

不均質媒質での地震波伝播モデル実験 —レーザードップラー速度計を用いた波動計測—

西澤 修*・雷 興林**・佐藤隆司***

NISHIZAWA Osamu, LEI Xing-lin and SATOH Takashi (1996) A model experiment on seismic wave scattering within inhomogeneous media by means of a laser Doppler velocitometer. *Bull. Geol. Surv. Japan*, vol.47(4), p.209-222, 15 figs.

Abstract : Using a laser doppler velocitometer (LDV) as an elastic wave sensor, model experiments were devised to study elastic wave propagation within inhomogeneous media. LDV measures the laser Doppler shift caused by the elastic vibration of a material surface, and it produces absolute velocity amplitudes converted from the modulated frequency. This advantage of the LDV, compared with conventional piezo-electric transducers, allows quantitative analysis of high frequency ultrasonic waveforms. Another advantage of the LDV is that the laser beam can be focussed to form a small spot (less than 1 mm²); thus, enabling the measurement of the elastic vibration within a small area. A small-aperture seismic array, which consists of multi-channel seismographs within a wave length is often employed in field observations to study the scattering of seismic waves, which can be modeled by using a LDV and laboratory scale inhomogeneous materials. We report here results of following preliminary experiments: 1) measurements of surface vibrations caused by ultrasonic waves, 2) analysis of elastic waves propagating through different inhomogeneous media, and 3) small-aperture array measurements of ultrasonic waves in different scales of inhomogeneity. The results of these experiments indicate a potential use of the LDV model experiments for studying elastic waves in inhomogeneous and complicated structured media.

要 旨

レーザードップラー速度計を検出器に用い、不均質媒質中の弾性波伝播を調べるためのモデル実験を行った。レーザードップラー速度計は物体表面の振動を、光のドップラーシフトとして検出するので速度振幅の絶対値を計測できる。これにより、超音波振動の波形を定量的に解析することが可能で、従来の圧電素子にない利点を持つ。またレーザー光を直径 1 mm 以下の狭い円内に絞込み込むことができるので、1 波長の距離の中で数点の観測

を行うこともできる。地殻の不均質を調べるため 1 波長内で数点の地震波記録を取得する小スパンアレイ観測が行われているが、これを模したモデル実験を室内のスケールでも行うことが可能となる。ここではレーザードップラー速度計による 1) 超音波による物体表面速度振幅の測定と圧電素子出力との比較, 2) 異なった不均質性をもった岩石を伝播する弾性波の計測, 3) 小スパンアレイによるランダムな不均質構造中の波動伝播の解析, などの結果を示す。これらの結果から、レーザードップラー速度計を弾性波検出用センサーとして利用したモデ

* 地殻熱部

** (株)ダイヤコンサルタント

*** 環境地質部

Keywords : Laser Doppler velocitometer, scattering, wave propagation

ル実験は、不均質媒質での波動伝播メカニズム解明の有力な手法となることが示された。

1. はじめに

不均質構造における波動伝播の詳細を知ることが、石油、天然ガス、地熱エネルギーなどの地下資源探査、及び地震による地盤の強振動予測などにとって重要である。また、地殻深部やマンツルの構造解明など、地球科学上の重要な問題とも関係している。

地球内部の不均質構造を考えると、不均質の大きさが重要である(蓬田, 1989; Aki and Richards, 1980)。例えば層構造の場合、弾性波の波長が層厚に比べ十分に小さければ、波線理論によって伝播の様子を把握することができるが、波長と層厚が同程度の場合は波線理論によって波の挙動を再現できなくなり、波動理論によって伝播特性を計算しなければならない。

現在ではコンピュータを用い、波動方程式を差分法などの直接的方法で解き、複雑な構造における波動伝播の様子を調べることができるし、波線理論に基づいたさまざまな手法も用いられる(額瀬・竹中, 1989; Aki, 1988; Anderson, 1991; 竹中, 1993)。ところで、実際の地球内部では複雑な形状をした地層境界や、割れ目や断層による不均質性のために散乱波が発生する。散乱波は直達波の波線経路以外のさまざまな経路から観測点に到達するため、波源からの直達波の波形を乱すとともに、直達波の後に更に継続して次第に減衰する波(コーダ波)の原因ともなる(Aki, 1969; Aki and Chouet, 1975; Aki and Richards, 1980; 佐藤, 1984; Sato, 1984; Wu and Aki, 1985; Frankel and Clayton, 1986; Frankel and Wennerberg, 1987)。このように地球内部での弾性波伝播は複雑な様相を呈し、さまざまな波が重なりあった複雑な波形が観測される。竹中(1993)は、大規模かつ複雑な構造における地震波動伝播の挙動を計算によって完全に解明することは、コンピュータの進歩した現在でもなお不可能であると述べている。

岩石や金属などを利用した適当なスケールのモデル実験は、不均質構造での波動伝播の様子を明らかにするための有効な手段のひとつである(安川ほか, 1992; Dubendorff and Menke, 1986; Matsunami, 1990, 1991)。あるいは、凹凸を持つ反射面からの波動を調べるためには水槽実験も行われる(Schultz and Toksöz, 1995)。

これら室内実験のモデルでは、数 cm-数 10 cm の物体に対し、通常数 10 kHz-数 MHz 程度の弾性波が用いられる。従来こうした実験では弾性波の発振と受振にジルコン・チタン酸鉛(PZT)を基本素材とする圧電素子(piezo-

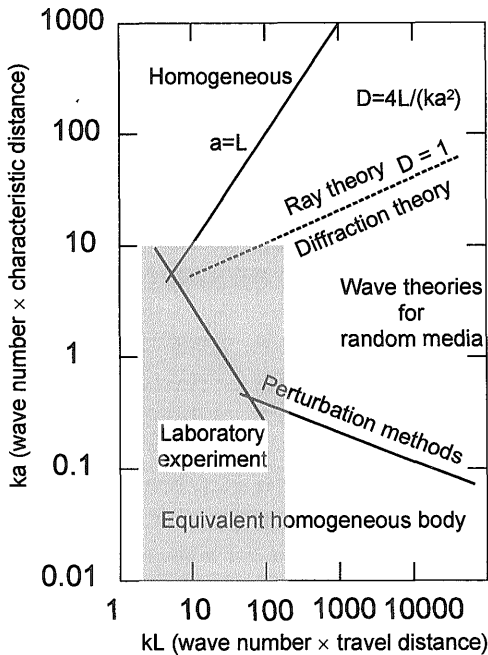
-electric transducer: 以下図表などでは PZT と略記)が用いられていたが、圧電素子が正しく波動を再現しているか否かの検証は困難であった。特に初動到達時以降の波形は圧電素子の力学的共振、及び素子を含む回路の電気的共振のために乱され、物体表面の真の振動に対応しているという保証がなく、波形の定量的解析が困難である。不均質な物体での波動伝播をモデル実験で調べるためには、振動を正確に計測できるセンサーが必要である。Boler *et al.* (1984) は静電容量型センサーを開発し、物体表面の超音波振動をとらえることを試みた。彼らは数 MHz の高周波変位をナノメータ(nm) オーダでとらえ、アコースティックエミッション(Acoustic Emission: AE)波形を記録することに成功した(Boler, 1990)。しかしこの装置は試料に密着させる必要があり、取り付けの際の調節機構などを含めると、全体の大きさは 100 mm を越えるものとなり調整も煩雑である。このため、一点当たりの計測に時間を要し簡便とはいえず、波動伝播研究のためのモデル実験にはあまり用いられていない。

今回我々はレーザードップラー速度計(Laser Doppler Vibrometer 又は Laser Doppler Velocimeter, 以下 LDV と略記)をセンサーとして地震波の伝播を研究するためのモデル実験手法を開発した。これはレーザ光線を試料に照射するだけで物体表面の速度振幅を計測でき、試料とセンサーとの間の密着が不要となるので取り扱いが著しく容易である。以下にその原理と、これまで予備的に行ったいくつかの実験についての結果を示す。LDV を用いた波動の正確な計測から、モデル実験による波動伝播の定量的議論が可能となる。

2. 地震波伝播のモデル実験

2.1 不均質媒質における弾性波の伝播

LDV の原理や実験手法について述べる前に、Aki and Richards (1980) から引用した第 1 図をもとに地震波動伝播における問題点を概観する。第 1 図は、横軸に地震波の波数 k と伝播距離 L の積 kL を、縦軸に波数と不均質性を示す特徴的長さ a との積 ka を、それぞれ示している。反射法や屈折法では地震波各相の同定に波線理論(ray theory)が使われている。波線理論が利用できるのは、不均質構造の特徴的長さが地震波の波長に比べ十分大きい場合である。規模の大きい不均質構造に対して上の条件は満たされていると考えてよい。しかし、例えば、地層境界の形状が波長と同程度で変動している構造に対し、このような条件は満足されない。いっぽう、地層境界の形状あるいは弾性波速度や密度が波長に比べ十分短い距離の中で変動していれば、短距離の変動を平均



第1図 弾性波の散乱を研究するための手法の分類と適用理論の範囲を $kL-ka$ ダイアグラムで示したもの
Aki and Richards (1980) による。

Fig. 1 Classification of scattering problems in inhomogeneous media and applicable methods shown on the $ka-kL$ diagram. After Aki and Richards (1980).

化したものをなめらかな境界線、あるいは等価な均質媒質とみなして波線理論を適用できる。

通常の地震波伝播の室内モデル実験は、第1図の影で示した領域で行われることが多い。この領域は波動理論で扱われる部分を含んでおり、計算によって解を得ることの困難な問題に対し、モデル実験を有効に活用することができる。

2.2 モデル実験の方法とLDVの有効性

弾性波の検出には通常圧電素子が用いられている。試料サイズと圧電素子の出力との関係から、室内での実験が容易な周波数帯域は通常 100 kHz-数 MHz であるが、この周波数帯における振動の速度や変位を正確に計測するのは困難である。圧電素子には素子のサイズで決まる固有の共振周波数があり、適当な制動をかけなければ物体の振動を正しくとらえることはできない。このため、適当な重さの物体を素子の背後に接着するなどして振動の

固有周期を長くするが、圧電素子を困むケースや接着状態なども振動に影響する。

上記のような高周波領域で振動の絶対値を測定するため静電容量型の高周波変位計 (Boyer *et al.*, 1984) があるが、前節で述べた理由によりほとんど普及していない。したがって、これまでに行われた高周波を用いたモデル実験の多くは、波形の相対比較をもとにした定性的議論にとどまっていた。

LDV は反射光を強めるための反射スクリーンを試料表面に貼るほかには、試料に何もとりつけない非接触状態で計測できるので、圧電素子に見られる共振や接着状態に起因する諸問題を回避することができる。更に、LDV では測定点の速度振幅は周波数と波長の積となるため、装置固有の補正を必要とせず周波数から直接速度値が得られる。十分な強度の反射光さえ確保できれば高い S/N 比の信号が得られ、速度振幅を直接に計測することができる。

LDV のもうひとつの利点はビーム照射域を 20-400 μm という狭い範囲にしぼりこみ、この領域内での計測が行えることである。圧電素子を用いた場合、素子の径は通常 3-10 mm となり、素子の面積に対する平均的振動が計測される。地震波探査では波の位相を追跡するために、波長より短い間隔で地震計を群列 (アレイ) 配置した観測が行われる (柴原ほか, 1990; 堀内ほか, 1993)。岩石を伝播する縦波 (P 波) の場合、周波数 1 MHz-数 100 kHz で波長は数 mm-数 cm となり、圧電素子の大きさと同程度であるため、波長より短い間隔でのアレイ観測はできない。アレイ観測は地下の不均質性を調べるのに有効な手段であり、これを模した実験ができることは LDV の大きな利点である。また、後述する再帰性反射スクリーンを用いると試料表面に垂直な方向以外の振動成分についても測定できるので、同一点での 3 成分測定も原理的に可能である。

以上のような LDV の利点を生かすことにより、不均質媒質における弾性波伝播挙動をモデル実験によって詳しく調べることができる。

3. 実験

3.1 機器と原理

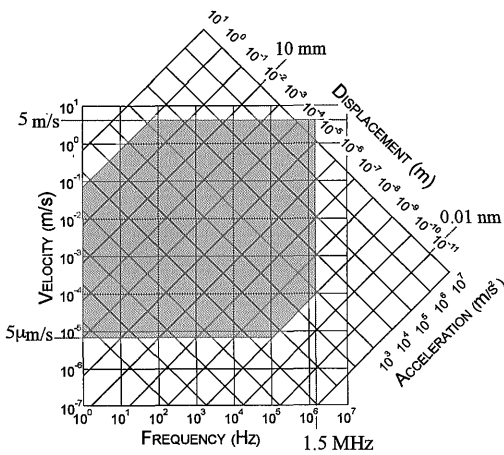
LDV は既に産業用機器として多方面で利用されている (山本ほか, 1991 a, b; 金ほか, 1993)。光の進行方向に速度 V で運動する物体から反射された周波数 f_0 の光は

$$\pm f_0 = 2V/\lambda \quad (1)$$

のドップラーシフトを生ずる。左辺の記号 \pm は速度 V の

正負に対応する。したがって、反射光の f_0 を測定すれば、物体の速度を求めることができる。波長 λ は極めて安定であることが要求されるが、レーザー光はこの条件を満たす。 f_0 検出のためには、基準の安定した光との間で干渉させればよい (Deferrari and Andrews, 1966; Deferrari *et al.*, 1967)。測定器では音響光学素子を用いて別の周波数にシフトした光 $f_0 + f_m$ とドップラーシフトした光 $f_0 \pm f_0$ とを干渉させ、 $f_m \pm f_0$ の信号を得る。これから f_m を除き、ドップラーシフトした周波数 f_0 を取り出す。すなわち、 f_0 は速度振幅を周波数変調している。これを復調すれば速度を振幅値として再現できる。

実験に使用した LDV は小野測器製の LV-1300 で He-Ne レーザー光が使われている。レーザー光の波長は 632.8 nm であるから、 $f_0 \sim 10^{17}$ Hz となる。測定可能な領域は速度と周波数に対して第 2 図の影の部分で表される。例えば、 10^{-4} m/s の速度振幅の振動ならば、1.5 MHz まで測定することができる。1.5 MHz、 10^{-4} m/s の振動の変位振幅は 1 nm に相当する。高周波側の弱い速度波形は検出することができないが、これは (1) 式において V が小さく f_0 が弾性波の周波数と同程度になると周波数変調ができなくなるためである。今回の実験では、周波数 $10^6 \sim 10^5$ Hz の振動に対し、ノイズレベル 0.05 mm/s 程度で透過弾性波を観測することができた。

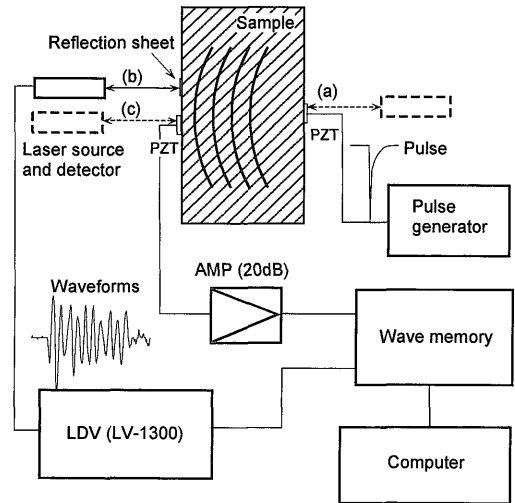


第 2 図 実験に用いた LDV (LV-1300) の特性 影のついた部分が測定可能領域で速度と周波数で示されている。対応する加速度振幅と変位振幅の軸も示されている。

Fig. 2 An observable velocity and frequency range of LDV (LV-1300). A shaded zone indicates an observable range, which depends on velocity and frequency. The axes of acceleration and displacement are also shown in the same figure.

3.2 測定法

第 3 図に測定法を示す。用いた試料は金属と岩石である。圧電素子にパルス状電圧を加えて弾性波を発生させる。振動を測定したい面に反射シートを貼り、これにレーザービームを照射する。LDV ではノイズレベルは反射光の強さに依存する。十分な反射光が得られないとき信号はノイズにかかれてしまう。強い反射光を得るにはセンサーを反射光の軸に正確に合わせる必要があるが、通常環境では微妙な調整は困難である。このようなとき、光を入射方向に強く反射する性質(再帰性)を持つ反射スクリーンを用いると、反射面への垂直入射が実現されない場合でも強い反射光が得られる。この種の反射シートはプロジェクションスクリーンなどに用いられているもので、表面に微小なプラスチック球が塗布しており、入射角を面に対して垂直に保持できない場合でも入射光と同一方向に強い反射光を得ることができる。例えば、スコッチライト印ハイゲインシート 7610 (商品名:



第 3 図 測定法の概略 一方の面の圧電素子にパルスを与え、弾性波を発生させる。他方の面に圧電素子と再帰性反射テープを貼り、これらにレーザー光を照射して振動の速度を測定する。(a)-(c)で示した LDV 光学センサーの位置は第 5 図に示された波形の測定位置に対応する。

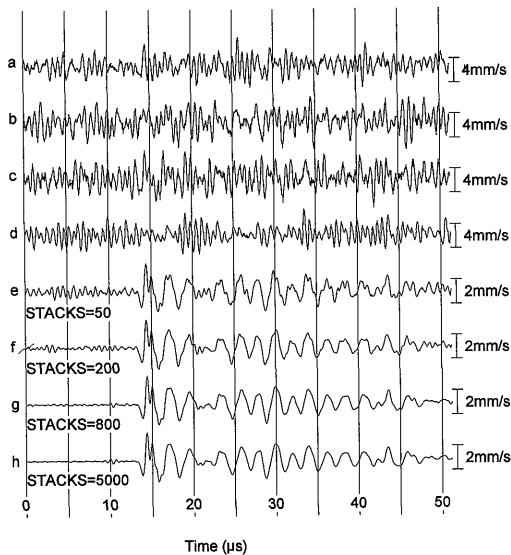
Fig. 3 A diagram of measuring system. A detonator piezo-electric transducer is mounted on a surface, and a receiver transducer and high-gain reflection sheet are mounted on the opposite surface. A laser beam illuminates the high gain reflection sheet and measure the velocity of ultrasonic vibration. The positions of the LDV optical sensor correspond to the waveforms shown in Fig. 5.

スリーエム社製)を用いることができる。出力信号は波形記憶装置に送られ最大10ビットのデジタル値としてコンピュータに転送され記録される。一回の測定で得られる信号は非常に弱く、このままでは弾性波を見ることはできないので、以下に述べるようにスタッキングを行う。

3.3 信号のスタッキング

透過弾性波の信号は非常に弱く、LDVからの出力をそのまま記録しても振動波形はほとんど見えない。反射テープを貼った状態で計測された信号は第4図(a)-(c)のようなものである。信号強度が弱いため、発振用圧電素子に何度も繰り返し同じパルス信号を送り、LDVによる受振波形を重ね合わせる。

これによってランダムノイズは相殺し、求める波動が得られる。第4図(d)-(f)はスタッキングの効果を示す。通常は500回以上のスタッキングを行えばS/N比の十分高い波形を得ることができる。



第4図 スタッキングの効果 (a)-(d)ではノイズレベルが高く波形を見ることができない。スタッキングによる波形(e)-(h)で信号が現れ、数百回のスタッキングでほぼ完全な信号が得られる。

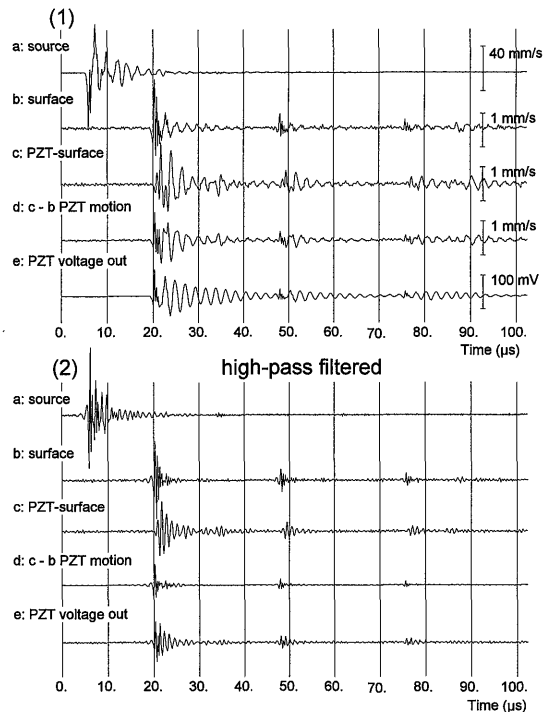
Fig. 4 Effect of waveform stacking. In (a)-(d) waveforms cannot be seen due to the high noise. It is hard to detect signals in the original waveforms without stacking, but signals become discernible after several hundreds of stackings.

4. 結果

4.1 圧電素子波形との比較

第3図のシステムを用い、ステンレスブロック(300 mm×300 mm×80 mm)を伝播する弾性波を観測した。300 mm×300 mmの面の中心に圧電素子(富士セラミクス製 直径5 mm 共振周波数2 MHz)を取り付け、これに100 V程度のパルス状シグナル(立ち上がり時間1 μs以内)を送り振動を発生させ、反対側の面に反射シートを貼ってLDVによって面の振動を計測する。次に受振点に発振点と同じサイズ・性能の圧電素子を取りつけ、圧電素子に反射シートを貼り、これにレーザービームを照射して圧電素子の振動と圧電素子からの電圧出力を計測する。

第5図(1)はそれぞれ、a:振動源となった圧電素子の振動、b:透過弾性波によるステンレス表面の振動波



第5図 圧電素子による波形とLDVによる波形

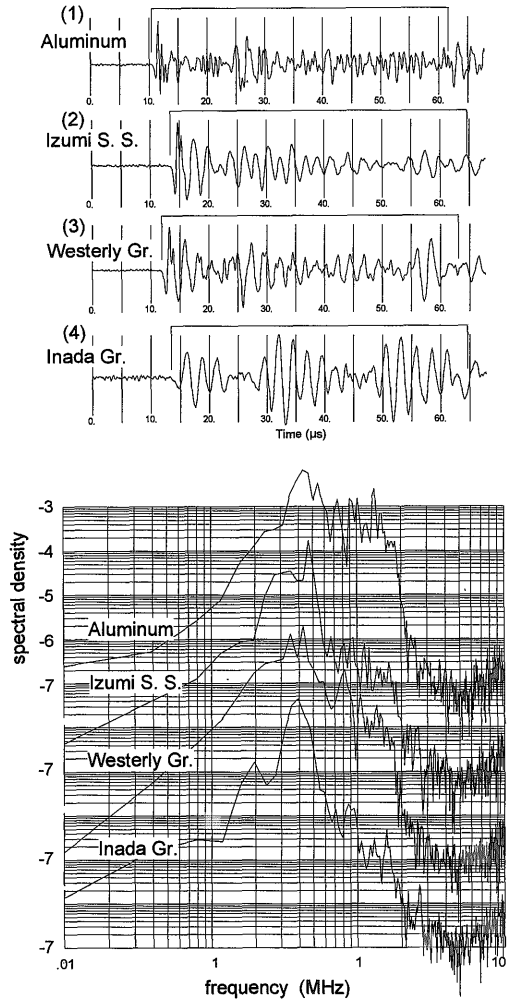
(2)は(1)のハイパスフィルター出力で、1.5MHz以上の波形を示す。

Fig. 5 Comparison of waveforms between PZT voltage output and the velocity amplitudes measured by LDV. The waveforms in (2) are the high-pass filtered waves with 1.5MHz cut off.

形, c: 圧電素子をとりにつけた状態での圧電素子背後の振動波形, d: cとbとの差の信号で, 圧電素子自身の厚み方向振動に対応する波形, e: 圧電素子からの電圧出力波形である。測定時の LDV 光学センサーの位置は第 3 図(a), (b), (c)で示されている。圧電素子から放出された波形には, 2 MHz 程度の高周波と 400-500 kHz の波とが見られる。2 MHz 程度の波はすぐに減衰して見られなくなるが, 400-500 kHz の波は 10 μ s 以上振動が継続している。b の物体表面での振動波形では, 直達波の他に反射波を見ることができる。c の圧電素子背後の振動をとらえたものでは, 2 MHz より低い周波数の振動が継続しているのが見られる。圧電素子の信号が物体表面の振動をとらえているならば, e の波形は b の波形に似ていなければならない。しかし図に見るように, b と e の波形は著しく異なっている。大きな違いは, e では 2 MHz 程度の高周波振動のあとに, 400 kHz 程度の振動が他の波に比べ長い時定数で減衰していることである。いっぽう, d の波形は圧電素子自身の厚み方向の振動に対応したものと考えられるので, 圧電素子の電圧出力が圧電素子の厚み方向振動を忠実に再現していれば, d と e は互いに似た波形となるはずである。両者の初動部分では波形は似ているが, e に見られる 400 kHz 程度の長い時定数を持つ振動は d では見られない。第 5 図(2)は 1.5 MHz のハイパスフィルタを通過した出力である。b と e の波形が似ているのは初動部分のみであって, e の後続波のより低い周波数の波を取り除くことはできない。以上のことから, 圧電素子の電圧出力波形 e は 2 MHz 程度の高周波部分を除いては物体表面の振動を忠実に再現していないことがわかる。

4.2 ランダムな不均質性を持つ媒質による散乱
不均質性の違いによる透過弾性波の変化

第 6 図は底面 50 mm \times 50 mm, 高さ 100 mm の四角柱形状の試料を用い, 互いに向かい合う 50 mm \times 100 mm の面の間を透過した弾性波である。それぞれ, (1) アルミニウム, (2) 和泉砂岩, (3) ウェスタリー花崗岩, (4) 稲田花崗岩についての波形である。(1) アルミニウムでは高周波成分が卓越しており, (3) ウェスタリー花崗岩, (2) 和泉砂岩, (4) 稲田花崗岩の順に高周波が弱くなっている。これは, 物質の不均質性の違いによるもので, 岩石では構成鉱物の密度や弾性波速度の違い, 鉱物粒子の大きさによって不均質構造が特徴づけられる。第 7 図は和泉砂岩, ウェスタリー花崗岩, 稲田花崗岩, 及び後に述べる実験で試料とした湯河原安山岩の表面写真で, それぞれの岩石の構成鉱物粒子の特徴を示している。ウ



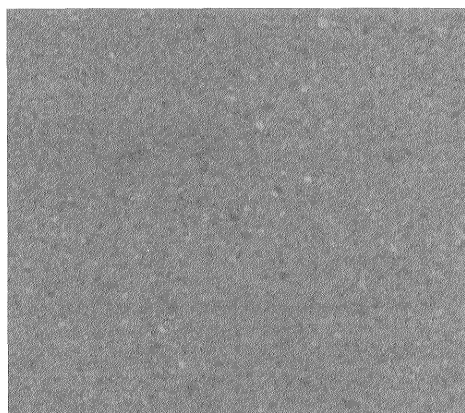
第 6 図 4つの異なる物質を透過した P 波とそのスペクトル
(1) アルミニウム, (2) 和泉砂岩,
(3) ウェスタリー花崗岩, (4) 稲田花崗岩。

Fig. 6 Transmitted P wave and power spectral density of metal and rocks. (1) aluminum, (2) Izumi sand stone, (3) Westerly granite, (4) Inada granite.

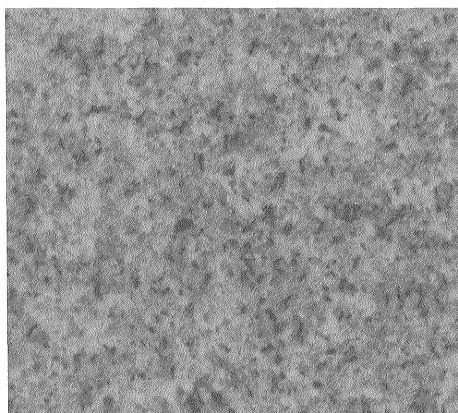
ェスタリー花崗岩と稲田花崗岩の鉱物組み合わせは両者ともほぼ同じであるが, 稲田花崗岩のほうが鉱物粒子サイズが大きい。すなわち, 不均質のサイズに関するパラメタ a (第 1 図) が大きい。このため, 稲田花崗岩では弾性波の高周波成分は強い散乱を受け減衰している。

第 6 図で示した例では用いられた試料が小さいため, 側面からの反射波が初動以後すぐに現れ, 第 5 図の波形のように反射波を分離することができない。時間が経過した部分での波形を解釈するためには, 波長に比べて十

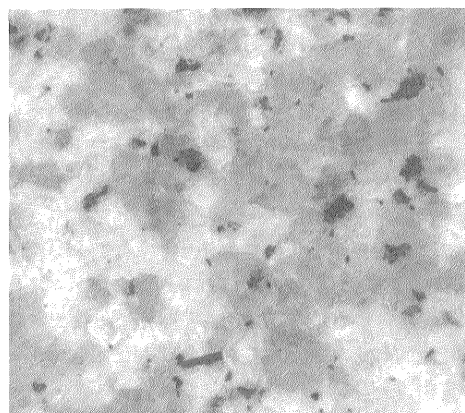
a: Izumi sandstone



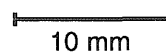
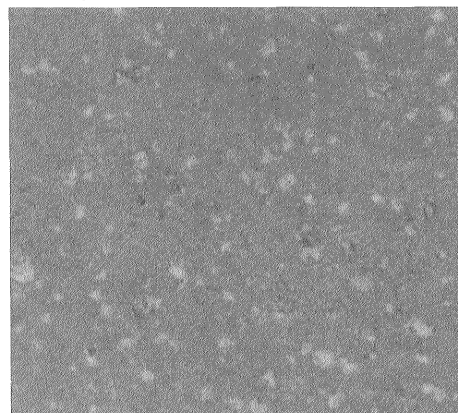
b: Westerly granite



c: Inada granite



d: Yugawara andesite



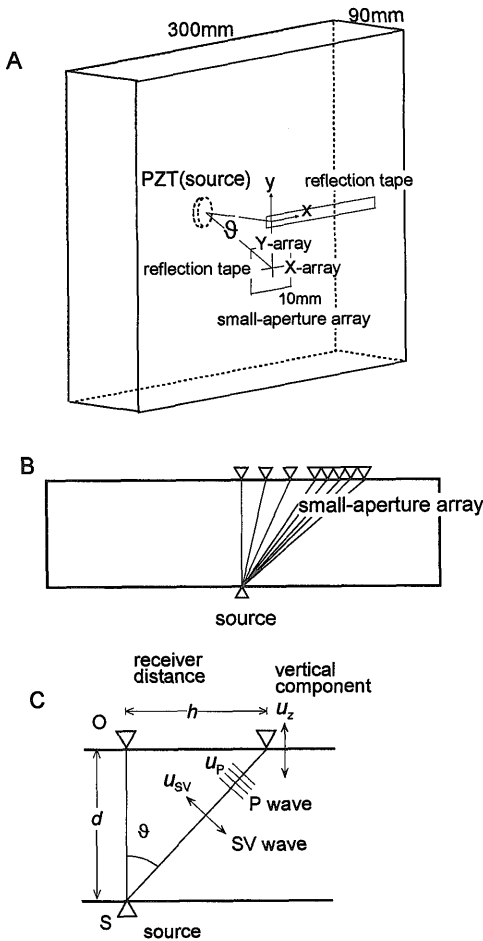
第7図 岩石の微細構造 a: 和泉砂岩, b: ウェスタリー花崗岩, c: 稲田花崗岩, d: 湯河原安山岩

Fig. 7 Microstructures of rocks. a: Izumi sandstone, b: Westerly granite, c: Inada granite, d: Yugawara andesite.

分な大きさの試料を用い、側面からの反射波の到達時刻を遅くする必要がある。このため、第8図aのような大型試料を用い、面の大きさ300 mm×300 mm、厚さ90 mmのブロックの一方の面に弾性波発生用圧電素子を貼り、反対側の面で振動波形を観測した。側面から見れば第8図bのようになり、アレイ観測のモデル実験となる。観測される振動は試料表面に垂直な成分である(第8図c)。半無限媒質の表面の一点に垂直な力が加えられた場合、弾性波の放射パターンは第9図のようになる(大湊ほか, 1995)。P波用圧電素子は厚み方向に振動するので、振幅の分布は第9図に似たものと考えられる。実際には反対側の面が応力ゼロの境界条件を作るため、第9図の結果

をそのまま利用することはできないが、P波、S波の振幅と入射角との関係はこの図から定性的に判断できる。震源に正対する方向で強いP波が現れ、面への入射角が約40度のときに強いS波が期待される。

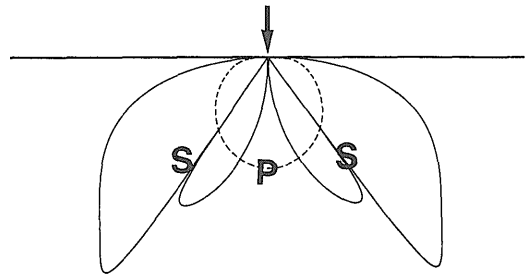
第10図は湯河原安山岩試料に対するもので、中心から径方向に5 mmずつ離れた場所での波形が示されている。中心に近い部分では直達P波が観測されるがS波は観測されない。直達P波は中心から離れるに従い振幅が小さくなる。直達S波は逆に中心から離れるにつれて振幅が大きくなり明瞭になる。直達波のほかに反射波に相当する相も見られるが、次節に述べるセンプランス計算によってみかけ速度を求め、各相を同定できる。



第 8 図 岩石ブロックを用いたアレイ観測のモデル実験

圧電素子を震源として面の垂線と伝播方向とのなす角を θ とする。LDV で観測される振動成分は表面に垂直な振動成分 u_z である。これは P 波では放射方向の振幅に $\cos\theta$ を、S 波では SV 波の振幅に $\sin\theta$ を乗じたものになる。

Fig. 8 Model experiments simulating seismic array. A wave source PZT is mounted at the center of one of major surfaces and simulated seismic arrays are located on the other major surface. θ denotes an incident angle of elastic wave. Observed amplitudes are the vertical component to the surface, which are $u_p \cos\theta$ and $u_{sv} \sin\theta$ where u_p and u_{sv} are the radial amplitude of P wave and the tangential amplitude of SV wave, respectively.



第 9 図 一点に加わる圧縮力によって生じる各方向の P 波, S 波の振幅 (大湊ほか, 1995 より)

Fig. 9 Amplitudes of P and S wave caused by point force acting on the surface of a semi-infinite medium.

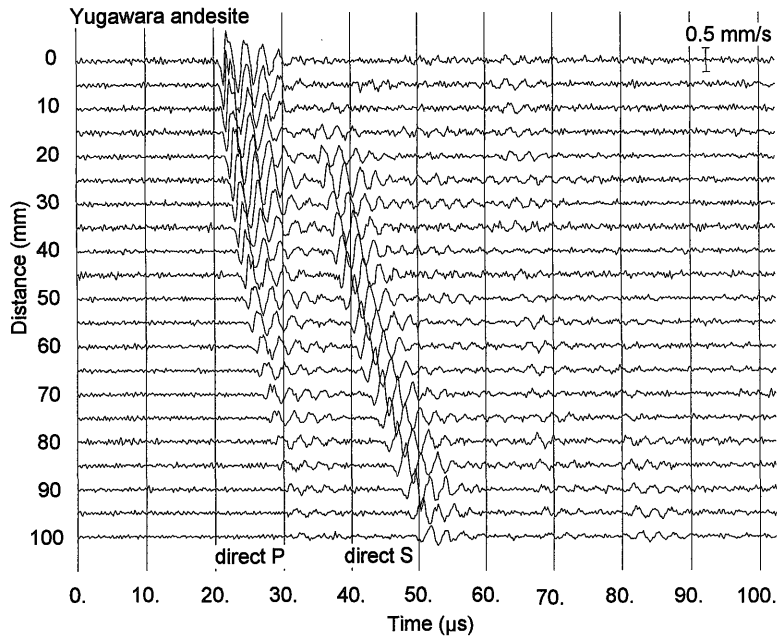
第 11 図は稲田花崗岩のアレイ観測の結果である。P 波の波長は周波数 500 kHz-1 MHz で 10-5 mm 程度であるから、測定間隔は波長とほぼ同程度である。直達 P 波以外では長い距離にわたって相関の良い波群を追跡することはできない。稲田花崗岩は湯河原安山岩に比べ散乱によって波形がより強く乱されているためである。

湯河原安山岩は 1 mm 程度の斑晶とガラス質のマトリックス部分からできており、非常に細かい空隙を含んでいる (第 7 図)。この岩石の不均質のスケールは波長に比べて十分小さい。第 1 図に示したように、不均質構造の特徴的サイズ a が波長に比べて十分小さいときは、不均質物質を等価な均質物質に置き換えることができる。つまり、湯河原安山岩は透過弾性波の波長に対してはほぼ均質な物質とみなすことができ、この岩石を伝播する弾性波に対しては第 1 図で示した波線理論が適用できる。

いっぽう、稲田花崗岩は構成鉱物の粒子サイズが 10 mm 以上のももあり、不均質部分の大きさは波長と同程度である。この場合は $ka=1-10$, $kL\sim 100$ の領域に対応するので波動論的取扱いが必要となる。透過波では初動以降の後続波で位相を対応づけることが全くできない。これはもとの波がランダムな不均質構造によって散乱され、この散乱波が後続波の中にランダムに現れていることを示唆している。また、湯河原安山岩を透過した波に比べ、コーダ波部分の振幅が大きく継続時間が長いことも稲田花崗岩での強い散乱を示している。二種の岩石の不均質性と波形との関係をより詳しく比較するため、小スパンアレイによる計測を行った。

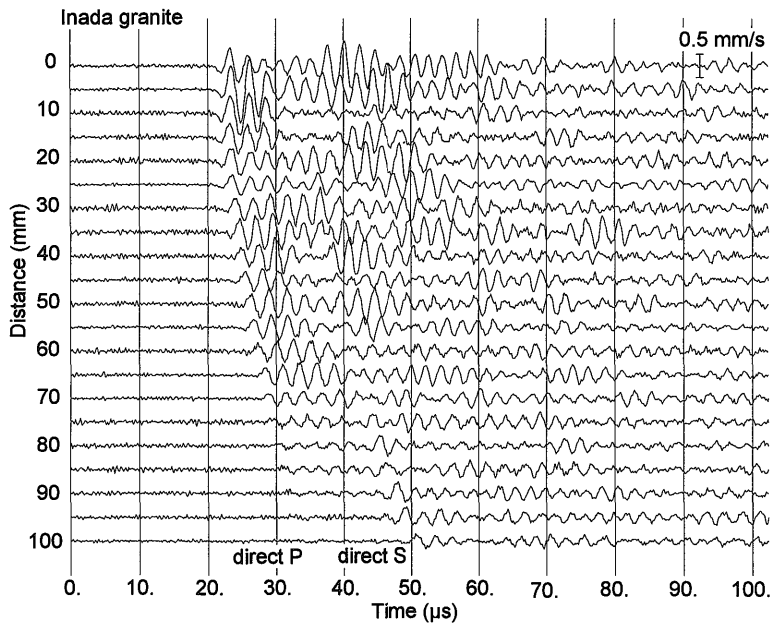
小スパンアレイによる散乱波の計測

ここでは測定点の間隔が波長に対して十分短い小スパンアレイを用いたモデル実験の結果を示す。第 8 図に示したように、震源は面中央の圧電素子である。波源は点



第10図 安山岩におけるアレイ観測の波形

Fig. 10 Waveforms of a large aperture seismic array in Yugawara andesite.



第11図 稲田花崗岩におけるアレイ観測

Fig. 11 Waveforms of a large aperture seismic array in Inada granite.

に近いので面に入射する波は球面波として扱うべきであるが、測線の長さが波動の伝播距離に比して十分小さいので、以下では近似的に平面波として取り扱う。クロステーブル上に LDV のセンサーを置き、ビームが面に垂直に入射するようにする。岩石ブロックをリフトテーブルに置いて、位置精度が 5/100 mm 以内となるよう観測点を移動させながら測定を行う。観測波形は前節と同様面に垂直な方向の振動成分である。

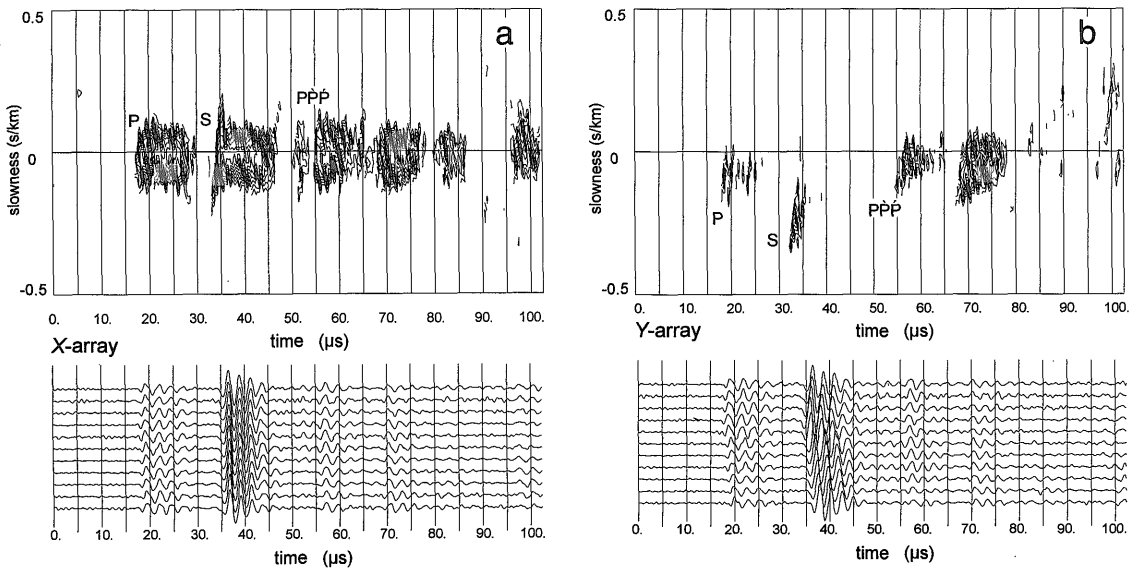
第 8 図のように中心から約 75 mm ($\theta=40^\circ$) 離れた場所で、 x 、 y -方向に沿って X 、 Y ふたつの測線をとおり、1 mm 間隔で 11 点の計測を行った。この付近は第 9 図に示したように、半無限媒質表面の一点に働く力源によって S 波が最も強く励起される方向に当たる。

第 12 図は、湯河原安山岩における測定結果で、 a 、 b はそれぞれ X 、 Y アレイに対応する。図ではアレイによる観測波形とセンプランス (semblance ; Neidel and Taner, 1971) 計算の結果を示す。センプランス値 S は次式によって求められる。

$$S = \frac{\sum_{j=k(i)}^{k(i)+w} \left[\sum_{i=1}^M f_{i,j(i)} \right]^2}{M \cdot \sum_{j=k(i)}^{k(i)+w} \sum_{i=1}^M f_{i,j(i)}^2} \quad (2)$$

M は観測点数、 $f_{i,j(i)}$ は i 番目の観測点における時刻 $j(i)$ に対応した振幅値である。一定時間幅 w のウィンドウを見かけのスローネス (slowness ; 速度の逆数) に対応して各チャンネルの時間軸上を移動させ、波形の対応の良さを見る。 $k(i)$ は i 番目の観測点で波形を仮定したスローネス分移動させた場合の対応する時間である。波形の対応が良い部分では適当なスローネスに対して S の値は大きくなる。見かけのスローネスの範囲を -0.5 s/km から 0.5 s/km にとり 0.01 s/km ずつ変化させ、時間軸のウィンドウ幅 w は $0.75 \mu\text{s}$ として $0.25 \mu\text{s}$ ずつ移動させながら S を計算した。上記のウィンドウ幅は桑原 (1990) に基づき、原記録に見られる卓越周期 ($2.5 \mu\text{s}$) の $1/4$ より少し長めに設定してある。

S の値は時間を横軸、スローネスを縦軸とした面に等高線で表示されている。スローネスの正負は第 8 図の x 、 y で示した座標の方向に対応しており、図の Y 測線では直達波に対応するスローネスは負の値を示す。図では S の大きい部分が密な等高線で示されている。 S の大きい場所は、対応する時間・スローネスに対し観測点間で波形の対応がよくなることを示す。 X 測線 (a) では波のみかけの到来方向が測線に垂直となるため、見かけのスローネスはほぼゼロとなるが、 Y 測線 (b) では波のみかけの到



第12図 湯河原安山岩における直交アレイによる観測波形、及びセンプランス値の高い部分をスローネスに対してプロットした図

Fig. 12 Semblance and waveforms in small aperture seismic arrays in Yugawara andesite. Semblance S is plotted on a time-slowness plane. a : X -seismic array, b : Y -seismic array.

来方向は測線に平行となり、みかけのスローネスはゼロにはならない。Y 測線ではP波(-0.15 s/km 付近)、S波(-0.26 s/km 付近)に対応したスローネスがみられ、これらの波の後に面からの反射波がみられる。第12図bでは原波形の位相はかなり長い時間幅にわたり各観測点で良い相関を示しており、各相は同一の波として追跡することができる。

第13図a, bは稲田花崗岩における原波形とS値の等高線プロットをX, Y 両測線について示したものである。この図では、直達波の初動のあと比較的早い時間から原波形に位相の不一致が現れており、また波形も乱されている。更に、コーダ波部分の振幅も大きく振動の継続時間も長い。S値とスローネスとの関係を示した図からも、S値の大きい部分はスローネスの正負両方向に見られ、みかけのスローネスの値もばらついている。これらは、波がいろいろな方向から到来していることを示している。

5. 議 論

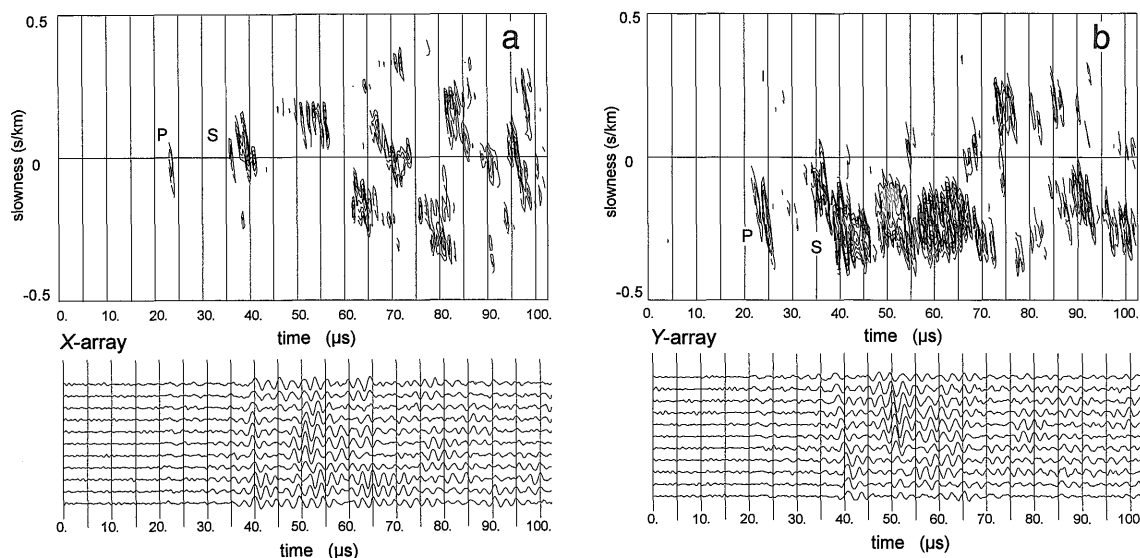
5.1 圧電素子波形とLDV波形の比較

第5図で見たように、圧電素子からの電圧出力波形はLDVによって観測された表面の速度波形とは似ていない。用いられたP波用圧電素子は、厚み方向振動の共振周波

数が2 MHzであるが、実際にはこれより低い周波数で共振を起こしていることが第5図(1)-eから明らかである。第5図(1)-dの圧電素子の厚み方向振動に比べ、振動の周期と減衰の様子が安定していることから、圧電素子では力学的共振だけでなく電子回路を含んだ共振が発生しているようである。第5図及び第10図と第11図に見られるように、岩石中を伝播する弾性波は圧電素子本来の共振周波数2 MHzより低いものが卓越するので、低い周波数での共振が長く継続するとき圧電素子は時間が経過した部分での波群を正確にとらえることができない。このため、不均質媒質中を伝播する波についての定量的議論を反射波や散乱波によって行うにはLDVをセンサーとして弾性波をとらえる必要がある。

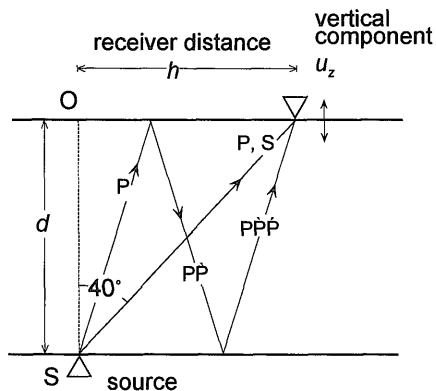
5.2 岩石の不均質性とLDVによる観測波形

アレイ観測の例(第12, 13図)に示されたように、媒質の不均質部分のサイズは弾性波に著しい影響を及ぼす。不均質部分のサイズが波長と同程度になれば散乱のためコーダ波が強く励起され、散乱波は散乱体のランダムな分布に対応して、直達波の伝播経路以外のあらゆる方向から入射するようになる。特に不均質部分のサイズが波長と同程度になれば、強い散乱波が現れ波形が著しく乱



第13図 稲田花崗岩における直交アレイによる観測波形、及びセンサンス値の高い部分をスローネスに対してプロットした図

Fig. 13 Semblance and waveforms in small aperture seismic arrays in Inada granite. Semblance S is plotted on a time-slowness plane. a: X-seismic array, b: Y-seismic array.



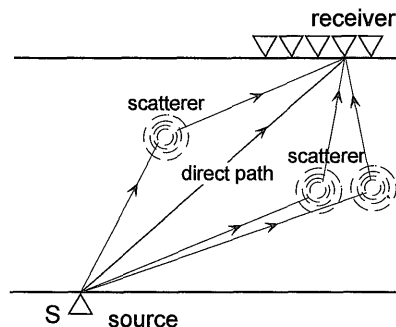
第14図 反射波の波線 表記法は Aki and Richards (1980) に基づき、 \sim と \cdot はそれぞれ上面で反射して下面に、下面で反射して上面に向かう波を示す。

Fig. 14 Rays of reflected waves. \sim and \cdot denotes a reflected wave from upper surface and that from lower surface, respectively. Notation of waves are after Aki and Richards (1980).

される。波源からの P 波, S 波をそれぞれ P, S で表記する。第 14 図のように、下面に波源が、上面に観測点があるとき、上下の面を反射した波が観測点に到達する。Aki and Richards (1980) の表記に従い、上下の面で反射された P 波をそれぞれ \dot{P} , \dot{P} で表す。例えば $\dot{P}\dot{P}\dot{P}$ というのは波源から出た波が上下の面で反射され観測点に到達したものである。

安山岩では不均質部分のサイズが小さいので、第 12 図に示されたように波形は後続波を含めて対応がよく、強い散乱波は混入していない。X 測線では記録に見られた顕著な相はすべてスローネスがゼロ付近に現れ、これらの相の波は入射方向の x - y 面への射影が y -軸に平行であることと対応している。後続波の顕著な相は反射波 $\dot{P}\dot{P}\dot{P}$ であることが走時から推定できる。Y 測線では顕著な相の波は x - y 面への射影が測線に平行となるため、みかけのスローネスがゼロにならない。

いっぽう、稲田花崗岩のセンプランス計算の結果をみると S 波以降の後続波で S 値の高い部分のスローネスが正負両方向に分布している。特に第 13 図 a に示した X 測線では S 値の高い部分のスローネスは正負の領域にほぼ同密度で分布している。つまり、散乱波は第 15 図に示したように直達波の波線の両側からほぼ均等に現れている。また S 値の大きなスローネスの分布は時間の経過とともに広がっている。これは時間の経過とともに各波群の入射角がばらついていることを意味し、直達波の波線の周辺のより広い領域で散乱された波が観測点に到達してい



第15図 散乱体によって励起される散乱波(一次散乱波)の波線直達波のあとに現れる波は、さまざまな方向に放射された波が散乱され、散乱波が観測点に到達したものである。

Fig. 15 Ray paths of scattered waves (the first order scattered waves). The later phases consist of scattered wave coming from different directions.

ると解釈できる。

6. まとめ

前節までに示した実例によって、LDV は不均質な媒質中の弾性波伝播を明らかにするための強力な実験用ツールであることが明らかになった。初動以後の後続波については、圧電素子による観測では共振のために表面の振動を正確に再現できなかったが、LDV を用いて広い周波数範囲で物体表面の速度振幅をとらえることができ、観測波形の定量的議論が可能となった。更に、ビームの大きさが 1 mm 以下と小さいことから、観測点を 1 波長内に複数設置することができ、不均質構造中を伝播する弾性波の波形変化を追跡することが可能となる。LDV によってこれまで困難であった散乱波や反射波の実験的計測が可能となった。このことは、地震波探査や強震動予測において、不均質媒質中の波動伝播という困難な問題の解決に対してモデル実験が有効に利用できることを示している。特に、凹凸のある地形、不整合面などの複雑な地層境界、ランダムな不均質を持つ構造、断層やジョイントなどの不連続面における波動伝播の研究は、地震波探査や強震動予測における重要性が指摘されながらも、これまで有効な研究手法が見いだせなかった。今後、LDV を用いたモデル実験によってこれらの問題が解決に近づくことが期待される。

謝辞：東北大学理学部加藤尚之氏には研究の初期段階で

LDV に関する情報と機器利用の便宜を与えていただいた。地殻物理部桑原保人、横倉隆伸の両氏には貴重なコメントをいただいた。ここに記して謝意を表す。

本研究は主として工業技術院特別研究「地熱技術等検証調査・断裂貯留層探査法開発—岩石物性・断列モデル」、及び工業技術院流動研究「地下探査法のモデル実験」の成果である。また一部は工業技術院特別研究「活断層等による地震発生ポテンシャル評価の研究・大地震の震源核形成過程に関する実験的研究」によって行われた。各研究のグループ長・サブグループ長(笹田政克、桑原保人、楠瀬勤一郎の各氏)の本研究に対する理解と励ましに感謝する。

文 献

- Aki, K. (1969) Analysis of the seismic coda of local earthquakes as scattered waves. *J. Geophys. Res.*, vol.74, p.615-631.
- (1988) Local site effects on ground motion, in *Earthquake Engineering and Soil Dynamics II—Recent advances in ground-motion evaluation*, J. L. Von Thun (ed.), *Geotechnical special publication*, no.20, p.103-105, Am. Soc. Civil. Eng., New York.
- and Chouet, B. (1975) Origin of coda waves ; source, attenuation and scattering effects. *J. Geophys. Res.*, vol.80, p.3322-3342.
- and Richards, P. G. (1980) *Quantitative Seismology*, W. H. Freeman and Co. San Francisco, pp.932.
- Anderson, J. G. (1991) Strong Motion Seismology. *Rev. Geophys. Space Phys.*, Suppl., p.700-720.
- Boler, F. M. (1990) Measurements of radiated elastic wave energy from dynamic tensile cracks. *J. Geophys. Res.*, vol.95, p.2593-2607.
- , Spetzler, H. A. and Getting, I. C. (1984) Capacitance transducer with a point-like probe for receiving acoustic emissions. *Rev. Sci. Instrum.*, vol.55, p.1293-1297.
- Deferrari, H. and Andrews, F. (1966) Laser interferometric technique for measuring small-order vibration displacements. *J. Acoust. Soc. Am.*, vol.39, p.979-980.
- , Darby, R. and Andrews, F. (1967) Vibrational displacement and mode-shape measurement by a laser interferometer. *J. Acoust. Soc. Am.*, vol.42, p.982-990.
- Dubendorff, B. and Menke, W. (1986) Time-domain apparent-attenuation operators for compressional and shear waves : experiment versus single-scattering theory. *J. Geophys. Res.*, vol.91, p.14023-14032.
- Frankel, A. and Clayton, R. W. (1986) Finite difference simulations of seismic scattering : implications for the propagation of short-period seismic waves in the crust and models of crustal heterogeneity. *J. Geophys. Res.*, vol.91, p.6465-6489.
- and Wennerberg, L. (1987) Energy-flux model of seismic coda : separation of scattering and intrinsic attenuation. *Bull. Seism. Soc. Am.*, vol.77, p.1223-1251.
- 堀内茂木・松澤 暢・松本 聡・津村紀子・長谷川 昭・堀 修一郎・海野徳仁・河野俊夫・仁田交市・小菅正裕・佐藤魂夫(1993) 高密度アレイ爆破観測による1931年小国地震震源域周辺の地震波散乱体の分布. *地震*, vol.46, p.75-84.
- 金 茂俊・金井 浩・中鉢憲賢(1993) レーザ・ドップラー速度計を用いた弾性体の振動速度分布の非接触測定法. *電子情報通信学会技報*, EA 93-37(1993-08), p.1-6.
- 纈纈一起・竹中博士(1989) 近地震波の伝播に関する理論. *地震*, vol.42, p.391-403.
- 桑原保人・伊藤久男・篠原雅尚・川勝 均(1990) 伊豆大島における地震波コーダの小スパンアレイ観測—やや深発地震と人工地震の解析—. *地震*, vol.43, p.359-371.
- Matsunami, K. (1990) Laboratory measurements of spatial fluctuation and attenuation of elastic waves by scattering due to random heterogeneities. *PAGEOPH*, vol.132, p.197-220.
- (1991) Laboratory tests of excitation and attenuation of coda waves using 2-D models of scattering media. *Phys. Earth Planet. Int.*, vol.67, p.36-47.
- Neidel, N. S. and Taner, M. T. (1971) Semblance and other coherency measures for multichannel data. *Geophysics*, vol.36, p.483-497.
- 大湊隆雄・伊藤久男・中尾信典・宮崎光旗・桑原保人・

- 木口 努(1995) 震源付近の不規則地形を利用したS波の発生,地調報告, no.282, p.187-204.
- Sato, H. (1984) Attenuation and envelope formation of three-component seismograms of small local earthquakes in randomly inhomogeneous lithosphere. *J. Geophys. Res.*, vol.89, p.1221-1241.
- 佐藤春男(1984) リソスフェアにおける地震波の散乱と減衰—ランダムな不均質構造による一次散乱理論—. 国立防災科学技術センター研究報告, 第33号, p.101-186.
- Schultz, C. A. and Toksöz, M. N. (1995) Reflections from a randomly grooved interface: ultrasonic modeling and finite-difference calculation. *Geophysical Prospecting*, vol.43, p.581-594.
- 竹中博士(1993) 不整形地盤における波動伝播の数値計算法. 地震, vol.46, p.191-205.
- Wu, R. S. and Aki, K. (1985) Elastic wave scattering by a random medium and the small-scale inhomogeneities in the lithosphere. *J. Geophys. Res.*, vol.90, p.10261-10273.
- 山本 洋・岩崎節夫・長山秀徳(1991 a) レーザードップラー振動計. OPTRONICS, 1991 no.10, p.97-100
- ・—————・————— (1991 b) レーザーによる非接触振動計測. 自動車技術, vol.45, no.11, p.70-75.
- 安川香澄・桑原保人・西沢 修・佐藤隆司(1992) クラック群による弾性波散乱減衰のモデル実験. 地調月報, vol.43, p.165-173.
- 蓬田 清(1989) 横方向不均質媒体における波動場の最新の計算法. 地震, vol.42, p.117-129.

(受付:1995年12月13日;受理:1996年2月22日)