多数の間隙スペースが存在する (図 1)。多孔質岩石は、微視的には粒子や間隙の空間分布に偏りがある不均質媒質であるが、粒子や間隙サイズよりも十分大きなスケールを考えれば、そのような微視的な空間不均質は無視され、均質な連続媒質とみなすことができる。このような均質な連続媒質の微小体積要素を代表体積要素 (Representative Elementary Volume: REV) と呼び、以降では REV に関する平均的な物理量を取り扱う。

まず、単一流体で完全に満たされた多孔質岩石を考える。REV に関して、REV 中に含まれる流体の体積分率 (間隙率に相当) を  $\phi$ , 平均密度を  $\rho_f$ , 平均変位を  $\mathbf{u}_f$ , 平均圧力を  $p^f$  とする。また、REV に含まれる鉱物粒子 (以下、固体と呼ぶ) の体積分率を  $1 - \phi$ , 平均密度を  $\rho_s$ , 平均変位を  $\mathbf{u}_s$ , 平均応力を  $\sigma_{ij}^s$  とす

る。ただし、流体の平均圧力は押しを正、固体の応力は引きを正とする。以降では、単に密度、変位、圧力(応力)と呼ぶことにする。流体を含む多孔質岩石の力学特性は、このような 7 つのマクロな独立変数によって記述され、通常の連続体力学と同様に、質量保存則、運動量保存則、構成則が要請される。本節では、単純化のために多孔質岩石の微小変形のみ扱うものとする。

代表体積要素 REV 中の固体部分または流体部分にはたらく力は、体積力である重力と領域の境界を通してはたらく面積力の 2 つに分けられる。一般的に体積力は面積力に比べて小さく無視されることが多く、本節でも体積力の寄与を無視することにする。領域の境界は、REV の表面と、REV 内にある固体と流体の境界面の 2 つに分けられる。REV 内の固体部分にはたらく応力は、REV 表面に接する鉱物粒子から受ける応力  $\sigma_{ij}^s$  に加えて、REV 内の固体と流体の境界面から液圧  $p^f$  がはたらく (図 2a)。このときの応力状態を、REV 内の固体と流体の境界面が自由表面かつ固体部分に応力  $\sigma_{ij}^s + p^f \delta_{ij}$  がはたらいている状態 (図 2b) と REV 内のあらゆる境界面に一様に応力  $-p^f \delta_{ij}$  がはたらいている状態 (図 2c) の 2 つに分け、それぞれの応力によるひずみの和が固体フレームワークのひずみとして計算できると仮定する。固体と流体の境界面が自由表面である固体フレームワークを特にスケルトンと呼ばれる。このときのスケルトンの弾性的性質は、スケルトンの体積弾性率  $K_D$  と剛性率  $\mu$  によって表される。

次に、多孔質岩石が静的平衡状態にあるとき、媒質中のあらゆる間隙ネットワークにおいて、同じ圧力が壁面の法線方向にはたらく。一方、波動が伝播する場合に、スケルトン内部の応力と流体内部の応力(圧力)は時間および空間に対して変化するため、それによって生じる圧力差によって固体部分に対する流体の微小運動が発生し、間隙の壁面の法線方向の抵抗力とせん断方向の抵抗力がはたらく。固体部分および流体部分の変位をそれぞれ  $\mathbf{u}_s, \mathbf{u}_f$  とし、それらの時間に対する 1 階微分を  $\dot{\mathbf{u}}_s, \dot{\mathbf{u}}_f$ 、2 階微分を  $\ddot{\mathbf{u}}_s, \ddot{\mathbf{u}}_f$  で表す。固

体部分には、振動による変位加速度の単位体積あたりの力  $\rho_s \ddot{\mathbf{u}}_s$  がはたらき、同様に流体にも  $\rho_f \ddot{\mathbf{u}}_f$  がはたらく。実際には、 $\rho_s, \rho_f$  および  $\phi$  は振動による固体部分および流体部分の変位  $\mathbf{u}_s, \mathbf{u}_f$  によって時空間変化を生じるが、振動による変動が十分小さいとし、以降では上記の時空間変化を無視することにする。固体部分および流体部分にはたらく、固体に対する流体の微小運動にともなう抵抗力に関して、圧力勾配は流体の相対速度  $\dot{\mathbf{u}}_s - \dot{\mathbf{u}}_f$  を用いて、 $\nabla p^f = (\eta/k)(\dot{\mathbf{u}}_s - \dot{\mathbf{u}}_f)$  と書ける。ここで、 $\eta$  は粘性率、 $k$  は透水係数を表す。REV に作用する力は、 $\nabla p^f$  に REV の長さで作用する面積をかけたものであり、これは間隙率  $\phi$  に相当することから、 $\phi(\eta/k)(\dot{\mathbf{u}}_s - \dot{\mathbf{u}}_f)$  となる。さらに、REV 中に存在する流体の体積は  $\phi$  であるから、単位体積あたりの抵抗力は  $\phi^2(\eta/k)(\dot{\mathbf{u}}_s - \dot{\mathbf{u}}_f)$  と書ける。また、固体に対する流体の微小運動にともなう法線方向の力は、流れの方向と間隙の壁面との幾何学的関係に依存し、この力を  $\mathbf{q}_{fs}$  と表す。添字は流体から固体に及ぼす力であることを示し、両者は作用・反作用の関係にあるため、固体から流体に及ぼす力を  $\mathbf{q}_{sf}$  とすると両者の関係は  $\mathbf{q}_{fs} = -\mathbf{q}_{sf}$  である。この力は、相対変形加速度  $\ddot{\mathbf{u}}_s - \ddot{\mathbf{u}}_f$  に対応する仮想密度を  $\rho_{12}$  として、 $\mathbf{q}_{fs} = \rho_{12}(\ddot{\mathbf{u}}_s - \ddot{\mathbf{u}}_f)$  と書ける。以上のことから、スケルトン部分および流体部分にはたらく相対変形加速度に対応した力は、

$$\begin{cases} (1 - \phi) \rho_s \ddot{\mathbf{u}}_s + \rho_{12}(\ddot{\mathbf{u}}_s - \ddot{\mathbf{u}}_f) = \rho_{11} \ddot{\mathbf{u}}_s + \rho_{12} \ddot{\mathbf{u}}_f \\ \phi \rho_f \ddot{\mathbf{u}}_f - \rho_{12}(\ddot{\mathbf{u}}_s - \ddot{\mathbf{u}}_f) = -\rho_{12} \ddot{\mathbf{u}}_s + \rho_{22} \ddot{\mathbf{u}}_f \end{cases} \quad (2.1)$$

ただし、 $\rho_{11} = (1 - \phi) \rho_s + \rho_{12}$ 、 $\rho_{22} = \phi \rho_f + \rho_{12}$  である。

以上から、固体部分および流体部分それぞれの運動方程式は以下ようになる。

$$\begin{cases} \rho_{11} \ddot{\mathbf{u}}_s - \rho_{12} \ddot{\mathbf{u}}_f + \frac{\eta \phi^2}{k}(\dot{\mathbf{u}}_s - \dot{\mathbf{u}}_f) = (1 - \phi) \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma}^s \\ \rho_{22} \ddot{\mathbf{u}}_f - \rho_{12} \ddot{\mathbf{u}}_s - \frac{\eta \phi^2}{k}(\dot{\mathbf{u}}_s - \dot{\mathbf{u}}_f) = -\phi \nabla \cdot \mathbf{p}^f \end{cases} \quad (2.2)$$

ここで、REV 全体 (バルク) にはたらく応力を  $\sigma_{ij} = (1 - \phi) \sigma_{ij}^s - \phi p^f \delta_{ij}$  (ただし、引きを正) とした。  $\nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} =$

$\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_i} = \sigma_{ij,j}$  (総和規約を適用) である。



さらに、式 (2.2) に関して、スケルトンが等方的であれば、

$$\begin{cases} \rho_{11}\dot{\mathbf{u}}_s - \rho_{12}\dot{\mathbf{u}}_f = \tilde{P}\nabla(\nabla \cdot \mathbf{u}_s) - \mu\nabla \times \nabla \times \mathbf{u}_s + \tilde{Q}\nabla(\nabla \cdot \mathbf{u}_f) + \frac{\eta\phi^2}{k}(\dot{\mathbf{u}}_f - \dot{\mathbf{u}}_s) \\ \rho_{22}\dot{\mathbf{u}}_f + \rho_{12}\dot{\mathbf{u}}_s = \tilde{Q}\nabla(\nabla \cdot \mathbf{u}_s) + \tilde{R}\nabla(\nabla \cdot \mathbf{u}_f) - \frac{\eta\phi^2}{k}(\dot{\mathbf{u}}_f - \dot{\mathbf{u}}_s) \end{cases} \quad (2.3)$$

と書ける。ここで、

$$\begin{cases} \tilde{P} = K_D + \frac{4}{3}\mu + (\alpha - \phi)^2 M \\ \tilde{Q} = \phi(\alpha - \phi)M \\ \tilde{R} = \phi^2 M \end{cases} \quad (2.4)$$

となる (Biot, 1956a; 武井, 2005).  $\alpha$  は、 $\alpha = 1 - K_D/K_s$  と定義される値で Biot-Willis coefficient と呼ばれ

(Biot and Willis, 1957), フレームの変形のしやすさ (硬さ) の指標となる。間隙率  $\phi$  がゼロに近づくときスケルトン

の体積弾性率は鉱物粒子の体積弾性率  $K_s$  に近づき  $\alpha = 0$  となる。 $K_D$  が小さいときは、 $\alpha$  は 1 に近づくと

が  $\alpha$  は常に間隙率  $\phi$  より大きい (Wang, 2000).  $M$  は、fluid storage modulus と呼ばれ、流体部分のひず

みに対応した体積弾性率を表す。間隙流体の変形は周囲のスケルトンに拘束されるため、 $M$  は流体の体積

弾性率  $K_f$  とは異なる値を示す。 $M = [(\alpha - \phi)/K_s + \phi/K_f]^{-1}$  で計算され、 $K_s$  と  $K_f$  の調和平均について、

それぞれの重みを  $\alpha - \phi (> 0)$ ,  $\phi$  として与えられる。

式 (2.3) に対して  $\text{rot} = \nabla \times$  を取り、 $\mathbf{\Omega}_s = \text{rot } \mathbf{u}_s$ ,  $\mathbf{\Omega}_f = \text{rot } \mathbf{u}_f$  とすると、 $S$  波に関する以下の式が得られ

る。ただし、スカラー場  $a$  に関して  $\nabla \times (\nabla a) = 0$  を使用した。

$$\begin{cases} \rho_{11}\ddot{\mathbf{\Omega}}_s - \rho_{22}\ddot{\mathbf{\Omega}}_f = \mu\nabla^2\mathbf{\Omega}_s \\ \rho_{22}\ddot{\mathbf{\Omega}}_f + \rho_{12}\ddot{\mathbf{\Omega}}_s = 0 \end{cases} \quad (2.5)$$

ここで、 $(\dot{\mathbf{\Omega}}_s - \dot{\mathbf{\Omega}}_f) = 0$  とした。これは、 $\text{rot}$  に対しては体積変化をとみなわないため、流体圧力の変動は発生

せず粘性流動項は無視されるためである。ただし、上式が多孔質岩石のマクロな弾性的性質を反映し、内部

流体は固体部分の変位に拘束されているため、 $\ddot{\mathbf{\Omega}}_f$  はゼロにはならない。上式から  $\ddot{\mathbf{\Omega}}_f$  を消去すると、

$(\rho_{11} - \rho_{12}^2/\rho_{22})\ddot{\mathbf{\Omega}}_s = \mu\nabla^2\mathbf{\Omega}_s$  となる。

$x_1$  方向に伝播する平面波を  $\Omega = \Lambda \exp [i(kx_1 - \omega t)]$  と表すと, 上式に代入して分散関係  $(\rho_{11} - \rho_{12}^2/\rho_{22})\omega^2 = \mu k^2$  を得る. ゆえに,  $S$  波速度は,  $V_s = \omega/k = \sqrt{\mu/(\rho_{11} - \rho_{12}^2/\rho_{22})}$  となる. 低周波においては, 固体と流体のカップリングが弱く  $\rho_{12} \rightarrow 0$  とみなせ, 以下のようなになる.

$$V_s = \sqrt{\frac{\mu}{(1-\phi)\rho_s}} \quad (2.6)$$

次に, 式 (2.3) に対して  $\text{div} = \nabla \cdot$  を取り,  $\varepsilon_s = \text{div } \mathbf{u}_s$ ,  $\varepsilon_f = \text{div } \mathbf{u}_f$  とすると,  $P$  波に関する以下の式が得られる. ただし, ベクトル場  $\mathbf{b}$  に関して  $\nabla \cdot (\nabla \times \mathbf{b}) = 0$  を使用した.

$$\begin{cases} \rho_{11}\ddot{\varepsilon}_s - \rho_{12}\ddot{\varepsilon}_f = \tilde{P}\nabla^2(\nabla \cdot \varepsilon_s) + \tilde{Q}\nabla^2(\nabla \cdot \varepsilon_f) + \frac{\eta\phi^2}{k}(\dot{\varepsilon}_f - \dot{\varepsilon}_s) \\ -\rho_{22}\ddot{\varepsilon}_f + \rho_{12}\ddot{\varepsilon}_s = \tilde{Q}\nabla^2(\nabla \cdot \varepsilon_s) + \tilde{R}\nabla^2(\nabla \cdot \varepsilon_f) - \frac{\eta\phi^2}{k}(\dot{\varepsilon}_f - \dot{\varepsilon}_s) \end{cases} \quad (2.7)$$

同様に,  $x_1$  方向に伝播する平面波を  $u_s = U_s \exp [i(kx_1 - \omega t)]$ ,  $u_f = U_f \exp [i(kx_1 - \omega t)]$  と表すと,

$$\begin{cases} \rho_{11}\omega^2\ddot{U}_s - \rho_{12}\omega^2\ddot{U}_f = \tilde{P}k^2U_s + \tilde{Q}k^2U_f + i\omega\frac{\eta\phi^2}{k}(\dot{U}_f - \dot{U}_s) \\ -\rho_{22}\omega^2\ddot{U}_f + \rho_{12}\omega^2\ddot{U}_s = \tilde{Q}k^2U_s + \tilde{R}k^2U_f - i\omega\frac{\eta\phi^2}{k}(\dot{U}_f - \dot{U}_s) \end{cases} \quad (2.8)$$

と書け, 上記において  $U_s$  あるいは  $U_f$  を消去することで分散関係を得る. このとき, 関係式は複素数となり,  $k$  の実部からは  $P$  波速度が得られ, 虚部からは減衰項が得られる. 低周波においては, 間隙内の流体圧はほぼ一定の状態であるとともに, 固体部分と流体部分の変位は等しくなる ( $U_s = U_f$ ) ので, 固体部分と流体部分の相対運動に関する項は無視 ( $\rho_{12} = 0$ ,  $\dot{U}_f - \dot{U}_s = 0$ ) され, 分散関係  $\tilde{\rho}\omega^2 = (\tilde{P} + 2\tilde{Q} + \tilde{R})k^2$  を得る. ただし,  $\tilde{\rho}$  は多孔質岩石の密度  $\tilde{\rho} = (1 - \phi)\rho_s + \phi\rho_f$  である. したがって,  $P$  波速度は,

$$V_p = \omega/k = \sqrt{\frac{\tilde{P} + 2\tilde{Q} + \tilde{R}}{\tilde{\rho}}} = \sqrt{\frac{K_D + \alpha^2 M + (4/3)\mu}{\tilde{\rho}}} \quad (2.9)$$

この低周波における理論  $P$  波速度は, Gassmann's equation として知られている (Gassmann, 1951).  $K_U = K_D + \alpha^2 M$  は, 系の流体圧が平衡状態 (あるいは低周波) における体積弾性率を表している.  $K_U$ ,  $K_D$  はそれぞれ圧縮試験での非排水条件, 排水条件下における体積弾性率に相当する. また, 剛性率  $\mu$  は流体の有無に

依存せず一定となる (Gassmann, 1951; Berryman, 1999).

次に、多孔質媒質が 2 つの不混和流体 (本研究では水と空気の混合流体) で満たされている場合を考える。水で満たされた媒質に空気が流入した場合に、空気は泡のように間隙の一部を占有するものや複数の間隙に渡って存在しパッチ状に分布するものがあると考えられる。空気が泡状の場合は気泡の全表面積が水と接する一方、パッチ状に存在する場合はパッチ状の外縁の一部のみが水と接することになり接触面積が小さくなる。したがって、同一飽和度の場合、パッチサイズが大きいほど水との接触面積は小さくなる。波動の伝播により流体圧の変動があった場合、両者の境界面を通して圧力の伝播が生じる。水と空気間の圧力の伝達を pressure communication (Müller et al., 2008a) と呼ぶことにすると、同じ空気の飽和度に対する pressure communication の大きさは空気の塊と水との境界面積の比率で決まり、小さい泡や小さいパッチでは、pressure communication が大きく、大きいパッチでは小さくなる。Pressure communication が大きければ、波動の伝播に際して、流体圧力はただちに平衡状態になり間隙内の水と空気の圧力は一定となる。このとき、流体全体の体積弾性率  $K_f^W$  は、式 (2.3) のようにそれぞれの流体の飽和度で重み付けされた各流体の体積弾性率の調和平均で表される (Wood, 1941).

$$K_f^W = [(1 - S_w)/K_g + S_w/K_w]^{-1} \quad (2.10)$$

ここで、 $K_g$ ,  $K_w$ ,  $S_w$  はそれぞれ、空気の体積弾性率、水の体積弾性率および水飽和度を表す。 $K_f^W$  は effective fluid bulk modulus と呼ばれ、Gassmann's equation における  $K_f$  の代わりに  $K_f^W$  を代入することによって、低周波における任意の水飽和度での多孔質媒質中の  $P$  波速度を推定することができる (図 3)。このような低周波極限は uniform saturation あるいは Biot–Gassmann–Wood (BGW) limit と呼ばれ、伝播経路上の流体は均質に分布しているとみなせる。

一方、複数の間隙内に空気がパッチ状に分布する場合、流体圧変化は内部へ十分に伝わらない。このとき、流体圧力が間隙全体で一様と見なすことができない。空気のパッチサイズが透過波の波長に対して大きくなるほど、透過波の伝播時の流体圧の一様性は成り立たず、各パッチが応力や圧力の変動に対して個別に応答して、水と空気が隔離された状況に近づく。そこで、pressure communication がない極限状態では、各パッチを水あるいは空気によって満たされた小さな多孔質岩石片とみなし、多孔質岩石をそれらの集合体であるとみなす。このとき、 $P$  波の弾性率 (式 (2.9) の分子  $K_U + \mu$ ) は、式 (2.11) のようにそれぞれの流体によって完全に飽和されたパッチに対して Gassmann's equation を適用した場合に得られる  $P$  波の弾性率を、各流体の飽和度で重み付けした値で表される (Hill, 1963).

$$K_U^H + 4\mu/3 = [(1 - S_w)/(K_{Ug} + 4\mu/3) + S_w/(K_{Uw} + 4\mu/3)]^{-1} \quad (2.11)$$

ここで、 $K_{Ug}$ ,  $K_{Uw}$  はそれぞれ、空気、水で完全に飽和されたパッチに対して Gassmann's equation を適用した場合の非排水条件の体積弾性率に相当する。このような高周波近似は patchy saturation あるいは Biot-Gassmann-Hill (BGH) limit と呼ばれる。中程度の周波数においては、BGW および BGH の間の領域を推移し分散性を持つ。

第 1 章で述べたように、弾性波を用いて地下構造を評価する上で速度および減衰とその周波数依存性が重要であるが、流体を含む多孔質岩石をターゲットにする場合には速度についても分散性を持つことから、周波数依存性を調べることの重要性が強調された。

本研究では、砂地盤が少なくとも弾性的に振る舞うと見なせる微小なひずみの範囲で計測を実施するが、使用する地盤が粒子どうしの再配置による非弾性応答の影響をどの程度受けるかは不明である。そこで、第 3 章において、乾燥過程における透過波の速度および減衰変化について調べた実験結果を多孔質岩石の両周

波数極限における理論  $P$  波速度を推定する BGW, BGH と比較することで、本研究で使用する未固結な地盤の非弾性的性質の程度について定性的に評価する。

### 2.1.2 未固結媒質に対する水飽和度と透過波の関係を調べる先行研究に関する技術的懸念

砂粒子で作製された未固結媒質に対して、インパルス的な入力振動を与え、ある特定の周波数帯にパワーを持つ波を透過させた場合の、水分量変化にともなう透過波の速度や振幅の変化が調べられている (Emerson and Foray, 2006; George et al., 2009; Barrière et al., 2012; Lorenzo et al., 2013; Taylor et al., 2019)。しかしながら、それぞれの研究において媒質中の含水量に対する透過波の速度や振幅が明らかにされたもの、水飽和度と透過波の速度および振幅の関係について周波数依存性も含めて議論するためには、次のような 3 つの技術的な懸念が残された。具体的には、(a) 特定の周波数帯域を持つ波しか使用されなかったこと、あるいは特定の帯域しか解析されなかったこと (上記全 5 件)、(b) 振動源の振幅が大きい場合、振動源近傍の非弾性ひずみが大きくなり、特に湿潤状態においては、振動源と地盤のカップリングが変化した可能性があったこと (上記全 5 件)、(c) 物体を衝突させるタイプの発振機構の場合 (Emerson and Foray, 2006; Barrière et al., 2012)、任意のスペクトルを持つ振動を再現性高く発生させることが困難であったことである。

懸念 (a) に関して、フィールド観測から要請される弾性波計測条件を考える。そこで、センサー間隔  $x$  と波長  $\lambda$  の 2 つのパラメータを考える。図 4 に先行研究における  $x$  と  $\lambda$  のパラメータ空間を示した。 $x$  は、斜面崩壊のような観測したい物理現象が発生する領域の大きさに対して、同程度か 1/10 倍程度である必要がある。一方、 $\lambda$  は  $x$  および物理現象の発生領域の大きさに対して十分短いことが望ましい。さらに、観測したい物理現象が見られる発生領域の大きさが不明な場合、様々なスケールの現象を捉えられるように、 $\lambda$  は広帯域であることが望ましい。しかしながら、それぞれの先行研究で解析された透過波の波長は、ある特定の帯域周辺

のみであった。流体を含む多孔質媒質中を弾性波が透過する際、透過波の速度分散および減衰が発生する系では、速度分散および減衰の特徴は使用する周波数帯域（超音波・音波・地震波）によって異なることが示唆されている (Pride, 2005)。そのため、室内実験から得られた結果とフィールド観測で得られた結果をただちに比較することはできないものの、入力振動を広帯域化すること、特にまだ先行研究では行われていない高周波側に広げることは、水飽和度に対する透過波の速度分散および減衰の大きさとその周波数依存性について包括的に理解することにつながる。

懸念 (b) に関して、振動源と砂地盤のカップリングについて検討する。いくつかの先行研究では、板状の花崗岩 (Barrière et al., 2012)、鋼管 (Emerson and Foray, 2006) あるいはトランスデューサー (George et al., 2009; Taylor et al., 2019) が、乾燥・湿潤状態の地盤に取り付けられた。また、Lorenzo et al. (2013) では、トランスデューサーが乾燥・湿潤状態の地盤に埋設された。しかしながら、このような含水量が変化する地盤に振動源を直接取り付けるあるいは埋設する方法では、振動源の振幅が大きい場合に振動源近傍の非弾性ひずみが大きく、特に湿潤地盤において振動源と地盤とのカップリングが次第に変化する恐れがある。上記の懸念を解消するためには、水飽和度が変わっても振動源と砂地盤のカップリングを変えない機構を導入することが必要である。

懸念 (c) に関して、入力振動のパワーと再現性について検討する。懸念 (b) で述べたように、振動源近傍を乱さないように可能な限り小振幅の振動を入力することが望ましい。ただし、小振幅の入力の場合、高いシグナル・ノイズ (S/N) 比を得られないことが懸念される。もし、再現性の高い任意のスペクトルを持つ波を透過することができれば、収録波形にスタック処理を適用することで S/N 比の向上が可能である。しかしながら、Emerson and Foray (2006) は、金属棒を鋼管に衝突させることによって地盤に振動を与えており、このような

単純な発振機構では高い再現性を持ち任意のスペクトルを持つ波形を得ることは困難であったと考えられる。

同様に, Barrière et al. (2012) は, 鉄球を花崗岩板に衝突させることによって地盤に振動を与えており, その結果, 繰り返し得られた波形にはある程度の再現性が確認されてはいる (Barrière, 2011) ものの, 高い再現性を持ち任意のスペクトルを持つ振動を与えることは難しかったと考えられる。このような懸念を解消するためには, 小振幅かつ任意のスペクトルを持つ波を再現性高く放射できる振動源を導入することが必要である。

本研究では, 先行研究における上記 3 つの懸念, (a) 特定の周波数帯域を持つ波しか使用あるいは解析されなかったこと (上記全 5 件), (b) 振動源の振幅が大きい場合, 振動源近傍の非弾性ひずみが大きくなり, 特に湿潤状態の砂地盤において, 振動源と地盤のカップリングが変化した恐れがあったこと (上記全 5 件), (c) 物体を衝突させるタイプの発振機構の場合 (Emerson and Foray, 2006; Barrière et al., 2012), 任意のスペクトルを持つ振動を再現性高く発生させるのが困難であったことを解決し, 砂地盤の水飽和度が透過波の速度分散および減衰の大きさとその周波数依存性に与える影響を調べるための新しい計測システムを開発した。

## 2.2 技術開発 1: 振動源の導入と入力振動の広帯域・高周波化

(副論文 1: Propagation characteristics of elastic waves transmitted through sand soils under dry and saturated conditions の内容に相当)

### 2.2.1 振動源と入力振動

技術開発 1 として, 先行研究の懸念 (a) と (c) を解決するために, 弾性波震源として市販の音響スピーカー (以下, 加振器) を導入するとともに, 入力振動として線形スイープ信号を採用した。砂地盤に対する入力振動の条件として, 遠方の加速度計においても高い S/N 比を示すように, 十分なスペクトル振幅を持つ波を透過させる必要がある。一方で, 大振幅を地盤に与えた場合, 振動源近傍の砂粒子の再配置が起

こり、振動源と地盤とのカップリングを大きく変えてしまう。線形スイープ信号は、発信時間を任意に引き延ばすことによって、パルス信号やステップ信号に比べ、時間領域における振幅を抑えることができる。以下では、砂地盤中に加振器および受信器を埋設し、収録波形をスタック処理することで、広い周波数帯において S/N 比が向上することを確かめた。

## 2.2.2 実験セットアップと実験手順

容器中 (375 mm L × 255 mm W × 235 mm H) に、容器上端から 6 号珪砂 (粒子直径 0.2–0.4 mm) を撒き、以降の段落で示すような配置で加振器および加速度計を埋設しながら、厚さ約 105 mm の砂地盤を作製した (図 5)。砂地盤の乾燥密度および間隙率はそれぞれ  $1.4 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ , 46%であった。

加振器を容器底面から高さ 50 mm の位置に、加振方向が地盤の長軸方向と平行になるよう埋設した。さらに、3 台の 1 成分加速度計 (S04SG2 by Fuji Ceramics Corporation) を、その受感面が加振器側を向くよう、加振器と同じ高さで一列に埋設した (図 5 の赤い四角形)。各加速度計は 80 mm 間隔で、震源からの距離が 40–200 mm になるように埋設した。加速度計のサイズは直径 3.5 mm, 厚さ 2.5 mm であり、周波数応答は 50 kHz 以下において  $\pm 7 \text{ dB}$  であった。

入力信号には、電圧 5 V<sub>pp</sub>, 1 kHz から 50 kHz に線形にスイープする長さ 0.5 秒間の信号を使用した。信号は、ファンクションジェネレータ (FG3102 by Tektronix, Inc.) (以下, FG) を使用して生成し、アンプ (PS-3238 by EK JAPAN, Co., Ltd.) を経由して 1.2 秒間隔で加振器に与えた。FG から出力される電圧波形と地盤を伝わる加速度波形を、24-bit A/D converter (PXIe-4492 by National Instruments) を使用して、サンプリング周波数 204.8 kHz でトリガー収録した。

地盤作製後、給水時に地盤表層を乱さないように地盤全体に吸水性タオルを敷いたのち、乾燥状態のまま



24 時間の弾性波計測を行った。続いて、地盤上部から水道水を散布し、水位が地盤表面を越えるまで給水した (以降、この状態を「飽和状態」と呼ぶ)。給水後、飽和状態で 24 時間の弾性波計測を行った。なお、両状態における 24 時間の弾性波計測中、表層からの水の蒸発を防ぐために吸水性タオルの上および容器上端にビニールシートを被せた。計測中の質量変化を調べるために、容器を秤 (70108 by Shinwa Rules Co., Ltd) に載せて実験を行った。秤の測定値のばらつきは最小読み取り単位 (0.26%) 以内であったことから、計測中の質量はほぼ一定であった。

### 2.2.3 データ解析手順

はじめに、S/N 比を向上させるために収録波形をスタックする。トリガー収録波形に対して、0.5 秒間の入力信号を含む 0.6 秒間の波形を切り出し、それらを足し合わせることで 1 時間ごとのスタック波形  $u_i(t, \tau)$  を作成した (図 6)。

次に、スタック波形  $u_i(t, \tau)$  から全時間・全加速度計で S/N 比の高かった 2 倍音成分のみを抽出する。図 7 に FG の出力波形および乾燥状態・飽和状態における各チャンネルの加速度波形の典型的なスペクトログラムを示す。図 7 から分かるように基準音の他にいくつかの倍音が見られた。倍音は、各加速度計記録だけでなく FG の出力波形記録にも見られることから、FG に起因すると考えられる。以下のようにして、スタック波形から 2 倍音成分のスペクトル  $U_i(t, f)$  を抽出した。

$$\begin{cases} U_i(t, f) = \int_0^{0.6} u_i(t, \tau) w\left(\frac{\tau - \tau_f}{\alpha}\right) e^{-2\pi\sqrt{-1}f\tau} d\tau \\ w(\tau) = H(1 - |\tau|)H(|\tau| - 1 + r) \sin^2\left(\frac{|\tau| - 1}{2r}\pi\right) + H(1 - r - |\tau|) \\ \tau_f = \frac{0.5 \times 2}{f_1 - f_0}(f - f_0) \end{cases} \quad (2.12)$$

$H$  はヘヴィサイド関数 ( $\alpha = 0.01$  s,  $r = 0.1$  s),  $\tau_f$  はデザインされたスイープ信号において周波数  $f$  ( $4000 \text{ Hz} \leq f \leq 50000 \text{ Hz}$ ) にパワーを持つ時刻であり、 $f_0$  と  $f_1$  はスイープ信号の開始周波数および停止

周波数を表し,  $f_0 = 1000$  Hz,  $f_1 = 50000$  Hz である.

最後に, (2.13) 式のように, 計算されたスペクトル  $U_i(t, f)$  を最終時刻の値で規格化した上で, 振幅成分と位相成分に分けた.

$$\begin{cases} |U_i(t, f)/U_i(24, f)| \\ \arg(U_i(t, f)/U_i(24, f)) + 2m_i(t, f)\pi \end{cases} \quad (2.13)$$

ここで,  $-\pi < \arg(U_i(t, f)/U_i(24, f)) \leq \pi$  であり,  $m_i(t, f)$  は整数である.

## 2.2.4 解析結果と考察

### 2.2.4.1 スタック波形の S/N 比向上

スタック処理によって S/N 比が向上したかどうかを確認した. 図 8 に, 乾燥状態において, 最も遠方に埋設された加速度計 AC<sub>3</sub> で収録された典型的な生波形とスタック波形のスペクトログラムを示す. スタック処理により, 2 倍音の振幅は維持される一方でバックグラウンドノイズの振幅が低下したことが分かる. 計算された S/N 比は乾燥状態あるいは飽和状態どちらの場合においてもすべての観測点でおおよそ 10 を越えた. もし生波形に無視できない比較的大きな位相のばらつきが存在した場合, スタック処理によりそのような非コヒーレントなフェーズはキャンセルされ S/N 比は向上しない. 実際には, 波形の S/N 比が向上したことから, 生波形の 1 時間以内の位相変化は十分小さいことが示唆された.

### 2.2.4.2 透過波の安定性

乾燥状態・飽和状態における 24 時間の透過波の安定性を調べ, 振動源が安定的に地盤に振動を入力してきたかどうかを確認した. 図 9 に例として乾燥状態における加速度計 AC<sub>1</sub> の規格化振幅  $|U_i(t, f)/U_i(24, f)|$  および位相差  $\arg(U_i(t, f)/U_i(24, f))$  の 24 時間スペクトログラムを示す. すべての加速度計において 15

kHz よりも低周波のばらつきが 15–50 kHz のばらつきに比べ大きかったため、以降は 15–50 kHz の伝播特性の安定性のみを議論する。図 10 に、5 kHz ごとの規格化振幅  $|U_i(t, f)/U_i(24, f)|$  および位相差  $\arg(U_i(t, f)/U_i(24, f))$  の時刻歴を示す。乾燥状態における規格化振幅および位相差について、それらの 24 時間のばらつきは飽和状態のものに比べて大きくなった。粒状体に関して、拘束圧の増加にともない剛性率が増加することや粒子形状の違いにより剛性率が変化することが知られており（例えば、Cho et al. 2006; Yang and Gu, 2013）、波動の伝播により粒子の接触具合がわずかに変化すると考えられる。その接触具合の変化が透過特性にもたらす影響は乾燥状態ほど大きいと考えられるため、S/N 比が飽和状態に比べて相対的に小さくなり、その結果、規格化された振幅や位相差のばらつきが大きくなったと推察される。あらかじめ、(2.13) 式における位相のサイクルの不定性  $m_i(t, f)$  について検討する。2.2.4.1 節において、1 時間以内の位相変化は無視できることを既に確かめた。図 10 に示すように、24 時間の位相差のばらつきは 1 サイクルよりも十分小さいことから、 $m_i(t, f)$  は定数でなければならない。さらに、定常状態における計測では、位相差  $\arg(U_i(t, f)/U_i(24, f))$  の期待値がゼロになることを考慮すると、 $m_i(t, f) = 0$  となる。本計測における振幅と位相差の標準偏差は、最終 5 時間においては、乾燥状態ではそれぞれ  $\pm 11\%$ ,  $\pm 0.3$  rad、飽和状態ではそれぞれ  $\pm 1\%$ ,  $\pm 0.3$  rad となり、両状態において比較的安定した波形を得ることに成功した。一方、飽和状態における加速度計 AC<sub>1</sub> の記録に関して、計測開始から 15 時間程度経っても振幅の大きなばらつきが観測された。その理由の一つとして、給水によって加振器と地盤のカップリングが変化したことが考えられ、懸念 (b) 解決の必要性が強調された。あるいは、給水してから地盤が平衡状態に至るまでに数十時間を要する可能性があり、給水後の波形の安定性を確かめてから本計測を始める必要性が示唆された。

## 2.3 技術開発 2: 飽和度変化にともなう振動源と地盤のカップリング変化防止機構の導入

(副論文 2: Development of a laboratory monitoring system for elastic waves transmitted through sand under dry and nearly saturated conditions の内容に相当)

### 2.3.1 飽和度に依存しない振動源と地盤のカップリング変化防止機構

技術開発 2 として、先行研究の懸念 (b) を解決するために、水の浸透によって振動源周りの状態が変化しないように、地盤を透水領域 (Permeable Part; PP) と非透水領域 (Impermeable Part; IP) に分け、後者に加振器を埋設した (図 11). さらに、IP への水の浸透を防ぐために、IP 全体を覆うようにベントナイト層 (Bentonite Layer; BL) を作製した. PP は給水により飽和され、乾燥状態だけでなく飽和状態においても透過波を測定できる. IP には撥水処理した砂を使用し、たとえ水が BL を通過しても乾燥状態を維持できるようにした. 以下では、乾燥状態および飽和状態の 2 つの静的条件下において、IP 内に埋設した加振器と加振器の挙動をチェックするために加振器近傍に埋設した受信器および PP 内に埋設した受信器を使用して、24 時間の透過弾性波計測を行った. そして、IP 内に埋設した加振器近傍にある受信器で収録された波形が給水の前後で変化しないことを確かめた. 同様に、PP 内に埋設した受信器で収録された波形の 24 時間内のばらつきと給水前後の変化を比較することで、本計測システムがどの程度地盤中の含水量をモニタリングできるかを評価した.

### 2.3.2 実験セットアップと実験手順

容器中に 2.3.1 節で示した機構を持つ地盤を作製した. まず、表層以外の BL を容器中 (375 mm L × 255 mm W × 235 mm H) に作製した. BL は、6 号珪砂とベントナイト (2602 by Pepaless Co., Ltd.) の混合砂から成り、厚さ 30 mm、加振器からの距離が 20 mm の位置に作製された. 次に、容器上端から無垢の 6 号珪砂と、あらかじめ撥水剤 (Dry Barrier 365 by Nano4life) を散布した 6 号珪砂 (以下、撥水砂) を PP と IP のそれぞれ

れに撒いた。地盤作製と同時に、計測機器を指定位置に並べ埋設した（配置の詳細は、後述の段落を参照）。

最後に、BL で IP を完全に覆い、厚さ約 100 mm の地盤を作製した。PP の乾燥密度および間隙率はそれぞれ  $1.2 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ 、54%であった。

加振器を、容器底面からの高さが 50 mm の位置に、振動方向が地盤の長軸方向と平行になるよう IP 内に埋設した。さらに、加振器が地盤に入力する振動の安定性をモニタリングするために、1 台の 1 成分加速度計 (S04SG2 by Fuji Ceramics Corporation) を、加振器から数 cm 離れた位置に、受感面が加振器方向を向くように、IP 内に埋設した（図 11 の赤い円柱。以下、 $AC_{ref}$ と呼ぶ）。また、同機種の加速度計 4 台を、加振器と同じ高さで、受感面が加振器方向を向くように一列に埋設した（センサー間隔が 36 mm、加振器からの距離が 100–208 mm。以下、加振機から近い順に  $AC_1$ ,  $AC_2$ ,  $AC_3$ ,  $AC_4$ と呼ぶ）。使用した入力信号は、2.2.2 節で示した信号と同じものを使用した。波形の収録は 2.2.2 節で示した方法と同様に、FG の出力波形および加速度波形を連続収録した。

IP および PP における体積含水率を測定するために、4 台の土中水分計 (EC-5 by METER Group, Inc.) を埋設した（図 11 の青い直方体）。IP に水の浸透がないことを確認するために、4 台のうち 1 台を加振器の近くに埋設した（以下、 $SM_{ref}$ と呼ぶ）。PP の含水量をモニタリングするために、残りの 3 台を、容器底面から 30 mm、50 mm、65 mm の高さに埋設した（以下、深い順に  $SM_1$ ,  $SM_2$ ,  $SM_3$ と呼ぶ）。これらのデータをロガー (Em5b by METER Group, Inc.) で収録し、1 時間ごとの含水率の平均値を得た。

実験手順に関して、はじめに、自然乾燥状態の砂を恒温槽 (DH42 by Yamato Scientific Co., Ltd.) の中に入れ 40°C で 24 時間乾燥させた。次に、同じ温度で透過波を 24 時間計測した。計測後、容器下端にあらかじめ取り付けられた給水口から水道水（脱気されていない水）を 2 時間程度かけてゆっくり注水し、水位が PP 表面

を越えるまで給水した。2.2.4 節の透過波の結果から示唆されたように、給水後の地盤が平衡状態に至るまで数十時間を要する可能性があるため、地盤を 40°C 下で 24 時間放置した。その後、同じ温度で透過波を 24 時間計測した。上述した放置期間と透過波計測期間において、地盤表層からの水の蒸発を防ぐために、地盤表層および容器全体にビニールシートを被せた。土中水分計記録から、乾燥状態および飽和状態において地盤の含水量が一定であることを確かめた。

### 2.3.3 データ解析手順

はじめに、S/N 比を向上させるために収録波形をスタックする。連続収録波形から、0.5 秒間の入力信号を含む 1.2 秒間の波形を 1.2 秒間隔で繰り返し切り出した (図 12)。その後、各 15 分間のウィンドウ内に含まれる切り出し波形をスタックした。そして、スタック波形に対して 0.1-100 kHz の 4 次のバターワースフィルターを掛けた後、入力信号を含む 0.6 秒間の波形  $u_i(t, \tau)$  を切り出した。 $i, t, \tau$  は 2.2.3 節と同様、それぞれ、チャンネル番号 (ref, 1, 2, 3, 4), 計測時間 ( $0 \leq t \leq 24$  hour), 波形長さ ( $0 \leq \tau \leq 0.6$  second) を表す。

第 2 に、スタック波形  $u_i(t, \tau)$  から基準音成分のみを抽出する。図 13 に乾燥状態・飽和状態における各加速度計で収録された波形の典型的なスペクトログラムを示す。今回の解析では、全時間・全加速度計で S/N 比の高かった基準音成分  $U_i(t, f)$  のみ抽出した。これは、(2.12) 式において  $\tau_f = \frac{0.5}{f_1 - f_0} (f - f_0)$  として計算したことに等しい。ここで、スペクトル  $U_i(t, f)$  は、地盤の自由表面、容器の壁あるいは BL 境界で生じる反射波や屈折波の影響を含んでいると考えられる。以降では、これらのフェーズも含んだ透過波の安定性を議論することに留意されたい。

第 3 に、透過波の安定性を調べるために、収録波形から媒質の伝播特性項のみを抽出する。収録波形  $u_i(t, \tau)$  は、震源特性・媒質の伝播特性・計器特性の畳み込みによって表される。震源特性は、全てのチャン

ネルで共通なためチャンネル番号  $i$  に依存しない。加えて、震源特性は計測時間  $t$  にほとんど依存せず、乾燥状態・飽和状態において互いにほぼ類似していると考えられる (2.3.4.1 節, 2.3.4.2 節参照)。計器特性も計測時間  $t$  に依存しない。そこで、以下で示すように、収録波形から震源特性と計器特性の影響を除去し伝播特性項のみを抽出した。スタック波形のスペクトル  $U_i(t, f)$  は、周波数領域では (2.14) 式のように各特性の積で表される。

$$U_i(t, f) = S(f) G_i(t, f) I_i(f) \quad (2.14)$$

ここで、 $S(f)$ 、 $G_i(t, f)$ 、 $I_i(f)$  はそれぞれ震源特性・伝播特性・計器特性のフーリエ変換を表す。 $U_i(t, f)$  を  $U_{\text{ref}}(t, f)$  で規格化することによって震源の影響を除去した。

$$\frac{U_i(t, f)}{U_{\text{ref}}(t, f)} = \frac{S(f) G_i(t, f) I_i(f)}{S(f) G_{\text{ref}}(t, f) I_{\text{ref}}(f)} = \frac{G_i(t, f) I_i(f)}{G_{\text{ref}}(t, f) I_{\text{ref}}(f)} \quad (2.15)$$

(2.16) 式を用いて伝播特性項のみを抽出した。

$$\frac{U_i(t, f) / \overline{U_i(f)}}{U_{\text{ref}}(t, f) / \overline{U_{\text{ref}}(f)}} = \frac{G_i(t, f) I_i(f) / \overline{G_i(f) I_i(f)}}{G_{\text{ref}}(t, f) I_{\text{ref}}(f) / \overline{G_{\text{ref}}(f) I_{\text{ref}}(f)}} = \frac{G_i(t, f) / \overline{G_i(f)}}{G_{\text{ref}}(t, f) / \overline{G_{\text{ref}}(f)}} \quad (2.16)$$

最後に、(2.16) 式で計算されたスペクトル  $\frac{U_i(t, f) / \overline{U_i(f)}}{U_{\text{ref}}(t, f) / \overline{U_{\text{ref}}(f)}}$  を (2.17) 式のように振幅成分と位相成分とに分

け、それぞれを normalized spectral amplitude propagator, normalized phase propagator と呼ぶことにする。

$$\begin{cases} A_i(t, f) = \left| \frac{U_i(t, f) / \overline{U_i(f)}}{U_{\text{ref}}(t, f) / \overline{U_{\text{ref}}(f)}} \right| \\ \Delta\phi_i(t, f) = \arg \left( \frac{U_i(t, f) / \overline{U_i(f)}}{U_{\text{ref}}(t, f) / \overline{U_{\text{ref}}(f)}} \right) + 2n_i(t, f)\pi, \end{cases} \quad (2.17)$$

ここで、 $-\pi < \arg \left( \frac{U_i(t, f) / \overline{U_i(f)}}{U_{\text{ref}}(t, f) / \overline{U_{\text{ref}}(f)}} \right) \leq \pi$  であり、 $n_i(t, f)$  は整数である。 $A_i(t, f)$  と  $\Delta\phi_i(t, f)$  は 2 kHz 幅の

ウィンドウを用いて移動平均を計算し周波数方向の平滑化を行った。

## 2.3.4 解析結果と考察

#### 2.3.4.1 透過波の安定性

本計測システムにおける地盤含水量のモニタリング能力を推定するために、乾燥状態・飽和状態において 24 時間の透過波の安定性を調べた。はじめに、加振器が地盤に入力する振動の安定性を調べた。図 14 に例として加振器近傍に埋設した加速度計  $AC_{ref}$  に関する乾燥状態における振幅  $|U_{ref}(t, f)/\overline{U_{ref}(f)}|$  と位相差  $\arg(U_{ref}(t, f)/\overline{U_{ref}(f)})$  の 24 時間スペクトログラムを示す。23 kHz よりも低周波のばらつきが 23–49 kHz のばらつきに比べ大きかったため、以降は、23–49 kHz の伝播特性の安定性のみ議論する。図 15 に 5 kHz ごとの振幅と位相差の時刻歴を示す。24 時間のそれぞれの標準偏差は、両状態において  $\pm 0.8\%$ ,  $\pm 0.03$  rad 以内であった。ただし、振幅と位相差は 2 kHz 幅のウィンドウを用いて移動平均を計算し周波数方向の平滑化を行った。次に、透過波の安定性を調べた。図 16 に 5 kHz ごとの normalized amplitude propagator  $A_i(t, f)$  と normalized phase propagator  $\Delta\phi_i(t, f)$  の時刻歴を示した。あらかじめ、(2.17) 式における  $n_i(t, f)$  で表される位相差のサイクルの不定性を考える。2.2.4.2 節で行った議論と同様、図 16 に示すように  $\Delta\phi_i(t, f)$  のばらつきが 1 サイクルよりも小さければ、 $n_i(t, f)$  は定数でなければならない。さらに、定常状態における計測においては、 $\Delta\phi_i(t, f)$  の期待値はゼロであるため、 $n_i(t, f) = 0$  となる。 $A_i(t, f)$ ,  $\Delta\phi_i(t, f)$  それぞれの 24 時間の標準偏差は、両状態において  $\pm 3\%$ ,  $\pm 0.03$  rad 以内 (この位相変化は、 $0.2 \mu\text{s}$  (23 kHz 時) から  $0.4 \mu\text{s}$  (49 kHz 時) の走時変化に相当) であった。

#### 2.3.4.2 地盤含水量のモニタリング能力

本計測システムにおける含水量のモニタリング能力を推定する。2.3.4.1 節に述べたように、乾燥・飽和両状態における走時のばらつきは最大  $0.4 \mu\text{s}$  であった。このことから、スローネス (速度の逆数) のばらつきの最大値は  $4 \mu\text{s/m}$  と計算され、これが本計測システムにおけるスローネス変化の分解能である。乾燥状態と飽和状態



のスローネス差がこの分解能よりも十分大きければ、スローネス変化をモニタリングすることで、地盤内の含水量を推定できる。各状態におけるスローネスを計算するために、レコードセクションから各状態の弾性波速度を推定した (図 17)。その結果、乾燥状態および飽和状態における弾性波速度はそれぞれ 65 m/s, 120 m/s であった。両状態において弾性波速度が大気音速より遅くなった理由は、2.2.4.2 節で述べたように、未固結媒質のような粒状体では、波動の伝播による粒子どうしの接触が緩くなり、固体間あるいは固体・流体間でのエネルギー伝達に時間を要し、遅延が生じたためであると推察される。飽和状態で観測された弾性波速度は、固結あるいは未固結な多孔質媒質に関する Gassmann's equations によって予測される速度よりも小さくなった。その原因として、水道水は多くの空気を含んでおり、地盤が完全飽和に至らなかったためだと考えられる。得られた弾性波速度から両状態間のスローネス差は 7 ms/m と計算された。この差は、本計測システムにおけるスローネス変化の分解能よりも 1000 倍ほど大きく、本計測システムはスローネス変化を利用して地盤の含水量をモニタリングできることが分かった。

振幅に関しても、スローネス同様、乾燥・飽和の両状態間の違いを調べ、本計測システムが振幅によって含水量をモニタリングできるかどうかを評価する。透水領域 (PP) に埋設された加速度計記録に関して、両状態どうしの振幅の違いが、それぞれの 24 時間のばらつきと加振器が地盤に入力する振動の振幅のばらつきに比べて優位に大きければ、振幅変化から含水量をモニタリングすることができる。図 18a に加振器近傍に埋設した  $AC_{ref}$  に関する両状態間の振幅比  $\left| \frac{u_{ref}^{sat}(t,f)}{u_{ref}^{dry}(t,f)} \right|$  の 24 時間データとそれらの平均値を示した。添え字「dry」と「sat」はそれぞれ乾燥状態、飽和状態を意味する。 $\left| \frac{u_{ref}^{sat}(t,f)}{u_{ref}^{dry}(t,f)} \right|$  は 2 kHz 幅のウィンドウを用いて移動平均を計算し周波数方向の平滑化を行った。全 24 時間データの標準偏差は 1%以内であり、その比の大きさは、全ての解析周波数帯域において 0.95 から 1 の範囲であった。

PP に埋設された加速度計記録に関して、飽和状態下ではベントナイト層 (BL) が意図せず透過波の反射境界となる可能性がある。そのため、両状態間の振幅を比較するためには、先にその反射境界の影響を除去する必要がある。そこで、PP に埋設した各加速度波形のスペクトルを、同じく PP に埋設した加速度計 AC<sub>1</sub> のスペクトルで規格化した。その上で、両状態間の振幅比を計算することによって、それぞれの受信器間における媒質の伝播特性のみを議論できるようになる。

$$R_i(t, f) = \frac{|U_i^{\text{sat}}(t, f)|}{|U_1^{\text{sat}}(t, f)|} \Big/ \frac{|U_i^{\text{dry}}(t, f)|}{|U_1^{\text{dry}}(t, f)|} = \frac{|G_i^{\text{sat}}(t, f) I_i(f)|}{|G_1^{\text{sat}}(t, f) I_1(f)|} \Big/ \frac{|G_i^{\text{dry}}(t, f) I_i(f)|}{|G_1^{\text{dry}}(t, f) I_1(f)|} = \frac{|G_i^{\text{sat}}(t, f)|}{|G_1^{\text{sat}}(t, f)|} \Big/ \frac{|G_i^{\text{dry}}(t, f)|}{|G_1^{\text{dry}}(t, f)|} \quad (2.18)$$

ここで、 $I_i/I_1$  は状態に依存しないと仮定した。震源特性は (2.15) 式と同様にして除去した。 $R_i(t, f)$  は  $G_1(t, f)$  によって規格化された  $G_i(t, f)$  に関する乾燥および飽和の両状態間の振幅比を意味する。図 18b に各加速度計の振幅比  $R_i(t, f)$  の全 24 時間データとそれらの平均値を示した。 $R_i(t, f)$  は 2 kHz 幅のウィンドウを用いて移動平均を計算し周波数方向の平滑化を行った。全 24 時間データの標準偏差は 11%以内であり、 $R_i(t, f)$  は全ての解析周波数帯域において 1.2 よりも大きかった。つまり、 $R_i(t, f)$  の大きさ、すなわち両状態どうしの振幅の違いは、 $R_i(t, f)$  の標準偏差の約 2 倍であった。以上のことから、本計測システムは振幅変化からも地盤の含水量をモニタリングできることが分かった。

## 2.4 まとめ

砂地盤の含水量が透過波の速度分散・減衰の大きさとその周波数依存性に与える影響を調べるための計測システムを開発した。本計測システムでは、広帯域・高周波帯域の信号を再現性高く発振できる振動源を導入した。さらに、地盤の含水量が変化しても振動源と地盤とのカップリングを変えない機構を提案した。乾燥状態および飽和状態の 2 つの静的な条件下において、24 時間の透過波の安定性を調べた。その結果、両状態どうしの振幅およびスローネスの違いは、それぞれのばらつきに比べて優位に大きくなった。このことから、水飽

和度の片方からもう片方に変化する場合に、本計測システムが透過波の振幅およびスローネスの変化から、地盤の含水量変化を検出する能力を有していることが示された。もし水飽和度と透過波の振幅およびスローネスに正の相関があり、なめらかに変化する場合には、本計測システムを用いることにより透過波の振幅およびスローネスの変化から地盤中の任意の含水量状態をモニタリングできるようになると期待される。

### 第3章 水飽和度と透過波の速度分散および減衰の大きさとその周波数依存性を調べる実験

#### 3.1 はじめに

第2章で示した計測システムを使用して、媒質中の任意の含水量変化にともなうと透過弾性波の速度分散および減衰の大きさとその周波数依存性の変化について調べる。媒質中の水飽和度と透過弾性波の速度分散および減衰の大きさとその周波数依存性の関係を調べる研究は、固結媒質である多孔質岩石試料を対象にたくさん行われてきた。これらの研究は、主に Ultrasonic transmission method, Resonant bar method, Stress-strain phase shift method の3つの手法が用いられ、それぞれ調べる周波数帯域が異なる。Ultrasonic transmission method は、円筒形試料に対して、水平な端面あるいは試料を跨ぐ位置に取り付けられた1組の送信/受信用のトランスデューサーを用いて、超音波帯域の透過波を計測する。この手法は、弾性波探査時に発生する伝播現象を再現することができるというメリットがあるものの、フィールド観測に使用される周波数帯域と完全に異なるというデメリットもある。そのため、スケージングの問題を解決するために、地震波帯域から音波帯域を用いた手法として、残りの2つの手法が行われている。Resonant bar method は、円筒形の試料（およそ数 m）に対して、一方の水平な端面に受信用のトランスデューサーを貼り付け、もう片方の面からハンマーや送信用のトランスデューサーを用いて振動を与えることで定在波を発生させ、共振周波数における媒質のふるまいを計測する。Stress-strain phase shift method は、Ultrasonic transmission method と同様に、1組のトランスデューサーを端面に取り付けた数 cm の円筒形試料に対して、周期的な応力を与えた際の微小変形にともなうひずみ速度を計測する。この計測では、1 kHz 以下の帯域における透過波の応答も調べることができる。

これら代表的な3種類の手法を用いて、様々な周波数帯における水飽和度変化に対する弾性波速度の応答が調べられている。Murphy (1982) は、Resonant bar method を用いて乾燥過程における砂岩中を伝わる透

過波を計測した。その結果、およそ 600 Hz の帯域に関して、水飽和度 $S_w=10\sim90\%$ において飽和度の増加にともない速度が次第に低下する一方で、 $S_w>90\%$ では速度は急激な上昇へと転じた。この結果は、Gassmann's equations を任意の水飽和度に拡張した場合の計算結果（本稿の BGW に相当）とよく一致した（Murphy, 1984も参照）。さらに、Murphy (1984) は Resonant bar method に加え、Ultrasonic transmission method によって、およそ 5 kHz, 200 kHz のより高周波帯域において、乾燥過程での砂岩中を伝わる透過波を計測した。その結果、5 kHz に関して、 $S_w=10\sim30\%$ までは、Murphy (1982) で観測されたように、水飽和度の増加にともない速度が次第に低下するものの、 $S_w>30\%$ では、徐々に上昇する様子が観測された。同様に、200 kHz に関しても Murphy (1982) の結果とは異なる傾向を示し、水飽和度の増加にともないほぼ単調に増加した。Baztle et al. (2006) は、Stress-strain phase shift method を用いて地震波帯域から超音波帯域までの複数の帯域において、注水過程での砂岩中を伝わる透過波を計測した。その結果、2500 Hz までは、Gassmann's equations を任意の水飽和度に拡張した場合の計算結果（本稿における BGW）と定量的に一致した。一方、超音波帯域（500 kHz）の弾性波速度は 2500 Hz 以下に関する速度よりも常に大きく、水飽和度の増加にともない増加傾向にあるとともに、 $S_w=80\%$ から急激に増加した。このような研究から、水飽和度に対する弾性波速度は周波数ごとに異なる挙動を示すことが分かった。

さらに、水飽和度変化に対する弾性波減衰の応答についても調べられている。Murphy (1982) の結果によれば、600 Hz に関して、水飽和度の増加にともない減衰が次第に大きくなり、高い水飽和度（ $S_w= \sim 85\%$ ）において減衰が最大になった。より高周波（およそ 800 Hz）においても類似したトレンドを示すとともに、600 Hz 時に比べて 4%から 30%程度の高い値を示した。このようなトレンドは、さらに高周波（およそ 5 kHz）においても確認された（Murphy, 1984）。さらに、様々な長さの試料を使用し、より広帯域（300 Hz~14 kHz）における減

衰の様子をいくつかの水飽和度（乾燥状態,  $S_w=0.1\%$ , 74~76%, 90~92%）において調べた。乾燥状態のとき、音波帯域における減衰は周波数に依存しなかった。 $S_w=0.1\%$ のとき、乾燥状態に比べて周波数全体でさらに減衰が大きくなるとともに、およそ 5 kHz に小さなピークを持つ上に凸の緩やかな周波数依存性を持った。さらに、 $S_w=90\sim 92\%$ のとき、周波数全体で減衰が大きくなるとともに、より強い周波数依存性を持った。このときのピーク周波数はおよそ 3~4 kHz であった。また、中程度の水飽和度である  $S_w=74\sim 76\%$ においては、同様に 3~4 kHz にピークを持ったさらに強い周波数依存性が確認された。このように、弾性波速度と同様、透過波の減衰の応答は周波数ごとに異なる挙動を示すことが明らかにされた。

固結した多孔質媒質において見られた弾性波速度および減衰の水飽和度依存性は、未固結媒質においても観測されている。以下で示す先行研究では、砂粒子（あるいはシルト、粘土との混合物。以下、この混合物を混合砂と呼ぶ。）を使用した数 cm オーダーの円筒形試料あるいは数十 cm~1m の水平地盤に対して、2.1 節で示したような振動源（振り子、トランスデューサーなど）を用いてインパルス的な震動を与えた際の音波帯域における透過波を計測した。

弾性波速度の水飽和度依存性について、Emerson and Foray (2006) は、鋼管を用いて砂地盤中に埋設した 2 組の地震計を用いて、乾燥状態と飽和状態における透過波を計測した。その結果、乾燥状態の速度（およそ 150 m/s）に比べて飽和状態の速度（およそ 1600 m/s）の方が十分大きくなった。このような変化は、Gassmann's equations から予測される変化と定性的に一致した。George et al. (2009) は、トランスデューサーを用いて、混合砂の円筒形試料を用いて、注水過程と排水過程における透過波を計測した。その結果、水飽和度の増加にともない弾性波速度は次第に低下し、高い水飽和度で増加に転じ、完全飽和時において最大となった。ただし、注水過程に比べ排水過程の方が、高い水飽和度での速度増加は顕著であった。Berrière et al.

(2012) は、振り子を振動源とし、砂地盤中に振動源と同じ高さに水平方向に複数の加速度計を埋設し、注水過程と排水過程（ともに $S_w=30\sim90\%$ ）における透過波を計測した。その結果、弾性波速度は水飽和度の増加にともない次第に低下した。この結果は、BGW と定量的に一致することが示された (Barrière, 2011)。

また、弾性波減衰の水飽和度依存性について、Berrière et al. (2012) は、注水過程において、中程度の水飽和度 ( $S_w=60\sim70\%$ ) で透過波の減衰がピークを持った。一方、排水過程において、水飽和度の増加にともない減衰がわずかに増加した。同様のトレンドは、Lorenzo et al. (2013) の実験システムを使用した Crane et al. (2018) においても観測された。彼らは、2 層構造を持つ水平地盤中に、振動源であるトランスデューサーと受信器である地震計を水平に埋設し、注水過程における層境界からの反射波フェーズを観測した。その結果、反射波の減衰は、 $S_w \sim 60\%$  でピークを持った。

以上のように、未固結媒質においても弾性波速度および減衰の水飽和度依存性が確認された。しかしながら、これらの研究では、解析周波数が狭帯域であったため、未固結媒質においても、固結媒質で見られたような周波数依存性が見られるかどうかは依然として不明なままであった。

そこで、第 2 章で述べた透過弾性波計測システムを用いて、先行研究に比べて高周波ではあるものの広帯域計測を行うことで、準静的変化としてとらえることができる室温付近での乾燥過程における、砂地盤中の水飽和度と透過波の速度分散および減衰とその周波数依存性について調べた。

## 3.2 実験セットアップと実験手順

2.3.2 節で示した実験セットアップをもとに実験を行う。図 19 に今回の実験で使用した地盤の模式図を示した。以下には、2.3.2 節の実験セットアップと異なる点のみを述べる。

作製した地盤の透水領域 (PP) の乾燥密度および間隙率はそれぞれ  $1.3 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ , 48%であった。PP に

は 2.3.2 節で示した機種と同じ加速度計 (AC) 11 台を 4 つの異なる高さ (30mm, 45mm, 50mm, 65mm) に埋設した (図 19 の赤い円柱. 各高さに対応するラベルを深い順に”B”, “Tr”, “C”, “T”と記述するとともに, 同じ高さに埋設された加速度計群を加振器に近い順に数字を割り振る; ACB-1, ACTr-1~6, ACC-1~3, ACT-1). 加振器と同じ高さに水平方向に並べた加速度計群 ACC-1~3 の間隔は 36 mm であった. また, 幾何学的に配置された複数の受信器で収録された波形の到達時刻差の情報から透過波の速度および到来方向を推定する方法 (Aki and Richards, 1980) を利用して, 反射波フェーズを含めた透過波の到来方向を把握するために, 加速度計群 ACTr-1~6 を大小 2 つの正三角形 (各辺の長さがそれぞれ 36 mm, 18mm) の各頂点に並べた. 加速度計群 ACTr-1, 4, 6 は大きな正三角形の各頂点に, 加速度計群 ACTr-2, 3, 5 は大きな正三角形の各辺の中点に埋設した. ただし, 今回の実験では, 計測途中で ACTr-1, 2, 3, 4, ACC-2 に不具合が生じて解析に使用できなかったため, 意図していた透過波の到来方向の推定はできなかった. FG の出力波形および加速度波形を 2.2.2 節と同様にしてトリガー収録した.

PP における含水量を測定するために, 2.3.2 節で示した機種と同じ土中水分計 (SM) 5 台を 3 つの異なる高さ (30 mm, 50 mm, 65 mm) に埋設した (図 19 の青い直方体. 加速度計のラベリング規則と同様に深い順に SMB-1, SMC1~3, SMT-1). 土中水分計記録を 2.3.2 節で示した同じロガーを用いて 10 分間隔で収録した.

実験手順に関して, 2.3.2 節と同様に地盤を飽和させた後, 同じ給水口からおよそ 30 分かけて排水を行った. その後, ビニールシートを取り外し, 透過波が比較的安定するまでの間 (約 80 時間), 地盤を 40°C 下で乾燥させた.

### 3.3 データ解析手順

加速度計記録に関して, 2.2.3 節あるいは 2.3.3 節で示した同様の解析手順で解析する. まず, トリガー収録



波形から 0.1-100 kHz の 4 次のバターワースフィルタをかけた入力信号を含む 0.6 秒間の波形を切り出し、15 分ごとのスタック波形  $u_i(t, \tau)$  を作成した。  $i, t, \tau$  は、それぞれチャンネル番号 (ACB-1, ACTr-1~6, ACCs-1~3, ACT-1)、計測時間 ( $0 \leq t \leq 82$  hour)、波形長さ ( $0 \leq \tau \leq 0.6$  second) を表す。 図 20 に、計測初期において各加速度計で収録されたスタック波形の典型的なスペクトログラムを示す。 その後、同様にして、スタック波形  $u_i(t, \tau)$  から基準音成分のスペクトル  $U_i(t, f)$  を計算した。 最後に、2.3.4.2 節で示したように、透水領域 (PP) 内の含水量と透過波の関係を議論するためには、ベントナイト層 (BL) の反射の影響を除去する必要がある。 そこで、式 (2.18) と同じように、各加速度計に関するスペクトルを同じ PP 内に埋設された加速度計 ACC-1 のスペクトルで規格化することによって、式 (3.1) のように振幅比  $R'_i(t, f)$ 、位相差  $\Delta\phi'_i(t, f)$ 、およびスローネス変化  $\Delta s_i(t, f)$  を計算した。

$$\begin{cases} R'_i(t, f) = \frac{|u_i(t, f)|}{|u_1(t, f)|} \bigg/ \frac{|U_i(f)|}{|U_1(f)|} \\ \Delta\phi'_i(t, f) = \arg\left(\frac{u_i(t, f)}{u_1(t, f)} \bigg/ \frac{U_i(f)}{U_1(f)}\right) + 2l_i(t, f)\pi \\ \Delta s_i(t, f) = \Delta(1/V_i(t, f)) = \Delta\phi'_i(t, f)/2\pi f L_i \end{cases} \quad (3.1)$$

ここで、 $-\pi < \arg\left(\frac{u_i(t, f)}{u_1(t, f)} \bigg/ \frac{U_i(f)}{U_1(f)}\right) \leq \pi$  であり、 $l_i(t, f)$  は整数である。  $L_i, V_i(t, f)$  はそれぞれ、各加速度計と加速度計 ACC-1 との距離および位相速度を表す。 オーバーラインは最後の 1 時間の平均値を表す。  $R'_i(t, f)$ 、 $\Delta\phi'_i(t, f)$ 、 $\Delta s_i(t, f)$  は 2 kHz 幅のウィンドウを用いて移動平均を計算し周波数方向の平滑化を行うとともに、1.5 時間幅のウィンドウを用いて時間方向の平滑化も行った。 式 (2.18) の乾燥状態 (“dry”) および飽和状態 (“sat”) における値はそれぞれ、本実験における最後の 1 時間の平均値および任意の時刻における値に相当する。 以上により、加速度計 ACC-1 とそれぞれの加速度計の間における媒質の伝播特性変化のみを議論できるようになった。 さらに、 $\Delta\phi'_i(t, f)$  の変化が 1 サイクルよりも小さければ、位相サイクルの不定性  $2l_i(t, f)\pi$  は  $t$  に依存しないためスローネス変化  $\Delta s_i(t, f)$  を一意に決めることができる。 図 21 に  $\Delta\phi'_i(t, f)$  の結果を示

す。  $\Delta\phi'_i(t, f)$  は 1 サイクルより小さいことから  $l_i(t, f) = (\text{定数})$  とみなせる。

次に、土中水分計記録に関して、10 分間隔で得られた体積含水率データに対して、15 分ごとのウィンドウに含まれるデータの平均値を計算し、その平均値をそのウィンドウの代表値とすることで、15 分間隔のデータセットを得た (図 22)。さらに、式 (3.2) のようにリサンプリング後の体積含水率  $\theta_j(t)$  から水飽和度  $S_{wj}(t)$  を計算した。  $j$  は土中水分計のチャンネル番号 (SMB-1, SMC-1~3, SMT-1) を表す。

$$S_{wj}(t) = \frac{V_w(t)}{V_{pore}} = \frac{V_w(t)/V_{bulk}}{V_{pore}/V_{bulk}} = \frac{\theta_j(t)}{n} \quad (3.2)$$

ここで、  $V_{bulk}$ 、  $n$  はそれぞれ、媒質全体の間隙体積、間隙体積に含まれる水の体積、バルク体積、間隙率を表す。

最後に、式 (3.2) を用いて、式 (3.1) を水飽和度  $S_{wj}$  の関数に変換した (式 (3.3))。

$$\begin{cases} R'_i(S_{wj}, f) = \left| \frac{u_i(S_{wj}, f)}{u_1(S_{wj}, f)} \right| / \left| \frac{u_i(f)}{u_1(f)} \right| \\ \Delta\phi'_i(S_{wj}, f) = \arg\left( \frac{u_i(S_{wj}, f)}{u_1(S_{wj}, f)} / \frac{u_i(f)}{u_1(f)} \right) + 2l_i(S_{wj}, f)\pi \\ \Delta s_i(S_{wj}, f) = \Delta\phi'_i(S_{wj}, f) / 2\pi f L_i \end{cases} \quad (3.3)$$

ただし、  $i$  と  $j$  の組み合わせとして、  $(i, j) = [(\text{ACB-1, SMB-1}), (\text{ACTr-1~6, SMC-1~3 の平均値}), (\text{ACC-1~3, SMC-1~3 の平均値}), (\text{ACT-1, SMT-1})]$  とした。

3.2 節でも述べたように、計測途中で ACTr-1, 2, 3, 4, ACC-2 に不具合が生じて解析に使用できなかったため、以降ではそれらを除外した加速度計の結果に関するのみ議論する。さらに、図 23 に例として ACC-1 の振幅比  $R'_i(t, f)$  および位相差  $\Delta\phi'_i(t, f)$  に関する全計測時間のスペクトログラムを示す。解析するすべてのチャンネルに関して 15 kHz 未満のばらつきが大きかったため、以降では、ばらつきが比較的小さかった周波数帯域 15-49 kHz に関するのみ議論する。

### 3.4 解析結果と考察

図 24, 図 25 に各加速度計に関する 5 kHz ごとの水飽和度と振幅比およびスローネス変化との関係を示す。

加速度計 ACTr-1, 5, 6, ACT-1 に関して, 振幅比は水飽和度の増加にともない増加傾向にあり最大 2 程度まで上昇した。また, 高い水飽和度ほど周波数依存性が顕著になり, 振幅比の増加量は高周波ほど大きくなった。スローネス変化は水飽和度の増加にともない低下傾向にあり, その減少量は最大 40  $\mu\text{s}/\text{m}$  程度になった。負のスローネス変化は弾性波速度の増加を表す。また, 高い水飽和度ほど周波数依存性が大きくなり, スローネス変化の減少量は低周波ほど大きくなった。ACB-1 の  $S_w < 60\%$  の範囲に関して, 振幅比は, 周波数依存性は顕著ではないものの, 水飽和度の増加にともない増加傾向にあり 1.2 程度まで上昇した。スローネス変化は水飽和度の増加にともない増加傾向にあり, その増加量は 10  $\mu\text{s}/\text{m}$  程度になった。ACC-3 に関して, 振幅比は水飽和度の増加にともない低下傾向を示し 0.7 程度まで減少した。スローネス変化は  $S_w = \sim 25\%$  でステップ的に減少するものの, その後の変化はほぼ横ばいあるいはわずかな増加傾向を示した。

まず, ACTr-1, 5, 6, ACT-1, ACB-1 ( $S_w < 60\%$ ) で見られた変化について考察する。本実験で観測された水飽和度の範囲 ( $10\% < S_w < 80\%$ ) において, 実験結果の振幅, 減衰, スローネス, 速度と, 多孔質岩石に関する水飽和度に対する  $P$  波速度の理論的關係を表す BGW/BGH から推察されるスローネス, 速度について, 各物理量と水飽和度との相関関係および水飽和度に対する各物理量の変化率の周波数依存性との相関関係について表 1 にまとめた。速度およびスローネスに関しては, 実験結果と BGW/BGH の推定結果とを比較し, 固結媒質と未固結媒質の力学特性の違いについても考察する。実験結果に関して, 水飽和度の増加にともない振幅が増加したことから両者は正の相関関係を示す。減衰は振幅と逆の関係なので負となる。水飽和度に対する振幅の増加率は高周波ほど大きくなったことから, 振幅の増加率の周波数依存性は正 (減衰の低下率の周波数依存性も同様に正) となる。また, 水飽和度の増加にともないスローネスは低下したことから両者は負

の相関関係 (速度は正の相関関係) を示す. 水飽和度に対するスローネスの低下率は低周波ほど大きくなったことから, スローネスの低下率の周波数依存性は負 (速度の増加率の周波数依存性は正) となる. . 次に, BGW/BGH から推定される理論  $P$  波速度に関して, 水飽和度の増加にともない速度は BGW では低下し, BGH では増加することから, 両者は負あるいは正の相関関係を示す. これは, 水飽和度とスローネスに関して言えば, 逆転し正あるいは負の相関関係を示す. 低周波極限 BGW と高周波限界 BGH の間の周波数帯では, BGW から BGH に連続的に変化すると仮定すれば, 高周波ほど BGH のような速度増加を示すことから, 速度と水飽和度に対する速度増加率の周波数依存性は正 (スローネスの低下率の周波数依存性は負) になると予想される. 以上の結果, 速度 (あるいはスローネス) と水飽和度に対するその変化率の周波数依存性は, 実験結果と BGW/BGH は逆になることが分かった. この理由について振幅の結果も踏まえて考察する. 武井 (2005) によれば, 間隙流体の粘性により内部減衰が生じることが述べられており, これは, 規格化周波数  $\omega/\omega_c$  に対して, 「 $\omega/\omega_c \gg 1$  では液体が固体フレームワークの運動に追従できずに自らの慣性で静止しており,  $\omega/\omega_c \ll 1$  では固液界面を通した粘性カップリングが十分作用して液体が固体の運動に良く追従する」ことから, 規格化周波数よりも低周波側での速度低下が見られ, 速度分散が現れる. しかしながら, 間隙流体の粘性による内部減衰では, 流体の飽和度の増加にともない粘性による減衰は増加すると考えられるため, 水飽和度の増加にともない減衰の低下が見られた本実験において, この効果は大きくないと考えられる.

一方, 本研究における解析帯域に相当する波長は, およそ 1~10 mm であり粒子サイズ (0.2~0.4 mm) のおよそ 5~50 倍大きく, 粒子数粒~数十粒のスケールの現象を最も反映していると考えられ, 波動の伝播にともない粒子あるいは粒子塊の非弾性衝突により減衰が生じるとすれば, 水飽和度が高いほど水の非圧縮性の効果が増加し衝突によるエネルギーロスが小さくなった結果, 減衰が低下したと推察される. さらに, 低周波ほ

ど伝播経路上の広い範囲の媒質の物理特性を反映しやすく、高周波に比べて相対的に水飽和度の増加にともなう減衰低下の効果を受けにくいいため、低周波ほど減衰の程度が小さくなったと考えられる。武井（2005）が示した速度分散は、低周波ほど低速度になることで因果律を満たすものであり（例えば、Shearer, 2009）、粒子あるいは粒子塊の非弾性衝突による減衰の場合にも同様の速度分散が期待される。つまり、水飽和度の増加にともない減衰は小さくなるとともに低周波ほど高速度になったことから、この結果は、定性的には未固結媒質のような粒状体における粒子または粒子塊の非弾性衝突による内部減衰の効果によって説明しうる。

一方、ACC-3 のように上記に述べたトレンドと異なる変化を示す加速度計も見られた。その原因として、透過波の伝播経路上の流体分布の違い（例えば、Cadoret, 1995, 1998）あるいはその加速度計周りの水分量が他の加速度計と異なっていたことが考えられる。また、各加速度計で見られる振幅比あるいはスローネス変化の急激なステップ状の変化は、間隙ネットワークを水が短時間のうちに移動したことや、乾燥にともない間隙水が次第に抜けていく過程で粒子どうしの固着が弱まり、圧密や透過波の振動などによって粒子の再配置が生じたことで、伝播経路上あるいは加速度計周りの媒質の状態が急激に変化したことが原因であると考えられる。本実験では粒子が完全に固結していない砂地盤を使用したことに加えて、比較的空隙率の高い地盤を使用していたために、実験中の急激な粒子の再配置の影響がより強調された結果となったと考えられる。今後、水飽和度と透過波の速度分散および減衰の大きさとその周波数依存性との関係をより解釈しやすくするためには、地盤の密度を上げステップ状の変化を抑えるような工夫が必要となる。

### 3.5 まとめと今後の実験に向けて

第 2 章で述べた計測システムを用いて、乾燥過程において、水飽和度と弾性波速度および減衰の周波数依存性について調べた。その結果、振幅は水飽和度の増加にともない高周波ほど増加傾向にあった。スロー

ネス変化は、水飽和度の増加にともない低下傾向にあり、BGH と似たトレンドを示した。ただし、その低下量は低周波ほど大きくなった。この周波数依存性は BGW/BGH から予想される結果とは逆のトレンドであった。水飽和度が増加するにつれて水の非圧縮性による効果が増加し、粒子または粒子塊の非弾性衝突によるエネルギーロスが小さくなり、その結果減衰が低下したと考えると矛盾しない。この低下量は媒質の平均的な物性を反映する低周波よりも高周波の方が顕著であったと考えられる。さらに、減衰媒質では速度分散が生じると仮定すると、水飽和度の増加にともない減衰が低下することによって、スローネスが次第に低下、つまり速度の回復（増加）が見られるとともに、低周波ほどその回復量が大きくなったことを説明する。また、上記に述べた振幅比やスローネス変化のトレンドおよび周波数依存性とは異なる結果を示す加速度計もあった。これは、得られる透過波の伝播特性が、透過波の伝播経路上の流体分布に大きく依存することを示唆している。もし、より詳細な流体の時空間分布を把握することができれば、水飽和度と弾性波の伝播特性の関係をより詳細に調べることができるだろう。

本研究の残された技術的な課題として、主に、(a) 加振器の発振中に継続して存在する低周波ノイズにより、解析周波数帯域幅が実際の入力信号の帯域幅よりも狭くなってしまったこと、(b) 基準音と同程度の振幅を持つ倍音が生じており、媒質に不必要な振動が入力されてしまっていたこと、(c) 解析波形には壁面や自由表面からの反射波フェーズが含まれており、直達波に関する伝播特性変化を評価できていない可能性があったこと、(d) 計測中に透過波の振幅比およびスローネス変化にステップ状の変化が見られたこと、(e) 振幅比およびスローネス変化のトレンドおよび周波数依存性がチャンネルごとに異なっていたことが挙げられる。(a) の原因として、加振器の発振時の共振が考えられる。入力振幅を小さくしたり加振器を防音材で覆うなどしたりして共振を抑えることや、加振器の共振周波数を変える工夫が必要だろう。(b) の原因として、FG 出力やアンプ出力

の非線形性が考えられ、より線形性の良い FG やアンプを導入することにより解決されることが期待される。(c) の原因として、反射波の影響を抑制あるいは除去するために、容器内側の周囲を防音材で囲むなどして反射波を抑える必要があるだろう。ただし、防音材が給水時の水道 (みずみち) にならないようにしたり、給水により防音材が水を保持し、排水後の地盤への新たな給水源にならないようにしたりすることが必要だろう。(d) の原因として、既に述べたように、間隙ネットワーク内の急激な水の移動や、乾燥にともない粒子どうしの固着力が次第に低下し、それにより圧密や透過波の振動によって粒子の再配置が発生したことが考えられる。これらを防ぐためには、媒質を突き固めながら成形するなどして密度を増加させることが必要だろう。この操作は、実際の地盤の密度により近づけることにもつながる。さらに、加速度計の周りに砂粒子を貼り付けるなどして、実験中に加速度計と媒質のカップリングが変化しないような工夫も必要かもしれない。最後に、(e) の原因として、既に述べたように、透過波の伝播経路上の流体分布の違いが考えられる。より小型の土中水分計を複数埋設することによって、水飽和度の空間分解能を上げ、計測データを解釈しやすくする必要があるだろう。以上のような技術的工夫を行うことで、広帯域における間隙流体と透過波の速度分散および減衰の大きさとその周波数依存性について、より定量的な評価を行えるようにすることが期待される。

## 第 4 章 まとめと今後の展望

本研究は、非弾性体としてふるまう未固結媒質を模擬した砂地盤に対して、弾性的にふるまう範囲内で地震学的手法をベースにしなが、砂地盤中の水飽和度と透過弾性波の速度分散および減衰の大きさとその周波数依存性の関係を調べるために、先行研究の技術的な懸念を解消する新たな弾性波計測システムを開発するとともに、準静的であると見なせる室温付近での乾燥過程において弾性波計測実験を行い、砂地盤中の水飽和度が透過波の速度分散および減衰の大きさとその周波数依存性に与える影響について調べた。

第 2 章では、本研究で開発した弾性波計測システムの特徴およびその性能について述べた。本計測システムの特徴としては、任意の信号を安定的に発振できる振動源を導入した点、広帯域かつ高周波の信号を使用した点、地盤の水飽和度が変化しても振動源と地盤とのカップリングが変化しないような機構を導入した点にある。本計測システムの性能を評価するために、乾燥状態と飽和状態の 2 つの静的条件下において 24 時間の弾性波透過試験を実施し、両状態における透過波のスローネスおよび振幅の違いとそれぞれの状態における 24 時間のばらつきを比較した。その結果、前者の違いは、後者のばらつきに比べ優位な変化を示した。このことから、本計測システムは、少なくとも両極端な水飽和度下において、透過波の振幅比およびスローネス変化を利用して媒質中の含水量変化をモニタリングできることが示された。

第 3 章では、任意の水飽和度に対する透過波の速度分散および減衰の大きさとその周波数依存性の変化を調べるために、第 2 章で紹介した弾性波計測システムを用いて、準静的であると考えられる室温付近での乾燥過程における砂地盤中の水飽和度と透過波の速度分散および減衰の大きさとその周波数依存性の関係について述べた。その結果、減衰は水飽和度の増加にともない高周波ほど減少した。これは、水飽和度が増加したことにより、粒子または粒子塊の非弾性衝突によるエネルギーロスが小さくなった結果と考えられる。また、低周波ほど伝播経路上の媒質の平均的な物性を反映しやすく高周波の方が減衰低下の効果が顕著であった



と考えられる。一方、速度変化は、水飽和度の増加にともない低下し BGH と似たトレンドを示すとともに、その低下量は低周波ほど大きくなった。この周波数依存性は BGW/BGH から予想される結果とは逆のトレンドであったが、減衰媒質を波が透過する際に速度分散が生じると仮定すると、水飽和度の増加にともない減衰が低下することによって、スローネスが次第に低下、つまり速度の回復（増加）が見られるとともに、低周波ほどその回復量が大きくなったことで説明しうる。また、上記に述べたような減衰や速度の変化とは異なる結果を示す加速度計もあった。これは、得られる透過波の伝播特性が、透過波の伝播経路上の流体分布に大きく依存しているためである。さらに実験を精緻化することにより、水飽和度の時空間分布をより詳細に把握するとともに、透過波のステップ状の急激な不連続変化を抑えることができれば、実験結果をより解釈しやすくなり、水飽和度と透過波の速度分散および減衰の大きさとその周波数依存性との関係への理解がより深まることが期待される。

将来的には、より精緻化された実験が行われることによって、水飽和度と透過波の速度分散および減衰の大きさとその周波数依存性との関係についての定量的な評価が可能になれば、両者の関係を説明する既存の物理モデルと比較できるようになるだろう。例えば、多孔質岩石中の流体分布が規則的に分布したと仮定したモデル（例えば、White, 1975）や流体の空間分布とサイズがランダムに分布したと仮定するモデル（例えば、Toms et al., 2007）などがある。一方、未固結媒質に関しても、例えば、Barrière (2011), Barrière et al. (2012) によって、狭帯域に対してではあるものの Biot の多孔質媒質弾性理論をもとに、粒子どうしの摩擦による非弾性効果を考慮した物理モデルが考案されている。本計測システムを使用することによって、より広い帯域において彼らの試みを理解する助けになるだろう。

さらに、本計測システムはフィールドにおいて地表付近での水分量を広帯域でモニタリングするのに役立つことも期待される。Grandjean et al. (2009), Mainsant et al. (2012) は、斜面における弾性波観測により注水ある

いは降水にともない弾性波速度が低下したことを報告している。水飽和度変化, 流体フロー, などさまざまな複合過程に対する弾性波応答であったと考えられるため, この速度低下がすぐさま水飽和度変化に対する応答とは言えないものの, 速度低下が見られ始めた初期については水飽和度の増加により BGW に似た変化をした可能性がある。未固結に対する透過波の BGW と BGH の間の周波数に対する応答や減衰についての理解が深まれば, 局所的な水飽和度の変化に対する地下の弾性的性質の応答について把握できるようになることが期待される。第 3 章に示した実験結果のように, 流体を含む媒質中を伝播する透過波の速度および減衰が周波数に依存すること, 透過波の応答が伝播経路上の流体分布に大きく依存することが示唆された。2.1 節で述べたように, 室内実験結果とフィールド観測結果をただちに比較することはできないものの, もしフィールドにおいても地下の流体分布の特徴的なサイズに応じた周波数において, 透過波の振幅や速度が変化するならば, フィールド観測において本計測システムのような広帯域観測をすることで, その流体分布の特徴的なサイズの時空間変化をより詳細に把握できるようになることが期待される。

## 謝辞

本論文は著者が、立命館大学大学院理工学研究科基礎理工学専攻博士課程後期課程に在籍中の研究成果をまとめたものである。指導教員である川方裕則教授には、本研究の実施の機会を与えていただき、その遂行にあたって終始丁寧なご指導をいただいた。ここに感謝の意を表す。同研究室の平野史朗助教、京都大学防災研究所斜面災害研究センターの土井一生助教には、研究遂行にあたり多くの助言をいただくとともに活発な議論をしていただいた。ここに感謝の意を表す。三井住友建設株式会社の高橋直樹博士には、研究遂行にあたり多くの助言や活発な議論をしていただくとともに、特に実験に際しての多数の知見を得させていただいた。SMC テック株式会社の岸田貴兆氏には実験を行うにあたりご協力いただいた。ここに感謝の意を表す。京都大学防災研究所地震災害研究部門の後藤浩之准教授、立命館大学理工学部物理科学科の清水寧教授、和田浩史教授には、本研究を審査していただくとともに多くの有益な助言をいただいた。ここに感謝の意を表す。

同研究室の卒業生である京都大学の吉光奈奈助教、株式会社阪神コンサルタンツの土田琴世氏には、研究に関して多くの助言や活発な議論をしていただくとともに、研究生活に関する相談にも乗っていただいた。東濃地震研究所の村上理博士、立命館大学の小笠原宏教授、玉井雅人博士、事務・秘書の上戸晶子氏、辻田淑子氏、寺本真理氏、佐藤絵理香氏には、研究活動に関して多くのサポートをしていただいた。ここに感謝の意を表す。同研究室の在籍生、卒業生の皆様には、研究しやすい雰囲気を作っていただいた。特に在籍生の鈴木優作氏、高山裕紀氏、井原優希氏、片山力輝氏、卒業生の今堀敦史氏、岩田晃治氏、豊本大氏、前川健志氏、辻村優志氏、米田直明氏、若松修平氏、角谷剣氏、杉本弘樹氏には、研究に関して議論に参加していただくとともに、日頃の研究活動の手助けをしていただいた。ここに感謝の意を表す。

## 参考文献

- Aki K., and P. G. Richards, 1980, Quantitative Seismology: Theory and methods, W. H. Freeman and Co., San Francisco, California, 577p.
- Barrière J., 2011, Atténuation et dispersion des ondes P en milieu poreux partiellement saturé: approche expérimentale. Géophysique [physics.geo-ph]. Université de Pau et des Pays de l'Adour, Français. NNT: 2011PAUU3025. tel-00734463.
- Barrière J., C. Bordes, D. Brito, P. Senechal, and H. Perroud, 2012, Laboratory monitoring of *P* waves in partially saturated sand, *Geophys. J. Int.*, 191, 1152-1170, <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2012.05691.x>.
- Batzle M. L., D. H. Han, and R. Hofmann, 2006, Fluid mobility and frequency-dependent seismic velocity — direct measurements, *Geophys.*, 71(1), N1–N9.
- Berryman J. G., 1999, Origin of Gassmann's equations, *Geophys.*, 64, 1627-1629, <https://doi.org/10.1190/1.1444667>.
- Biot M. A., 1956a, Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid. I. low-frequency range, *J. Acoust. Soc. Am.*, 28(2), <https://doi.org/10.1121/1.1908239>.
- Biot M. A., 1956b, Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid. II. higher frequency range, *J. Acoust. Soc. Am.*, 28(2), <https://doi.org/10.1121/1.1908241>.
- Biot M. A., 1962, Mechanics of deformation and acoustic propagation in porous media, *J. Appl. Phys.*, 33(4), 1482-1498, <https://doi.org/10.1063/1.1728759>.
- Biot M.A., and D. G. Wills, 1957, The influence of the theory of consolidation, *J. Appl. Mech.*, 24, 594-601.
- Cadoret T., D. Marion, and B. Zinszner, 1995, Influence of frequency and fluid distribution on elastic wave

- velocities in partially saturated limestones, *J. Geophys. Res.*, 100(B6), 9789-9803.
- Cadoret T., G. Mavko, and B. Zinszner, 1998, Fluid distribution effect on sonic attenuation in partially saturated limestones, *Geophys.* 63(1), 154-160.
- Calcole E., and H. Sato, 2010, Spatial distribution of scattering loss and intrinsic absorption of short-period *S* waves in the lithosphere of Japan on the basis of the Multiple Lapse Time Window Analysis of Hi-net data, *Geophys. J. Int.*, 180, 268-290, <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2009.04394.x>.
- Crane J. M., J. M. Lorenzo, J. Shen, and C. D. White, 2018, The competing effects of stress and water saturation on *in situ* *Q* for shallow (<1 m), unconsolidated sand, evaluated with a modified ratio method, *Near Surface Geophys.*, 16, 104-117.
- Cho Gye-Chun., J. Dodds, and C. Santamarina, 2006, Particle shape effects on packing density, stiffness, and strength: natural and crushed sands, *J. Geotech. Geoenviron. Eng.*, 132(5), 591-602 [https://doi.org/10.1061/\(ASCE\)1090-0241\(2006\)132:5\(591\)](https://doi.org/10.1061/(ASCE)1090-0241(2006)132:5(591)).
- Emerson M., and P. Foray, 2006, Laboratory P-wave measurements in dry and saturated sand, *Acta Geotech.*, 1, 167-177, <https://doi.org/10.1007/s11440-006-0015-7>.
- Gassmann F., 1951, *Über die elastizität poröser medien*, *Vierteljahrsschrift der Naturforschenden Gesellschaft in Zurich*, 96, 1-23.
- George L.A., M. M. Dewoolkar, and D. Znidarcic, 2009, Simultaneous laboratory measurement of acoustic and hydraulic properties of unsaturated soils, *Vadose Zone J.*, 8, 633-642, <https://doi.org/10.2136/vzj2008.0139>.
- Grandjean G., C. Hibert, F. Mathieu, E. Garel, and J. Malet, 2009, Monitoring water flow in a clay-shale hillslope

- from geophysical data fusion based on a fuzzy logic approach, *Comptes Rendus Geoscience*, 341(10-11), 937-948.
- 早川正巳, 1951, 地震波速度の時間的变化に関する研究, 地質調査所報告, 142, 1-51.
- Hill R., 1963, Elastic properties of reinforced solids: Some theoretical principles: *J. Mech. Phys. Solids*, 11, 357-372.
- Igarashi T., T. Matsuzawa, and A. Hasegawa, 2003, Repeating earthquakes and interplate aseismic slip in the northeastern Japan subduction zone, *J. Geophys. Res.*, 108(B5), 2249, <https://doi.org/10.1029/2002JB001920>.
- Ikuta R., K. Yamaoka, K. Miyazawa, T. Kunitomo, and M. Kumazawa, 2002, Continuous monitoring of propagation velocity of seismic wave using ACROSS, *Geophys. Res. Lett.*, 29(13), 1627, <https://doi.org/10.1029/2001GL013974>.
- 気象庁気象研究所, 2011, 第2章 精密制御震源(アクロス)を用いた地殻活動モニタリング, 気象研究所技術報告, 63.
- 國友孝洋・熊澤峰夫, 2004, 弾性波アクロスによる地殻構造のアクティブモニタリング—弾性波アクロスにおける送受信技術—, 月刊地球/号外, 47, 44-52.
- Liu E., J. H. Queen, X. Y. Li, M. S. Maultzsch, H. B. Lynn, and E. M. Chesnokov, 2003, Observation and analysis of frequency-dependent anisotropy from a multicomponent VSP at Bluebell-Altamont field, Utah, *J. Appl. Geophys.*, 54, 319-333.
- Lorenzo J. M., D. E. Smolkin, C. White, S. R. Chollett, and T. Sun, 2013, Benchmark hydrogeophysical data from a physical seismic model, *Comput. Geosci.*, 50, 44-51, <https://doi.org/10.1016/j.cageo.2012.07.034>.

- Mainsant G., E. Larose, C. Brönnimann, D. Jongmans, C. Michoud, and M. Jaboyedoff, 2012, Ambient seismic noise monitoring of a clay landslide: Toward failure prediction, *J. Geophys. Res.*, 117, F01030, <https://doi.org/10.1029/2011JF002159>.
- Maultzsch S., M. Chapman, E. Liu, and X. Y. Li, 2003, Modelling frequency-dependent seismic anisotropy in fluid-saturated rock with aligned fractures: Implication of fracture size estimation from anisotropic measurements, *Geophys. Prospect.*, 51, 381–392.
- 水永秀樹, 2019, はじめの一步 物理探査学入門, 九州大学出版会.
- Müller T. M., B. Gurevich, and S. A. Shapiro, 2008, Attenuation of seismic waves due to wave-induced flow and scattering in randomly heterogeneous poroelastic continua, , *Advances in Geophys.*, 50, 123-132, Elsevier, Amsterdam, The Netherlands.
- Müller T. M., B. Gurevich, and M. Lebedev, 2010, Seismic wave attenuation and dispersion resulting from wave-induced flow in porous rocks — A review, *Geophys.*, 75(26), A147-A164, <https://doi.org/10.1190/1.3463417>.
- Murphy W. F., 1982, Effects of partial water saturation on attenuation in Massilon sandstone and Vycor porous glass, *J. Acoust. Soc. Am.*, 71, 1458-1468.
- Murphy W. F., 1984, Acoustic measures of partial gas saturation in tight sandstones, *J. Geophys. Res.*, 89(B13), 11549-11559.
- Nakayama M., 2017, Spatio-temporal variations in spectral amplitudes of transmitted elastic waves through highly porous sand soil during laboratory water injection test (Master's Thesis), Graduate School of Science and Engineering, Ritsumeikan University.

- Nakayama M., H. Kawakata, I. Doi, and N. Takahashi, 2016, Spatio-temporal variations in propagation characteristics of elastic waves in a sand soil during a water injection test, *Progr. Acoust. Emission*, 18, 211-216.
- 西澤修・張毅・薛自求, 2016, 岩石物性研究と CO<sub>2</sub> 地中貯留 II: 砂岩における CO<sub>2</sub> 飽和度と P 波速度変化, *物理探査*, 69(3), 195-214.
- Peng Z., and Y. Ben-Zion, 2006, Temporal changes of shallow seismic velocity around the Karadere-Düzce branch of the north Anatolian fault and strong ground motion, *Pure Appl. Geophys.*, 163, 567-600, doi:10.1007/s00024-005-0034-6.
- Poupinet G., W. L. Ellsworth, and J. Frechet, 1984, Monitoring velocity variations in the crust using earthquake doublets: An application to the Calaveras fault, California, *J. Geophys. Res.*, 89, 5719-5731, doi:10.1029/JB089iB07p05719.
- Pride S. R., 2005, Relationships between seismic and hydrological properties, *Hydrogeophys.*, 50, 253-290, [https://doi.org/10.1007/1-4020-3102-5\\_9](https://doi.org/10.1007/1-4020-3102-5_9).
- Sens-Schönfelder C., and U. Wegler, 2006, Passive image interferometry and seasonal variations of seismic velocities at Merapi Volcano, Indonesia, *Geophys. Res. Lett.*, 33, L21302, doi:10.1029/2006GL027797.
- Shearer P. M., 2009, *Introduction to Seismology (2<sup>nd</sup> Edition)*, Cambridge University Press, Cambridge, 408p.
- Snieder R., A. Grêt, H. Douma, and J. Scales, 2002, Coda wave interferometry for estimating nonlinear behavior in seismic velocity, *Science*, 295, 2253-2255, doi:10.1126/science.1070015.
- Stehly L., M. Campillo, and N. M. Shapiro, 2006, A study of the seismic noise from its long-range correlation



- properties, *J. Geophys. Res.*, 111, B10306, doi: 10.1029/2005jb004237.
- 澤崎郁, 2017, 大地震に伴う地下構造変化とその回復過程について, *地震*, 70(2), 57-79.
- 武井康子, 2005, 固液複合系の力学特性, *地学雑誌*, 114(6), 901-920.
- Taylor O. D., A. L. Cunningham, R. E. Walker, M. H. Mckenna, K. E. Martin, and P. G. Kinnebrew, 2019, The behavior of near-surface soils through ultrasonic near-surface inundation testing, *Near surface Geophys.*, 17, 331-344, <https://doi.org/10.1002/nsg.12045>.
- Toms J., T. M. Müller, and B. Gurevich, 2007, Seismic attenuation in porous rocks with random patchy saturation, *Geophys. Prospect.*, 55, 671-678.
- Viens L., and C. V. Houtte, 2020, Denoising ambient seismic field correlation functions with convolutional autoencoders, *Geophys. J. Int.*, 220, 1521-1535.
- Wang H. F., 2000, *Theory of linear poroelasticity with applications to geomechanics and hydrogeology*, Princeton University Press, Princeton, NJ, USA, 304p.
- White J. E., 1975, Computed seismic speeds and attenuation in rocks with partial gas saturation, *Geophys.*, 40, 224-232.
- Whiteley J. S., J. E. Chambers, S. Uhlemann, P. B. Wilkinson, and J. M. Kendall, 2019, Geophysical monitoring of moisture-induced landslides: a review, *Rev. Geophys.*, 57, 106-145.
- Wood A. B., 1941, *A textbook of sound*, G. Bell and Sons, London, UK, 578p.
- Wu C., A. Peng and Y. Ben-Zion, 2009, Non-linearity and temporal changes of fault zone site response associated with strong ground motion, *Geophys. J. Int.*, 176, 265-278, doi:10.1111/j.1365-246X.2008.04005.x.

- Yamamura K., O. Sano, H. Utada, Y. Fukao, S. Nakao, and Y. Takei, 2001, Long-term observation of tidal variations of in situ seismic velocity and attenuation, *J. Geodetic Soc. Japan*, 47(1), 482-487.
- Yang J., and X. Q. Gu, 2013, Shear stiffness of granular material at small strains: does it depend on grain size?, *Géotechnique*, 63(2), 165-179, <http://dx.doi.org/10.1680/geot.11.P.083>.
- Yoshimitsu N., H. Kawakata, A. Yamamoto, H. Ogasawara, and Y. Iio, 2012, Temporal changes in attenuation of *S* waves through a fault zone in a south african gold mine, *Geophys. J. Int.*, 191, 1317-1324, <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2012.05678.x>.
- Zhao D., A. Hasegawa, H. Kanamori, 1994, Deep structure of Japan subduction zone as derived from local, regional, and teleseismic events, *J. Geophys. Res.*, 99(B11), 22,313-22,329.

図・表

表 1. 各物理量と水飽和度および水飽和度に対する各物理量の変化率の周波数依存性ととの相関関係.

	振幅	減衰	スローネス	速度
水飽和度	正 / N/A	負 / N/A	負 / 正or負	正 / 負or正
水飽和度に対する各物理量の変化率の周波数依存性	正 / N/A	正 / N/A	負 / 正	正 / 負

※各項目について斜線左側に実験結果, 右側にBGW/BGHから推定される結果を示す.

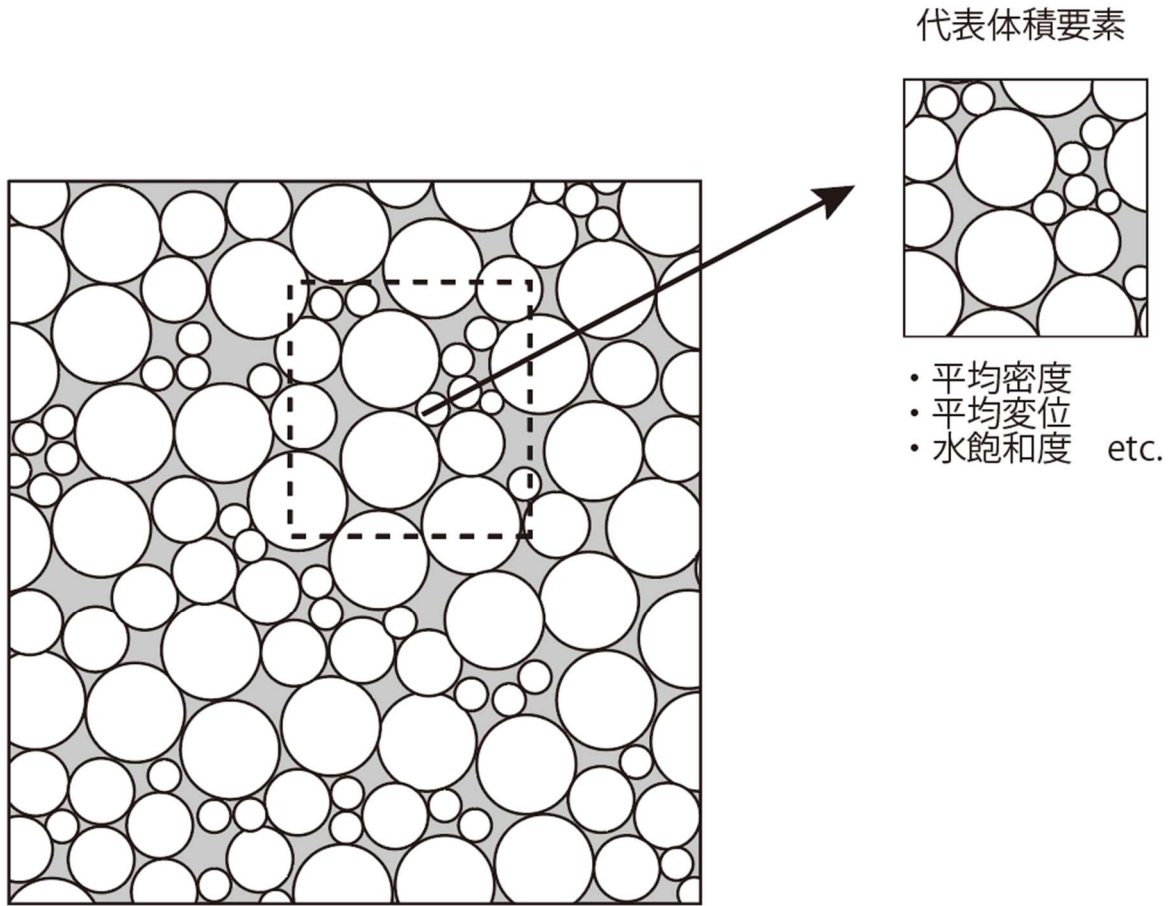


図 1. 等価均質媒質として取り扱われる多孔質媒質の模式図.

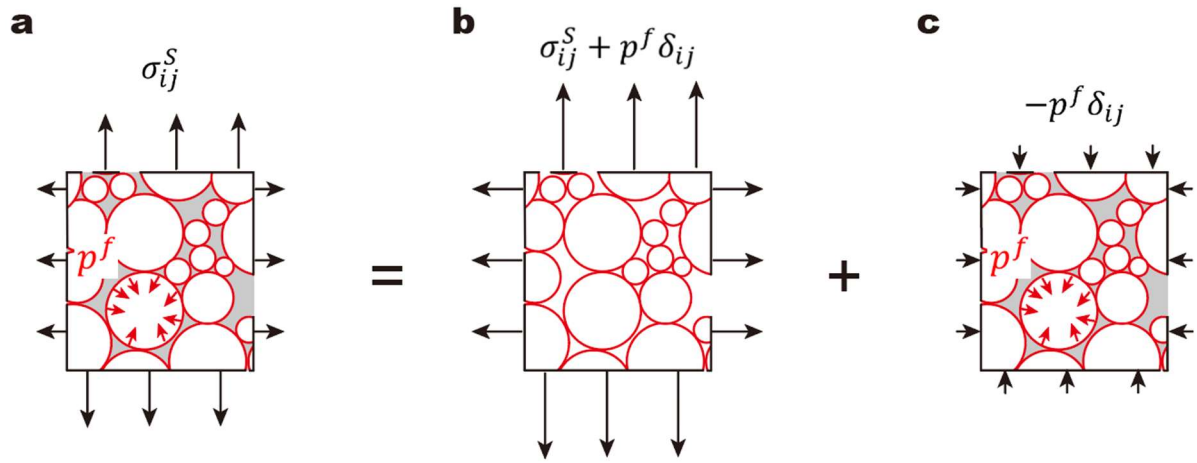


図 2. REV 内の固体部分にはたらく力.

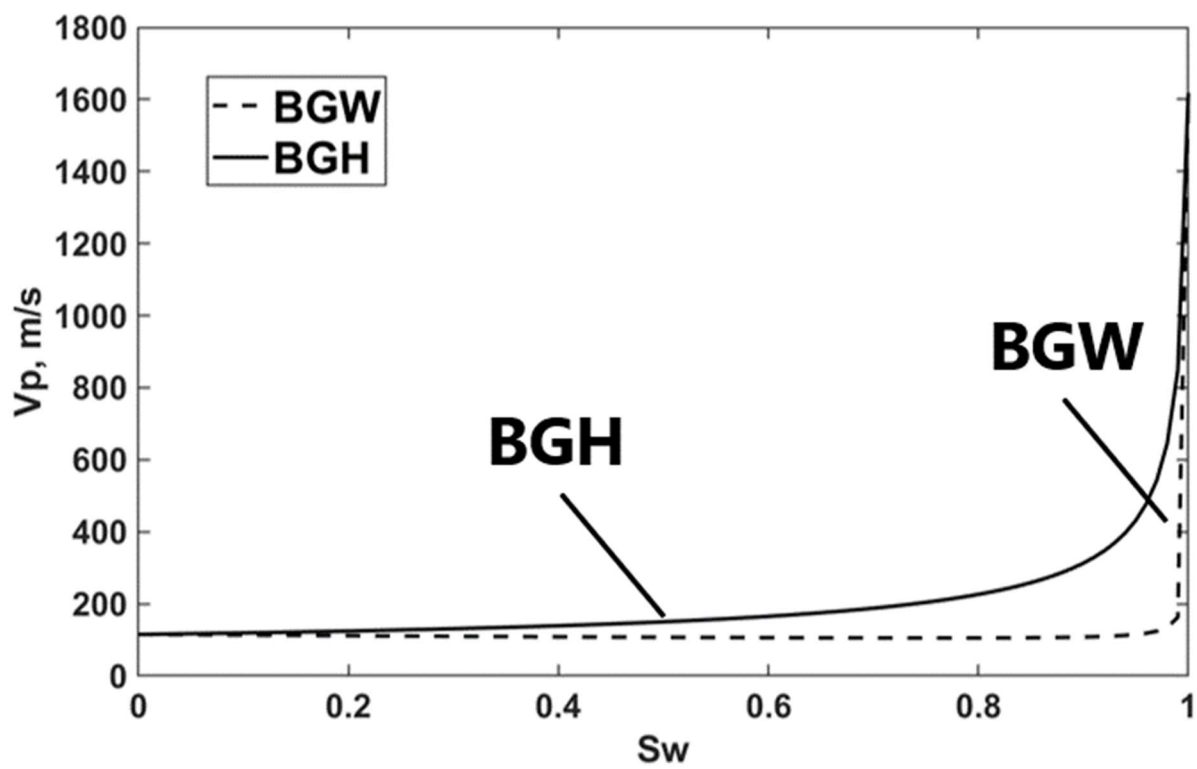


図 3. BGW と BGH. 計算に使用した各パラメータの値は Barrière et al. (2012) の値を使用した.

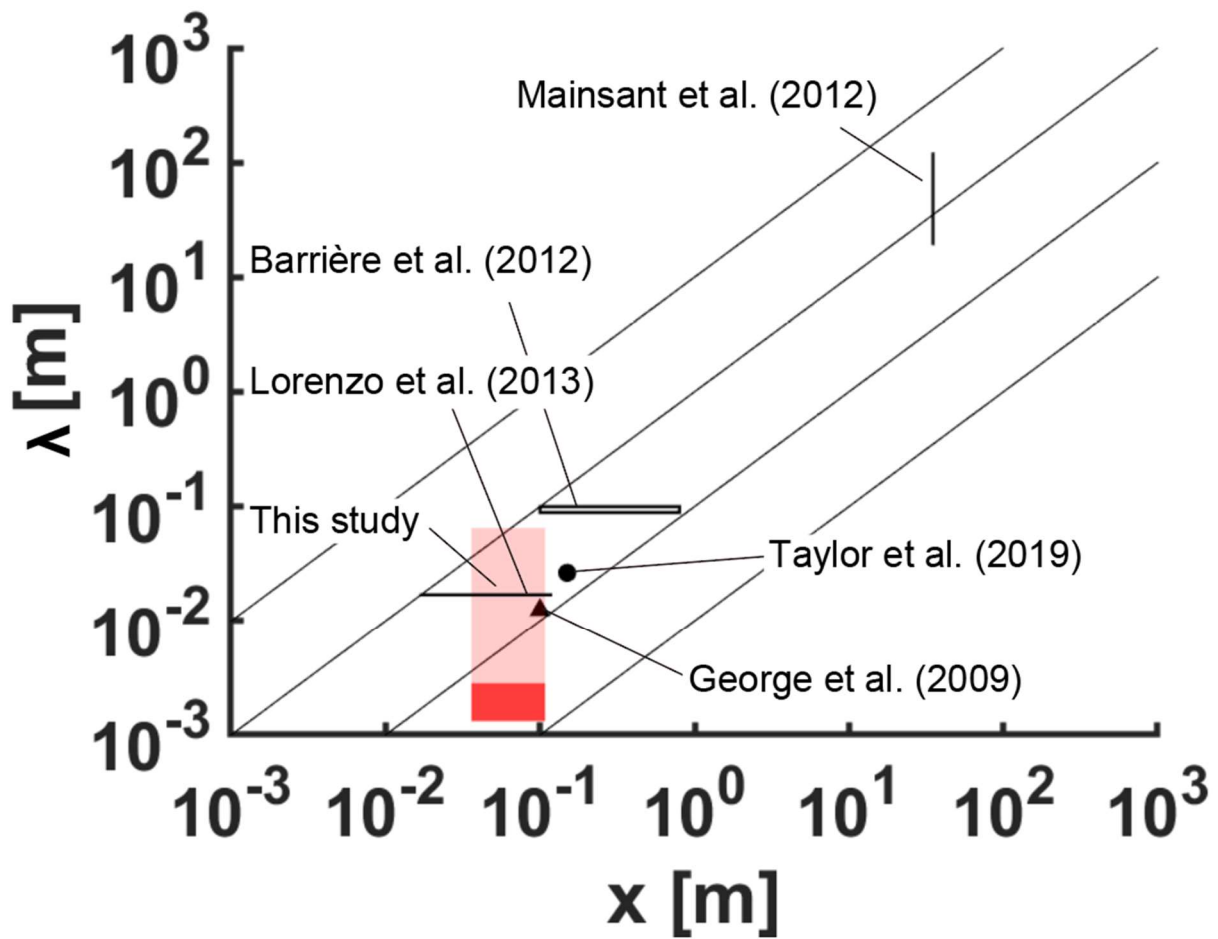


図 4. 波長  $\lambda$  とセンサー間隔  $x$  のパラメータ空間.  $\lambda$  の計算には, 入力信号の周波数あるいは解析周波数とともに乾燥状態あるいは低水飽和度における弾性波速度あるいはフィールドにおける弾性波速度プロファイル (Mainsant et al., 2012) を使用した. George et al. (2009), Barrière et al. (2012), Mainsant et al. (2012), Lorenzo et al. (2013), Taylor et al. (2019) と本研究における弾性波速度は, それぞれ, 250 m/s, 160 m/s, 475 m/s, 170 m/s, 264 m/s, 65 m/s であった (本研究の速度推定方法に関しては, 2.3.4.2 節参照). 薄赤色の長方形は本研究における実験条件, 赤色の長方形は詳細に解析した範囲を表す.

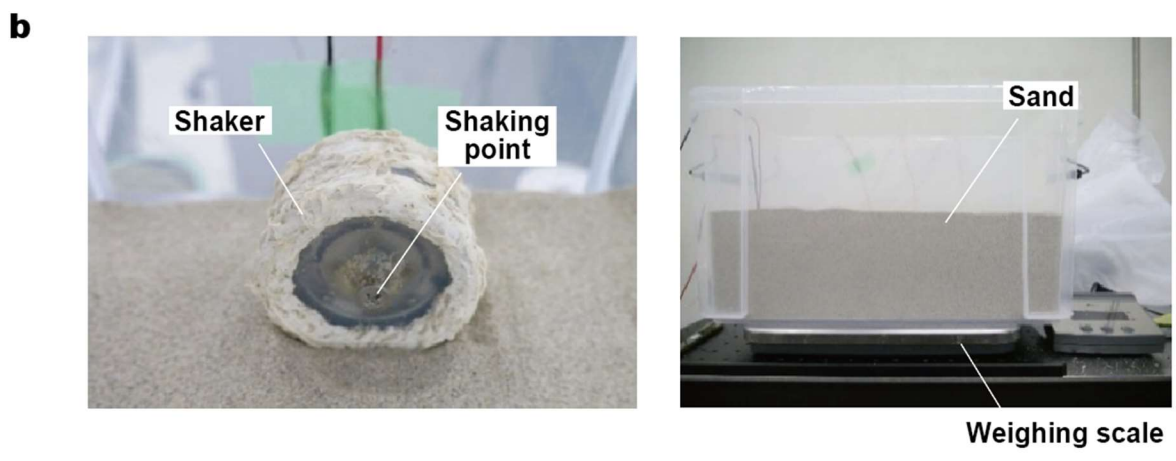
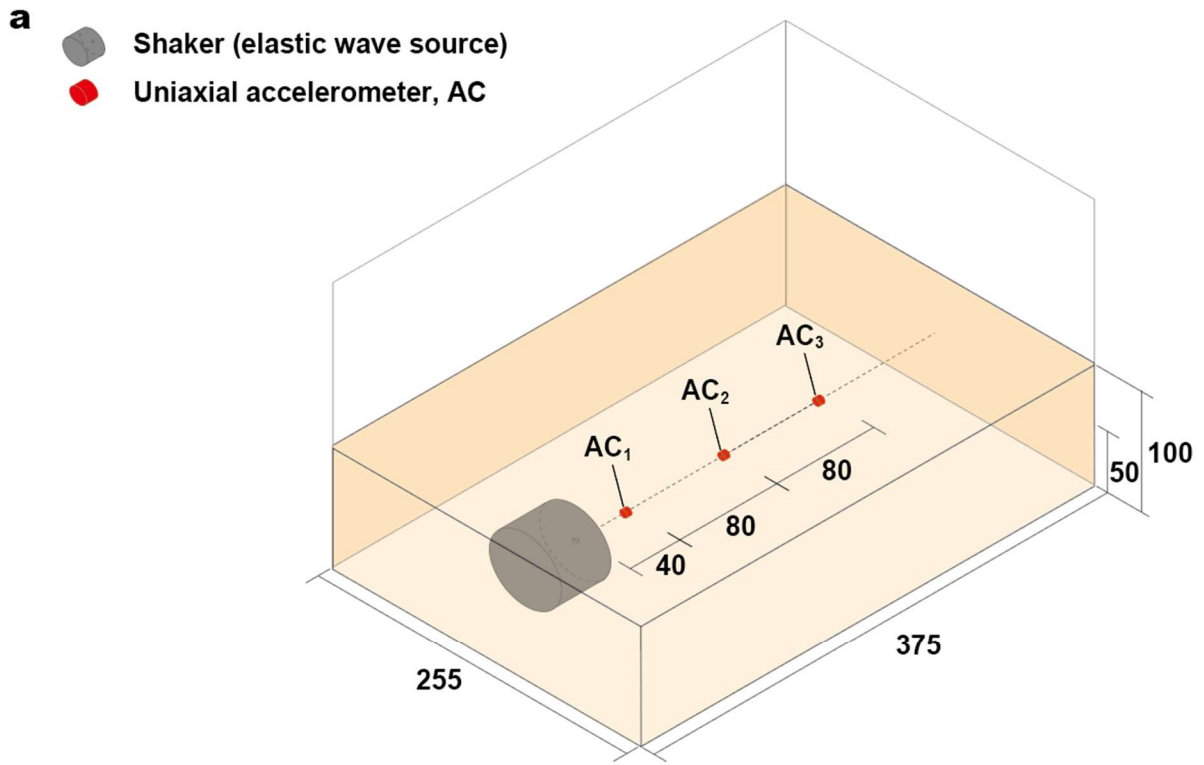


図 5. (a) 砂地盤の模式図 (スケールは mm. ) と (b) 加振器および砂地盤の写真.



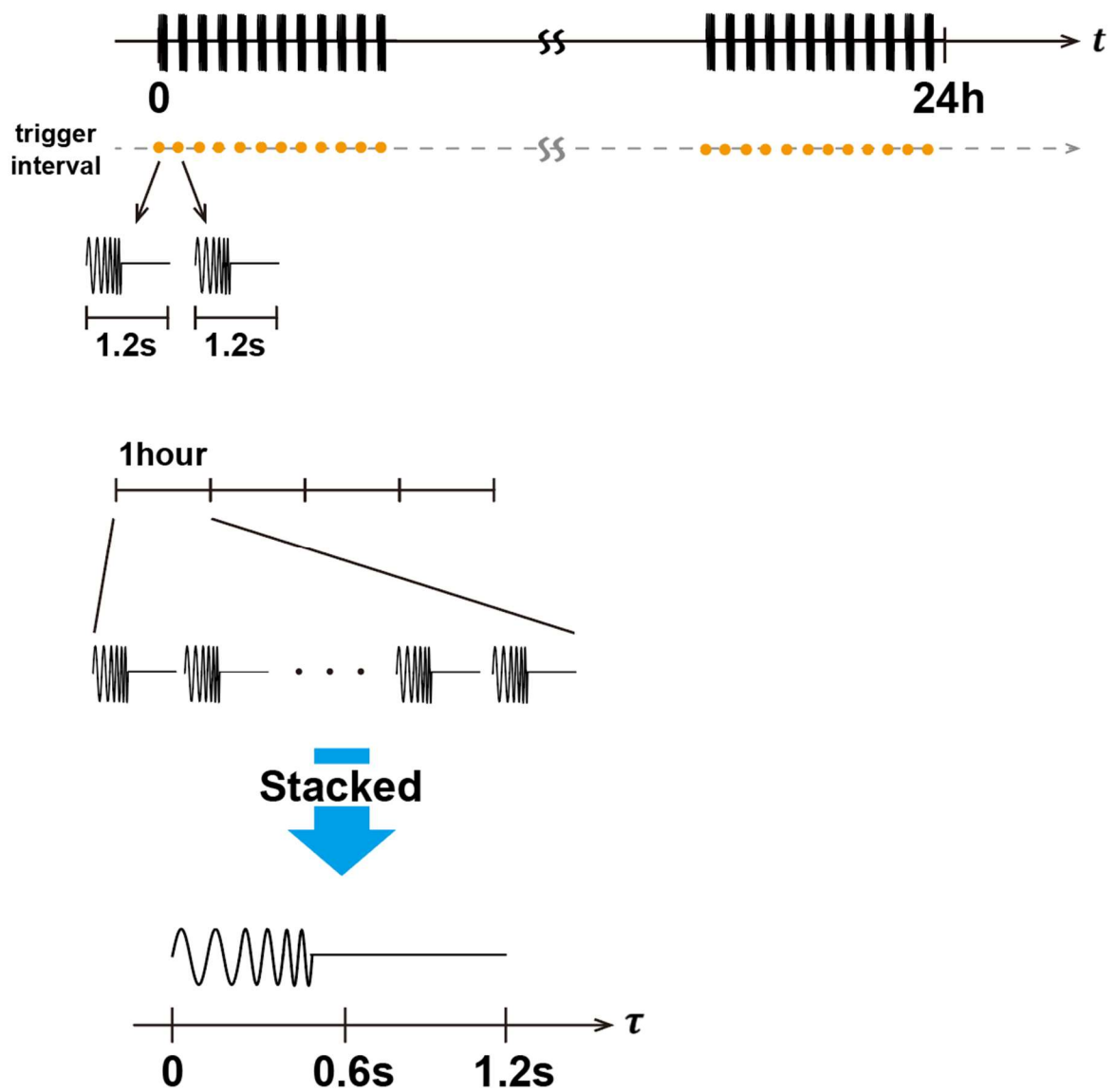


図 6. トリガー収録で得られた波形に関するスタック方法の模式図.

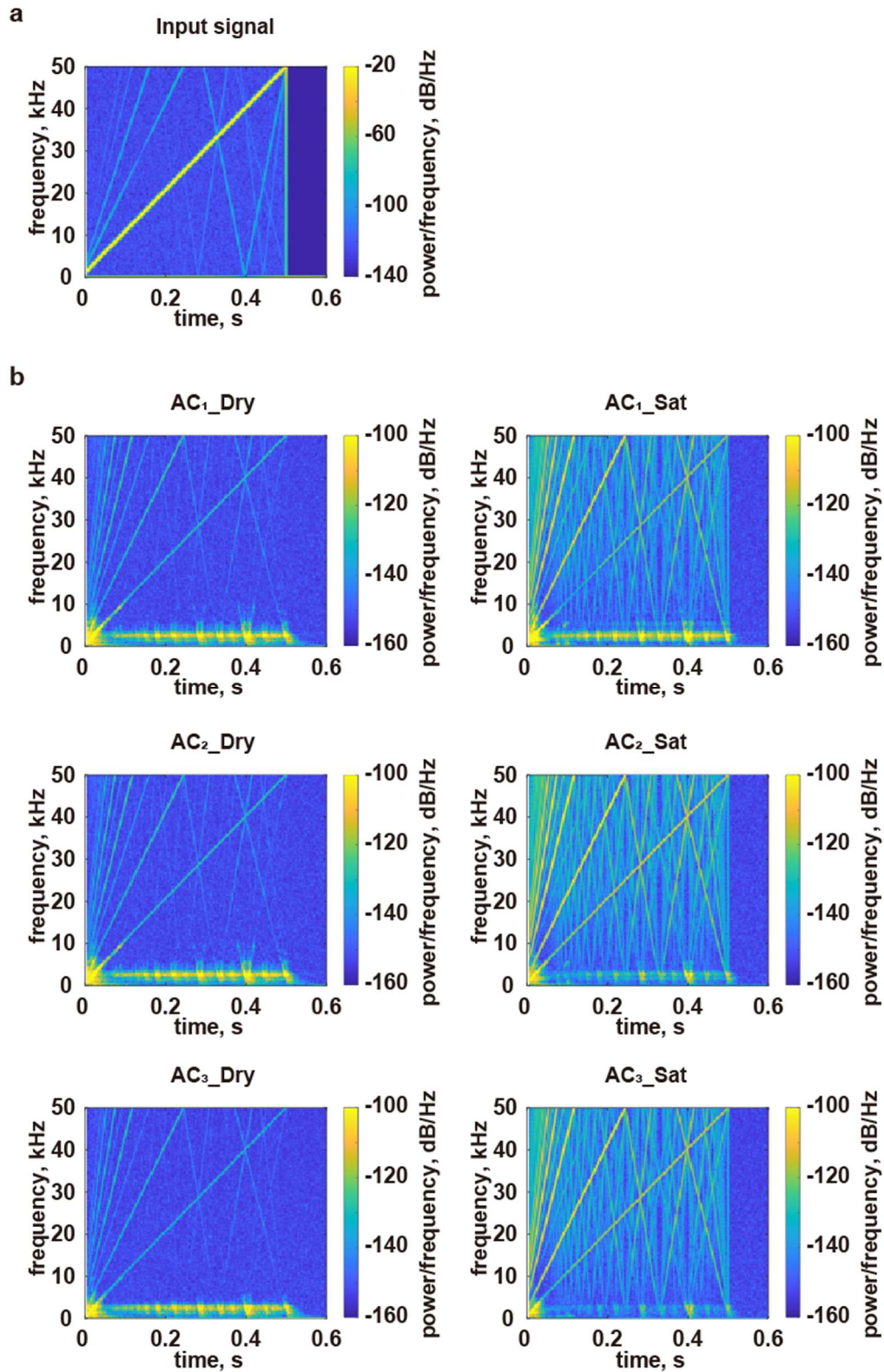


図 7. (a) FG 出力のスタック波形と (b) 乾燥状態および飽和状態の計測初期において各加速度計で得られたスタック波形の典型的なスペクトログラム。

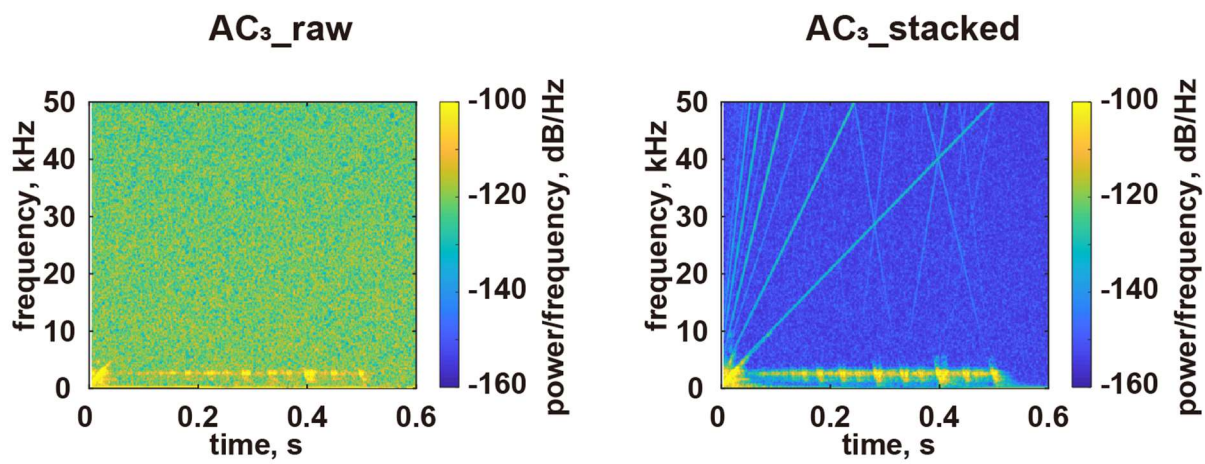


図 8. 乾燥状態における最遠方の加速度計 AC<sub>3</sub>に関する生波形およびスタック波形の典型的なスペクトログラム。

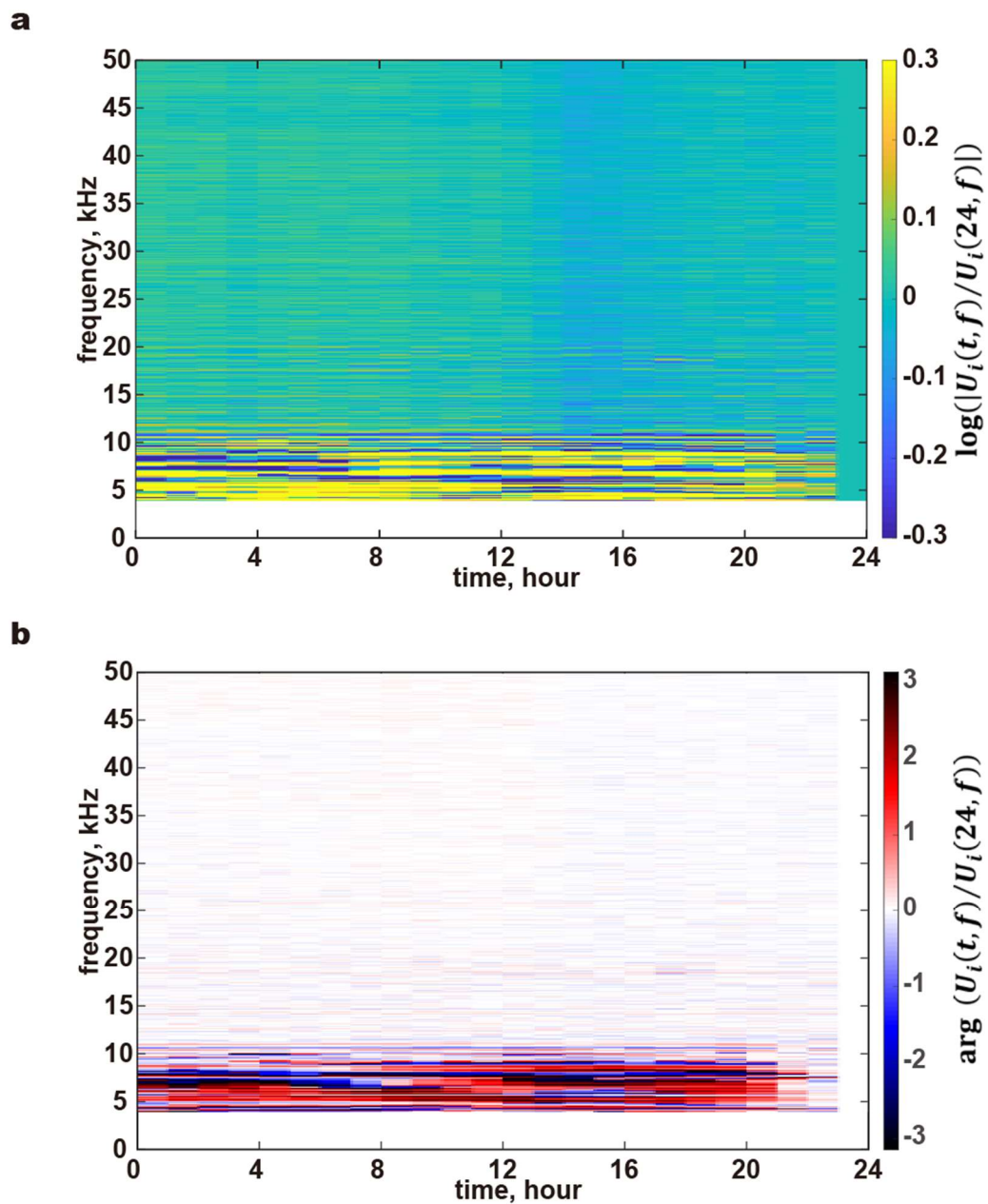


図 9. 乾燥状態における加速度計 AC<sub>1</sub> に関する (a) 振幅比および (b) 位相差の 24 時間スペクトログラム。

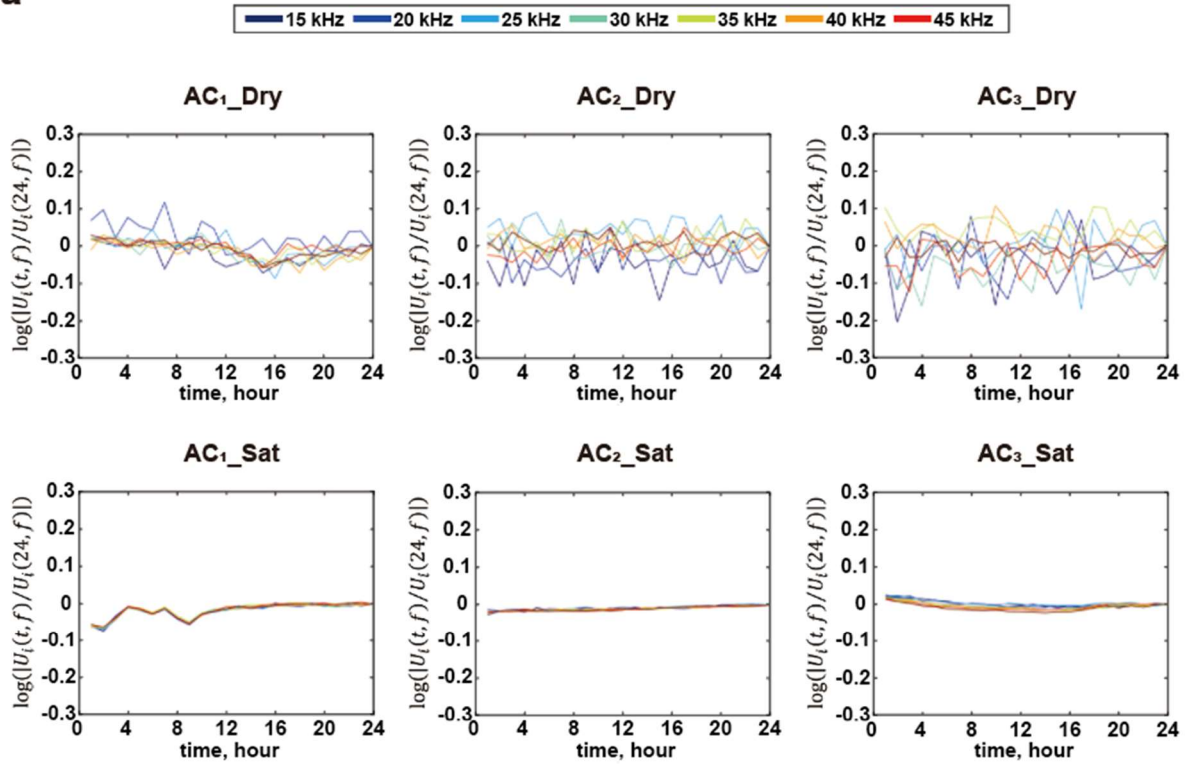
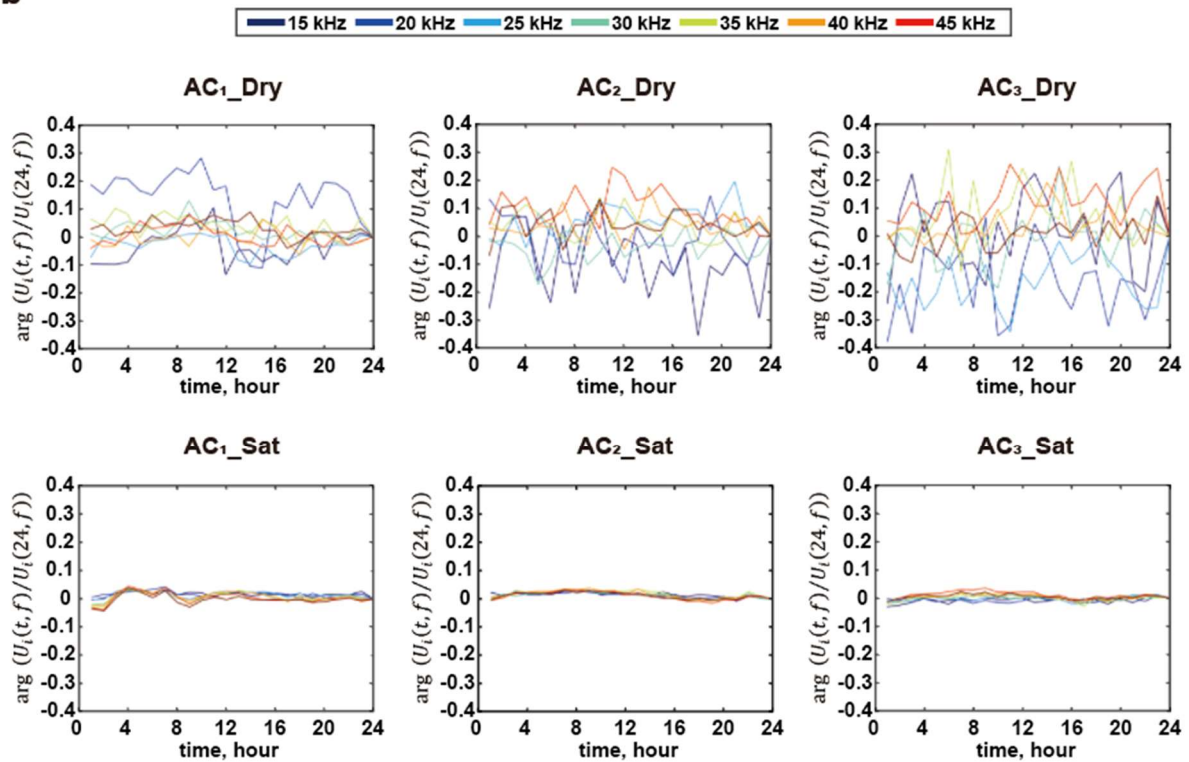
**a****b**

図 10. 乾燥状態および飽和状態における各加速度計に関する 5 kHz ごとの (a) 振幅比と (b) 位相差の時刻歴.

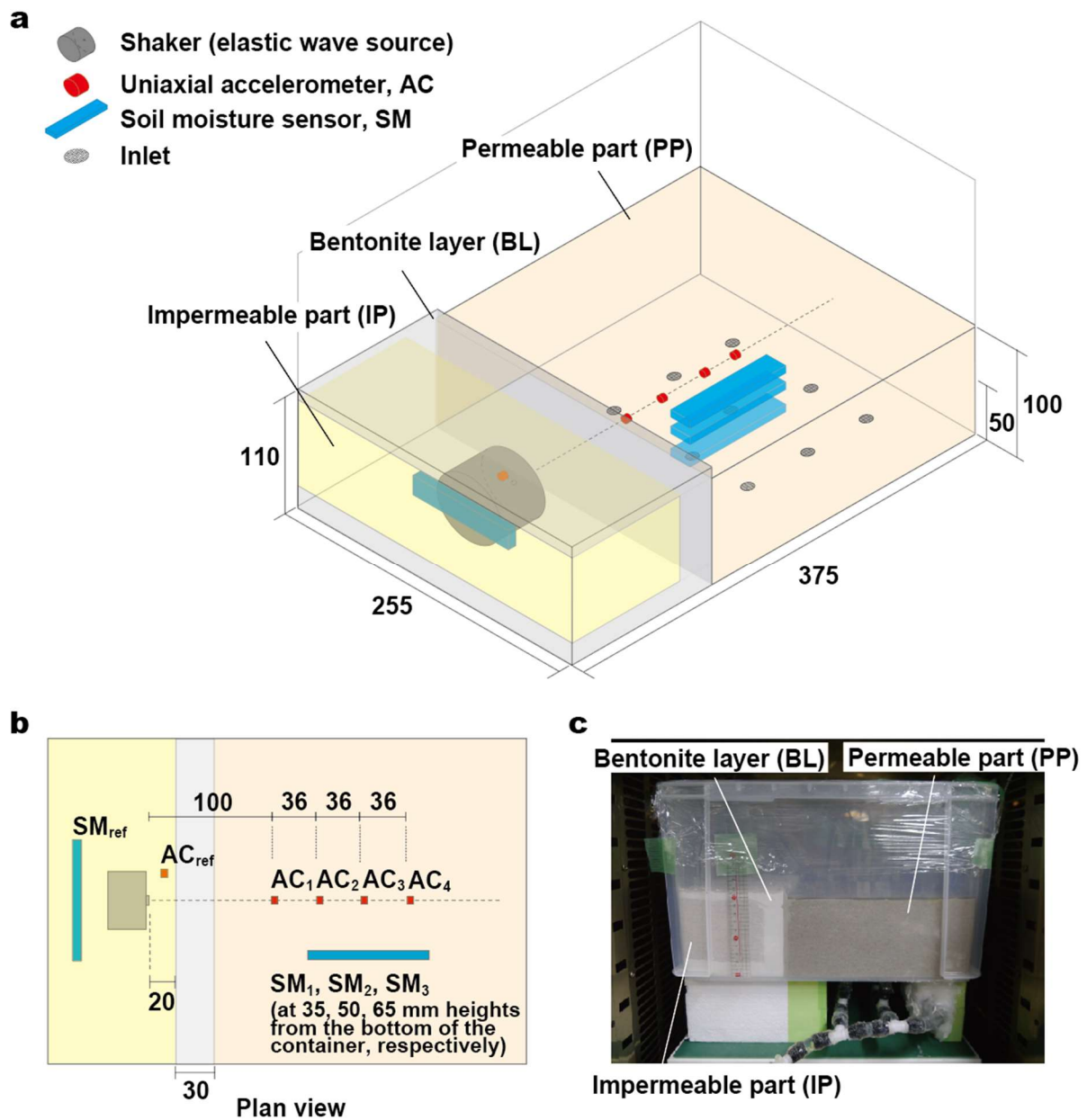


図 11. (a) 砂地盤の模式図と (b) その平面図 (スケールは mm) および (c) 飽和状態における実験装置の写真 (After Nakayama et al., 2021).

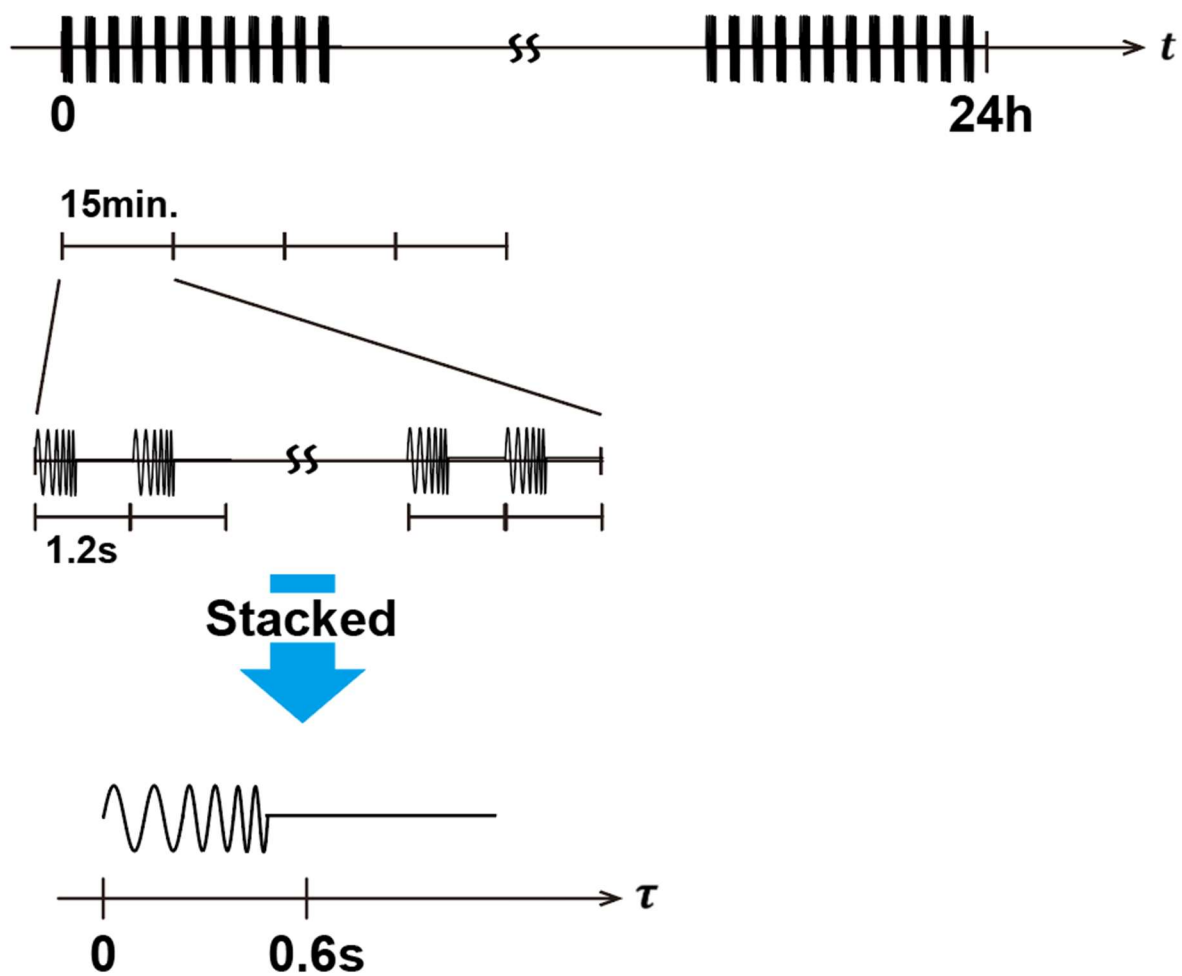


図 12. 連続収録で得られた波形に関するスタック方法の模式図 (After Nakayama et al., 2021).

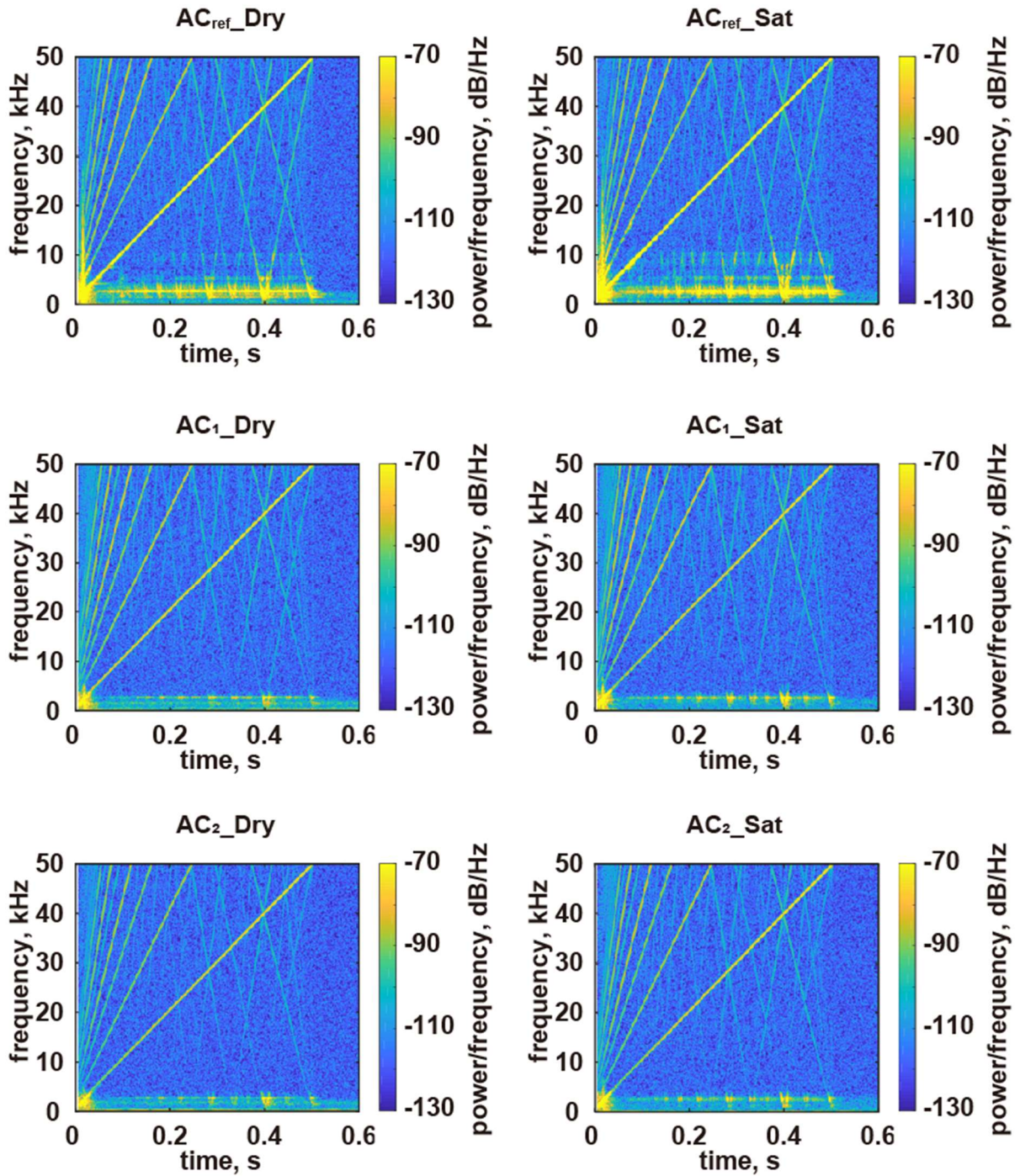


図 13. 乾燥状態および飽和状態の計測初期において各加速度計で得られたスタック波形の典型的なスペクトログラム.



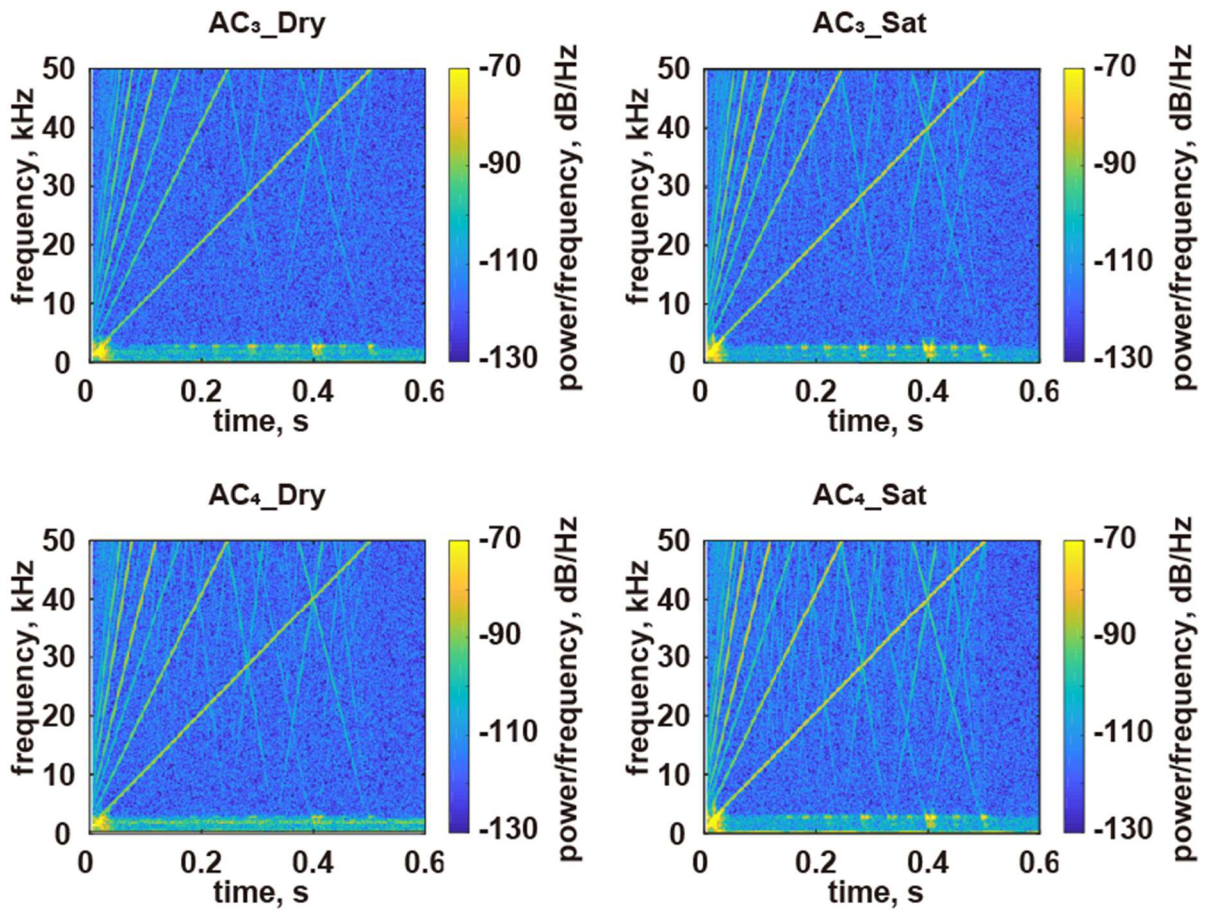


図 13. (続き)

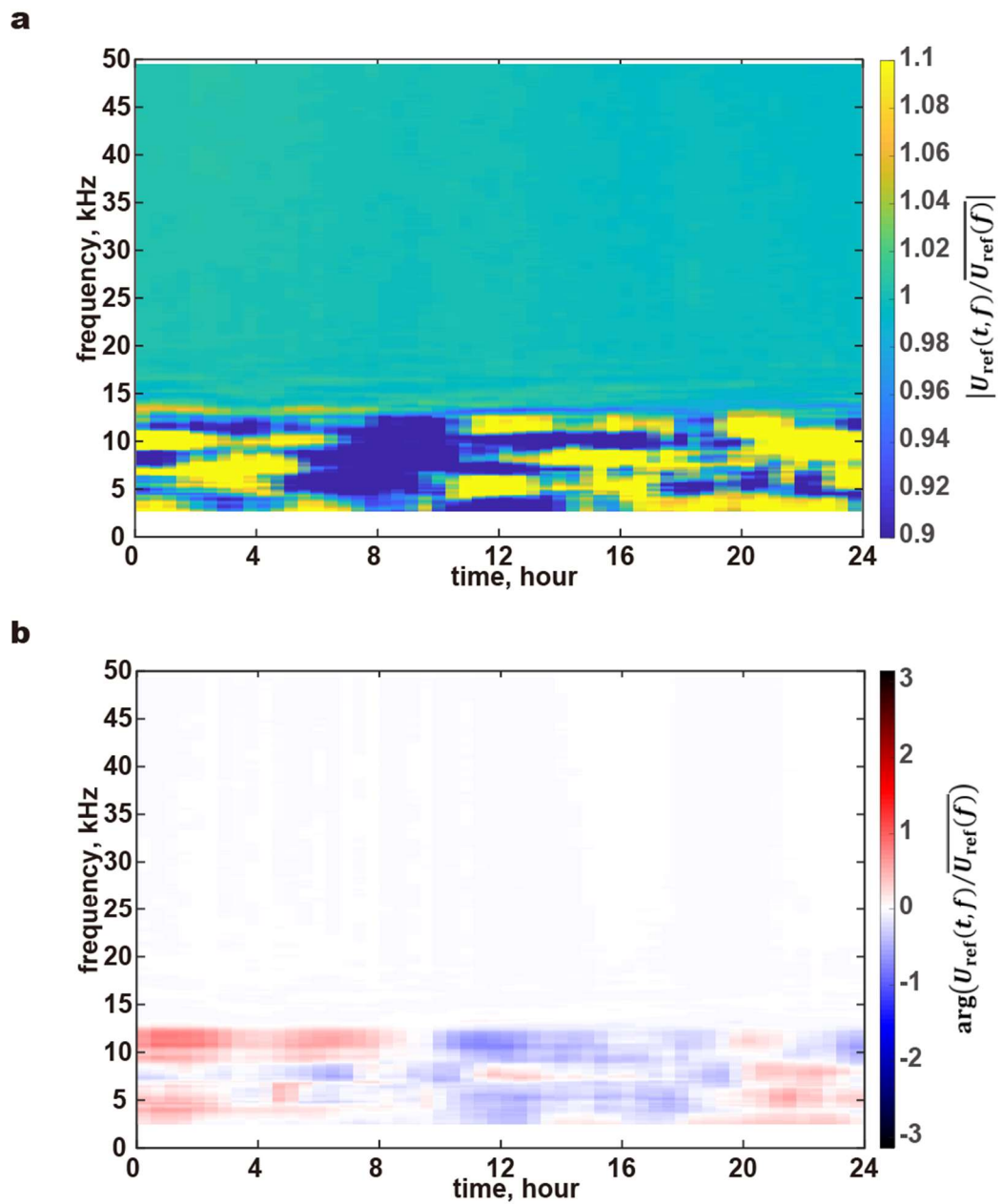


図 14. 乾燥状態における加速度計  $AC_{ref}$  に関する (a) 振幅比および (b) 位相差の 24 時間スペクトログラム.

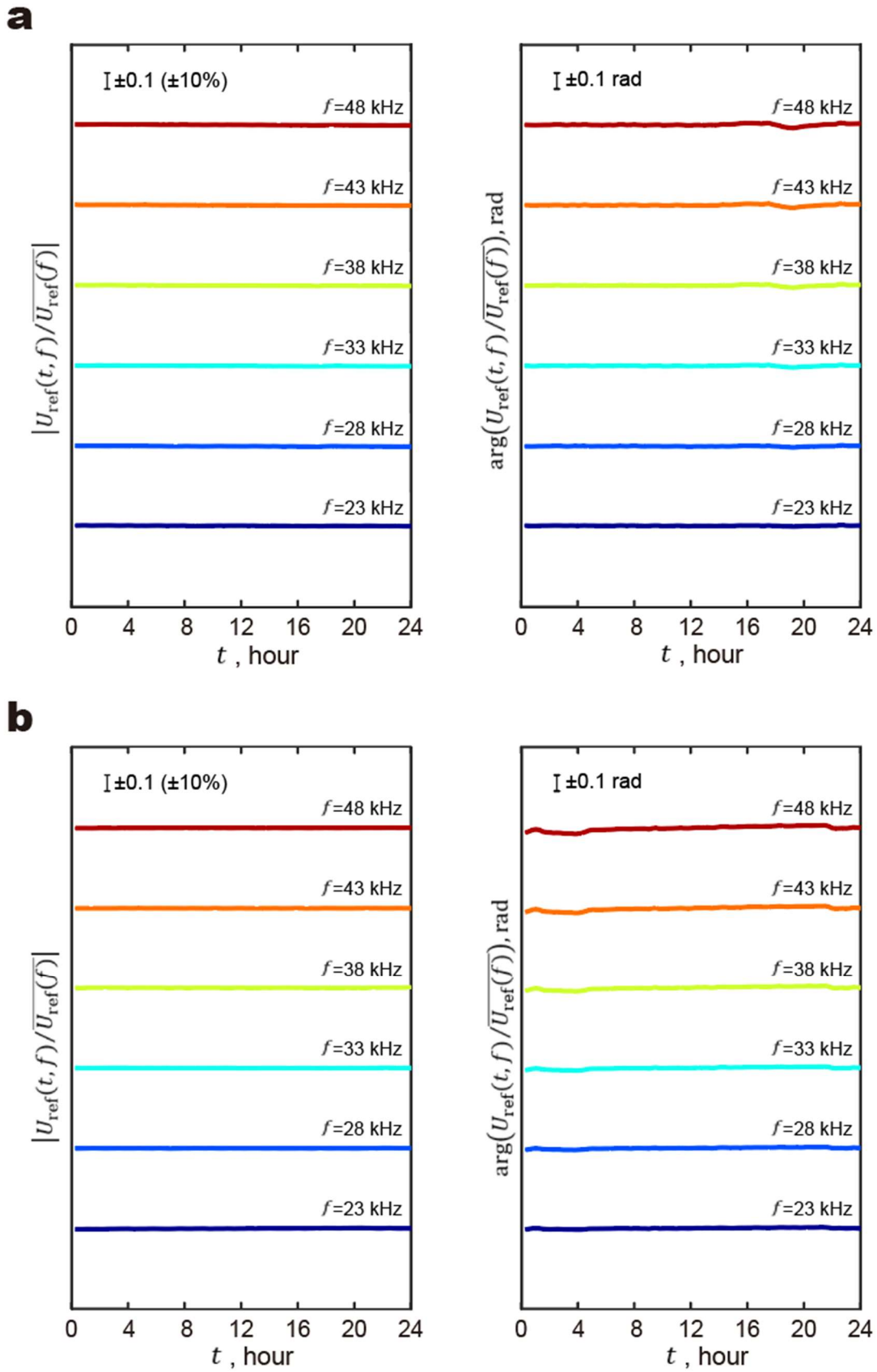


図 15. (a) 乾燥状態および (b) 飽和状態における加速度計  $AC_{ref}$  に関する 5 kHz ごとの振幅比と位相差の時刻歴 (After Nakayama et al., 2021).

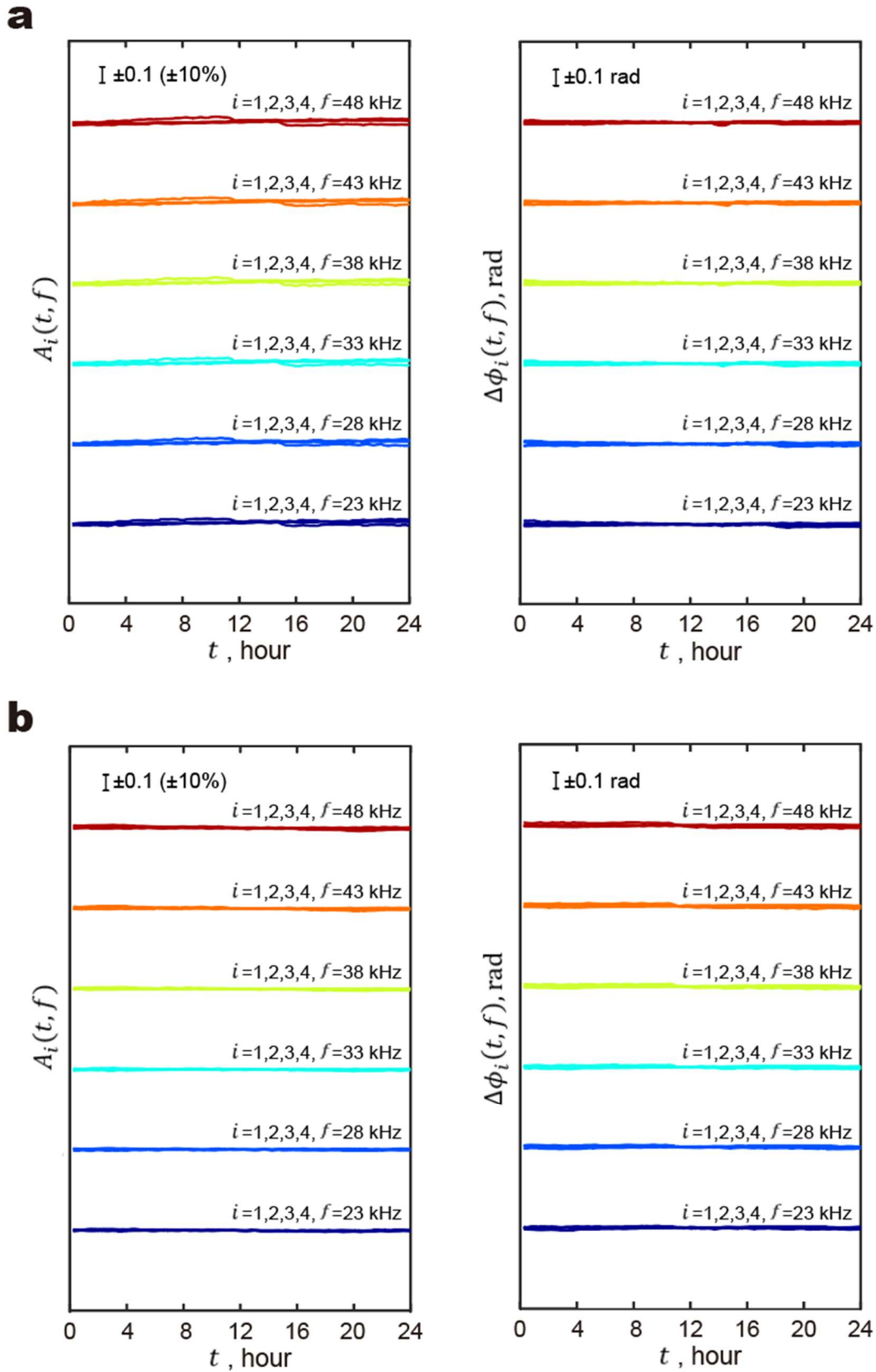


図 16. (a) 乾燥状態および (b) 飽和状態における各加速度計に関する 5 kHz ごとの振幅比と位相差の時刻歴 (After Nakayama et al., 2021).

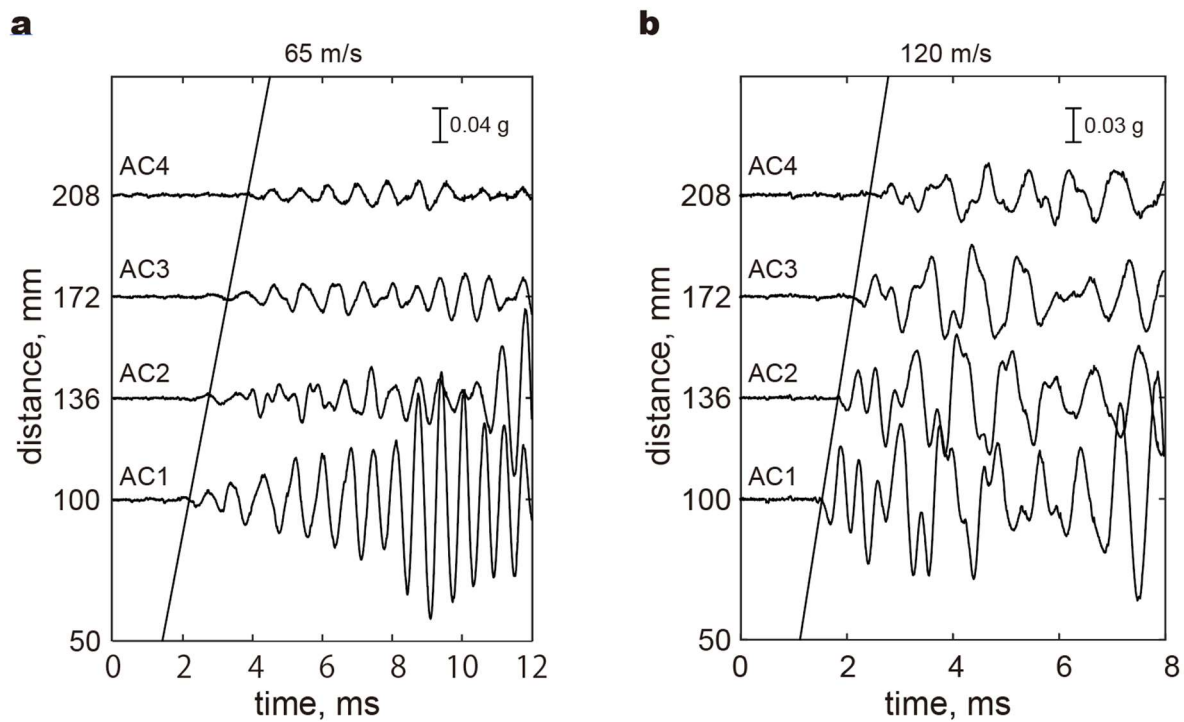


図 17. (a) 乾燥状態および (b) 飽和状態の計測初期におけるスタック波形の記録セクション. 斜線は初動到達時刻を表す (After Nakayama et al., 2021).

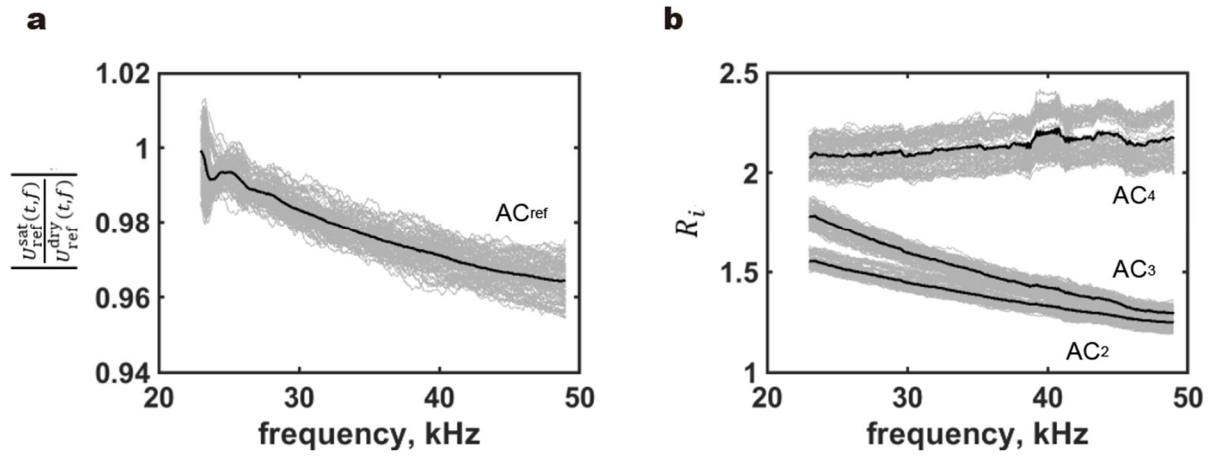


図 18. 乾燥状態と飽和状態間の振幅比. (a)  $\frac{U_{ref}^{sat}(t,f)}{U_{ref}^{dry}(t,f)}$  および (b)  $R_i(t,f)$  の定義は 2.3.4.2 節参

照 (After Nakayama et al., 2021).

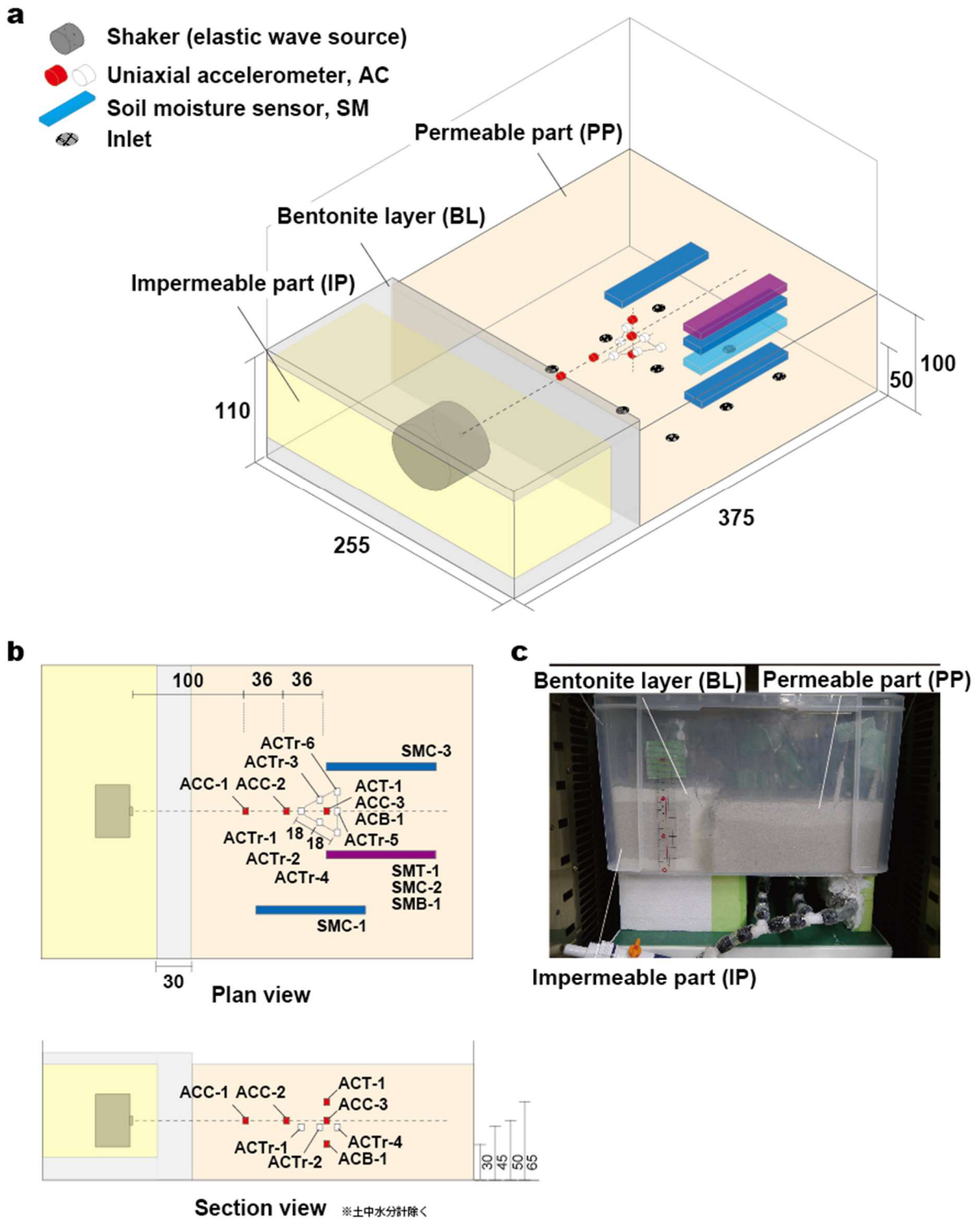


図 19. (a) 砂地盤の模式図および (b) センサー配置図. スケールは mm. (c) 乾燥途中の砂地盤の写真.

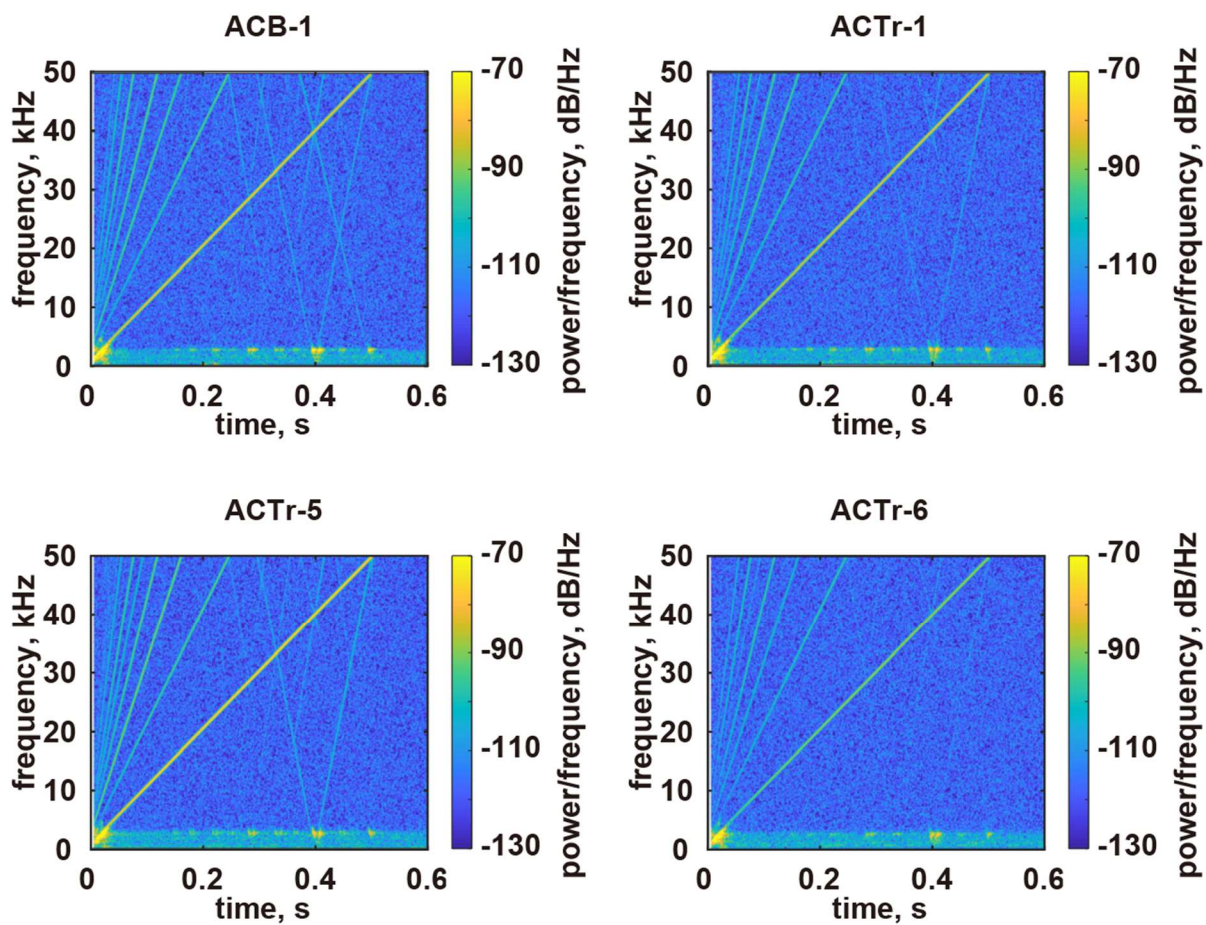


図 20. 計測初期において各加速度計で得られたスタック波形の典型的なスペクトログラム.



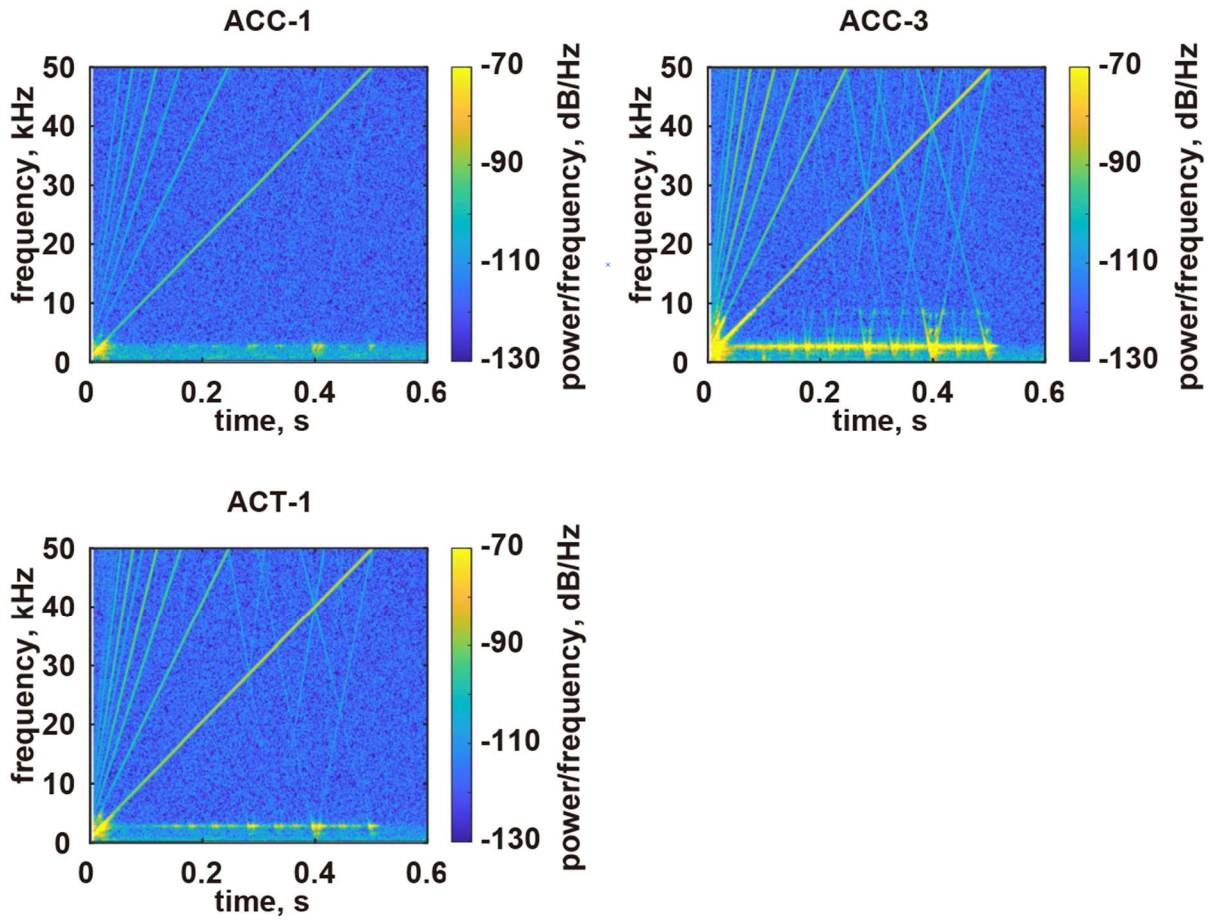


図 20. (続き)

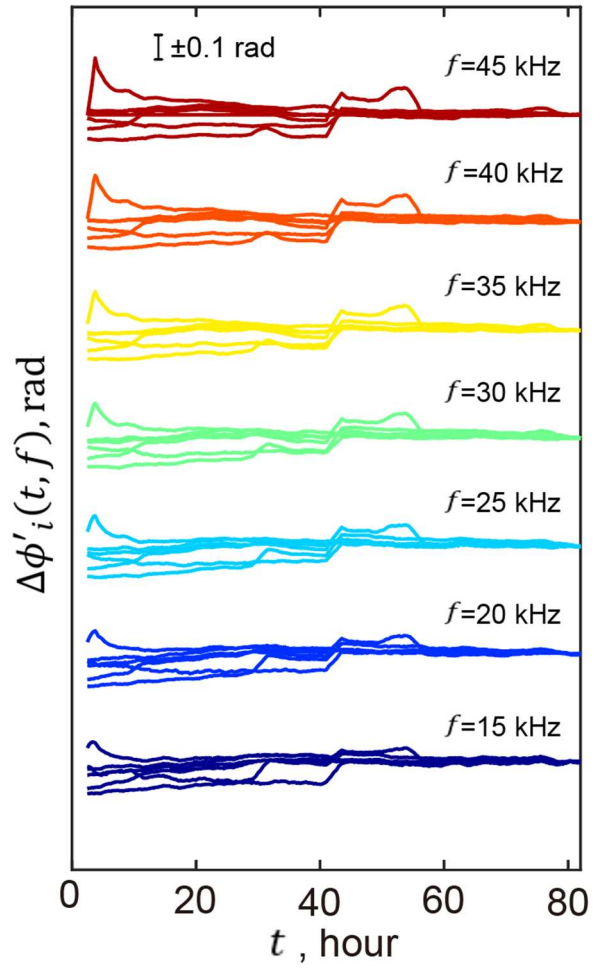


図 21. 各加速度計 ( $i=ACB-1, ACTr-1, 5, 6, ACC-3, ACT-1$ ) に関する 5 kHz ごとの位相差の時刻歴.

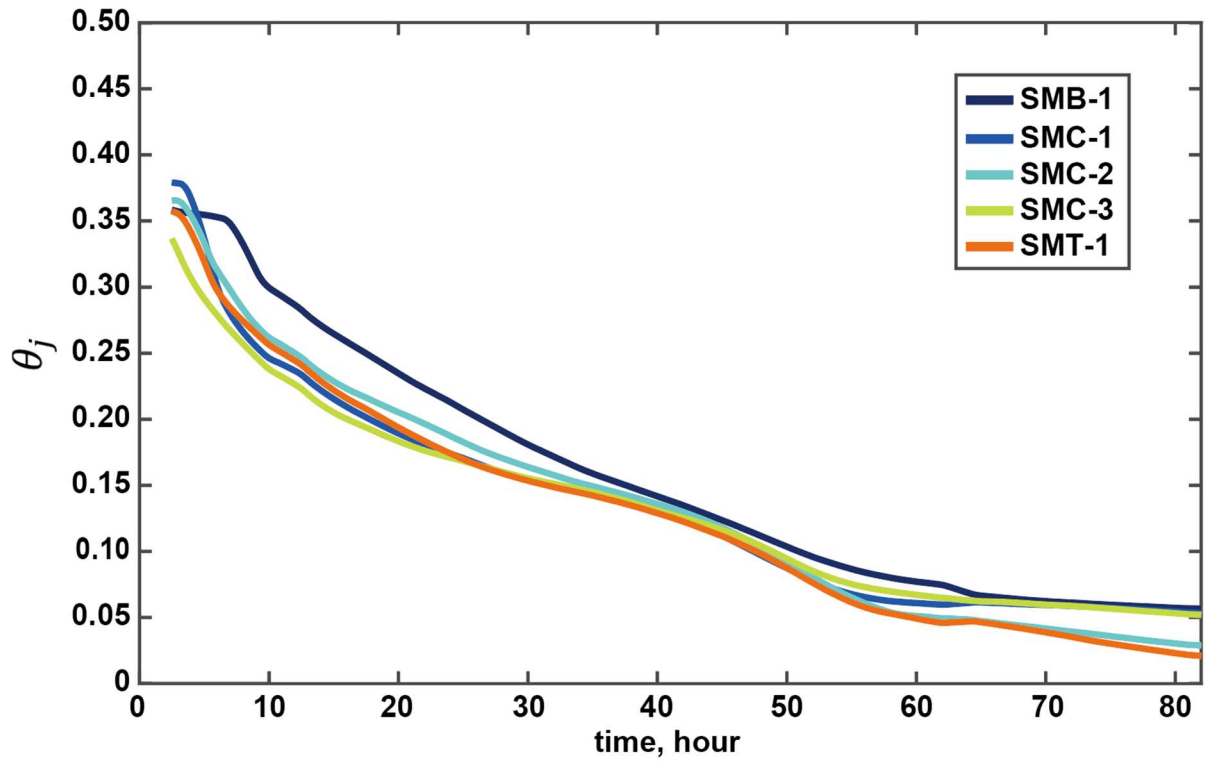


図 22. 各土中水分計で収録された体積含水率の時刻歴.

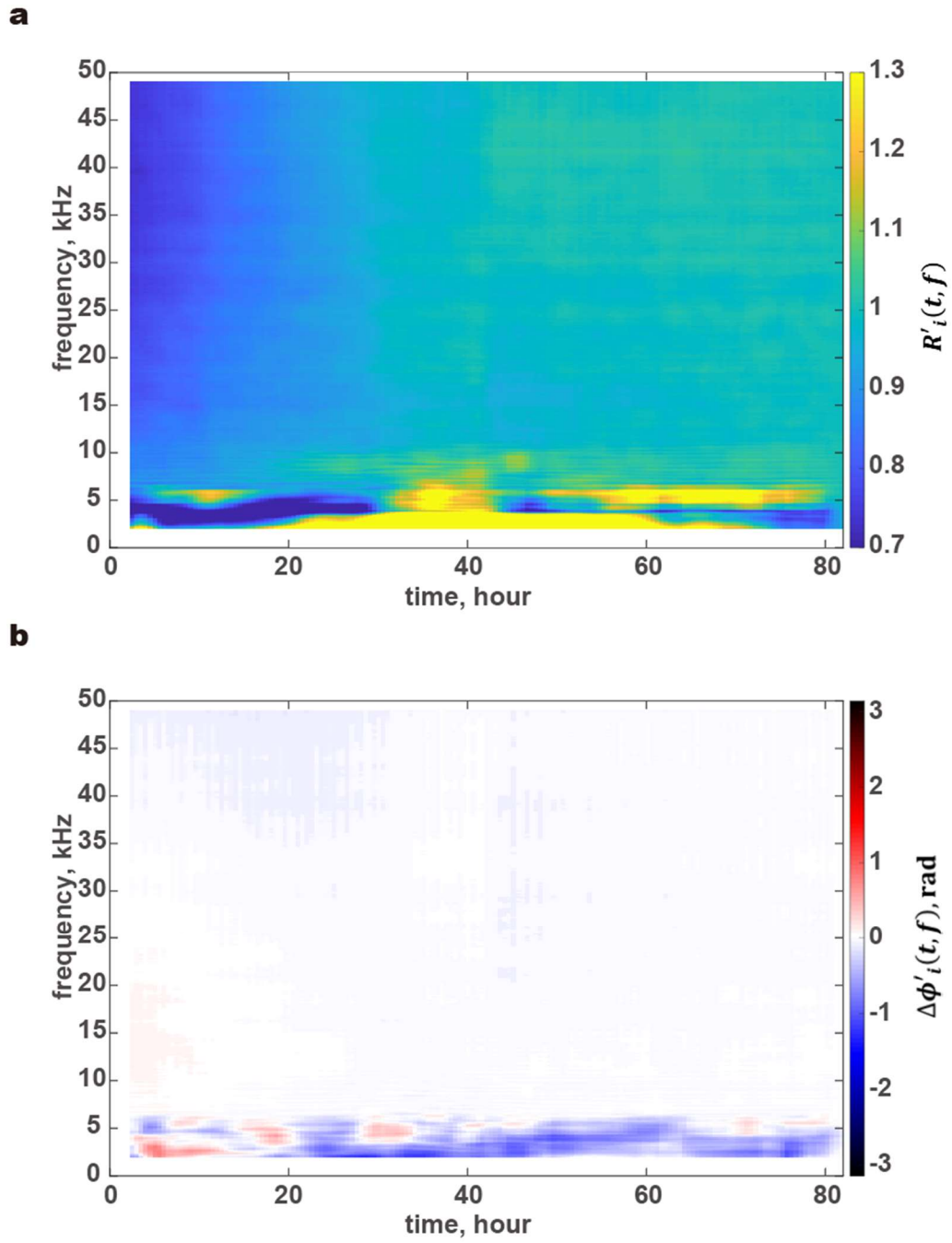


図 23. 加速度計 ACC-1 に関する (a) 振幅比および (b) 位相差の全計測時間のスペクトログラム.

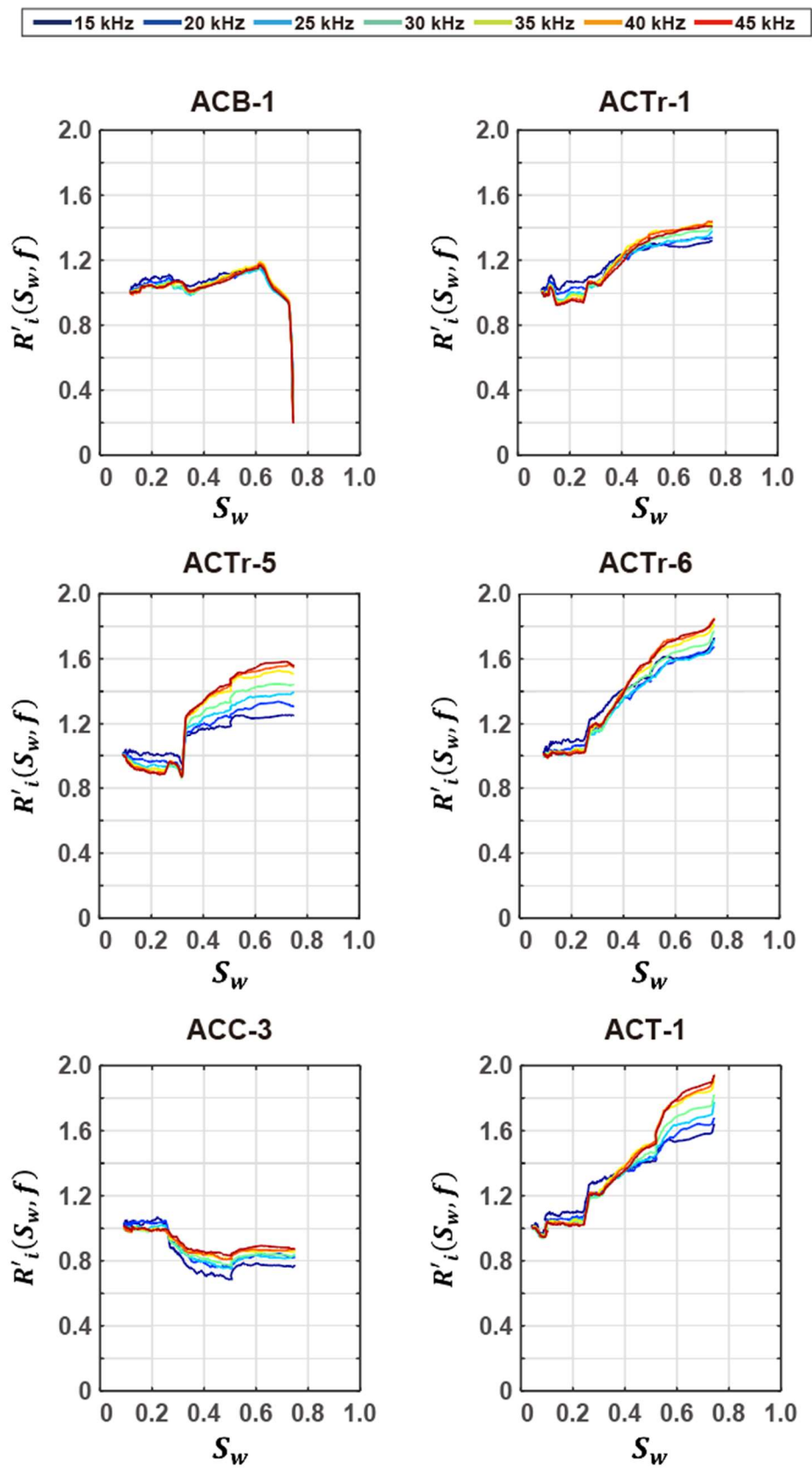


図 24. 各加速度計に関する 5 kHz ごとの水飽和度と振幅比の関係。

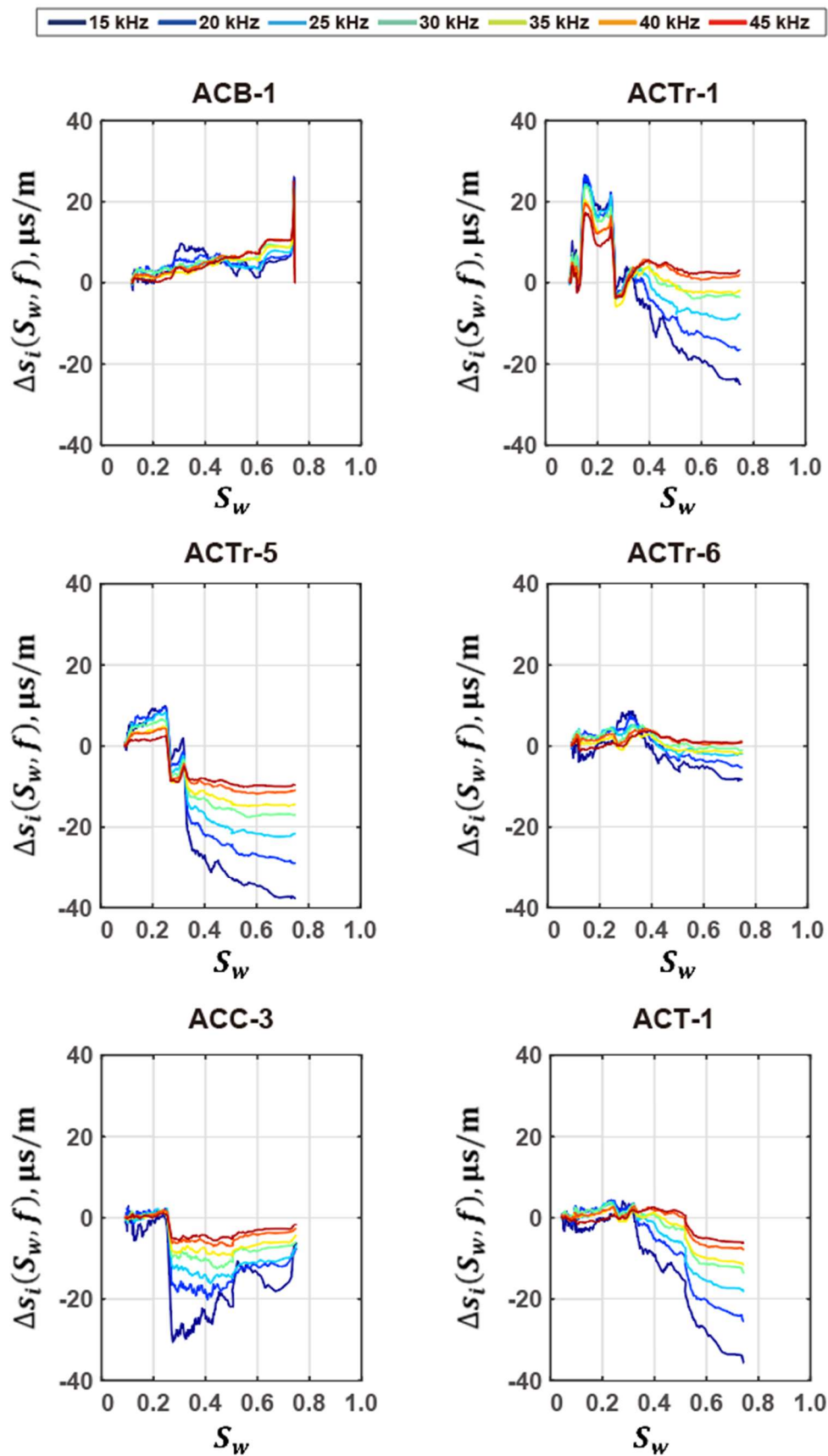


図 25. 各加速度計に関する 5 kHz ごとの水飽和度とスローネス変化の関係.