

# 医用超音波プローブレンズ用シリコンゴムの音響減衰特性に与える 100nm 以下の白金微粉末添加物の粒径効果

Effects of Platinum Metal Particle Size below 100nm on the Acoustic Attenuation Properties of Silicone Rubber Lens for Medical Echo Probe

山下 洋八、細野 靖晴、逸見 和弘

Yohachi Yamashita, Yasuharu Hosono and Kazuhiro Ithumi, (Corporate R&D Center, Toshiba Corp.,)

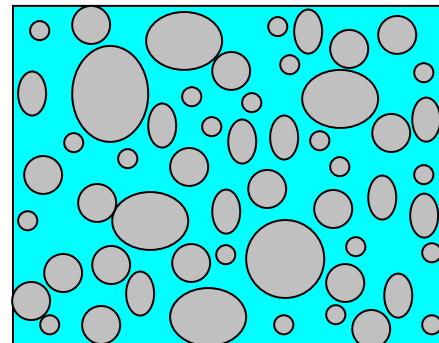
## 1. はじめに

医用超音波診断装置に用いる超音波プローブの特性は能動部品である圧電材料のみならず、受動部品である背面吸収材（バックング材料）<sup>1)</sup>および音響整合層材料（マッチング材料）、音響レンズ材料の性能に大きく左右される。特にプローブの中心周波数が 7 MHz を越えるような高周波プローブでは音響レンズによる超音波の減衰が大きく、感度低下が大きな問題となっている。音響レンズ材料は生体と直接に接触するために生体適合性に優れたシリコンゴムが 1974 年以降ほぼ独占的に用いられている。<sup>1-2)</sup>通常のシリコンゴムは音速が約 1000m/s であり、密度が約 1.0 であるために音響インピーダンス (AI) は約 1.0MRalys である。このために生体の AI=1.5MRalys と比べて、かなり小さい。これまでにシリコンゴムの密度を増加させるために SiO<sub>2</sub>、Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>、TiO<sub>2</sub> などの酸化物添加物が試みられてきた。<sup>3-6)</sup>しかしながら、これらの添加物の密度は 2.2-4.2 と小さいために必要とされる AI>1.5MRalys を得るためには 44-62wt%、(約 16-43vol%) の添加物量が必要とされる。このためにシリコンゴムの減衰率が増加する傾向があった。筆者らは酸化物と比べて密度が高い各種金属粉末である白金 (Pt)、金 (Au)、タングステン (W)、パラジウム (Pd)、銀 (Ag)、ニッケル (Ni) などのサブミクロンレベルの粉末粒子を少量(2.5-7vol%)、シリコンゴムに添加して、その音響特性を調べ、Pt 添加シリコンゴムが音速、減衰率が小さく有望であることを示した。<sup>7)</sup>今回、Pt 粉末の粒径を 94nm から 10nm まで変化させ、これらをシリコンゴムに添加して、その音響特性を調べた。

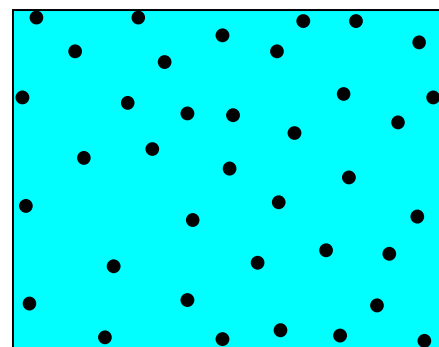
## 2. 開発コンセプト

Figure 1 にこれまでの音響レンズに用いているシリコンゴムの模式図と我々の提案した

低減衰ゴムのコンセプトを示す。例えば密度が 1.53 を得るためには SiO<sub>2</sub> 添加物 (D=2.2) の場合には約 43vol% (62wt%) の添加物量が必要とされる。一方、密度が 21.3 の Pt では約 1/10 である 2.6vol% (約 55wt%) で同一密度が得られる。このためにシリコンゴムの減衰率を下げるために高密度の Pt 粉末は有望であることを報告した。<sup>7)</sup>



(A) 43vol% SiO<sub>2</sub>  
particle-doped Si rubber  
Density=1.53



(B) 2.6vol% Pt particle-doped Si  
rubber  
Density=1.53

Fig.1 Concept of low-attenuation silicone rubber lens material. (A) Conventional SiO<sub>2</sub>-doped Si rubber, (B) Heavy-metal Pt-doped rubber lens material.

### 3. 実験方法

シリコンゴム材料としては前回と同様に GE 東芝シリコン社の RTV の TSE3032 を用いた。<sup>8)</sup> このシリコンゴムに Table I に示された粒径の異なる Pt 粒子を同一重量添加し、混合攪拌、脱気を行い、ガラス板上で成型し、室温で 24 時間放置して硬化させ 30 × 30 × 1 mm の形状のサンプルを作製した。密度はアルキメデス法にて求めた。音速、AI、減衰率を 5MHz で測定した。減衰率の測定は水中 (26 °C) にサンプルを配置し、下部のステンレス板からの反射をプローブで受けて、測定した。これらの結果を Table II に示す。

Table I Selected dopant for silicone rubber

Sample #	Dopant type	Dopant SA(m <sup>2</sup> /g)	Particle size(nm)	Rubber vol(%)	Rubber density
1	None				1.02
2	Pt	3	94	2.6	1.52
3	Pt	8	35	2.6	1.53
4	Pt	28	10	2.6	1.53
5	SiO <sub>2</sub>	150	20	23	1.27

Table II Acoustic properties of silicone rubber

Sample #	Sound velocity (m/s)	Acoustic impedance (MRalys)	Attenuation (dB/mmMHz)	Figure of Merit
1	1.025	1.06	0.41	0.413
2	0.853	1.31	2.24	1.911
3	0.851	1.30	1.63	1.389
4	0.854	1.31	0.813	0.694
5	1.020	1.29	0.784	0.800

### 4. 結果と考察

Table I, II から明らかなように粒径の異なる Pt 添加物をシリコンゴムに添加した場合にはその密度、音速、AI はほとんど変化しない。しかしながら、その減衰率は大きく変化し、小さな粒径(10nm)の Pt がより低い減衰率を示す。松川<sup>9)</sup>などは微粒子分散ゲル中の音波伝播について調べ、ハイドロゲル中に粒径が 4-37 μm の炭素を 5vol% 添加した時の音速と縦波減衰率に与える効果を調べている。彼らは減衰率  $\alpha$  は下記の式に従うとしている。<sup>10-11)</sup>

$$\alpha = \frac{2\pi^2 Cr^3 k^4 a_r^3 + k^2 (c_1^2 - c_2^2)}{c_1^2 + c_2^2}$$

ここで Cr は半径  $a_r$  の粒子の体積含有率、 $c_1$  は粉体の密度である。彼らは減衰率は粒子径の 3 乗、媒質と粒子の密度差の 2 乗、および粒子の体積に比例することを理論と実験で確認している。しかしながら彼らの実験では 1-30MHz

の測定周波数であり、媒体である水の音速を 1500m/s とすると波長は 2mm-50 μm である。このために彼らの実験で用いた粒子径は波長の 200ppm-74% とかなり大きい。Grewe などはエポキシ樹脂に 1-50 μm の粒径の金属タンゲステン粉末を添加し、5MHz で測定した減衰率は粒径依存性があることを報告している。<sup>14)</sup> 今回の我々の実験で用いたシリコンゴム (音速 = 860m/s) 中での 5MHz の波長は約 200 μm である。このため Pt の粒径は波長の 40ppm から 5ppm にしか過ぎない。このように波長に対して十分に細かいと考えられる Pt 粒子の粒径範囲でもシリコンゴムの減衰率に明らかな粒径依存性があることが判明した。

### 5. まとめ

我々は超音波プローブ用の低損失音響レンズ材料を開発するためにほぼ純粋に近いシリコンゴム (TSE-3032) に粒径の異なる 100nm 以下の白金微粉末添加物を添加してその音響特性を評価した。その結果、以下の結果が得られた。

- (1) 添加物としては 10nm の粒径を持つ、Pt が最も小さい減衰率を示した。
- (2) Pt の粒径が変化しても音速、音響インピーダンスはほとんど変化しない。
- (3) Pt の粒径が細かいほど減衰率が低下する。
- (4) 減衰率に関しては測定波長に対して粒径が 5ppm 以下の領域でも明らかな粒径効果がある。

### 参考文献

- 1) K.Iinuma: Jpn. Pat. KOKAI Publication No.S53-19869.
- 2) K.Iinuma and M.Hashimoto: Proc. 26<sup>th</sup> Conf. Medical Ultrasonics, Tokyo, 1974, Jpn.J. Med. Ultrason, 28(1974) suppl.26,p119[in Japanese]
- 3) K.Matsuo: Japanese Patent No.1551320.
- 4) N.Shimamoto: Japanese Patent No. 1799240.
- 5) M.Sato and N.Shimamoto: Japanese Patent No. 3105151.
- 6) K.Saito: Jpn. Pat. Appln. KOKAI Publication No.2002-95081.
- 7) Y.Yamashita, Y.Hosono and K.Itsumi: Jpn. J. Appl. Phys. **44** (2005)4558.
- 8) <http://www.getos.co.jp>
- 9) 松川真美, 佐々木一人: 超音波テクノ, 2002年9月10日号, pp.61-64.
- 10) R.J.Urick: J. Acous. Soc. Am. 20 (1948)283.
- 11) R.J.Urick: J. Acous. Soc. Am. 21 (1949)115.
- 12) <http://www.getos.co.jp>
- 13) T.Kikuchi: Nihon Onkyou Gakkaishi, 35(1979).29.
- 14) M.G.Grewe, T.R.Gururaja, T.R.Shrouf and R.E. Newnham: Trans. IEEE, UFFC, 37 (1990)506.

# 生体の熱物性値を模擬しない 超音波生体温度ファントム

## Test object for measuring temperature rise by using real-time signal processing method

○菊池恒男 (NMIJ/産総研)  
Tsuneo Kikuchi (NMIJ/AIST)

### 1. はじめに

近年、超音波の医用応用は“高出力化”の傾向があり、これに伴って、超音波の“生体安全性”に関連する諸量の定量評価法や計測・標準技術の開発が重要となっている。特に超音波照射時の生体中の温度上昇の定量評価は重要であり、様々な研究が行われている<sup>1-2)</sup>。また、生体温度上昇測定を模擬する“生体温度ファントム”（以下“ファントム”）の研究も行われており、国際規格の策定や製品化も進められている。

従来のファントムは、実際の生体の熱物性値を模擬した材料を模索・選択し、生体に超音波照射した場合と同じ温度上昇を発生させ、その温度を実測する。

本研究では、ファントム自体は生体の熱物性値を模擬せず、発熱計測時にファントムと生体の熱物性値を用いて“時間軸”と“温度軸”を“実時間変換”することで、生体の超音波発熱計測を模擬する方法について検討した。

### 2. 本方法と従来法との比較

本方法と従来法を Fig. 1 に比較した。本手法の特徴は“超音波生体温度ファントム”自体では生体の“熱物性値”を模擬せず、温度計測時に生体とファントムの“熱物性値”を用いて“時間軸”と“温度軸”を実時間で変換し、生体内部の温度計測を模擬する点にある。

従来の生体温度ファントムは、以下のプロセスで作成されている。

- (1) 生体の音響及び熱物性値計測
- (2) (1)の結果に基づいて、生体を模擬するファントム材料を模索・選択してファントム作成
- (3) 作成されたファントムに超音波を照射して発熱計測

従来ファントムの場合、生体の発熱模擬計測における“不確かさ”は、以下のように考えられる

- (イ) 生体の熱物性値計測に起因する“不確かさ”
- (ロ) ファントム材料選定に必要な熱物性値計測に起因する“不確かさ”

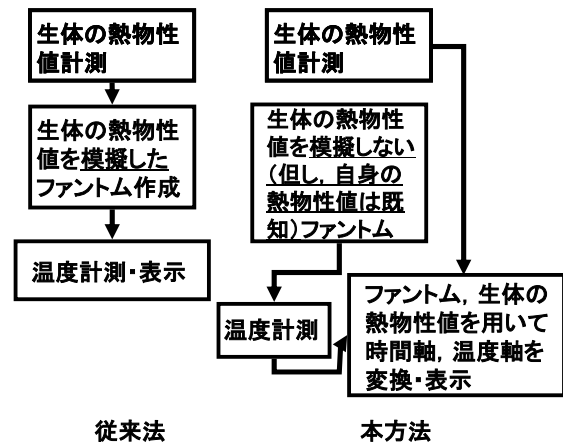


Fig. 1 Comparison of the concept of the conventional and proposed methods.

- (ハ) ファントムによる生体の模擬が不完全であることに起因する“不確かさ”
- (ニ) 超音波照射時の発熱計測時の“不確かさ”  
一方、生体の熱物性値を模擬しないファントムの場合、以下のようなメリットが考えられる。
  - (a) 上記のファントム作成プロセスのうち(2)が不要となり、(ハ)の不確かさ要因が除去される。
  - (b) ファントム材料選択条件として、長期安定性、堅牢性あるいはコスト等に重点を置くことができ、“標準試料”として優れたファントムの作成が可能となる。
  - (c) 生体各部位毎の熱物性値をデータベース化することで、一つのファントムで複数の生体部位の発熱模擬計測が可能となる。
  - (d) 既に実用に供されている各種超音波計測用ファントムの熱物性値を実測することで、“温度ファントム”としての利用が可能となる。

### 3. 本方法の原理

本節では、伝導熱学の基礎式を用いて、本手法の原理を概説する。一次元モデルの場合、媒質中の位置 $x$ における発熱温度 $T$ の時間 $t$ に対する変化は、余誤差関数 $erfc()$ を用いて(1)式で与えられる<sup>3)</sup>。

$$\frac{T - T_0}{T_S - T_0} = erfc\left(\frac{x}{2\sqrt{\alpha t}}\right) \quad (1)$$

ここで $T_S$ は熱源温度,  $\alpha$ は温度伝導率[m<sup>2</sup>/s]を表し, 熱伝導率 $\lambda$ [W/m/K], 比熱 $C$  [J/kg/K]及び密度 $\rho$  [kg/m<sup>3</sup>]を用いて(2)式で与えられる.

$$\alpha = \frac{\lambda}{\rho C} \quad (2)$$

今, 2種の材料A, Bの温度伝導率を $\alpha_A, \alpha_B$ とすると, 材料Aの発熱の時間変化は(1)式を用いて(3)式で表される.

$$\frac{T_A - T_0}{T_S - T_0} = \text{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{\alpha_A t}}\right) \quad (3)$$

同様に材料Bの発熱変化は(4)式左辺で与えられ, 更に右辺のように変形できる.

$$\text{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{\alpha_B t}}\right) = \text{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{\alpha_A \left(\frac{\alpha_B}{\alpha_A} t\right)}}\right) \quad (4)$$

(3)(4)式を比較すると, 材料Aの発熱の時間変化の“時間軸”を $\alpha_B/\alpha_A$ 倍すれば, 材料Bの発熱の時間変化が得られることがわかる.

次に, 材料A, Bの熱伝導率を $\lambda_A, \lambda_B$ , 材料Aの発熱による到達温度を $T_{A\infty}$ , 媒質Bのそれを $T_{B\infty}$ ,  $T_0$ を初期温度とすると (5)式が成り立つ.

$$T_{B\infty} = T_0 - \frac{\lambda_A}{\lambda_B} (T_0 - T_{A\infty}) \quad (5)$$

即ち, 材料Aの発熱温度の“温度軸”を $\lambda_A/\lambda_B$ 倍すれば, 材料Bの発熱温度が得られる.

以上のように, 材料Aをファントム, 材料Bを生体と考えれば, ファントムの発熱実測値の“時間軸”と“温度軸”のスケールを両者の熱物性値を用いて“変換”すれば, あたかも生体の“発熱時間変化”と“到達温度”の測定を行うのと同じ効果が得られる. これらは簡単な演算であり, 発熱計測時に実時間処理が可能である.

#### 4. 二次元モデルにおける妥当性の検討

3節で示した“一次元モデル”の考え方が“二次元モデル”でも妥当かどうか確認するため, FDTD法による数値計算を試みた. 計算では, 以下のように仮定した. 材料Aの熱物性値は, 密度 $\rho_A=1000$  [kg/m<sup>3</sup>], 比熱 $C_A=3500$  [J/kg/K]及び熱伝導率 $\lambda_A=10$  [W/m/K], 材料Bは $\rho_B=800$  [kg/m<sup>3</sup>],  $C_B=4000$  [J/kg/K]及び $\lambda_B=20$  [W/m/K]とした. 材料の形状は一辺 500 mmの立方体とした. この立方体の一つの面に周波数 1 MHz, インテンシティ 40 mW/cm<sup>2</sup>, ビーム径 20 mmの超音波が垂直入射する. ここでは回折を無視し, 入射超音波が, 減衰定数 1.6 [dB/cm/MHz]で指数関数的に減衰する円筒状の“熱源”を形成すると仮定した. 材料A,B及び材料周囲温度の初期値は 37°Cとし, 材料周囲温度は常に 37°Cで一定とする. これらの条件の下で, 時刻 2000 [s]における材料A内のx-y面内の温

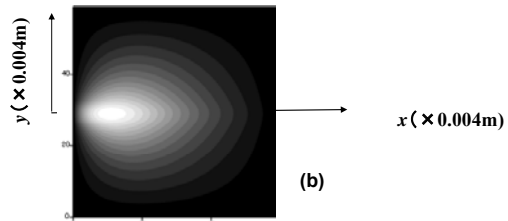


Fig.2 (a) Calculated temperature distribution in a

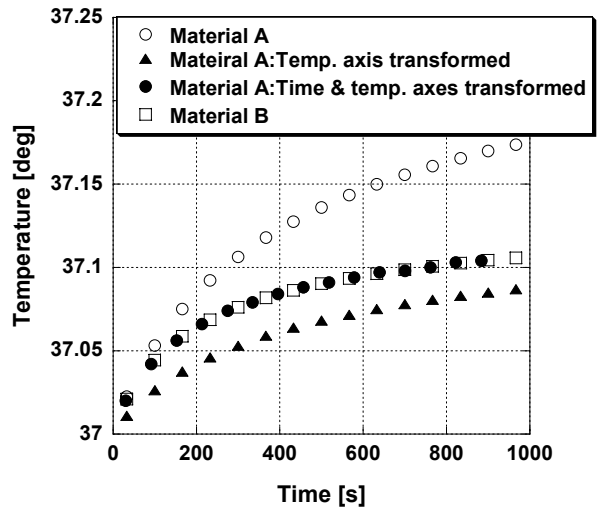


Fig.2 (b) Temperature rise in the position where temperature shows a peak in the material A and B.

度分布の計算結果をFig.2 (a) に示す. 超音波ビームはx軸に沿って左側の面から右側の面に伝搬する.

超音波照射による発熱がピーク値を取る位置の温度変化を Fig. 2(b)に○で示す. 同図の時刻 0 は超音波照射開始時刻を表す. 次に (5)式を用いて○プロットの“温度軸”を変換し (同図▲), 更に(4)式を用いて“時間軸”を変換した (同図●). このように材料 A の超音波照射時の温度変化の“時間軸”と“温度軸”を変換した結果は, 材料 B に同じ超音波を照射した時の温度変化 (同図□) と一致し, 本手法は“二次元モデル”でも妥当であることがわかった.

#### 5. まとめ

生体の熱物性値を模擬しないファントムにより, 生体の超音波照射による発熱の模擬測定が可能であることを計算により示した. 今後, 実用性の可否を検証するための実験を検討している.

#### 参考文献

1. Y. Saito, T. Ishizeki, T. Tsuchiya and N. Endoh: Jpn. J. Appl. Phys. 44 6B(2005) 4600-4601.
2. 堀内, 大平, 増澤, USE2003 予稿集, 311-312, 2003.
3. 庄司, “伝熱工学”, 東京大学出版会, 2003.

## 海綿骨ファントム中の超音波伝搬波形の観測 Observation of Ultrasonic Pulse Waves Propagating through Cancellous Bone Phantoms

◎細川 篤\* (明石高専 電気情報)  
Atsushi HOSOKAWA (ANCT, Dept. Elect. & Comp. Eng.)

### 1. はじめに

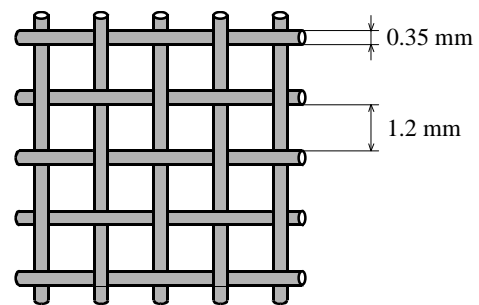
超音波法による正確かつ精密な骨粗鬆症の診断を実現するためには、海綿骨中の超音波伝搬現象について詳細に把握する必要がある。海綿骨は多孔性の骨梁骨格とその間隙を満たす軟組織（骨髄）で構成されており、複雑な構造を有する。海綿骨のマクロな（骨格全体の）構造と超音波伝搬の関係はある程度明らかにされている<sup>1-3)</sup>が、ミクロな（それぞれの骨梁の）構造の影響について一層の検討が必要である。

本研究の目的は、海綿骨ファントムを作り、それを利用して海綿骨中の超音波伝搬現象を解明することである。ファントムを用いれば自由に構造を変えることができるので、構造に対する超音波伝搬の変化について検討することが容易になると考えられる。今回は、さまざまな材料を用いてファントムを試作し、ファントム中を伝搬する超音波パルス波形の観測を行った。

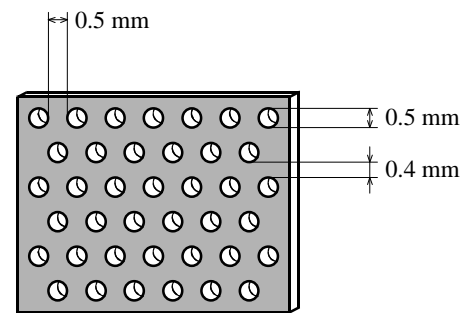
### 2. 海綿骨ファントム

海綿骨は、多数の骨梁が連結して形成された多孔性骨格とそれらの間に存在する骨髄によって構成されている。骨格構造は間隙率に依存して変化し、間隙率が中程度（0.75～0.85 程度）のとき強い直交異方性を有する<sup>4)</sup>。この構造は海綿骨が密から粗へと移行する過程で見られるので、骨の評価において重要であると言える。そこで、骨梁が一方向に整列している海綿骨のファントムを作ることにした。また、今回は骨格構造のみを重視し、材質については特に考慮しなかった。

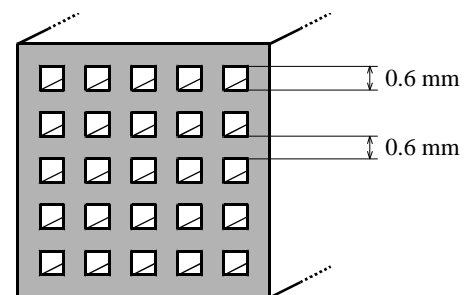
海綿骨ファントムの骨格を形成する材料として、金網（材質：スチール）、パンチ板（材質：アルミニウム、厚さ：0.5 mm）、ハニカムセラミックスを用いた。これらの構造を Fig. 1 に示す。金網、パンチ板の場合、間隙が揃うようにして 20 枚重ねたものをファントムとした。さらにパンチ板では、板と板の間の空隙を無くすために重ねたパンチ板をボルトと



(a) Wire gauze



(b) Punched plate



(c) Honeycomb ceramics

Fig. 1 Geometries of materials forming the skeletal frames of cancellous bone phantoms.

ナットで締め付けた。ファントムの厚さは、金網の場合は約 12 mm、パンチ板の場合は 10.3 mm となった。ハニカムセラミックスの場合、厚さが 10.2 mm のものをそのまま用いた。いずれの場合も、骨髄の代わりに水で間隙を満たした。

\*E-mail address: hosokawa@akashi.ac.jp

### 3. ファントム中の超音波伝搬波形

水浸法を用いて、それぞれの海綿骨ファントム中を伝搬する超音波パルス波形の観測を行った。これらの結果を Fig. 2 に示す。Fig. 2 において、水中における超音波伝搬時間を点線で示した。金網を用いた場合、水中の場合とほぼ同じ伝搬時間から波が観測され、その波尾は大きく乱れている。ところが、パンチ板あるいはハニカムセラミックスの場合、水中よりもはるかに早い時間とわずかに遅い時間に二つの波が観測できる。

以前の研究<sup>1-3)</sup>において、高速波と低速波の二つの縦波が海綿骨の骨梁（間隙）の方向に伝搬することが示されている。高速波は骨格の振動に相当し、その伝搬速度は（骨格を形成する）固体中と（間隙を満たす）流体中の縦波速度の間である。低速波は間隙流体中を伝搬する波であり、その速度は流体中よりもわずかに遅い。パンチ板およびハニカムセラミックスにおいて観測された二つの波は、高速波と低速波であると見なすことができる。また、パンチ板の場合とハニカムセラミックスの場合の波形を比べると、高速波波形に違いが見られる。ハニカムセラミックスでは一波が明瞭に観測できるが、パンチ板では複数の波が重畳しているように見える。さらにパンチ板では、間隙率を考慮すると、低速波に対して高速波の振幅が小さいと思われる。

三種類の海綿骨ファントム中の伝搬波形を比較した結果、高速波に大きな違いが見られた。前述したように、高速波の伝搬は骨格に関係する。それぞれのファントムの伝搬方向における骨格構造を考えると、固体部分の結合状態が異なっていると言える。ハニカムセラミックスの場合は固体部分が一体となっているが、パンチ板の場合はそれぞれの板が十分に接触しているが連結しておらず、金網の場合は接触も不十分である。すなわち、高速波伝搬のためには、固体部分が十分に連結した骨格が必要であることが分かる。このことは、FDTD 法を用いて行った海綿骨中の超音波伝搬波形の数値解析においても指摘されている<sup>5)</sup>。

### 4. まとめ

今回は、三種類の海綿骨ファントムを試作し、ファントム中の超音波伝搬波形を観測した。その結果、ハニカムセラミックスを用いたファントムでは海綿骨と同様に高速波と低速波が明瞭に観測できたが、パンチ板を重ねたファントムでは高速波波形が歪んでおり、金網では高速波は見られなかった。これらは、伝搬方向における骨格の固体部分の結合状態に関係すると考えられた。

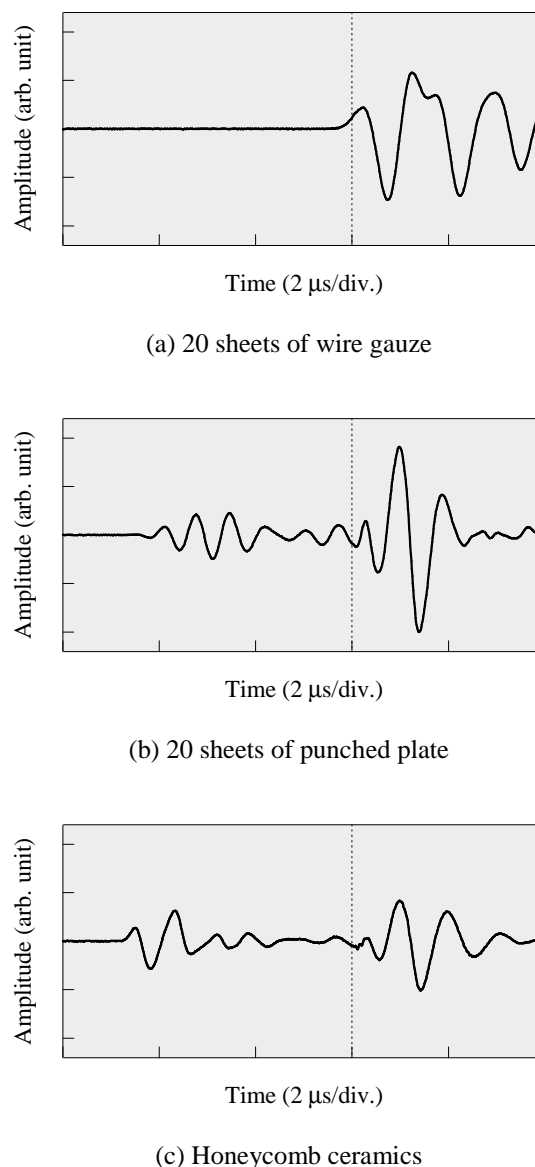


Fig. 2 Pulsed waveforms propagating through cancellous bone phantoms.

### 謝辞

本研究の一部は、文部科学省学術フロンティア推進事業「医工学研究の新展開（同志社大学）」の支援を受けた。ここに記して謝意を表す。

### 引用文献

- 1) A. Hosokawa and T. Otani: J. Acoust. Soc. Am. **101** (1997) 558.
- 2) A. Hosokawa, T. Otani, T. Suzuki, Y. Kubo and S. Takai: Jpn. J. Appl. Phys. **36** (1997) 3233.
- 3) A. Hosokawa and T. Otani: J. Acoust. Soc. Am. **103** (1998) 2718.
- 4) J. L. Williams and J. L. Lewis: J. Biomech. Eng. **104** (1982) 50.
- 5) 細川篤: 超音波テクノ **17** (2005) 51.

# ヒト大腿骨髄内釘固定モデルの超音波伝播解析

## Numerical Analysis of Ultrasound Propagation in Human Femur Model Fixed by Intramedullary Nail

○鈴木謙次, 石原典雄 (CRCソリューションズ), 岩淵禎弘 (帝人ファーマ)  
Kenji Suzuki, Norio Ishihara (CRC Solutions) and Sadahiro Iwabuchi (Teijin Pharma)

### 1. はじめに

非侵襲ならびに非温熱療法である超音波骨折治療器(Sonic Accelerated Fracture Healing System : SAFHS®)による治療は新鮮骨折, 難治性骨折などに適用されており, 患者の早期社会復帰ならびに医療経済効果の面でも非常に有用なツールとなっている。“骨の成長・修復は機械的刺激に応答する”という Wolff の法則<sup>1)</sup>に基づき, 超音波の音圧による機械的刺激によって骨折部位の自己炎症修復反応を活性化していると考えられている<sup>2)</sup>。我々は, 牛大腿骨などを用いたヒト大腿骨モデルを作製し, シュリーレン法による超音波可視化試験により, 皮膚から照射される超音波が筋肉・脂肪組織で減衰を受けて骨折部位に伝搬している事を確認した<sup>3)</sup>。しかしながら, 臨床における骨髄内固定などのモデルが作製できない為, より臨床に近い状態における超音波の伝搬状態を確認する事は難しい。そこで有限要素法を用いて, 髄内釘固定を考慮したモデルにより超音波伝搬の様子を解析した。

### 2. 有限要素法モデル

解析に用いた大腿部断面の有限要素モデルを Fig.1 に示す。モデルは 15x15cm で, 筋肉, 皮質骨, 骨髄, 髄内釘の 4 つの部分により構成される。空気部分は真空として扱い超音波が全反射するよう近似した。

各部の材料定数を Table.1 に示す。骨髄と筋肉に関しては音響材料として扱い, 縦波のみを考慮した。皮質骨, 髄内釘に関しては縦波および横波を考慮し弾性材料として扱った。

超音波はモデル上部のトランスデューサと筋肉の接触面を 1.5MHz で入射方向に 0.6 μ sec 強制振動することにより入力した。

モデルの要素分割条件は最小波長に対して約 1/10 とし, 2250000 (=1500x1500) 要素の 4 角形要素で分割した。有限要素法コードは PZFLEX<sup>4)</sup> を用いた。

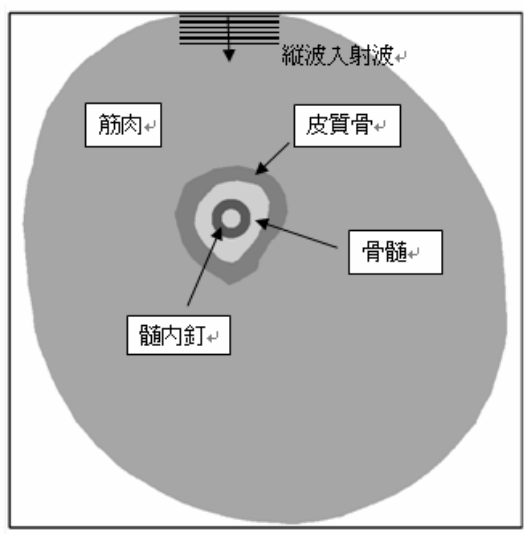


Fig.1 Femur model

Table.1 Material constants

Name	Density (kg/m <sup>3</sup> )	Vp (m/sec)	Vs (m/sec)
骨髄(marrow)	950	1470	-
皮質骨(bone)	1980	3340	1675
筋肉(tissue)	1060	1580	-
髄内釘(nail)	4500	6070	3125

### 3. 最大音圧分布

髄内釘の有無について計 2 ケースの解析を行った。それぞれのケースにおける最大音圧分布 P を Fig. 2 および Fig. 3 に示す。

$$P(x, y) = 3 \log \left| \frac{p(x, y)}{P_{\max}} \right| \quad (1)$$

ここで,  $p(x, y)$  は位置  $(x, y)$  における最大音圧,  $P_{\max}$  は  $p(x, y)$  の全領域中での最大値を意味する。

どちらのモデルの結果も骨表面で入射波が放射状に散乱されており、骨髄内を除き殆ど同様な分布パターンとなっている。照射面裏側では、音圧強度の小さい領域があるが、大腿表面での反射波と干渉した複雑な干渉模様が見られる。入射波の一部は緻密骨から骨髄に透過している様子が分かる。また、髄内釘無しモデルでは緻密骨裏面に超音波の収束が見られる。この結果は、シュリーレン法による実測結果とも定性的に一致する<sup>3)</sup>。

Fig. 4 に髄内釘中心を通る直線上の最大音圧分布を示す。領域 a~c までは髄内釘の影響はあまり見られない。領域 f~h までは髄内釘により超音波が散乱され音圧強度が大きく下がっている。

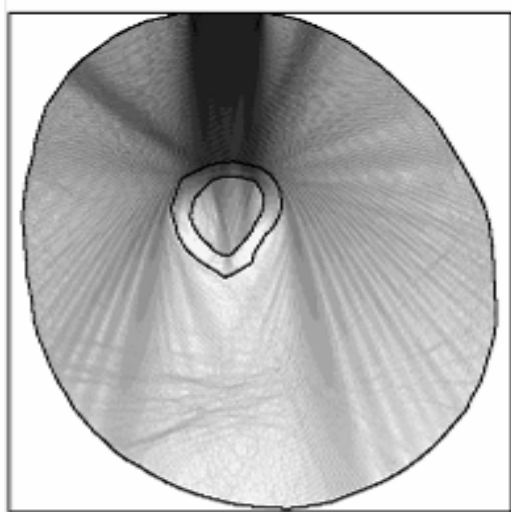
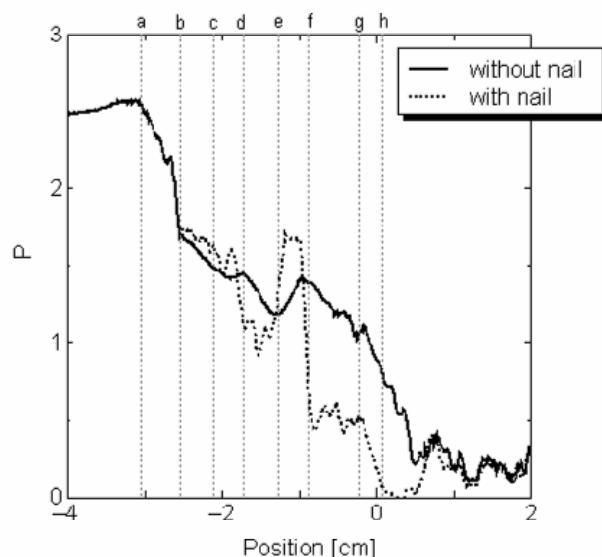


Fig. 2 Maximum pressure distribution for a model without an intramedullary nail.

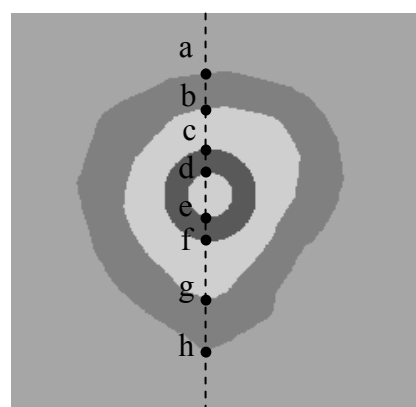


Fig. 4 Maximum pressure distribution along a center line of an intramedullary nail.

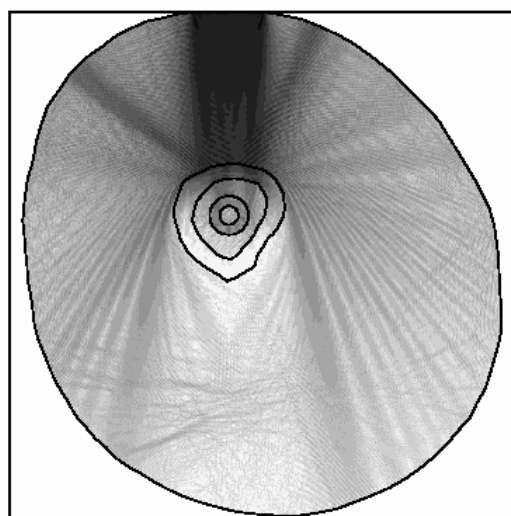


Fig. 3 Maximum pressure distribution for a model with an intramedullary nail.

#### 4. まとめ

有限要素法によりヒト大腿骨髄内釘固定モデルの超音波伝播解析を行った。超音波伝播パターンはシュリーレン法による実験結果と定性的に一致した。また、髄内釘は超音波の経路に若干の影響を与えるが照射面への影響は小さいことが分かった。

#### 引用文献

- 1) H. Roesler, In Mechanical Properties of Bone, S. C. Cowin ed., New York, ASME (1981) 45.
- 2) M Hadjiargyrou, K McLeod, J P Ryaby, C Rubin, Clinical Orthop., (1998) 355.
- 3) 藤本 直登志, 高市 哲, 鈴木 誠一郎, 中村 仁志, 黒目 寛治, 第 14 回日本整形外科基礎学術集会 (1999)
- 4) G. Wojcik, D. Vaughan, N. Abboud, J. Mould, IEEE Ultrason. Symp. Proc., (1993) 1107.



## 自己相関法に基づく直接的歪計測法 Direct strain measurement based on autocorrelation method

炭 親良(上智大学 電気電子工)

Chikayoshi Sumi (Sophia Univ. Electrical and Electronics Engineering)

### 1. はじめに

我々は、肝や乳腺などの組織鑑別診断の技法として、超音波組織内歪計測に基づく弾性率再構成法の開発を行っている<sup>1)</sup>。また、歪を画像化する技法も注目されている。

通常、歪は変位を求めた上で偏微分を施すことにより求められる。これまで変位を計測するための様々な方法が報告されている。我々は、クロススペクトラム位相勾配法<sup>2)</sup>、多次元自己相関法<sup>3)</sup>、多次元ドブラ法<sup>3)</sup>を考案した。これに対し、我々は、以前に、変位を求めることなく歪を直接的に計測する方法を提案した<sup>4)</sup>。自己相関信号の位相の偏微分を自己相関信号の実成分と虚数成分とこれらの偏微分の四則演算により評価することにより、歪を直接的に求めることができる。本法によれば、変位が波長の4分の1より大きい場合において、位相をアンラッピングすることなく歪を求めることができる。本稿では、シミュレーションおよびファントム実験を通じて実行可能性を確認した結果を報告する。

### 2. 方法

自己相関法に基づき、超音波ビーム方向の変位は、

$$u_x(x) = -\frac{c}{4\pi f} \theta(x)$$

と表される。但し、 $\theta(x)$  は自己相関信号  $AC(x)$  の位相、 $c$  は音速、 $f$  は超音波周波数である。従って、ビーム方向の歪は、

$$\begin{aligned} \varepsilon_{xx}(x) &= -\frac{c}{4\pi f} \frac{d}{dx} \theta(x) \\ &= -\frac{c}{4\pi f} \frac{\operatorname{Re}[AC] \times \frac{d}{dx} \operatorname{Im}[AC] - \frac{d}{dx} \operatorname{Re}[AC] \times \operatorname{Im}[AC]}{\operatorname{Re}[AC]^2 + \operatorname{Im}[AC]^2} \end{aligned}$$

より直接的に求められる。実際に生じる横方向の変位は、位相マッチング法<sup>2)</sup>を用いて対処される。

### 3. シミュレーション

Fig. 1 にシミュレーション結果を示す。超音波エコー信号は、音速を 1,500 m/s、超音波周波数を 3.5 MHz として、ガウス型点拡がり関数と白色ノイズとを畳み込み積分することにより求めた。歪は 0.5% (伸び) とした。通常の自己相関法を用いた場合は、Fig. 1(a) に示される通り、0.107 mm の変位にてエイリアシングが生じ、自己相関信号の位相をアンラッピングする必要が生じる。しかしながら、本法によれば、Fig. 1(b) に示される通り、位相をアンラッピングすることなく、歪を直接的に求めることができる。

### 4. ファントム実験

次にファントム実験の結果を示す。寒天グラファイトファントムを対象として超音波トランスデューサそのもので極めて微小な変位 0.04mm を超音波ビーム方向に加えた。ファントムの高さは 60mm であり、生じた歪は僅か約 0.067% である。超音波周波数は 7.5MHz、ビームピッチは 0.2 mm である。

Fig. 2 に歪の計測結果を示す。相互相関法によれば、横方向の変位はゼロと確認され

-----  
E-mail: c-sumi@sophia.ac.jp

た。Fig. 2(a)は関心領域のBモード画像、2(b)は参考までに0.6%の歪を加えた際に多次元クロススペクトラム位相勾配法<sup>2)</sup>を用いて計測された歪分布の画像である。2(c) - 2(f)の各々は、多次元クロススペクトラム位相勾配法、多次元自己相関法<sup>3)</sup>、1次元自己相関法(但し、超音波周波数も推定)、本法を用いて計測された歪画像である。本法は多次元クロススペクトラム位相勾配法や多次元自己相関法に比べ、計算量が少ないという利点があるが、1次元自己相関法と共に横方向変位に弱いことが確認される。以上より、厳密には、アナログ値でのトラッキングを行う必要があるが、超音波データをフーリエ変換を用いて横方向に補間してトラッキングすることも有用であろう。

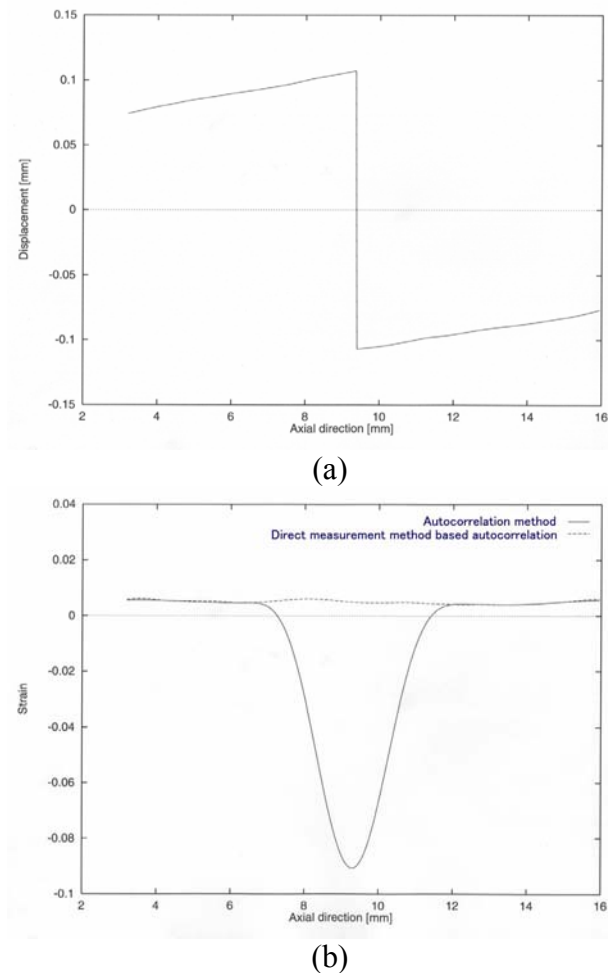


Fig. 1 Simulation (ultrasound speed, 1,500 m/s; frequency, 3.5 MHz, strain, 0.5 %). (a) Measurement of displacement using conventional autocorrelation method. (b) Strains respectively obtained by our direct strain measurement method and by differentiating the displacement data of (a) without phase unwrapping.

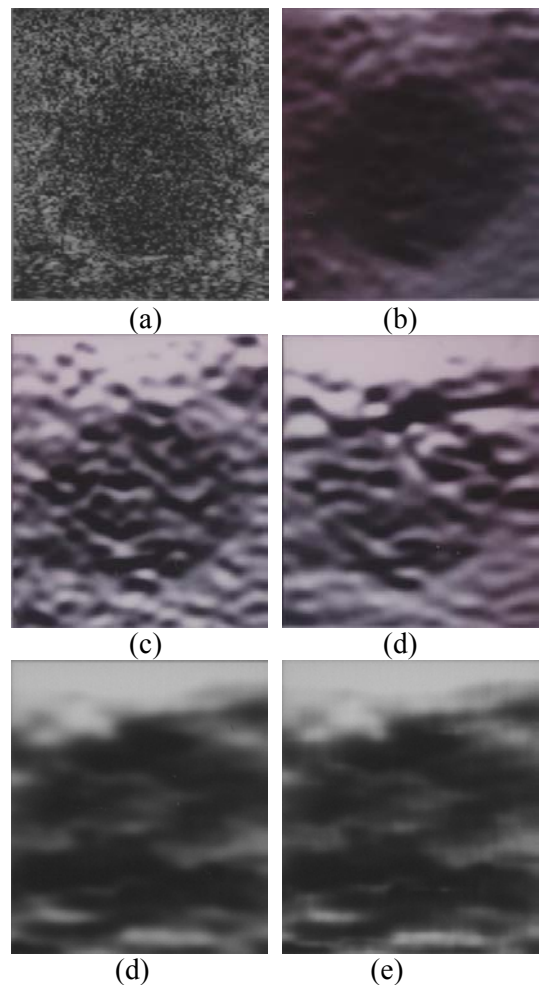


Fig. 2 Phantom Experiment. (a) B-mode image, (b) 2D cross-spectrum phase gradient method (compression, 0.58 %). Compression, 0.067 %: (c) 2D cross-spectrum phase gradient method, (d) 2D autocorrelation method, (e) 1D autocorrelation method, (f) direct method.

## 参考文献

- 1 C. Sumi, M. Kubota, G. Wakabayashi, and M. Tanabe: "Usefulness of ultrasonic strain measurement-based mechanical properties imaging technique: toward realization of short-time diagnosis/treatment," in *Research and Development in Breast Ultrasound*, Springer (2005) pp. 16-43.
- 2 C. Sumi: "Fine elasticity imaging on utilizing the iterative rf-echo phase matching method," *IEEE Trans. on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control* **46** (1999) pp. 158-166.
- 3 炭: "超音波エコー信号の瞬時位相を用いた組織内変位ベクトルのデジタル計測法" 日超医基礎研究会資料 **102** (2002) 37.
- 4 C. Sumi: USA Patent 5,495,771, "Elasticity measuring method and elasticity measuring apparatus," 1993.

# 無エコー病変に対応した 組織弾性イメージング法の検討

## Ultrasonic Tissue Elasticity Imaging Applicable to Anechoic Disease

◎山川 誠, 椎名 毅 (筑波大学大学院システム情報工学研究科)

Makoto YAMAKAWA, Tsuyoshi SHIINA (University of Tsukuba)

### 1. はじめに

生体組織の硬さ情報は病理状態と深く関連しており、診断上、重要な指標となりうるため、これまで超音波を用いて組織の硬さ情報を画像化する試みが多くなされてきた。そして、私たちのグループでも組織内部の硬さ情報を反映した歪み分布を高速・高精度に推定する手法を提案し、実用化に向けた開発を行ってきた[1-3]。そして、特に乳癌や前立腺癌診断の分野では、臨床的にその有効性が示されつつある。この他にも血管内プラークや肝硬変などのように硬さ情報がその重要な診断指標となりうる病変は多々あり、今後、歪み分布を基にした組織弾性イメージングが多くの分野に広がっていくと考えられる。

しかし、その対象となるのは病変内部から超音波エコーが返ってくるような病変のみであった。しかし、無エコー病変であってもその硬さ情報が重要な診断指標となりうる病変もある。たとえば、肺塞栓症の原因となる下肢静脈血栓は硬さ情報によりその危険度が診断可能であると考えられるが、血栓は通常の血液と同様に無エコーに近い状態であることが多く、これまでの組織弾性イメージングシステムでは病変部でエラーが生じてしまい正しい診断ができなかった。また、歪み分布を見慣れていない人にとっては無エコー病変のエラーの部分をもそのような硬さ分布があると間違っ

読み取ってしまう危険性もある。そのため、ここでは無エコー病変においてもエラーを生じずに歪みを推定できる手法を提案し、シミュレーションおよびファントム実験により提案手法の有効性を検証する。ただし、無エコー病変においてはもともど返ってくる信号がないため、これまでの歪み分布推定のように高分解能の歪み分布を推定することが目的ではなく、分解能が若干低下しても組織の硬さ情報を正しく表示できることを目的とする。

### 2. 手法

組織の硬さ情報である歪み分布を計測するには、組織に微小変形を与え、その際の組織内部の変位分布を超音波により計測する。そして、この変位分布を空間

微分することにより歪み分布が得られる。

その際、無エコー病変があると、そこから超音波が返ってこないため、その部分だけ変位分布にエラーが生じ、それにより歪み分布にもエラーが生じる。しかし、無エコー病変以外の部分は正しく変位分布、歪み分布を計測することが可能である。そこで、まず以前私たちのところで開発した拡張複合自己相関法 (ECAM) [1]を用い、これまでどおり変位分布  $u(x,y)$  を求める。なお、この際、各変位計測点での最大相関係数  $c(x,y)$  を同時に出力する。ここで、最大相関係数とは、変位分布を推定する際の組織変形前後における信号の類似度を表す指標であり、この値が高いとその点の推定変位の信頼性が高いことを意味する。

ここで、ECAM で求められた変位分布は、無エコー域において無秩序な変位となりエラーして表示される。そこで、提案手法においては最大相関係数  $c(x,y)$  を用いて無エコー域を特定し、無エコー域の変位をその周辺の正しく変位推定ができていない領域から補間する。具体的には、まず無エコー域を特定するための  $c(x,y)$  に対する閾値を設け、その閾値以下の領域を無エコー域とする。そして、無エコー域とされた領域に関しては、その超音波ビーム方向両側の変位値をもとに線形補間する。このようにして無エコー域の変位が修正された変位分布を用いて通常通り空間微分を施し、歪み分布を求める。

これにより、無エコー域であってもエラーを防ぐことが可能になる。ただし、無エコー域においては変位を線形補間しているため、超音波ビーム方向に一樣な歪み分布となってしまうため、無エコー域内における硬さの変化を推定することは不可能である。しかし、無エコー病変全体としての硬さは推定可能なため、無エコー病変がほぼ一樣な硬さ分布をもつ場合は、有効な評価値となる。

### 3. シミュレーション

提案手法の有効性を検証するために、まずシミュレーションを行った。組織モデルとしては、60mm×60mm、10kPa でモデル中心に周辺よりも 3 倍硬い

(30kPa) 無エコーの円形 (直径 10mm) 内包物を含むようなモデルである。このモデルに対して通常の ECAM で推定した歪み分布と無エコー対応の提案手法で推定した歪み分布を図 1 に示す。なお、ここでは無エコー域を判定するための最大相関係数閾値としては 0.92 とした。また、上記と同じヤング率分布をもつモデルで内包物領域にもエコーがあるようなモデルに対して ECAM で推定した歪み分布も参考として図 2 に示す。これらの結果より、通常の ECAM では無エコー域で特有のエラー・パターンを示しており、これがエラーと知らない人が見たらそのような硬さ分布があると勘違いしてしまう。それに対し、無エコー対応の提案手法で推定した歪み分布ではエラーは生じておらず、内包物にエコーが存在する場合の結果と比べても近い結果が得られており、提案手法により正しい硬さ評価が可能であることが確認された。また、その他の条件下におけるシミュレーションでも良い結果が得られた。

#### 4. ファントム実験

上記のシミュレーションにより提案手法の有効性が示されたので、ゼラチンにより無エコーの硬い内包物 (直径 9mm) を含むファントム (80mm×50mm) を作成し、実際のシステムでも有効であるか検証した。その結果を図 3 に示す。ここで、図 3 の B モード像を見てもわかるが今回のファントムは、完全な無エコー内包物とはならず、若干エコーが返ってきてしまったため、ファントム実験では無エコー域と判断するための閾値をシミュレーションよりも高めの 0.96 とした。このファントム実験の結果を見てもシミュレーションと同様に通常の ECAM ではエラーを起こしていた無エコー域においても提案手法を用いることにより実際の硬さ情報を反映した結果を表示できることが確認された。

#### 5. まとめ

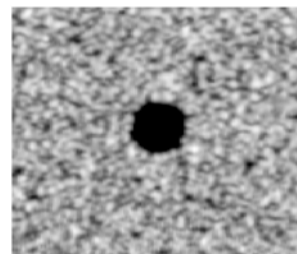
今回、無エコー病変に対応した組織弾性イメージング法を提案した。そして、シミュレーションおよびファントム実験によりその有効性を検証した。その結果、従来の手法では無エコー域においてエラーを起こしていたのに対し、提案手法ではエラーを回避できることが確認された。そのため、無エコー域であっても正しい硬さ診断が可能になった。今後は、下肢静脈血栓などの実際の無エコー病変に対しても本手法の適用を試み、新しい分野での組織弾性イメージングの有効性を評価していきたい。

#### 参考文献

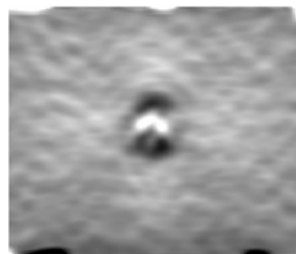
[1] M. Yamakawa and T. Shiina, Jap. J. Appl. Phys., Vol.40, No.5B, pp.3872-3876, 2001.

[2] M. Yamakawa, N. Nitta, T. Shiina, T. Matsumura, S. Tamano, T. Mitake and E. Ueno, Jap. J. Appl. Phys., Vol.42, No.5B, pp.3265-3270, 2003.

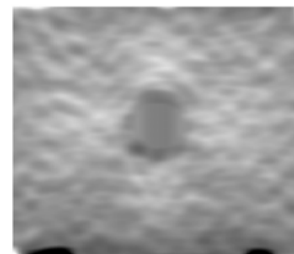
[3] M. Yamakawa, N. Nitta, T. Shiina, T. Matsumura, S. Tamano, T. Mitake, N. Miyanaga, H. Akaza, IEEE Ultrason. Symp., pp.1254-1257, 2003.



(a) B モード像

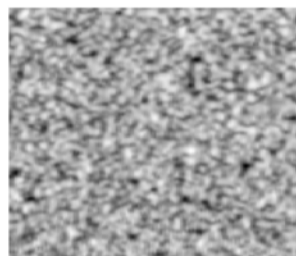


(b) 歪み分布 (0~1.5%)  
(無エコー非対応手法)

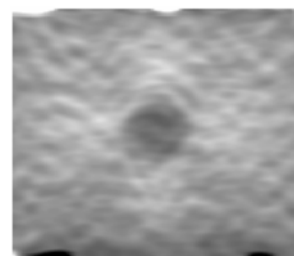


(c) 歪み分布 (0~1.5%)  
(無エコー対応手法)

図 1. 無エコー内包物モデルシミュレーション結果

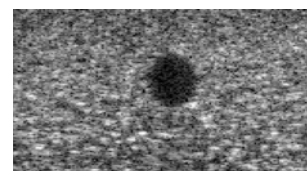


(a) B モード像

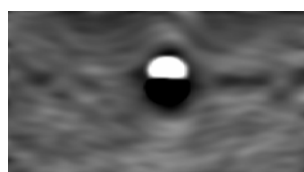


(b) 歪み分布 (0~1.5%)

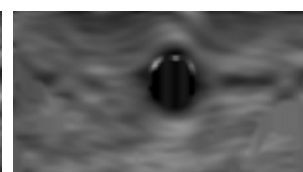
図 2. エコー有り内包物モデルシミュレーション結果



(a) B モード像



(b) 歪み分布 (0~0.5%)  
(無エコー非対応手法)



(c) 歪み分布 (0~0.5%)  
(無エコー対応手法)

図 3. ファントム実験結果

## 外部加振による動脈壁弾性率の内圧依存性計測

Measurement of Pressure Dependence of Artery Wall Elasticity  
Using Remote Actuation

長谷川英之, 金井 浩 (東北大院 工)

Hideyuki Hasegawa and Hiroshi Kanai (Tohoku Univ., Graduate School of Eng.)

## 1. はじめに

著者らは、動脈壁の組織性状の経皮的診断を目指して、超音波を用いて動脈壁の局所弾性特性を評価する手法を開発した<sup>1,2)</sup>。動脈壁の弾性特性を計測することで、線維組織と脂肪組織など、弾性率の大きく異なる組織の分類は可能であると考えられるが、弾性率のあまり変わらない組織の分類は難しい等の限界があると考えられる。

本報告では、さらに別の機械的特性である弾性率の内圧依存性を計測するために、計測部位近傍の動脈を外部から加振することにより内圧変化を発生させ、それに伴う動脈壁の厚み変化を計測する手法を検討した。

## 2. 動脈壁弾性率の計測原理

超音波診断装置の超音波プローブから送信された超音波パルスは、微小振動している動脈壁で反射されて超音波プローブに戻るまでに、伝搬距離による位相遅れが生じる。そこで、反射波の直交検波信号を用いて、繰り返し周期  $T$  で送受信された2つの超音波パルス間の位相差  $\Delta\theta(t)$  を複素相互相関関数により検出する<sup>1)</sup>。

動脈壁の微小振動速度  $v(t)$  は、連続する2つのフレームの中間時点での値として、検出された位相差  $\Delta\hat{\theta}(t)$  をもとに決定される。動脈壁の厚み変化  $\Delta h(t)$  は内膜面の変位  $x_{in}(t)$ 、外膜面の変位  $x_{ad}(t)$  の差であるため、内・外膜面の速度  $v_{in}(t)$ 、 $v_{ad}(t)$  の差の時間積分により算出することができる。

動脈壁の厚み変化  $\Delta h(t)$  は、内圧変化による動脈壁のひずみに対応する。壁厚が  $h_0$ 、内径が  $r_0$  である壁厚の均一な円筒管壁の弾性率  $E$  は、壁厚変化  $\Delta h(t)$  と内圧変化  $\Delta p(t)$  から次式で示される<sup>3)</sup>。

$$E = \frac{1}{2} \left( \frac{r_0}{h_0} + 1 \right) \frac{\Delta p(t)}{\frac{\Delta h(t)}{h_0}} \quad (1)$$

加振周波数  $f_{ac}$  を用いて、壁厚変化と内圧変化をそれぞれ、 $\Delta h(t) = \Delta h_0 \times e^{j(2\pi f_{ac}t - \theta)}$ 、 $\Delta p(t) = \Delta p_0 \times e^{j2\pi f_{ac}t}$  のように複素数で表すと、(1) 式は次式のように複素弾性率  $E^*$  として表せる。

$$E^* = \frac{1}{2} \left( \frac{r_0}{h_0} + 1 \right) \frac{\Delta p_0}{\frac{\Delta h_0}{h_0}} \cdot e^{j\theta} \quad (2)$$

ここで、 $\Delta h_0$  と  $\Delta p_0$  は壁厚変化と内圧変化の振幅である。また、 $\theta$  は  $\Delta p(t)$  と  $\Delta h(t)$  の間の位相遅れである。本報告では、フーリエ変換により心臓拡張期の各時刻  $t$  における  $\Delta h_0$  と  $\Delta p_0$  を推定することにより、各時刻における複素弾性率の絶対値  $|E^*(t)|$  を算出した。

## 3. シリコンゴム管による基礎実験

シリコンゴム管を用いた基礎実験を行った。超音波による振動計測部位から約 20 cm 離れた部位に加振器を用いて圧力変化を加えた。また、超音波による厚み変化計測時には、圧力センサを用いて内圧も同時に計測している。図1に加振周波数 7.5 Hz 時の振動の計測結果を示す。

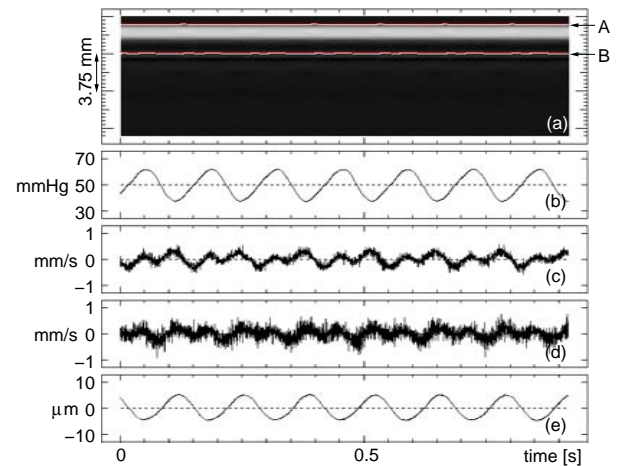


図1: (a) M-mode image of silicone rubber tube. (b) Inner pressure  $p(t)$ . (c), (d) Velocities,  $v_{ad}(t)$  and  $v_{in}(t)$ , at adventitial and intimal sides of the anterior wall. (e) Change in thickness  $\Delta h(t)$ .

図1(a)のMモード像の時刻0のタイミングにおいて、シリコンゴム管前壁の外側と内側に点を設定し、それぞれの点の速度  $v_{ad}(t)$ 、 $v_{in}(t)$  を算出した結果が図1(c)と1(d)である。さらに、それらの速度の差をとって時間積分することにより算出した厚み変化  $\Delta h(t)$  を図1(e)に示す。図1(e)から、図1(b)に示す内圧の上昇に伴い、壁の厚さが薄くなるのが分かる。

平均内圧を変化させて、弾性率  $|E^*|$  の平均内圧依存性を計測した結果を図2に示す。図2において、平均内圧の上昇にともなう弾性率の上昇が計測されている。動脈の内圧は一心周期内に 70 mmHg

程度から 120 mmHg 程度まで変化するため、拡張期において外部加振に伴う壁厚変化を計測することにより、壁弾性率の内圧依存性を計測できると考えられる。

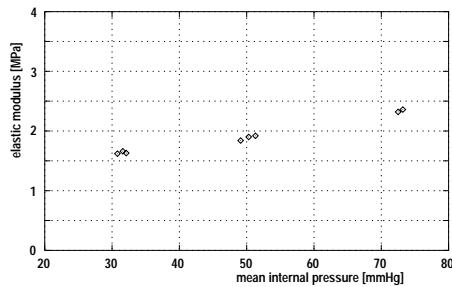


図 2: Pressure dependence of elastic modulus of the silicone rubber tube.

表 1 に示すように、別途静的実験により各内圧レベルにおいて弾性率を算出したところ、内圧の上昇に伴い、弾性率が上昇しており、加振による計測結果と同様の傾向が見られた。これらの結果から、平均内圧を変化させて加振を行うことにより、弾性率  $|E^*|$  の内圧依存性を計測できることが示された。

平均内圧 (mmHg)	30	50	70
弾性率 (MPa)	1.2	1.5	1.6

表 1: Elastic modulus,  $|E^*|$ , at each pressure.

#### 4. ヒト頸動脈における *in vivo* 計測

まず、10 Hz から 20 Hz まで加振周波数を掃引したところ、12~14 Hz で壁振動の振幅が大きかったため、12~14 Hz で計測を行った。図 1(a) の M モード像の時刻 0 のタイミングにおいて、頸動脈後壁の内側と外側に点を設定し、それぞれの点の速度  $v_{in}(t)$ ,  $v_{ad}(t)$  を算出した結果が図 3(d) と 3(e) である。さらに、それらの速度の差をとって時間積分することにより算出した厚み変化  $\Delta h(t)$  を図 3(f) に示す。また、図 3(c) は、トノメトリ血圧計を用いて橈骨動脈で計測した血圧波形である。

図 3(c) と 3(f) の波形にフーリエ変換を適用することにより、各時刻における内圧変化と厚み変化の振幅  $\Delta p_0$  と  $\Delta h_0$  を推定し、弾性率  $|E^*|$  とフーリエ変換の際の時間窓内の平均血圧との関係をプロットしたものを図 4 に示す。各周波数とも内圧が高いほど弾性率も大きくなる傾向が見られた。ヒト頸動脈壁の弾性率は、0.5 MPa (80 mmHg) から 1.0 MPa (100 mmHg) 程度まで変化することが報告されており<sup>4)</sup>、本報告ではこれと同様の結果が得られた。これらの結果から、加振により動脈壁弾性率の内圧依存性が計測できることが示された。

#### 5. まとめ

本報告では、動脈を加振することにより発生する内圧変化にともなう壁の厚み変化、および弾性率の内圧依存性の計測に関して検討を行った。

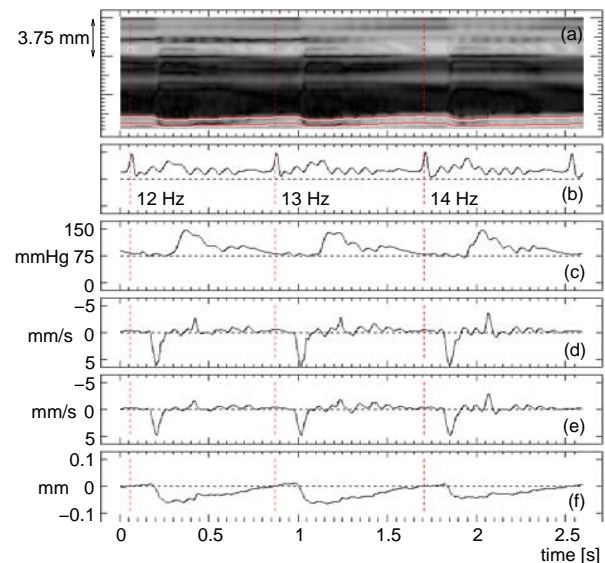


図 3: (a) M-mode image of a carotid artery of a 30-year-old male. (b) Electrocardiogram. (c) Blood pressure measured at the radial artery with an applanation tonometer. (d) Velocity,  $v_{in}(t)$ , at the inside of the posterior wall. (e) Velocity,  $v_{ad}(t)$ , at the outside. (f) Change in thickness,  $\Delta h(t)$ , of the posterior wall.

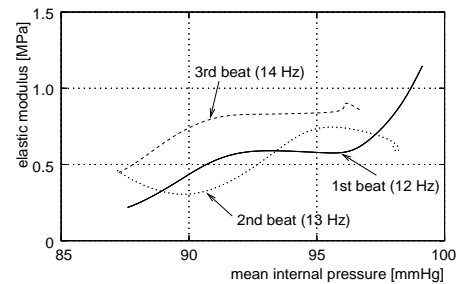


図 4: Relationship between mean incremental strain and elastic moduli,  $E_{\theta}^h$ , of a carotid artery (30-year-old healthy male) at frequencies of 12, 13, and 14 Hz.

#### 参考文献

1. H. Kanai, M. Sato, Y. Koiwa and N. Chubachi: *IEEE Trans. UFFC* **43** (2001) 791.
2. H. Kanai, H. Hasegawa, M. Ichiki, F. Tezuka and Y. Koiwa: *Circulation* **107** (2003) 3018.
3. 長谷川英之, 金井 浩, 星宮 望, 小岩喜郎: *超音波医学* **28** (2001) J3.
4. B. M. Learoyd and G. Taylor: *Circ. Res.* **18** (1966) 278.

## ボルト締めランジュバン型振動子の締め付け時に発生する軸力の検討

Evaluation of the axis force sustained by the clamping bolt in the structure of a bolt-clamped Langevin type transducer.

高橋徹、足立和成（山形大・工）

Toru Takahashi, Kazunari Adachi (Univ. Yamagata, Fac. of Eng.)

### 1. 研究背景

現在、超音波技術は様々な工業的分野(計測、洗浄、加工等)において応用されている。そうした分野では強力超音波を発生させる振動源(もしくは音源)に、ボルト締めランジュバン型振動子(以下BLT)が広く用いられており、用途に応じてBLTに要求される特性も多種多様であるが、高周波であり、共振尖鋭度Qが高く大出力のBLTの登場が望まれている。

BLTは、圧電セラミックス(PZT)を金属ブロックで挟み込み、ボルトによって締め付けを行い、圧電セラミックスに予め圧縮と圧を加える構造となっている。圧縮と圧を加える理由は、BLTに用いる圧電セラミックスが引っ張り応力に極端に弱いので(最大引っ張り応力限界 50MPa程度)その弱点を補う為である。

これまで行ってきた研究により、BLTに用いるネジピッチのわずかな違いが、BLTを製作する際に締め付けによって生じる圧縮と圧(静的接触応力)に非常に大きな影響を及ぼすこと、また共振尖鋭度Qの向上にもこの圧縮と圧は大きな影響力を持つ事が分かっている。[1,2]そこで、本研究では締め付け角度を変化させていった場合の圧縮と圧等を数値解析及びひずみゲージを用いた実測を行い、比較検討を行う事とする。

### 2. 数値解析手法

BLTを製作する際、金属ブロックを締め付ける事によって生じる圧縮と圧を算出するには、異方性のある圧電セラミックスの圧電性をも考慮に入れた極めて複雑な弾性接触問題を解かなければならない。我々はこの問題を解く為に、独自に開発された専用の二次元有限要素解析システム UNIFESP (UNIX-oriented 2-Dimensional Finite-Element analysis System for elastic materials with Piezoelectricity.) を用いてい

る。このUNIFESPは、共著者である足立によって開発された解析システムである。UNIFESPでは、圧電体(弾性体を含む)の二次元の線形振動解析(過渡応答解析を除く)を行う事も出来る。ただ、線形解析であるため、塑性変形等は考慮していない。この解析システムを用い、締め付け角度を変化させた場合の圧縮と圧の見積りを行う事とする。

### 3. 解析を行うBLTの形状

Fig. 1に、解析における要素分割の分割例を模式的に示す。BLTは軸対象及び上下対象である為、断面の4分の1のみを解析することとする。より現実にあった解析を行うため、ネジ山部を実際の形状と同じようにモデル化している。それぞれのネジ山同士は図Fig. 2に表したように3節点(黒点)で結合するものとしている。実際に解析を行う際には、一つのネジ山を8つの要素に分割、ネジ山部以外の要素は0.5mmの正方形を半分にした三角形で構成している。全体では約1200程度の要素に分割している。

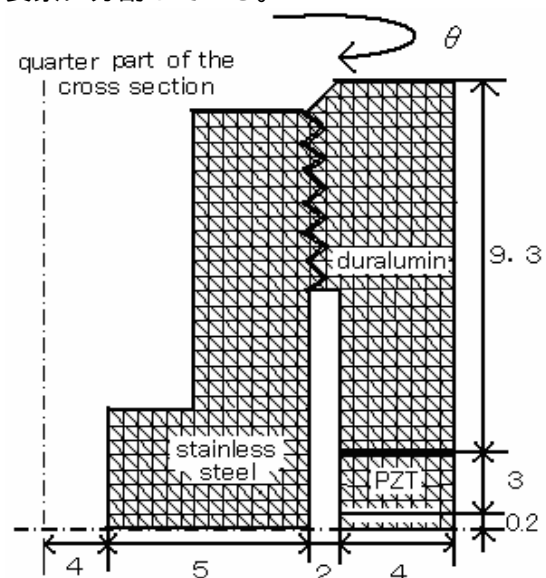


Fig.1 Illustration of the finite-element modeling of the BLT.

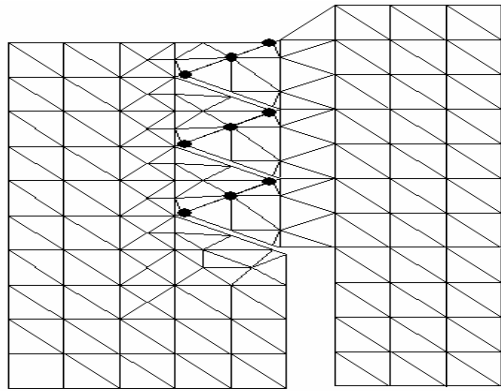


Fig.2 Screw thread representation in the finite-element modeling.

#### 4. 数値解析結果

Fig.1のBLTの形状を用い、上下それぞれのジュラルミンブロックの締め付けのための回転角度(締め付け角度)を10°刻みで変化させ、逐次圧縮と圧の見積もり及びその分布を算出した。その結果がFig.3である。Fig.3より、締め付け角度を増していけば、圧電セラミックス内周部では十分な圧縮と圧が得られるが、外周部では圧縮と圧が不足しがちになっている事がわかる。

次に、BLTを駆動したと仮定した際に圧電セラミックスに生じる振動応力を数値解析によって求めた。BLT駆動時の振動応力を見積もるために、BLTの放射面の外周端が軸方向(伸長方向)に10μmの振幅で振動したと仮定する。通常、BLT単体での振動速度は1m/sを超える事は殆どない。我々が実現しようとしているBLTの共振周波数は約100kHz程であり、10μmの振幅を与えた場合には、振動速度は約6m/sにもなる。したがって、10μmの振幅を想定する事は振動速度を通常考えられる約6倍と見積もっている事になり、BLTの設計に十分な余裕を持って行っている事になる。その時圧電セラミックス界面に発生する応力を振動応力とし、圧縮と圧を振動応力との比率を「応力比率X」と定める。この応力比率Xは、共振時の界面における動的振動応力の垂直成分を $\sigma_d$ 、締め付け時の静的接触応力の垂直成分を $\sigma_s$ として、次のように定める。

$$\text{応力比率 } X = \frac{\text{共振時の動的振動応力の垂直成分 } \sigma_d}{\text{締め付け時の静的接触応力の垂直成分 } \sigma_s}$$

ここで、応力の符号は、引張応力が正となるように定めた。この応力比率Xの絶対値が1より小さくなれば、界面において静的接触応力が、動的振動応力を上回るため、共振時に剥離が生じることがない。つまり、応力比率Xの絶対値が、界面全体において出来るだけ1より小さくなるのが望ましい。この応力比率について算出した結果をFig.4に示す。Fig.4より、締め付け角度が90°を超えたあたりから圧電セラミックス外周部でも応力比率が1を下回る結果が得られた。

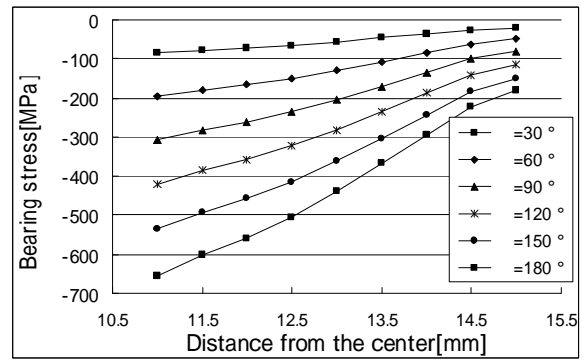


Fig.3 Distribution of the static bearing stress calculated at the interface between the duralmin block and the piezoelectric ceramic disk. The parameter is the clamping angle.

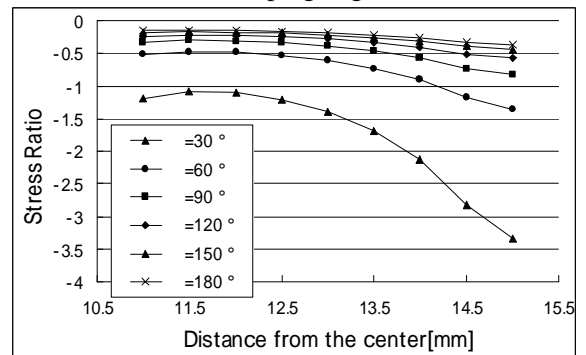


Fig.4 Calculated stress ratio distribution at the interface between the duralmin block and the piezoelectric ceramic disk. The parameter is the clamping angle.

#### 5. 実測との比較

現在、Fig.1の形状のBLTにおいて、ひずみゲージを使用し、締め付け角度と軸力(ひずみ)との関係の実測を行っている。なぜ軸力を測定するのかといえば、締め付けによって生じる圧縮と圧を直接実測することが非常に困難である為である。そこで、締め付けによって生じたひずみを測定し、それを元にして圧電セラミックスに加わっているであろう圧縮と圧を推定することとした。その後、数値解析結果との比較も行うが、今回数値解析を行った解析システムは線形解析であり、締め付け角度の増加に伴うネジ山部の塑性変形を全く考慮していない。従って、推定された圧縮と圧と先の数値解析結果を比較する事によって、塑性変形の有無、またその程度も明らかになるものと考えている。最終的には、このBLTの形状で圧電セラミックスに加える最大の圧縮と圧を推定出来るであろう。

#### 引用文献

- 1.高橋徹、足立和成：日本音響学会 60 巻 8 号 pp.441-450(2004)
- 2.K. Adachi,T. Takahashi,H. Hasegawa: J.Acoust. Soc. Am. 116(3)pp.1544-1548,September2004



# 駆動周波数可変による搬送量制御可能な 超音波振動利用粉体搬送デバイス

## Supply control by changing driving frequency in an ultrasonic powder transportation device

春名秀之、小池義和、(芝浦工大 工)  
中山和哉 (富士電機アドバンステクノロジー (株))  
Hideyuki Haruna, Yoshikazu Koike (Shibaura Inst. of Tech.),  
Kazuya Nakayama (Fuji Electric Advanced Technology Co., Ltd)

### 1. はじめに

数百  $\mu\text{g}$  ~ 数  $\text{mg}$  の高精度な粉体の搬送方式として、これまでに静電気、超音波振動を利用した粉体の搬送方式が報告されている。しかし、静電気を用いた粉体搬送法<sup>1)</sup>は電源構成が複雑となっている。また、報告されている超音波振動利用粉体搬送方式<sup>2)3)</sup>は、進行波を用いるため、高精度な搬送を実現するためにはセンサ等が必要な構成となっている。

これに対して筆者らは、中村らによって提案されているファイバ位置決め用アクチュエータの原理<sup>4)</sup>を粉体搬送に適用し、開ループ制御で  $5\text{mg} \pm 1\text{mg}$  の粉体搬送を実現している。<sup>5)</sup>

本報告では、振動モード切り換え方式において振動板に励振されるたわみ屈曲振動の波長により搬送デバイスから供給される搬送量が決定されることから、励振させるたわみ振動のモード次数により搬送量制御が可能になると考え、定量搬送制御を試みたので報告する。

### 2. 搬送デバイスの構成及び振動特性

試作した搬送デバイスの基本構成を Fig.1 に示す。長さ 130mm、幅 10mm、厚さ 3mm、材質アルミニウムの一様断面梁を Fig.1 に示すように凹型構造に加工した振動板の片端に接着した圧電セラミックス (NTK 社製) によってたわみ振動を励振する。本報告では同一寸法の振動板に圧電セラミックスの取り付け位置をわずかに変更した搬送デバイスを試作し、各々 Device A, Device B と呼ぶ。これにより搬送に適した縞たわみモードが 2 つの振動板で異なる周波数で励振可能となる。Fig.2 には振動板端部の振動振幅の周波数特性を示している。周波数 1kHz ~ 100kHz、掃引時間 10ms の Sweep 信号を入力として端部のたわみ振動成分をレーザ・ドップラ振動計を用いて測定を行い、FFT 解析を行っている。Fig.2 より 2 つのデバイスで異なる周波数特性を示していることを確認した。また、実際に振動板上に粉体を配置し、搬送確認を行ったところ複数の共振周波数において粉体の搬送に適した縞たわみ

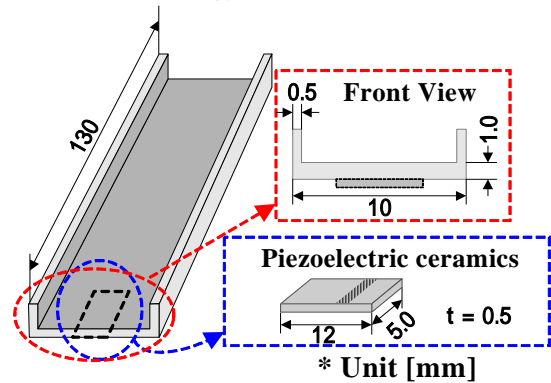


Fig.1 Configuration and dimensions of transporting device.

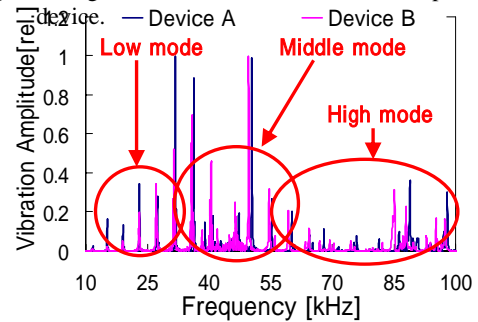


Fig.2 Vibration displacement against frequency.

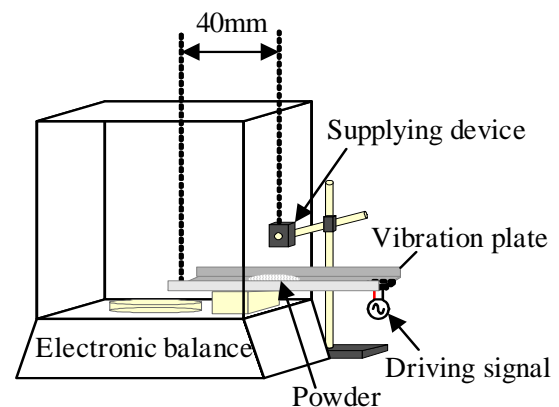


Fig.3 Experimental set up for measurement of supply of powder.

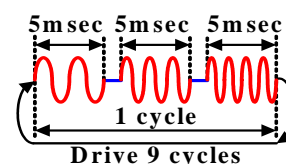


Fig.4 The sequence of driving signals.

共振モードを確認した。粉体搬送に適用する時、ここでは、供給端から 40mm 間の振動分布に注目して、搬送が可能となる組み合わせを選択した。その結果、Device A, Device B 各々において 3 種類の周波数帯で組み合わせを行った。最初に、10kHz ~ 30kHz の組み合わせでここでは、“Low mode”と呼ぶ。次に、30kHz ~ 60kHz の組み合わせでここでは、“Middle mode”と呼ぶ。そして、3 つ目として 60kHz ~ 100kHz の組み合わせでここでは、“High mode”と呼ぶことにする。

### 3. 実験構成及び測定結果

前述の振動モードを用いて粉体の搬送実験及び搬送量精度の測定を行った。その実験構成を Fig.3 に、駆動条件を Fig.4 および Table 1 に示す。Fig.4 には入力信号のモデルを示し、Table 1 には各々 Low mode、Middle mode、High mode における駆動周波数を示した。Fig.3 に示すように、初期状態として振動板先端部から 40mm の位置に供給装置を配置し、搬送粉体としてカーボンランダム(平均粒径 70 ~ 200[ $\mu\text{m}$ ]) を約 5.0mg 供給する。そして、Fig.4 に示したように周波数を同時間順次駆動させた後、供給装置により約 1.5mg の粉体を供給する。各周波数を同時間駆動させてこれを 1 サイクルとし、9 サイクル搬送デバイスを駆動させた後、1 計量を行う。これを合計 100 計量、電子上皿天秤 (AX120 島津製作所製) により測定し、搬送量精度を検討した。また、各々の駆動周波数において振動振幅値をほぼ一定にそろえるため駆動電圧を 19.6V<sub>p-p</sub> ~ 57.6V<sub>p-p</sub> で変化させた。

Fig.5 及び Fig.6 に Table 1 に示す 3 モードにおける計量回数に対する搬送量の変化の測定結果を示す。Fig.5 が Device A における結果、Fig.6 が Device B における結果であり、50 計量以降の搬送量を示した。Fig.5, Fig.6 の結果より計量回数に応じて搬送量も比例的に増加することを確認した。

次に、1 計量当たりの搬送量測定を行った。Device A の結果を Fig.7 に、Device B の結果を Fig.8 に示す。また Fig.9 に各モードにおける最初に駆動させる縞たわみ共振モードの節間隔(半波長)を横軸に取り、1 計量当たりの平均搬送量を示した。また、1 計量の搬送量のバラツキをエラーバーで示してある。Fig.9 より最初に駆動させるたわみ振動の波長によりほぼ搬送量の制御が可能であるが波長に対して完全な比例関係とはなっていない。また、最大 40% 程度の搬送量のバラツキが認められることから今後更なる改良が必要である。

### 引用文献

1. D. Hu, W. Balachandran; IEEE, Trans. Ind. Applicat., Vol. 33, No. 3 (May/June 19)
2. 山田, 中川, 中村; 信学技報, US92-43 (1992-09), pp. 21-28
3. 高野, 田村, 富川; 秋季音響論集 (平成 15 年), p. 1051-1052
4. 田中, 中村, 上羽; 秋季音響論集 (平成 14 年), pp. 1021-1022
5. Haruna, Koike, Nakayama, VSTech2005 pp. 156-161

Table 1 Sequence of driving frequency in three ranges.

	Device A [kHz]					Device B [kHz]		
Low mode	19.2	23.1	27.5			23.0	15.3	19.0
Middle mode	41.0	45.6	60.1			31.5	35.9	54.7
High mode	97.0	76.0	81.3	65.3	86.3	64.3	69.4	74.5

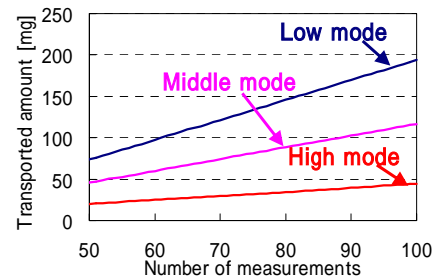


Fig.5 Transported amount vs. number of measurements.

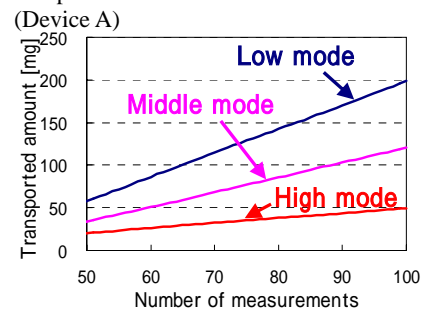


Fig.6 Transported amount vs. number of measurements (Device B)

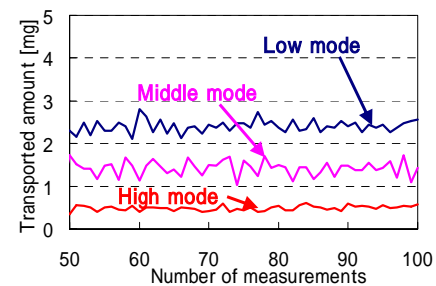


Fig.7 Transported amount vs. number of measurements in a cycle. (Device A)

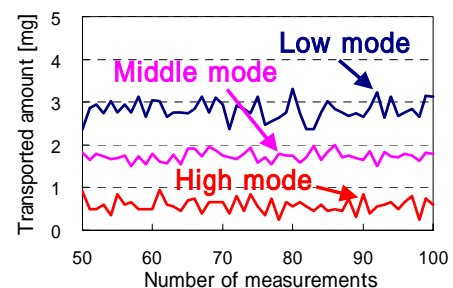


Fig.8 Transported amount vs. number of measurements in a cycle. (Device B)

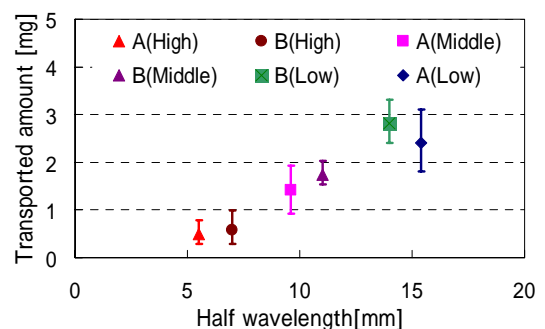


Fig.9 Half wavelength vs. transported amount.

## 小型振動子を用いた円筒型マイクロ超音波モータ A Cylindrical Micro Ultrasonic Motor Using Micro Transducer

神田岳文、大森啓登、鈴森康一、小林昭仁（岡山大学・工）

Takefumi KANDA, Yoshito OOMORI, Koichi SUZUMORI and Akihito KOBAYASHI  
(Okayama University)

### 1. はじめに

医療用内視鏡、携帯型情報機器、マイクロロボットをはじめとするマイクロメカトロニクス分野では、小型で高トルクを実現するモータの需要が高まっている<sup>1)</sup>。こうした中で小型化に適した構造をもつ超音波モータについて、様々な研究が研究なされてきた<sup>2-7)</sup>。本研究では、バルク圧電体の微細加工による円筒型の圧電振動子を用いた、円筒型マイクロ超音波モータの試作・評価を行っている<sup>8-9)</sup>。これまでに、バルク圧電体を加工した直径1.0mm、さらに直径0.8mmの円筒型圧電振動子を製作し、マイクロ超音波モータの試作を行った。今回、直径0.8mmの振動子を用いた直径1.8mmのマイクロ超音波モータの駆動条件について評価を行った。

### 2. モータの構造

マイクロ超音波モータの断面、および試作したモータの写真をFig. 1に示す。振動子は振動部と一体となっている台座部で固定され、先端のみが振動し、出力軸と一体となったステンレス製のロータを摩擦駆動する。モータのケースはパイレックスガラス製である。ケースは振動子の台座とともに PTFE 製の軸受けを固定する、一体のものとなっている。圧電振動子のパイプ状円筒部の外径は0.8mm、内径は0.4mm、高さは2.2mmである。また、ケースの直径は1.8mm、高さは5.8mmである。軸受けとロータの間にはバネがあり、ロータに予圧を与え、振動子先端に接触させる。

円筒型圧電振動子は、バルク圧電体の精密切削・研削による形成、無電解ニッケルめっきによるパイプ状部分外周および内部への電極形成、分極処理、レーザによる電極分割により製作した。試作したマイクロ超音波モータをFig.1右に示す。写真右に圧電振動子が一部露出していることが分かる。この振動子台座部が露出した部分で配線を行う

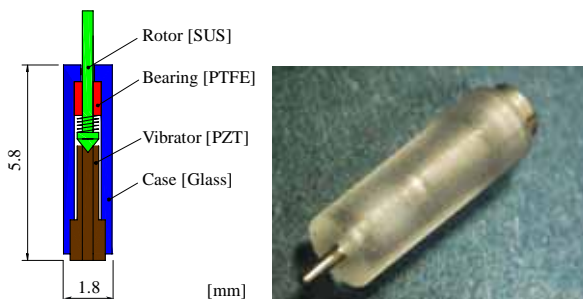


Fig. 1 Cross-sectional view and Photograph of micro ultrasonic motor

### 3. 振動モードによる特性の比較

有限要素法によるモーダル解析によって、振動子による駆動に適した振動モードの解析を行った。Fig.2に得られたモードを示す。Fig.1に示したモータにおいて振動子先端のみが変位を生じるモードを示している。Fig.1左図は67 kHz、右図は298 kHzにおける変形形状を示している。振動子部の変形形状は駆動に適するが、67kHzでは振動子のみの変形が得られているのに対して、298kHzではケースの変形も大きいことが分かる。

有限要素法による解析において得られた二つのモードについて、特性の評価を行った。ケースの変形の影響を除くために、パイプ状振動子部の各部寸法がモータに用いたものと同じ大きさで台座部が大きい振動子を使って測定を行った。評価に用いた振動子の写真をFig.3に示す。

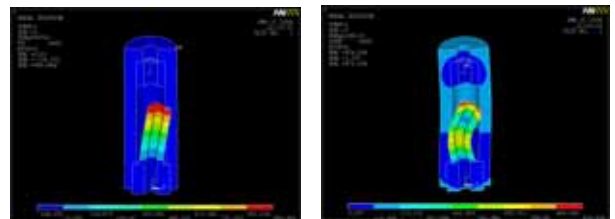


Fig. 2 Analytical result of the deformation mode using the finite element method; Left 67kHz, Right 298 kHz



Fig. 3 Photograph of the cylindrical bulk piezoelectric transducer

はじめに、振動子についてアドミッタンスの測定を行った。振動子外周の4つの電極のうち、対向する二つの電極の間でのアドミッタンスの値を測定している。Fig. 4、およびFig. 5にそれぞれの周波数付近でのアドミッタンスの測定結果を示す。それぞれ、69 kHz および 305 kHz 付近において周波数の変化が見られることが分かる。アドミッタンスの値、共振周波数付近での変化の様子から、305kHz 付近でより大きな出力が得られることが予想される。

次に、先端での振動速度の測定を行った。対向する電極間に共振周波数の交流電圧を印加し、振動子先端での振動速度をレーザドップラー振動計により測定した。Fig. 6 およびFig. 7 に各々67

kHzおよび305 kHz付近での共振時の振動速度の測定結果を示す。共振周波数 67 kHzにおいては、印加電圧 40V<sub>p-p</sub>において振動速度 700 mm/sに達している。また印加電圧を 40V<sub>p-p</sub>まで変化させた際、印加電圧と振動速度の関係は線形である。

一方、共振周波数 305 kHzにおいては、印加電圧が 20V<sub>p-p</sub>において振動速度 700 mm/sに達している。また、これ以上印加電圧の値を大きくしても振動速度の値は変化しておらず、飽和している。一般に圧電材料の振動速度の限界は 700 mm/s程度であり、実験結果と一致している。

#### 4. トルクの評価

直径 2.0mmのロータを駆動する実験を行った。回転数については、振動速度の測定結果での傾向と同様に、高周波のモードにおいては低い印加電圧で大きな回転数が得られており、また回転数の値が飽和した。さらに、電圧印加開始時の立ち上がり特性から起動トルクの値を求めた。40V<sub>p-p</sub>印加時の立ち上がり特性の測定結果とロータの慣性モーメントを考慮すると、起動トルクは約 1.7 μNmである。等価回路を用いた計算において印加電圧の値を 40V<sub>p-p</sub>としたとき理論トルクは 7.7 μNmである。ロータと振動子の接触状態について、改善が必要であると考えられる。

#### 5. まとめと今後の課題

マイクロ超音波モータの駆動に用いる直径 0.8 mm の円筒型圧電振動子について、特性の評価を行った。

この振動子を用いて片端を固定した状態で駆動に用いる場合、67 kHz と 305 kHz において駆動が可能であり、最大 700 mm/s の振動速度が得られた。特に高周波のモードでは低い電圧で 700 mm/s の振動速度を実現した。

今後は駆動トルクの値の向上を目指すとともに、接触部の材質を変更し、駆動特性と向上と長寿命化をはかる予定である。

#### 謝辞

本研究の一部は、平成 14、15、16 年度文部科学省都市エリア産学官連携推進事業、およびマツダ財団研究助成の補助を受けて行われました。

#### 引用文献

1. T. Morita: Sensors and Actuators A **103** (2003) 291
2. T. Morita, M. Kurosawa, and T. Higuchi: Sensors and Actuators A **50** (1995) 75
3. T. Morita, M. Kurosawa, and T. Higuchi: Sensors and Actuators A **83** (2000) 225
4. T. Morita, M. K. Kurosawa, and T. Higuchi: Jpn. J. Appl. Phys. **38**, (1999) 3327
5. B. Koc, S. Cagatay, and K. Uchino: IEEE Trans. UFFC **49** (2002) 495
6. S. Dong, S. P. Lim, J. Zhang, L. C. Lim, and K. Uchino: IEEE Trans. UFFC **50** (2003) 361
7. S. Cagatay, B. Koc, P. Moses, and K. Uchino: Jpn. J. Appl. Phys. **43** (2004) 1429
8. T. Kanda, T. Ono, K. Suzumori, T. Morita, and M. K. Kurosawa: Proc. of 5th World Congress on Ultrasonics (2003) 833
9. T. Kanda, A. Makino, K. Suzumori, T. Morita and M. K. Kurosawa: Proc. of IEEE Ultrasonics Symposium (2004) 1298

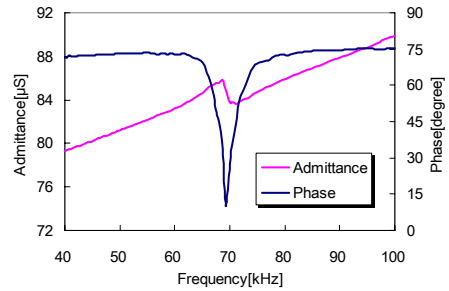


Fig. 4 Relationship between admittance of the vibrator and frequency; resonance frequency was 69kHz

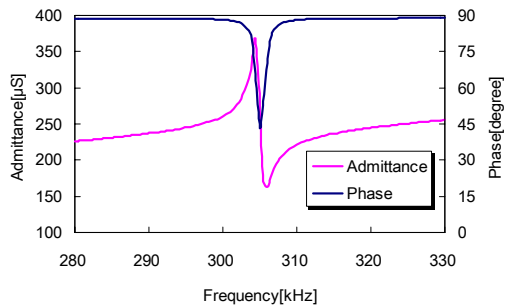


Fig. 5 Relationship between admittance of the vibrator and frequency; resonance frequency was 305 kHz

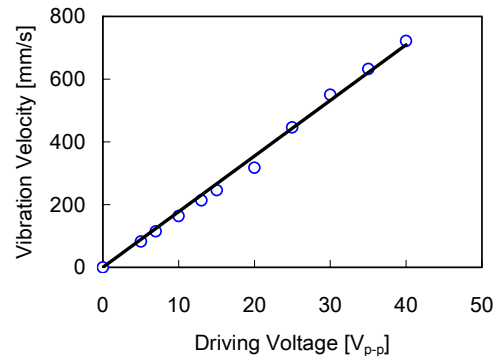


Fig. 6 Relationship between the vibration velocity and driving voltage at the frequency of 67 kHz

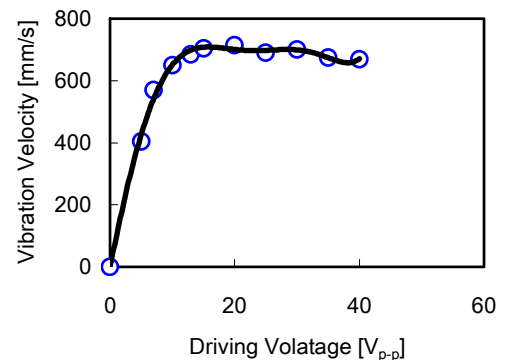


Fig. 7 Relationship between the vibration velocity and driving voltage at the frequency of 305 kHz

## 球状弾性表面波素子の液中における周回現象の観察 Observation of the Roundtrip SAWs on Ball SAW Device in Liquid

赤尾慎吾<sup>1</sup>、大木恒郎<sup>1</sup>、中務琢也<sup>1</sup>、中曽教尊<sup>1</sup>、山中一司<sup>2</sup>(<sup>1</sup>凸版印刷、<sup>2</sup>東北大・工)  
Shingo Akao<sup>1</sup>, Tsuneo Ohgi<sup>1</sup>, Takuya Nakatsukasa<sup>1</sup>, Noritaka Nakaso<sup>1</sup>, Tsuneo Ohgi<sup>1</sup> and Kazushi Yamanaka<sup>2</sup>  
(<sup>1</sup> Toppan Printing, <sup>2</sup> Tohoku Univ.)

### 1. はじめに

球表面に波長と球の半径によってきまる特定の幅で励起した弾性表面波(SAW)は、回折によって拡散することなく帯状領域を多重周回する[1]。我々はこの現象を用いた球状弾性表面波素子(ボールSAWデバイス)の開発を行っている。基体に水晶球を用い、表面に直接すだれ状電極を形成した場合、効率よくSAWを励起し、小さな減衰で周回することが判った[2]。また、伝搬経路上に感応膜を設ければ、SAWの長距離伝搬により、非常に高感度なセンサーを実現出来る[3]。実際、水晶球のZ軸シリンダー経路に感応膜としてパラジウム合金薄膜を製膜することで、100%から10ppmの範囲で使用出来る水素ガスセンサーを試作している[4]。これまで水晶、ランガサイト、ニオブ酸リチウム、タンタル酸リチウムを用いた圧電結晶球について、凹面に形成したすだれ状電極をこれら圧電結晶球に接近させ、インパルス信号を印加する方法で多重周回経路と、周回時間の温度依存性を測定してきた。

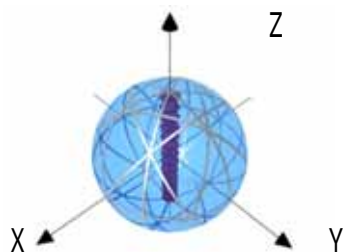


Fig.1 SAW propagation on LiNbO<sub>3</sub>

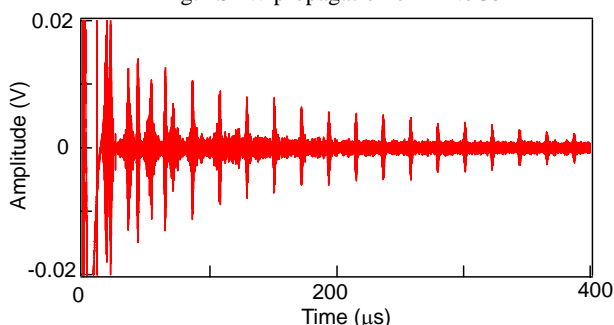


Fig.2 Observed Z-axis cylinder waveform on the LiNbO<sub>3</sub> ball

Fig.1にニオブ酸リチウムにおいて見つかった4種類10本多重周回経路を示し、Fig.2にZ軸シリンダー経路の信号波形の例を示す。

低周回において減衰の大きいモードが観測されていた。本報告では、ニオブ酸リチウムのZ軸シリンダーについて多重周回するSAWの周波数依存性

の観測を行うと共に、素子を純水中に浸漬させ液中で周回するモードの有無を調べた。

### 2. 実験方法

直径1cm真球度1 $\mu$ mのニオブ酸リチウム単結晶球のZ軸シリンダー経路上にすだれ状電極を形成し球状弾性表面波素子を試作した。電極は、クロム/金薄膜を真空蒸着で製膜したあと、フォトリソグラフィとエッチングプロセスを用いたサブトラクティブ法にて作製した。Fig.3(a)にすだれ状電極パターン、Fig.3(b)に本実験のブロックダイアグラムを示す。

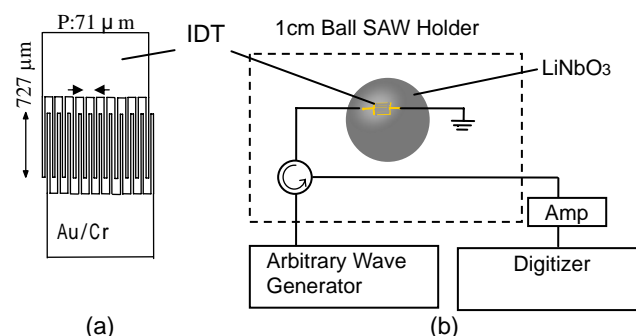


Fig.3 Block diagram used in the experiments

任意波形発生装置(Tektronix AWG710B)を用い周波数を変えながらパルス信号をすだれ状電極に印加した。ホルダーは内部にアンプ、ゲート回路が組み込まれており、15 MHzから60 MHzの範囲で弾性表面波素子を励振できる。この時のパルス信号は波数が150で、周波数帯域は-3dBmで半値幅350 kHzであった。また、電気回路部を防滴加工することにより、弾性表面波素子を液中に浸漬させて観測が可能である。ホルダーからの信号はアンプ、ローパスフィルターを経由し、デジタルオシロスコープ(Tektronix TDS7404B)を用いて信号波形の観測を行った。

### 4. 実験結果

空気中と純水中において、周波数40 MHzから60 MHzまでのパルス波を印加した際の信号波形の周波数依存性をFig.4に示す。

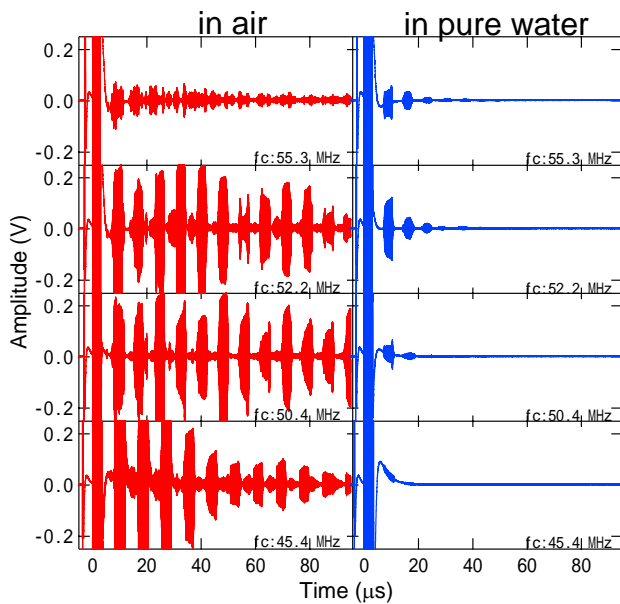


Fig.4 Observed Z-axis cylinder waveforms depended on frequency in the air (left) and the pure water (right).

空气中で励振周波数  $f_c$  を連続的に変化させたと、45.4 MHz ( 図中 ) と 50.4MHz ( ) で信号強度が極大になった。また、その帯域は 3MHz と 8MHz であった。次に素子を純水中に浸漬させ同様の観測を行ったところ、52.2 MHz ( ) および 55.3MHz ( ) で液中における多重周回信号を観測した。50.4MHz においても、強度は小さいが、周回信号がみられた。図中 と を比較すると、55.3MHz で励振した SAW は空气中と液中において同程度の信号強度となっていた。

図中 において、低周回部に強度の異なる多重周回が見られるが、この原因を調べるため Fig.5 に空气中および液中で観測された 55.2MHz と 50.4MHz の信号波形を併せて示す。

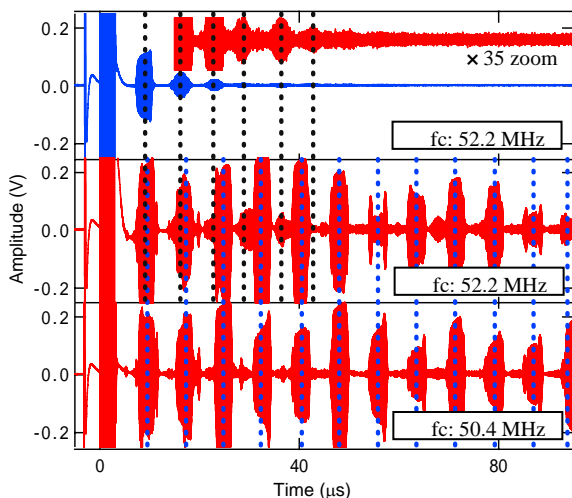


Fig.5 Comparison waveforms between 52.2 MHz in air and pure water and 50.4 MHz in air

これから、空气中で 52.2 MHz で励振された SAW

は、広い帯域を持つ中心周波数 50.4 MHz のモードと液中でも伝搬可能な中心周波数 52.2 MHz のモードからなることが判った。

また、Fig.6 に純水中において多重周回がみられた 52.2MHz と 55.3MHz の波形信号の比較を示す。

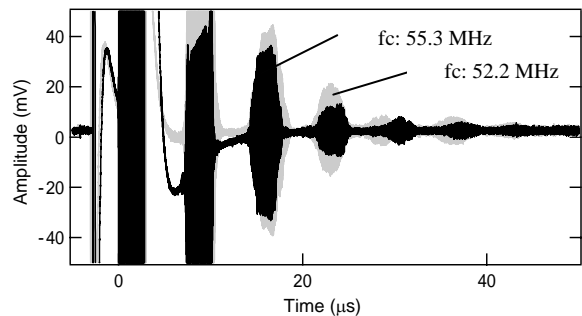


Fig.6 Comparison between 52.2 MHz and 55.3 MHz modes

周回時間に差がみられることから、これら 2 つは異なるモードであることが示唆される。

最後に、今回観測した 4 種類のモードを Table.I に示す。

fc	Velocity	Propagatin time	Possibility in liquid
45.4 MHz	3261 m/s	8.5 $\mu$ s	-
50.4 MHz	3535 m/s	8.0 $\mu$ s	-
52.2 MHz	3710 m/s	6.1 $\mu$ s	-
55.3 MHz	3930 m/s	7.4 $\mu$ s	-

Table.I Observed 4 types of SAW mode

#### 4. まとめ

ニオブ酸リチウムの Z 軸シリンダーを用いた球状弾性表面波素子を作製し、バースト波の周波数依存性を調べた結果、4 種類のモードを観測した。そのうちの 2 つは液中でも伝搬可能なモードであり、空气中と液中において信号強度に大きな差が見られなかった。このことから、液中で伝搬可能なモードの励起効率を上げれば、液体の粘度計測、バイオチップをはじめ液中用途への応用が期待できる。

**謝辞** 本研究の一部は文部科学省科学技術振興調整費によって実施された。

#### 引用文献

- [1] Kazushi Yamanaka, Hideo Cho and Yusuke Tsukahara. :”Precise velocity measurement of surface acoustic waves on bearing ball.” Appl.Phys.Lett. Vol.79,No19(2000)pp.2797-2799
- [2] Noritaka Nakaso, Yusuke Tsukahara, Satoru Ishikawa and Kazushi Yamanaka. :”Diffraction-free propagation of collimated SAW around a quartz ball.” 2002 IEEE Ultrasonics Symposium Proceedings – 47
- [2] 塚原裕輔、中曾教尊、山中一司、長秀雄 「弾性表面波センサーの可能性」信学技法, US2000-55(2000)p.31-36.
- [4] A. Mizukami, D. Y. Sim, I. Sato, T. Miyagishi, H. Tanaka, T. Fukiura, H. Kazato, S. Akao, T. Ohgi, N. Nakaso, H. Watanabe, T. Mihara and K. Yamanaka, Proc. Symp. Ultrason. Electron., 25, 301 (2004).

## Al 電極を用いても良好な温度特性と 大きな反射係数をもつ SAW 基板

SiO<sub>2</sub>/groove-type Al-electrodes/LiTaO<sub>3</sub> SAW substrate having large reflection coefficient, large coupling factor, and excellent temperature characteristic in spite of using Al electrode

○門田道雄, 木村哲也 (村田製作所)

Michio Kadota and Tetsuya Kimura (Murata Mfg. Co., Ltd.)

### 1. まえがき

US の Personal Communication Service(PCS)用アンテナデュプレクサ(DPX)用には適した電気機械結合係数、良好な温度特性、大きい反射係数をもつ SAW 用基板が要求される。36°Y・X・LiTaO<sub>3</sub> 基板は適した結合係数をもつが温度特性が良くない。温度特性を改善する方法として負の周波数温度特性(TCF)を持つ基板の上に正の TCF を持つ SiO<sub>2</sub> 薄膜を形成する方法がある<sup>(1)(2)</sup>。通常の共振子や共振子フィルタは大きい反射係数を得るため膜厚 0.08 以上の Al 電極が用いられている。その素子上に、温度特性改善のために 0.2 程度の SiO<sub>2</sub> 膜を成膜した場合、Fig.1 のように SiO<sub>2</sub> 膜上の凸部は IDT の電極指の形状より大きく、丸味をおびた形状になり<sup>(3)</sup>、大幅なフィルタ特性の劣化がある<sup>(3)(4)(5)</sup>。Al 電極を用いる場合には、SiO<sub>2</sub>/Al 電極/LiTaO<sub>3</sub> で SiO<sub>2</sub> の凸の形状を電極指より狭くした構造や LiTaO<sub>3</sub> 基板とサファイア基板を貼り合わせて温度特性を改善する方法などが報告されているが<sup>(6)(7)</sup>、前者の場合に凸部を小さくしすぎて平坦化してしまうと、反射係数が小さくなりすぎ、特性が大幅に劣化する<sup>(4)(5)</sup>。筆者らは SiO<sub>2</sub>/重い電極/LiTaO<sub>3</sub> を組みあわせることにより、良好な温度特性と大きい反射係数をもつ新しい SAW 構造基板を報告している<sup>(3)(4)</sup>。今回、新しく Al 電極を用いても、大きな反射係数、適した結合係数、良好な温度特性を持つ構造の提案と実験結果を報告する。

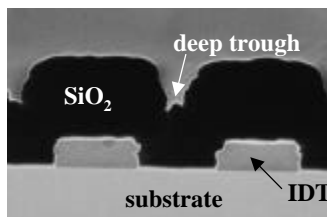


Fig.1 Side-wall sections of SiO<sub>2</sub>/Al-IDT/substrate structures with IDT thickness 0.08 .

### 2. Al 電極を用いても反射係数が大きい SAW 構造

SiO<sub>2</sub>、Al 電極、LiTaO<sub>3</sub> 基板を用いて、大きな反射係数が得られる方法として、Fig.2(a)(実測)のように Al 電極を LiTaO<sub>3</sub> 基板に埋め込み、その上に SiO<sub>2</sub> を形成する著者提案の方法<sup>(8)</sup>や Fig.2(b)のように LiTaO<sub>3</sub> 基板上に Al 電極と SiO<sub>2</sub> を形成した後、基板の端面反射を利用する方法等が考えられる。

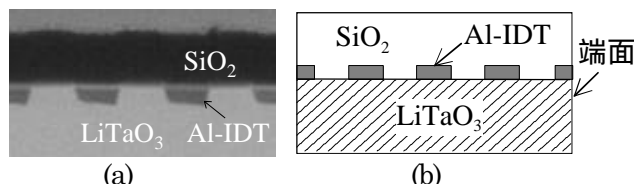


Fig.2 Side views of (a)SiO<sub>2</sub>/groove type Al-IDT/LiTaO<sub>3</sub> structure (SEM photo.) (b)Edge reflection of SiO<sub>2</sub>/Conventional Al-IDT/LiTaO<sub>3</sub> structure.

### 2.1 Al 電極埋め込み構造

#### 2.1.1 解析結果

SiO<sub>2</sub> を形成しなくても Al 電極を 36°Y・X・LiTaO<sub>3</sub> 基板に埋め込みことにより -10ppm/°C の TCF が報告されているが、反射係数の報告やゼロ TCF の報告はない<sup>(9)</sup>。SiO<sub>2</sub> 膜 0.25 (は波長)埋め込み Al 電極/36°Y・X・LiTaO<sub>3</sub> 基板構造における電気機械結合係数 k<sup>2</sup> と反射係数(電極指 1 本当たり)について Fig.3、4 に示す。SiO<sub>2</sub>

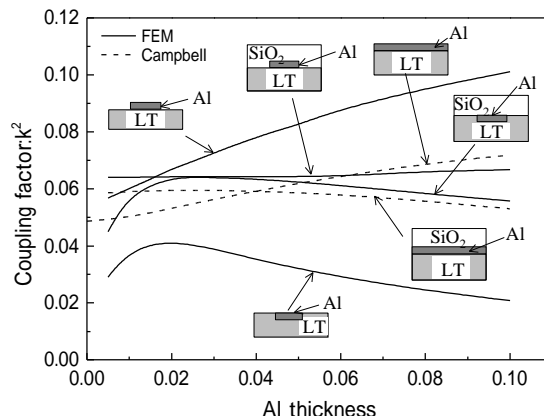


Fig.3 Coupling factor of the LSAW on SiO<sub>2</sub> (0.25 )/various Al-electrodes positions/36°Y・X・LiTaO<sub>3</sub>.

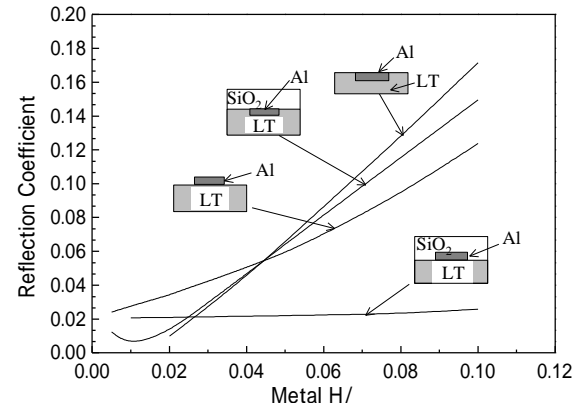


Fig.4 Reflection coefficients of the LSAW on SiO<sub>2</sub> (0.25 )/various Al-electrodes positions/36°Y・X・LiTaO<sub>3</sub>

kadota@murata.co.jp

が形成されていない通常の Al 電極/ $36^\circ\text{Y}\cdot\text{X}\cdot\text{LiTaO}_3$  に比べ、大きい反射係数が得られている。解析は FEM および Campbell and Jones の方法により行った<sup>(10)(11)</sup>。

### 2.1.2 共振子で実験

$42^\circ\text{Y}\cdot\text{X}\cdot\text{LiTaO}_3$  基板にレジストでマスクを形成し、ECR イオンエッチング装置を用い Ar ガスで基板をエッチングし、レジストを除去、Al 蒸着、基板表面研磨、 $\text{SiO}_2$  成膜し、共振子を試作した。Al 電極の厚みは 0.063  $\mu\text{m}$ 、 $\text{SiO}_2$  膜の厚みは 0.27  $\mu\text{m}$  ( $=1.97 \mu\text{m}$ ) である。その断面は前述の Fig.2(a) に示す通りである。交叉幅 28  $\mu\text{m}$ 、対数 13 対、反射器各 20 本で構成された共振子特性を Fig.5 に示す。参考として図中  $\text{SiO}_2$  成膜前の Al を基板に埋め込んだ構造の特性も破線で示すが、文献(9)と同様そのインピーダンス比( $20\log Z_{in}/Z_0$ )は 28dB と良くない。しかし、 $\text{SiO}_2$  を成膜することにより共振特性が大幅に改良されている。 $\text{SiO}_2$  成膜前の良くない特性の 1 原因は、Fig.3 に示すように結合係数が小さいためと考えられる。一方、筆者ら報告の平坦化された  $\text{SiO}_2$  膜/Cu 電極/ $\text{LiTaO}_3$  基板構造共振子の周波数特性と比べると<sup>(9)</sup>、また、共振抵抗や Q が不十分であるが、Al 電極埋め込み量を厚くする、溝形状を直角にすることにより改善されると考えられる。この共振周波数の温度特性を Fig. 6 に示す。TCF-3ppm/ $^\circ\text{C}$  が得られている。このように  $\text{SiO}_2$ 、Al 電極、 $\text{LiTaO}_3$  の組み合わせでも Al 電極を基板内に埋め込むことにより、良好な温度特性、大きな反射係数、適度な結合係数、良好な共振子特性が得られることが明らかになった。

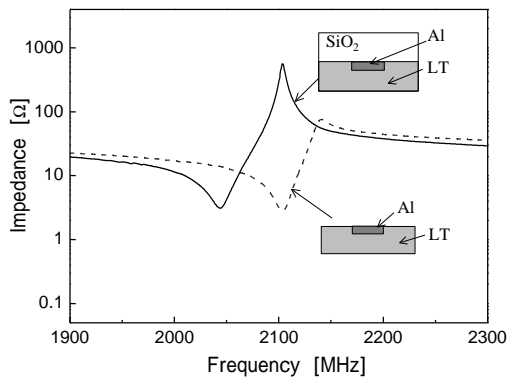


Fig.5 Frequency characteristics of  $\text{SiO}_2$ /groove type Al-IDT/ $\text{LiTaO}_3$  and groove type Al-IDT/ $\text{LiTaO}_3$  structure resonator.

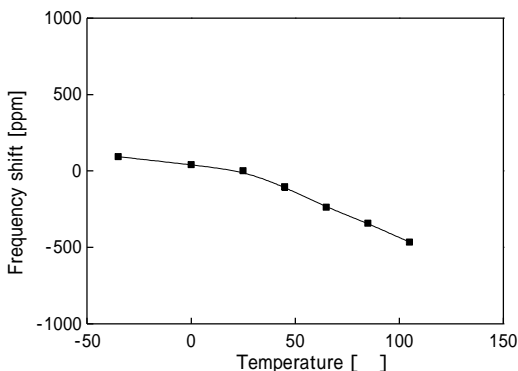


Fig.6 Temperature characteristic of the resonator.

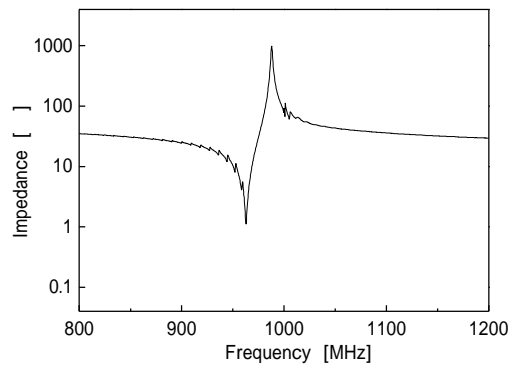


Fig.7 Frequency characteristic of edge-reflection type resonator of  $\text{SiO}_2$ /conventional Al-IDT/ $\text{LiTaO}_3$ .

### 2.2 $\text{SiO}_2$ /Al 電極/ $\text{LiTaO}_3$ 構造の端面反射

Fig.2(b)の  $\text{SiO}_2$ /Al 電極/ $\text{LiTaO}_3$  構造の端面反射を利用する場合には、Al 電極での反射係数を気にする必要はない。基板端面での完全反射が利用できるためである。 $\text{SiO}_2$  膜厚み 0.2  $\mu\text{m}$ 、Al-IDT 交叉幅 25  $\mu\text{m}$ 、対数 10 対、厚み 0.02  $\mu\text{m}$  の端面反射の共振子特性を Fig.7 に示す。周波数は異なるが、Fig.5 より大きなインピーダンス比 60dB が得られている。その共振周波数の温度特性は、TCF-3ppm/ $^\circ\text{C}$  が得られている。端面形成時に  $\text{SiO}_2$  膜部でチップングが生じ、その影響で細かいリップルが生じているが、これは今後の課題である。

### 3. おわりに

Al 電極が形成された  $\text{LiTaO}_3$  基板上に  $\text{SiO}_2$  を形成して温度特性を改善する方法は、大きな反射係数や良好な共振子特性が得られにくかったが、Al 電極を  $\text{LiTaO}_3$  基板に埋め込み、その上に  $\text{SiO}_2$  を形成する構造や通常の Al/ $\text{LiTaO}_3$  基板上に  $\text{SiO}_2$  を形成した端面反射構造で、大きな反射係数、適度な結合係数が得られ、その構造で共振子を作成したところ、良好な共振子特性と良好な温度特性が得られた。

### 文献

- 1) T. E. Parker and M. B. Schulz: IEEE Ultrason. Symp., (1974) 295.
- 2) T. E. Parker and H. Wichansky: IEEE Ultrason. Symp., (1975) 503.
- 3) M. Kadota, T. Nakao, N. Taniguchi, E. Takata, M. Mimura, K. Nishiyama, T. Hada, and T. Komura: Jpn. J. Appl. Phys., 44, (2005) 4527.
- 4) M. Kadota, T. Nakao, N. Taniguchi, E. Takata, M. Mimura, K. Nishiyama, T. Hada, and T. Komura: Proc. IEEE Ultrason. Symp., (2004) 1970.
- 5) K. Asai, M. Hikita, A. Isobe, K. Sakiyama and T. Tada: IEEE Ultrason. Symp., (2002) 235.
- 6) R. Takayama, H. Nakanishi, Y. Iwasaki and T. Kawasaki: Proc. IEEE Ultrason. Symp. (2004) 959.
- 7) J. Tsutsumi, S. Inoue, Y. Iwamoto, M. Miura, T. Matsuda and Y. Sato: Proc. IEEE Ultrason. Symp. (2004) 954.
- 8) 門田：特開 2004217360(2004.7.26 出願)
- 9) 山之内、川崎、佐藤：学振 150 委第 93 回研資(2005), 27.
- 10) T. Kojima and N. Kawai: Proc. IEEE Ultrason. Symp., (1996) 229.
- 11) J. J. Campbell and W. R. Jones: IEEE trans. Sonics & Ultrason., SU-15, (1968) 209.



## 弾性境界波を用いた RF フィルタ RF Filter using Boundary Acoustic Wave

神藤始、山本大輔、栃下光、門田道雄（村田製作所）

Hajime Kando, Daisuke Yamamoto, Hikari Tochishita and Michio Kadota (Murata Mfg. Co., Ltd)

### 1. まえがき

携帯電話用 Radio Frequency (RF) フィルタに対する軽薄短小化への要求に答えるため、Chip Size Package (CSP) 技術を採用した小型弾性表面波 (SAW) フィルタが開発されている。しかし、チップ表面を伝搬する SAW を用いるため、複雑な空洞形成が必要となり、小型化の制約となっていた。

一方、弾性境界波デバイスは、弾性波のエネルギーが境界近傍に閉じ込めるために空洞形成が不要となり、シンプルなパッケージ構造が採用できると期待される。境界波として、縦波 (P) 成分と Shear Vertical (SV) 成分主体で電気機械結合係数  $K^2$  の小さいストリー波<sup>[1]</sup> や Shear Horizontal (SH) 成分主体で  $K^2$  の大きい Maerfeld-Tournois 波<sup>[2]</sup> が知られている。橋本らは、Si/圧電体構造や Si/SiO<sub>2</sub>/圧電体構造で SH 型境界波に関する検討を行っており、Si と圧電体の結晶方位を特定することで、 $K^2$  の大きな SH 型境界波を伝搬できることを報告している。<sup>[3][4]</sup>

筆者らは、小型 RF フィルタ用として SH 型境界波に着目し、36~45° Y-X LiTaO<sub>3</sub> や 41~64° Y-X LiNbO<sub>3</sub> を伝搬する漏洩表面波と同等以上の性能をもつ境界波を検討した。その検討により、新しい SH 型境界波伝搬構造を見出し、理論と実験から SH 型境界波の伝搬を確認した。本報告は境界波伝搬の原理と基礎的な実験結果について報告する。

### 2. 境界波伝搬構造

2つの境界媒質層間に配置した電極材料に横波音速が低い電極材料を利用し、電極厚を増やして媒質層間を伝搬する SH 型境界波を低速化することで、媒質層間へエネルギーを集中させることができる。また、一方の媒質材料として、Y-X LiNbO<sub>3</sub> など遅延時間温度係数 (TCD) が正の圧電基板を用いた場合、他方の媒質に TCD が負の SiO<sub>2</sub> を用いることで、圧電基板の TCD を抑制できる。この構造はシンプルなので生産性も高い。また、SH 型境界波だけでなく P+SV 成分を主成分とするストリー波にも適用でき、多くの材料の組み合わせや結晶方位で境界波

を得ることができるので、実現可能な  $K^2$  やストリップの反射係数、音速の範囲が広い。従って、広範なアプリケーションに適用可能な境界波伝搬基板を提供可能である。

### 3. 数値計算結果

境界波の伝搬特性を解析するため、SAW の解析に利用されている Campbell の解析手法<sup>[5]</sup> を多層構造の境界波に拡張し伝搬特性を解析した。Fig.1 は

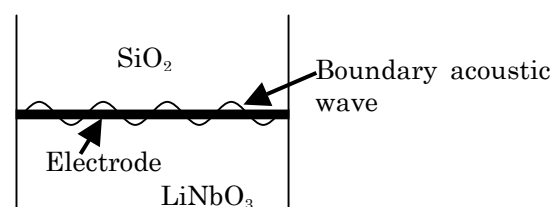


Fig.1. Boundary acoustic wave propagating on boundary SiO<sub>2</sub>/electrode/LiNbO<sub>3</sub>.

計算対象の構造を示す。SiO<sub>2</sub> と LiNbO<sub>3</sub> の厚さは無限大とした。Fig.2~3 は基板として Y-X LiNbO<sub>3</sub>、電極として Al, Cu, Ag, Au を用いたときの SH 型境界波の音速、伝搬損 と電極厚の関係を示す。Fig.2 において、 $V_{LN}$  は LiNbO<sub>3</sub> の遅い横波の音速を示し、 $V_{SiO_2}$  は SiO<sub>2</sub> の遅い横波の音速を示す。電極の厚膜化により SH 型境界波の音速を SiO<sub>2</sub> の遅い横波より低下させると SH 型境界波の  $K^2$  が零となり、非漏洩型のモードとなることがわかる。横波音速が

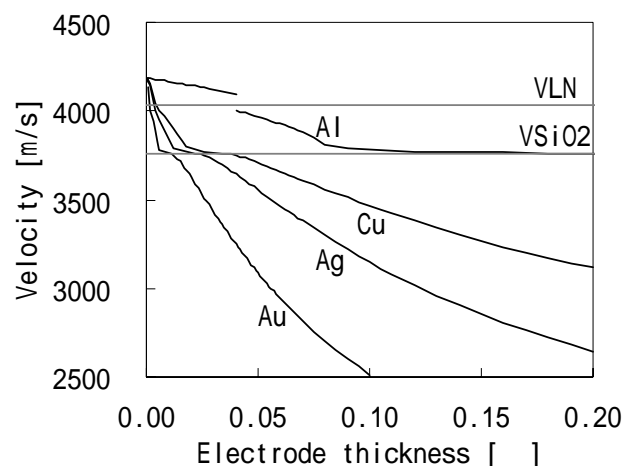


Fig.2. Dependency of boundary acoustic wave velocity on electrode thickness

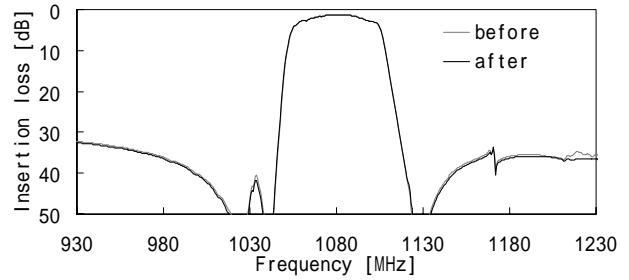
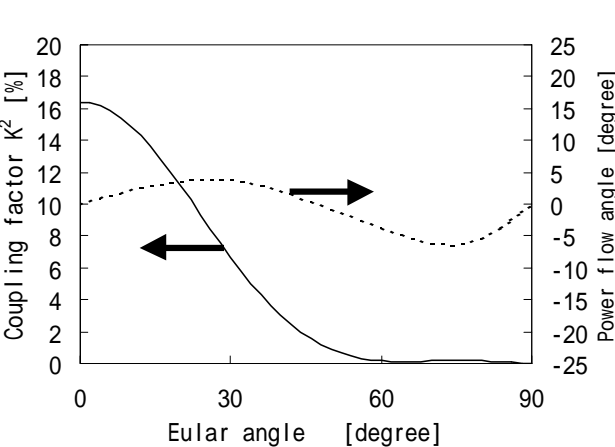
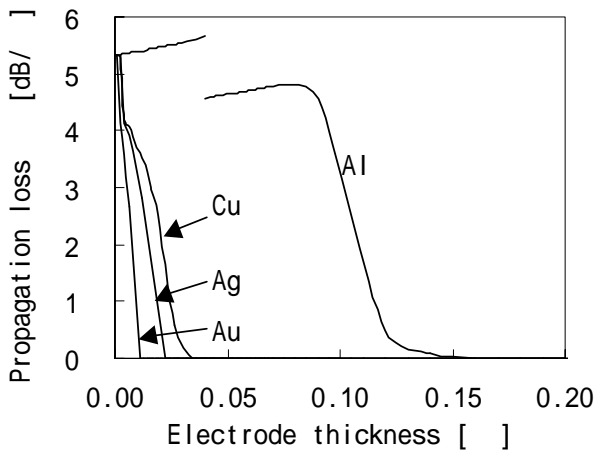


Fig.5. Frequency characteristics before and after coated a chip with epoxy resin.

Fig.6. Frequency characteristics on propagation angle.

標となるモード間結合係数  $k_{12}$  は 0.15 と見積もった。  
 $\theta = 0 \sim 30^\circ$  における比帯域幅は  $38^\circ$  Y-X LT-LSAW  
 フィルタの 0.67 ~ 1.85 倍の値が得られた。

## 5. まとめ

境界波伝搬構造として、境界媒質間に配置した低音速電極、特に重い電極により弾性波を閉じ込める構造を提案し、数値解析により原理を確認した。  
 $\text{SiO}_2/\text{Au-IDT}/\text{LiNbO}_3$  構造でラダーフィルタを試作し、 $K^2$  が 0~16%の範囲で可変できることから、共振構造を用いたフィルタの帯域幅を調整でき、TCD が小さく、 $k_{12}$  の大きな非漏洩型の境界波を得た。この構造は汎用性が高く、材料の選定次第で RF SAW フィルタの製造工程をほとんど変えずに製造できる。

## 謝辞

本研究の試作に協力頂いた下田和徳氏をはじめとする村田製作所の各位に感謝いたします。

## 引用文献

1. R.Stoney:Roy.Soc.Proc.London, Series A,106, 1924,pp.416-428
2. C.Maerfeld,P.Tournois:Appl.Phys.Lett.,19,1971, pp.117-118
3. 山下、橋本:電子情報通信学会技術研究報告VOL. 96,No.249, US96 45-53, 1996, pp.21-26
4. 山下、橋本:第26回EMシボ'97,1997/5, pp.53-58
5. J.J.Campbell and W.R.Jones:IEEE Trans.Sonics and Ultrason.,Vol.SU-15,1968, pp.209-217

Al より遅い Cu、Ag、Au は電極厚 0.04  $\mu\text{m}$  以下で非漏洩とできるので、素子を作成しやすい。Fig.4 は Au 厚 0.06  $\mu\text{m}$  における  $K^2$  と伝搬角  $\theta$  の関係を示す。伝搬角  $0 \sim 60^\circ$  の範囲で  $K^2$  を 16.7~0%と可変できる。この角度ではパワーフローアングルも小さく、伝搬角のみで調整できるので同一チップ上に任意の  $K^2$  の境界波を得ることができる。

## 4. フィルタ特性

Fig.5 はエポキシ樹脂塗布前後の境界波ラダーフィルタの伝送特性を示す。フィルタは  $15^\circ$  Y-X  $\text{LiNbO}_3$  基板上に 0.05  $\mu\text{m}$  厚の Au ですだれ状電極 (IDT)を形成し、その上に 1.9  $\mu\text{m}$  厚の  $\text{SiO}_2$  膜を成膜して作成した。樹脂塗布前後で伝送特性は変化せず、境界波であることがわかる。Fig.6 は境界波ラダーフィルタの伝送特性と伝搬角の関係を示す。ラダーフィルタは直列腕 3 個の共振周波数と並列腕 2 個の反共振周波数をほぼ一致させて構成した。 $38^\circ$  Y-X  $\text{LiTaO}_3$  を用いた漏洩表面波フィルタ (LT-LSAW フィルタ) と同等の比帯域幅となる伝搬角は  $\theta = 25^\circ$  であり、挿入損失も同等であった。上記フィルタの TCD は 25ppm/  $^\circ\text{C}$  を実測し、ストリップ反射量の指

## 厚みねじれ振動を用いた高感度QCMセンサ

### A micro-mass sensor by QCM vibrator using Thickness Twist Mode

○岡田直剛 菊池尊行 大杉幸久 (日本ガイシ株)  
Naotake Okada, Takayuki Kikuchi, Yukihisa Ohsugi (NGK INSULATORS, LTD.)

#### 1. まえがき

QCM (Quartz Crystal Microbalance) センサは水晶振動子の電極上に付着したマイクログラム程度の質量を測定できる装置であり、薄膜モニター用のセンサとして実用化されている他、近年では免疫センサやにおいセンサなどのピコグラムレベルの測定感度が要求される医療や環境の分野への研究が盛んに行われている<sup>(1)</sup>。我々は、昨年、新しい原理によるバランス型QCMセンサの提案を行った<sup>(2)</sup>。従来型は、ATカット水晶振動子の厚みすべり振動を利用して、電極上に付着した質量に応じて振動周波数が変化する Sauerbrey の関係式<sup>(2)</sup>に基づいて周波数変化から質量を測定する原理のセンサである。これに対し、バランス型QCMセンサは、ATカット水晶振動子の厚みねじれ振動を利用して、この振動の中央にできる振動しない節の位置が左右の質量バランスの変化で移動し、これを中央の検出電極で振動振幅の変化として検出する。従来型と比較して、周囲環境変化の問題や素子厚みの制約等がないため、高感度測定が実現できる。

#### 2. 測定原理

バランス型QCMセンサは Fig. 1 に示すようにATカット水晶ウエハを3対の電極で挟んだ構造である。両端の2対の駆動電極を逆並列に接続し、従来のセンサと同様、交流電圧を印加すると、互いに逆方向のずり振動が発生して、振動子は中心に筋を持った厚みねじれ振動モードで振動する。(Fig. 2)

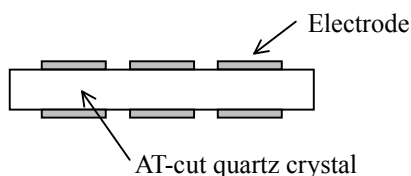


Fig.1 Cross-section view of new QCM sensor

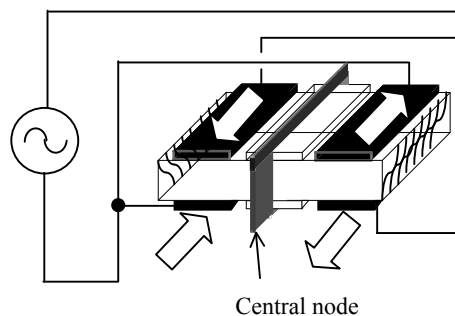


Fig.2 Schematic representation of the thickness-twist-mode vibrational motion

左右の駆動電極がバランスのとれた状態で振動しているときには、振動しない節の位置が、Fig. 2 の白い検出電極の位置にあるため、検出電極は振動せず、信号出力は0である。駆動電極の片側に質量を付加すると、振動しない節の位置が移動し、検出電極が振動し始め、信号が発生する。つまり駆動電極の片方に感応膜などを形成し、特定の物質のみを吸着する構造にすれば、付加した質量に応じて厚みねじれ振動の節の位置が変化し、中央の検出電極で振幅変化として質量を秤量することができる。

#### 3. バランス型QCMセンサの特長

バランス型QCMセンサは従来のQCMセンサと比較して以下の特長をもつ。

- ①感度が水晶板厚みのバラツキの影響を受けない。
- ②吸着の無い状態での検出出力0の状態からの変化を測定する“0位法”の測定となり、高感度化とばらつき抑制が実現できる。
- ③バランス状態の変化から質量を秤量する原理であるため、周囲環境変化により共振周波数が変化しても測定結果は影響を受けにくい。

#### 4. 振動子試作プロセス

試作したQCM振動子を Fig. 3 に示す。厚さ 160  $\mu\text{m}$  のATカット水晶ウエハを外形 8 mm×16 mm にダイシング加工で個片化した。電極パターン形成は、この個片化した水晶板に電極パターン形状の開口部を有するメタルマスクで固定し、Cr: 200 Å (下地)、Au: 1000 Å で両面に成膜した。電極外形は  $\phi$  5 mm とし、配線引き出し用の短冊状の電極パターンを成形した。

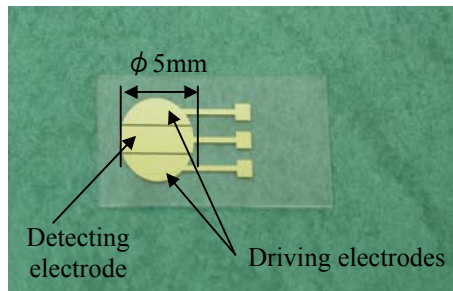


Fig. 3 Prototype quartz resonator

#### 5. 回路試作

昨年の報告では、センサ性能をゲインフェーズアナライザで測定し、原理実証をおこなった。また、これで得られた感度と想定した回路から発生する熱ノイズから測定感度限界の見積もりを行った。引き続き本年はこの測定感度限界を実証するため、専用の駆動および検出回路の試作を行い、評価した。ブロック図を Fig. 4 に示す。

センサシステムから発生するノイズは、検出回路の熱ノイズが主要因である。熱ノイズは、検出回路のバッファアンプの電流電圧変換抵抗に発生する熱雑音と考えることができる (Fig. 4)。よって見積もりに用いた回路定数を基に、回路を試作し、ノイズ測定から測定感度限界の評価を行った。その結果、昨年の見積もりした値が妥当であることを確認し、結論として、ピコグラムレベルの測定感度限界があることを実証した。

#### 6. まとめ

今回専用の駆動、検出回路を試作し、回路ノイズの評価を行った。その結果、ピコグラムレベルの測定感度限界があることを確認し、従来の周波数変化

から質量を測定するQCMセンサに比べ高感度であることを実証した。現在さらなる高感度化の検討を行っている。

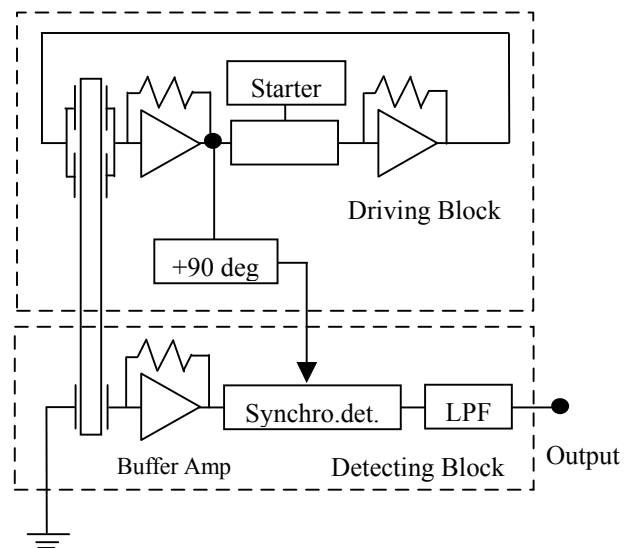


Fig.4 The Block Diagram of the electric Circuit

#### 8. 謝辞

理論面のご指導をいただきました山形大学の富川教授に深く感謝します。

#### 引用文献

- (1) Y. Okahata and H. Furusawa, IEEJ Trans. SM, Vol. 123, No.11, 2003, pp. 459-464
- (2) N. Okada, T. Kikuchi, Y. Ohsugi, Proc. Symp. Ultrason. Electron., Vol.25, (2004) pp. 259-260
- (3) D. A. Buttry and M. D. Ward, Chem. Rev. 1992, 92, pp. 1355-1379

# 直接接合音叉型水晶振動子を用いた角速度センサ

## MINIATURIZED ANGULAR RATE SENSOR WITH LAMINATED QUARTZ TUNING FORK

○大塚隆宏 井上孝弘 吉松昌裕 松戸秀亮 上原博 岡崎正喜  
Takahiro Ohtsuka, Takahiro Inoue, Masahiro Yoshimatsu, Hideryo Matsudo,  
Hiroshi Uehara and Masanobu Okazaki

日本電波工業株式会社  
NIHON DEMPA KOGYO CO., LTD

### 1. はじめに

近年、圧電セラミックスに代表される振動ジャイロを用いた角速度センサは、デジタルスチルカメラやデジタルビデオカメラの手ぶれ補正のキーデバイスとして広く実用化されている。また、最近では、カーナビゲーションシステムの位置補正、自動車の横転検出や車両走行安定性制御等の安全装置として水晶振動子を応用した角速度センサが採用されている。この様な角速度センサの用途の拡大に伴い、量産性に優れ、小型で高信頼性かつ低価格な角速度センサが要求されている。

我々は、直接接合音叉型水晶振動子を用いて小型・低背でかつ信頼性の高い角速度センサを開発した。

### 2. 小型水晶角速度センサ素子

Fig.1 に音叉型水晶角速度センサ素子を示した。我々はこれまで水晶角速度センサ素子の小型化に取り組んできた[1-4]。直接接合水晶を用いて  $0.94 \times 3.7 \times 0.24\text{mm}$  の小型水晶角速度センサ素子を開発した。

### 3. 小型角速度センサ

#### 3. 1 小型角速度センサの特徴

Fig.2 に小型角速度センサの概要を Fig.3 に断面図を示した。小型角速度センサの外形寸法は、 $3.2 \times 5.0 \times 1.3\text{mm}$  である。LSI はセラミックパッケージにフェイスダウンボンディング（以下 FDB）した。LSI のアルミパット上に形成した金バンプに熱と超音波を加えることでセラミック

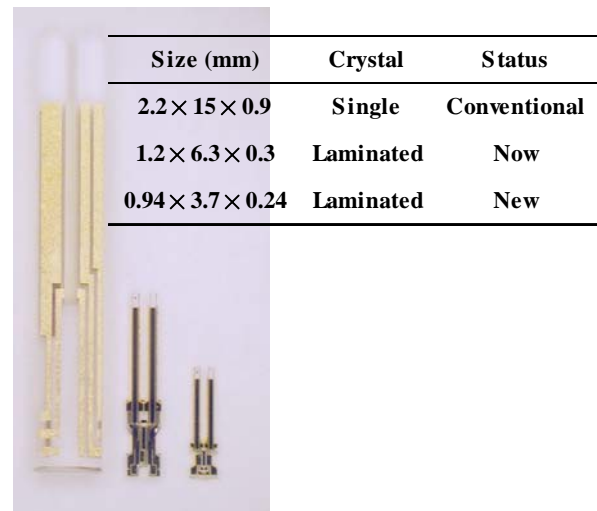


Fig.1 Miniaturization of quartz crystal element

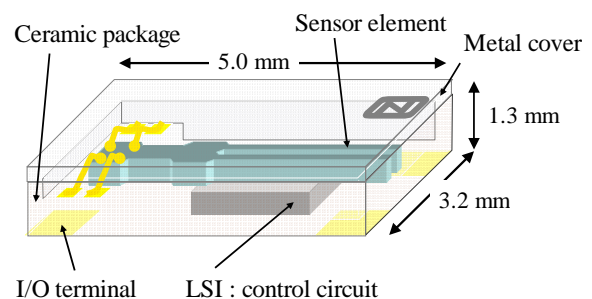


Fig.2 Image structure

パッケージと電極を接合した。角速度センサ素子は2項の直接接合音叉型水晶角速度センサ素子基部を接着剤により強固に固定し、センサ素子の電極をワイヤボンディングした。また、封止雰囲気は真空とした。小型角速度センサは以下の構造的特徴を有する。(1) 角速度センサ素子を強固に固着することにより外乱振動に強く信頼性に優れる。(2) FDBによるICの実装。(1)、(2)により信頼性が高く、かつ小型・低背角速度センサを実現した。

### 3. 2 小型角速度センサの回路構成

角速度センサの駆動・検出回路の概要を Fig.4 に示した。モニタ電極 M から出力された電圧が一定となるように AGC 回路で Gain 調整した電圧をドライブ電圧 D+、D- に印加しセンサ素子を安定振幅させる。一方、検出電極 S1、S2 から出力されるコリオリ信号を同期検波回路で処理し LPF により平滑することで DC 出力を得る。小型角速度センサの感度出力特性を Fig.5 に示した。角速度に対して直線性の良好な出力特性が得られた。

### 4. まとめ

- (1) 直接接合水晶を用いて  $0.94 \times 3.7 \times 0.24\text{mm}$  の小型音叉型水晶振動子が開発できた。
- (2) FDB 技術とセンサ素子の強固な接着の採用により高信頼性で小型・低背の角速度センサを実現した。
- (3) 小型化しても良好なセンサ特性が得られた。

### 引用文献

- 1) H.Matsudo, M.Ishihara, S.Kawasaki, J. Yukawa, and M. Hatanaka : Proc. 2000 IEEE/EIA Int'l Frequency Control Symposium (2000) 91
- 2) 岡崎正喜 他 : 電子情報通信学会基礎・境界ソサイエティ大会 (2000)321
- 3) T. Inoue, M. Yoshimatsu, and M. Okazaki : Proc. 2003 IEEE Int'l Frequency Control Symposium (2003)1007
- 4) 吉松昌裕, 大塚隆宏, 松戸秀亮, 岡崎正喜 : 第33回 EM シンポジウム (2004)61

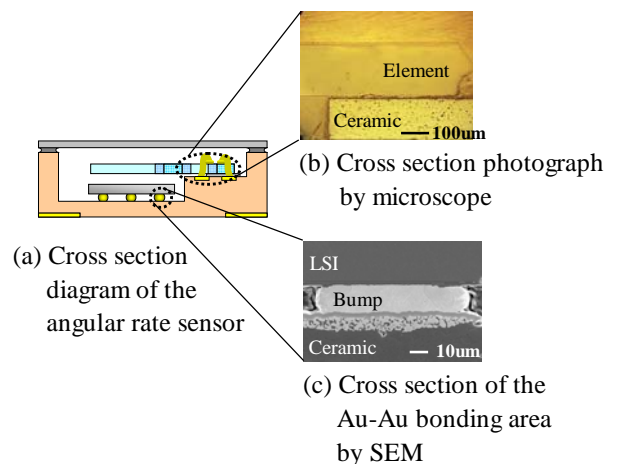


Fig.3 Mounting sensor element

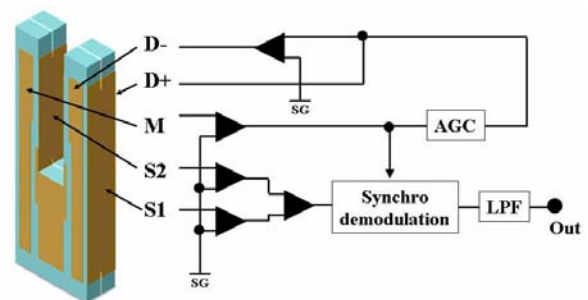


Fig.4 Control circuit of angular rate sensor

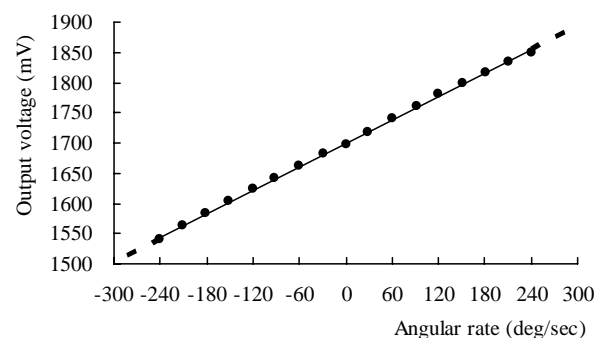


Fig.5 Characteristics of angular rate sensor

## 32-QAM を用いた実海域音響通信実験 An Experiment of Underwater Acoustic Communication Using 32-Quadrature Amplitude Modulation

○越智 寛、渡邊佳孝、志村拓也 (海洋研究開発機構 海洋工学センター)  
Hiroshi Ochi, Yoshitaka Watanabe and Takuya Shimura (JAMSTEC, Marine Technology Center)

### 1. はじめに

電波の届かない海中において、唯一の通信手段として音波を用いた通信の研究が様々に行われている。<sup>1,2)</sup> 筆者らも、音響通信の研究を進めてきており、これまでに、有人潜水船や無人潜水船から水上の船舶に画像データを伝送する装置<sup>3,4)</sup> や、海洋に係留したブイ間のデータ伝送装置<sup>5,6)</sup> 等の開発を行ってきた。近年は、近距離高速の音響データ通信を目指して研究を行っている。

我々は昨年、水槽での通信実験を行い、32-QAM を用いた広帯域の音響通信が可能であることを確認した。<sup>7)</sup> 本稿では、同様の方式により、実海域で音響通信の実験を行ったので、その結果について報告する。

### 2. 実験の構成

実験は、駿河湾の水深約 1,300 m の海域において実施した。構成図を Fig. 1 に示す。受信機は、アーマードケーブルにより約 1,100 m の深度に吊下した。また、送信機は、受信機から更に約 90 m 下方にナイロンロープにより吊下した。シーステートは 2 で、船舶の動揺のみが伝わるような状態であった。

中心周波数は 80 kHz で、通信速度 10, 12.5, 16 kbps (50, 62.5, 80 kbps) の 3 種類についてデータを取得した。サンプリング周波数は 800 kHz、送波器はピエゾコンポジット素子を用いた指向幅約 60 度のコンカルビームパターンのもを使用し、受波器は無指向性の標準ハイドロフォン 2 個を用いた。実海域では、フィルタ・プリアンプを通した信号を 2 チャンネル独立に AD し、装置を揚収後、後処理で復調を行った。復調アルゴリズムは、2 チャンネルアダプティブ DFE を用いた。アダプティブフィルタのタッ

プ数は、フォワードフィルタタップが 2 ms 相当、フィードバックフィルタタップが 3 ms 相当とした。アダプティブアルゴリズムは LMS (least mean square) である。

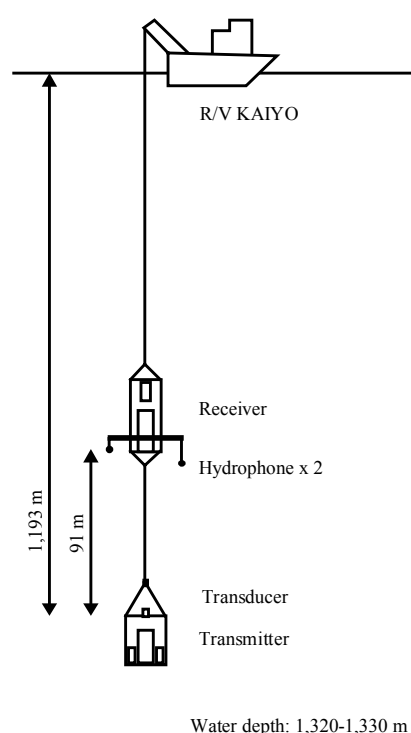


Fig. 1 The arrangement of the sea trial.

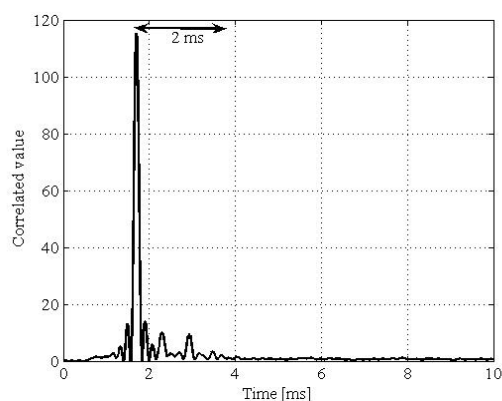


Fig. 2 Channel response.

### 3. 実験結果

本実験時の典型的な通信路特性を Fig.2 に示す。反射波は、2 ms 程度以内に受波器に到達している。今回は、水中の比較的安定した系で実験を行った。Fig.3 は、復調結果の例である。(a) は通信速度 10 kbps、(b) は 12.5 kbps、(c) は 16 kbps の場合の結果である。各サブプロットにおいて、上段は Ch1 及び Ch2 の入力スキャッタであり、中段右はデータ部分の判定器入力スキャッタである。また、中段左はトレーニングシーケンスも含めた判定器入力スキャッタを I 成分・Q 成分に分けて時系列表示したものであり、収束の状況を示している。下段左は自乗平均誤差の時系列表示である。入力 SNR は、22~32 dB 程度であったが、この範囲ではエラーは見られなかった。距離 90 m においてフルパワーで送信した時の入力 SNR が約 32 dB であったので、10 dB 程度の余裕があるため、約 280 m までの距離で通信が可能であると言える。

### 4. まとめ

32-QAM を用いて、実海域で音響通信実験を行い、約 90 m の伝搬距離において 50、62.5 及び 80 kbps の通信速度で良好な通信結果を得た。本実験は、比較的ドップラの少ない安定した条件下で行ったが、今後無人探査機の遠隔制御等実際の応用に近づけるため、2 ノット程度のドップラが生じるような条件下での検討及び実験を行っていき、実用化につなげていきたい。

### 謝辞

本実験を行うにあたり、多大な支援をいただいた、海洋調査船「かいよう」の漁野船長以下乗組員の方々に深謝いたします。

### 引用文献

1. M. Stojanovic: IEEE J. Oceanic Eng. **21** (1996) 125.
2. D. B. Kilfoyle and B. Baggeroer: IEEE J. Oceanic Eng. **25** (2000) 4.
3. H. Ochi, T. Tsuchiya, Y. Amitani, M. Suzuki and S. Negishi: *Proc. Conf. Pacific Ocean Environments & Probing '92, Okinawa*, (1992) 132.
4. H. Ochi, T. Shimura, et al. : *Proc. ISOPE-2004 (2004) CD-ROM*.
5. Y. Watanabe and H. Ochi : *Jpn. J. Appl. Phys.* **43**

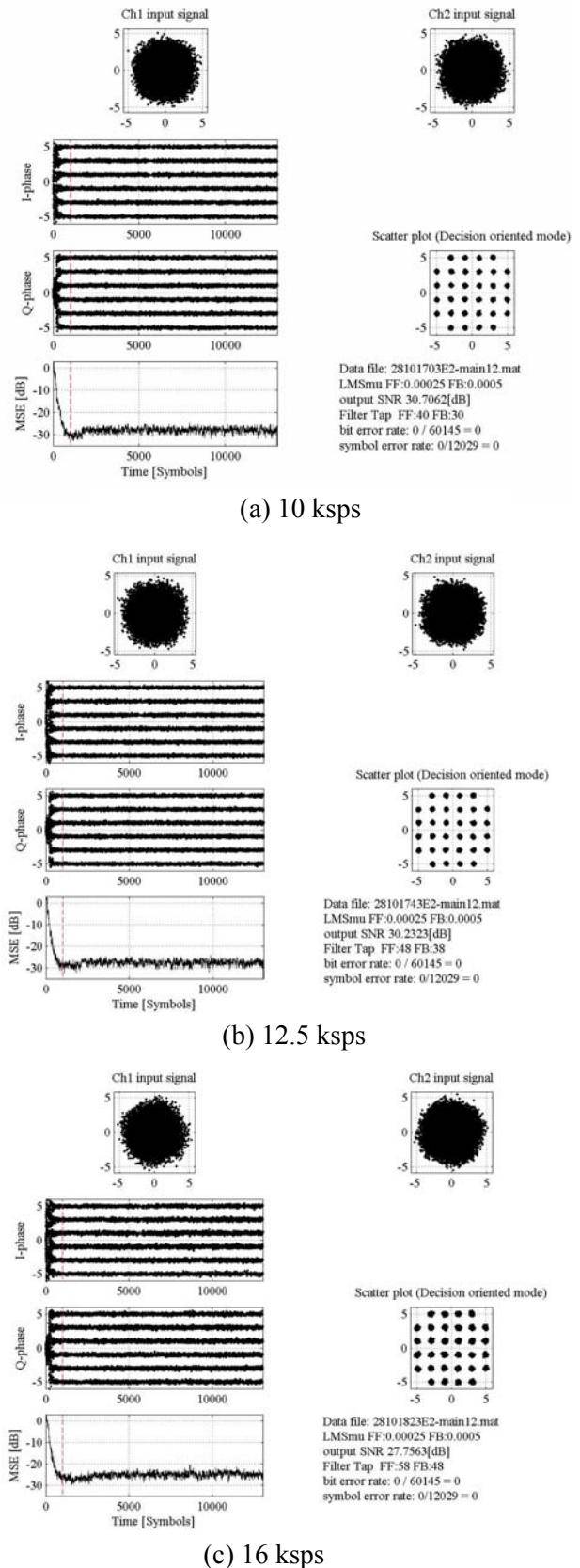


Fig.3 Examples of results.

(2004) 3134.

6. H. Ochi, Y. Watanabe and T. Shimura : *Jpn. J. Appl. Phys.* **43** (2004) 3140.
7. H. Ochi, Y. Watanabe and T. Shimura : *Jpn. J. Appl. Phys.* **44** (2005) 4689.



# 海底定点の変位計測における位相共役波の利用と水温変化の影響

## Application of phase conjugate wave to measurement of fix point displacement on seafloor and effect of water temperature change

○岩瀬良一\*、直井純、菊池年晃（海洋研究開発機構）、水谷孝一（筑波大大学院）  
Ryoichi Iwase, Jun Naoi, Toshiaki Kikuchi (JAMSTEC) and Koichi Mizutani (Univ. Tsukuba)

### 1. はじめに

地震の発生予測などを検討する上で、地殻変動量の計測は極めて重要である。陸上では、従来からの測量に加え、最近ではGPSにより陸上の定点の変位量の詳細なモニタが可能である。

一方、海底では、通常、音波により測位が行われる。海底定点の変位量を計測する試みがいくつかなされているが、ほとんどの場合、基本的には音波の伝搬時間を計測することにより得た距離を用いて変位量を求めている。しかしながら、伝搬媒質である海水の温度変化により音速が変化し、伝搬時間が変動することに加え、海水の不均質性による音波の屈折・散乱や海面・海底における反射などにより、音波の到達時刻を正確に検出することにすら困難を伴う場合があり、地殻変動検出に必要な精度で変位を計測する際、大きな障害となる。

こうした中で、海中における位相共役波の収束特性、つまり、ある点から放射された音波を変換器アレイで受波し、位相共役処理を施した上で放射すると、海洋環境の空間的不均質性に依らず、初めに音波を放射した点に収束する特性<sup>1)</sup>は、海底における新たな変位計測方式への応用が期待される。そのためには、伝搬環境の変化に対する位相共役波の収束特性の変化を知る必要がある<sup>2) 3)</sup>。

今回は音源と変換器アレイ間の距離の変動と音速の変動が、位相共役波の焦点音場に与える影響をシミュレーションにより検討した。

### 2. 伝搬モデル

音源と変換器アレイをFig. 1に示すように配置する。すなわち音源を $(0, z_s)$ に置き、ここから距離 $R$ だけ離れた場所に $J$ 個の素子からなる変換器アレイを置く。 $j$ 番目の素子の位置は $(R, z_j)$ である。音源から放射された音波がこれらの素子に入射し、位相共役処理を受けた後に再放射

された場合に、点 $r(r, z)$ に形成される音場は次式で表される<sup>1)</sup>。

$$P(r, z; t) = \sum_{j=1}^J \int G_{\omega}(r; z, z_j) G_{\omega}^*(R; z_j, z_s) S^*(\omega) e^{-i\omega t} d\omega \quad (1)$$

ここで、 $G_{\omega}(r; z, z_j)$ は変換器アレイの $j$ 番目の素子から点 $r$ に及ぼすグリーン関数、 $G_{\omega}(R; z_j, z_s)$ は音源から $j$ 番目の素子へ及ぼすグリーン関数、 $S(\omega)$ は音源の周波数スペクトル、 $\omega$ は音波の角周波数である。また\*は複素共役を表す。これらのグリーン関数は、伝搬モデルとその音場を表す式で表すことが出来る。今回は結合モード法を用いた<sup>4)</sup>。

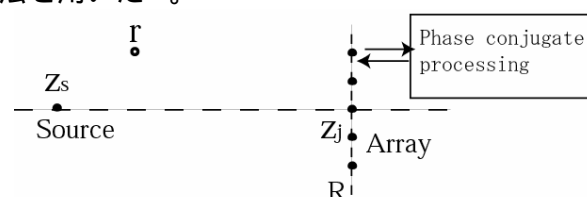


Fig. 1 Location of acoustic source and array

### 3. 周波数領域における収束特性

水深を100 mとし、周波数500 Hzの音源を水深50 m ( $z_s=50$  m)に置き、音源とアレイ間の距離を1 km ( $R=1$  km)とした場合の位相共役波の音圧振幅分布を、Fig. 2に示す。アレイの各素子間の間隔は半波長とした。定数は、音源からアレイまで(往路)と、アレイから焦点まで(復路)とで全て同じである。この場合、音源 $(0, z_s)$ と同じ点、すなわち距離ゼロ、深度50 mに明確な焦点が形成されている。次に往路と復路の定数を変化させる。Fig. 3は、復路における水中の音速を2 m/s毎に増加させた場合の水平レベル分布である。4 m/s以下の増加とそれ以上の増加に対する曲線とに二分されている。音速を減少させた場合は、わずかであるが連続的に変化する。Fig. 4は、帰路時の海底中の音速を10 m/sまで増

\*E-mail : iwaser@jamstec.go.jp

加させた場合の曲線であるが、ほとんど重なって変化は認められない。垂直レベル分布についても同様である。

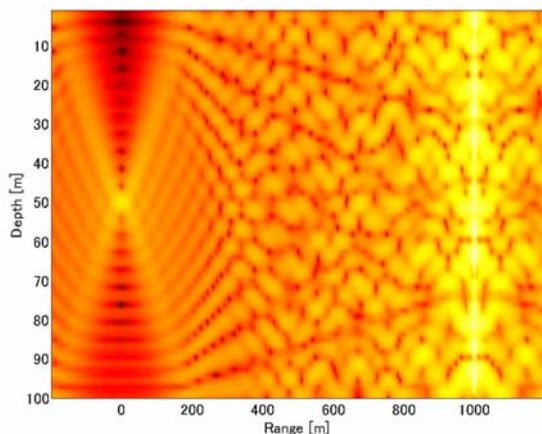


Fig. 2 Sound pressure amplitude distribution of phase conjugate wave

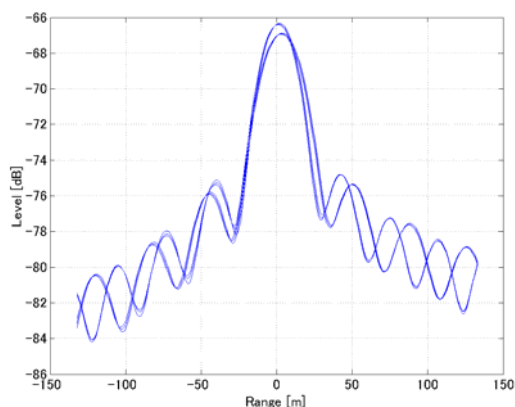


Fig. 3 Horizontal distribution of sound pressure amplitude in the vicinity of focal point. Sound speed in water of return path is increased by 0, 2, 4, ..., 10 m/s, respectively.

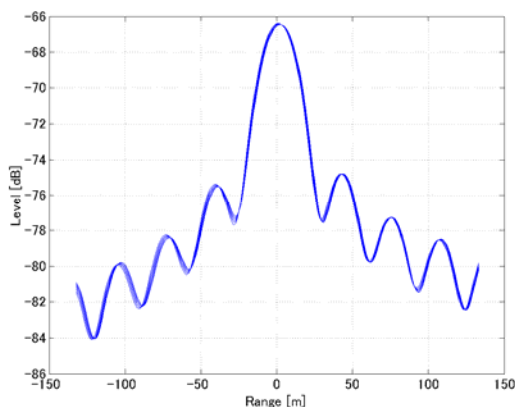


Fig. 4 Horizontal distribution of sound pressure amplitude in the vicinity of focal point. Sub-bottom sound speed of return path is increased by 0, 2, 4, ..., 10 m/s, respectively.

### 3. 時間領域における位相変化

次に、 $R=5$  kmとし、その他の定数は前項と同じとして焦点に形成されたパルスの時間変化を調べた。復路の距離を1 cm単位で変化させたときのパルスの位相(時間)のずれをFig. 5に示す。復路の距離が $\pm 50$  cm変化した場合、パルスの伝搬時間が線形に変化する。Fig. 6は、復路の音速を0.2 m/sずつ変化させたときの距離変化と焦点の位相変化の関係を示している。音速の変化により直線が平行移動している。

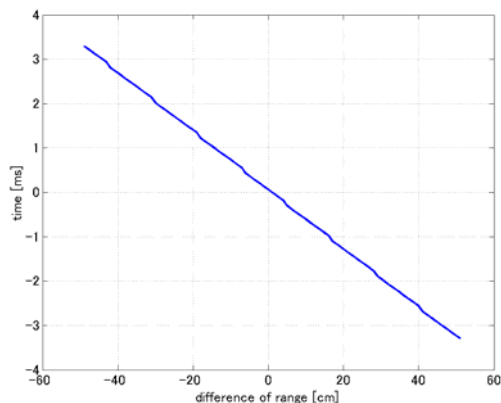


Fig. 5 Relation between distance change of return path and difference of propagation time.

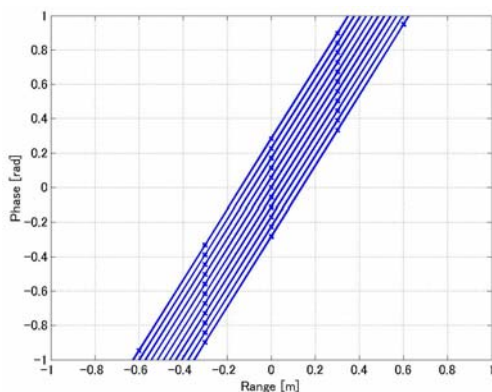


Fig. 6 Phase change at focal point caused by sound velocity change and distance change. Different line shows different sound velocity.

### 4. まとめ

浅海域モデルを用い音速を往路と復路で変化させた場合、周波数領域では位相共役波の収束特性に顕著な変化はないが、時間領域では微小な位相変化を線形に観測できる。また距離変動と音速変動による位相変化の特徴を示した。

### 引用文献

1. Kuperman *et al.* : J.Acoust.Soc.Am. **103** (1998) 25.
2. 直井他 : 音講論 (春) (2003) 1316.
3. 菊池他 : 音講論 (春) (2005) 1071.
4. Evans : J.Acoust.Soc.Am. **74** (1983) 188.

## 海底堆積物中の横波音速 Shear wave velocity in marine sediments

○木村正雄 (東海大 海洋)

Masao Kimura (Tokai University, School of Marine Science and Technology)

### 1. まえがき

海底堆積物中の横波音速は、海底堆積物の性質を評価する上で重要である。本研究では、まず海底堆積物中の横波音速について、Biot-Stollモデルを用いて検討を行った。次に横波音速の間隙率依存性および横波音速を決定する物理パラメータの基礎的検討として、空気および水で飽和された海岸砂および水で飽和された粘土中の横波音速を測定し、その測定結果について考察を行った。

### 2. Biot-Stoll モデル

海底堆積物などの多孔性飽和媒質中の音波伝搬モデルであるBiot-Stollモデルにおいて、横波音速の波数 $k_s$ に関する方程式は次式で与えられる<sup>1</sup>。

$$\left(m\mu - j\mu \frac{F\eta}{k\omega}\right)k_s^2 + \left[\rho_f^2 - \rho m\right] + j\rho \frac{F\eta}{k\omega}\omega^2 = 0 \quad (1)$$

式(1)において、 $\omega$ は角周波数、 $\mu$ は剛性率、 $\rho_f$ は間隙流体の密度、 $\rho$ は堆積物の密度、 $m = \alpha(\rho_f/\beta)$  ( $\beta$ : 間隙率、 $\alpha$ : 構造因子)、 $\eta$ : 粘性係数、 $F$ : 粘性補正係数、 $k$ : 透水係数である。複素音速 $c_s'$ は、次式で表される。

$$c_s' = \frac{\sqrt{\frac{\mu}{\rho}}}{\sqrt{1 - \frac{\rho_f^2}{\rho \left\{ m - j\rho_f \frac{F\eta}{k\omega} \right\}}}} \quad (2)$$

角周波数が0、および $\infty$ における音速 $c_{s0}$ および $c_{s\infty}$ は、次式で与えられる。

$$c_{s0} = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}, \quad c_{s\infty} = \sqrt{\frac{\mu}{\rho \left( 1 - \frac{\rho_f^2}{\rho m} \right)}} \quad (3)$$

すなわち横波にも縦波と同様に音速分散が存在する。

### 3. 砂中の横波音速測定

圧電バイモルフ型圧電振動子<sup>2</sup>を用いて、90種類の空気および水で飽和された海岸砂中の横波音速を測定した。測定周波数は3.5 kHz、測定深度は30 mm、測定距離は38.5 mmである。横波音速の測定結果をFig. 1に示す。また水で飽和された場合の砂中の横波音速と空気で飽和された場合の横波音速の関係をFig. 2に示す。これらの図より間隙率が小さくなると横波音速は若干速くなること、また水で飽和された砂中の横波音速は、空気で飽和された場合の音速の約84%となることがわかった。さらに横波音速および密度の測定値より剛性率を求めた。その結果をFig. 3およびFig. 4に示す。これらの図より、間隙率が小さくなると剛性率は大きくなること、また水で飽和された砂の剛性率は、空気で飽和された場合の剛性率の約90%となることがわかった。

海底堆積物の剛性率は、次式で与えられる<sup>1</sup>。

$$\mu = 3.324 \times 10^6 (1 - \beta)^{0.45} \exp\left(-1.5 \frac{\beta}{1 - \beta}\right) (\rho_r - \rho_f)^{0.45} d^{0.45} \quad (4)$$

( $d$ : 深度)

空気飽和と水飽和の場合の剛性率の差は、間隙流体の密度差に起因する堆積物の骨格に働く応力の差によるものと考えられる。

### 4. 粘土中の横波音速測定

粘土のような高間隙率海底堆積物中の横波音速は砂中の横波音速よりもさらに遅いため、その測定には工夫が必要である。ここでは送受波器として、真鍮板の一部にけられた円形穴にシリコンゴムで保持された圧電バイモルフ型圧電振動子を用いた。測定周波数は2.6 kHz、測定距離は15~35 mmとした。測定媒質は水で飽和された木節粘土である。この方法では間隙率が0.8以上になると測定が困難になるので、それ以上の間隙率の場合には放射インピーダンス法<sup>3</sup>を用いて横波音速を測定した。この方法を用いるとかなり遅い横波音速でも測定できる。測定結果をFig. 5に示す。この図より、横波音速は間隙率が大きくなると小さくなること、間隙率が0.9以上になると横波音速は数 m/sになることがわかった。

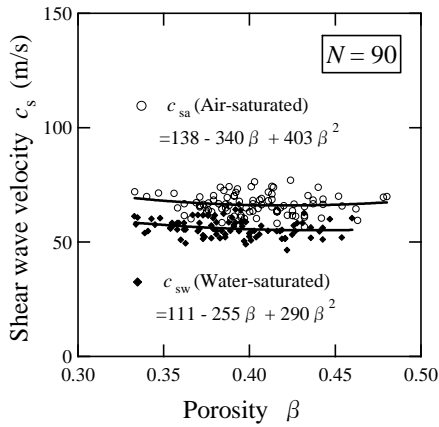


Fig. 1 Shear wave velocity versus porosity for air- and water-saturated sands.

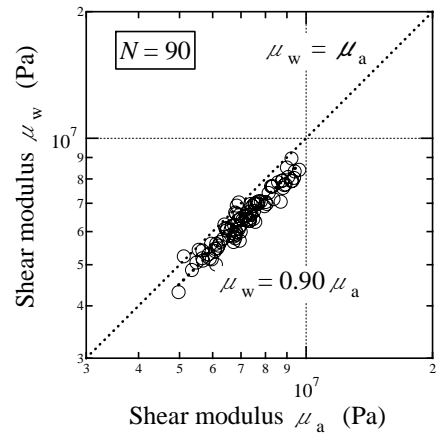


Fig. 4 Shear modulus in water-saturated sands versus those in air-saturated sands

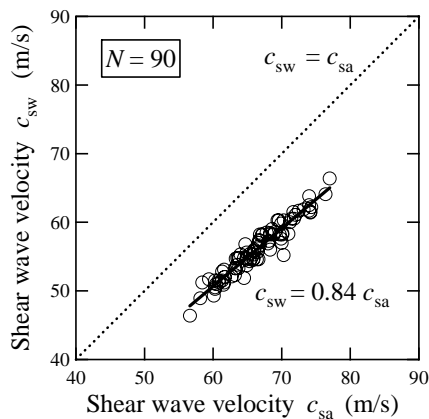


Fig. 2 Shear wave velocity in water-saturated sands and those in air-saturated sands.

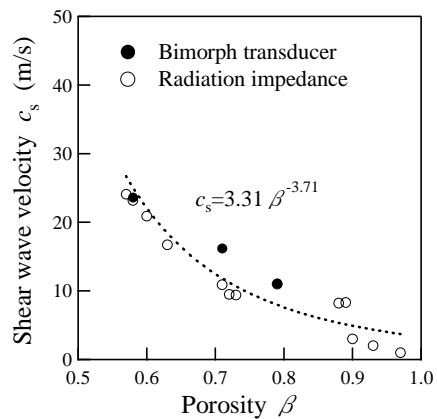


Fig. 5 Shear wave velocity versus porosity for water-saturated clay.

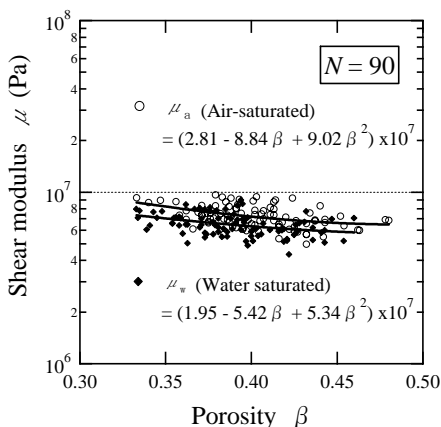


Fig. 3 Shear modulus versus porosity for air- and water-saturated sands.

## 5. むすび

海底堆積物モデルとして、空気および水で飽和された砂と水で飽和された木節粘土の横波音速

を測定した。さらに各剛性率を求めた。空気飽和、水飽和いずれの場合も、間隙率が小さくなると横波音速はわずかに速くなった。水で飽和された海岸砂の横波音速は、空気飽和された場合の横波音速の約84%となった。また水で飽和された木節粘土の横波音速を測定した結果より、間隙率の関数としての横波音速の実験式を求めた。

## 謝 辞

実験においてご協力頂きました 2004 年度東海大学海洋学研究所修士課程修了生羽鳥好太郎氏に感謝いたします。

## 文 献

1. R. D. Stoll : Sediment Acoustics, Springer-Verlag, Berlin (1989).
2. M. Kimura and S. Kawashima : Jpn. J. Appl. Phys. **34** (1995) 2936.
3. M. Kimura : J. Acoust. Soc. Am. Accepted.

## 異なった海底媒質の反射特性を利用した 識別率の向上

### Improvement of the Discrimination by Introducing the Reflection Properties of Different Seabed Materials

陶良、本岡誠一（千葉工大）

Liang Tao and Seiichi Motooka (Chiba Inst. Tech.)

#### 1. 前書き

海底の状況を海上より容易に探査できれば、海底ケーブル敷設やサルベージなどの海洋活動に有益である。筆者らは超音波パルス反射法とニューラルネットワーク情報処理を併用した水底媒質の識別方法について研究を行ってきた。<sup>1) 2)</sup>

この方法は、まず超音波パルスを海底面に向けて放射し、海底面媒質からのエコー信号を受信し、そのエコー信号より海底媒質の特徴の含まれた面積強度を求め、ニューラルネットワーク情報処理を施すことによって海底媒質を識別しようとするものである。

本研究では識別率を更に向上させる重要な要素として、各媒質からのエコー信号の有効持続時間を抽出し、従来の面積強度に掛け合わせたものがニューラルネットワークの識別用入力信号とする方法を提案し、その有効性について実験的検討を行った。

#### 2. 測定装置と方法

測定は、縦 1m、横 2m、深さ 1m のモデル水槽を用いて行った。水槽の底に厚さ 15cm で試料を敷き詰め、送波器と送波器を中心とした円形型アレイ状に配置した 6 個の受波器を水底面媒質より 50cm ( 探査深度 ) 上の位置に吊るし、送・受波器間隔は 6cm とした。発振器から送・受波器の共振周波数に合わせた搬送周波数 370 kHz ( 水中波長 4.1mm ) の正弦波を発生させ、ゲート回路を通し、パルス幅 24 $\mu$ sec の AC パルスを送波器から水底に向けて放射し、水底からの反射波を 6 つの受波器で受信する。ここで、泥(粒径 < 0.2 mm)、海砂(粒径約 0.1 mm ~ 1 mm) と碎石 ( 粒径約 2.2 mm ~ 20 mm ) 三種類の試料

が識別対象としてそれぞれ測定に用いられた。Fig.1 に、各媒質からの受信信号の一例を示す。

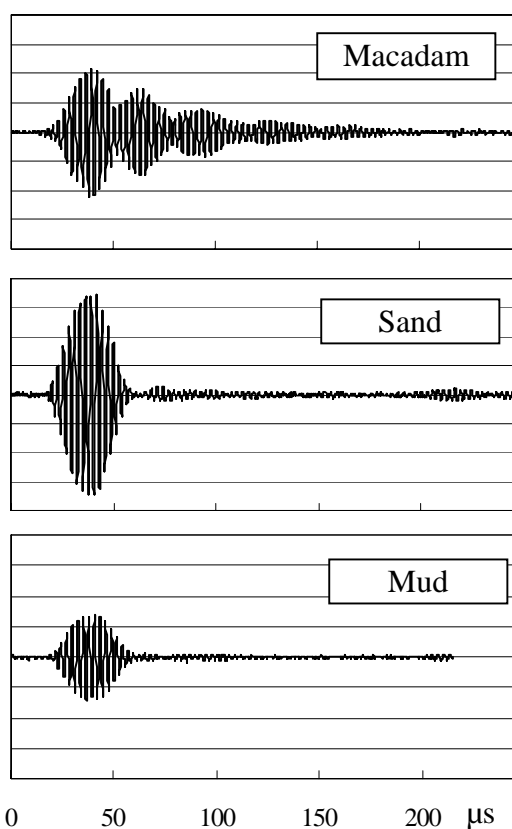


Fig. 1 Example echo-signals from underwater materials

#### 3. 媒質反射特性の抽出

海砂と泥の粒子は水中波長より十分小さいため、入射パルス音波の水底面での反射は、鏡面反射とほぼ同様であると考えられる。したがって、Fig.1 に示すように、音響インピーダンスの違いによるピーク値が海砂の方が高くなったが、両者からは、ともに収束時間の短いエコー信号が測定された。一方、水中波長より大きい粒子が混在している碎石に入射したパル

ス音波は乱反射すると考えられるので、碎石の場合は、収束時間の長いエコー信号が測定された。

反射信号の特徴を表す要素として、従来ではエコー信号の面積強度が用いられたが、乱反射による持続時間の長い碎石からの反射信号とピーク値の高く収束時間の短い海砂からの反射信号との面積強度の分布に重なりが比較的に大きいいため、両者間の識別率は低下すると考えられる。そこで、媒質の特性を表す反射信号の有効持続時間を上述の面積強度に掛け合わせることで、それぞれの媒質からの反射強度分布を分離する方法を試みた。

Fig.2 に面積強度及び有効持続時間の算出の例をそれぞれ示す。エコー信号のエネルギーを表す面積強度の算出範囲は、測定したエコー信号の包絡線ピーク時間から波形の収束時間までとし、測定に用いた三種類の資料中、収束時間の最も長い碎石に合わせ 150 $\mu$ sec とした。なおピーク時間より前の信号には、受波器の電氣的応答の特性が含まれているため強度算出には用いない事とした。また、有効持続時間  $T$  は、エコー信号から求めた面積強度  $S$  をピーク値  $V$  で割ることで求められ、面積強度と有効時間を掛け合わせた新たな信号強度  $S'$  は

$$S' = S * T = S * \frac{S}{V} = \frac{S^2}{V}$$

となる。

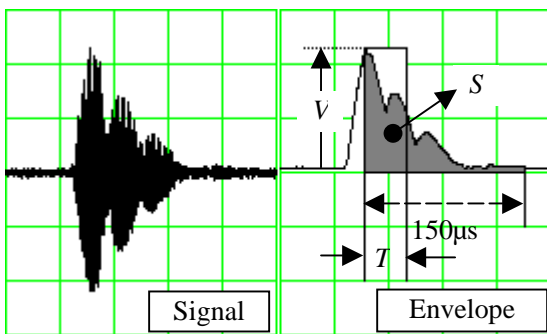


Fig. 2 Calculation of the area intensity and the effective signal length

#### 4. 処理および識別結果

媒質ごとに 140 回の測定を行い、6 つの受波器より計 840 個の受信出力信号の面積強度及び有効持続時間を掛け合わせた場合の信号強度をそれぞれ抽出し、その分布をそれぞれ Fig.3(a),(b)に示す。

また、面積強度と有効持続時間を取り入れた

信号強度をそれぞれ用いて、ニューラルネットワーク情報処理を施し識別した結果を Table I に示す。

碎石と海砂の面積強度の重なりが大きく、面積強度のみを用いた識別率は両者とも比較的低いが、碎石の反射特性を表す有効持続時間を取り入れることで、碎石の強度分布と海砂との重なりを減らすことができ、その識別率が 15% 程度向上させることができた。

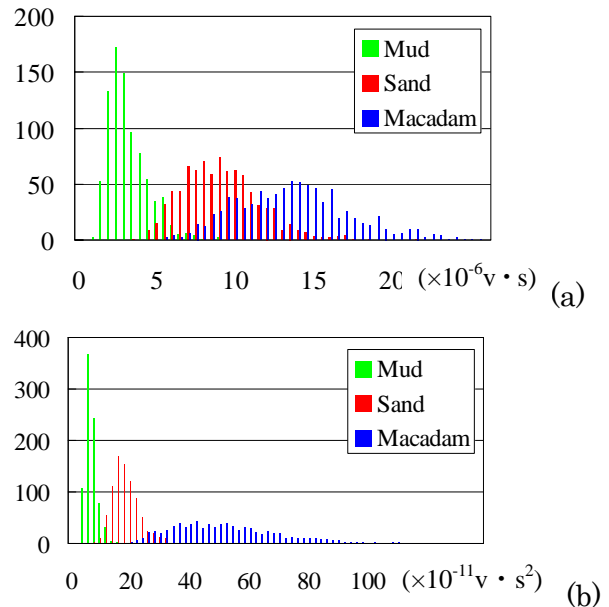


Fig. 3 Comparison results of distribution of signal intensities, derived from (a) area intensity and (b) signal intensity with time

Table I Comparison results of discrimination

	Macadam	Sand	Mud
Area Intensity	81	79	97
Signal Intensity with time	96	95	98

#### 5. まとめ

有効持続時間と面積強度を掛け合わせた信号強度を用いれば、碎石と海砂との信号強度分布の重なりを減らし、両者の識別率は 15% 程度向上させ、この方法は碎石の反射特性をより明確に抽出できることが解かった。

#### 参考文献

1. S. Motooka, M. Kitami and N. Takano : Jpn. J. Appl. Phys. **34** (1995) 2930.
2. L. Tao, T. Hoshino and S. Motooka : Jpn. J. Appl. Phys. **40** (2001) 3817.

## 弾性表面波レーザプローブの高周波動作に関する検討 High-frequency operation of laser probing system for SAW devices

上妻 央<sup>1</sup>, 大森 達也, 橋本 研也, 山口 正恆 (千葉大学)

H. Kamizuma, T. Omori, K. Hashimoto and M. Yamaguchi (Chiba University)

### 1. まえがき

SAW デバイスの高周波化に伴い、SAW 可視化システムにも、GHz 帯での測定が要求されている。その観点から、筆者らは GHz 帯での動作が可能であり、且つ高速測定可能といった SAW 可視化システムの開発を進めている。なお高速測定においては、これまでにサンプリング速度 2.5 kS/s といった高速測定システムを実現している。[1]

高周波デバイス測定の際、測定可能な周波数領域は、光学系の検出部である高速フォトダイオード (PD) のカットオフ周波数 (1.3 GHz) により制限される。そこで本研究では、光源である半導体レーザ (LD) を強度変調し、SAW 周波数とのビートを観測する光ヘテロダイン方式 [2] について検討した。この方式では、PD に入力される信号周波数は、SAW デバイスと LD の駆動周波数の差分となる。よって PD のカットオフよりも高い周波数帯での測定が可能となる。

また高周波測定でのもう一つの問題点として、直達波等の影響が挙げられる。これらの信号の回り込みは、SAW 伝搬による信号成分に重畳し、検出結果におけるダイナミックレンジを悪化させる。そこで本研究では、測定により得られた界分布に、波数空間上で処理を施すことにより、界分布のダイナミックレンジを向上する手法について検討した。

### 2. 光ヘテロダイン方式を用いたシステム構成

光学系にナイフエッジ法と光ヘテロダイン方式を組み合わせた、SAW 可視化システム検出部の構成を図 1 に示す。なお、従来の光ヘテロダイン方式を用いないシステム構成では、LD への変調信号は用いず、PD 出力 ( $f_{SAW}$ ) は、ミキサを用いて中間周波数 ( $f_{IF}$ ) へ変調を行っていた。[1] 上記以外は、従来のシステム構成と同様である。

周波数  $f_{Mod}$  で駆動された LD からの出力は、SAW の励振 ( $f_{SAW}$ ) により、デバイス表面で変調を受ける。よって光検出部である PD では、 $f_{IF} = f_{Mod} - f_{SAW}$  の成分が検出され、出力は SAW の振幅と位相情報を含んだ、周波数  $f_{IF}$  の電気信号となる。この方式において、PD は、LD の駆動周波数と SAW デバイスへの入

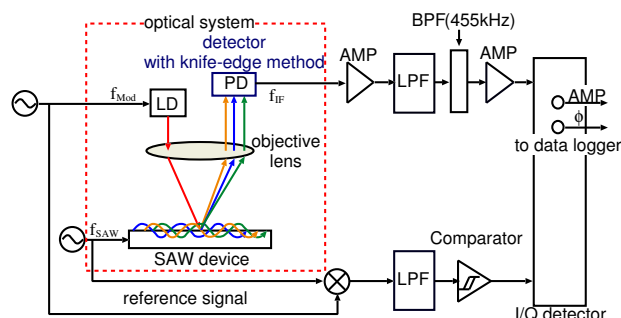


図 1: 光ヘテロダイン方式を用いた検出系の構成

力周波数との、差分の周波数成分 ( $f_{IF}$ ) を検出するため、 $f_{Mod}$  を適切に選択することにより、PD のカットオフ周波数 ( $f_o = 1.3$  GHz) よりも、高い周波数でのデバイス測定が可能である。

また、PD の出力は増幅された後、I/Q 検波器へと入力される。I/Q 検波器では、参照信号を基準とし、入力信号の振幅ならびに位相を検出する。よって、出力は SAW の振幅ならびに位相に対応したアナログ電圧となっており、データロガーにより、標準化される構成となっている。

### 3. 測定と波数空間を用いたデータ処理

上記のシステム構成を用い、測定した結果を以下に示す。測定に使用したデバイスは、松下電器製の AI 電極/水晶基板構造 1 ポート SAW 共振子である。デバイス設計パラメータを以下に示す。IDT 対数は 356 対、反射器対数は 50 対、電極周期  $7.19 \mu\text{m}$  (共振周波数 433 MHz)、電極膜厚 140 nm である。

今回、共振周波数付近の 433 MHz において観測を行った。ここで、 $f_{SAW} = 433$  MHz、 $f_{Mod} = 433.455$  MHz とし、 $f_{IF} = 455$  kHz である。測定結果 (振幅特性) を図 2(a) に示す。

図 2(a) より、共振周波数付近では IDT の中心部に SAW のエネルギーが集中していることが確認できる。またここでは省略したが、位相においてもこれまでと同様の結果が得られている。以上のことから、変調成分である  $f_{IF}$  には、SAW の振幅ならびに位相情報が含まれていることが確認でき、光ヘテロダイン方式を適

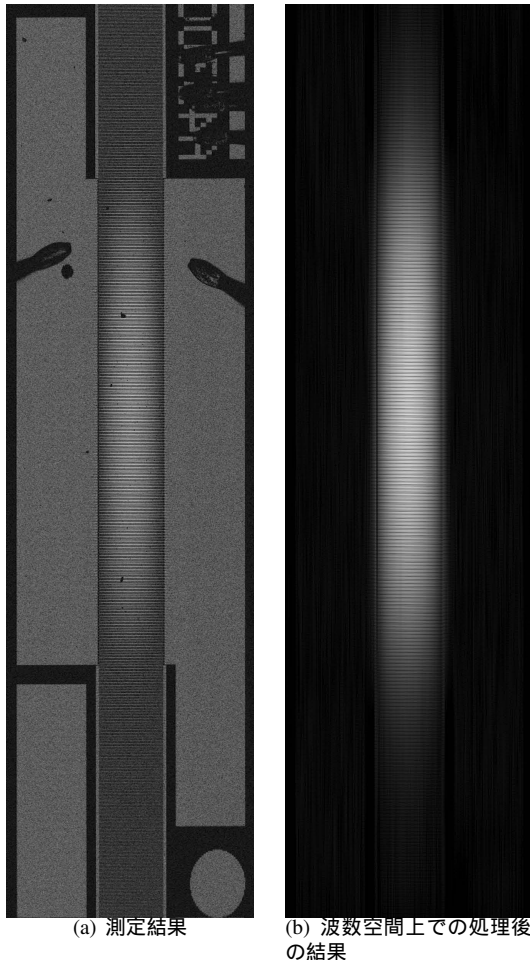


図 2: 共振周波数 433 MHz における実空間界分布 (振幅特性)

用した本システムにおいても、SAW の可視化が可能であることが確認できる。

ここで、図 2(a) の結果には、電極と基板の反射率の寄与が含まれているのが確認できる。これは、光学系における直達波等の影響によるものと考えられる。光ヘテロダイン方式を用いた場合、光変調された、SAW 伝搬の寄与を含む信号強度は、従来の方式を用いた場合の信号強度に比べ、20dB 程度弱くなる。よって、直達波等の成分に、SAW 伝搬の寄与を含む信号成分が埋もれ、S/N 比が悪化する。また、高周波デバイス測定の際、直達波等の影響は大きくなり、十分なダイナミックレンジが取れないといった問題がある。

しかし以下の手法のように、波数空間上で処理を施すことにより、測定結果のダイナミックレンジを、向

上させることが可能である。

まず、図 2(a) に示した実空間界分布に 2 次元フーリエ変換を施し、波数空間へ展開した結果を図 3 に示す。図中、中心は波数空間上の原点に相当している。

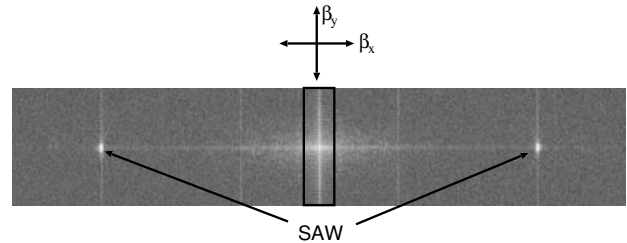


図 3: 波数空間表示

図 3 より  $\beta_x$  領域に、それぞれ 1 つのピークが確認できる。これらは、X 方向へ伝搬する SAW を示している。一方、原点付近にも強いピークが確認できるが、これは、直達波等の影響によるものと考えられる。よって、図 3 中の原点付近の領域を取り除き、逆変換を施すことで、直達波等の影響を取り除いた実空間界分布を得ることができる。以上の処理を施した結果を図 2(b) に示す。

図 2 より、反射率の寄与等が取り除かれていることが確認できる。また、不要な成分を取り除くことにより、見かけ上のダイナミックレンジが向上していることが確認できる。

#### 4. まとめ

本報告では、GHz 帯で動作可能な SAW 可視化システムについて示した。

ナイフエッジ法に光ヘテロダイン方式を組み合わせることにより、SAW の駆動周波数によらず、光検出を行う周波数を引き下げることが可能であることを確認した。また、測定により得られた界分布に波数空間上の処理を施すことにより、直達波等の影響を取り除いた界分布が抽出可能であることを示した。

#### 参考文献

- [1] H.Kamizuma, L.Y.Yang, T.Omori, K.Hashimoto and M.Yamaguchi: "High-Speed Laser Probing System for Surface Acoustic Wave Devices Based on Knife-Edge Method", Jpn.J.Appl.Phys., 44 (2005) pp.4535-4538
- [2] H.Engan: "Phase Sensitive Laser Probe for High Frequency Surface Acoustic wave Measurements", IEEE Trans. Sonics and Ultrason. SU-25(1978) pp.372-377



## GdCOB 結晶の圧電定数測定と弾性表面波特性の計算機解析 Evaluation of Piezoelectric Constants of GdCOB Crystal and Calculation of Their SAW Characteristics

西田貴司\*、清水 寛之、武田 博明、内山 潔、塩寄 忠 (奈良先端大 物質科)  
Takashi Nishida, Hiroyuki Shimizu, Hiroaki Takeda, Kiyoshi Uchiyama, Tadashi Shiosaki  
(Nara Inst. of Sci. and Tech., Mat. Sci.) \*tnishida@ms.naist.jp

### 1. はじめに

情報通信機器の発展に伴って素子性能の向上が著しいが、素子に用いる圧電材料にも良好な特性が必要であり種々の材料が検討されている。<sup>1</sup> 希土類カルシウムオキソボレート系材料( $\text{RCa}_4\text{O}(\text{BO}_3)_3$ ; R は Gd, Y, La など。以降 RCOBと略記)は 1991 年に見出された比較的新しい結晶材料で優れた光学特性を有し活発に研究されている。さらに、(1)化学的に安定で水との反応がない、(2)Li のような揮発性の高い組成を含まない、(3)結晶成長速度が速く融点も低いこと低コスト、などの工学上の利点もあり、圧電応用も期待されるが、圧電特性に関する報告は少ない。<sup>2-4</sup> それはこの RCOB 系結晶が単斜晶(点群  $m$ )で類例がないうえに、三斜晶に次いで対称性が低く、解析がやりづらいためである。

本研究では、RCOB の中でも特に非線形光学定数の大きな GdCOB に着目し、圧電特性、特に基本となる材料定数(弾性定数、圧電定数、誘電率)の測定と測定法の構築を行った。さらに、素子応用への期待から弾性表面波(SAW)特性の解析と測定を詳細に行うことで、測定した定数の評価のみならず今後のこの材料の応用の可能性についても探る。

### 2. 実験結果と考察

まず、材料定数を求めるために様々な方位で結晶カットを切り出して、誘電特性および共振特性を測定した。(共振・反共振法)このとき、切り出すカットの組合せが重要で他の結晶系<sup>5</sup>を参考にして、Fig.1 のような組合せを考案した。特に、(XZw) カットは他の結晶系にないカットである。共振モードはレーザードップラ干涉計や結晶対称性との関連性から同定した。さらに、圧電定数は  $d_{33/31}$  メータを用いて検証した。それらの結果を Table I にまとめた。

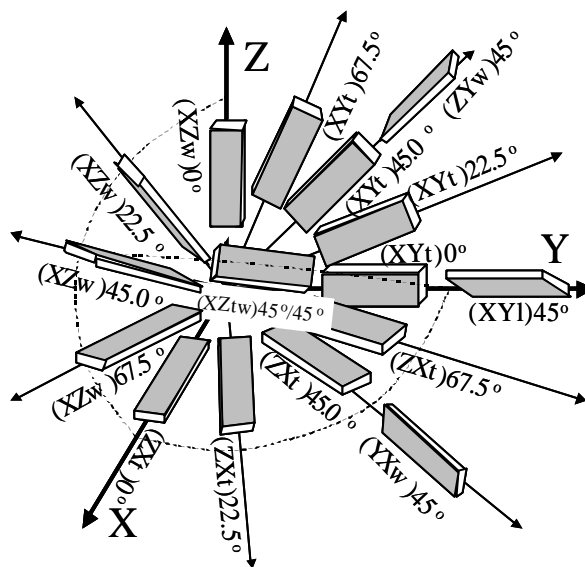


Fig.1 The cuts used for resonance-antiresonance measurement.

Table I The measured material constants of GdCOB

Elastic constants $s$ ( $10^{-12} \text{ m}^2/\text{N}$ )				
$s_{11}$	$s_{12}$	$s_{13}$	$s_{15}$	$s_{22}$
7.60	-1.17	-3.90	-0.40	7.15
$s_{23}$	$s_{25}$	$s_{33}$	$s_{35}$	$s_{44}$
-4.62	-1.53	8.94	0.32	27.9
$s_{46}$	$s_{55}$	$s_{66}$		
1.68	22.8	17.8		
Piezoelectric constants $d$ ( $10^{-12} \text{ C/N}$ )				
$d_{11}$	$d_{12}$	$d_{13}$	$d_{15}$	$d_{24}$
2.8	4.8	-3.8	13.6	-6.9
$d_{26}$	$d_{31}$	$d_{32}$	$d_{33}$	$d_{35}$
-1.9	-0.77	-2.4	2.5	12.6
Dielectric constants $\epsilon$				Density
$\epsilon_{11}$	$\epsilon_{13}$	$\epsilon_{22}$	$\epsilon_{33}$	$\rho$
10.5	-1.6	14.0	10.4	3.725

得られた定数から、弾性表面波特性シミュレーション(計算機解析)<sup>6</sup>を行い、実測値と比較したところ両者は比較的よく一致していた。(Fig.2 にて曲線が計算結果で点が測定結果を示す。)さらに、全方位についてシミュレーションを実施したところ、Y-cut ( $\phi=0^\circ, \theta=90^\circ$ )で最も大きな電気機械結合係数  $k^2=1\%$ が期待できることが示された。(Fig.3) さらに、各材料定数をそれぞれ変化させた場合の速度、結合係数の変化を調べたところ弾性定数では  $S_{55}, S_{66}$  が最も特性に寄与していることがわかった。(Fig.4) これは Rayleigh 波のためである。また、圧電定数では  $d_{15}$  が特性に関係しており、更なる特性向上を図るためには、他の希土類に置換するなど材料組成を調整して定数  $S_{55}$  と  $d_{15}$  の増大と  $S_{55}$  の減少を図る方策が効果的であることが示された。

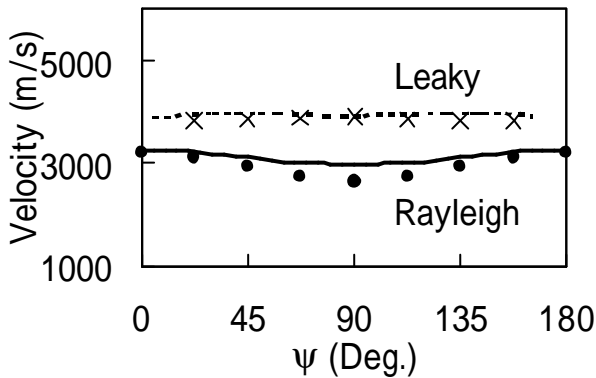


Fig. 2 The dependence of SAW velocity on propagation direction( ). (GdCOB Z cut)

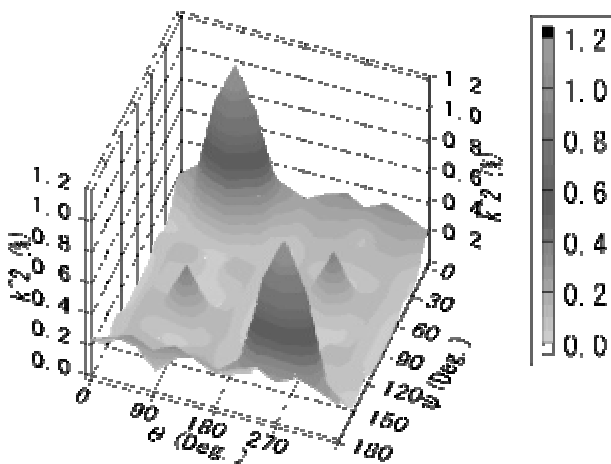


Fig. 3 The SAW coupling coefficients calculated at  $\phi=0^\circ$ .

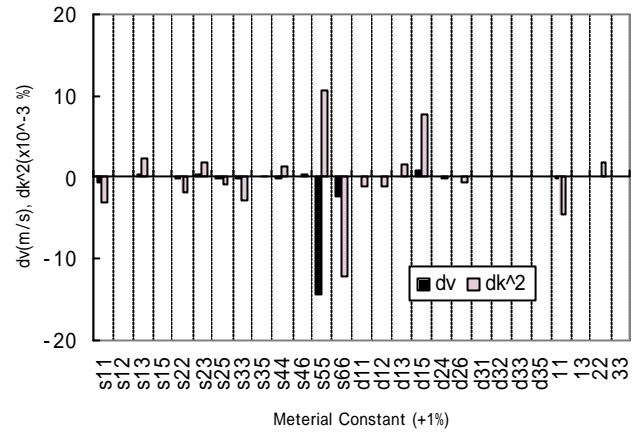


Fig. 4 The dependence of SAW characteristics on material constants. (at  $\phi=0^\circ, \theta=90^\circ, \psi=0^\circ$ )

### 3. まとめ

結晶系の対称性に配慮した測定法を構築することにより GdCOB 結晶の材料定数を明らかにできた。それを用いた SAW 特性計算をおこなったところ実測値との一致も良好であった。さらに、系統的な計算により特性の最適値を探索し、さらに特性値の定数依存性など詳細な解析を行って最適値での挙動に関する知見が得られた。

### 引用文献

1. Y. Shimizu, Y. Endo and T. Watanabe, Jpn J. Appl. Phys 26 (1987) 162.
2. T. Nishida, T. Amano, T. Shiosaki, H. Nakao, M. Nishida and H. Mizutani, Proc. 2001 IEEE Ultrasonics Symp. (2002), 179.
3. H. Takeda, H. Sako, H. Simizu, K. Kodama, M. Nishida, H. Nakao, T. Nishida, S. Okamura, T. Shikida and T. Shiosaki, Jpn. J. Appl. Phys. **42** (2003) 6081.
4. J. Wang, X. Hu, X. Yin, R. Song, J. Wei, Z. Shao, Y. Liu, M. Jiang, J. Mater. Res. 16 (2001) 790
5. W. Mason, Phys. Rev. **70** (1946) 705.
6. J. Campbell and W. Jones, IEEE Su-15 (1698) 209.

# 希土類カルシウムオキソボレート $RCa_4O(BO_3)_3$ ( $R = La, Gd, Y$ ) 結晶の圧電・弾性・誘電定数と弾性表面波特性 Piezoelectric, elastic and dielectric constants and SAW properties of $RCa_4O(BO_3)_3$ ( $R = La, Gd, Y$ ) single crystals

近藤綾子、清水寛之、西田貴司、武田博明、内山潔、塩寄忠 (奈良先端大 物質創成)  
Ayako Kondo, Hiroyuki Shimizu, Takashi Nishida, Hiroaki Takeda, Kiyoshi Uchiyama, and Tadashi Shiosaki  
(NAIST, Graduate School of Materials Science)

## 1. 緒言

我々は、光学結晶として見出された希土類カルシウムオキソボレート  $RCa_4O(BO_3)_3$  ( $R = La \sim Lu, Y$ ; 以下 RCOB) 結晶<sup>[1]</sup>の圧電性に着目し、これまでに  $R = La, Gd$  である LaCOB 結晶ならびに GdCOB 結晶を中心に、点群  $m$  における材料定数評価方法の検討<sup>[2]</sup>や弾性表面波(以下、SAW) 特性の評価を行ってきた。今回、我々は新たに  $R = Y$  である YCOB 結晶の作製と一部の材料定数の算出を行い、上記結晶のそれらと比較し、系統的な知見を見出したので報告する。また、LaCOB 結晶の主平面カットにおける Rayleigh SAW の伝搬特性を計算機解析により明らかにしたので、それについても併せて報告する。

## 2. 実験

LaCOB 結晶、GdCOB 結晶、YCOB 結晶の育成は、高周波加熱型引き上げ装置を用い、チョクラルスキー法によって行った。全ての評価に先立ち、As-grown 結晶にポストアニールを施した。圧電極性の決定は、文献[3]に基づき圧電パルス応答の観測ならびに  $d_{33}/d_{31}$  メータ (PM100: PIEZOTEST) の  $d_{31}$  モードにより行った。点群  $m$  における材料定数は、誘電率が 4 個、圧電定数が 10 個、弾性定数が 13 個である。これら定数の算出には、縦効果厚み伸び(TE)振動、横効果面内すべり(FS)振動、横効果長さ伸び(LE)振動の 3 つの振動モードとこれらを励振する 15 枚の結晶基板を用いた。詳細は文献[2]を参照されたい。各共振子の静電容量、共振周波数、反共振周波数の測定には、インピーダンスゲインフェイズアナライザ(HP4194A: Hewlett Packard)を用いた。ただし、圧電定数  $d_{11}$ ,  $d_{33}$  の評価では棒柱試料の TE 振動を用いるため、共

振反共振法では電束漏れが問題となる。そのため  $d_{33}/d_{31}$  メータの  $d_{33}$  モードによりピエゾ縦効果  $d_{33}'$  を直接測定し、 $d_{11}$  と  $d_{33}$  を得た。SAW 特性の計算機解析には Campbell の方法<sup>[4]</sup>を用いた。算出した弾性コンプライアンス  $s_{ij}^E$  から逆変換により求めた弾性スティフネス  $c_{ij}^E$  を用いて音速を計算した。電気機械結合係数は基板表面がフリーの場合の音速  $v_f$  と電氣的に短絡された場合の音速  $v_m$  から求めた。

## 3. 結果および考察

### 3.1 材料定数

$r$  を酸素 6 配位の  $R$  サイトイオンのイオン半径とし、LaCOB 結晶( $r_{La}^{VI} = 0.1045$  nm)、GdCOB 結晶( $r_{Gd}^{VI} = 0.0938$  nm)、YCOB 結晶( $r_Y^{VI} = 0.090$  nm)の材料定数を比較すると、まず比誘電率では、Fig. 1 に示すように  $r$  の増大に伴い  $e_{22}^T$  は 25% 増加する一方、 $e_{11}^T$ ,  $e_{33}^T$ ,  $e_{13}^T$  は 2% 程度の変化にとどまることがわかった。誘電率非対角成分の  $e_{13}^T$  の値は 3 結晶ともに小さく、その値は真空の誘電率と同程度であった。これら RCOB 結晶の比誘電率は高々 14.0 (LaCOB 結晶の  $e_{22}^T/\epsilon_0$ ) と小さく、ミリ波帯などの高周波デバイスに適していると考えられる。基本カットの TE 振動、LE 振動から得られる圧電  $d$  定数は 3 結晶全てで極性が一致し、 $d_{11}$ ,  $d_{12}$ ,  $d_{33}$  が正、 $d_{31}$ ,  $d_{32}$ ,  $d_{13}$  が負となった。一般に  $d_{12}$  は負となることから、正極性の  $d_{12}$  は RCOB 結晶(点群  $m$  の圧電結晶)の持つ特徴と言える。また、これら基本カットから得られた圧電  $d$  定数のうち最大のものは、 $d_{12}$  で約 4.0 pC/N ( $e_{12} \sim 0.5$  C/m<sup>2</sup>)、 $d_{13}$  で約 -4.0 pC/N ( $e_{13} \sim -0.3$  C/m<sup>2</sup>) であった。尚、これら圧電  $d$  定数の  $r$  依存性では、 $d_{11}$  と  $d_{33}$  で  $r$  の増大に伴う数%程度の増加が認められたものの、それ以外の圧電  $d$  定数については軒並み同程度の値を

\*E-mail address: s-hiroyu@ms.naist.jp

示した。音速に特に寄与する弾性コンプライアンス対角成分の  $r$  依存性を Fig. 2 に示す。基本カットの LE 振動から得られた  $s_{11}^E, s_{22}^E, s_{33}^E$  は  $r$  の増大に伴い単調に増加し、それらの増加率はそれぞれ 23%, 11%, 15% であった。FS 振動から得られた  $s_{44}^E, s_{66}^E$  は  $r$  が増大するに伴いそれぞれ 24%, 10% 増加したが、 $s_{55}^E$  の変化は 2% 程度であった。YCOB 結晶では  $Y$  カット  $X$  軸伝搬方位で Rayleigh SAW の音速(実測)が 3850 m/s であり、これは LaCOB 結晶や GdCOB 結晶よりも 300 m/s 程度速い。特に、 $Z$  カット  $Y$  軸伝搬方位での Leaky SAW の音速(実測)は 4300 m/s にも及び、LaCOB 結晶や GdCOB 結晶よりも 400 m/s 程度速い。このことから、YCOB 結晶の  $s_{44}^E, s_{55}^E, s_{66}^E$  は LaCOB 結晶や GdCOB 結晶のそれらよりも大きく減少することが予想される。

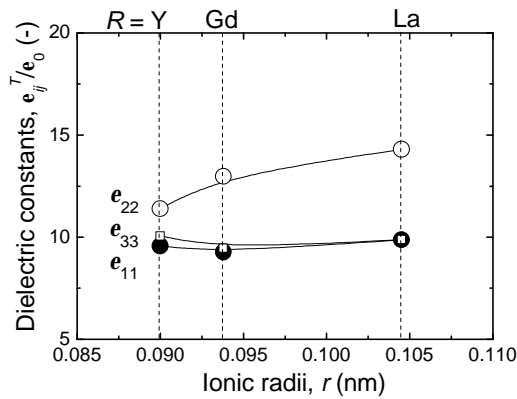


Fig. 1 Diagonal components in dielectric constants as a function of  $R$ -site ionic radius in RCOB crystals.

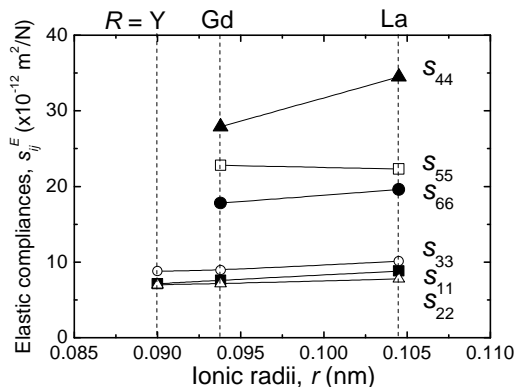


Fig. 2 Diagonal components in elastic compliances as a function of  $R$ -site ionic radius in RCOB crystals.

### 3.2 弾性表面波特性の計算機解析

Fig. 3 に、計算機解析の結果得られた LaCOB 結晶の主平面カットにおける Rayleigh SAW 伝搬速度の方位依存性を示す。 $X$  基板( $90^\circ, 90^\circ, Y^\circ$ )

の音速は  $Y = 26^\circ$  で最大値 3315 m/s を示し、同角度で最大の結合係数 0.47% を示した。これは主平面カットにおける方位依存性の中で最大の結合係数であった。音速と結合係数の方位依存性は、 $Y = 90^\circ$  を中心に対称的なプロファイルであり、 $Y = 30^\circ$  近傍でともに最大値を示した。また、これらのプロファイルは、ランガサイト基板( $0^\circ, 140^\circ, Y^\circ$ )のものと類似していた。 $Z$  基板( $0^\circ, 0^\circ, Y^\circ$ )の音速は、 $Y = 90^\circ$  で最小値 2788 m/s、 $Y = 0^\circ$  で最大値 3364 m/s をそれぞれ示した。結合係数は  $Y = 90^\circ$  で最小値 0.036%、 $Y = 26^\circ$  で最大値 0.26%、さらに  $Y = 0^\circ$  では 0.21% をそれぞれ示した。 $X$  基板と同様、 $Z$  基板の音速と結合係数の方位依存性も、 $Y = 90^\circ$  を中心とする対称的なプロファイルであった。 $Y$  基板( $180^\circ, 90^\circ, Y^\circ$ )では  $Y = 92^\circ$  で音速の最小値 2769 m/s、結合係数の最小値 0.0002% を示した。最小値の  $Y = 90^\circ$  からのずれは、点群  $m$  の対称性に起因している。同様の結果が GdCOB 結晶の  $Y$  基板上の伝搬特性でも得られている。

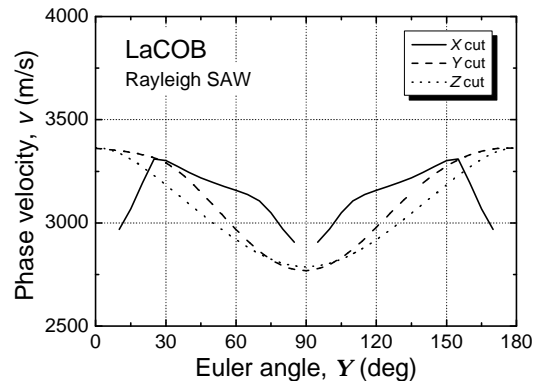


Fig. 3 Dependences of the calculated Rayleigh SAW velocities on propagation direction in  $X$ -,  $Y$ - and  $Z$ -cuts of LaCOB crystals.

### 謝辞

本研究の一部は平成 17 年度笹川科学研究助成金の補助を得て行われたものである。

### 引用文献

1. J. J. Adams, C. A. Ebberts, K. I. Schaffers and S. A. Payne: Opt. Lett. **26** (2001) 217.
2. H. Shimizu, T. Nishida, M. Nishida, H. Takeda and T. Shiosaki: Jpn. J. Appl. Phys. 9B (2005) accepted.
3. IEEE Standard on Piezoelectricity **176-1987** (1987) 18.
4. J. J. Campbell and W. R. Jones: IEEE Trans. Sonics & Ultrason. **15** (1968) 209.

# 溝構造すだれ状電極を用いた超高結合・零温度特性をもつ 弾性表面波基板の解析と弾性表面波デバイスへの応用

## High Coupling · High Temperature Stable Surface Acoustic Wave Substrates Using Groove Type Interdigital Transducer

◎佐藤 悠介、川崎 大輔、山之内 和彦 (東北工業大学)  
Yusuke Sato, Daisuke Kawasaki and Kazuhiko Yamanouchi

### 1. まえがき

弾性表面波 (SAW) デバイスの特性はその圧電基板材料に依存するところが大きく、種々の基板について研究が行われている。圧電単結晶の圧電・温度特性を最大限に利用した弾性表面波基板を得る方法として、基板表面に周期的な溝 (Groove) を構成し、その表面にすだれ状電極を作製する方法が考えられる。

本研究は、種々のカット角と伝搬方向をもつ圧電性基板表面に周期的な溝 (Groove) を構成し、その溝中にすだれ状電極を埋め込んだ構造の弾性表面波基板の近似解析法を示すと共に、上に示した弾性表面波基板を用いた溝構造基板のシミュレーションの結果及び実験結果について述べる。

### 2. 溝構造圧電性弾性表面波基板の伝搬特性の解析

Fig. 1 のような圧電単結晶表面に周期的な深さが  $H/\lambda$  ( $\lambda$ : 弾性表面波の波長,  $H$ : 溝の深さ) の溝を作製した構造の弾性表面波基板を考える。この溝構造基板の弾性表面波の短絡の速度を求める方法として、Fig. 2 のように基板表面及び基板表面から深さ  $H/\lambda$ 、或いは  $H_1/\lambda$  及び  $H_2/\lambda$  の位置を短絡した構造の基板を用いて近似解析を行った。

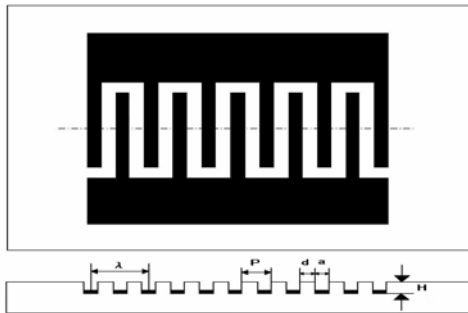


Fig.1 Structure of groove type IDT substrates.

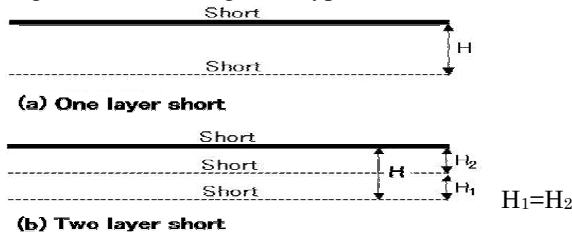


Fig.2 Structure for analysis of groove type IDT.

このとき、表面短絡および開放についての弾性表面波の解析は、J. J Campbell らの方法[1]、圧電性

を考慮した擬似弾性表面波の解析は、山之内らの方法[2]を用いた。

$$k^2 = 2(v_f - v_m)/v_f \quad (1)$$

ここで、 $v_f$  はすべて開放の場合の音速、 $v_m$  は短絡層を設けた場合の音速である。さらに TCF は、

$$TCF = \frac{1}{v(20^\circ\text{C})} \cdot \frac{v(25^\circ\text{C}) - v(20^\circ\text{C})}{5} - \alpha \quad (2)$$

により求めた。ここで  $v$  は表面波の音速であり、 $\alpha$  は伝搬方向の線膨張係数である。

### 3. 溝構造超高結合回転 Y-X 伝搬 LiNbO<sub>3</sub> 構造基板、及び零 TCF をもつ回転 Y-X 伝搬 LiTaO<sub>3</sub> 構造基板のシミュレーション

2. で示した近似解析法を用いて、5° Y-X LiNbO<sub>3</sub> の表面と深さ  $H_1/\lambda$  及び  $H_2/\lambda$  を短絡した場合の溝の深さ  $H/\lambda$  に対する伝搬速度の変化、及び表面開放の速度から求めた  $k^2$  の値を Fig.3 に示す。図から深さ  $H/\lambda$  が 0.05 以上では、約 35% の  $k^2$  が得られていることが判る。また伝搬減衰は  $H/\lambda$  が 0.02 以上では 0 となった。

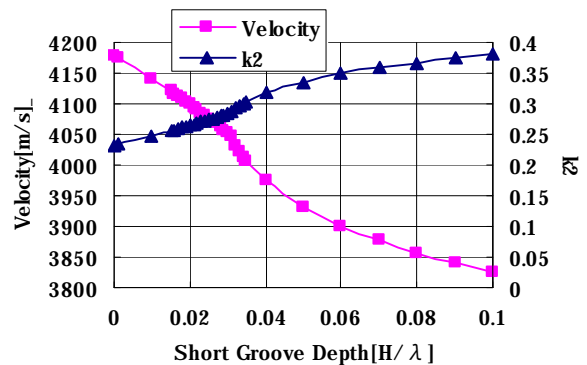


Fig.3 Short velocity and  $k^2$  of 5° Y-X LiNbO<sub>3</sub> substrates using groove type IDT vs groove depth.

また同様の方法を用いて、36° Y-X LiTaO<sub>3</sub> [3][4] の表面と深さ  $H/\lambda$  を短絡した場合の Groove の深さ  $H/\lambda$  に対する表面開放と短絡の速度から求めた  $k^2$  の値及び TCF を Fig. 4 に示す。図から深さ  $H/\lambda$  が 0.1 以上では、約 8% 以上の  $k^2$  が得られていることが判る。一方、LiTaO<sub>3</sub> 単結晶は、零 TCF をもつ振動子、ラブ波型基板が得られることから、溝構造すだれ状とすることにより、TCF の小さな基板が期待される。

Fig. 4 から、 $36^\circ$  Y-X 基板において表面と  $H/\lambda$  の位置に短絡電極を置いた場合には、 $H/\lambda=0.1$  の時、 $TCF=-10\text{ppm}^\circ\text{C}$ 、表面と  $H/2\lambda$  及び  $H/\lambda$  の位置に短絡電極を置いた場合には、 $H/\lambda=0.3$  の時、TCF は殆ど零となることが判る。

#### 4. 実験結果

LiNbO<sub>3</sub> 単結晶、LiTaO<sub>3</sub> 単結晶基板表面に周期的な溝を作製する方法として、種々の方法が考えられるが、近年 SF<sub>6</sub> ガスを用いた Electron Cyclotron Resonance (ECR) Etching 装置が開発され、高速のエッチング (200nm/min) が可能になった。

Fig.5 に  $36^\circ$  Y-X LiTaO<sub>3</sub> 表面に作製した、 $2\mu\text{m}$  幅- $2\mu\text{m}$  空隙周期、深さ約  $0.8\mu\text{m}$  の溝の SEM 像を示す。図から良好な溝構造が得られていることが判る。

溝の深さ  $H/\lambda=0.1$  ( $H=0.8\mu\text{m}$ 、 $\lambda=8\mu\text{m}$ )、 $N=60.5$  の  $5^\circ$  Y-X LiNbO<sub>3</sub> 基板弾性表面波共振器の周波数特性は、共振-反共振のレベル差は、 $H/\lambda=0.05$  の場合とほぼ同じ約 50dB であったが、レーレー波によるスプリアス応答が非常に小さく、かつ  $k^2=30\%$  の特性が得られた。

Fig.6 は、 $36^\circ$  Y-X LiTaO<sub>3</sub> 基板の周波数特性を示す。(a)は溝の深さ  $H/\lambda=0.1$  ( $H=0.8\mu\text{m}$ 、 $\lambda=8\mu\text{m}$ )、 $N=60.5$  の場合であり、共振-反共振のレベル差が約 35dB と良好な特性が得られている。一方、Fig.6(b)は、溝のない基板表面にすだれ状電極を設けた共振器の周波数特性であり、同じ対数でありながら、レベル差は 15dB と約半分の値しか得られていない。また、TCF も溝すだれ状電極共振器では、約  $-10\text{ppm}^\circ\text{C}$  と計算に近い値が得られた。

#### 5. むすび

圧電単結晶表面に周期的な溝(Groove)を構成した溝構造すだれ状電極を開発し、解析と実験を行い好結果を得た。現在、有限要素法を用いた解析法を進めている。また、実験についても、結合係数の異なる種々の基板に適したすだれ状電極を作製し、最適のデバイスを目指した実験を進めている。

**謝辞:** 周期的溝の作製にご協力戴いた、立山科学グループ・先進技術センターの金沢元一氏、富山県工業技術センター鍋澤浩文氏に感謝します。

参考文献

- [1] J.J.Campbell and W.R.Jones., IEEE Trans. Sonics Ultrason., Vol.SU-15,1988,pp.209-217
- [2] K.Yamanouchi and K.Shibayama, Jour. of Appl. Phys, Vol.43, No.3, March 1972, pp.856-862
- [3] 岩橋、山之内、柴山、:電子通信学会超音波研究会資料、US77-43,(1977-9),pp.37-42, K.Yamanouchi, K.Iwahashi and K.Shibayama,Wave, Electronics, 3(1979),pp.319-333
- [4] 中村、員見、清水、:電通学会超音波研資料、US77-42,(1977-9),pp.31-36,K.Nakamura, M.Kazumi and H.Shimizu,Proc. of IEEE Ultrason. Symp., pp.819-822, (1977)

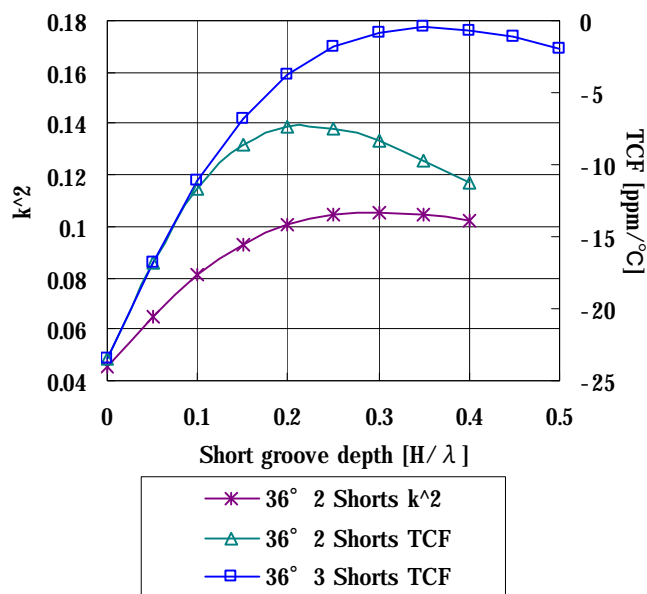


Fig.4  $k^2$  and TCF of  $36^\circ$ Y-X LiTaO<sub>3</sub> substrates vs groove depth.

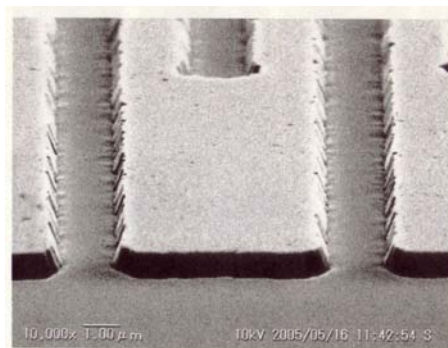


Fig.5 SEM pattern of  $2\mu\text{m}$  width- $2\mu\text{m}$  gap period grooves with  $0.8\mu\text{m}$  depth.

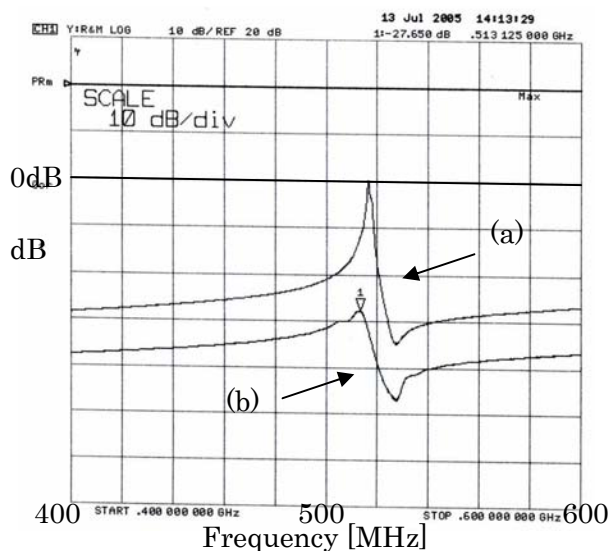


Fig.6 (a) Frequency response of SAW resonator on  $36^\circ$ Y-X LiTaO<sub>3</sub> with groove depth  $H/\lambda=0.1$  ( $H=0.8\mu\text{m}$ ,  $\lambda=8\mu\text{m}$ ),  $N=60.5$ .  
(b) Frequency response without grooves.

## 表裏両面に IDT のあるラム波型共振子の FEM 解析

### FEM analysis regarding Lamb wave resonator being arranged IDT's on its both surface

中川恭彦 (山梨大・医工)、◎結城宏元、三枝康孝、桜井力 (リバーエレテック(株))  
Yasuhiko Nakagawa(Univ. Yamanashi), Hirochika Yuuki, Yasutaka Saigusa and Chikara Sakurai(Riveretelec Corp.)

#### 1. はじめに

水晶振動子は電気通信機器の高周波、高安定のクロック源として広く利用されてきた。通信機器の進歩と共に、より高い周波数が要求されるようになっている。従来の水晶振動子の共振周波数は水晶基板の厚さに依存し、高周波化するには基板の厚さを極薄にしなければならず、加工技術の限界が近い。

ラム波(板波)は基板の上下面で反射を繰り返しながら伝搬するバルク波として知られている。その解析方法や応用に関して古くから多くの報告がある<sup>(1)</sup>。ラム波型の共振器は同じ基板の厚さに対して高周波化に有利である。

最近水晶振動子の高周波化に向けて、水晶基板を伝搬するラム波について理論および実験的検討が行われている<sup>(2)(3)</sup>。

従来のラム波を利用した共振器の検討では、SAWと同様に反射器を利用した1端子型の電極パターンが用いられているが、電極は上面のみに作成される。本研究ではラム波は上下面で反射する波であるため、下面にも電極をつけることで特性の向上を計る。

#### 2. FEM 解析

水晶 AT カット基板の表裏に IDT をつけて X 軸方向にラム波を伝搬させた場合について FEM を用いて解析を行った。解析には ANSYS ((株)サイバネットシステム)を使用した。解析は基板の X-Z 断面について 2 次元周波数応答解析を行った。解析モデルを Fig.1 に示す。表裏電極の効果を評価するため、(a) 上面の電極にのみ電荷を与える。(b) 上下両面の電極に上下対称となるように電荷を与える。(c) 上下両面の電極に上下反転した電荷を与える。の 3 通りの解析を行った。

その結果、140MHz では Fig.2 の表裏対称のモードで振動している。Fig.3 にアドミッタンスの周波数変化を示す。K<sup>2</sup>(電気機械結合係数)を(a)(b)(c)で比較すると(a)0.138% (b)0.212% (c)0.001% となった。

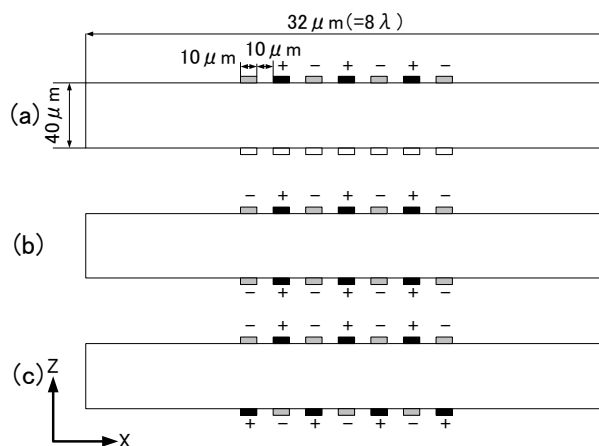


Fig.1 FEM Annalysis model

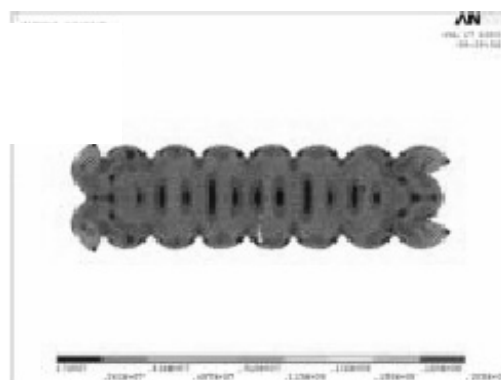


Fig.2 Oscillation mode of 139MHz

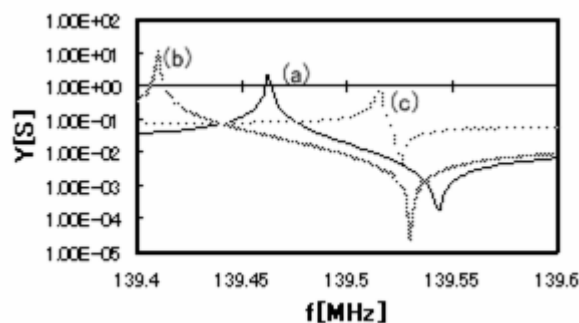


Fig.3 Admittance of 139MHz(a)(b)(c)

#### 4. 実験

同様に水晶 AT カット基板の表裏に IDT を備えた共振器を作り、特性を比較した。IDT の対数は 30.5 対, 反射器は左右各 100 本ずつとする。基板の厚さは  $40\ \mu\text{m}$  である。IDT にかける電位は FEM の場合と同様に(a)(b)(c)について共振器を作成し、測定を行った。(a)(b)のを Fig.4 に示す。また Table1 に等価定数を示す。共振の強さを表す M(Figure of Merit)は(a)が 0.388(b)が 0.606 で、(b)の方が約 1.5 倍大きくなっている。(c)は振動が非常に小さいため測定することが出来なかった。

#### 5. 結論

以下の結論を得た

- (1) AT-X 軸方向伝搬,  $\lambda=40\ \mu\text{m}$ , 139MHz のモードは FEM 解析で表裏対称の振動となっている。
- (2) 同 139MHz のモードの  $K^2$  の値は(b)>(a)>(c)となり、(b)では(a)の約 1.5 倍, (c)では(a)の約 1/100 となった。
- (3)実験では共振点を得ることは出来なかったが、M(Figure of Merit)の値が(b)>(a)で、(b)の M は(a)の約 1.5 倍となった。

これらの結果より、表裏対称の振動モードを持つラム波では、両面に電極を着けて表裏対称の電荷を与えて  $K^2$  を大きくしたり、表裏逆の電荷を与えて  $K^2$  を非常に小さくすることができることが分かった。

#### 引用文献

- (1)H.F.Tiersten:J.Acoust.Soc.Am.,Vol.35(1963)234.
- (2)Y.Nakagawa,S.Tanaka and S.Kakio, Jpn. J. Appl. Phys.,Vol.42, pp.3086-3090(2003)
- (3)Y.Nakagawa,S.Tanaka and S.Kakio, Jpn. J. Appl. Phys.,Vol.43, pp.3020-3023(2004)

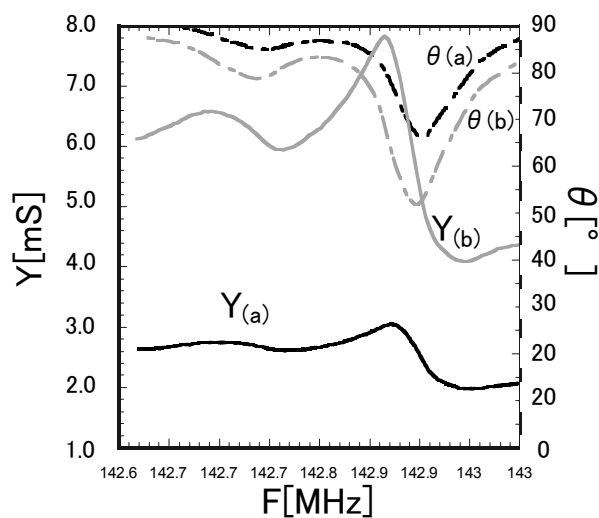


Fig.4 Admittance & Phase of Experiment(a)(b)

Equivalent constant of Experiment(a)(b)

	(a)	(b)
fs[MHz]	142.895	142.884
R1[Ω]	941	265
Q	2041	2117
L1[mH]	2.139	0.625
C1[fF]	0.580	1.984
C0[pF]	3.054	6.932
r	5266	3494
M	0.388	0.606

Table 1



音響導波路の曲がり部分におけるラム波伝搬解析

The Lamb Wave Transmission through Bended Section of Acoustic Waveguide

◎謝尚平, 田川憲男, 守屋正 (首都大)

Shang Ping Xie, Norio Tagawa, and Tadashi Moriya (Tokyo Metropolitan Univ.)

1. はじめに

最近、コイル型ステータを用いた超音波モータが提案された(1)(2)(3)。このモータでは超音波発生部とステータ部が分離されており、超音波発生部で発生した屈曲波(ラム波)は音響導波路を介してコイル状のステータに伝送される。その際、折れ曲がり部分を介して効率よく屈曲波を伝送する必要がある。そこで、本研究では音響導波路の曲がり部分のラム波の伝送特性を解析した。

2. シミュレーション

音響導波路の曲がり部分のシミュレーションのモデルとして、Fig.1 に示したものをを用いた。曲がり部分はFig.1 に示すように屈曲波の振動面は変化しない方向とする。曲がり部分の構造はFig.2.1~Fig.2.3 の三つとし、それぞれ角状曲がり、円筒状曲がり、および斜面状曲がりと呼ぶことにする。Fig.2.1 の角状曲がりはモデル Fig. 1 の曲がり部分の形と同じである。Fig.2.2 の円筒面状曲がりは曲がり部分が円筒面である。但し、円の中心は曲がりの角度の二等分線上である。Fig.2.3 の斜面状曲がりはFig.2.1 の曲がり部分を二つ用いて構成する。

本シミュレーションのパラメータは導波路の幅(0.4mm)、厚さ(0.1mm,0.2mm,0.3mm)、曲がりの角度 $\theta$ (15度から165度まで、15度ずつ)、入力波の周波数(100kHz,300kHz,500kHz,600kHz,800kHz,1MHz)である。これらのパラメータを三つの曲がり部分の構造に対してシミュレーションした。

3. 結果

3.1 結果に対する評価法

シミュレーション結果の評価法はモデル Fig.1 に示したような曲がり部分前後二つの点、点Aと点Bにおける屈曲波の振幅比で評価する。

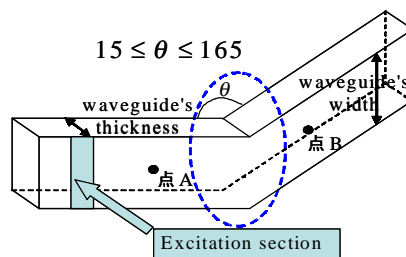


Fig.1 Bending in plane side

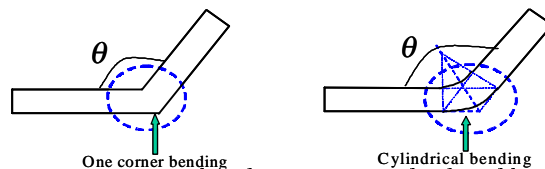


Fig.2.1 One corner bending Fig.2.2 Cylindrical bending

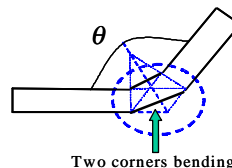


Fig.2.3 Two corners bending

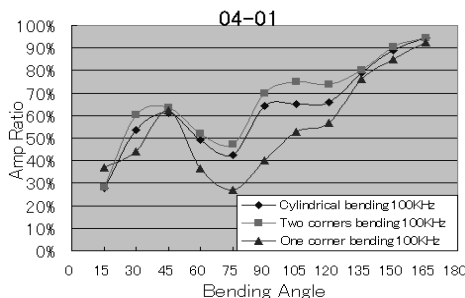


Fig.3.1 Transmission efficiency of three bending structures

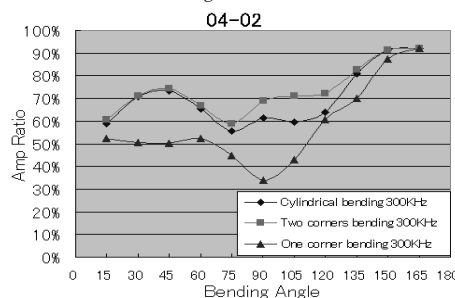


Fig.3.2 Transmission efficiency of three bending structures

Email: [xie@elena.eei.metro-u.ac.jp](mailto:xie@elena.eei.metro-u.ac.jp)

### 3.2 三つの曲がり構造の伝送効率比較

シミュレーションの結果によると、三つの曲がり構造で、斜面状曲がりの構造が全体として最も伝送効率が高い。導波路の幅が一定で(0.4mm)、厚さと入力波の周波数が変わる。Fig.3.1に示すように周波数:100kHz、厚さ:0.1mm、Fig.3.2に示すように周波数 300kHz、厚さ:0.2mm、Fig.3.3に示すように周波数 500kHz、厚さ:0.3mm、三つの異なる条件で、すべて斜面状曲がりの構造で振幅比が最も大きい。すなわち、斜面状曲がりの構造で比較的伝送効率が高い。Fig3.1～Fig3.3から分かるように、角度が60度以下と150度以上になると、斜面状曲がりと同円筒面状曲がりの二つの構造で、伝送効率がほぼ同じである。

### 3.3 斜面状曲がり構造で周波数、曲がり角度依存性の検討

斜面状曲がりの構造を用いた場合でも、導波路のパラメータが変わると、伝送効率が高い周波数も変わる。導波路の厚さが厚くなると、波の伝送速度も速くなるためである。導波路の幅が一定で(0.4mm)、Fig.4.1の導波路の厚さ:0.1mmの時、全体として伝送効率が高い周波数は300kHzである。Fig.4.2の導波路の厚さ:0.2mmの時、全体として伝送効率が高い周波数は600kHzである。Fig.4.3の導波路の厚さ:0.3mmの時、全体として伝送効率が高い周波数は1MHzである。導波路の厚さが厚くなると、伝送効率が高い周波数が高くなる。

Fig.4.1～Fig.4.3に示すように、角度は90度以上になると、角度が大きくなるとともに、伝送効率が高くなる。90度以下で、伝送効率の変化が激しい。全体からみると、角度が45度のとき、伝送効率がピークになる。

## 4. まとめ

音響導波路の曲がり部分の屈曲波の伝送効率は入力波の周波数、導波路自身の特性、曲がり部分の構造と関係があることを確認した。今回、三つの構造の中で斜面状曲がりの構造は比較的伝送効率が高い。しかし、角度が90度以下の場合には伝送効率が45度をピークとする山型の変化を示す。全体として伝送効率が高くない。コイル状のステータを用いた超音波モータでは90度以下の曲がり導波路の必要があるから、今後、曲がり角度90度以下の場合でよく伝送できる導波路の構造を研究する。また、曲がり部分の屈曲波の伝搬を系統的に解析する。

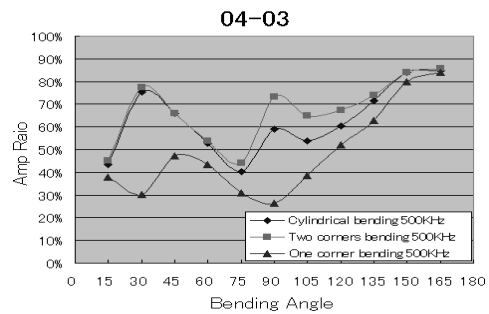


Fig.3.3 Transmission efficiency of three bending structures

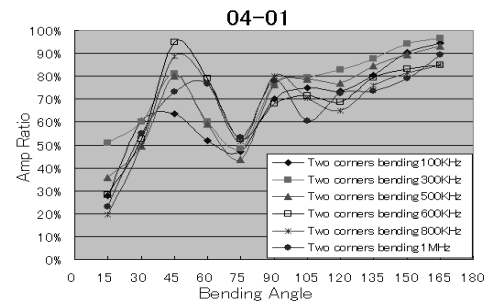


Fig.4.1 Transmission efficiency of different frequencies with two corners bending

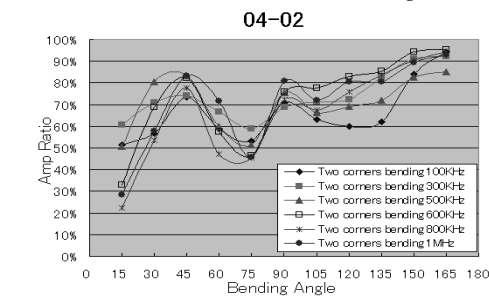


Fig.4.2 Transmission efficiency of different frequencies with two corners bending

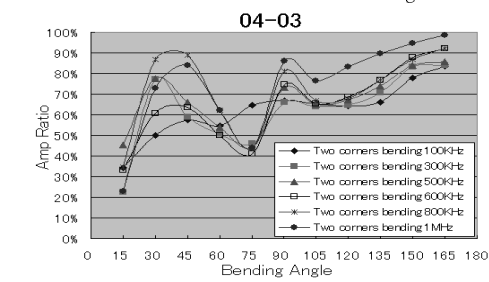


Fig.4.3 Transmission efficiency of different frequencies with two corners bending

## 参考文献

- (1) 守屋, 古川, 赤野, 中嶋, “コイル型ステータを用いる超小型超音波モータの実験的検討,” 信学研資, US2005-29 (2005-07)
- (2) 守屋, 古川, 特願, 2004-151313
- (3) 赤野洋一 “コイル状音響導波路中を伝播する屈曲波の特性解析・測定,” (2005-3 卒論・都立大)
- (4) 佐藤泰夫: “弾性波動論,” 岩波書店 (1978-3-23)

## SH波を用いたネマチック液晶の基板界面での配向評価 Evaluation of Nematic Liquid Crystal Director Orientation in Vicinity of Glass Substrate by Using Shear Horizontal Wave

◎尾崎良太郎<sup>\*1</sup>、青木仁<sup>\*1</sup>、森武洋<sup>\*1</sup>、吉野勝美<sup>\*2,3</sup>、戸田耕司<sup>\*1</sup>  
(\*<sup>1</sup> 防衛大、<sup>\*2</sup> 阪大、<sup>\*3</sup> 島根大)

Ryotaro Ozaki<sup>\*1</sup>, Masashi Aoki<sup>\*1</sup>, Hiroshi Moritake<sup>\*1</sup>, Katsumi Yoshino<sup>\*2,3</sup> and Kohji Toda<sup>\*1</sup>  
(\*<sup>1</sup> National Defense Academy, <sup>\*2</sup> Osaka University, <sup>\*3</sup> Shimane University)

### 1. はじめに

基板界面近傍におけるネマチック液晶分子の配向状態を解明することは、物理的のみならず、ディスプレイ等への応用といった見地からも重要であり、これまで主に SHG(Second-harmonic generation)や全反射エリプソメトリー等の方法による測定が試みられてきた。一方、我々は圧電磁器板とガラスの層状構造部で励振した Shear Horizontal (SH)波を液晶セルを構成するガラス基板中に伝搬させ、SH波の位相速度が液晶ダイレクタの配向状態に依存することを利用して、ネマチック液晶の配向変化の測定が可能であることを示している。<sup>1-4)</sup>

本研究では、基板界面近傍での液晶のアンカリングを考慮したダイレクタ角の評価を行うため、異なるセル厚の液晶セルを用いて、ガラス基板を伝搬するSH波を利用したネマチック液晶の配向評価を行った。更に、連続体理論を用いてセル中の液晶分子の配向状態を計算して、SH波の伝搬を用いて評価した配向状態と比較および検討した。

### 2. 実験方法

**Fig. 1** は本研究で用いた SH 波デバイスの構成図を示している。厚さ 0.4 mm のガラス基板(Conrning, 7059)の両端部に厚さ 1.0 mm の幅方向に分極された圧電基板(TDK, 101A)が接着されている。圧電基板上には、電極周期長が 400  $\mu\text{m}$  のすだれ状トランスデューサ(interdigital transducer : IDT)が配置されている。SH 波の伝搬路の中央部には、同じ厚さのガラス基板を用いて液晶セルが構成されている。液晶セルの厚さは、それぞれ、2.4, 7.0, 10.0  $\mu\text{m}$  に設定し、被測定試料であるネマチック液晶(Merck, 5CB)が充填されている液晶セルのガラス基板の内側には透明電極(ITO)が被覆されており、ガラス基板と垂直方向に電界が印加できるようになっている。2 枚のガラス基板にはポリイミド膜(JSR, AL1254)がスパインコート法に

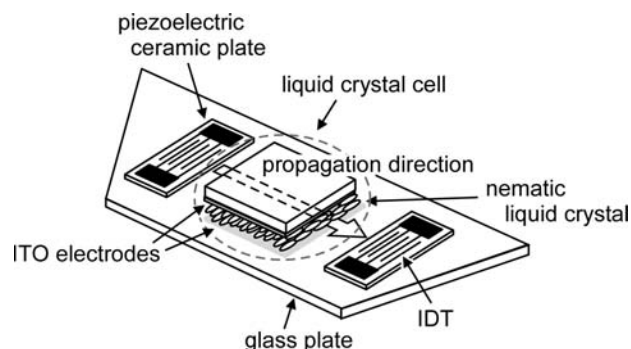


Fig. 1. Schematic view of SH wave device with liquid crystal cell.

より形成されており、ラビング処理を施すことにより、液晶分子の初期配向方向を SH 波の振動方向に平行な方向となるようにしている。

伝搬遅延位相の印加電界依存性を調べるために、ITO 電極間には 2.0 kHz の方形波電圧を印加し、液晶の配向を変化させた。このとき、入力用の IDT には、ファンクションジェネレーター (Sony Tektronix, AFG320)からの 8.96 MHz の交流信号を印加しており、もう一方の IDT での伝搬遅延位相をデジタルロックインアンプ(SRS, SR844)を用いて測定した。

### 3. 結果及び考察

**Fig. 2** は 2.4 ~ 10.0  $\mu\text{m}$  の厚さの液晶セルにおける SH 波の伝搬遅延位相変化の印加電圧依存性の測定結果である。遅延位相は電界の増加とともに一旦上昇後、すぐに減少し、1.0  $\text{V}/\mu\text{m}$  付近で極小となった。ここで、遅延位相変化はセル厚には依存しないことが分かった。実験により得られた伝搬遅延位相から SH 波の速度変化率を求め、この速度変化率における液晶ダイレクタ角度依存性を用いることにより、液晶の配向角度の印加電圧依存性を求めた結果を **Fig. 3** に示す。ダイレクタ角が液晶のセル厚に依存して

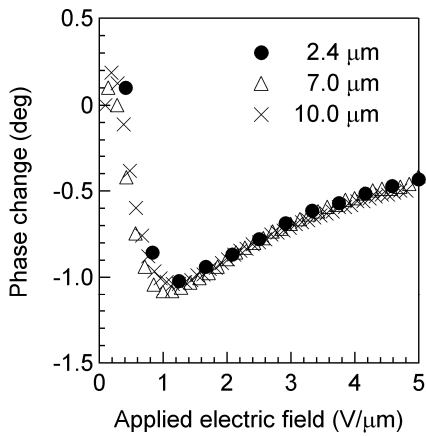


Fig. 2. Measured applied electric field dependences of acoustic phase delay change of SH wave propagation in the liquid crystal cell for various cell thicknesses.

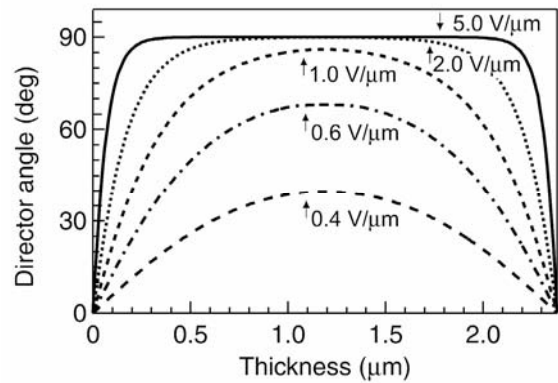


Fig. 4. Calculated director distributions in the liquid crystal cell under applications of various electric fields.

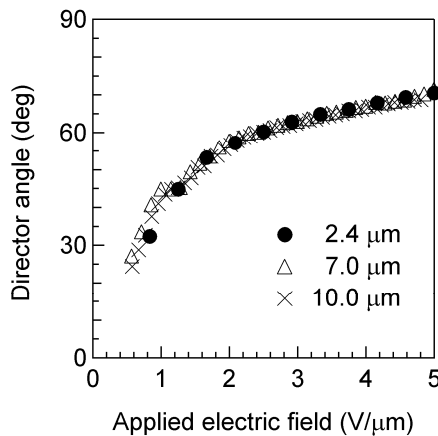


Fig. 3. Applied electric field dependences of evaluated director angle obtained from the measured acoustic phase delay changes.

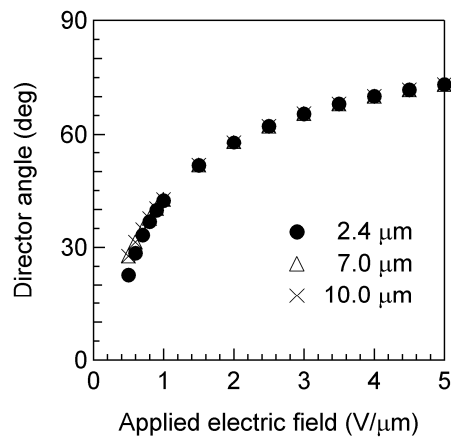


Fig. 5. Applied electric field dependences of calculated director angle obtained from the director distributions.

いないことが分かった。電界の増加とともにダイレクタ角も増加するが十分大きい電界を印加しても約  $70^\circ$  であった。

一方、得られた評価結果を検討するため、フランクの連続体理論<sup>5)</sup>に基づき、セル中の液晶の配向状態を計算した。境界条件には、基板界面では液晶分子が動かない強アンカリングの条件を用いた。Fig. 4 にセル厚  $2.4 \mu\text{m}$  での液晶分子の配向状態の印加電界依存性を示す。印加電界の増加に伴いセル中央部の液晶分子が立ち上がっている様子が分かる。このとき、セル中を伝搬するSH波は、液晶中では変位がガラスとの界面から指数関数的に減衰する。SH波が受ける液晶の粘度の影響も指数関数的に減少すると考え、ダイレクタ角を Fig. 4 で示した液晶分子の配向状態から求めた。Fig. 5 に液晶分子のダイレクタ

角の印加電圧依存性を示す。Fig. 3 と Fig. 5 を比較すると、SH波を用いて評価した液晶分子のダイレクタ角は、液晶の連続体理論から求めた配向状態と非常に良く一致していることが分かった。

#### 引用文献

1. H. Moritake, M. Inoue and K. Toda: Jpn. J. Appl. Phys. **36** (1997) 6088.
2. M. Inoue, K. Yoshino, H. Moritake and K. Toda: Jpn. J. Appl. Phys. **40** (2001) 5798.
3. M. Inoue, K. Yoshino, H. Moritake and K. Toda: J. Appl. Phys. **91** (2002) 2798.
4. H. Moritake, J. Kim, K. Yoshino and K. Toda: Jpn. J. Appl. Phys. **44** (2005) 4316.
5. F. C. Frank: Disc. Faraday Soc. **25** (1958) 19.

## 2元高周波スパッタ法によるKNbO<sub>3</sub>薄膜の作製と評価 Growth of Potassium Niobate Thin-Film by Dual RF Sputtering

©梅田直樹, 垣尾省司, 中川恭彦 (山梨大院・医工)  
Naoki Umeda, Shoji Kakiyo and Yasuhiko Nakagawa (Univ. Yamanashi)

### 1. はじめに

ニオブ酸カリウム(KNbO<sub>3</sub>)は、極めて大きな電気機械結合係数を有し、有望な圧電結晶として注目されている。しかし、大型の結晶の育成が困難であるため良質な薄膜の形成が望まれている。これまでにMgOやSrTiO<sub>3</sub>を基板として、スパッタ法、ゾルゲル法などによる薄膜形成が試みられており、MOCVD法[1]やレーザーアブレーション法[2]により良質な膜が得られている。

光デバイスや弾性表面波デバイス用基板として広く利用されているLiNbO<sub>3</sub>上にKNbO<sub>3</sub>薄膜を形成できれば、安価で高機能な弾性表面波基板構造を得ることができる。さらにKNbO<sub>3</sub>の大きなフォトリフレクティブ効果を利用した光機能素子への応用が期待できる。

本報告では、小田川らによって提案されたKNbO<sub>3</sub>とK<sub>2</sub>CO<sub>3</sub>ターゲットを用いる2元同時スパッタ法[3]を採用してMgO基板上へKNbO<sub>3</sub>成膜を行い、その配向性と組成を評価した結果、およびLiNbO<sub>3</sub>表面にエピタキシャル成長面を形成するための手段として、熱処理によるLi<sub>2</sub>O外拡散[4]を検討した結果について報告する。

### 2. 2元高周波スパッタ装置による成膜

KNbO<sub>3</sub>成膜に用いた2元高周波スパッタ装置(ULVAC製)の概略をFig.1に示す。KNbO<sub>3</sub>ターゲットと、Kを補うためのK<sub>2</sub>CO<sub>3</sub>ターゲットを配置した2元同時スパッタ法、および薄膜の酸化を促進するための酸素ラジカル源を採用した。ターゲット径はいずれも50mm、ターゲットと基板との間隔は150mmである。基板温度は650°C、成膜レートは条件によって異なるが16~45nm/hである。

### 3. 配向性と組成の評価

まず、pure KNbO<sub>3</sub>ターゲットへのRF電力を50Wで固定し、K<sub>2</sub>CO<sub>3</sub>ターゲットへのRF電力を0~50Wの範囲で変化させて各電力比の下で成膜した。基板はMgO(100)面を用いた。

Fig.2にX線回折曲線を示す。従来の報告と同様に(110)面、(220)面と考えられる回折ピークが観測された。図中点線がバルク斜方晶に相当する回折角である。Fig.2(a)のK<sub>2</sub>CO<sub>3</sub>電力0Wの場合では、比較的

kakiyo@yamanashi.ac.jp

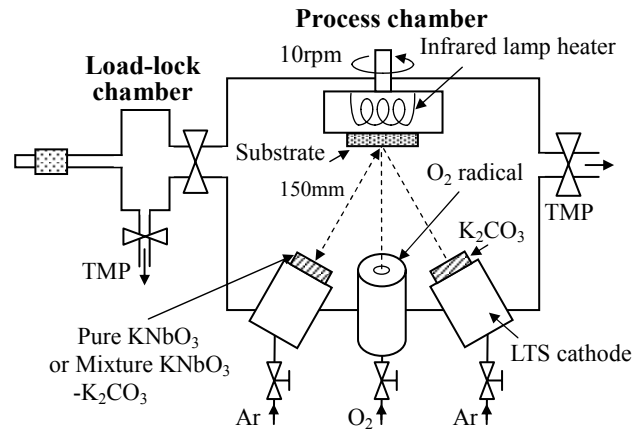
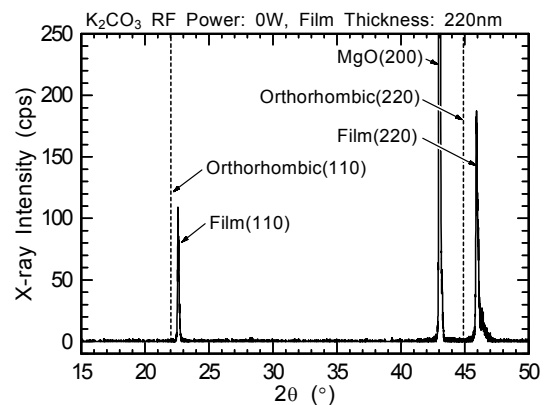
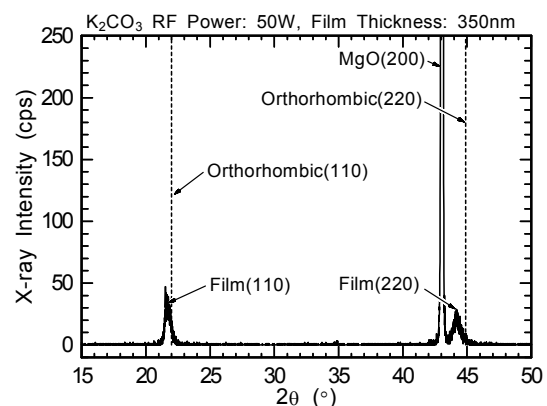


Fig.1 Configuration of dual RF sputtering.



(a) K<sub>2</sub>CO<sub>3</sub> RF Power : 0W



(b) K<sub>2</sub>CO<sub>3</sub> RF Power : 50W

Fig.2 X-ray diffraction pattern of KNbO<sub>3</sub> film on MgO(100) substrate.

半値幅が小さく配向性は良いと考えられるが、斜方晶よりも大きな回折角にピークが現れている。一方、Fig.2(b)のK<sub>2</sub>CO<sub>3</sub>電力50Wの場合は、逆に斜方晶よ

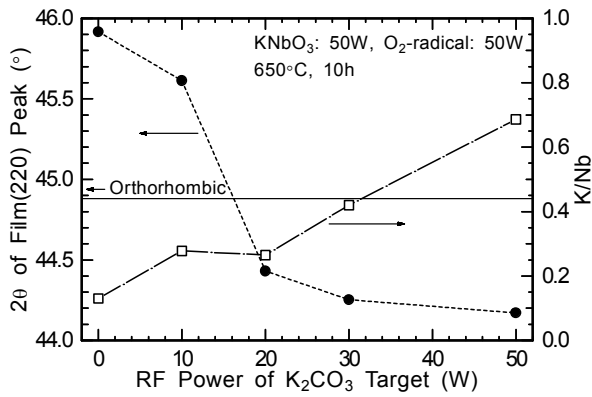


Fig.3 Diffraction angle of film(220) and K:Nb ratio vs  $K_2CO_3$  RF power.

Table I K:Nb ratio and film thickness.

$K_2CO_3$ RF Power	K/Nb (Film Thickness)	
	Pure	Mixture
0W	0.13 (220nm)	0.27 (370nm)
50W	0.65 (350nm)	0.70 (450nm)

Pure:KNbO<sub>3</sub>, Mixture:KNbO<sub>3</sub>-K<sub>2</sub>CO<sub>3</sub>(75:25mol%)

りも小さい回折角にピークが現れている。また、0Wの場合よりもピーク値は小さく、半値幅も大きいため、配向性は劣化していると考えられる。

Fig.3 に  $K_2CO_3$  電力に対する薄膜の回折角と X 線光電子分光装置(XPS)により測定した K:Nb 比の変化を示す。  $K_2CO_3$  電力に対して、K:Nb 比はほぼ単調に増加し、回折角は単調に小さくなること、10~20W の間で電力を調整することにより、斜方晶に相当する回折角が得られる可能性があるが、  $K_2CO_3$  をスパッタすると配向性が劣化することがわかった。

次に、 pure KNbO<sub>3</sub> ターゲットの代わりに KNbO<sub>3</sub>:K<sub>2</sub>CO<sub>3</sub> を 75:25mol%比で混合したターゲットを用いて成膜を行った。 Table I にその K/Nb 比と膜厚を示す。  $K_2CO_3$  の RF 電力 0W のとき、 K/Nb 比は約 2 倍に増加したが、 50W ではわずかな向上しかみられなかった。 さらに K/Nb 比を増加させるには、  $K_2CO_3$  の混合比を増す必要があると考えられる。

#### 4. 熱処理による Li<sub>2</sub>O 外拡散

Fig.4(a)に Y カット LiNbO<sub>3</sub> 未処理試料、 (b)に真空中 650°C で 5 時間熱処理を行った試料の X 線回折曲線を示す。 熱処理を行った試料では、  $2\theta = 31.3^\circ$  に Li<sub>2</sub>O 外拡散によって形成されたと考えられる面の回折ピークが観測された。 この面は斜方晶 KNbO<sub>3</sub>(200)に近い面間隔( $2\theta = 31.39^\circ$ )をもつ面であり、 エピタキシャル成長面として利用できる可能性がある。

スパッタ雰囲気ガス 650°C で 10 時間熱処理した Y カット LiNbO<sub>3</sub> 上に KNbO<sub>3</sub> を成膜した試料の X 線回折曲線を Fig.4(c)に示す。  $2\theta = 31.0^\circ$  に回折ピークが現れているが、 Fig.4(b)とほぼ同一の回折角であることから Li<sub>2</sub>O 外拡散層のものであると考えられる。

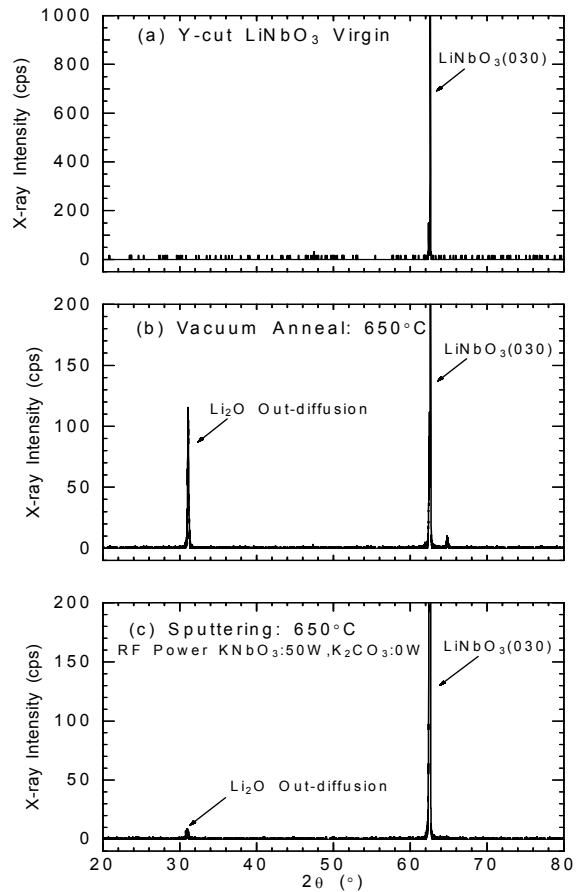


Fig.4 X-Ray diffraction pattern of Y-Cut LiNbO<sub>3</sub> for (a)virgin, (b)after annealing in vacuum, (c)after sputtering.

#### 5. まとめ

2 元高周波スパッタ法により KNbO<sub>3</sub> 薄膜を作製し、二つのターゲットへの印加電力の比に対する配向性と組成の変化を明らかにした。 また、 Li<sub>2</sub>O 外拡散により LiNbO<sub>3</sub> 上に斜方晶 KNbO<sub>3</sub>(200)に近い面間隔をもつ面が形成され、 エピタキシャル成長面として利用できる可能性があることを示した。

#### 謝辞

KNbO<sub>3</sub> 成膜に関して多くのご助言を頂いた東北大学大学院工学研究科の小田川裕之助教授、 パイオニア(株)総合研究所の尾上篤氏に感謝致します。 本研究は総務省戦略的情報通信研究開発推進制度の援助を受けており関係諸氏に深謝致します。

#### 参考文献

- [1] A. Onoe, A. Yoshida and K. Chikuma: Appl. Phys. Lett., **69**, 167(1996)
- [2] 新井, 石川, 中村: 圧電材料デバイスシンポジウム, pp.19-22(2003)
- [3] 小田川, 野原, 長, 我妻, 山之内: 日本音響学会講演論文集, pp.1009-1010, 1999年3月
- [4] I. P. Kaminow, J. R. Carruthers: Appl. Phys. Lett., **22**, 326(1973)

# SMR 応用デバイスの提案

## Proposal of SMR Type Functional Devices

宇野 武彦、藤塚 俊、野毛 悟 (神奈川工大)

Takehiko UNO, Shun FUJITUKA and Satoru NOGE (Kanagawa Inst. Tech.)

### 1. まえがき

GHz 帯におけるバルク弾性波デバイスとして、FBAR は実用の段階にあるが、堅牢な構造のデバイスとして多層膜の反射を利用した SMR (Solidly Mounted Resonator) が注目されている。SMR は基板の上に音響インピーダンスが高い層と低い層を 1/4 波長で重ねた多層反射器を形成しその上に半波長の圧電薄膜を形成した構造をしている。これまで、共振素子として解析・実験など発表されている<sup>1)~5)</sup>。

ここでは、SMR を応用デバイスとして、(1) 従来の SMR に圧電層を追加した構造の共振器とそれを用いたフィルタ、(2) 従来の SMR の上部にも多層反射膜を設ける構造により表面付着による影響の除去、などを提案する。

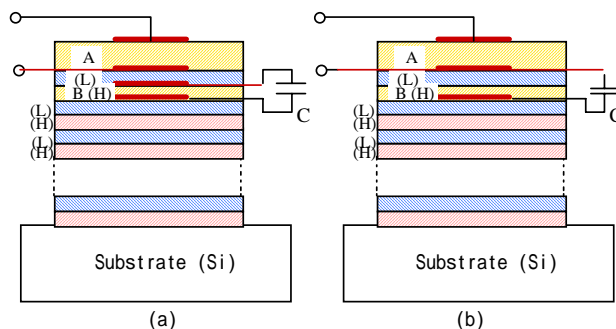
### 2. 圧電層を追加した SMR とフィルタ

Fig.1 に、ここで提案する SMR 構成を示す。

最上部に半波長の圧電膜、その下に 1/4 波長の多層反射器を設けることは、従来と同じであるが、反射器の 2 層目も圧電膜 (以下、結合圧電膜) とし、その両面に電極 (以下、結合電極) を形成しておく。電極形成工程を減らすため、結合電極の一方は Fig.1(b) のように励振電極と兼ねてもよい。結合電極にコンデンサを接続すれば、共振周波数を変化できる。

Fig.2 に結合電極に接続する静電容量に対する共振周波数依存性の計算例を示す。励振用圧電膜および高音響インピーダンス層としては ZnO、低インピーダンス層として SiO<sub>2</sub> ガラスとし、結合電極は Fig.1(a) の構成とした。横軸の接続容量は、結合電極の静電容量に対する比である。計算は Mason の等価回路により、弾性波の面内分布は考慮していない。また、弾性波の伝搬損失は無視している。このよう

e-mail: uno@ele.kanagawa-it.ac.jp



(a) Piezo-electric ZnO (excitation)  
(b) Piezo-electric ZnO (Coupling)  
(L): Low acoustic Imp. (H): High acoustic Imp.

Fig. 1 SMR with coupling piezoelectric film.

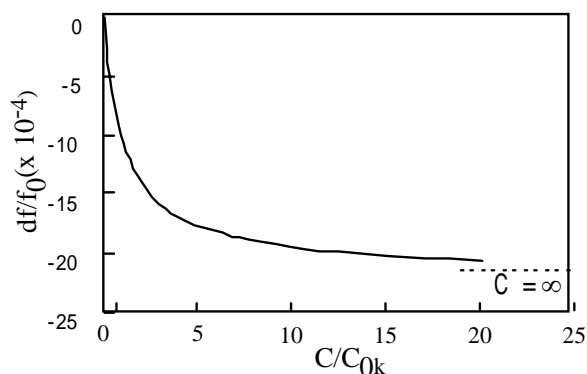


Fig. 2 Frequency shift by the terminal capacitance.

に、接続容量により、共振周波数を調整できる。調整可能な範囲はこの場合には、0.2%程度である。SMR を実際に用いる場合、共振周波数の調整は不可欠であるが、この構造では、質量付加によらず可能であり、質量付加に敏感な GHz 帯では有用な方法と考える。結合電極が Fig.1(b) の場合には、結合側の圧電の効果が増加するため可変幅も減少するが、同様な周波数調整が可能である。

Fig.3 はフィルタ構成例を示す。2 個の SMR を結合電極で接続した構成であり、これは SAW におけるマルチストリップカプラや以前提案の、圧電結合フィルタ<sup>6)</sup>と同じ原理による。

Fig.4 に特性の計算例を示す。帯域幅 0.2~0.3% 程度のフィルタが可能である。帯域幅の調整は結合

電極面積や結合電極に並列に接続したコンデンサで可能である。

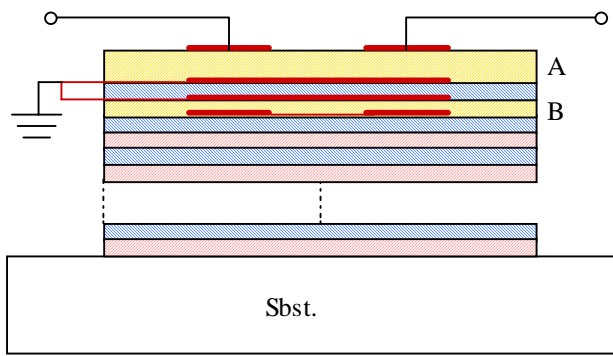


Fig. 3 SMR filter using piezoelectric coupling.

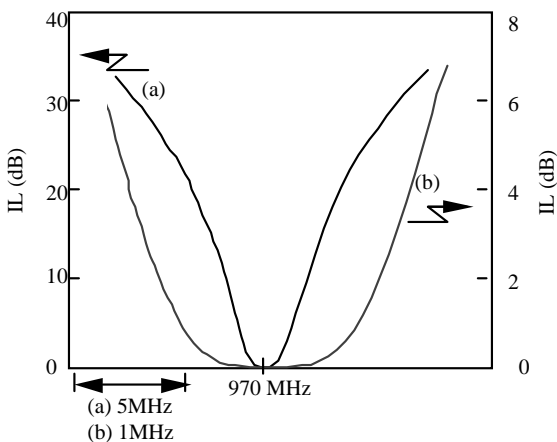


Fig 4 Filter characteristic (calculated).  
 Multilayer reflector : 6 layers of  $\text{SiO}_2/\text{ZnO}$   
 Electrode area :  $0.01 \text{ mm}^2$   
 Thickness of the exciting piezoelectric film : 3.06 microns  
 Terminal impedance : 15 Ohms

### 3 . 上部にも反射器を装着した構成

Fig.5 に上部にも反射器を設けた構成を示す。形成工程は大幅に増えるが、表面状態の影響を大幅に軽減できる。このため、気密封止なしでの使用が可能となろう。

Fig.6 に計算例を示す。パラメータは上部に設ける反射器の層数である。横軸は付着物の厚さで、比重は1(水と同じ)とした。上部反射器がない場合、僅少の質量付加で共振周波数は大幅に下がる。高感度なガスセンサなどへの応用が可能と思われる。ピコグラム以下の付着物検出が可能である。層数が2層程度でも、付着物の影響は約1/10に減少し、4~6層で大幅に安定化する。この場合共振周波数は、結合容量により調整する。

### 4 . むすび

SMR に結合圧電膜、上部反射器などを付加する構成を提案した。結合圧電膜を導入すれば、電気的な

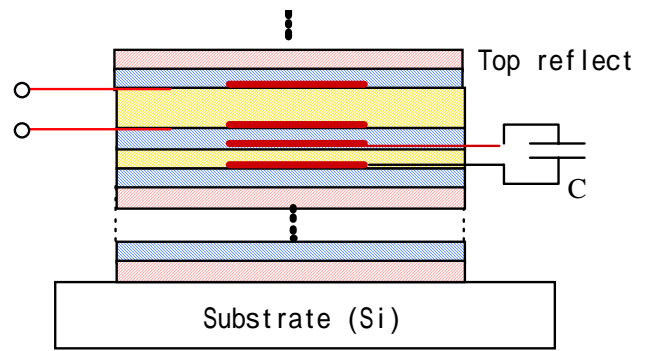


Fig. 5 SMR with multilayer reflector on the top side.

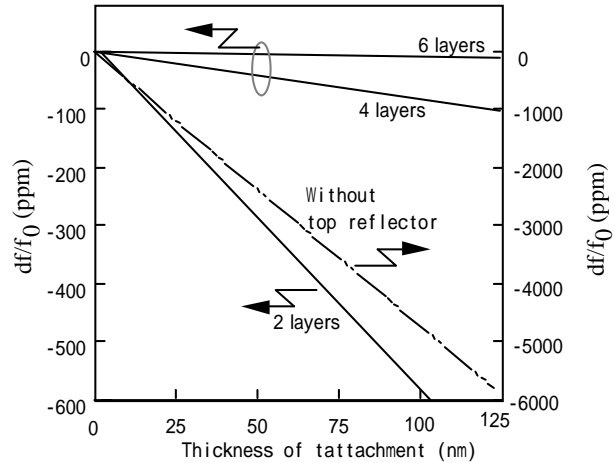


Fig. 6 Effect of the top reflector.

周波数調整やフィルタの構成が可能である。上部反射器の付加により、表面状態に対する安定化が図られ、封止なしのチップタイプ共振器の可能性はある。

### 謝辞

本研究は一部、神奈川工科大ハイテクリサーチセンター(文科省私大助成事業)の援助を受けて行われた。

### 文献

- 1) K. M. Lakin et. al. IEEE Trans. MTT-43 p.12(1995)
- 2) K. Nakamura and H.Kanbara, Proc.IEEE Int.Freq p.876(1998)
- 3) H. Kobayashi et.al., Jpn.J.Appl.Phys. 41 p.3455(2002)
- 4) S. Ohta, K. Nakamura A. Doi and K. Nakamura, Proc. 2003 IEEE Ultrason. Symp p.2011
- 5) 中村、佐藤、山田、土井：圧電材料・デバイスシンポジウム p.27(2003)
- 6) T. Uno, Jpn. J. Appl. Phys. 33 p.3001(1994)



## ラム波型弾性波素子用基板の温度特性

Temperature characteristics of the substrate for Lamb wave type elastic wave devices

重田光善、中川恭彦、垣尾省司 (山梨大院 医工)

Mitsuyosi Sigateda, Yasuhiko Nakagawa and Shoji Kakio (University of Yamanashi)

### 1. はじめに

水晶は温度に対する周波数変化が他のものに比べて小さく安定した動作を行うため、経年変化が少ない水晶振動子として実用化されている[1].このように振動子や共振器を電子デバイスとして実用する場合、周波数温度特性の良好な安定した動作が要求される.また、最近、水晶基板を伝搬する板波(Lamb Wave)に関する研究がなされている[2,3].このラム波型基板の特徴は、位相速度が弾性表面波より2~3倍大きく高周波動作を行うこと、電気機械結合係数が大きく励受信が容易であること、伝搬路上の反射器からの反射係数が非常に大きいことなどがあげられる.本報告では、ラム波型弾性波素子用基板の応用を目指し、圧電基板上を伝搬するラム波の周波数温度特性について理論的、実験的検討結果を述べる.

### 2. 優れた温度特性カットの探索

#### 2.1 理論解析

ラム波の解析は Fig.1 の座標系を用い、ラム波の伝搬方向を  $x_1$  方向、基板表面に垂直な方向を  $x_3$  方向とし、基板の厚さを  $H$  として波動解析を行った.  $20^\circ\text{C}$  での位相速度を  $v_0$ 、ある任

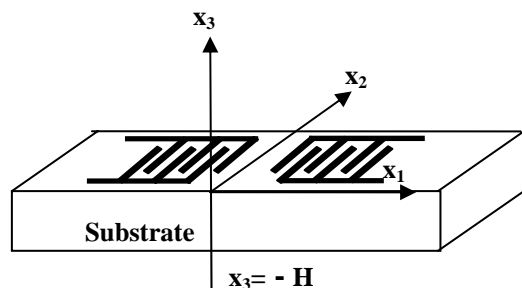


Fig.1 Coordinate system used for analysis.

意の温度での位相速度を  $v_t$  とすると周波数変化分は次式で表される.

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \frac{v_t - v_0}{v_0} - \alpha \quad : \text{膨張係数}$$

水晶基板を用い、基板の厚さ  $H$ 、波長  $\lambda$ 、オイラー角  $(\theta, \phi, \psi)$  のパラメータを変化させ良好な温度特性を示すカットの探索を行った.

#### 2.2 カット角の探索結果

Fig.2 に示すような周波数変化の少ない2次曲線温度特性が得られた. Fig.3 の3次曲線を示すカット角においては AT カット水晶振動子 ( $-20 \sim 80^\circ\text{C}$  で 10ppm) よりも周波数変化が少ない優れた温度特性が得られた. また、どのカット角においても  $K^2$  が大きく IDT を用いて励振可能であることがわかる.

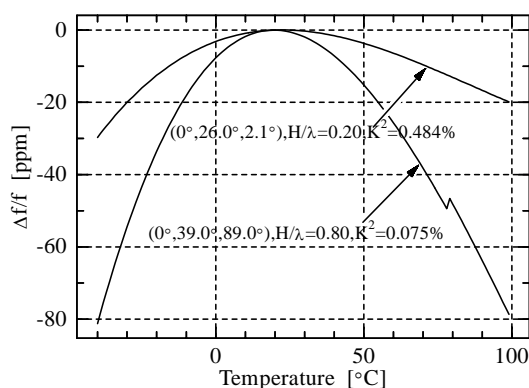


Fig.2 A temperature characteristic to show a second order curve.

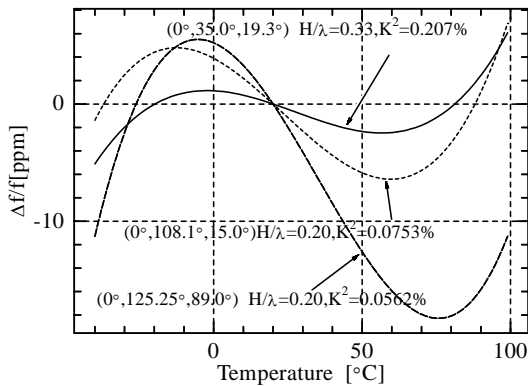


Fig.3 A temperature characteristic to show the third order curve.

### 3. AT カット水晶基板の温度特性

#### 3.1 測定方法

AT カット水晶基板 ( $H=10\ \mu\text{m}$ ) 上にフォトエッチング法を用いてアルミ電極 IDT ( $\lambda=50\ \mu\text{m}$ ) を形成し、試料の作製を行った。測定方法は Fig.4 のように恒温槽内に作製した試料をセットし、ネットワークアナライザを用いて周波数変化の測定を行った。測定は 5 間隔で  $-40 \sim 100$  まで変化させ、温度変化によって低周波側または高周波側にシフトする反共振周波数の測定を行った。

#### 3.2 実験結果

AT カット基板上でラム波を Y 方向に伝搬させたとき (AT-Y( $0^\circ, 125.25^\circ, 90^\circ$ )) の周波数温度特性の測定を行った。裏面を電氣的に短絡させることで  $K^2$  が  $0.0562\%$  と大きくなり、ラム波を励振することができた。実験結果を Fig.5 に示す。Al 膜厚  $0.05\ \mu\text{m}$  と  $0.1\ \mu\text{m}$  のどちらも 3 次曲線を示し、膜厚を変化させても温度特性はほぼ一致した。また、理論計算で  $\theta=125.05^\circ$  のときに実験値とよく一致した。これを  $0.2^\circ$  変化させることでさらに良好な温度特性が得られることがわかる。

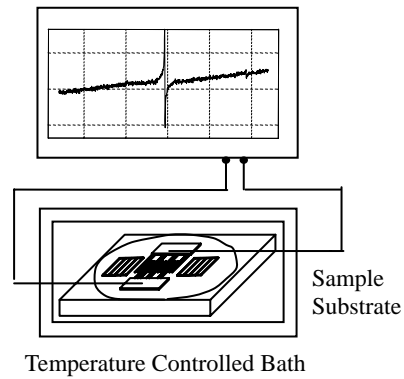


Fig.4 A measurement system.

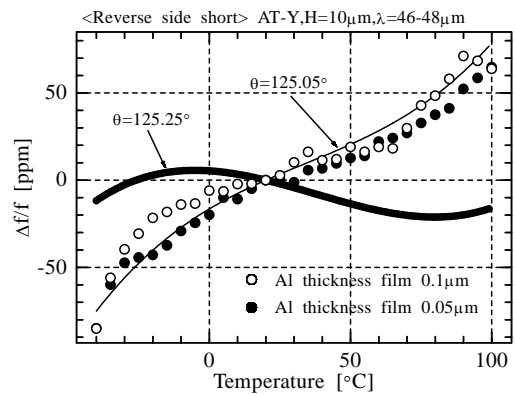


Fig.5 A temperature characteristic of Lamb wave on AT cut substrate.

### 4. まとめ

本報告ではラム波型基板の超高安定な温度特性を示すカット角の探索と、AT カット水晶基板の周波数温度特性の測定を行った。理論解析によって、超高安定なカット角として知られている AT カット振動子よりも優れた周波数温度特性を示すカット角が理論的に得られた。また、AT カット水晶基板上のラム波の温度特性の測定結果は 3 次曲線を示す特性が得られた。

### 引用文献

- [1] 日本学術振興会弾性波素子用技術第 150 委員会編集, “弾性素子技術ハンドブック” オーム社, 東京, pp110-120, 1991.
- [2] Y. Nakagawa, S. Tanaka and S. Kakio; Jpn. J. Appl. Vol.42 (2003) pp.3086-3090.
- [3] Y. Nakagawa, M. Momose and S. Kakio; Jpn. J. Appl. Vol.43 (2004) pp.3020-3023.

# UHF 帯水晶 AT 板の結合振動に対する 粘性損失の影響

## Influence of Viscosity Loss on Coupled Vibrations of UHF AT-Cut Quartz Plates

関本仁、○小野崎義久、五箇繁善、渡部泰明（首都大学東京/都立大・工）  
H. Sekimoto, Y. Onozaki, S. Goka and Y. Watanabe (Tokyo Metropolitan University)

### 1. まえがき

水晶 AT 板の薄板化技術が進展した結果、VHF や UHF 帯の高周波水晶振動子が安定に製造されるようになってきた[1]。これらの振動子では、(1) 板厚に対する電極の膜厚比と横幅比が非常に大きいこと、(2) 厚みすべり振動系列以外のスプリアス共振が実験的に観測されていないこと、に特徴がある。先に我々は、無損失の仮定の下で(1) の特徴と結合振動特性との関係を明らかにした[2]。一方、(2)は無損失の結合振動では説明できない特徴である。本研究では、逆メサ構造を形成する UHF 帯水晶 AT 板について、 $x_1$ - $x_2$  (X-Y') 面内の 2 次元結合振動を、水晶の粘性損失[3]も考慮し解析した。

その結果、スプリアス振動が結合した場合、厚みすべり主共振近傍のアドミタンス軌跡は、粘性損失の増大とともに 2 共振から単 1 共振特性に移行すること[4]が確認された。また、コンダクタンスの温度特性は、周波数に比べてスプリアスとの結合に対しより鋭敏である[4]ことも確認した。

### 2. 解析手法

Fig. 1 に示すような、金の帯状電極(弾性定数: $c'_{ij}$ , 密度: $\rho'$ ,  $x_2$  厚: $2b'$ , 上部電極  $x_1$  長: $2e$ , 下部電極  $x_1$  長: $2a_0$ ,  $x_3$  長: $\infty$ )が付された半無限水晶 AT 板(弾性定数: $c_{ij}$ , 粘性定数: $\eta_{ij}$ , 密度: $\rho$ , 厚板部  $x_2$  厚: $2b_0$ , 逆メサ部  $x_2$  厚: $2b$ , 逆メサ部  $x_1$  長: $2a$ ,  $x_1$  全長: $2a_0$ ,  $x_3$  長: $\infty$ ) を考える。 $x_3$  方向の変位分布が一様 ( $\partial/\partial x_3=0$ )、 $x_1$  および  $x_2$  端面が機械的に自由と仮定し、2 次元強制振動を 1 次元有限要素法(1D-FEM) を用いて解析する。ただし、振動の駆動項は両面電極領域における一様  $x_2$  電界( $E_2=-V/2b$ ,  $|x_1| \leq e$ ,  $V$ :印加電圧)のみとし、金電極の粘性損失は無視する。本文で用いる解析手法は、水晶の複素弾性定数 ( $c_{kl}+j\omega\eta_{kl}$ ,  $\omega$ :角周波数) と逆メサ構造が扱えるように拡張されていることを除けば、文献[2]の手法と同じである。

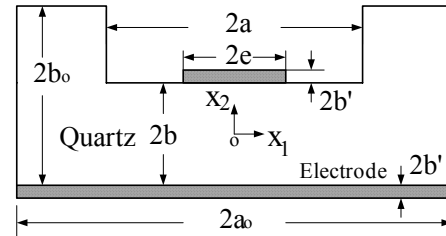


Fig.1 Model of an AT-cut quartz plate with inverted-mesa shape, for two-dimensional analysis.

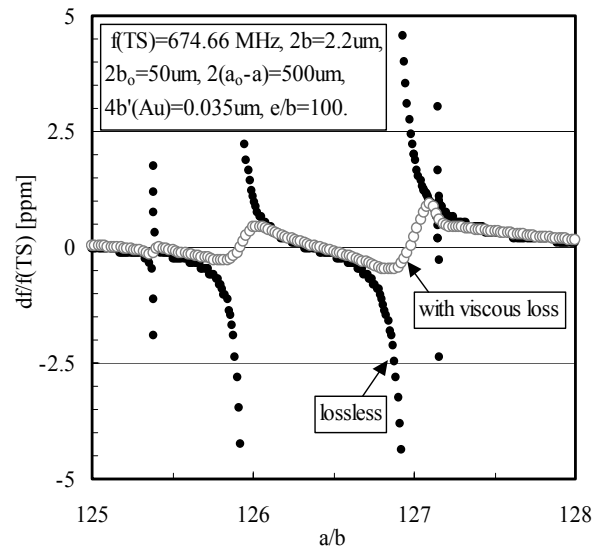


Fig.2 Calculated resonant frequencies ( $B_p=0$ ) of semi-infinite AT-cut quartz plates with inverted-mesa shape.

### 3. 数値計算例

700 MHz 帯を想定し、逆メサ部の板厚が  $2b=2.2 \mu\text{m}$ 、両面電極部の長さが  $2e=220 \mu\text{m}$  に固定された AT 板の直列共振周波数 ( $B_p=0$ ) を、 $a/b=120\sim 140$  の辺比範囲について計算した。周辺厚板部は  $2b_0=50 \mu\text{m}$ 、 $2(a_0-a)=500 \mu\text{m}$ 、電極の全厚さは  $4b'=0.035 \mu\text{m}$  である。また、材料定数として、水晶 ( $\rho=2,649 \text{ [kg/m}^3\text{]}$ ) には Bechmann[5] および Lamb ら[3]の定数を用い、金電極には等方体定数 ( $\rho'=19,300 \text{ [kg/m}^3\text{]}$ ,  $c'_{11}=20.7$ ,  $c'_{66}=2.85 \times 10^{10} \text{ [N/m}^2\text{]}$ )[6]を使用した。Fig.2 に計算例(白ドット)を示す。縦軸の周波数偏差  $df/f(\text{TS})$  は、無損失

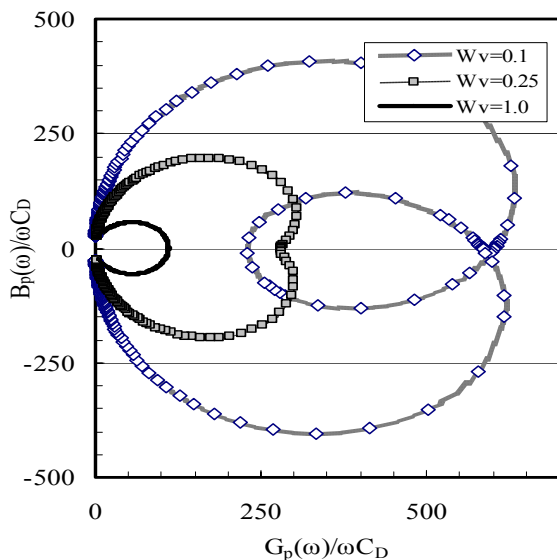


Fig.3 Admittance loci for a semi-infinite plate ( $a/b=126.93$ ) with inverted-mesa shape, as a function of weighting  $W_v$  to viscosity.

の無限板( $\eta_{kl}=0, a/b=\infty$ )モデルから算出した厚みすべり振動の主共振周波数  $f(TS)$ によって規格化した偏差である。無損失(黒ドット)との比較から分かるように、厚みすべり振動にスプリアス振動が結合した状態であっても、実周波数軸上においてはスプリアス共振がない単1共振特性になっている。これは、無損失において実数として観測される主およびスプリアス共振周波数が、水晶の粘性損失の影響によって複素数面に移動したことを意味している。

Fig.3は、粘性損失の大きさと共振特性の変化の関係を調べるため、粘性定数に重み付けした場合( $\eta_{kl} \rightarrow \eta_{kl} W_v, W_v$ :重み)のアドミタンス軌跡を計算した例である。重み  $W_v$  すなわち粘性損失の増大とともに実周波数軸上では2共振から単1共振特性に移行することが確認でき、その境界は  $W_v \approx 0.2$  である。

実周波数軸上において単1共振特性となっても、共振周波数及び共振抵抗の温度特性にはスプリアス振動との結合の影響が現れる[4]。Fig.4に、 $B_p=0$ における周波数とコンダクタンス  $G_p$ の温度に対する変化の計算例を示す。水晶の温度係数には文献[7]の値を使用した。この例では、 $T_0=25^\circ\text{C}$ 以外にも40, 55,  $70^\circ\text{C}$ 付近で結合が生じている。それらの温度近傍では、周波数の僅かな変化とコンダクタンスの大きな(数%)変動が現れている。この結果は、共振抵抗がスプリアスとの結合に対しより鋭敏であるとした文献[4]の解析及び実験結果とよく一致する。

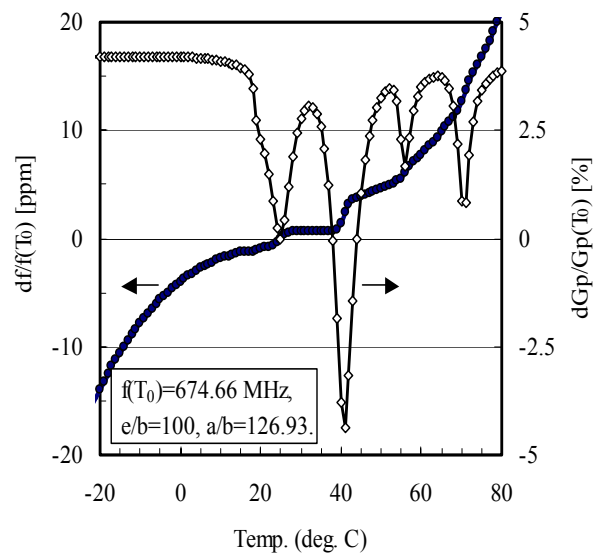


Fig.4 Temperature behavior of resonant frequency and conductance, for a semi-infinite plate with inverted-mesa shape ( $T_0=25^\circ\text{C}$ ).

#### 4. まとめ

逆メサ構造のUHF帯水晶AT板について、結合振動に対する水晶の粘性損失の影響を明らかにするため、 $x_1-x_2$  ( $X-Y'$ ) 面内の2次元振動を解析した。得られた結果は以下のとおりである。

- ・スプリアス振動が結合した場合、厚みすべり主共振近傍のアドミタンス軌跡は、粘性損失の増大とともに2共振から単1共振特性に移行することを確認した。
- ・コンダクタンスの温度特性は、周波数に比べてスプリアスとの結合に対しより鋭敏であることを確認した。

これらの解析結果は、厚みすべり振動系列以外のスプリアス共振が観測されていない実験事実をよく説明できている。ただし、今後の課題として、3次元モデルを導入したより定量的な解析が必要である。

#### 引用文献

1. O. Ishii, T. Morita, T. Sato and Y. Nakazawa: Proc. 1995 IEEE Int. Freq. Contr. Symp., 1995, p. 818
2. H. Sekimoto, Y. Onozaki, T. Tamura, S. Goka and Y. Watanabe: Jpn. J. Appl. Phys. **44** (2005) 4516
3. J. Lamb and J. Richter: Proc. Roy. Soc. London **293A** (1966) 479
4. M. Onoe: Proc. IECE, **47** (1964) 38
5. R. Bechmann: Phys. Rev. **110** (1958) 1060
6. B. A. Auld: *Acoustic Fields and Waves in Solids* (Wiley, New York, 1973) Vol. 1, p. 371
7. R. Bechmann, A. Ballato, and T. Lukaszek: Proc. IRE, **50** (1962) 1812

## 水晶基板を伝搬する

## 疑似縦波型漏洩弾性表面波の基板厚み依存性

Effect of Substrate Thickness on  
Quasi-Longitudinal Leaky SAW Propagation on Quartz;

©押尾政宏, 神名重男, 飯澤慶吾 (セイコーエプソン(株))

Masahiro Oshio, Shigeo Kanna and Keigo Iizawa; Seiko Epson Corporation

## 1. まえがき

近年、弾性表面波デバイスの高周波化の要望は強くなっており、位相速度の大きな疑似縦波型漏洩弾性表面波（以下、QLL-SAW）の研究が多く、圧電基板で盛んに行われてきている[1][2]。ところが、良好な温度特性が期待できる水晶基板においてはSTカットレイリー波の約1.6倍の位相速度をもつSTWカットの実用化はされているが、この位相速度がさらに大きなQLL-SAWを利用した共振子は実現されていない。

そこで本研究では、回転Yカット水晶X伝搬におけるQLL-SAWについて検討し、共振子のQ値が基板厚みに強く依存することを確認したので報告する。

## 2. 解析手法

本報告に用いた解析手法は文献[3]に詳しく述べてあるので、ここでは省略する。使用した解析モデルをfig.1に示す。今回使用したモデルは2次元モデルであり、16節点Lagrange四辺形要素を用い、x軸方向に4分割し、厚み方向は基板厚みに応じて決定した。なお、電極幅はすべて $\lambda/4$ にて解析した。この系においては、基板厚みは有限であり、表面波のほかに基板の上下面で反射を繰り返しながら伝搬する板波も計算される。

## 3. 解析結果

fig.2に、水晶基板( $0^\circ, 143.5^\circ, 0^\circ$ )において縦波バルク波付近に計算される伝搬モードの周波数と規格化基板厚み $t/\lambda$ の関係の一例を示す。なお、周波数は縦波バルク波の位相速度5750 m/sを用いて規格化した。この図に示すように、基板厚みに依存する板波が多数存在するなか、fig.3のように変位が基板深さ方向に減衰する伝搬モードが存在することを確認した。ここで $u_1$ 、 $u_2$ 、 $u_3$ はそれぞれx軸、y軸、z軸方向の変位成分であり、 $\Phi$ は電位である。図からわかるように、このモード

は基板表面において縦波成分 $u_1$ の比率が大きくなっていることから、QLL-SAWであると考えられる。また、基板裏面まで変位をもっているのは、QLL-SAWと、その伝搬とともに基板内部へ放射した漏洩成分とが結合しているためと考えられる。

以上から、解析されたQLL-SAWは漏洩成分が大きく、周囲の板波と結合し易い性質をもっていることが予想されるため、実験により基板厚みによる特性変化を検証する。

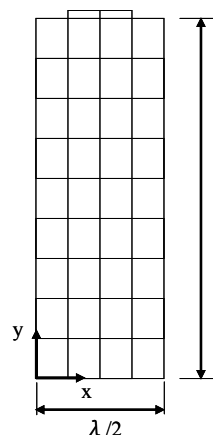


fig.1 Finite element mesh of periodic structure

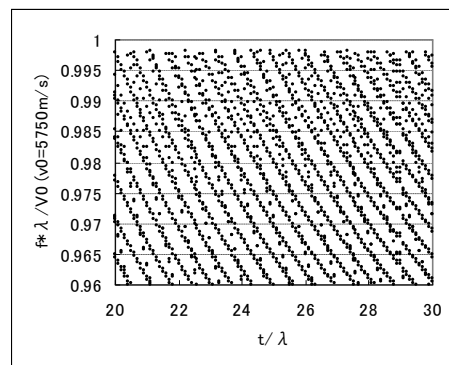


fig.2 Normalized frequency of propagation modes on quartz near Longitudinal Bulk wave

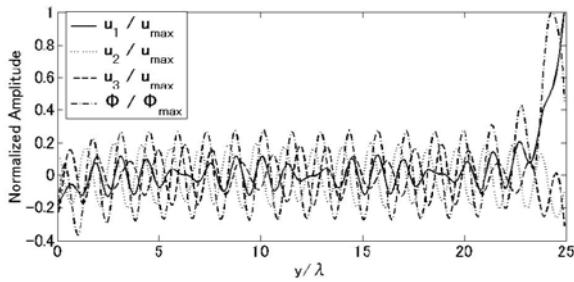


fig.3 Mode shape for the QLL-SAW on quartz( $t/\lambda = 25$ ) at  $x = \lambda/8$

#### 4. 実験結果

水晶基板 ( $0^\circ, 143.5^\circ, 0^\circ$ ) を用い、 $\lambda = 8 \mu\text{m}$ 、600対の IDT 共振器を作製し、QLL-SAW の共振特性について検証する。fig.4 に、励振が予想される 700MHz 帯の周波数特性と、その基板厚み依存性を示す。多くの共振が検出されるなか、基板厚みが薄くなるにつれ励振が強くなるモードが存在する。このモードの位相速度は縦波バルク波に近い  $5704\text{m/s}$  であることから QLL-SAW の信号であり、そして、板波との周波数差が大きくなった結果、結合が弱くなり励振が強くなったと考えられる。なお、検出された各モードの共振周波数は基板厚みによって変化しており、FEM で解析された QLL-SAW および板波の周波数と一致した。

fig.5 に  $t/\lambda = 25, 37.5, 50$  における QLL-SAW のアドミタンス円を、fig.6 に Q 値および CI 値の基板厚み依存性を示す。Q 値、CI 値は基板を薄くするとともに改善され、 $t/\lambda = 25$  において Q 値約 8000 と良好な特性が得られた。

#### 5. むすび

高速な QLL-SAW を利用した共振器を実現するために FEM を用いて、縦波バルク波付近の伝搬モードを解析し、数多くの板波のなかに変位が深さ方向に減衰する QLL-SAW が存在することがわかった。実験により、基板厚みを薄くし、板波との結合を弱めることで共振子の Q 値を大幅に改善できることを確認した。このときの位相速度は約  $5704\text{m/s}$  と高速であった。

#### 参考文献

- [1] S.Tonami et al, Jpn. J. Appl. Phys. Vol.34(1995)2664
- [2] T.Sato et al, Proc. IEEE Trans. UFFC, Vol.45, No.1, pp.136-151, 1998
- [3] 神名他, 信学技報 US99-20(1999-06)

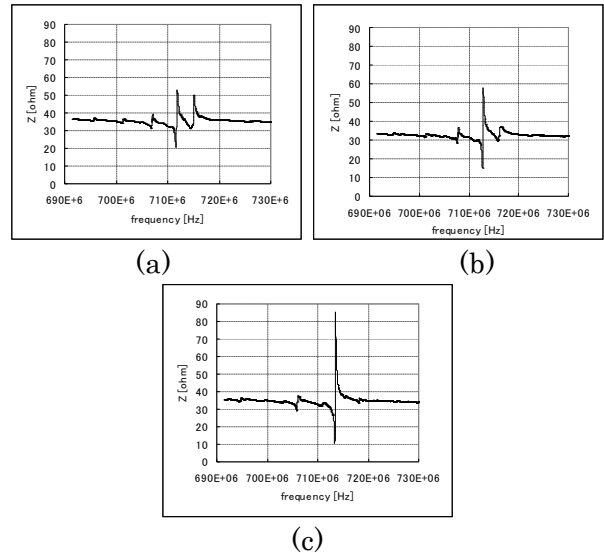


fig.4 Measured impedance of a 700 MHz resonator; (a)  $t/\lambda = 50$ , (b)  $t/\lambda = 37.5$ , (c)  $t/\lambda = 25$

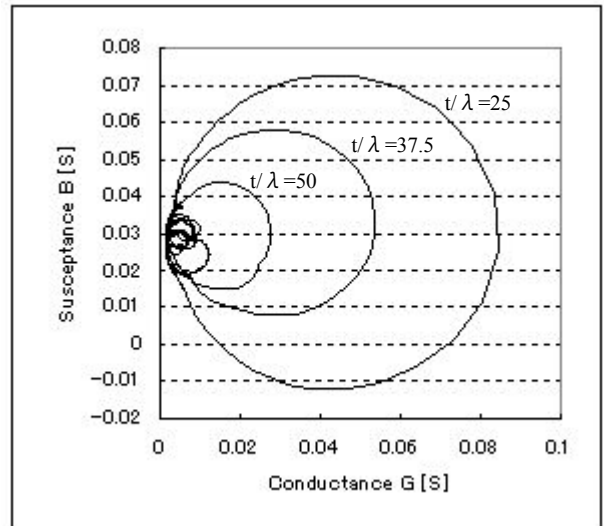


fig.5 Measured admittance circle of a 700 MHz QLL-SAW resonator

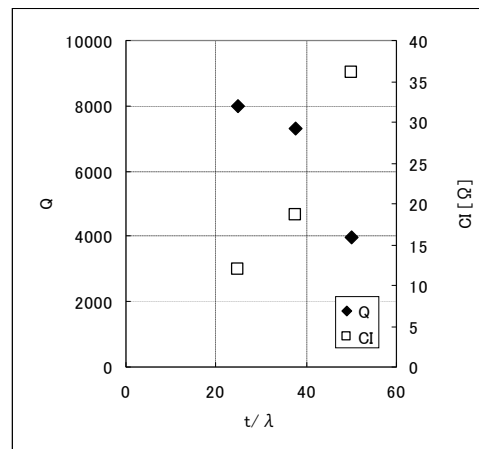


fig.6 Measured Q value and CI of a 700 MHz QLL-SAW resonator

# 低挿入損失 3 GHz帯ダイヤモンドSAW共振子の開発

## Development of low loss filter of Diamond SAW at 3GHz-Range

○河野秀逸 藤井知 船坂司 (セイコーエプソン株式会社)  
Shuichi Kawano, Satoshi Fujii, Tsukasa Funasaka (Seiko Epson)

1. はじめに  
最近の通信事情は5年ほど前には考えられないくらい激変している。携帯電話の契約数は固定電話を上回り、光ファイバを用いた通信は幹線系だけでなく各家庭まで整備されつつある。市場のニーズから、より高周波を使うことで高速大容量通信を達成しようとする試みが行われている。特に、GHz帯情報通信アプリケーションをみると、Fiber Channel や OC-48, 768 のほかにも、固定無線アクセス (Fixed Wireless Access) の開発、また、ITS 関連では次世代 ETC 技術として専用狭帯域通信 (Dedicated Short Range Communication) の開発など進んでいる。これらシステムにおいては、通信品質 (ビットエラーレートなど) を向上させる必要から、高周波かつ低位相ノイズ化の基準発振器や局部発振器の要求が増えつつある。高周波及び低位相ノイズを達成することを目的にダイヤモンド表面弾性波 (Surface Acoustic Wave) 共振子を使った GHz 帯の発振器開発を行っている。ダイヤモンド SAW は図 1 のような SiO<sub>2</sub>/ZnO/Diamond 構造であり、既に GHz 帯での試作が行われている [1, 2]。今回、3GHz 帯 SAW 共振子を開発したので報告する。

### 2. SAW 共振子の開発

発振器において、小さい位相ノイズを達成するためには、高い Q を持つ SAW 共振子が必要になる。高い Q を得るためには、SAW の伝播損失が小さいことが必要である。そこで、今回、デバイスと膜の特性を根気よく調べ、伝播損失の低減した多結晶ダイヤモンド薄膜の開発に成功した。[3, 4] 低伝播損失の結晶膜の特徴は、結晶粒の結晶方位が揃うこと、波長に対して十分小さいことを満たせば、伝播損失は十分小さい。意外なことにラマン分光分析では伝播損失の小さい膜では多くの結晶欠陥を含む結果であった。この結果から、2.5GHz (波長 4 μm、平均結晶粒径 0.3~0.5 μm、結晶方位 <101>) では、0.02dB/波長が得られた。

実際に素子形成をしたところ、3.4GHz にて挿入損失が 6.6dB と極めて優れた共振子を得ることが出来た。(図 2)

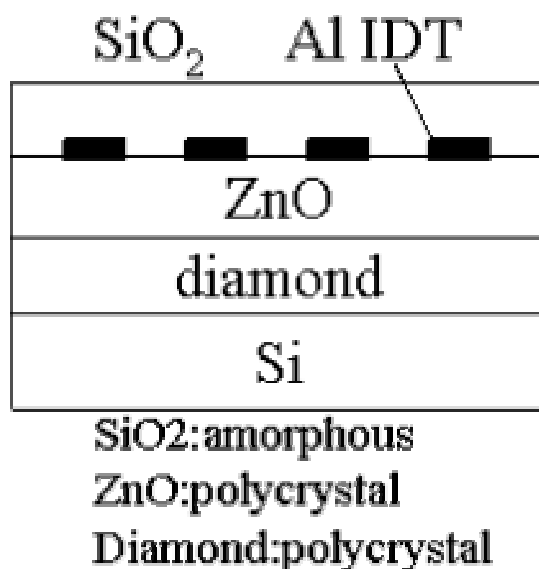


Fig. 1 SiO<sub>2</sub>/ZnO/Diamond structure

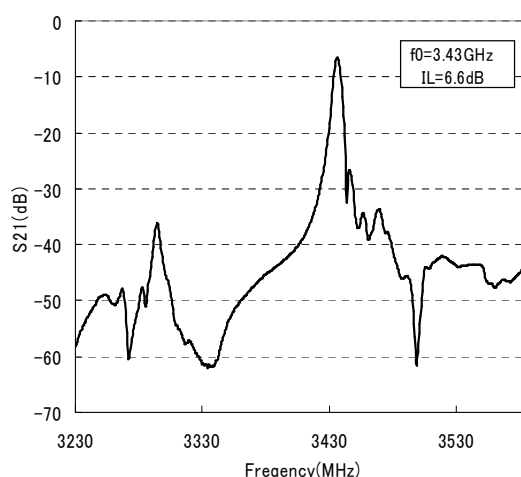


Fig. 2 Frequency response characteristics at 3.4GHz

### 3. 2.488GHz 共振子との比較

次に実測と計算結果との比較を実施した。なお 3.4GHz の S21 特性計算には、合わせて作成した 2.488GHz 共振子の設計で用いている設計パラメータを用いた。図 3 に 3.4GHz での比較結果、図 4 に 2.488GHz での比較結果を示す。3.4GHz においては、実測でのストップバンド下限のピーク (主振から 145MHz 低い周波数) と、計算でのピーク (主

振から 130MHz 低い周波数) が一致しなかった。  
 2. 488GHz においては、ストップバンド下限のピークで実測と計算が一致している。

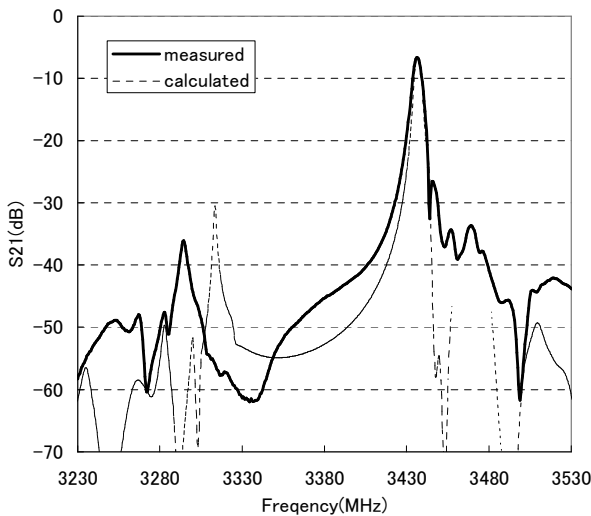


fig.3 Comparison of the results of calculation with the one of measurement at 3.4GHz

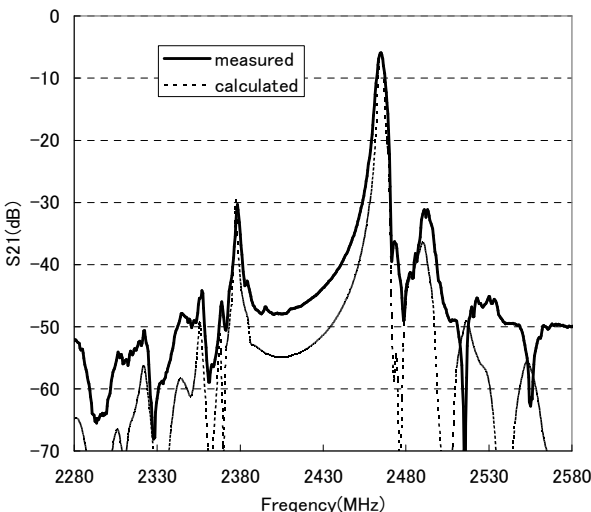


fig.4 Comparison of the results of calculation with the one of measurement at 2.488GHz

3. 4GHz で一致しなかった原因として2つ推測している。一つは、用いている Smith の等価回路モデルではダイヤモンド SAW の現象をカバーできていないこと、もう一つは、多層構造では速度分散性を有していることが知られているが、それに加えてダイヤモンドの弾性定数が分散性を有していることが推測される。

1つ目の推測については、何らかのパラメータが不足している、もしくはモデルが表現可能な範囲を外れている等の可能性が考えられ、今後の検討課題である。

2つ目の推測については、波長に対するダイヤモンド膜のグレインサイズや粒界の影響が周波

数によって異なることが考えられる。つまり弾性定数自体が波長依存性を持つ可能性がある。今後は波長に対する結晶サイズや粒界が弾性定数影響にどのように影響しているかを検討する必要がある。

他方、今回の共振子結果より伝播損失は 0.04dB/λ と見積もられ、伝播損失が非常に小さなダイヤモンド膜が得られていることが確認できた。

#### 4. まとめ

SiO<sub>2</sub>/ZnO/Diamond 構造を有するダイヤモンド SAW を用いて 3.4GHz SAW 共振子を開発し、伝播損失 0.04dB/波長、挿入損失 6.6dB と極めて良好な共振子を得ることが出来た。

実測と計算結果を比較したところ、ストップバンド下限のピークにおける周波数が一致しなかった。

今後は等価回路モデルとダイヤモンド SAW の整合性の検討、およびダイヤモンド膜の弾性定数の波長依存性の検討を行う。

#### 引用文献

- [1] H. Nakahata, K. Higaki, S. Fujii, A. Hachigo, S. Shikata and N. Fujimori, "Theoretical Study on SAW Characteristics of Layered Structures Including a Diamond Layer," IEEE Trans. Ultrasonics, Ferroelec. and Freq. Contr., 42, pp.362-375, 1995
- [2] H. Nakahata, H. Kitabayashi, S. Fujii, K. Tanabe, Y. Seki and S. Shikata, "Fabrication of 2.5 GHz SAW retiming filter with SiO<sub>2</sub>/ZnO/diamond structure," IEEE Ultrason. Symp. Proc., pp.285-288, 1996.
- [3] T. Uemura, S. Fujii, H. Kitabayashi, K. Itakura, A. Hachigo, H. Nakahata, S. Shikata, K. Ishibashi, and T. Imai, "Low loss SAW devices by small grain size poly-crystalline diamond," IEEE Ultrason. Symp. Proc., pp.416-419, 2002.
- [4] S. Fujii, S. Shikata, T. Uemura, H. Nakahata, and H. Harima "Effect of Crystalline Quality of Diamond Film to the Propagation Loss of Surface Acoustic Wave Devices" IEEE Trans. Ultrasonics, Ferroelec. and Freq. Contr., To be published



# 高密度薄膜装荷ランガサイト基板上の ラブ波型 SH 波を用いた SAW 共振子

SAW resonator using SH-type SAW on langasite with high density thin film

垣尾省司, 野沢允也, 田邊哲史, 中川恭彦 (山梨大院・医工)

Shoji Kakio, Masaya Nozawa, Satoshi Tanabe and Yasuhiko Nakagawa (Univ. of Yamanashi)

## 1 はじめに

ラブ波型 Shear Horizontal Wave (SH 波) は, 基板上に金属膜や誘電体膜を装荷することによって, SH 成分のみをもつバルク波のエネルギーを基板表面付近に集中させた表面波として知られている. 著者らは, 回転 Y カット  $90^\circ X$  伝搬ランガサイト (LGS) 基板上 (オイラー角:  $(0^\circ, \theta, 90^\circ)$ ) に金膜を装荷 (Au 膜で IDT を形成), または誘電体薄膜のなかでも比較的大きな密度をもつアモルファス  $Ta_2O_5$  薄膜を通常のアルミウム製 IDT 上に装荷することにより, ラブ波型 SH 波の高結合化と高安定化を実現でき, 特に Au 膜装荷,  $\theta=0^\circ \sim 20^\circ$  のカット角においては, 1% の電気機械結合係数  $K^2$  とゼロ TCD が同時に得られることを示した [1]. これらの構造を SAW 共振子に利用すれば, グレーティング反射電極における大きな反射係数と高い温度安定性が期待できる.

本報告では, Au 膜を装荷した  $\theta=0^\circ \sim 20^\circ$  の LGS 基板を用いて SAW 共振子を作製し, その共振特性と温度特性を評価した結果について述べる.

## 2 試料の作製

$\theta=0^\circ, 10^\circ, 20^\circ$  の LGS 基板上に, Fig. 1 に示すような, 波長  $\lambda=20\mu\text{m}$ , ダブル電極, 対数

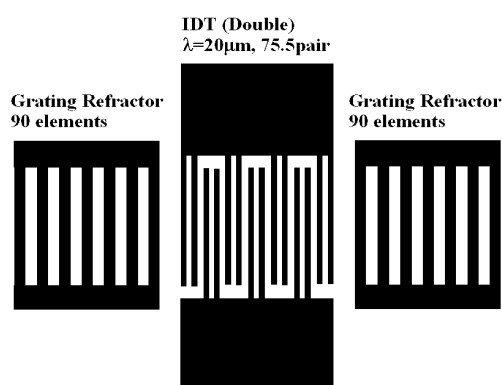


Fig. 1 Electrode pattern of resonator.

\*E-mail: kakio@yamanashi.ac.jp

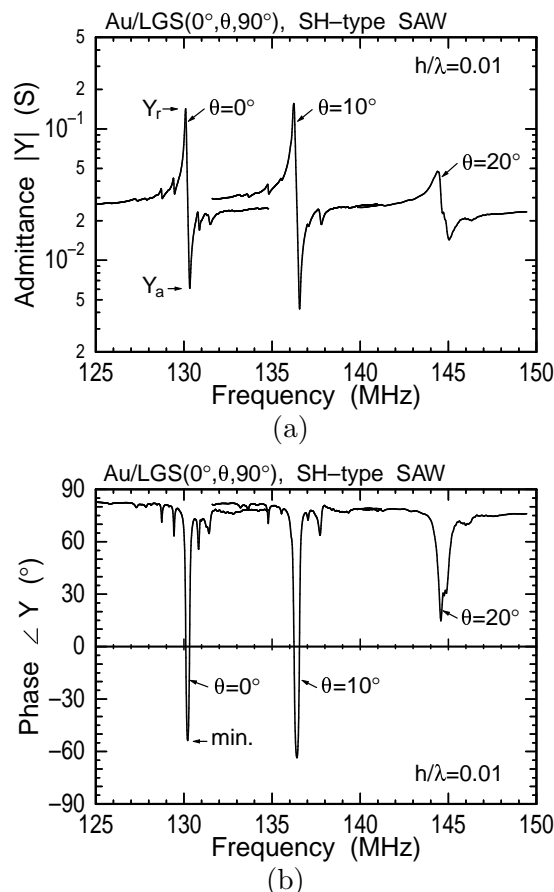


Fig. 2 Frequency response of admittance (a) and phase (b).

$N=75.5$ , 交叉幅  $50\lambda$  の IDT, その両側に 90 本の反射電極を有する共振子電極を Au 膜で作製した. 反射電極 1 本の幅は  $5\mu\text{m}$ , 配列周期は  $10\mu\text{m}$  である. Au 膜は DC スパッタリング膜であり, 下地 Cr 膜 (300 厚) も含めた膜厚は 2000 である. また,  $\theta=0^\circ, 10^\circ$  の基板に対して,  $\lambda=10\mu\text{m}$ ,  $N=157.5$ , 交叉幅  $100\lambda$  のシングル電極 IDT, 反射電極 170 本の共振子も作製した.

## 3 共振特性

$\lambda=20\mu\text{m}$ , ダブル電極 IDT の共振子のアドミタンス  $|Y|$  とその位相  $\angle Y$  を Fig. 2(a), (b) に示す. 各共振周波数は Au 装荷後の位相速度の計算値 [1]

Table 1 Measured properties of resonator.

$\theta$	$20\log\frac{Y_r}{Y_a}$ [dB]	min. $\angle Y$	$l_c$ [ $\lambda$ ]	$R$ [%]	$Q$	cal. $K^2$ [%]
$0^\circ$	27	$-53.7^\circ$	189	0.90	1530	0.77
$10^\circ$	31	$-63.5^\circ$	189	0.90	1135	0.86
$20^\circ$	10	$14.8^\circ$	227	0.67	400	0.84

を波長で割った値にほぼ一致した．Table 1 には，各カット角におけるアドミタンス比  $Y_r/Y_a$ ，位相の最小値，共振  $Q$  値，実効的なキャビティ長  $l_c$ ，一波長あたりの反射係数  $R$ ， $K^2$  計算値 [1] を示す． $Q$  は複素平面に描いた  $Y$  軌跡から求め， $l_c$ ， $R$  は副共振との周波数差より求めた [3]．

$\theta=0^\circ$ ， $10^\circ$  の場合のアドミタンス比と  $Q$  は， $\theta=20^\circ$  のものよりも大きな値が得られた．また， $\theta=0^\circ$ ， $10^\circ$  の位相は負（誘導性）に及んでいることがわかる． $l_c$  はいずれの場合も電極全長  $167\lambda$  より長く見積もられているが， $\theta=0^\circ$ ， $10^\circ$  の反射係数は  $20^\circ$  のものよりも大きいことがわかった．

$K^2$  計算値は，いずれのカット角においても同等であることから，上述のような共振特性のカット角による差異は，カット角により主伝搬波動の様相が異なることに起因していると考えられる．伝搬路に対する送受 IDT 間の挿入損失の測定結果より， $\theta=0^\circ$ ， $10^\circ$  の主伝搬波動はラブ波型 SH 波， $20^\circ$  では SSBW であると推察された [2]．よって，ラブ波型 SH 波が伝搬する  $\theta=0^\circ$ ， $10^\circ$  の反射電極は， $20^\circ$  のものよりも大きな反射係数を有していると考えられる．

#### 4 温度特性

$\lambda=10\mu\text{m}$ ，シングル電極 IDT の共振子を用いて温度特性を評価した．基準温度  $T_0$  ( $20^\circ\text{C}$ ) の周波数  $f_0$  に対する周波数変化率を Fig. 3 に示す．図中の実線は，測定値を

$$\Delta f/f_0 = a(T - T_0) + b(T - T_0)^2 \quad (1)$$

の関数でフィッティングした曲線である． $\theta=10^\circ$  では， $60^\circ\text{C}$  付近を頂点温度とする放物曲線が得られた．Fig. 4 にカット角  $\theta$  に対する TCD の測定値 ( $-a$ ) と計算値を示す． $h/\lambda=0.02$  の測定値は， $h/\lambda=0.015$  の計算値と良く一致していることがわかる．これは主に下地 Cr 膜の影響によるものと考えられる．この結果より，Au 膜厚，またはカット角  $\theta$  を調整することにより，ゼロ TCD が得られることがわかる．

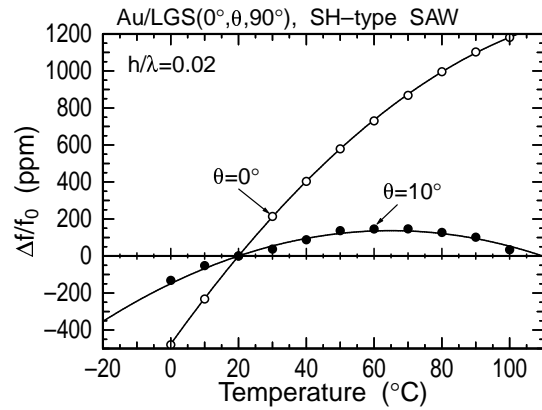


Fig. 3 Frequency shift vs temperature.

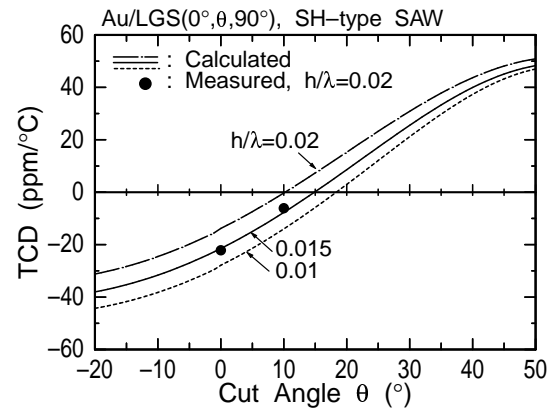


Fig. 4 Cut angle dependence of TCD.

#### 5 まとめ

Au 膜を装荷した  $\theta=0^\circ\sim 20^\circ$  の LGS 基板を用いて SAW 共振子を作製し，その共振特性と温度特性を評価した結果について述べた．

主伝搬波動がラブ波型 SH 波であることを反映して， $\theta=0^\circ$ ， $10^\circ$  の LGS 基板を用いた共振子では良好な特性が得られた．Au 膜厚，またはカット角  $\theta$  を調整することによりゼロ TCD を有する共振子が得られることを示した．

#### 参考文献

- [1] S. Kakio, M. Nozawa and Y. Nakagawa: Jpn. J. Appl. Phys., **43**(2004)2992.
- [2] S. Kakio, M. Nozawa and Y. Nakagawa: Jpn. J. Appl. Phys., **44**(2005)4544.
- [3] Y. Nakagawa, M. Momose and S. Kakio: Jpn. J. Appl. Phys., **43**(2004)3020.

## 弾性表面波デバイスを用いた歪みの測定 Strain sensor using Surface Acoustic Wave

○川崎幸一郎, 野村徹 (芝浦工大)  
Kawasaki Koichiro and Nomura, Toru (Shibaura Inst. of Technology).

### 1. まえがき

現在広く用いられている歪み計は、単一方向の歪みしか計測できない。また、複数方向の歪みや歪み分布を測定できるものも、準備に手間がかかったり、高価であったりする。このため、手間をかけずに測定物に接着することができ、複数方向の歪みを計測できる歪みセンサが望まれている。ここでは、弾性表面波を使い、2方向の歪が測定できる SAW による歪みセンサの開発を行った。

### 2. SAW による歪み測定

#### 2.1 SAW デバイス

二次元の歪みを測定するための SAW デバイスのパターンを Fig.1 に示す。

図1に示すように2組のIDTを垂直に設置し、2方向のひずみを同時に測定できるようにしている。図1の歪みセンサを 128°YX LiNbO<sub>3</sub> 基板に製作し、その特性を調べた。X方向とX to 90°方向の伝搬速度が異なるため、IDTの周期を変え、中心周波数を揃えている。更に、X to 90°方向は、励振が小さくなってしまいうため電極対数を多くすることで補っている。また、伝搬面は電氣的に短絡している。

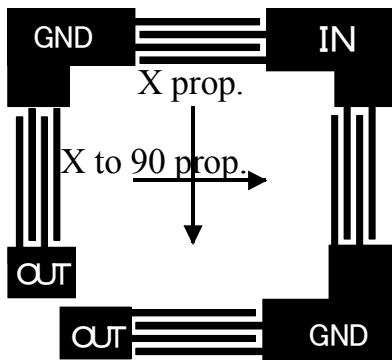


Fig. 1 2 dimensional strain SAW sensor

### 2.2 測定

SAW デバイス(図1)を 10cm 四方の燐青銅板に接着し、燐青銅板の一方を固定し、もう一方に荷重をかけ歪みを生じさせる。SAW デバイスに歪みが生じると圧電基板上の伝搬距離に変化が生じる。歪みによる弾性定数の変化から生ずる SAW の伝搬速度の変化を無視できるとすると、この伝搬距離の変化により生じる位相差  $\Delta\theta$  は次式となる。

$$\Delta\theta = \omega \frac{(l \pm \Delta l)}{v} - \omega \frac{l}{v} = \pm \omega \frac{\Delta l}{v}$$

( $l$ :伝搬距離  $v$ :伝搬速度  $\theta$ :位相  
 $\omega = 2\pi f$   $f$ :周波数)

### 2.3 測定回路

Fig.2 に実験で使用した位相差を検出する回路の概略を示す。

標準信号発生器(S.S.G)より出力した連続波は Power Divider により分岐され、一方は参照用とし、もう一方は測定用として使用する。この測定用の連続波は、パルスジェネレーター (Pulse F.G)からの矩形波により Mixer でトーンバースト波とする。これを SAW デバイスに印加する。SAW デバイスが歪んでいると伝搬路長が変化しているため、その歪みに応じた位相差が生じる。この位相差を参照用の連続波を基準に、Mixer により検出する。

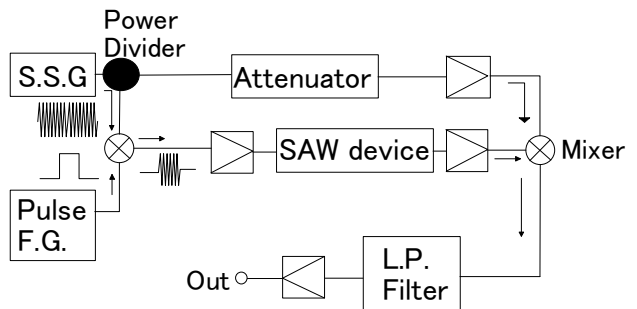


Fig. 2 Block diagram of SAW sensor system

m105032@sic.shibaura-it.ac.jp

### 3. 実験結果

#### 3.1 歪みの分布

128° YX LiNbO<sub>3</sub> 基板の X 方向に歪を加えたときの、X to 90°方向の歪分布の大きさを Fig.3 に示す。測定は、歪みを 20(μstrain)ずつ変化させ、各測定値には約 30 秒間の安定時間をおいて行った。実験では、基板の歪みをモニターするため、抵抗型歪みゲージを SAW の伝搬路の近くに接着した。X 方向の歪みに対し、X to 90°方向は比例していることが分かる。

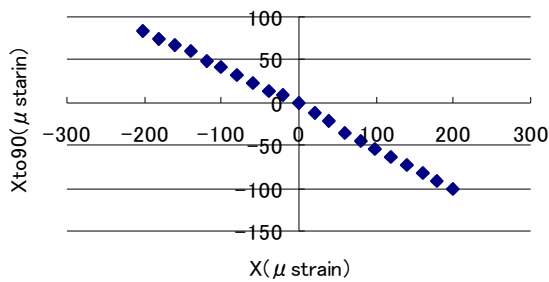


Fig. 3 Strain in X to 90 direction due to strain in X direction

#### 3.2 歪みの方向と SAW 速度の関係 1

X 方向に伝搬する SAW の歪みにより生じる位相差(センサの出力)を Fig.4 に示す。図 4 中に X と示されている値は、X 方向に歪みかけたときの X 方向に伝搬する SAW の位相差を表している。X to 90 と示されている値は、X to 90°方向に歪をかけたときの X 方向の歪みと X 方向に伝搬する SAW の位相差を表している。

横軸は、基板の X 方向の歪みを表している。歪み量が正の場合は伝搬路が伸びている状態を示し、負の場合は縮んでいる状態を示す。

歪をかける力の方向に関係なく、伝搬路上の各方向の歪み量に比例して位相差が変化することが分かる。

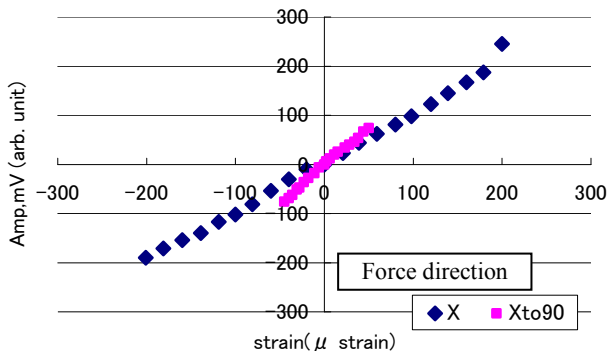


Fig. 4 Output of SAW sensor versus strain in X direction

#### 3.3 歪みの方向と SAW 速度の関係 2

X to 90°方向に伝搬する SAW の歪みにより生じる位相差を Fig.5 に示す。図 5 に X と示されている値は、X 方向に歪みかけたときの X to 90°方向に伝搬する SAW の位相差を表している。横軸は基板の X to 90°方向の歪みを表している。X to 90°と示されている線は、X to 90°方向に歪をかけたときの X to 90°方向に伝搬する SAW の位相差を表している。

X 方向が、-200~200 の歪み量で測定しているのに対し、X to 90°方向が-100~100 までの歪み量であるのは、本基板のこの方向での劈開を考慮したことによる。X 方向と同様に歪み量と位相差は、ほぼ比例関係にあり、各方向の歪と位相差の関係は、各方向での歪みに比例していた。

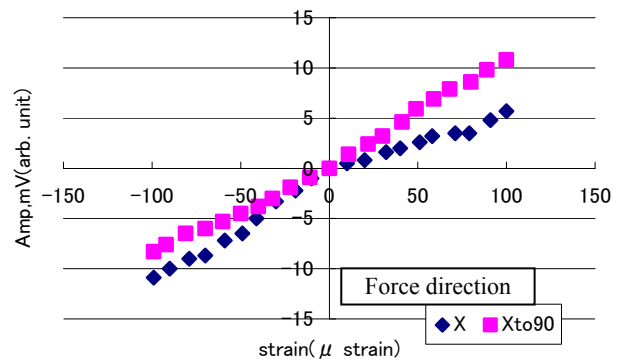


Fig. 5 Output of SAW sensor versus strain in 90 to X direction

### 4. まとめ

弾性表面波の伝搬面上の歪みと速度の関係を実験的に調べた。その結果、128° Y cut X prop. LiNbO<sub>3</sub> では、X 方向とそれに直角の方向(X to 90)に伝搬する SAW の位相差の変化は、ほぼ歪みによる伝搬長の変化に比例した。

また、歪みの方向は位相差に関係せず、伝搬面上の歪み量のみがとその方向の位相差に関係することがわかった。

以上より、SAW を用いて 2 次元の歪みを測定できることがわかった。

#### 参考文献

1. 柴山乾夫：弾性表面波工学,(1983).
2. 高橋賞,河合正安：ひずみ測定入門, (2005).

## 導波型 SH-SAW を用いた液相系センサ Liquid-Phase Sensor Using Guided SH-SAW

近藤 淳、 杉浦哲治 (静岡大 工)

Jun Kondoh and Tetsuji Sugiura (Shizuoka University, Faculty of Eng.)

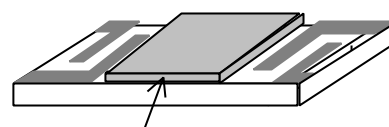
### 1. はじめに

弾性表面波 (SAW) が伝搬する圧電結晶上に膜を装荷した構造は, Love 波型弾性表面波基板や温度特性改善のために利用されている<sup>1,2</sup>. 装荷膜を伝搬する弾性波の速度は, 圧電結晶上の SAW 速度よりも遅い. このため, 波のエネルギーが膜内に集中する. この効果を利用し, 層状構造を伝搬する弾性波を用いたセンサが Gizeli らにより提案された<sup>3</sup>. 近年では, 交差指状電極 (IDT) を用いた液相系センサは, 横波型弾性表面波 (SH-SAW) と, Love 波または導波型 SH-SAW の 2 つが研究の主流である. 特に, 導波型 SH-SAW センサは, 免疫反応測定に広く利用されている.

筆者らは, これまで 36YX-LiTaO<sub>3</sub> を伝搬する SH-SAW を用いた液相系センサの研究を行ってきた<sup>4,5</sup>. 36YX-LiTaO<sub>3</sub> を用いた SH-SAW センサは, 電気的摂動を高感度に検出できる. これに対し, 機械的摂動, すなわち液体の粘度に対する感度は低い. そこで, 粘度に対するセンサ感度を改善するため, 実験と数値解析により, 導波型 SH-SAW について検討した. また, 新しい構造として, 導波路脱着式導波型 SH-SAW センサについて検討した. 本稿ではこれらの結果について報告する.

### 2. 実験的検討

機械的摂動検出用 SH-SAW センサの伝搬面にレジスト膜を装荷した導波型 SH-SAW センサ (Fig.1) を用いて, 40wt.% グリセリン水溶液の測定を行った. 測定周波数は 50MHz である. 測定結果を Fig.2 に示す. 横軸はレジストの膜厚, 縦軸は水を基準とした位相である. 位相変化は膜厚に依存し, 膜厚 330nm で最大となることがわかる. 最大位相変化を, 膜を装荷していない SH-SAW センサで実現するには, 周波数が



Guiding layer

Fig. 1. Schematic illustration of guided SH-SAW sensor.

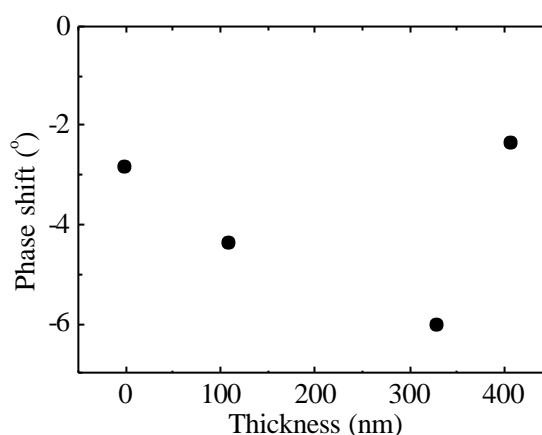


Fig. 2. Phase shift as a function of guided-layer thickness. Sample is 40wt.% glycerol/water mixture.

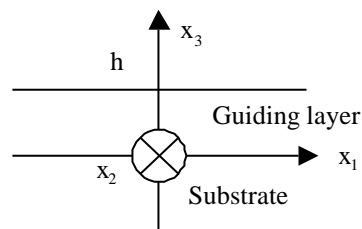


Fig. 3. Coordinate system for guided SH-SAW.

340MHz のセンサを用いる必要がある.

### 3. 数値解析による検討

導波型 SH-SAW センサ用いることにより, 低周波で高感度センサが実現できることが明らかになった. 導波型 SH-SAW の構造の最適化を行うには, 数値解析が適している. Campbell と Jones の手法<sup>6</sup>を層状構造体に拡張し, 数値解析を行った. Fig.3 に解析に用いた座標系を示す.  $x_1$  方向に伝搬する波を考える. 圧電結晶 ( $x_3 < 0$ ) を 36YX-LiTaO<sub>3</sub>, 液体 ( $x_3 > h$ ) を水とし, 膜材料の種類と膜厚を変えて計算を行った. また,

j-kondoh@sys.eng.shizuoka.ac.jp

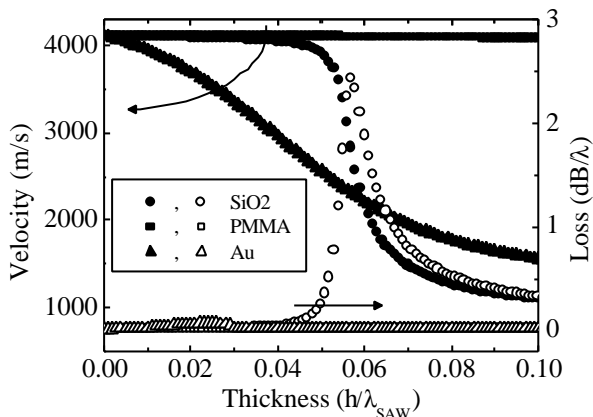


Fig. 4. Velocity and propagation loss of the guided SH-SAW as a function of layer thickness.

$x_3=0$  は電氣的に短絡とした．計算結果を Fig.4 に示す．横軸は膜がないときの SH-SAW の波長で規格化した膜厚，縦軸は位相速度と損失である．熔融石英を膜材料として用いた場合，計算した膜厚範囲では速度はほぼ一定である．これに対し，高分子（レジストの材料定数不明のため PMMA と仮定）や金を膜材料とした場合，膜厚増加に伴い速度が減少していることがわかる．40wt.% のグリセリン水溶液に対しても同様の計算を行った．各膜厚において，

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{(V_{Gly40} - V_{Water})}{V_{Water}} \quad (1)$$

により速度変化を求めた．速度変化の絶対値を Fig.5 に示す．SiO<sub>2</sub> では，速度変化は膜厚 0.04 で最小となる．一方，Au や PMMA は最大値を持つことがわかる．これは図 2 の結果と同じである．また，PMMA を装荷した場合が速度変化の絶対値がもっとも大きいことがわかる．しかし，Fig.4 より，PMMA 装荷時の損失は他と比べて大きい．従って，損失も考慮したセンサ設計を行う必要がある．

#### 4. 導波路脱着式導波型 SH-SAW センサの提案

センサを使う場合，表面の汚れという避けられない問題がある．従来はセンサ交換で対応した．この問題の解決策の一つとして，Fig.6 に示す導波路脱着式導波型 SH-SAW センサを提案する．導波路と 36YX-LiTaO<sub>3</sub> には薄いマッチング液体層がある．この構成を用いると，導波路層のみを交換すればよい．Table.1 は導波路として厚さ 0.3mm のガラス，マッチング液体として 40wt.% グリセリン水溶液を用いた，水に対するグリセリン水溶液の測定結果である．3, 5 のように感度向上見られなかった．しかし，液相系センサとして利用できることがわかった．

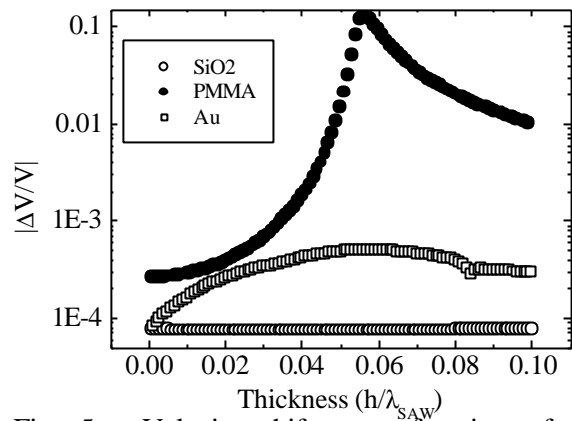


Fig. 5. Velocity shift as a function of layer thickness.

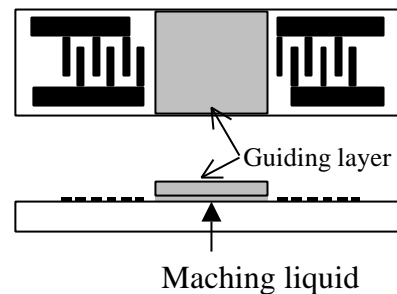


Fig. 6. Schematic illustration of a novel guided SH-SAW sensor.

Table 1. Comparison of glycerol/water mixture measurements using SH-SAW and novel guided SH-SAW sensors (absolute value).

	20wt.%	40 wt.%	60 wt.%
SH-SAW	1.46°	2.78°	5.57°
Guided SH-SAW	1.85°	2.78°	3.31°

#### 5. まとめ

本稿では，導波型 SH-SAW を用いた液相系センサについて述べた．導波型 SH-SAW センサを用いることにより，高感度センサが実現できることを実験と数値解析から示した．また，導波路脱着式導波型 SH-SAW センサを提案し，その可能性を示した．今後，導波路脱着式導波型 SH-SAW センサの最適化を行う．

#### 引用文献

1. 清水 他：信学技報 US82-35(1982).
2. 山之内：学振第 150 委員会第 72 回研究会資料 (2001)19.
3. E. Gizeli et al.: IEEE Trans. UFFC, **39**(1992) 657.
4. J. Kondoh et al: Jpn. J. Appl. Phys. **35**(1996) 3093.
5. J. Kondoh et al: ibid. **40**(2001) 3713.
6. J. J. Campbell et al: IEEE Trans. Sonics & Ultrason. **SU-17** (1970) 71.

# 単結晶シリコン加速度センサの有限要素法による構造設計

## Structure Design of Single Crystal Silicon Acceleration Sensor Using Finite Element Method

菅原澄夫, 鈴木博之 (石巻専修大・理工), 寺田二郎 (松下電子部品)  
Sumio Sugawara, Hiroyuki Suzuki (Ishinomaki Senshu Univ.) and Jiro Terada (Matsushita Electronic Components)

### 1. まえがき

加速度センサとして、横振動子の軸力による共振周波数変化を利用した構成が種々提案されている<sup>(1),(2)</sup>。著者らは、高感度化が可能で、MEMS構造に適した周波数変化型加速度センサの開発を念頭に置きながら、この応用に適した新しい横振動子の構造を提案すると共に<sup>(3)</sup>、これを利用した加速度センサ<sup>(4),(5)</sup>、さらに単結晶シリコンを用いた構成についても報告して来た<sup>(6),(7)</sup>。

ここでは、この単結晶シリコン加速度センサの設計に当たり、検出軸方向以外の軸方向からの加速度の影響<sup>(8)</sup>や各軸回りの回転による影響を考慮しながら、より高感度化に適した寸法条件について、有限要素法解析を行って検討した結果について述べる。

### 2. センサの構造

Fig. 1 は単結晶シリコン加速度センサの構造である。センサ中央の横振動子の一端を固定し、他端に質量Mを付加させ、さらに質量は支持棒を介

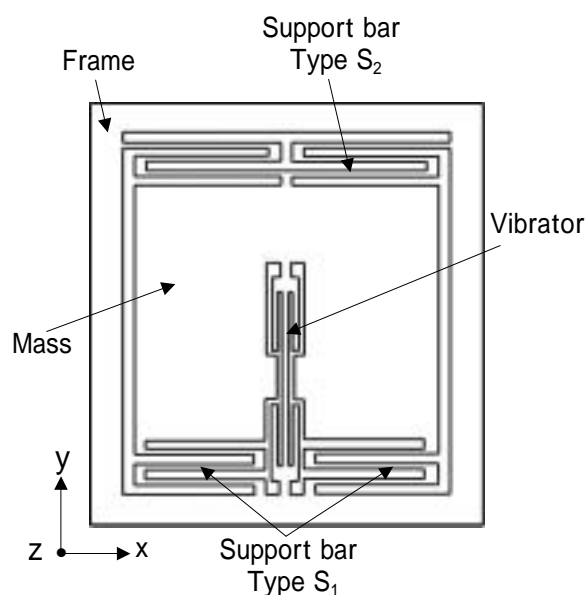


Fig. 1 Structure of acceleration sensor.

してフレームに固定される。センサの動作原理は、y 軸方向に加速度が印加されると、横振動子と同軸方向の  $F=M$  なる軸力が印加されるので、その共振周波数の変化から印加加速度を知ることができる。Fig. 2 は利用する横振動子の面外一次モードである。

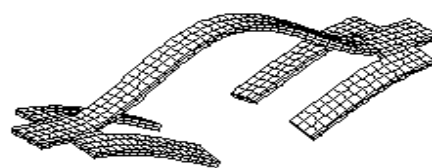


Fig. 2 Vibration mode of vibrator.

### 3. 有限要素法解析

センサ構造体の材質を単結晶シリコンとし、寸法の詳細は既に報告済みのため省略するが<sup>(6),(7)</sup>、外形は  $4.8 \times 4.0 \times 0.5 \text{mm}^3$  であり、サイバネットシステム KK の有限要素法解析ソフト Ansys 8.1 を使用して解析を行った。以下では、支持棒の厚さ  $t_s$  だけを  $75 \sim 510 \mu\text{m}$  の範囲で可変した場合とセンサを各軸回りに  $\pm 90^\circ$  回転させた場合の周波数変化率  $f/f_0$  について検討した。

#### 3.1 支持棒の厚さ $t_s$ 可変による影響

Fig. 3 は支持棒の幅を  $w_{s1}=50 \mu\text{m}$  とした場合、印加加速度を  $=1G (=9.8 \text{m/sec}^2)$  一定として、支持棒の厚さ  $t_s$  を可変して周波数変化率  $f_y/f_0$  を解

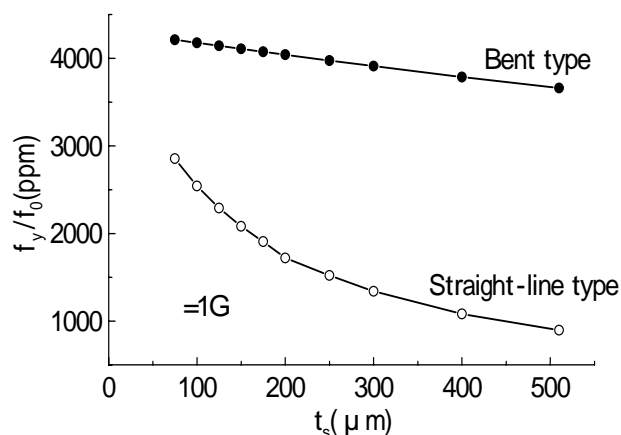


Fig. 3 Calculated characteristics of  $\Delta f_y/f_0 - t_s$ .

\* E-mail address: ssumio@isenshu-u.ac.jp

析した結果である。このセンサ構造は同図の直線支持棒を用いた場合と比較して、 $t_s=510\mu\text{m}$  のとき約 4.1 倍高感度となる<sup>(6)</sup>。支持棒の厚さ  $t_s$  を小さくすると、センサの周波数変化率  $f_y/f_0$  は大きくなり高感度化が図れる。しかし、この場合同時に検出軸以外の軸方向からの加速度の影響についても検討する必要がある。Fig. 4 は折り曲げ支持棒の厚さ  $t_s$  と周波数変化率比  $|f_x/f_0/f_y/f_0|$  の関係を解析した結果である。これより、 $z$  軸方向からの加速度の影響  $|f_z/f_0/f_y/f_0|$  の値は非常に小さく、 $t_s=510\mu\text{m}$  のとき約 0.15% となった。この値は支持棒の厚さ  $t_s$  を小さくするにつれ、 $300\mu\text{m}$  近傍まで僅か減少した後大きく増加する。このことから、 $175\mu\text{m}$  付近の  $t_s$  の値までは  $|f_z/f_0/f_y/f_0|$  の値の大きな変化なしに、さらに 12% 程度の高感度化に繋がることが分かった。また、同図から明らかのように  $x$  軸方向からの加速度の影響  $|f_x/f_0/f_y/f_0|$  の値は著しく小さい。

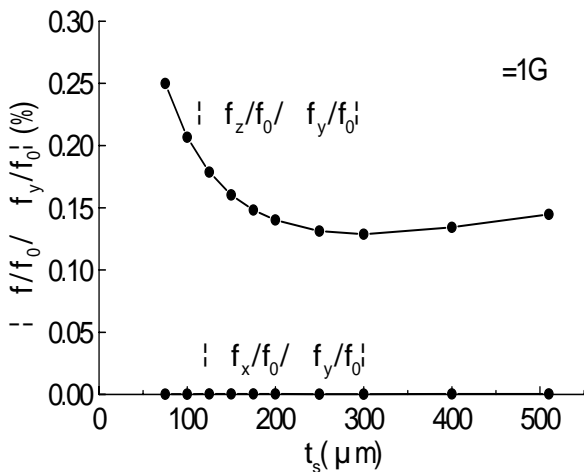


Fig. 4 Calculated characteristics of  $|\Delta f/f_0/\Delta f_y/f_0| - t_s$ .

### 3.2 センサを回転させた場合の影響

センサ構造を Fig. 5 のように  $x, y$  軸回りに回転させた場合の周波数変化率  $f_z/f_0$  を解析した。

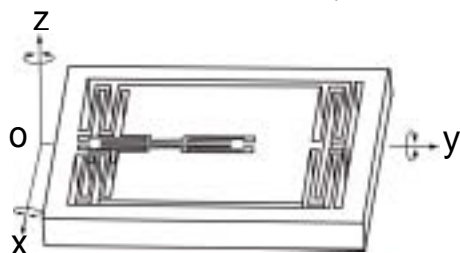


Fig. 5 Rotation of sensor around the  $x$  or the  $y$  axis.

Fig. 6 はその結果で、 $x$  と  $f_z/f_0$  の関係は図示のように正弦的に変化し、 $\pm 90^\circ$  で  $t_s=510\mu\text{m}$  のとき  $f_z/f_0$  の値は最大の約 3657ppm となり、この特性は傾斜角センサとしても利用できる。また、 $y$  に対する  $f_z/f_0$  の値は図示のように非常に小さく、Fig. 7 にはこれを拡大表示したが、同寸法の場合  $\pm 90^\circ$  で約 0.15% (5.3ppm) となった。

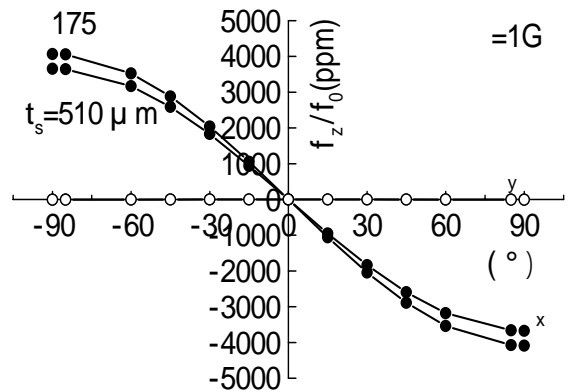


Fig. 6 Calculated characteristics of  $f_z/f_0 - x$  and  $f_z/f_0 - y$

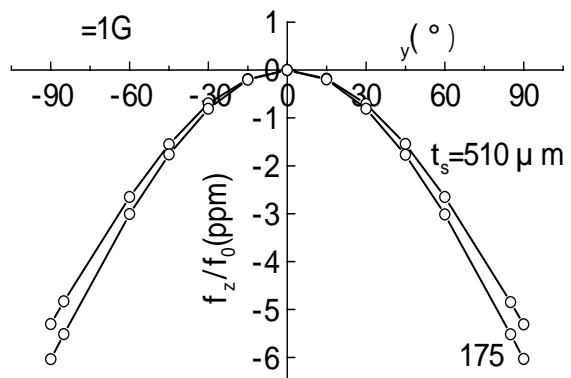


Fig. 7 Calculated characteristics of  $f_z/f_0 - y$ .

## 4. あとがき

周波数変化型単結晶シリコン加速度センサの有限要素法による構造体の設計を行い、検出軸以外の軸方向からの加速度の影響は支持棒の厚さが  $t_s=510\mu\text{m}$  のとき 0.15% 程度と極めて小さいことが分かった。また、本センサは  $x$  軸回りの回転を利用する傾斜角センサとしても利用でき、他軸回りの回転による影響は前同様小さくなることが明らかになった。さらに、支持棒の厚さ  $t_s$  は  $z$  軸方向からの加速度の影響量も考慮しながら感度である周波数変化率を 12% 程度調整可能であることも分かった。今後、シリコン上の各種薄膜の影響について検討する必要がある。

**謝辞** ご討論頂いた本学理工学部の若月昇教授ならびに工藤すばる助教授に感謝申し上げます。なお、本研究の一部は平成 17 年度科研費の補助 No. 16560043) のもとに行われた。

**参考文献** (1) US Patent 4,479,385 (1984). (2) T. Koitabashi, et al.: Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 41, Part 1, No. 5B (2002) 3403. (3) S. Sugawara, et al.: Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 41, Part 1, No. 5B (2002) 3433. (4) J. Takahashi, et al.: Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 42, Part 1, No. 5B (2003) 3124. (5) J. Takahashi, et al.: Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 43, Part 1, No. 5B (2004) 3035. (6) 菅原, 寺田: 音響学会講演集( ), No.2-9-12 (2004-09). (7) 菅原, 寺田: 第 25 回超音波エレクトロニクスシンポジウム講演予稿集, pp.185-186, 2004. (8) 菅原, 鈴木, 寺田: 音響学会講演集( ), No.3-P-8 (2005-09).



縦振動子を用いた圧電振動型触覚センサの感度に関する一検討

Consideration on sensitivity of piezoelectric vibratory tactile sensor using longitudinal bar type resonator

○工藤すばる (石巻専修大・理工)

Subaru Kudo (School of Science and Engineering, Ishinomaki Senshu Univ.)

1. まえがき

対象物の硬さ軟らかさの情報を測定する圧電振動型触覚センサ (以下触覚センサと略記) として、種々の構造のものが提案されている[1]-[5]。これらの触覚センサの多くは、振動子を対象物に接触させた時にその音響インピーダンスが変化することにより、振動子の共振周波数が変化する現象を利用している。特に、縦振動子を触覚センサとして利用する研究は古くから行われており[6]、メイソンの等価回路による解析の報告もある[7]。

本研究は、縦振動子触覚センサの感度に関する周波数変化量について検討したものである。まず、縦振動子触覚センサを分布定数線路モデルにより解析し、周波数変化の近似式を導出した。次に、試作した振動子を用いて触覚センサの特性の実験的考察を行った。

2. 縦振動子触覚センサの周波数変化量

2.1 縦振動子触覚センサと分布定数線路モデル

Fig.1 及び Fig.2 は、縦振動子触覚センサの構成例及びその分布定数線路モデルである。Fig.1 に示すように、縦振動子が振動している状態で、対象物に接触させると接触部の音響インピーダンスが変化し、振動子の共振周波数が変化する。この変化量は対象物の硬さ軟らかさに対応するため触覚センサとして利用できる。図中の  $Z_0, \gamma, \ell$  は、それぞれ縦振動子の特性インピーダンス、伝播定数、全長である。また、 $Z_x$  は接触インピーダンスで、振動子先端の接触子の形状や接触荷重によって変化する。

2.2 周波数変化量の近似式

Fig.2 において、その入力インピーダンス  $Z_{in}$  は一般に、

$$Z_{in} = Z_0 \frac{(Z_0 + Z_x)e^{\gamma\ell} - (Z_0 - Z_x)e^{-\gamma\ell}}{(Z_0 + Z_x)e^{\gamma\ell} + (Z_0 - Z_x)e^{-\gamma\ell}} \quad (1)$$

と与えられる。いま、簡単のために  $\gamma = j\beta = j\omega_0/v_0$ ,  $v_0 = \sqrt{E/\rho}$ ,  $Z_x = jX$  とし、振動子及び対象物の減衰成分を無視する。ここに、 $E, \rho$  はそれぞれヤング率と密度である。

ここで、共振条件  $Z_{in} = 0$  から

$$\beta\ell = \tan^{-1}\left(-\frac{X}{Z_0}\right) \quad (2)$$

が得られる。

従って、対象物に接触した時の縦振動子の共振周波数は

$$f \cong \frac{v_0}{2\pi\ell} \left[ n\pi + \tan^{-1}\left(-\frac{X}{Z_0}\right) \right] \quad (3)$$

と近似され、周波数変化量は  $|X/Z_0| \ll 1$  と近似でき

る時

$$\Delta f \cong -\frac{f_0}{n\pi} \cdot \frac{X}{Z_0} \quad (4)$$

と与えられる。

従って、周波数変化量を大きくしたい場合、(1)振動子の共振周波数を高く設定し低次の振動モードを利用する。(2)振動子の特性インピーダンスが小さくなる材質のものを利用する、ことなどが必要となる。

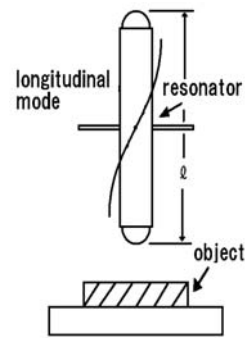


Fig.1. Construction of tactile sensor used as a longitudinal bar type resonator.

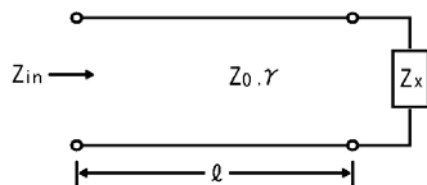


Fig.2. Distributed constant circuit model of tactile sensor.

3. 実験的検討

3.1 縦振動子触覚センサの構造と試験片

実験に用いた縦振動子は、金属(SUS304系)に圧電セラミック(Nepec 6:  $5 \times 2 \times 0.23\text{mm}^3$ )を接着した複合型縦振動子(特性インピーダンス  $Z_0=158.6(\text{N} \cdot \text{S}/\text{m})$ )と圧電セラミック単体(Nepec 21:  $20 \times 2 \times 0.9\text{mm}^3$ ,  $Z_0=39.3(\text{N} \cdot \text{S}/\text{m})$ )の2種類である。また、振動子先端には接触子として半径 1mmの半球(SUS304系)が取り付けられている。なお、触覚センサとしての特性評価は、Table 1 に示す特性を持つゴム硬度測定用試験片(株式会社アクシム製、低硬度タイプ:S1~S3)を用いて行った。

Table 1. Material constants of test pieces.

タイプ	S1	S2	S3
ヤング率(MPa)	0.04	0.06	0.15
密度(kg/m <sup>3</sup> )	1045	1080	1100

### 3.2 複合型縦振動子を用いた実験結果

Fig.3 は、 $l=50\text{mm}$  (共振周波数  $f_0=51.55\text{kHz}$ ) の複合型縦振動子を用いた触覚センサの特性の一例である。同一荷重での周波数変化率  $|\Delta f/f_0|$  は対象物のヤング率が小さい程大きく、 $W=5\text{g}$  の時 S1~S3 に対してそれぞれ 0.105, 0.047, 0.014% である。一方、Fig.4 は、 $l=18\text{mm}$  ( $f_0=148.88\text{kHz}$ ) の場合の実験結果である。共振周波数が高い振動子の方が周波数の変化量及び変化率も大きく、S1~S3 に対して  $|\Delta f/f_0|$  はそれぞれ 0.23, 0.165, 0.098% である。従って、周波数変化率を大きくしたい場合、振動子の共振周波数を高く設定する必要がある。また、Fig.5 は Fig.3 と同一の振動子の 3 次モードを利用した場合の実験結果である。Fig.3 と比較すると周波数の変化量は大きいが周波数変化率はそれぞれ、0.1, 0.061, 0.035% と Fig.3 の結果から得られる値と同程度の結果となった。従って、(4)式に示すように同程度の共振周波数の振動子を利用する場合、低次の振動モードを利用したほうが周波数変化率を大きくできる。

### 3.3 圧電セラミック単体縦振動子を用いた実験結果

Fig.6 は、圧電セラミック単体 ( $l=21\text{mm}$ ,  $f_0=66.84\text{kHz}$ ) を用いた触覚センサの実験結果の一例である。圧電セラミック単体の場合、Fig.3 の複合型振動子の特性インピーダンスと比較すると、1/4 倍程度と小さいため、周波数変化率も大きく S1~S3 に対して 0.293, 0.226, 0.09% である。Fig.3 と比較すると、 $|\Delta f/f_0|$  の値はそれぞれ 2.9, 4.8, 6.4 倍を示すことが確認された。

## 4. むすび

本研究では、触覚センサの感度に関する周波数変化率について、その近似式を導出するとともに実験的検討を行った。本研究を行うにあたり御討論いただいた本学理工学部若月昇教授並びに菅原澄夫教授に感謝いたします。なお、本研究の一部は平成 16 年度科研費補助金 (基盤 (C)(2), No.16560307) 並びに大井電気・石田記念財団の研究助成の援助を受けた。

### 文 献

- [1] 尾股, "硬さ測定用触覚センサ," 超音波テクノ, Vol.9, No.3, pp.6-10(1997).
- [2] 青柳, "超音波振動子筋硬さプローブ," 超音波テクノ, Vol.9, No.3, pp.11-15(1997).
- [3] H.Itoh, M.Nomura and N.Katakura, "Quartz-Crystal Tuning-Fork Tactile Sensor," Jpn.J.Appl.Phys, 38, Part1, No.5B, pp.3225-3227(1999).
- [4] H.Watanabe, "A New Tactile Sensor Using the Edge Mode in a Piezoelectric-Ceramic Bar," Jpn.J.Appl.Phys, 40, Part1, No.5B, pp.3704-3706(2001).
- [5] S.Kudo, "Vibration Characteristics of Trident-Type Tuning-Fork Resonator in the Second Flexural Mode for Application to Tactile Sensor," Jpn.J.Appl.Phys, 44, Part1, No.6B, pp.4501-4503(2005).
- [6] C.Kleesattel and G.M.L.Gladwell, "The contact-impedance meter-1," ULTRASONICS, pp.175-180(1968).
- [7] H.Itoh, N.Horiuchi and M.Nakamura, "An Analysis of the Longitudinal Mode Quartz Tactile Sensor based on the Mason Equivalent Circuit," Proc. 1996 Frequency Control Symp. pp.572-576(1996).

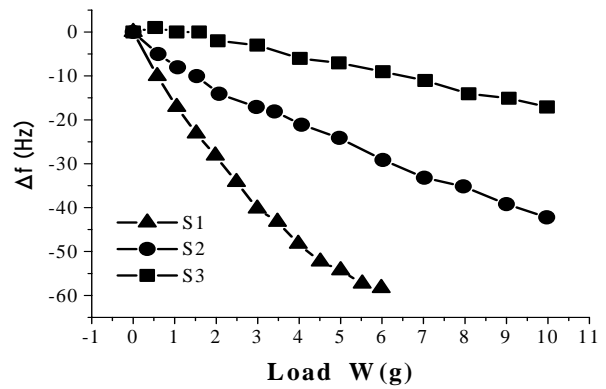


Fig.3. Experimental results between load and  $\Delta f$  (1) ( $f_0=51.55\text{kHz}$ , first mode).

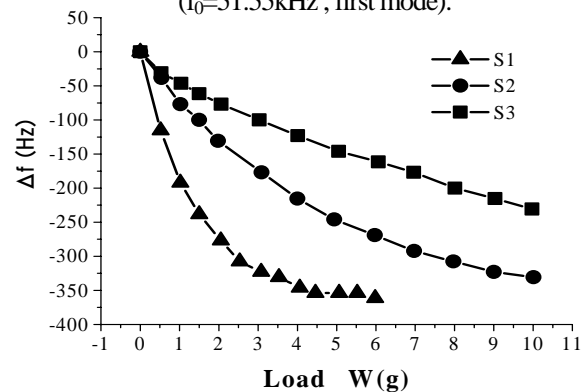


Fig.4. Experimental results between load and  $\Delta f$  (2) ( $f_0=148.88\text{kHz}$ , first mode).

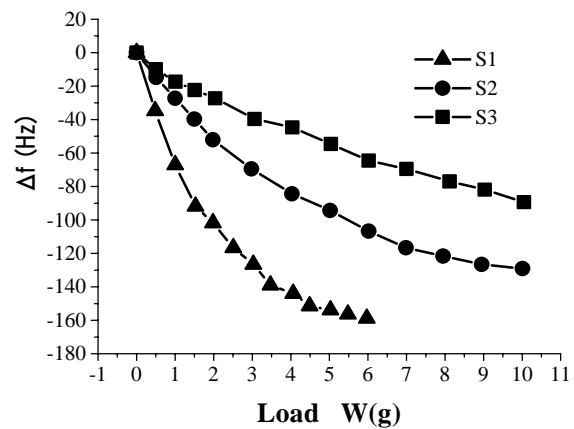


Fig.5. Experimental results between load and  $\Delta f$  (3) ( $f_0=153.48\text{kHz}$ , 3<sup>rd</sup> mode).

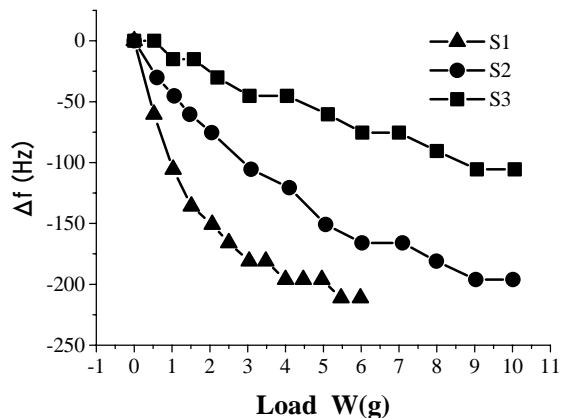


Fig.6. Experimental results between load and  $\Delta f$  (4) ( $f_0=66.84\text{kHz}$ , first mode).

## 音叉型水晶触覚センサによる金属切断面の検出

### Detection of a cutting face of metal block using a quartz-crystal tuning-fork tactile sensor.

○伊藤秀明, 平田崇人(信州大 電気電子工),

Hideaki Itoh, Takahito Hirata, (Shinshu Univ., Dep. Electr & Elect. Eng.)

#### 1. はじめに

音叉型水晶触覚センサ<sup>(1)</sup>は音叉型水晶振動子の基底を物体に接触させてインピーダンス変化を用いている。具体的には紙やすり程度の粗さセンサや、新聞紙、上質紙、わら半紙などを識別する紙識別センサ<sup>(2)</sup>や、周波数変化を用いて接触する金属等の固い物体のヤング率モニタ<sup>(3)</sup>が実現できている。本研究では、新たに音叉型水晶触覚センサの基底部にアクリル製半球を取り付けてそのアクリル半球を物体に接触させることを考えた。こうすることで、基底部をそのまま接触させた場合と比べて接触面積が減少し、固い金属に接触させても音叉型水晶振動子の振動が止まることなく、どんな場合でも測定できるというメリットを生むが、逆にインピーダンス変化が小さくなるというデメリットもある。

今回、この半球付き音叉型水晶触覚センサの触覚メカニズムを調べるために、アルミ、ステンレス、銅の板で大きさが一定で厚みを変化させたサンプルと厚みが一定で一辺の大きさを変化させたサンプル、更に切断面を持った金属ブロックでこの切断面を識別できるかどうかの実験を行った。

#### 2. 実験と検討

図1に触覚センサの測定系の写真を示す。触覚センサは以前報告<sup>(1)</sup>したものと同一である。ロボットアームはSONY CAST PROで0.02 mmの位置再現性を持ち、金属での接触実験ではインピーダンスで3桁、周波数で6桁の精度で合致し、しかも繰り返し再現性を得た。実験に用いたアルミは厚みが2mmと一定で、一辺のサイズを15mm、30mm、40mm、70mmと変えた正方形断面のサンプルと一辺が20mmの正方形断面で厚みを2mm、3mm、4mm、5mm、7mm、10mm、15mm、30mmと変えたサンプル、更に、銅と真鍮のブロックで1cm、2cm、3cmの深さのところに切断面があるサンプルを使用した。金属を2mm厚のネオプレンゴムの上に置き、10gの荷重圧で接触実験を行った。荷重はセンサとロボットアームの間にシリコン製圧力センサを挿入して、指定した荷重になるようにプログラムでロボットアームを制御した。

図2に音叉型水晶振動子の基底部にアクリル半球を付けた水晶触覚センサを用いて、正方形断面のアルミの厚みが2mmと一定で、一辺のサイズを15mm、30mm、40mm、70mmと変化させた時のインピーダンス変化を示す。図2より接触前後のアクリル半球付き触覚センサのインピーダンス変化は一辺の大きさに対してほぼ一定となった。

図3に同様のセンサを用いて一辺が20mmの正方形断面のアルミで厚みのみ2mm、3mm、4mm、5mm、7mm、10mm、15mm、30mmと変化させたときのインピーダンス変化を示す。厚みを変化させた場合においても接触前後のインピーダンス変化は厚みに対してほぼ一定となった。



図1 触覚センサの測定系の写真

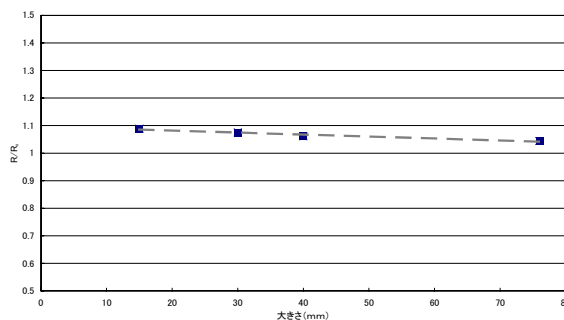


図2 正方形断面のアルミの厚みが2mmと一定で、一辺のサイズを15mm、30mm、40mm、70mmと変化した時のインピーダンス変化

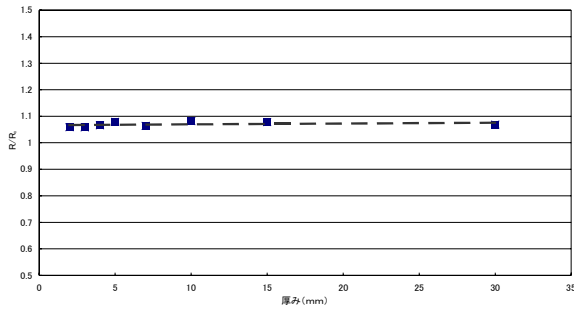


図3 正方形断面のアルミの一辺が 20mm と一定で、厚みを 2mm、3mm、4mm、5mm、7mm、10mm、15mm、30mm と変化した時のインピーダンス変化

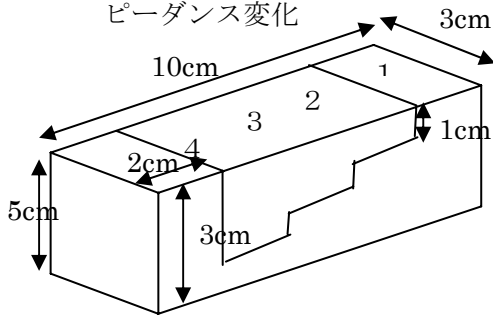


図4 銅、真鍮のブロックサンプル形状

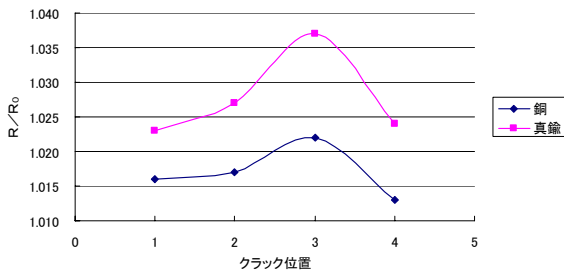


図5 励振電圧 0.5V のクラック位置測定

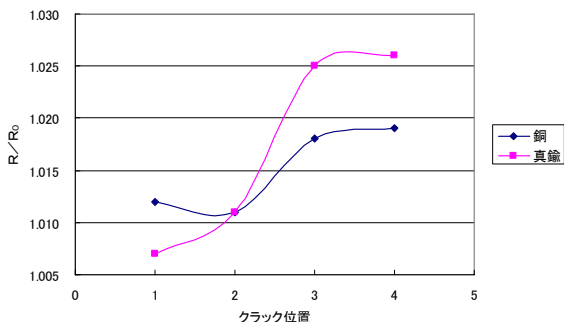


図6 励振電圧 1.0V のクラック位置測定

図2, 3 から均質な資料では一辺の大きさや厚みを変えてもアクリル半球付き音叉型水晶触覚センサのインピーダンス変化はほぼ一定になる事が分かった。この事から、アクリル半球直下

のエネルギー漏れを測定していると考えられる。

図4に銅、真鍮のブロックに階段状の切れ込みを入れたサンプルを示す。サンプル面上の数値は触覚センサを接触させた場所を示す。この数値は図5, 6の横軸と対応している。

図5に励振電圧0.5Vの時のクラック位置に対する接触前後のインピーダンス比を示す。1cm、2cm とクラック位置が深くなるにつれてインピーダンス比が大きくなった。しかしクラック位置が4の時、即ち切断面が3cmの深さにある時、切断面が無い状態とほぼ同じインピーダンス比になった。

図6は励振電圧を1.0Vにして、図5と同様な実験を行ったものである。4の深さ3cmの切断面まで、接触前後のインピーダンス比は増加した。励振電圧を倍にすると3cmの位置にある切断面まで識別できる事が分かった。図5, 6から銅よりも真鍮サンプルの方が深さ方向の切断面をよく識別している。この事実と、音叉型水晶振動子の基底部を銅、ステンレス、真鍮、スライドガラス、鉄へ接触させたとき、そのインピーダンス変化は縦波平面波の透過・反射モデルで説明できた<sup>(1)</sup>ことから、アクリル半球付き音叉型水晶触覚センサも縦波平面波の透過・反射によりインピーダンス変化が生じていると考えられる。

### 3. 結論

本論文により以下のことが明らかになった。

(1) アクリル半球付き音叉型水晶触覚センサを用いて金属との接触実験を行った。測定対象物の大きさ、厚みを変化させてもインピーダンス比はほぼ一定となった。この事よりアクリル半球付き音叉型水晶触覚センサはアクリル半球の接触面直下の情報を読み取っていることが分かった。(2) クラック位置が深くなるにつれてインピーダンス比の変化が大きくなった。励振電圧を大きくするとより深い部分での切断面を識別することが分かった。この事よりアクリル半球付き音叉型水晶触覚センサは縦波平面波の透過・反射によりインピーダンス変化が生じていると考えられる。

### 参考文献

- 1) H. Itoh, M. Nomura and N. Katakura: Jpn. J. Appl. Phys. **35** (1999) 3225.
- 2) H. Itoh, M. Nomura and N. Katakura: Proc. 1998 Ultrason. Symp. (IEEE Inc., Piscataway, 1998) p.559.
- 3) H. Itoh and G. Kanbe: Proc. 15<sup>th</sup> European Frequency and Time Forum 2001 (FRSM, Neuchatel, 2001) p.305.

## 音叉型水晶触覚センサを用いた金属薄膜のヤング率測定

Young's Modulus Measurement of Thin Film of Metal Using a Quartz-Crystal Tuning-Fork Tactile Sensor

○伊藤秀明, 吉井庸博(信州大 電気電子工)

Hideaki Itoh, Nobuhiro Yoshii (Shinshu Univ., Dep. Electr & Elect. Eng.)

### 1. はじめに

従来、薄膜のヤング率を測定する方法<sup>(1)</sup>として3つの方法が知られている。①ダイナミック微小硬度計、②X線弾性率解析法、③振動リード法である。ダイナミック微小硬度計(ナノインテンダー)はその荷重と変位の関係からヤング率を求める。具体的にはダイヤモンド圧子を試料に押し当てて若干の仮定のもとに接触理論により押し込み弾性率(ヤング率に相当)を測定している。その際、測定試料自体に圧痕を残して薄膜を傷つけてしまうという問題点がある。X線弾性率解析法は試料に既知の応力を加えてひずみ測定を行う。この場合には測定装置が大掛かりとなり装置自体が高価である。振動リード法は基板を片持ち梁で保持して共振周波数の変化を測定してヤング率を求める。この場合、基板を加工して片持ち梁に固定して、片持ち梁を励振するための圧電膜を形成する必要がある。現在までのヤング率測定法には基板のヤング率の影響を受けたり、薄膜の膜厚は別途求める必要があるなど信頼できる薄膜のヤング率測定法は確立されていない。

音叉型水晶触覚センサは音叉型水晶振動子の基底部を物体に接触させてインピーダンス変化を用いる触覚センサで、基底部からの振動エネルギー漏れは水晶と物質との音響インピーダンスの違いと接触面積の両方に依存することがわかっている<sup>(2)</sup>。そこで、薄膜よりもヤング率の小さいアクリル半球を音叉型水晶触覚センサの基底部に取り付け、このアクリル半球を金属薄膜へ接触させた。こうするとアクリル半球がつぶれて薄膜を傷つけることがない。さらに、このときの接触面積は2体の剛体球の接触理論より求めることができるので、薄膜の厚みはあらわには入ってこないという利点がある。音叉型水晶振動子のインピーダンス変化 $\Delta R$ から薄膜の剛性率 $G$ を測定し、薄膜の機械的な材料特性である剛性率 $G$ やヤング率 $E$ を測定することができるかどうかを明らかにすることを目的とする。

### 2. 実験と検討

図1に触覚センサの測定系の図を示す。触覚センサは以前報告<sup>(1)</sup>したものと同一である。測定対象物に対して垂直に移動するロボットアーム(SONY CAST PRO)と触覚センサの中間に圧力センサを取り付け、測定対象物にかかる荷重を制御する。測定対象物はロボットアームの測定台の上に2mm厚のネオプレンゴムを敷き、その上に置く。アクリル製のケースで保持されている音叉型水晶振動子の電極にリード線を半田付けし、この半田の接合力は弱く取れやすいのでリード線をエポキシ接着剤でアクリルケースに固定した。水晶振動子の電極からリード線でインピーダンスアナライザに接続して、その内蔵プログラムにより振動子の共振時の周波数、抵抗を測定した。今回は、測定対象物として水晶素板上に金と銀をスパッタした薄膜について実験を行った。サンプルは金薄膜(2800Å)・銀薄膜(8100Å)・水晶素板のみの3種類それぞれに対して接触前に空気中での状態を測定し、その後薄膜の中心に接触させ各5回ずつ測定した。このときの測定対象物にかかる荷重は10gとしている。これはアクリル、POMともに弾性限界値内の荷重である。

触覚センサの測定結果を表1に示す。水晶素板#0は水晶素板のみ、金#9は膜厚2800Åの金薄膜、銀#7は膜厚8100Åの銀薄膜をスパッタしてある水晶素板の薄膜の上を測定している。ここで薄膜の基板に用いた水晶はAT-Cut水晶振動子素板である。またアクリル①～③についてはそれぞれ基底部にアクリル半球を接着した異なるセンサ、POM④については半球材料にポリアセタールを使用したセンサである。 $\Delta R$ は接触前後のインピーダンス変化、荷重 $P$ は接触中のセンサが測定対象物にかけた荷重を表す。

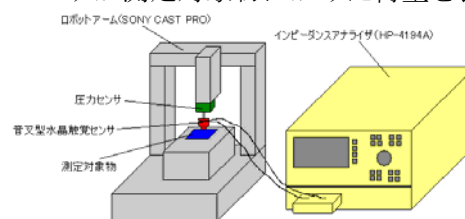


図1 触覚センサの測定系

表1 接触実験結果

$\Delta R$ [K $\Omega$ ]	アクリル①	アクリル②	アクリル③	POM①
水晶素板 #0	37.932	39.823	34.855	16.000
金 #9	41.665	42.455	38.017	16.304
銀 #7	43.547	46.355	38.620	17.286
荷重 P[g]				
水晶素板 #0	11.1	10.1	10.8	10.7
金 #9	12.0	10.2	10.7	10.9
銀 #7	11.2	10.1	10.1	10.6

表2 実験結果より求められた薄膜のヤング率

ヤング率 E[Gpa]	アクリル①	アクリル②	アクリル③	POM①
金	24.168	20.429	20.037	53.651
銀	11.066	9.647	12.754	16.246
薄膜 E/バルク E				
金	0.304	0.257	0.252	0.674
銀	0.147	0.128	0.169	0.216

半球付き音叉型水晶触覚センサの接触前後のインピーダンス変化  $\Delta R$  がアクリル半球と薄膜との接触面積  $S$  に比例すると仮定すると式(1)のようにおける。

$$\Delta R = BS = B\pi \left\{ \frac{3}{2} (g_1 + g_2) PR_1 \right\} \dots (1)$$

ここで、Bはセンサ固有の定数であり、Sはヘルツの接触理論<sup>(3)</sup>より求まる。

まず式(1)のセンサ固有定数Sの求め方を述べる。薄膜をスパッタしていない水晶素板のみへの接触実験データ  $\Delta R$  と式(1)の  $g_1$  として半球の材料であるアクリルまたはPOM(ポリアセタール)の物理定数、 $g_2$  として薄膜基盤である水晶(AT-Cut)の物理定数を式(1)に代入してセンサ定数Bを決定する。

得られたBを用いて薄膜に接触させたときの  $\Delta R$  を式(1)に代入すると求める測定対象物の  $g_2$  が求められる。ここで  $g$  と剛性率  $G$ 、ポアソン比の逆数  $m$  には式(2)の関係がある<sup>(3)</sup>。

$$g_1 = \frac{m_1 - 1}{4m_1 G_1}, g_2 = \frac{m_2 - 1}{4m_2 G_2} \dots (2)$$

また、薄膜のような立方体のヤング率  $E$ 、剛性率  $G$ 、ポアソン比の逆数  $m$  には式(3)の関係式が既に知られている<sup>(4)</sup>。

$$E = \frac{2(m+1)}{m} G \dots (3)$$

従来ある薄膜のヤング率測定法においてもポアソン比はバルク値を仮定することがほとんどである<sup>(1)</sup>ので、本方法でもポアソン比はバルク値を仮定する。そうするとポアソン比としてバルク値を採用すると式(2)より剛性率  $G$  が求ま

る。式(3)にバルク値のポアソン比の逆数  $m$  と求められた剛性率  $G$  を代入してヤング率  $E$  が求まる。本方法で得られた金および銀薄膜のヤング率をバルク値の比として表2に示す。

表2より金薄膜のヤング率はバルク値の0.25~0.67倍、銀薄膜のヤング率はバルク値の0.13~0.22倍として半球付き音叉型水晶触覚センサで測定できた。

### 3. 結論

本研究より以下のことが明らかになった。

(1) 半球付音叉型水晶触覚センサのインピーダンス変化  $\Delta R$  が半球と測定対象物の接触面積に比例する式(1)が成立し、ポアソン比としてバルク値を仮定することによって式(1), (2), (3)を用いて薄膜の剛性率及びヤング率を測定することが可能であることがわかった。

(2) 本触覚センサで求めた薄膜の剛性率・ヤング率は金薄膜の場合バルク値の0.25~0.67倍、銀薄膜の場合0.13~0.22倍であることがわかった。

### 参考文献

- 1) 白木靖寛、吉田貞史編 “薄膜工学” 丸善株式会社, 2003
- 2) H. Itoh, M. Nomura and N. Katakura: Jpn. J. Appl. Phys. **35** (1999) 3225.
- 3) 小野鑑正 “材料力学” 丸善株式会社, 1938
- 4) 国立天文台 “理科年表” 丸善株式会社, 1999

## 音叉型水晶触覚センサのインピーダンス変化を利用したシリコンゴムの粘弾性測定の見直し

### Measurement of silicone rubber impedance change of a quartz-crystal tuning-fork tactile sensor.

○伊藤秀明, 山田 祐貴(信州大 電気電子工),

Hideaki Itoh, Yuki Yamada, (Shinshu Univ., Dep. Electr & Elect. Eng.)

#### 1. はじめに

音叉型水晶触覚センサ<sup>(1)</sup>は音叉型水晶振動子の基底部分を物体に接触させてインピーダンス変化を用いると紙やすり程度の粗さセンサや、新聞紙、上質紙などを識別する紙識別センサ<sup>(2)</sup>になることや、周波数変化を用いて接触する物体のヤング率モニタ<sup>(3)</sup>として動作することがわかっている。この音叉型水晶振動子を用いたシリコンゴムの測定について既に報告してきた<sup>(4)</sup>。ここでは、触覚センサのインピーダンス変化 $\Delta R$ は音響インピーダンス $\rho c$  ( $\rho$ :シリコンゴムの密度、 $c$ :シリコンゴムの縦波速度)を用いた縦波平面波の透過率の式にほぼ比例することを明らかにしてきた。しかし、実験値と理論値の一致は悪いので、シリコンゴムの粘弾性も含めて検討することにした。以下に、シリコンゴムの一辺の大きさや厚さを変えたときのインピーダンス変化、回転式粘弾性試験機で求めた複素弾性率による検討を行った。

#### 2. 実験と検討

図1に触覚センサの測定系の写真を示す。触覚センサは以前に報告<sup>(1)</sup>したものと同一である。ロボットアームはSONY CAST PROで0.02 mmの位置再現性を持つ。 $\rho c - \Delta R$ の実験に用いたシリコンゴムの硬さは10種類(JIS#20, 30, 40, 45, 50, 60, 65, 70, 80, 85)のものを使用した。シリコンゴムの大きさに対するインピーダンス変化の実験ではJIS#40, 50, 60, 70のシリコンゴムの厚さを5mmとし、一辺40, 50, 60, 70, 80mmの正方形断面のシリコンゴムを測定した。またシリコンゴムの厚さに対するインピーダンス変化の実験では一辺の大きさを60mmの正方形断面とし、厚さを5, 10, 15, 20mmのシリコンゴムを測定した。測定方法は2mm厚のネオプレンゴムの上に置き、10gの荷重圧で接触実験を行った。荷重はセンサとロボットアームの間にシリコン製圧力センサを挿入して、指定した荷重になるようにプログラムでロボットアームを制御した。

図2に8種類のシリコンゴムの引張試験機から求めた音響インピーダンス $\rho c$ に対するインピーダンス変化 $\Delta R$ の関係を示す。シリコンゴ

ムのヤング率は引張試験機で測定し、密度は比重計で測定した。図2に示すように、音響インピーダンス $\rho c$ の増加に伴い $\Delta R$ も増加することがわかる。尚、直線性を表す相関係数は0.908である。次に、図3に回転式粘弾性試験機を用いて測定した動的ヤング率から求めた音響インピーダンス $\rho c$ とインピーダンス変化 $\Delta R$ の関係を示す。図2と同様に比例関係が得られ相関係数は若干改善され、0.927となった。次に図4では回転式粘弾性試験機を用いて測定した動的ヤング率に動的粘性率を考慮して求めた音響インピーダンス $\rho c$ とインピーダンス変化 $\Delta R$ の関係を示した。動的粘性率を考慮すると更に直線性は改善され相関係数は0.929となった。しかし、予想よりは改善されなかったため、シリコンゴムの大きさや厚みの変化によるインピーダンス変化 $\Delta R$ の影響についてしらべてみた。図5は厚さを一定にした時のシリコンゴムの一辺の大きさの変化に対するインピーダンス変化 $\Delta R$ である。図6は一辺の大きさを一定にした時のシリコンゴムの厚さの変化に対するインピーダンス変化 $\Delta R$ である。測定誤差もあると考えられるが、大きさに関してはインピーダンス変化に影響はないと考えられる。対して厚さの変化ではシリコンゴム JIS #60, 70と硬いものでは厚くなるにつれてインピーダンスが増加する傾向がみとれる。このことからシリコンゴムでは広がり方向よりも厚み方向に縦波平面波による伝搬が生じていると推定される。



図1 触覚センサの測定系の写真

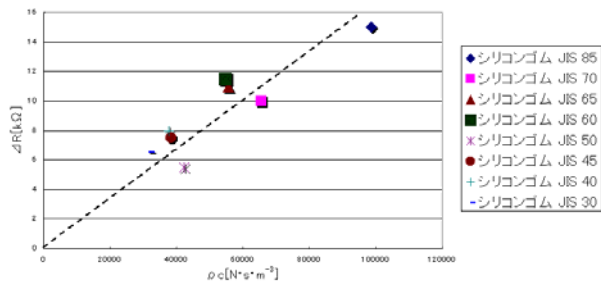


図2 引張試験機を用いて測定したヤング率から求めた音響インピーダンス  $\rho c - \Delta R$

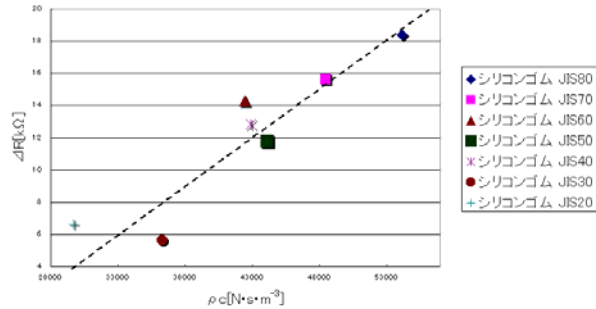


図3 回転式粘弾性試験機を用いて動的ヤング率から求めた音響インピーダンス  $\rho c - \Delta R$

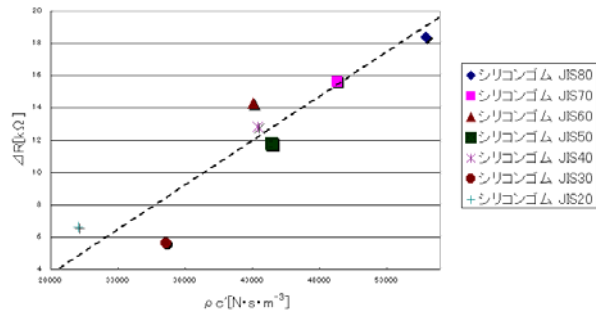


図4 回転式粘弾性試験機を用いて測定した動的ヤング率に動的粘性率を考慮して求めた音響インピーダンス  $\rho c - \Delta R$

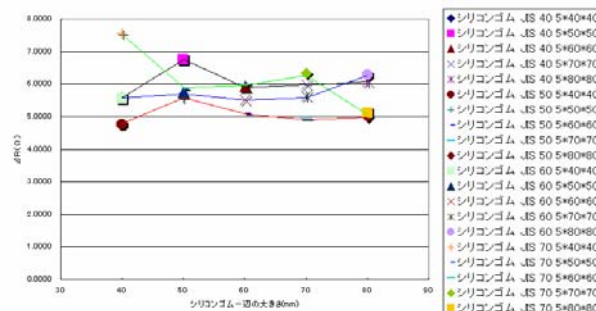


図5 厚さを一定にした時のシリコンゴムの一辺の大きさの変化に対する  $\Delta R$

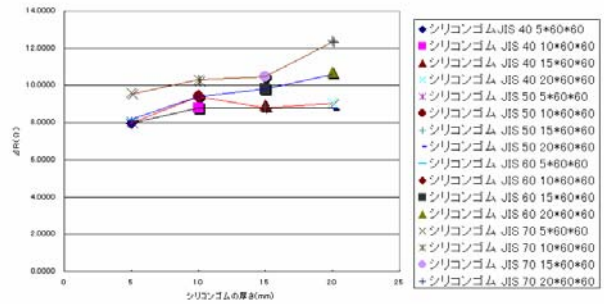


図6 大きさを一定にした時のシリコンゴムの厚みの変化に対する  $\Delta R$

### 3. 結論

本論文により以下のことが明らかになった。(1) シリコンゴムは粘弾性体であるので音響インピーダンス  $\rho c - \Delta R$  のグラフでは粘性を考慮する必要があることがわかった。(2) シリコンゴムの厚みが変化するとき JIS#50 より軟らかいシリコンゴムでは厚みに対して  $\Delta R$  は一定であるが、JIS#60 より硬いシリコンゴムでは、厚みに依存して  $\Delta R$  が上昇する傾向がみられる。シリコンゴム JIS#~50 と JIS#60~で傾向が異なるのはシリコンゴムが硬いと振動が伝わり易くなるためである。すなわち弾性の影響が強くなるためと考えられる。シリコンゴムでも紙と同様にインピーダンス変化  $\Delta R$  は波動伝搬による損失項と、センサ直下の振動損失項の和で表す必要がある。

尚、本研究は文部科学省科学研究費補助金(基盤研究(C)(2))の助成を得て行われた。

### 参考文献

- 1) H. Itoh, M. Nomura and N. Katakura: Jpn. J. Appl. Phys. **35** (1999) 3225.
- 2) H. Itoh, M. Nomura and N. Katakura: *Proc. 1998 Ultrason. Symp.* (IEEE Inc., Piscataway, 1998) p.559.
- 3) H. Itoh and G. Kanbe: *Proc. 15<sup>th</sup> European Frequency and Time Forum 2001* (FRSM, Neuchatel, 2001) p.305.
- 4) H. Itoh, M. Yamatani, S. Yoshida, Y. Fujiwara and K. Ishikawa: Jpn. J. Appl. Phys. **43** (2004) 2982.



## 圧電発電と RFID タグを用いた会議室 利用情報システム

### Monitoring Systems of a Conference Room Using a Piezoelectric Power Generator and RFID-Tag

竹内正男、松澤悟志（玉川大 工）

Masao Takeuchi and Satoshi Matsuzawa (Tamagawa Univ., Faculty of Eng.)

#### 1. はじめに

最近、自然エネルギーを利用した環境にやさしい発電システムが注目されている。圧電効果を利用した発電システムは、日常生活に無尽蔵に存在する様々な振動や衝撃をエネルギー源とし、気候条件などにも左右されない<sup>1-3)</sup>。しかし、その発電量は少ない。

ところで、ユビキタスの申し子とも呼ばれる RFID(Radio Frequency Identification: 無線移動識別)タグの出現によって圧電効果を用いた発電の利用範囲が拡大してきた。すなわち、Active-Type の RFID タグは、数十mもの遠距離通信が可能であるが、駆動に電池が必要なため、定期的な電池交換が必要とされ、普及に歯止めがかかっている。圧電発電を RFID タグの駆動電源に利用できれば、上述の問題が解決できると考えられる<sup>4)</sup>。

本研究では、バイモルフ型圧電素子で電源供給された Active-Type RFID タグを用いて、会議室の利用情報を携帯情報端末やネットワーク上の PC で閲覧可能な会議室利用情報システムを試作し、所期の結果を得た。

#### 2. 全体のシステム構成

Fig.1 に本システムの構成を示す。会議室のテーブルの周辺に配置されたイスには、圧電発電装置と RFID タグが取り付けられている。イスの座面やバックレスト(背もたれ)の動きをエネルギー源として圧電素子で発電し、RFID タグを駆動させる。会議室内に設置されたリーダーは、タグの ID を受信するとサーバーへデータを送信する。サーバーでは、受信したタグ ID をリアルタイムで表示すると共に、Web 上で公開できるファイル(html ファイル)の作成を行う。このようにして、外部 PC や携帯電話など

の情報端末から会議室の利用状況が閲覧可能なシステム(ユビキタス・カンファレンスルーム)が実現できる。

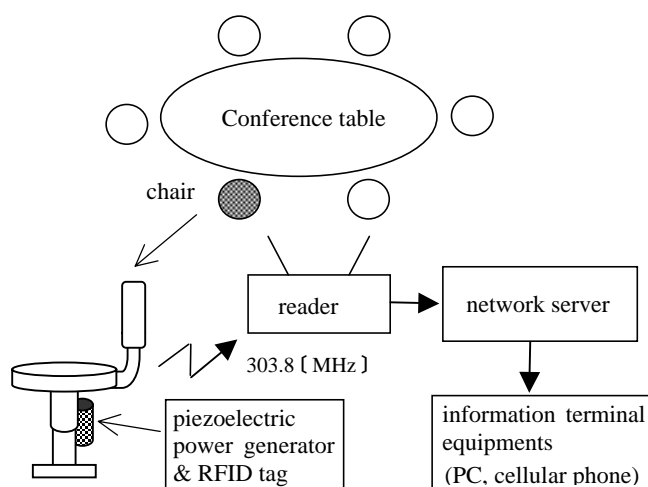


Fig. 1 Ubiquitous conference room .

#### 3. 圧電発電部

椅子に着座したときの衝撃や振動をエネルギー源として圧電発電を行うために、以下の2種類の機構を検討した。

(1)座面の動きを利用する機構 (Fig.2):

椅子に着座したとき座面が数センチ程度沈む。この変位をラックギアと複数の平ギアで windmill (風車) の回転運動に変換する。回転する風車の羽根で圧電フィルム素子を強制振動して発電する。

(2)バックレストの動きを利用する機構 (Fig.3):

バックレストの動きを磁石とガラス球を用いて圧電バイモルフ素子に衝撃駆動を与えて発電する。

圧電素子の出力は、整流及び平滑回路により直流電圧に変換される。今回使用した RFID シ

システムはRFCode社製で、予備的実験によって、リーダーがタグのIDを認識するためには、電圧約3[V]、必要電力20~30[ $\mu$ W]、供給時間2[sec]程度の電源供給が確保できれば良いことが分かった。(1)と(2)の発電機構はこれらの条件を満足し、いずれもIDタグを駆動可能であった。Fig.4は、機構(2)の振動子変位とタグ入力電圧の測定結果である。

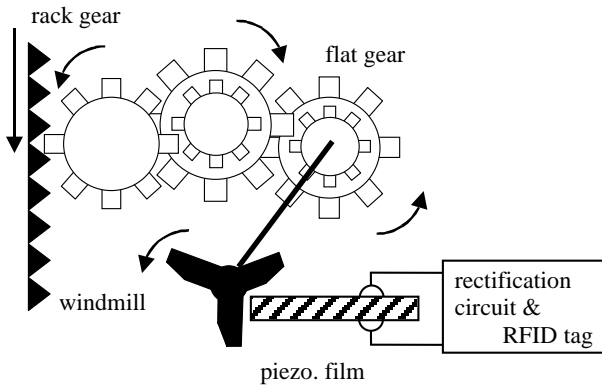


Fig. 2 piezoelectric generator using mechanical movement of a seat of chair.

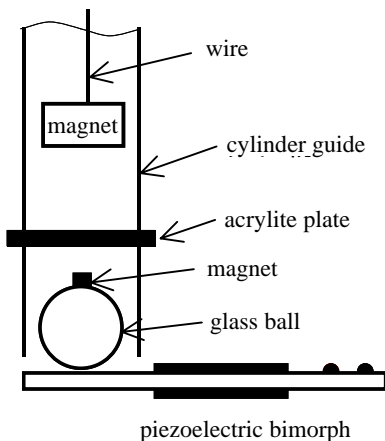


Fig. 3 Piezoelectric generator using mechanical movement of a backrest of chair.

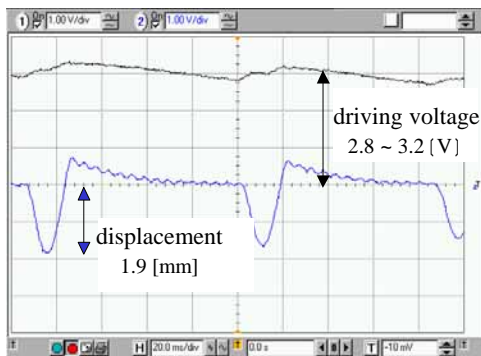
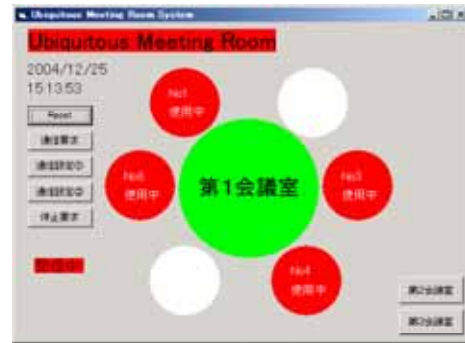


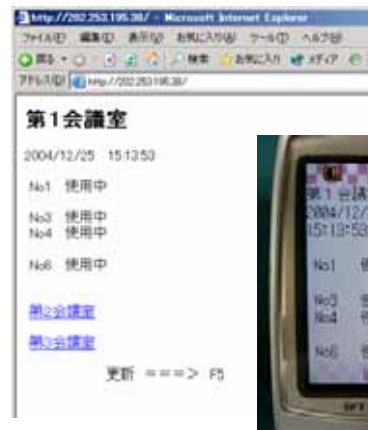
Fig. 4 Vibrating displacement of a piezoelectric bimorph and driving voltage of RFID tag.

#### 4. 動作実験

Fig.1のシステムを構築し動作実験を行った。実験では、二つの圧電発電機構のいずれを用いても、通常の着座動作でタグのIDを認識し、会議室の利用状況を把握できた。Fig.5(a)はリーダーと直結したサーバーの画面であり、(b)は外部PC及び携帯電話からの閲覧画面である。



(a)



(b)

Fig.5 Display on a network server (a) and information terminal equipments (b).

#### 5. むすび

堅牢で実用的なシステムにするためには、機構部分の小型化や耐久性を改善する必要がある。ここで提案した会議室利用情報システムを大学などの図書閲覧室やPC演習室に応用すれば、利用者の利便性と施設の運営効率を高めることが出来よう。

#### 引用文献

- 1) V. H. Schmidt : IEEE Ultrason. Symp. Proc., (1992) 897.
- 2) 梅田幹雄他 : IEEJ TransSM, 123 (2003) 534.
- 3) 梅田幹雄他 : 超音波テクノ, (2005.3-4) 97.
- 4) 竹内正男他 : 2005 電子情報通信学会総合大会講演論文集, A-11-5 (2005.3) 219.

# 平板の縦 1 次一屈曲 2 次モードを利用する超音波モータの一構成 —ロータと 2 つの接点を有する構成—

## Ultrasonic Motor Using 1<sup>st</sup> Longitudinal and 2<sup>nd</sup> Flexural Vibration modes of a Rectangular Plate

○高野剛浩 (東北工大)、田村英樹、富川義朗 (山形大工)、青柳学 (室蘭工大)  
Takehiro Takano(Tohoku Inst. Tech.), Hideki Tamura, Yoshiro Tomikawa(Yamagata Univ.),  
Manabu Aoyagi(Muroran Inst. Tech.)

### 1. はじめに

平板振動子の縦振動と屈曲振動を用いた超音波モータについては、様々な構成が提案され、その一部は実用に供されている[1-2]。これらの構成は構造が簡単であること、比較的高効率な特性が得られること、薄型構造に適していることなどの特長を有しており、さまざまな応用が試みられている。しかしながら、従来提案されていた構造は、駆動力の取り出し方や振動子の支持などで多少の問題があった。

本研究では、平板振動子の縦 1 次振動と幅方向の屈曲 2 次振動を利用する構成で、振動子とロータが 2 点で接する構造を検討した。この構造は 1 点接触型よりも構造的に安定であり、薄型構造にも適している[3]。

最初に振動子構造を示し、次に FEM 解析によって 2 つの共振周波数の縮退条件を求めた。最後に試作した超音波モータの構造と負荷特性を示した。

### 2. 振動子の構造

Fig.1 に試作した振動子を示している。振動子の上部には同図(a)のように 4 分割された圧電セラミックスが接着されている。すなわち 2 相駆動の場合は、図の A および B 端子にそれぞれ 90° 位相の異なる入力信号を印加し、単相駆動場合は A, B 端子を単独で駆動することになる[6]。振動子の下面には、図 1 (b)に示すように 2 つの突起が設けられている。突起の大きさは直径 2.0mm、高さ 2.5mm であり、その位置は幅方向屈曲 2 次振動の loop (振動の腹) である。後述するようにこれらの突起にロータを加圧接触して駆動力を取り出す。また、ステンレス部の中央には図に示すように、振動子の支持と加圧のために直径 1mm の孔を設けている[3]。

Fig.1 で、振動子の長さを 40mm、セラミックスとステンレスの厚さをそれぞれ 1mm, 2mm に固定して、振動子の幅を変えることにより縦振動 1 次モードと屈曲振動 2 次モードの共振周波数が一致する条件を求めた。振動子の幅 10.7mm のとき、両モードは縮退し、その共振周波数は約 55.5kHz であった。そのときの各々のモードパターンを Fig.2 に示している。

Fig.3 に 2 相で駆動した場合の、突起先端の振動速度のリサージュ波形 (測定結果) を示している。横方向が縦振動に相当し、屈曲振動の約 3.3 倍の値となっている。この構成の場合、いかに屈曲振動を有効に励振するかが、特性向上のポイントとなることが分かる。なお、測定条件は  $f=55.556[\text{kHz}]$ ,  $P=0.25 \times 2[\text{W}]$  で、スケールは縦、横軸とも 0.1m/s/Div. である。

### 3. 試作超音波モータの構造と負荷特性

試作した超音波モータの構造を Fig.4 に示す。ロータの外周は、ステータの裏面にある 2 つの

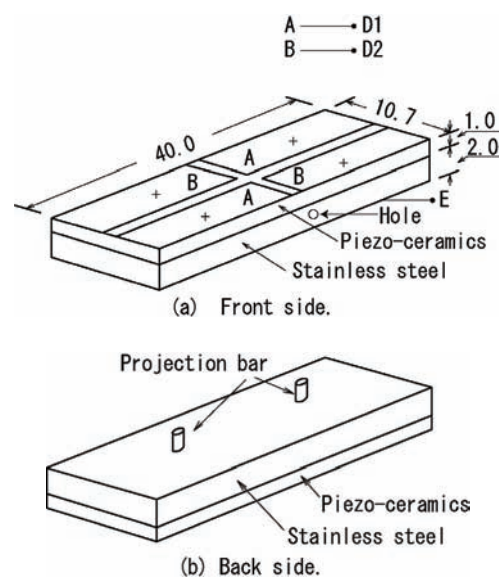


Fig.1 Stator vibrator with two projection bars.

突起に加圧接触されている。ステータは両モードの共通のノードになっている中央部に、直径 1mm の孔 (Fig.1(a)参照) が設けられており、この孔を利用してステータの支持とロータへの加圧がなされている。加圧は同図に示すようにコイルバネにより行った。図に示すロータは、直径 70mm、厚さ 2mm のステンレス製である。実験では長さ 20mm の振動子で、直径 30mm のロータを用いた構成も試みたが、ロータ直径はロータと突起との接触角度の問題があり、振動子長に比べてそれほど小さくはできない。

試作した超音波モータの負荷特性の一例を Fig.5 に示す。Fig.5 は、振動子長 40mm、ロータ直径 70mm で 2 相駆動の場合の特性である。駆動周波数と入力はそれぞれ 55.09kHz、0.8~1.4W である。回転方向を変えた場合もほとんど同じ特性が得られた。実験的に得られた最大トルクは、約 70mNm で、最大効率はトルクが 50mNm のとき約 35% であり、動作は安定で、比較的高い効率を持つモータが構成できた。

単相駆動についても検討した[4-5]。この場合入力は Fig.1(a)で、端子 D1 と端子 E 間に印加し、端子 D2 と端子 E は短絡する。回転方向を変える場合は、端子 D2 と E 間を駆動すればよい。試作モータでは、最大トルクと効率は、2 相駆動に比べ大幅に低下した値となった。

#### 4. あとがき

提案した超音波モータは、ステータとロータが屈曲振動の振動 loop の 2 点で加圧接触して、駆動力を取り出すことに特長があり、接触機構の安定性と薄型構造に適するなどの特徴を有している。試作した振動子を用いてモータを構成し、2 相駆動と単相駆動による特性を測定した。2 相駆動の場合は、効率が 35% を越し、安定に回転するモータが構成できたが、単相駆動の場合は、最大効率は 10% 程度であり、動作も不安定であった。しかし、単相駆動は 2 相駆動と比較していくつかの利点を有しているので、今後さらに検討を加えたい。

#### 引用文献

1. A. Lewalter et al., Proc. of 7<sup>th</sup> Inter. Confer. New Actuator, (2000) 407.
2. T. Takano et al., Jpn. J. Appl. Phys., Suppl. **28-1**, (1989) 169.
3. 高野他, 日本音響学会 2000 年秋季研究発表会講演集, (2000) 936.
4. T. Takano et al., Jpn. J. Appl. Phys., **38**, (1999) 3326.
5. M. Kasuga et al., Inter. J. Jpn. Soc. Precision Engineerings, **32-1**, (1998) 8.

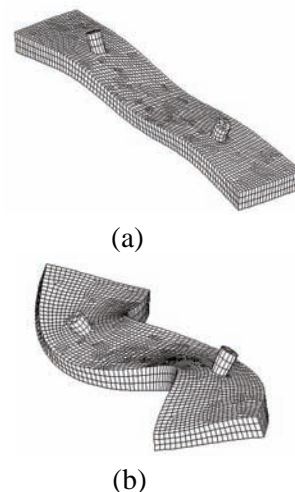


Fig.2 (a) 1<sup>st</sup> Longitudinal mode, (b) 2<sup>nd</sup> Flexural mode

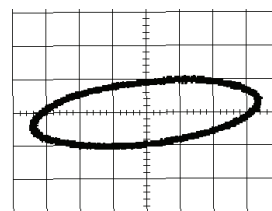


Fig.3 Vibration locus of the top of projection bar.

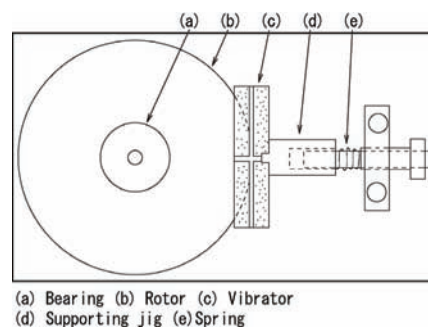


Fig.4 Structure of the trial ultrasonic motor.

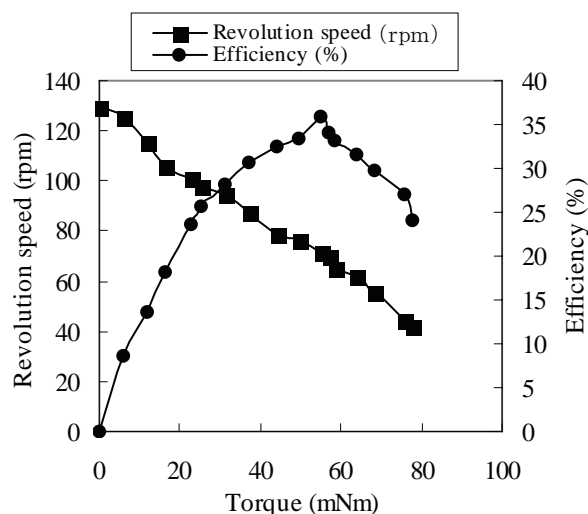


Fig.5 Load characteristics of the trial motor.

# チタニウム合金振動変換器を用いた直径 15 mm の超音波モータの負荷特性の検討

## Configuration of 15-mm-diameter Ultrasonic Rotary Motors Using a Titanium Alloy Longitudinal-Torsional Vibration Converter

辻野 次郎丸 ©久保寺 優 平井 理光 (神奈川大・工)  
Jiromaru TSUJINO, Yuu KUBODERA and Akimitsu HIRAI  
(KANAGAWA university, Faculty of Engineering, )

**1. 緒言** 先に斜めスリットを有する縦一ねじり変換器を用いた直径 15 mm のアルミニウム合金製超音波モータを構成したが、振動変換器材質をチタニウム合金 (JISH4650B) に変えて振動特性、駆動部の振動軌跡、および負荷特性等につき検討した。

### 2. 超音波回転装置の構成

**(1) 超音波モータの構成** 斜めスリット振動変換器を用いた超音波モータは圧電セラミックリング (PZT) を用いた縦振動駆動部、縦一ねじり変換器部中心軸に設置した回転部分 (ロータ) および静圧力印加装置から構成してある (Fig. 1)。振動変換器は振動特性を向上させるため従来のアルミニウム合金 (JISA7075B) からチタニウム合金 (JISH4650B) に変えた。縦一ねじり振動変換器部は外径 15.8 mm、長さ 18.9 mm で、変換器の外周上には斜めスリット部 (角度 45°、幅 0.5 mm、長さ 10 mm、深さ 3.2 mm、スリット数 12 本) を放電加工機を用いて直接加工してある。駆動用縦振動系部には外径 15 mm、内径 8 mm、厚さ 5 mm の PZT リング 2 枚を中心軸でボルト締めしている。ロータ部は長さ 30.9 mm で、材質は鉄鋼材 (SK-4) で接触面を 3000 番の砥粒で平滑に仕上げている。接触駆動部の静圧力印加には振動変換器の固定用中心軸を延長して用いた。中心軸の長さは軸の縦振動が最小になるように調整してある。ロータ部は回転ベアリングにより保持し静圧力印加用ばねを介して変換器接触駆動部に押し付けた状態で駆動した。

**(2) 振動特性の測定** 変換器のねじり振動分布は面内振動計により測定した。複合振動系の径方向、ねじり、振動分布および振動軌跡は伝送特性を同一に調整したレーザドップラー振動計 2 台 (~20 MHz) および面内振動計 (LSV065) 等により測定した。

### 3. 超音波モータの振動特性および負荷特性

**(1) 超音波モータの径方向振動 (縦振動) 分布** 駆動周波数 42.27 kHz で径方向振動を測定した結果を Fig. 2 に示す。径方向振動のループ部が縦振動のノード部に対応している。PZT 部分は縦振動ノード、および変換器端面が縦振動ループとなっており、PZT 部は最適位置にある。後部振動棒部にも振動がのっている。また、ロータの接触

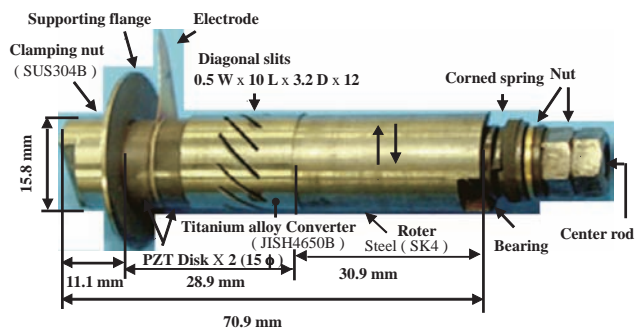


Fig. 1. Configuration of a 15-mm-diameter ultrasonic rotary motor with a Titanium Alloy longitudinal-torsional vibration converter.

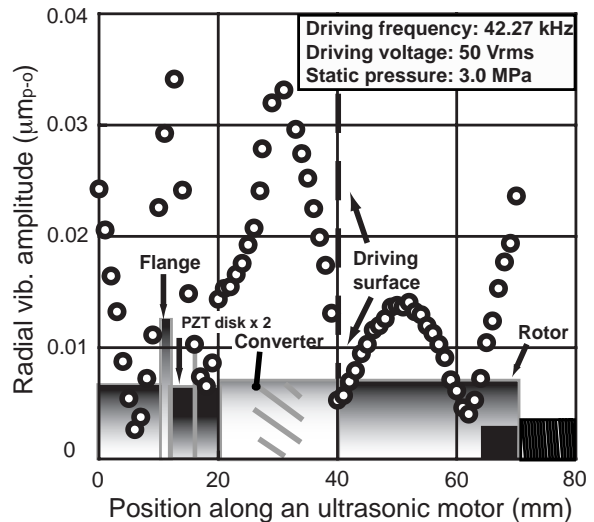


Fig. 2. Radial vibration distribution along a Titanium Alloy converter and a steel rotor of 30.9 mm inlength.

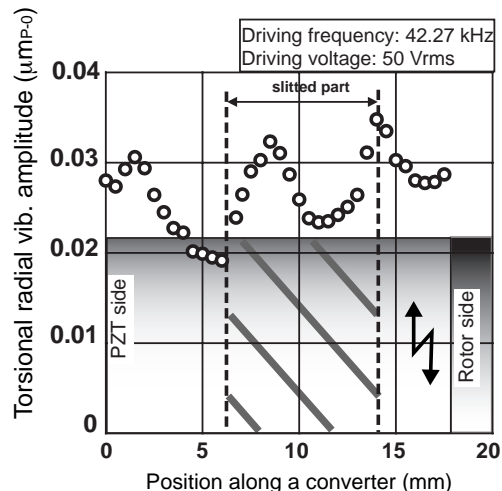


Fig. 3. Torsional vibration amplitude and phase distributions along an titanium alloy converter with a diagonal slitted part.

駆動部は縦振動のループ部となっており、さらに検討が必要である。またロータ部には 3/4 波長の振動が乗っており、更に最適な長さを検討する必要がある。

(2) 変換器のねじり振動分布をロータを設置して回転していない状態で面内振動計を用いて測定した結果を Fig. 3 に示す。スリット加工部内にねじり振動が一波長存在しており、変換器端面の駆動部はほぼねじり振動のループ位置となっている。

(3) 回転直前および回転時の振動軌跡 鉄鋼製ロータを用いた場合に、駆動周波数 42.27 kHz で振動軌跡を測定した結果を Fig. 4 に示す。回転直前には縦振動速度が大でねじり振動速度が小の楕円軌跡であるが、回転時の振動軌跡は、ねじり振動が大であり縦及びねじり振動成分が、1:3 の楕円軌跡で振れている。

(4) 自由アドミタンスループ 超音波モータの回転周波数付近でロータなしおよび鉄鋼製ロータ (SK-4) 長さ 30.9 mm を設置した状態で自由アドミタンスループを微小振動振幅で測定した結果を Fig. 5 に示す。ロータを設置した場合には、ロータなしの場合に比べ Quality factor は 1/8 程度に、動アドミタンス  $|Y_{mo}|$  は 1/12 程度に小さくなってお

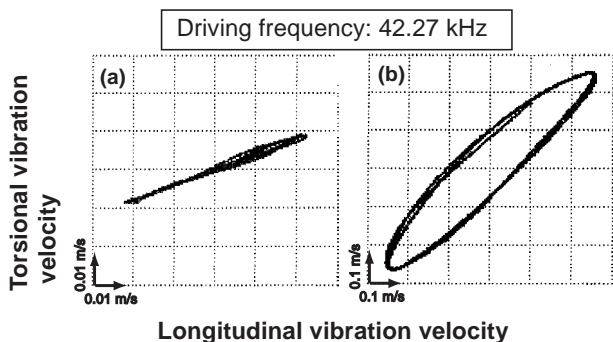


Fig. 4. Vibration loci (a) before rotation and (b) at rotating conditions of the 15-mm-diameter ultrasonic motor.

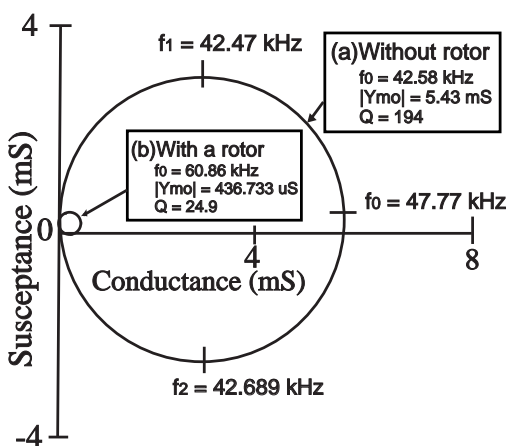


Fig. 5. Free admittance loops of the ultrasonic motor (a) without and (b) with a steel rotor of 30.9 mm in length.

り、共振周波数で力率が悪くなっているため、動アドミタンスを補正することが必要であると考えられる。

(5) 超音波モータの負荷特性 周波数 42.27 kHz、静圧力 3.0 MPa で駆動させた場合の負荷特性をパウダブレーキ、トルクメーター、回転計、および電力計等を用いて測定した結果を Fig. 6 に示す。最大回転数 214 rpm、従来より大きい最大トルク 0.702 N·m が得られ、最大効率は 0.35 N·m で 13.19% が得られた。

5. 結言 超音波モータの振動特性、駆動部の振動軌跡、および負荷特性等につき検討した。最大回転数 214 rpm、最大トルク 0.702 N·m、最大効率 0.35 N·m で 13.19% が得られた。さらに超音波モータの負荷特性等を向上させるために最適構造化を検討中である。

文献 (1) Jiromaru Tsujino and Atsuyuki Suzuki: Load Characteristics of Ultrasonic Motor with a Longitudinal-Torsional Converter and Various Nonlinear Springs for Inducing Static Pressure, Proc. of IEEE 2001 International Ultrasonics Symposium (2001. 10) pp. 545-550. (3) 辻野、勝亦、鈴木、木原: 直径 15 mm の超音波モータの制圧力印加装置の検討 - 縦-ねじり変換器を用いた超音波回転装置 (36) -, 日本音響学会 2004 年春季研究発表会講演論文 2004. 03 pp. 963-964. (3) 辻野、勝亦、鈴木、木原、久保寺: 直径 15 mm の超音波モータの静圧力印加装置および動特性の検討 - 縦-ねじり変換器を用いた超音波回転装置 (39) -, 日本音響学会 2004 年秋季研究発表会講演論文 2004. 09 pp. 1179-1180. (4) 辻野、勝亦、鈴木、木原、久保寺: 直径 15 mm の超音波モータの駆動力改善および動特性の検討 - 縦-ねじり変換器を用いた超音波回転装置 (42) -, 日本音響学会 2005 年春季研究発表会講演論文 (2005. 03)

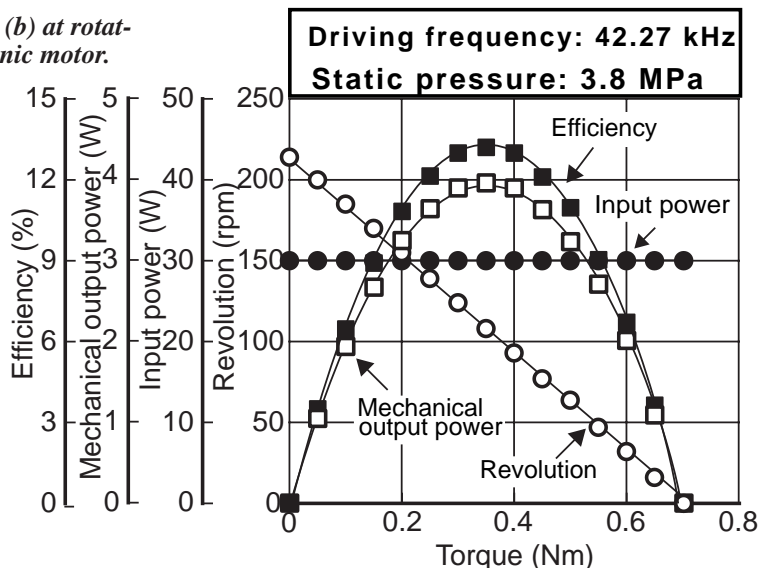


Fig. 6. Load characteristics of the 15-mm-diameter ultrasonic motor using a titanium alloy torsional converter and double nonlinear springs.

# 高推力超音波リニアモータの開発に向けた ボルト締め複合振動子の振動モード解析

## Vibrational Mode analysis of Bolted Vibrator for the Development of linear motor

畑添雅文、植木尊昭、山田晃（東京農工大）

西村一郎、山本伊智郎（東京電機大）

Masafumi Hatazoe, Takaaki Ueki, Akira Yamada, (Tokyo Univ. A&T)

Ichiro Nishimura, Ichiro Yamamoto (Tokyo Denki Univ)

### 1. はじめに

電磁波の発生が少ない超音波リニアモータの医療福祉分野への応用が期待されるが、モータの高推力化が実用化の課題になる。これまで種々の方式が検討されているが<sup>1),2),3)</sup>、尹ら<sup>4)</sup>によってボルト締め複合振動子を用いた高推力化に適した方式が提案され、最大推力 92[N] が実現されている。本方式を実現する際に、縦振動は駆動条件にそれほど厳しく左右されないのに対して、たわみ振動を大振幅で励振するためには特別な条件が必要になる。我々はモータの高推力化を目的として検討を行ってきたが<sup>5)</sup>、大振幅のたわみ振動を効率よく励振することが重要であることを認識するに至った。そこで、本研究ではそのための最適条件を見出すべく、ボルト締め振動子のたわみ振動モードの励振条件について検討を行った。

### 2. ボルト締め振動子の構成

リニアモータへの応用を想定して、Fig.1 のように、縦置き型のボルト締めたわみ振動子を構成する。振動子は、外径 40mm の中空円筒状のアルミスペーサ、Fig.2 のリング型反転分極圧電振動板（厚さ 4mm）の中心に、りん青銅のボルト（長さ 38mm、直径 18mm）を通し、上端をアルミナット（長さ 18mm）で締め付けた（締め付けトルク 40Nm）構造である。振動子全体は、下部のフランジで固定されていて、下部が固定端、上部が自由端の境界条件になっている。なお、外側のアルミスペーサと中心のボルトの間はわずかな隙間があり、中心のボルトと外側のアルミブロックはナット部分でのみ機械的に結合している。反転分極圧電振動板によって円筒断面内の左右に反対称な厚み方向の駆動力が加わる。その結果、20kHz 付近に Fig.3(a) のようなたわみ 2 次振動が、40kHz 付近に Fig.3(b) のたわみ 3 次振動が励振されると予測される。Fig.4 に本振動子のアドミタンス特性（定電圧駆動条件下での電流特性）の測定結果を示す。期待に反してモータに利用しようとしている 20kHz 付近のたわみ 2 次振動は殆ど観測されず、40kHz 付近にたわみ 3 次振動らしき大きな共振ピークが観測された（たわみ 1 次振動は全く観

測されなかった）。以上の観測結果を踏まえて、大振幅特性が期待できる 40kHz 付近のたわみ振動について以下の特性解析を行なうことにした。

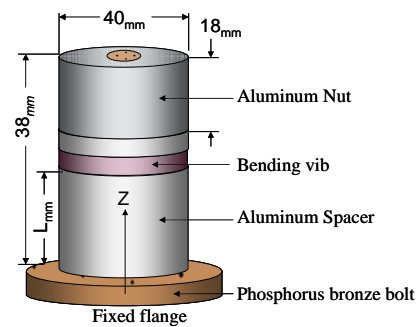


Fig.1 Schematic of Bolted vibrator

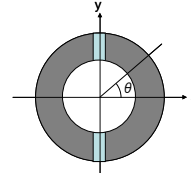


Fig.2 Bending vibrator

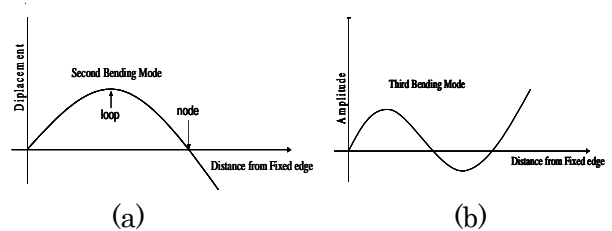


Fig.3 Displacement of Bending mode

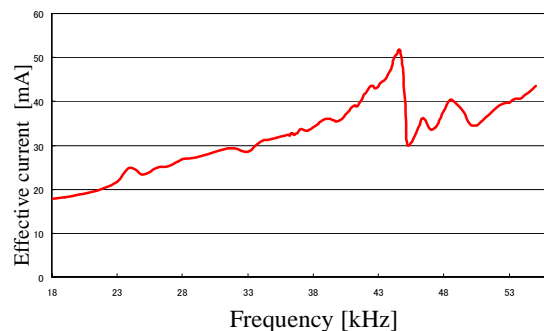


Fig.4 Current-frequency response

### 3. 評価実験

#### 3.1 圧電振動板の位置

振動子の全長、ナットの長さを固定した状態で、前後のアルミスペーサの厚さを調整することにより、圧電振動板の位置  $L$  を変化させた。この時の周波数-電流特性の測定結果を Fig.5 に示す。アルミスペーサの真ん中の  $L=8\text{mm}$  に圧電振動板を置いた時に、最も鋭い共振特性が観測されていることが分かる。

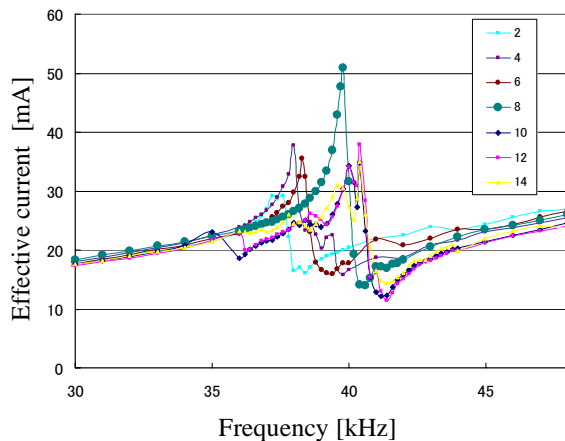


Fig.5 Current-frequency response

#### 3.2 振動子表面の振動変位測定

レーザドップラ振動計を用いて、Fig.5 の共振ピーク周波数で駆動した場合の円筒表面上の振動変位を測定した。Fig.2 に示す反転分極電極の  $x$  軸方向を  $0$  度とする約束で、角度  $\theta$  を変えながら、円筒表面上の軸方向にレーザ光を走査する。圧電振動子を  $L=8\text{mm}$  の位置に置いたときの、円筒面に垂直な方向の振動変位を測定した。その軸方向の位置  $z$  に対する振動変位  $u$  の測定結果を Fig.6 に示す。この結果をみると、まず軸方向の位置が  $0 < z < 20\text{mm}$  の場合は、 $x$  方向 ( $0$  度方向) に大きな変位が観測されており、観測している振動モードはたわみ振動であることがわかる。一方、 $20 < z < 38\text{mm}$  のナット部分では、期待に反して、振動変位が急激に小さくなっている。これは、音響インピーダンスの大きい青銅のボルトにアルミナットが長い範囲 ( $18\text{mm}$ ) に渡って締め付け固定されているため、ナット部分が固定端のように作用したためと考えられる。このため、本来意図していた Fig.3 のたわみ振動モードではなく、 $0 < z < 20\text{mm}$  のアルミブロック部分の両端が振動の節、中央部分が振動の腹となる振動モードに変形して

しまっている。先の Fig.5 の結果において圧電板の位置が  $L=8\text{mm}$  の時に、最も鋭い共振特性が現れたのは、圧電板が振動モードの腹に位置していたためであることがわかる。

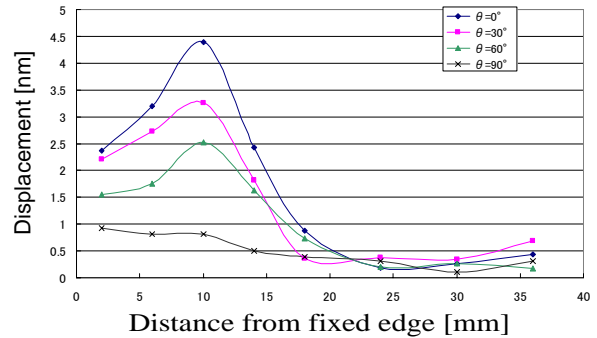


Fig.6 Displacement data ( $L=8[\text{mm}]$ )

### 4. まとめ

以上、現段階では本来の先端部分が大幅で振動するたわみ振動を発生させることができるまでに至っていない。しかし、上記の検討結果から、ボルト部分の固有共振振動を阻害しないように、アルミナットの位置（節の近くにする）や長さ（短くする）を最適化すれば、問題が解決できる見通しを得ることができた。今後、この点を具体的に検証し、高推力の超音波リニアモータの実現につなげて行きたいと考えている。

#### 参考文献

- 1) Y. Tomikawa, T. Takano, H. Umeda, Jpn. J. Appl. Phys., **31**, pp.3073-3076 (1992).
- 2) M. Kurosawa, O. Kodaira, Y. Tsuchitani, T. Higuchi, IEEE Trans. UFFC, **45**, pp.1188-1195 (1998).
- 3) 前野, 竹村, 小島, 日本ロボット学会誌, **16**, pp.1115-1122 (1998).
- 4) 尹, 石井, 中村, 上羽, 明石, 信学技報, us2000-78, pp.33-38(2000).
- 5) 西村, 山本, 畑添, 山田, 日本音響学会講演論文集, 2-P-2, pp. 1017-1018(2005年3月).



## 複数の支持部を用いた高出力 超音波リニアアクチュエータ

### A High Power Ultrasonic Linear Actuator with Multiple Fixed Point

©Cheol-Ho Yun, Hyeon-Min Lee\*, Hyun-Rok Cha, Chang-Seog Kang and Sun-kyu Lee\*  
(KITECH, \* GIST)

#### 1. はじめに

大型の移動台を高速、高精度で駆動するため、ボルト締め構造の棒状超音波リニアアクチュエータと駆動安定性を向上するための共振系による支持機構が提案され、100 N 以上の高出力と高精度の位置制御が実現されている[1, 2]。しかし、共振系支持機構は一定の共振周波数で設計されており、アクチュエータ駆動時の共振周波数変化などに対応できなくなり、高出力駆動では支持部で異音が発生するため、さらなる高出力には不適である。また、構造も複雑である[2]。

そこで、本研究では駆動安定性の向上と更なる高出力化を達成するため、駆動部と支持部を一体化した複数の支持部を用いる超音波リニアアクチュエータを提案し、その有効性について検討した。

#### 2. モータの構造と動作原理

提案しているモータは、図 1 に示すように、直径 20 mm、長さ 241 mm の縦・たわみ複合振動子を用いており、縦 3 次、たわみ 6 次振動モードをそれぞれ駆動力、摩擦力制御に用いる。この二つの振動モードは三つの部分で共通の振動の節になるので、そこにスリットを設けて支持部とし、予圧を加える。外径 20 mm、内径 10 mm、厚さ 2 mm の厚み方向に分極された圧電素子（縦振動用 4 枚、たわみ素子用 4 枚）をアルミニウムブロックでボルト締めしてある。振動子の中央部から左右 40 mm 離れたところ（図 2、縦振動とたわみ振動の腹の部分）にアルミナを摩擦材として接着している。スライダ側も摩擦面はアルミナとした。

縦振動とたわみ振動の位相差を 90 度とすることで摩擦駆動部の摩擦面が楕円運動し、摩擦力によってスライダが一方方向に動く。二つの振動の位相差を  $-90$  度にするとスライダは逆方向に動く。

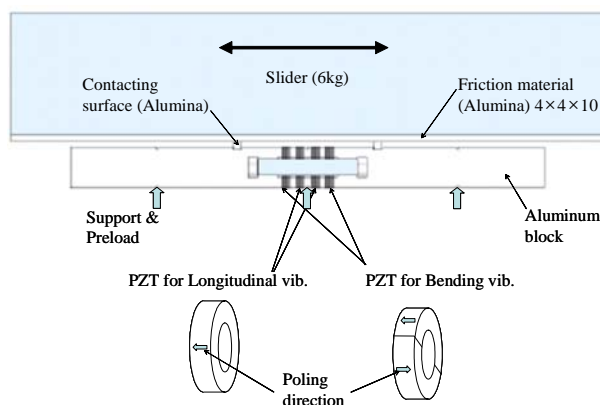


Fig. 1 Basic configuration of the motor.

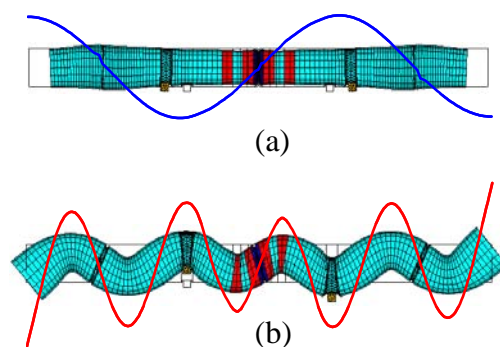


Fig. 2 Vibration modes of the stator analysed by the FEM: (a) longitudinal and (b) bending mode.

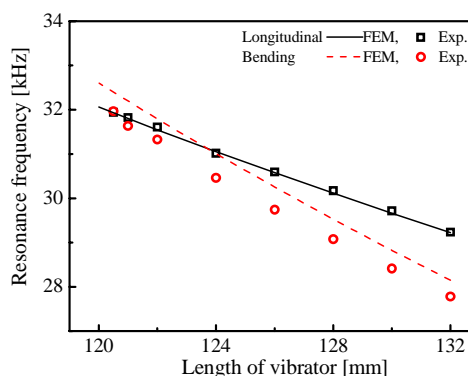


Fig. 3 Resonance frequencies vs. stator length.

### 3. モータの設計

二つの振動を十分な振動振幅で駆動するため、図2の二つの振動モードの共振周波数を一致させる必要がある。図3のように、振動子の長さに対して二つの振動の共振周波数の変化が異なることを利用して共振周波数を一致させることができる。有限要素法による計算とは少し異なるが、実際に振動子半分の長さ120.5 mm のとき共振周波数が31.9 kHz 付近でほぼ一致した。次に、レーザドップラ振動計を用いて振動モードを測定した結果を図4に示す。駆動周波数は31.93 kHzである。全体の振動はFEMの設計どおり動作して、支持したい三つの部分が共通の節になっていることが確認できる。

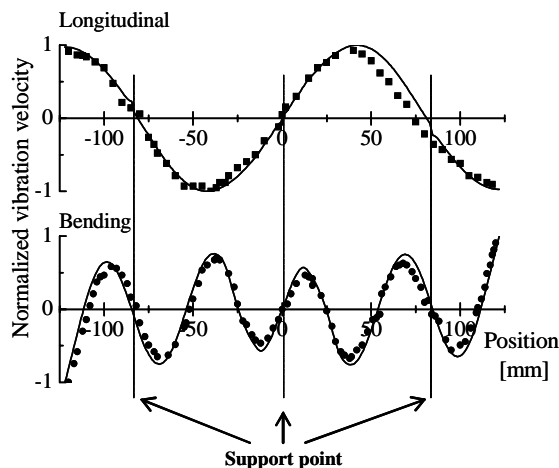


Fig. 4 Vibration distribution along the axis.

### 4. モータ特性

図5に摩擦力制御成分であるたわみ素子の印加電圧と予圧を一定として、駆動力成分である縦素子の印加電圧を増加したときの負荷特性を示す。モータの負荷特性は過渡特性から求めた。駆動周波数は31.93 kHzである。縦素子の印加電圧にほぼ比例して無負荷速度、最大推力が大きくなって、速度-負荷特性は平行移動する。図6は最大推力が得られたときのスライダ速度特性を示す。予圧435 N、たわみ素子の印加電圧21 V<sub>op</sub>、縦素子の印加電圧は137 V<sub>op</sub>である。同じ駆動条件でもかかわらず、スライダの左右方向の特性が異なることが分かる。これは使用する二つの振動モードのカップリング、共振周波数の不一致などで生じるモータ自体の速度依存性であると考えられる。図7は図6の速度過渡特性から求めた速度-負荷特性と効率を示す。無負荷速度は0.4 m/s、最大推力は75 Nである。最大効率はスライダ速度0.25 m/sのとき32%であった。今回、駆動電圧は137 V<sub>op</sub>であったが、圧電素子にはまだ印加電圧に余裕がある。そこで、縦素子の印加電圧を上げると、100 N以上の推力も期待できる。

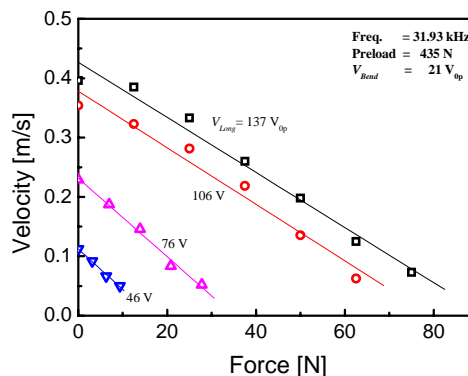


Fig. 5 Load characteristics of the motor.

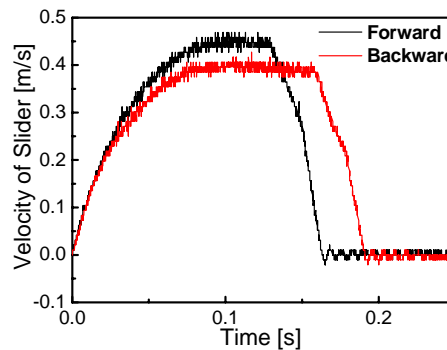


Fig. 6 Transient response of the motor.

### 5. まとめ

駆動部と支持部を一体化した複数の支持部を用いる直径20mmの超音波リニアアクチュエータを提案・試作し、その特性を評価した。無負荷速度は0.4 m/s、最大推力は75 N、最大効率32%を得た。

### 参考文献

1. Cheol-Ho Yun, Takaaki Ishii, Kentaro Nakamura, Sadayuki Ueha : Jpn. J. Appl. Phys. **40** (2001) 3773.
2. Cheol-Ho Yun, Takaaki Ishii, Kentaro Nakamura, Sadayuki Ueha : Jpn. J. Appl. Phys. **41** (2002) 3261.

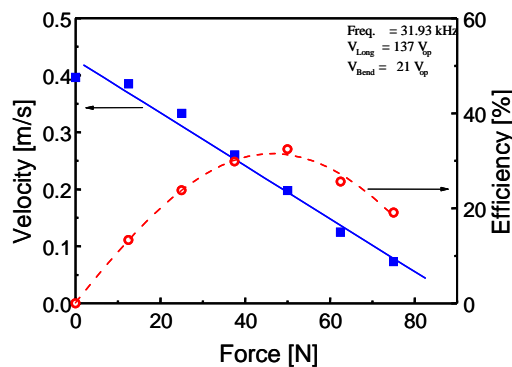


Fig. 7 Load characteristics of the motor calculated from Fig. 5.

# 曲げ振動円盤の上下に振動子を配置した 大容量超音波複合振動源の構成について

Configuration of Large Capacity Ultrasonic Complex Vibration Source Using Multiple Longitudinal Transducers Installed in Both Sides of a Transverse Vibration Disk

○上岡 哲宜 青山 透 唐津 良平 辻野 次郎丸 (神奈川大・工)  
Tetsugi UEOKA, Tohru AOYAMA, Ryohei KARATSU, Jiromaru TSUJINO  
(Faculty of Engineering, KANAGAWA University)

**1. 緒言** 振動容量を増加させるために、複合曲げ振動円盤の上下両面に合計 8 本の BLT 振動子を配置して、より大容量の円盤中心部の上部および上下部に曲げ振動棒を設置した 27 kHz の超音波複合振動源を構成し振動特性・振動軌跡等につき検討した。上下に配置した振動子対は正極性および逆極性の振動子を組み合わせ、全体を並列接続して駆動した。

**2. 超音波複合振動源の構成および駆動** (1) **複合振動源の構成** Fig. 1 および Fig. 2 に、厚さ 25 mm 外径 191.3 mm のアルミニウム合金製曲げ振動円盤部 (JISA5056B) の中央曲げ振動ノード部に垂直に(1)上部のみに段付き曲げ振動棒 (基部直径 40 mm、先端部直径 20 mm、JISA5056B) を設置 (Fig. 1) または(2)上部および下部にカテナイダルおよび一様曲げ振動棒 (基部直径 30 mm、先端部直径 10 mm、SUS304) を設置 (Fig. 2) した複合振動源を示す。正極性および逆極性のボルト締めランジュバン型 PZT 振動子 (BLT、直径 30 mm) + 段付きカテナイダルホーン (JISA5056B、速度変成比 3) から成る駆動用振動系 2 組をねじ接合により円盤の対向する振動ループ位置に設置し、さらに 90° 位置に駆動用振動系 2 組を設置している。円盤は節円が 2、直径方向に節線 1 の曲げ振動モード (2, 1) である。Fig. 2 は駆動装置のブロック図で、駆動用縦振動系は円盤の上下に正極性 + 逆極性の BLT 振動子 2 本および逆極性 + 正極性の振動子 2 本を中央節線に対称して設置し、並列接続して各縦振動子対を逆振動位相で駆動し、また対称に設置した振動子対 2 組を 90° 位相差で駆動して、円盤中央の節部に設置した振動棒を先端が円形振動軌跡になるように駆動する。複合曲げ振動棒 (基部直径 40 mm) は円盤中央部の上部にねじ接合により設置し曲げ振動ノード部の傾斜により駆動している。また振動速度変成の目的で先端部直径 20 mm の段付き複合曲げ振動棒を用いている。振動源は円盤の外部節円に共振型の丸棒で支持する。(2) **複合振動源の駆動** 円盤の曲げ振動ループ部の上下に設置した正極性および逆極性の振動子対および対向した部分の上下に逆極性および正極性の振動子対を 1 組として並列接続し円盤中央部が曲げ振動ノードとなる様に駆動している。更に円盤に設置した振動子対 2 組を振動位相差 90° で、2 台の SIT 電力増幅器 (500 W) 等を用いて同時駆動し、複合曲げ振動棒先端部では円形軌跡を得ている。

**3. 超音波複合振動源の振動特性** (1) **基部直径 40 mm の段付き曲げ振動棒を上部に設置した円盤および曲げ振動棒端面の振動分布** 基部直径 40 mm、段付き部直径 20 mm の曲げ振動棒を上部に設置した円盤の

曲げ振動分布、曲げ振動棒端面の振動を測定した結果を Fig. 3 に示す。円盤は共振周波数 28.722 kHz で (2,1) モードの曲げ振動をしている。(2) **基部直径 40 mm の段付き曲げ振動棒を上部に設置した円盤および曲げ振動棒端面の振動分布** 基部直径 40 mm、段付き部直径 20 mm の曲げ振動棒を上部に設置した円盤の曲げ振動分布、曲げ振動棒端面の振動を測定した結果を Fig. 4 に示す。円盤は共振周波数 28.722 kHz で (2,1) モードの曲げ振動をしている。(3) **上部に設置した段付き曲げ振動棒および円盤部の振動分布** 基部直径 40 mm の段付き曲げ振動棒を上部に設置した場合の曲げ振動棒および円盤外周部の振動分布を測定した結果を Fig. 5 に示す。円盤の振動棒を設置した中央部は曲げ振動ノードで、円盤外周部は振動ループになっており、曲げ振動棒は円盤中央曲げ振動部

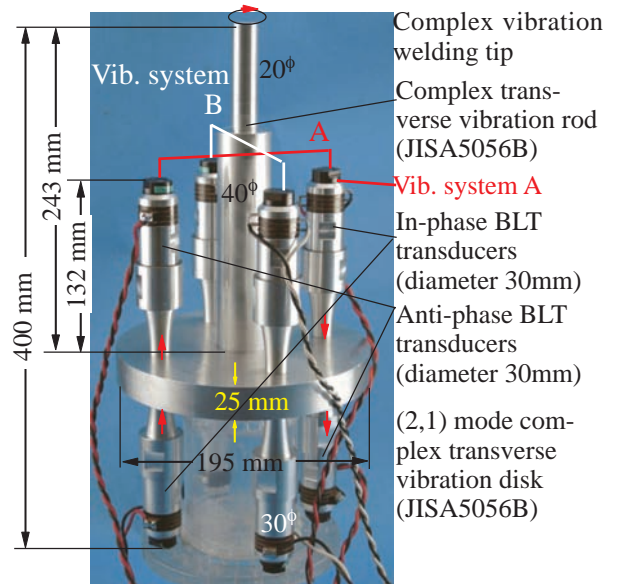


Fig. 1. Configuration of a 27 kHz complex vibration source using a stepped complex transverse rod, and an aluminum alloy transverse vibration disk of (2, 1) mode with eight longitudinal driving vibration systems.

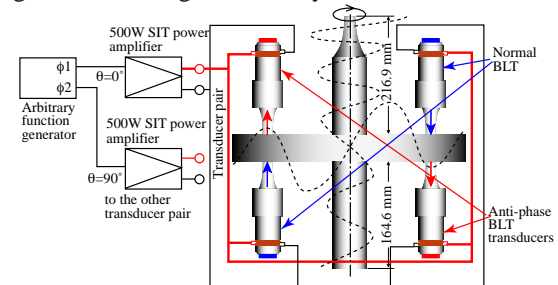


Fig. 2. Block diagram of driving system for eight BLT transducers installed in the complex vibration source with catenoidal and uniform transverse vibration rods installed in both side of the disk.

mail: tsujino@cc.kanagawa-u.ac.jp, ueoka@cc.kanagawa-u.ac.jp

の傾斜により駆動され、円盤に設置した部分が振動ノードとなる曲げ振動をしていると考えられる。振動棒は先端部で振動ループとなっており、段付き部により端部振動振幅はカテナイダルホーン基部近くの約4.5倍以上になっている。(5) 円盤上下に設置した基部直径 30 mm のカテナイダルおよび一様曲げ振動棒の振動分布 円盤上下に設置した曲げ振動棒に沿った振動分布を Fig.5 に示す。カテナイダル部で振動振幅が増加している。(5) 自由アドミッタンスループ 直径 40 mm の段付き曲げ振動棒を設置した場合の各駆動用振動系AおよびBから測定した振動源の自由アドミッタンスループをFig. 6 に示す。力率補正用インダクタンス無しでは Quality factor は1081、動アドミッタンスの大きさ $|Y_{mo}|$ は2 mS程度であるが力率補正を行うことによりQ は約半分に低下するが、 $|Y_{mo}|$ は260—370mS と極めて大になっている。(3) 溶接チップ部の振動軌跡 段付き複合振動棒先端の溶接チップ部の振動軌跡をレーザドップラ振動計2台を用いて測定した結

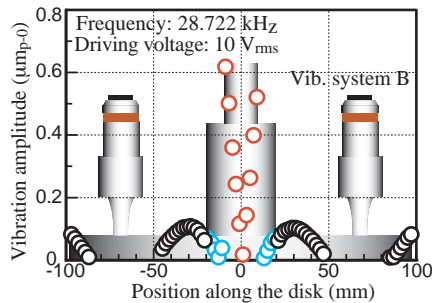


Fig. 3. Vibration amplitude distribution normal to the circular transverse vibration disk surface across the disk diameter with a stepped complex transverse vibration rod in the case where one transducer pair is driven. Driving voltage: 10 V<sub>rms</sub> constant.

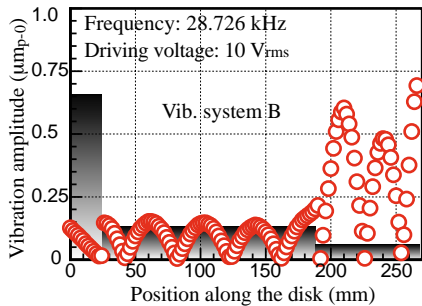


Fig. 4. Transverse vibration amplitude distribution along the upper stepped complex vibration rod and the side of the disk diameter at resonance frequency of 28.726 kHz. Driving voltage: 10 V<sub>rms</sub> constant.

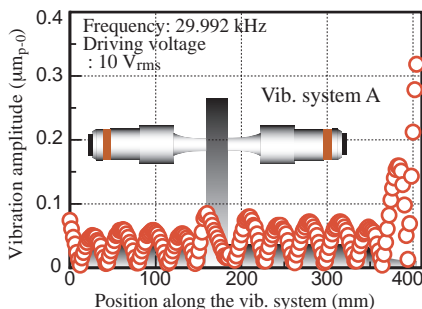


Fig. 5. Transverse vibration amplitude distribution along the upper catenoidal and lower uniform transverse complex vibration rods and the side of the disk diameter at resonance frequency of 29.992 kHz. Driving voltage: 10 V<sub>rms</sub> constant.

果を Fig.7 に示す。ほぼ円形の振動軌跡が得られている。(4) 溶接チップ部の曲げ振動振幅 各複合曲げ振動棒先端部の溶接チップの振動振幅を、力率補正を行い測定した結果を Fig.8 に示す。最大で駆動電圧 70 V<sub>rms</sub> で約 9.5 μm<sub>p-0</sub>の振動振幅が得られている。

5. 結言 27 kHz のボルト締めランジュバン型PZT振動子8本を複合曲げ振動円盤の両面に設置し、円盤中央の(1)上部または(2)上部および下部に設置した複合曲げ振動棒を駆動する大容量の複合振動源を構成し、振動特性、振動分布、振動軌跡等について検討した。また溶接特性について検討中である。

文献 (1)辻野、上岡：段付き複合曲げ振動棒を用いた大容量の超音波複合振動源の振動特性について、電子情報通信学会技術研究報告、US2002-115 (2003.4) pp.13-18. (2)J. Tsujino and T. Ueoka: Configurations of Large Capacity Ultrasonic Complex Vibration Sources, Proceedings of 2002 IEEE Ultrasonics Symposium (2003.04) pp.684-687. (3)辻野、上岡、菊池：縦振動円盤および曲げ振動円盤を用いた大容量超音波複合振動源の構成、振動特性および溶接特性について、電子情報通信学会技術研究報告、US2004-115 (2004.7) pp.25-30.

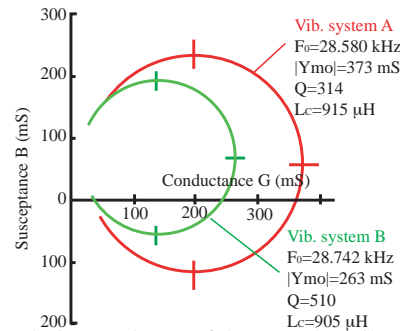


Fig. 6. Free admittance loops of the complex vibration source with a stepped complex transverse vibration rod measured from driving transducer pair (A) and transducer pair (B).

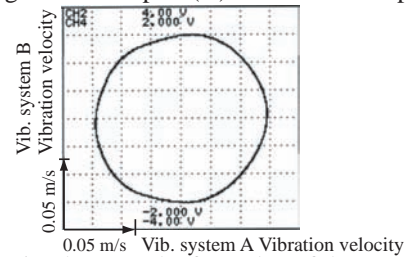


Fig. 7. Vibration locus at the free edge of the stepped stainless steel stepped conical complex transverse vibration rod at frequency of 28.778 kHz. Driving voltage: 10 V<sub>rms</sub> constant.

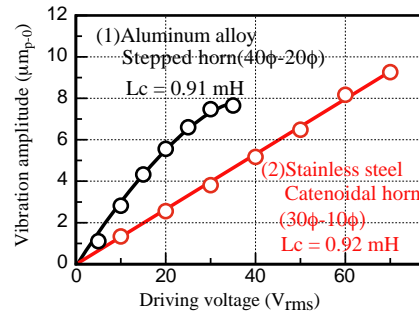


Fig. 8 Relationships between driving voltage and transverse vibration amplitude of the free end of the upper complex vibration rod in the case where (1) one and (2) two transverse vibration rods were installed. Transducer pair A or B is driven using a power factor compensating inductance L<sub>c</sub> at no load condition.

## チタニウム合金製ホーンおよび曲げ振動円盤を用いた 40 kHz 超音波複合振動源の振動特性について

### Vibration Characteristics of a 40 kHz Complex Vibration Source Using Titanium Alloy Horn and a Complex Transverse Vibration Disk

辻野 次郎丸 ◎青山 透 菊地 雄也 唐津 良平 上岡 哲宜 (神奈川県大・工)  
Jiromaru TSUJINO, Tohru AOYAMA, Yuya KIKUCHI, Ryohei KARATSU and Tetsugi UEOKA  
(Faculty of Engineering, KANAGAWA University)

**1. 緒言** 振動特性を向上させるために、従来のアルミニウム合金を用いていた (2, 1) 振動モードの複合曲げ振動円盤および段付きカテナイダルホーンをチタニウム合金で試作し、駆動用 BLT 縦振動子数を 4 本から 6 本に増加した複合振動源の振動特性、振動軌跡、溶接特性等につき検討した。

#### 2. 超音波複合振動源の構成および駆動

**(1) 複合振動源の構成** 複合振動源は Fig. 1 に示すように、厚さ 25 mm 外径 193.6 mm のチタニウム合金製曲げ振動円盤部の曲げ振動ループ部に垂直に 40kHz の段付きカテナイダルホーン (JISH4650、速度変成比:3.06) およびボルト締めランジュバン型 PZT 振動子 (BLT、直径 30 mm) から成る駆動用縦振動系 6 本をねじ接合により設置している。円盤は節円が 2、直径方向の節線が 1 の曲げ振動モード (2, 1) で振動する。駆動用縦振動系は 2 本を振動ループ上に、節線に対称に設置し、複合曲げ振動カテナイダルホーン (先端部直径 10 mm、基部直径 36 mm) はステンレス鋼製 (SUS304B) で円盤中央部の上部にねじ接合により設置している。**(2) 複合振動源の駆動** 円盤中央部に設置した曲げ振動ホーンは、円盤に対向する振動子 2 本を 1 組として円盤中央部が曲げ振動ノードとなる様に変成比 1:1:1 のトランスを介して逆位相になるように駆動している。更に円盤に設置した振動子対 3 組を位相差  $120^\circ$  で、可変位相出力を有する任意波形発生器、トランス 3 組、SIT 電力増幅器 (500 W) 3 台等を用いて同時駆動した。**(3) 振動の測定** 複合振動源各部の振動振幅分布等はレーザードップラ振動計を用いて測定した。

**3. 超音波複合振動源の振動特性** **(1) 複合振動源の自由アドミッタンスループ** 基部直径 36 mm の曲げ振動カテナイダルホーンを円盤上部に設置した場合の振動系全体の自由アドミッタンスループの測定結果を Fig. 2 に示す。Quality factor は 641、動 admittance  $|Y_{mo}|$  は 63.7988 mS が得られた。**(2) カテナイダル複合曲げ振動棒を上部に設置した円盤と曲げ振動棒端面の振動分布** 基部直径 36 mm の曲げ振動棒を上部に設置した円盤の曲げ振動分布、曲げ振動棒端面の振動を測定した結果を Fig. 3 に示す。曲げ振動棒を円盤に設置した場合 43.303 kHz で節円が 3 の曲げ振動をしており、また曲げ振動による振動棒端面の垂直振動成分が測定されている。**(3) 上部に設置した曲げ振動棒および円盤部の振動分布** 直径 36 mm の曲げ振動棒を上部に設置した場合の曲げ振動棒および円

盤外周部の振動分布を測定した結果を Fig. 4 に示す。円盤外周部は振動ループで、円盤中央部の中心が振動ノードであり、中心の曲げ振動ノード部の傾斜により中心部に設置した曲げ振動ホーンが励振される。

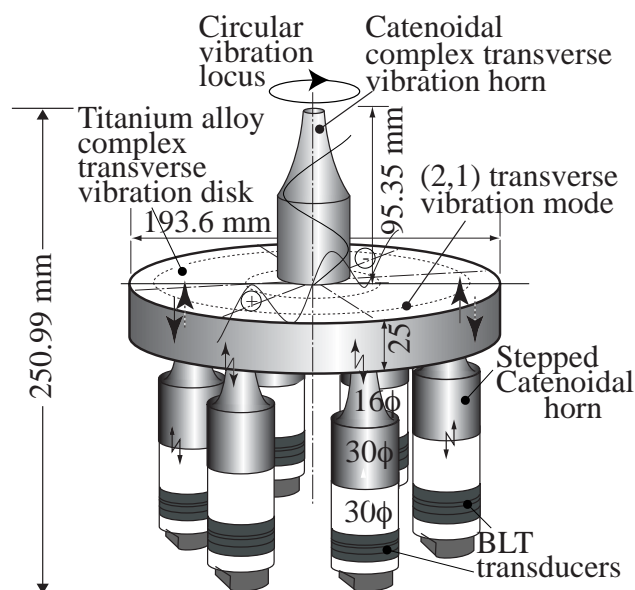


Fig. 1. Configuration of a 40 kHz complex vibration source using a catenoidal complex transverse rod, and a titanium transverse vibration disk of (2, 1) mode. Six driving longitudinal vibration systems consisted of a stepped catenoidal horn and a bolt-clamped Langevin type PZT longitudinal vibration transducer (BLT) are installed normally in the lower surface of the disk.

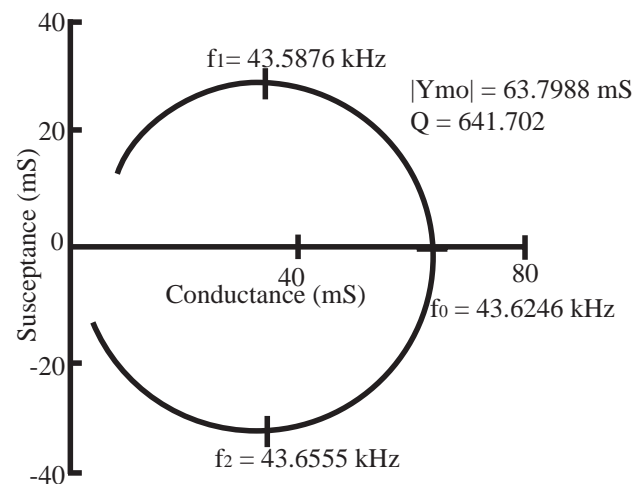


Fig. 2. Free admittance loop of the complex vibration source with an upper catenoidal complex transverse vibration horn at no load condition.

(4) 溶接チップ部の曲げ振動振幅 駆動電圧を変化させて複合曲げ振動棒先端部の溶接チップの曲げ振動振幅を測定した結果を Fig. 5 に示す。150 Vrms で約 4  $\mu\text{m}$  ( peak-to-zero value ) の振動振幅が得られている。(5) 溶接チップ部の振動軌跡 節線に対して対向に設置した対向する振動子対3組を駆動電圧10 Vrms , 120° 位相差で駆動した時の溶接チップ部の振動軌跡を Fig. 6 に示

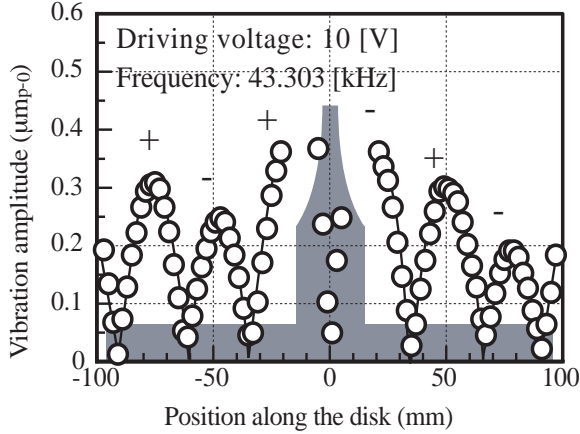


Fig. 3. Vibration amplitude distribution normal to the circular disk surface across the transverse disk with a catenoidal complex transverse vibration rod in the case where one transducer pair is driven.

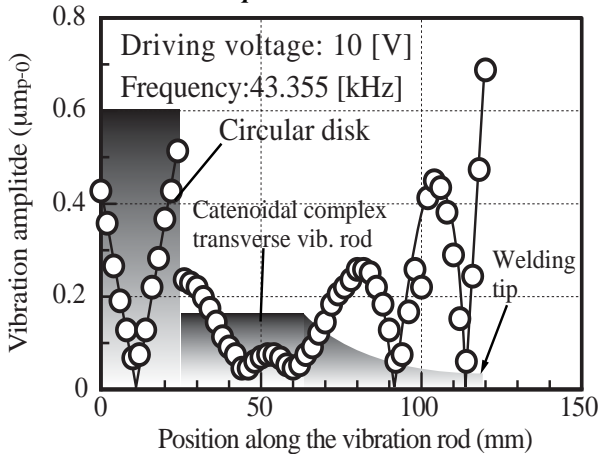


Fig. 4. Transverse vibration amplitude distribution along the upper stainless steel complex vibration rod and the side of the disk at resonance frequency of 43.355 kHz. Driving voltage: 10 Vrms constant.

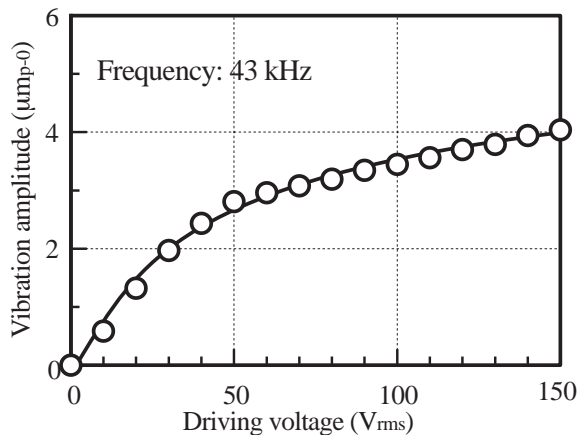


Fig. 5. Relationship between driving voltage and transverse vibration amplitude of the free end of the stainless steel complex transverse vibration catenoidal horn at no load condition.

す。ほぼ円形に近い楕円軌跡を得られている。(6) 溶接特性 板厚 1.0 mm の純アルミニウム板試料を重ね合わせ、溶接時間を変化させて、溶接部静加圧力一定、溶接試料間に Li-grease を挿入して溶接を行った場合の溶接強度を測定した結果を Fig. 7 に示す。溶接時間 10 s で最大溶接強度 539 N 、母材強度の 52% が得られた。

4. 結言 40 kHz のボルト締めランジュバン型 PZT振動子6本をチタニウム合金製曲げ円盤面内に設置し、円盤中央に設置した複合曲げ振動棒を駆動する複合振動源を構成し、振動特性、振動軌跡、溶接特性等につき検討した。

#### 文献

(1) 辻野, 上岡, 菊池: 縦振動円盤および曲げ振動円盤を用いた大容量超音波複合振動源の構成、振動特性および溶接特性について、電子情報通信学会技術研究報告、US2004-27 (2004. 7) pp. 23-28. (2) Jiomaru Tsujino, Tetsugi Ueoka, Yuya Kikuchi: Configurations of 40 kHz Ultrasonic Complex Vibration Sources with Complex Transverse Vibration Rods and a Disk with Multiple Transducers, 2004 IEEE Ultrasonics Symposium, Ferroelectrics and Frequency Control 50th Anniversary Conference, 2004.08. (3) 辻野, 上岡, 青山, 唐津: 40 kHz チタニウム合金製曲げ振動円盤を用いた大容量超音波複合振動源の振動特性について、日本音響学会 2005 年春季研究発表会 (2005. 03)

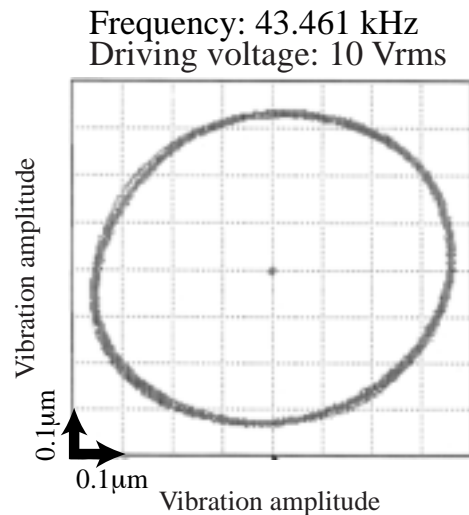


Fig. 6. Vibration locus at the free edge of the stainless catenoidal complex transverse vibration rod. Driving voltage: 10 Vrms constant.

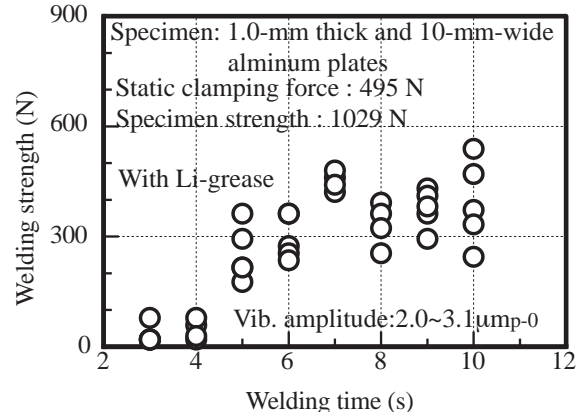


Fig. 7. Relationship between welding time and weld strength of two lapped 1.0-mm-aluminum plate specimens welded using the complex vibration system with Li-Grease inserted between the welding surfaces.

## 27 kHz 大容量超音波複合振動源の振動特性の向上について Improvement of Vibration Characteristics of a 27 kHz Large Capacity Ultrasonic Complex Vibration Source Using a Longitudinal Vibration Disk Driven with Multiple Longitudinal Vibration Systems

辻野 次郎丸 ◎給前 喬文 菊池 雄也 上岡 哲宜 (神奈川大・工)

Jiromaru TSUJINO, Takafumi Kyuzen, Yuuya KIKUTI and Tetsugi UEOKA (Univ. KANAGAWA, Faculty of Engineering)

**1. 緒言** 大型試料の超音波溶接を実現する目的で 27 kHz のステンレス鋼製 2 段階付き複合曲げ振動棒、ステンレス鋼製縦振動円盤、ボルト締めランジュバン型 PZT 振動子 6 本、アルミニウム合金製段付きカテナイダルホーン、ステンレス鋼製振動系保持用段付き曲げ振動棒を用いて構成し、振動源を改善した。振動特性・溶接チップ振動軌跡、複合振動源の固定方法等につき検討した。

**2. 超音波複合振動源の構成および駆動 (1) 複合振動源の構成** 複合振動源は Fig.1 に示すように、厚さ 40 mm 外径 220 mm の円盤部 (SUS304B) の外周部に取り付け部距離 215 mm で、円盤外周部にアルミニウム合金製段付きカテナイダルホーン (JISA5056S、速度変成比: 2) および 27 kHz のボルト締めランジュバン型 PZT 縦振動子 (BLT: 直径 40 mm) ねじ接合により設置してある。円盤中央部の上部には (1) 基部直径 50 mm の振動棒の 2 カ所に振動速度変成の目的で段付き部を設けた先端部直径 20 mm のステンレス鋼製の複合曲げ振動棒を、および下部に (2) 基部直径 50 mm のノード部 2 カ所に段付き部および直径 80 mm の振動系保持用のフランジ部段付き部を設けた複合曲げ振動棒 (SUS304B) をねじ接合して構成している。固定用フランジには内部および外部周辺に溝を加工して Compliance を大きくしてある。曲げ振動棒の各段付き部には曲率を付けてある。

**(2) 複合振動源の駆動** 中央部に設置した曲げ振動棒は、円盤外周部に設置した対向する振動子 2 本を一組として円盤中央部が振動ループとなる様に変成器を介して 2 波長縦振動モードで駆動している。更に円盤外周部に設置した振動子対 3 組を、任意波形発生器 3 組の変成器、3 台の SIT 電力増幅器 (500 W) を用いて振動位相差 120° で同時駆動し、複合曲げ振動棒先端部でほぼ円形軌跡を得ている。

**(3) 複合振動溶接装置の構成** Fig. 1 に示す複合振動溶接装置は複合振動装置、静圧力印加用油圧装置、作業台、溶接用架台等から構成している。複合振動系は固定用曲げ振動系ノード部フランジに取り付けた固定用鋼製円盤 (直径 200 mm、厚さ 12 mm) および段付き部を固定用治具により保持し、静圧力印加用油圧シリンダに設置してある。

**(4) 振動分布・振動軌跡の測定** 複合振動源の曲げ振動および振動軌跡等は伝送特性を同一に調整したレーザドップラ振動計 2 台および位相差計等を用いて測定した。

**3. 超音波複合振動源の振動特性 (1) 複合振動源の自由アドミタンスループ** 基部直径 50 mm の 2 段階付き複合曲げ振動棒を円盤上部に設置した場合の振動系全体の自由アドミタンスループの測定結果

Fig.2 に示す。Quality factor は 914、動アドミタンス  $|Y_{mo}|$  は 134 mS が得られている。また、力率補正のために  $L_c=0.256$  mH のインダクタンスを挿入した場合、Quality factor は 369 と減少するが、動アドミタンス  $|Y_{mo}|$  は 562 mS と大きくなっている。(2) 円盤のみ振動分布および 2 段々付き複合曲げ振動棒を上部に設置した円盤と曲げ振動棒端面の振動分布 円盤のみの場合の曲げ振動分布を Fig.3、基部直径 50 mm の曲げ振動棒を上部に設置した円盤の曲げ振動分布、曲げ振動棒端面の振動を測定した結果を Fig.4 に示す。円盤のみの振動分布は、垂直振動分布と面内の縦振動分布はループ部とノード部が対応しており、円盤中央

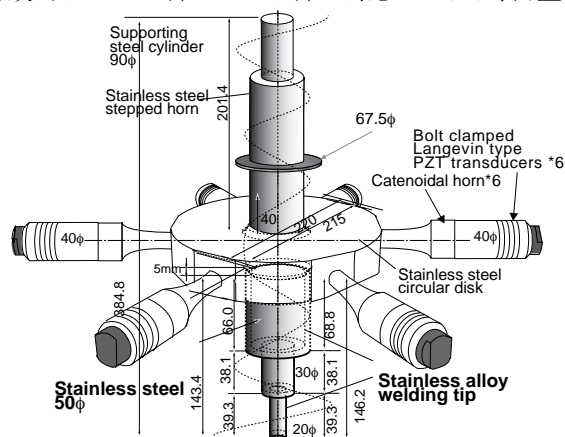


Fig. 1. Configuration of a large capacity complex vibration source using a stainless steel stepped complex transverse vibration rod with a welding tip, a stepped complex transverse vibration rods with a flange for supporting the vibration system and a longitudinal vibration disk with six bolt-clamped Langevin type PZT longitudinal vibration transducers.

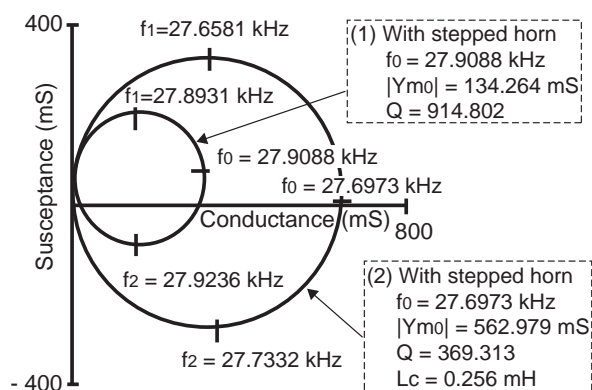


Fig. 2. Free admittance loops of the (1) without and (2) with a power factor compensating inductance  $L_c=0.256$  mH the complex vibration source measured from a transducer pair which are installed in the opposite side of the disk, at no load condition.

部が縦振動ループである円盤全体で 3 波長縦振動していることが分かる。また、曲げ振動による振動棒端部の垂直振動成分が測定され、円盤の垂直方向の振動振幅の最大、最小部は、縦振動のループおよびノード部に対応しており、円盤周辺部はほぼ縦振動のループとなっている。また、曲げ振動ノード部に設置した段付き部では軸方向の縦振動振幅は小であるが、曲げ振動の縦方向成分が測定された。(3) 複合曲げ振動棒の長さ方向の曲げ振動分布 基部直径 50 mm の複合曲げ振動部を含む曲げ振動分布を駆動電圧 10 Vrms 一定で測定した

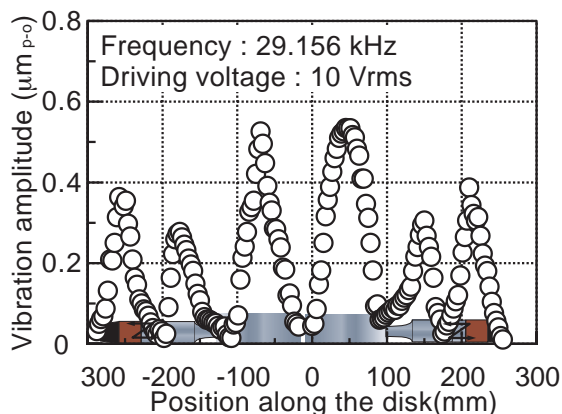


Fig. 3. Vibration amplitude distribution normal to the circular disk surface along the longitudinal transducer pair axis across the disk. Driving voltage: 10 Vrms constant.

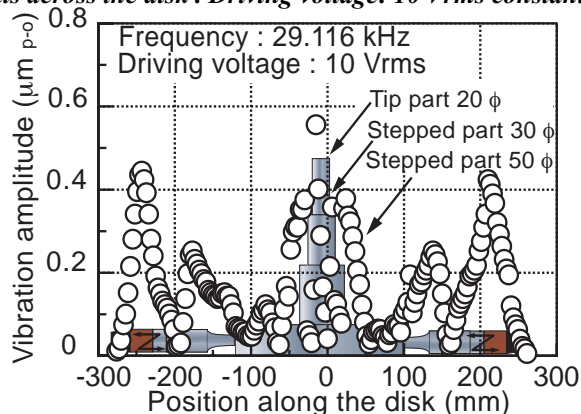


Fig. 4. Vibration amplitude distribution normal to the circular disk surface across the transverse disk with a stepped complex transverse vibration horn in the case where one transducer pair is driven.

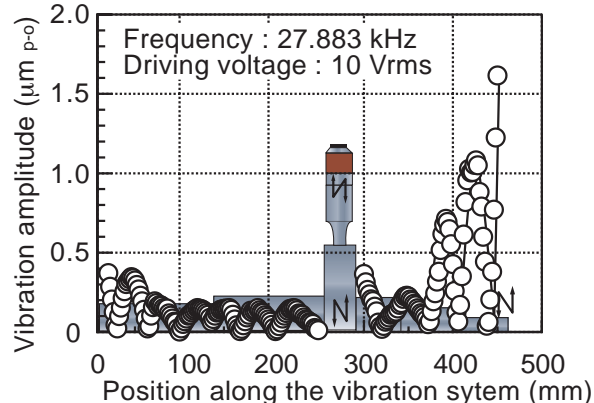


Fig. 5. Transverse vibration amplitude distribution along the 50-mm-diameter stainless steel stepped transverse vibration rod and 50-mm-diameter stainless steel rod at frequency of 27.883 kHz. Driving voltage: 10 Vrms constant.

結果を Fig.5 に示す。段付き曲げ振動棒先端部の振動振幅が最大になる周波数で測定している。駆動電圧 10 Vrms でステンレス鋼製段付き曲げ振動棒先端部の振動振幅  $1.62 \mu\text{m}_{p-o}$  (peak-to-zero value) が得られている。振動系固定用ステンレス鋼の曲げ振動棒部の振動振幅は小である。(4) 溶接チップの振動軌跡 ステンレス鋼製複合振動棒先端溶接チップ部の振動軌跡をレーザドップラ振動計 2 台を用いて測定した結果を Fig.6 に示す。ほぼ円に近い振動軌跡が得られている。(5) 溶接チップの振動振幅 振動系の駆動電圧を変化させて段付き曲げ振動棒の先端部 (溶接チップ) の振動振幅を測定した結果を Fig.7 に示す。基部直径 50 mm のステンレス鋼製段付き曲げ振動棒先端部の振動振幅は、100 Vrms の場合で力率補正無しの場合には  $6.81 \mu\text{m}_{p-o}$ 、力率補正をした場合には  $9.16 \mu\text{m}_{p-o}$  が得られている。

4. 結言 27 kHz の BLT 振動子および段付きカテナイダルホーンからなる縦振動系 6 本を縦円盤外周部に設置し、円盤中央に設置したステンレス鋼製段付き複合曲げ振動棒を駆動する複合振動源を構成し、振動特性、振動分布、振動軌跡等につき検討した。現在、溶接特性につき検討中である。

#### 文献

- (1) 辻野、上岡：段付き複合曲げ振動棒を用いた大容量の超音波複合振動源の振動特性について、電子情報通信学会技術研究報告、US2002-115 (2003. 4) pp. 13-18.
- (2) 辻野、上岡、菊池：縦振動円盤および曲げ振動円盤を用いた大容量超音波複合振動源の構成、振動特性および溶接特性について、電子情報通信学会技術研究報告、US2004-27 (2004. 7) pp. 23-28.

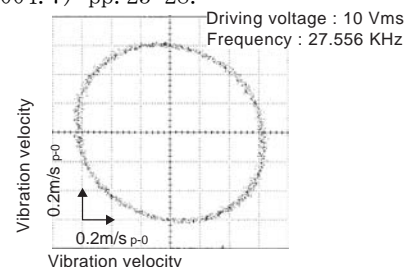


Fig. 6. Vibration locus at the free edge of the 50-mm stainless steel stepped complex transverse vibration horn at frequency of 27.556 kHz. Driving voltage: 10 Vrms.

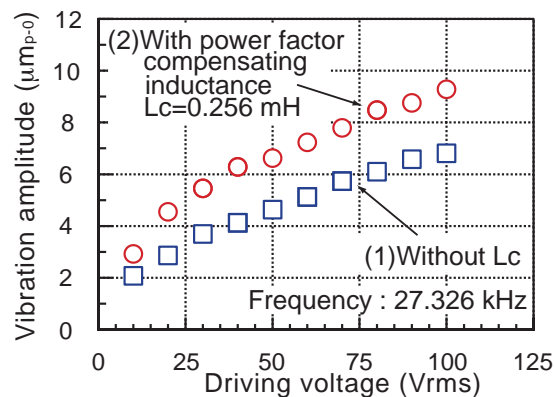


Fig. 7. Relationships between driving voltage and vibration amplitudes of the free edge of the stainless steel stepped horn (1) without and (2) with a power factor compensating inductance  $L_c = 0.256 \text{ mH}$  at no load condition.



# チタニウム合金斜めスリット振動変換器を用いた 19 kHz 複合振動超音波シーム溶接装置の溶接特性について

## Welding Characteristics of a 19 kHz Ultrasonic Complex Vibration Seam Welding System Using a Titanium Alloy Converter

辻野 次郎丸 ◎唐津 良平 田中 俊 上岡 哲宜 (神奈川大・工)  
**Jiromaru TSUJINO, Ryohei KARATSU, Shun TANAKA and Tetsugi UEOKA**  
 (Univ. KANAGAWA, Faculty of Engineering)

**1. 緒言** 従来は鉄鋼(SK-4)、ステンレス鋼(SUS304B)製複合振動変換器を用いた超音波シーム溶接装置を用いて、各種の金属材料の溶接を行ってきた。強度および硬度が高い金属試料の接合には、より大きな振動振幅が必要となり、また必要静圧力も高くなる。このため、溶接困難な金属材料の接合を可能とするため、複合振動変換器の材質をチタニウム合金(JISH4650)に変え、超音波シーム溶接装置を構成し、振動特性、溶接特性について検討した。

**2. 複合振動超音波シーム溶接装置の構成** (1) **19 kHz の複合振動軌跡の超音波シーム溶接装置** 複合振動超音波シーム溶接装置の構成図を Fig. 1 に示す。チタニウム合金製縦-ねじり振動変換器(直径 40 mm)は先端部に外径 43.5 mm、幅 3.0 mm の複合振動円径溶接チップを加工してある。複合振動変換器は振動変換用に斜めスリットを直接加工してある。円径溶接部チップを先端に有する複合振動変換器は直径 50 mm のボルト締めランジュバン型 PZT 振動子によりコニカルホーン(振動速度変成比 4)を介して駆動した。縦-ねじり振動変換器は先端内側に内径 29 mm、深さ 63.1 mm の穴を設け、速度変成を行っている。溶接装置は 2 kW の電力増幅器で駆動した。(2) **縦-ねじり振動変換器** 材質はチタニウム合金製丸棒(JISH4650)を用いて試作した。スリットの深さ、位置等は等価伝送線路法を用いて算出した。変換器先端部より 28.0 mm の位置に角度 45 度で幅 0.5 mm、深さ 2.5 mm、長さ 34 mm のスリット 12 本を放電加工機を用いて直接加工した。(3) **シーム溶接方法** シーム溶接用振動系はベアリングを用いた回転装置に設置し、XY 溶接作業台を溶接チップの回転と同期させて平行移動させて行った。上部および下部溶接試料は重ね合わせ、滑り止めの鉄鋼ヤスリを用いた作業台上に置き、円板溶接チップおよび作業台を同期させて回転および平行移動して連続溶接する。作業台は静圧力を一定に保持するため、シリコンゴム上に設置してある。(4) **振動特性の測定** 変換器部、ホーン部、振動部を一軸構成に設置し、径方向振動はレーザードップラー振動計(～20MHz)、縦方向振動およびねじり振動は面内振動計を用いて測定した。(5) **溶接試料** 溶接試料として板厚 0.1 mm、幅 25 mm のステンレス鋼板(SUS304P)および、板厚 0.5 mm、幅 25 mm のアルミニウム板(JISH1050)を用いた。

**3. 縦-ねじり振動特性** (1) **アドミタンスループ** 振動系全体のアドミタンスループを Fig. 2 に示す。

縦振動、ねじり振動の共振周波数が近いことにより単一のループとなっている。共振周波数  $f_0 = 18.218$  kHz、動 admittance  $|Y_{mo}| = 5.5$  mS、Quality factor は 588 である。(2) **径-ねじり振動分布** 一軸構成した振動系を駆動電圧 10 V<sub>rms</sub>、共振周波数 17.7 kHz で駆動した場合の変換器部の径方向およびねじり振動分布を Fig. 3 に示す。径方向振動分布は変換器の孔の底部付近でループ(縦振動のノード)になり、チップ部でノード(縦振動のループ)、ねじり振動分布はチップ部でループになっていることが分かる。(3) **駆動電圧-振幅特性** 共振周波数 17.7 kHz で駆動電圧を変化させて、変換器の溶接チップ部の縦-ねじり

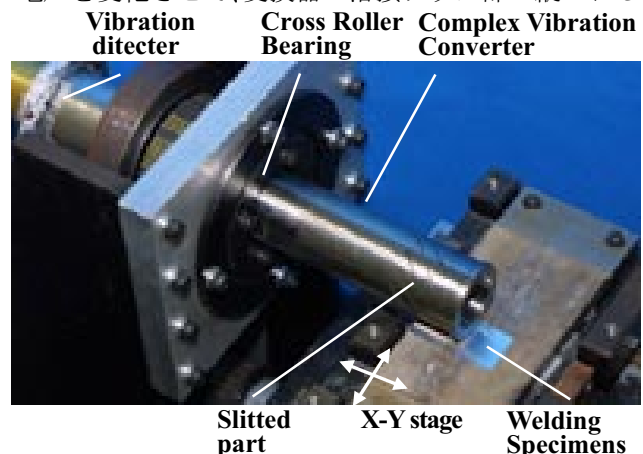


Fig. 1. Configuration of a 19 kHz complex vibration ultrasonic seam welding system using a longitudinal-torsional vibration converter and a circular welding tip vibrating in elliptical locus.

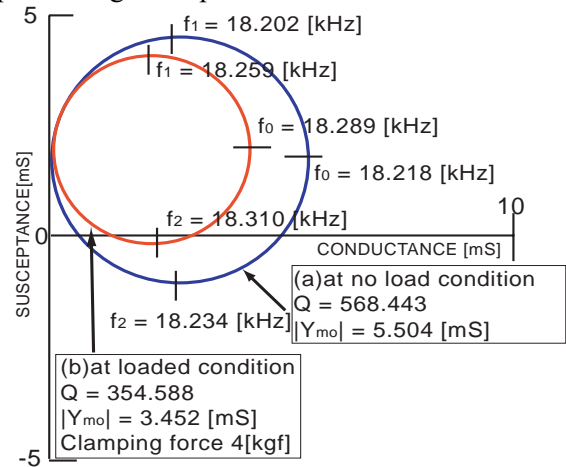


Fig. 2. Free admittance loops of the 19 kHz complex vibration system (a) at no load condition and (b) at loaded condition.

り振動振幅を測定した結果をFig. 4に示す。縦振動振幅は 30 Vrms で16  $\mu\text{m-p-p}$ 、ねじり振動振幅は 30 Vrms で 2  $\mu\text{m-p-p}$  が得られた。(4)縦-ねじり振動軌跡 振動系を駆動電圧 5 Vrms、共振周波数 17.7 kHz で駆動した場合の溶接チップ部の縦-ねじり振動軌跡をFig. 5に示す。縦およびねじり振動の位相差は66°で縦振動振幅 1.0  $\mu\text{m-p-p}$ 、ねじり振動振幅 0.11  $\mu\text{m-p-p}$  で長楕円となっている。更にスリット形状、位置、深さを調整することで円に近くなる。

**4. 溶接特性 (1) ステンレス鋼板の溶接特性** 振動振幅を変化させてステンレス鋼板を重ね合わせ溶接を行った。入力パワーおよび溶接強度の測定結果をFig. 6に示す。静加圧力は 4 N、溶接速度は 20 mm/s 一定である。振動振幅 16  $\mu\text{m-p-p}$  付近から接合が行われ、振動振幅の増加に伴い溶接強度が増加している。振動振幅 17.5  $\mu\text{m-p-p}$  では 800 N の溶接強度が得られた。溶接チップの滑りを小にすることにより、更に強度が得られる。(2) アルミニウム板の溶接特性 振動振幅を変化させてアルミニウム板を重ね合わせ溶接を行った。入力パワーおよび溶接強度の測定結果をFig. 7に示す。静加圧力は 4 N、溶接速度は 10 mm/s 一定である。振動振幅 13  $\mu\text{m-p-p}$  付近から接合が行われ、振動振幅の増加に伴い溶接強度が増加している。振動振幅 14  $\mu\text{m-p-p}$  では1600 N の溶接強度が得られた。

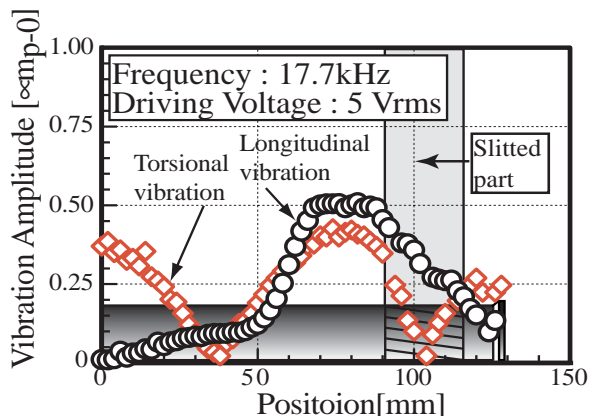


Fig. 3. Vibration amplitude distributions along the complex vibration converter at resonance frequency of 17.7 kHz.

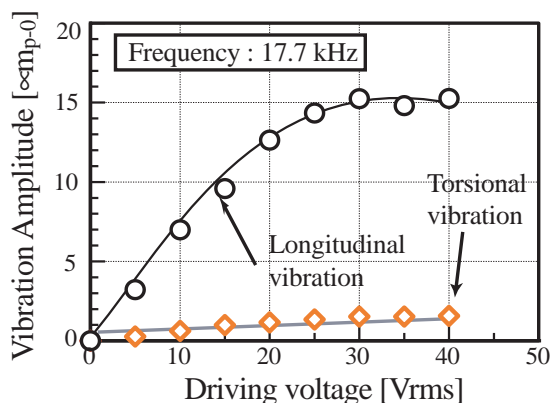


Fig. 4. Relationship between driving voltage and longitudinal and torsional vibration amplitudes of the titanium alloy welding tip.

**5. 結言** 19 kHz チタニウム合金製複合振動変換器を用いた複合振動超音波シーム溶接装置を用いてステンレス鋼板、アルミニウム板の溶接特性につき検討した。

**文献** (1) 辻野、升岡、津田、上岡：複合振動超音波シーム溶接装置によるアルミニウム合金、ステンレス鋼薄板の溶接特性について、日本音響学会春季研究発表講演論文集(2004. 03) pp. 895-896. (2) 辻野、上岡、唐津、岸本：19kHz チタニウム合金製複合振動超音波シーム溶接装置の振動特性について-複合振動を用いた超音波溶接について(50)-日本音響学会2005年春季研究発表会講演論文集(2005. 03)

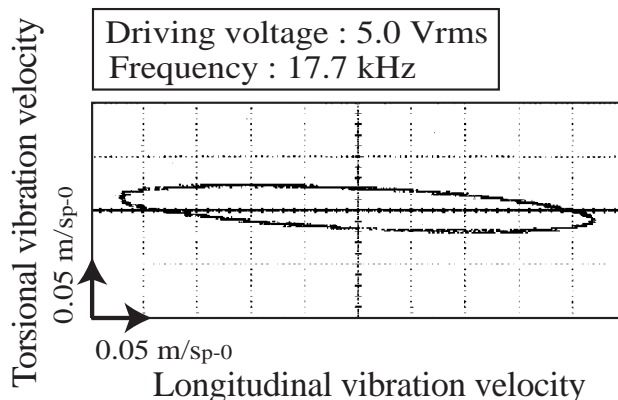


Fig. 5. Vibration locus of the longitudinal-torsional complex vibratoin disk welding tip at resonance frequency of 17.7 kHz.

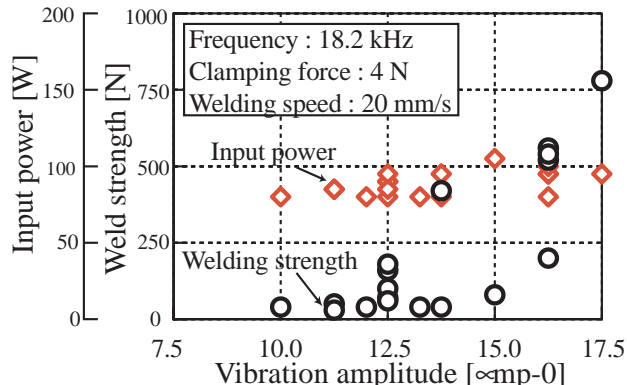


Fig. 6. Relationship between welding tip longitudinal vibration amplitude, input power and weld strength of 25-mm-wide and 0.1-mm thick stainless plate specimens.

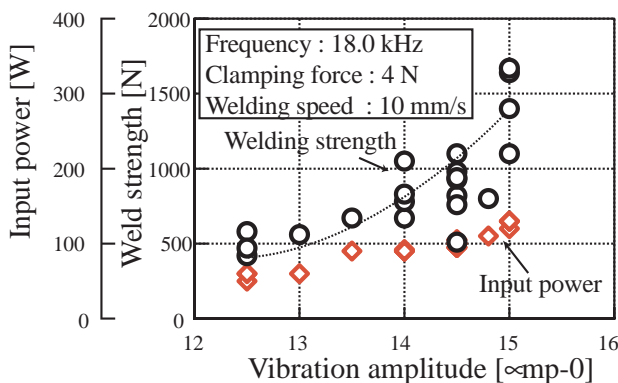


Fig. 7. Relationship between welding tip longitudinal vibration amplitude, input power and weld strength of 25-mm-wide and 0.5-mm thick aluminum plate specimens.

## 40 kHz の直交した縦振動系で駆動する超音波複合振動溶接装置の振動特性について

Vibration Characteristics of 40 kHz Ultrasonic Complex Vibration Welding Systems with a Complex Transverse Vibration Horn Driven Using Longitudinal Vibration Systems Installed in a Cross Angle.

辻野 次郎丸 ◎三浦 宏之 本江 美杉 (神奈川大・工)

Jiromaru Tsujino, Hiroyuki Miura, Misugi Hongoh (Faculty of Engineering, KANAGAWA University)

**1. 緒言** より大きな振動容量を得るため、駆動部直径 30 mm の直交した縦振動系 2 本および 4 本を用いて溶接チップ部を有する段付きまたはカテナイダル曲げ振動ホーンをループ部で駆動する 40 kHz の超音波複合振動装置を構成した。2 本の縦振動系で駆動する複合振動源は、非対称のため共振周波数の近傍で不要振動が励振されるため、対称駆動が必要である。(1) 駆動振動系の反対部分にダミーの振動系を付加する、また(2) 4 本の縦振動系で駆動する複合振動源を構成し、振動特性、振動軌跡等につき検討した。複合曲げ振動棒との接合面および反対側の端面で反射する振動成分および曲げ振動の励振により不要な周波数成分の共振が発生する。この不要共振を避けるために縦振動系を対称に設置した装置を構成し、振動特性、振動軌跡等につき検討した。

**2. 複合振動超音波溶接装置** 試作した共振周波数 40 kHz の (1) 駆動用縦振動系に対抗してダミー振動系 (1/2 波長カテナイダルホーンまたは円筒) を設置した複合振動系を Fig. 1 に、(2) 同一の縦振動系に対抗して設置した複合振動系 Fig. 2 に示す。複合曲げ振動棒 (ステンレス鋼製: SUS304B) は基部直径 40 mm で、駆動用縦振動系を接合するための振動ループに設けた平面部 (間隔 30 mm)、先端部が溶接チップ部 (直径 15 mm) である速度変成のためのカテナイダルホーン部から構成している。複合曲げ振動棒の固定のため基部直径 40 mm の曲げ振動ループ部に固定用フランジを設置してある。駆動用縦振動系は直径 30 mm の 40 kHz ボルト締めランジュバン型 PZT 振動子 (BLT) およびカテナイダルホーン (チタニウム合金: JISH4650、速度変成比  $N = 2.57$ ) から構成している。各振動系はカテナイダル複合曲げ振動棒は曲げ振動ループ部を平面に加工し、直交してねじ接合により設置している。駆動には Arbitrary waveform generator、500 W の SIT 電力増幅器 2 台および変成器を用いて位相差  $90^\circ$  で各本の振動系を同時に駆動し溶接チップ部ではほぼ円形の軌跡を得ている。

**3. 複合振動系の振動特性・振動軌跡** (1) 40 kHz 複合振動系全体の Free admittance loop (1) 駆動用縦振動系 A からダミー振動系なしで測定した Admittance loop を Fig. 3 に示す。共振周波数は 43.69 kHz、Quality factor は 781.99 となっている。動 admit-

tance  $|Y_{mo}|$  は振動系 A では 95.80 mS であるが共振周波数近傍に不要共振が発生している。このため不要共振を取り除くために駆動用縦振動系の反対部分にダミー振動系としてカテナイダルホーンを設置した場合および 4 本の縦振動系で対称に駆動する複合振動源の Free admittance loop を Fig. 4 に示す。2 本の振動系で駆動する場合には力率補正のためインダクタンス  $L_c = 0.691$  mH を挿入している。共振周波数は 35.53 kHz、Quality factor は 289.22、動 admittance  $|Y_{mo}|$  は振動系 A では 71.14 mS となった。4 本の BLT 振動子で駆動する場合には対抗する振動系を変成器を用いて逆相で駆動

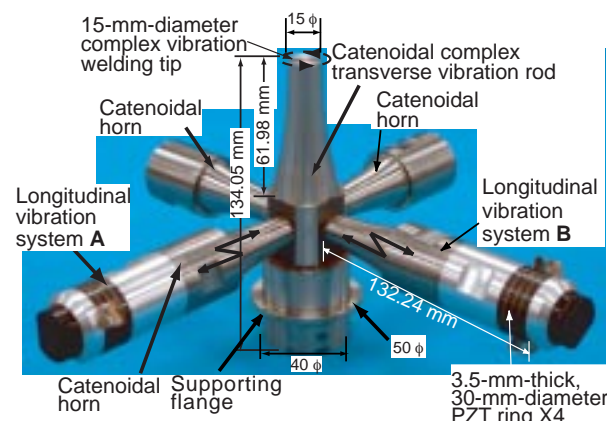


Fig. 1. Configuration of a 40 kHz ultrasonic welding system using a catenoidal complex transverse vibration rod and two driving longitudinal vibration systems and two dummy vibration systems crossed at a right angle .

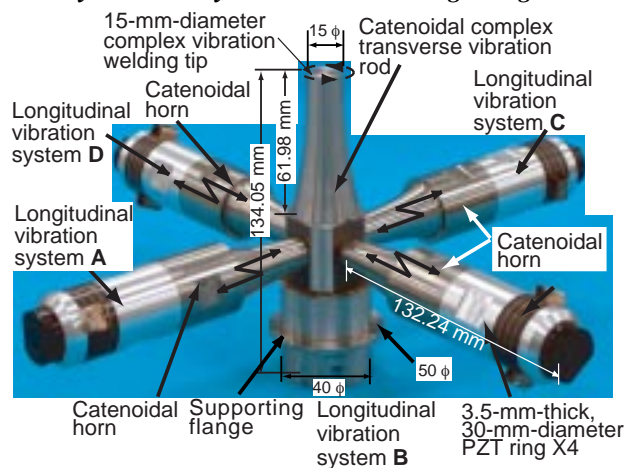


Fig. 2. Configuration of a 40 kHz ultrasonic welding system using a catenoidal complex transverse vibration rod and four driving longitudinal vibration systems crossed at a right angle.

E-mail: tsujino@cc.kanagawa-u.ac.jp

した。力率補正のために $L_c=1.037$  mHを挿入している。共振周波数は35.34 kHz、Quality factorは290.58、動admittance  $|Y_{m0}|$ は132.84 mSである。2本のBLT振動子で駆動する場合にはダミーの振動系を設置することにより近傍の不要共振を取り除くことができた。また4本の縦振動系で駆動する場合には近傍に不要共振が発生していない。(2) 40 kHz 複合曲げ振動棒の長さに沿った曲げ振動速度分布 駆動用縦振動系2本を駆動し、曲げ振動棒に沿って測定した振動速度分布を Fig. 5 に示す。振動棒直径 40 mm の部分の振動速度は $0.04$  m/s<sub>p-0</sub>であるが、カテナイダルホーン端部では $0.20$  m/s<sub>p-0</sub>と振動速度が5倍となっている。複合曲げ振動棒の支持部は先の実験結果から曲げ振動ループとしている。振動系全体は曲げ振動ノード数が5のモードで振動している。(3) 曲げ振動棒端部での振動軌跡 測定結果を Fig. 6 に示す。各駆動用縦振動系を位相差 $90^\circ$ で同時駆動することによりほぼ円形の振動軌跡が得られる。(4) 溶接チップ部振動振幅 駆動電圧を変化させて40 kHzの複合曲げ振動棒の自由端部(溶接チップ部)の振動振幅を測定した結果を Fig. 7 に示す。無負荷時で駆動した場合の振動振幅は駆動電圧150 V<sub>rms</sub>で約 $9.0$   $\mu\text{m}_{p-0}$ の振動振幅が得られるが、4.0 Nの静加圧力を加えた負荷時には駆動電圧150 V<sub>rms</sub>で約 $7.5$   $\mu\text{m}_{p-0}$ の振動振幅が得られた。

**4. 結言** 基部直径 40 mm、溶接チップ直径 15 mm の複合曲げ振動ホーンを、振動棒ループ部に直交して設

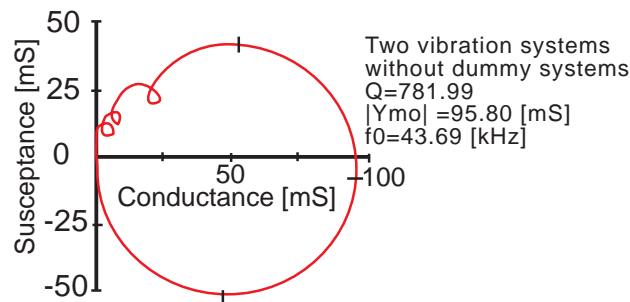


Fig. 3. Free admittance loop of a 40 kHz complex transverse vibration system without dummy system at no load condition.

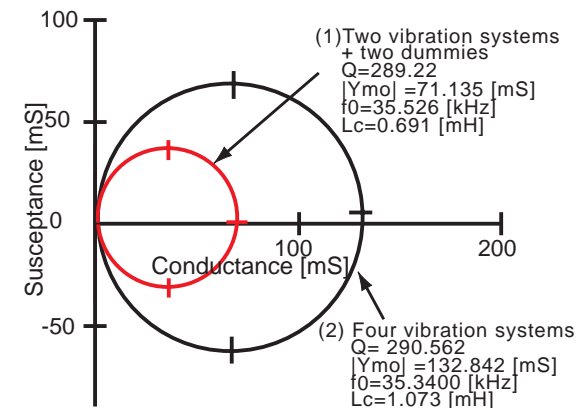


Fig. 4. Free admittance loops of a 40 kHz complex transverse vibration system with (1) two and (2) four longitudinal vibration systems at no load condition with power factor compensating inductance  $L_c$ .

置した縦振動系2本、2本+ダミー振動系および4本で駆動する超音波溶接用複合振動装置を構成し、振動特性、振動軌跡等につき検討した。溶接チップ部では無負荷時で最大で $9.0$   $\mu\text{m}_{p-0}$ 、負荷時では最大で $7.5$   $\mu\text{m}_{p-0}$ の振動振幅が得られた。溶接チップ部ではほぼ円形の振動軌跡が得られた。現在、更に複合振動装置の性能の向上および各種試料の溶接特性につき検討中である。

**文献** (1)辻野次郎丸,坂巻典秀,石井祐治,藤井貴規: 40kHzの直交した縦振動系2組で非対称駆動する超音波複合振動溶接装置の振動特性について-複合振動を用いた超音波溶接について (51) -、日本音響学会2005年春季研究発表会講演論文集(2005.03) pp.1055-1056 (2) 辻野次郎丸,坂巻典秀,藤井貴規,石井祐治: 40kHzの直交した縦振動系4組で対称駆動する超音波複合振動溶接装置の振動特性について-複合振動を用いた超音波溶接について (52) -、日本音響学会2005年春季研究発表会講演論文集, (2005.03) pp.867-868

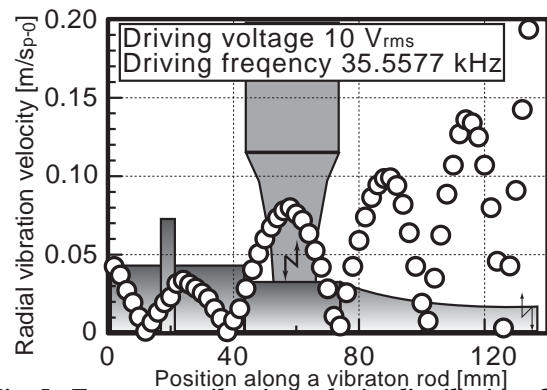


Fig. 5. Transverse vibration velocity distribution along a 40 kHz catenoidal complex transverse vibration horn with four longitudinal vibration systems.

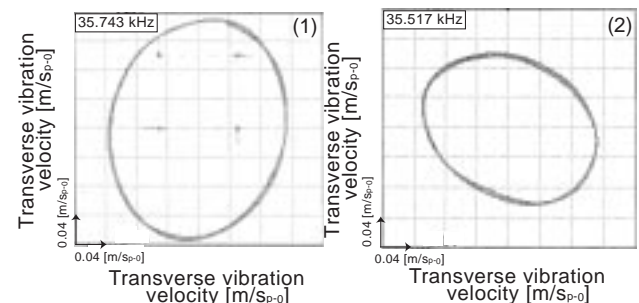


Fig. 6. (1)Two vibration systems (2)four vibration systems Vibration loci of a free end (welding tip) of the 40 kHz complex transverse vibration catenoidal horn.

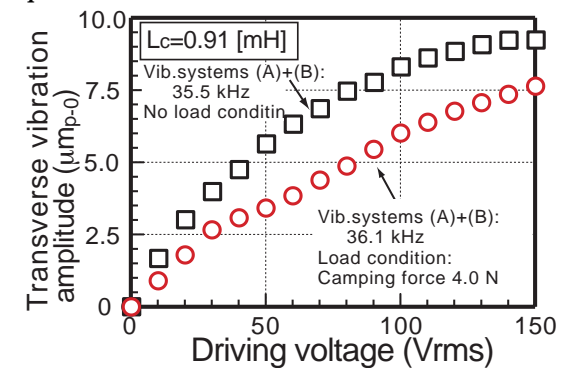


Fig. 7. Relationships between driving voltage and vibration velocity of the 40 kHz longitudinal vibration system with two vibration systems and transverse vibration velocity at free end of the complex transverse vibration horn with a power factor compensating inductance  $L_c$ .

## 40 KHz の斜めスリット複合振動変換器を用いた 超音波溶接装置の溶接特性について Welding Characteristics of a 40 kHz Ultrasonic Complex Vibration System Using a Complex Vibration Converter with Diagonal Slits

辻野 次郎丸    ◎川崎 高広    岸本 豪    平井 一紀    (神奈川大・工)  
Jiromaru TSUJINO, Takahiro KAWASAKI and Goh KISHIMOTO and Kazuki HIRAI  
(KANAGAWA University, Faculty of Engineering)

**1. 緒言** 複合振動を用いた超音波金属溶接は、溶接部が一樣となり、更に溶接面積および溶接強度が増加する等の顕著な効果を有している。溶接の効率化を図るために、40 kHz の溶接チップ面積が 5 mm 角、駆動用縦振動系直径が 30 mm の複合振動超音波溶接装置を構成し、振動特性、振動軌跡および直径 0.036 mm のポリウレタン被覆銅線と銅板の溶接特性につき検討した。

### 2. 40 kHz 超音波複合振動溶接装置

(1) 超音波複合振動溶接装置を試作した 40 kHz の複合振動系は縦振動部の直径が 30 mm、縦-ねじり振動変換器の直径が 20 mm である。複合振動変換器は、長さ 57.56 mm のチタニウム合金振動丸棒部 (JISH4650) の縦振動ノード部付近の外周部に斜めスリット振動変換部を設けて構成している。溶接チップ部は複合振動棒の先端部の外周に 4 箇所、一体加工して設置している。斜めスリット振動変換部は、変換器の縦振動ノード部近傍の外円周上に角度 45°、幅 0.5 mm、長さ 10 mm、深さ 2.0 mm の斜めスリット 12 本を放電加工機により直接加工した。縦振動の駆動には直径 30 mm、厚さ 3.5 mm の PZT ring 4 枚を用いたボルト締めランジュバン型振動子部を用い、更に一体加工した 2 段付きホーン部 (アルミニウム合金: JISA5056、速度変成比  $N = 4$ 、チタニウム合金: JISH4650、速度変成比  $N = 3.06$ ) をねじ接合して縦振動系部 (長さ 1.5 波長) を構成している。複合振動駆動部は固定用フランジ部で静圧力印加用装置を有する溶接用架台に設置した。

(2) **振動特性の測定** 振動系の縦およびねじり振動の振動分布、振動軌跡等はレーザドップラー振動計 2 台を、変換器部のねじり振動分布には面内振動計を用いて測定した。

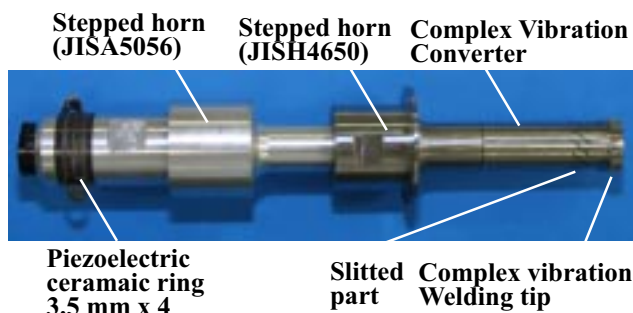
(3) **溶接試料** 上部溶接試料としてはポリウレタン被膜の外径 0.036 mm の銅線 (ポリウレタン被膜厚さ 0.003 mm、銅線部直径 0.030 mm)、下部溶接試料としては板厚 0.3 mm の銅板を用いた。ポリウレタン被膜は除去せず、直接溶接を試みた。従来の直線振動軌跡の超音波溶接装置では溶接はほとんど不可能である。

### 3. 複合振動系の振動特性および振動軌跡

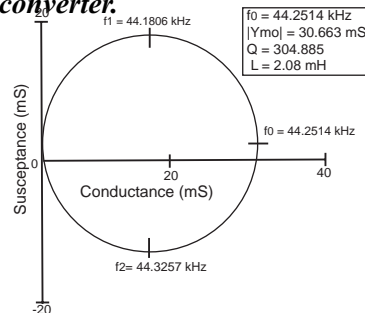
(1) 40 kHz の複合振動振動系の自由アドミタンスループを溶接チップに静圧力を

印加してない状態 (無負荷状態) で測定した結果を Fig. 2 に示す。Quality factor は、304.89 および Motional admittance  $|Y_{mo}|$  は、30.663 mS が得られている。

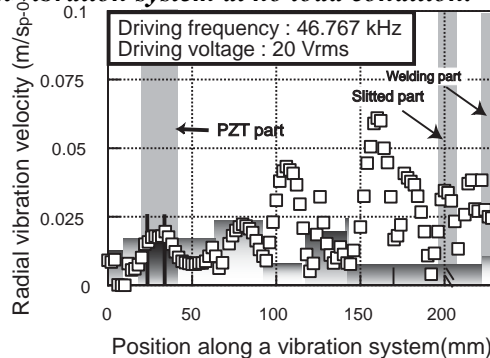
(2) **複合振動系全体の軸方向に沿った径方向の振動分布** 複合振動系全体の径方向の振動分布を測定した結果を Fig. 3 に示す。変換器部の先端は径方向振動のノード部 (縦振動のループ



**Fig. 1. Configuration of a 40 kHz of ultrasonic welding system using a longitudinal-torsional vibration converter.**



**Fig. 2. Free admittance loop of the 40 kHz complex vibration system at no load condition.**



**Fig. 3. Radial vibration velocity distribution along the complex vibration system with a complex vibration converter with twelve diagonal slits of 2.0 mm depth.**

部)に位置している。(3) **振動変換器部のねじり振動分布** 変換器部のねじり振動分布を測定した結果を Fig. 4 に示す。ねじり振動分布は振動ノード部が 4 箇所、存在しており溶接チップ部を含めてほぼ 2 波長でねじり振動をしていることが分かる。溶接チップ先端部で振動ループとなっている。(4) **溶接チップ上端部の縦振動、軸方向のねじり振動分布** 溶接チップの上端部で縦およびねじり振動分布を測定した結果を Fig. 5 に示す。この場合には縦振動成分はねじり振動成分の約 4.4 倍となっており、溶接チップ部分全体が縦振動およびねじり振動ともにほぼ一様に振動していることが分かる。(5) **溶接チップ振動軌跡** 溶接チップ先端部での振動軌跡を Fig. 6 に示す。縦振動およびねじり振動の位相差は約  $60^\circ$  で、楕円軌跡となっている。(6) **複合振動変換器先端部の縦-ねじり振動速度と駆動電圧** 駆動電圧を変化させた時の、溶接チップ部の縦およびねじり振動速度を測定した結果を Fig. 7 に示す。縦およびねじり振動速度とも駆動電圧が大になるに従って増加し、縦振動成分は最大で  $2.5 \text{ m/s}_{p-0}$ 、ねじり振動成分は最大は  $0.5 \text{ m/s}_{p-0}$  となっている。

4. **溶接特性** 振動振幅を変化させて、直径  $0.036 \text{ mm}$  の被覆銅線試料と板厚  $0.3 \text{ mm}$  の銅

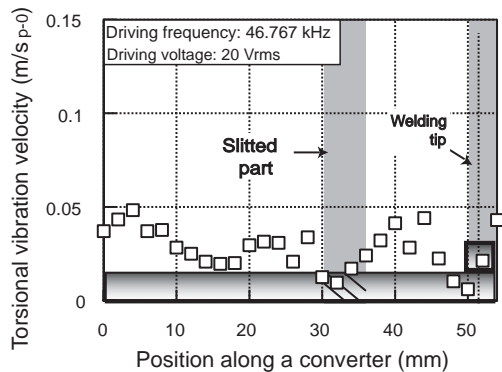


Fig. 4. Torsional vibration velocity distribution along a complex vibration converter with twelve diagonal slits of 2 mm depth.

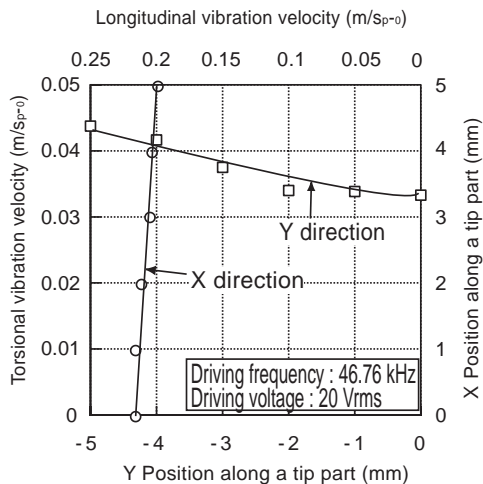


Fig. 5. Longitudinal and torsional vibration distributions along the 5-mm-square welding tip installed in the free edge of the converter.

板試料を重ね合わせて溶接を行い、溶接強度を測定した結果を Fig. 8 に示す。静加圧力  $19.28 \text{ N}$ 、溶接時間  $0.5 \text{ s}$  (一定)、振動振幅  $2.0 \text{ } \mu\text{m}$  で、母材強度の  $80\%$ 、 $0.33 \text{ N}$  の溶接強度が得られている。

5. **結言**  $40 \text{ kHz}$  の斜めスリット複合振動変換器を用いた超音波溶接装置を構成し、振動特性、溶接特性につき検討した。現在各種試料の溶接特性について検討中である。

文 献 [1] 辻野次郎丸、川崎高広、岸本豪(神奈川大・工):  $180 \text{ kHz}$  の斜めスリット複合振動変換器を用いた超音波溶接装置の溶接特性について-複合振動を用いた超音波溶接について(53)- 2005.03 日本音響学会2005年春季研究発表会講演論文集 東京農工大学(小金井)  
[2] 辻野次郎丸、川崎高広、岸本豪(神奈川大・工):  $200 \text{ kHz}$  の斜めスリット複合振動変換器を用いた超音波溶接装置の振動特性について-複合振動を用いた超音波溶接について(54)- 2005.03 日本音響学会2005年春季研究発表会講演論文集 東京農工大学(小金井)

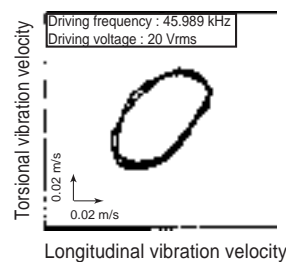


Fig. 6. Vibration locus of the welding tip installed in the free edge of the converter.

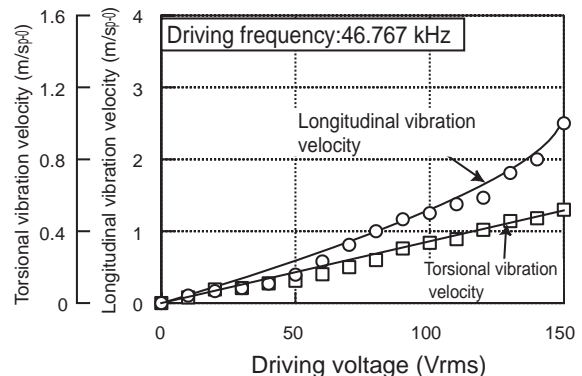


Fig. 7. Relationships between driving voltage, longitudinal and torsional vibration velocities at the free edge of the converter with twelve diagonal slits of 2 mm depth.

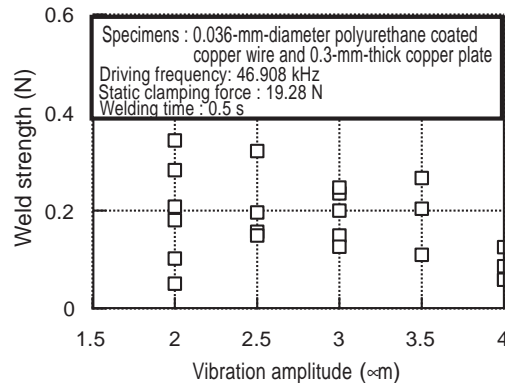


Fig. 8. Relationship between vibration amplitude and weld strength of  $0.036\text{-mm}$ -diameter polyurethane coated copper wire specimens welded using the  $40 \text{ kHz}$  complex vibration welding system.

# 150 kHz の斜めスリット複合振動変換器を用いた 超音波溶接装置の振動特性および溶接特性について Vibration and Welding Characteristics of a 150 kHz Ultrasonic Complex Vibration System Using a Complex Vibration Converter with Diagonal Slits

辻野 次郎丸 ◎岸本 豪 川崎 高広 平井 理光 (神奈川大・工)

Jiromaru TSUJINO, Goh KISHIMOTO, Takahiro KAWASAKI, Akimitsu HIRAI

(Faculty of Engineering, KANAGAWA University)

**1. 緒言** 複合振動を用いた超音波金属溶接は、溶接部が一樣となり、更に面積接合強度が増加する等の顕著な効果を有している。接合の効率化を図るために、高周波数化した 150 kHz の溶接チップ面積が 3 mm 角、駆動用縦振動系直径が 20.5 mm の複合振動超音波溶接装置を構成し、振動特性、振動軌跡および直径 0.12 mm のポリウレタン被覆銅線と銅板の溶接特性につき検討した。

**2. 150 kHz 複合振動超音波溶接装置** (1) **複合振動超音波溶接装置** 試作した 150 kHz の複合振動系は縦振動部の直径が 20.5 mm、縦ねじり振動変換器の直径が 11 mm で、構成の概略を Fig.1 がある。複合振動変換器は、長さ 33.71 mm のステンレス鋼振動丸棒部 (SUS304B) の縦振動ノード部付近の外周部に斜めスリット振動変換部を設けて構成している。溶接チップ部は複合振動棒の先端部の外周に 4 箇所、一体加工して設置している。斜めスリット振動変換部は、変換器の縦振動ノード部近傍の外円周上に角度 45°、幅 0.5 mm、長さ 8.0 mm、深さ 2.0 mm の斜めスリット 8 本を放電加工機により直接加工した。縦振動の駆動には直径 20 mm、厚さ 3 mm の PZT ring 4 枚を用いたボルト締めランジュバン型振動子部を用い、更に一体加工した段付きホーン部 (アルミニウム合金: JISA5056B、速度変成比  $N = 3.5$ ) をねじり接合して縦振動系部 (長さ 1.5 波長) を構成している。複合振動系は固定用フランジ部で静圧力印加用装置を有する溶接用架台に設置した。(2) **振動特性の測定** 振動系の縦およびねじり振動の振動分布、振動軌跡等はレーザドップラー振動計 2 台を、変換器部のねじり振動分布には面内振動計を用いて測定した。(3) **溶接試料** 上部溶接試料としてはポリウレタン被膜の外径 0.12 mm の銅線、下部溶接試料としては板厚 0.3 mm の銅板を用いた。ポリウレタン被膜は除去せず、直接溶接を試みた。従来の直線振動軌跡の超音波溶接装置では溶接はほとんど不可能である。

**3. 複合振動系の振動特性・振動軌跡** (1) **150 kHz の複合振動振動系の自由アドミタンスループ** 溶接チップに (a) 静圧力を印加していない状態 (無負荷状態) および (b) 負荷状態での自由アドミタンスループを測定した結果を Fig.2 に示す。無負荷時および負荷時の Quality factor は、489.4 および 388.5、Motional admittance  $|Y_{mo}|$  は、10.09 mS および 8.39 mS である。(2) **複合振動系全体の軸方向に沿った径方向の振動分布** 複合振

動系全体の径方向の振動分布を測定した結果を Fig.3 に示す。変換器部の先端は径方向振動のノード部 (縦振動のループ部) に位置している。(3) **振動変換器部のねじり振動分布** 変換器部のねじり振動分布を測定した結果を Fig.4 に示す。ねじり振動分布は振動ノード部が 4 箇所、存在しており溶接チップ部を含めてほぼ 2 波長でねじり振動

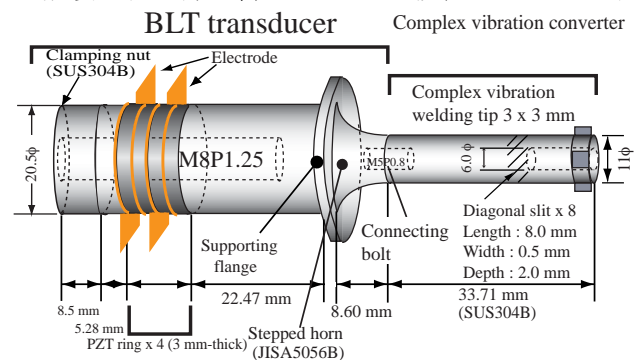


Fig. 1. Configuration of a 150 kHz of ultrasonic welding system using a longitudinal-torsional vibration converter.

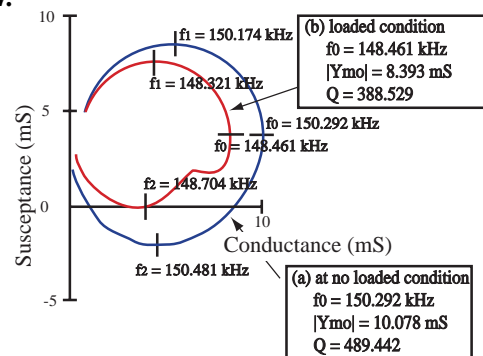


Fig. 2. Free admittance loops of the 150 kHz complex vibration system at (a) no load condition and (b) loaded condition.

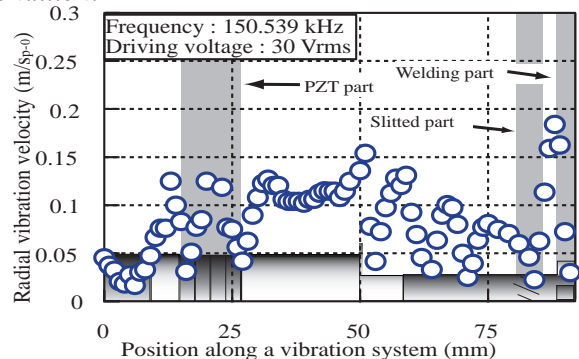


Fig. 3. Radial vibration velocity distribution along the complex vibration system using a converter with eight diagonal slits 2.0 mm in depth.

をしていることが分かる。溶接チップ先端部で振動ループとなっている。(4) **溶接チップ上端部の縦振動、軸方向のねじり振動分布** 溶接チップの上端部で縦およびねじり振動分布を測定した結果を Fig.5 に示す。この場合には縦振動成分はねじり振動成分の約 5 倍となっており、溶接チップ部分全体が縦振動およびねじり振動ともにほぼ一様に振動していることが分かる。(5) **溶接チップ振動軌跡** 溶接チップ先端部での振動軌跡を Fig.6 に示す。縦振動およびねじり振動の位相差は約  $60^\circ$  で、楕円軌跡となっている。(6) **複合振動変換器先端部の縦-ねじり振動速度と駆動電圧** 駆動電圧を変化させた時の、溶接チップ部の縦およびねじり振動速度を測定した結果を Fig.7 に示す。縦およびねじり振動速度とも駆動電圧が大になるに従って増加し、縦振動成分は最大で  $3.1 \text{ m/sp}_0$ 、ねじり振動成分は最大は  $0.8 \text{ m/sp}_0$  となっている。

4. **溶接特性** 溶接時間を変化させて、直径  $0.12 \text{ mm}$  の被覆銅線試料と板厚  $0.3 \text{ mm}$  の銅板試料を重ね合わせて溶接を行い、溶接強度を測定した結果を Fig. 8 に示す。静加圧力  $34.89 \text{ N}$ 、振動振幅  $1.61 \text{ mm}_{p_0}$  で、従来のより低周波数の装置の場合より短い溶接時間  $1.0 \text{ s}$  で  $3.0 \text{ N}$  の溶接強度が得られている。

5. **結言**  $150 \text{ kHz}$  の斜めスリット縦-ねじり振

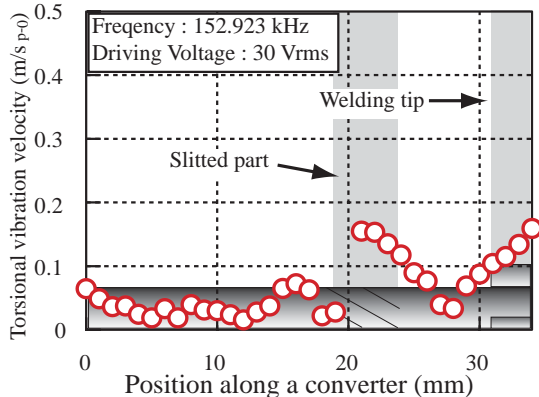


Fig. 4. Torsional vibration velocity distribution along a complex vibration converter with eight diagonal slits 2 mm in depth.

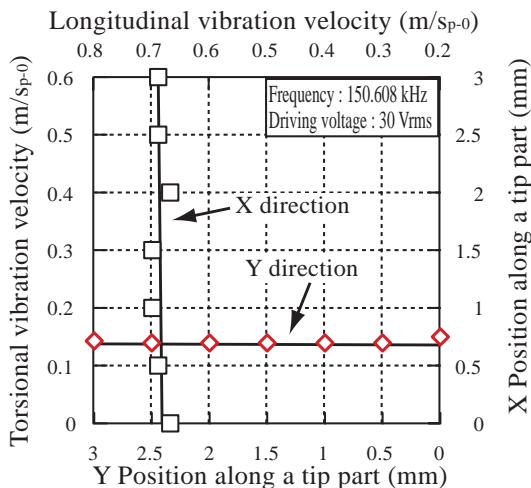


Fig. 5. Longitudinal and torsional vibration distributions along the 3-mm-square welding tip installed in the free edge of the converter.

動変換器を用いた複合振動超音波溶接装置を構成し、振動特性、溶接特性につき検討した。現在さらに各種試料の溶接特性について検討中である。

文 献 [1] 辻野次郎丸、◎川崎高広、岸本豪(神奈川大・工):  $180 \text{ kHz}$  の斜めスリット複合振動変換器を用いた超音波溶接装置の溶接特性について-複合振動を用いた超音波溶接について(53)- 2005.03 日本音響学会2005年春季研究発表会講演論文集 pp.869-870 [2] 辻野次郎丸、川崎高広、◎岸本豪(神奈川大・工):  $200 \text{ kHz}$  の斜めスリット複合振動変換器を用いた超音波溶接装置の振動特性について-複合振動を用いた超音波溶接について(54)- 2005.03 日本音響学会2005年春季研究発表会講演論文集 pp.1057-1058

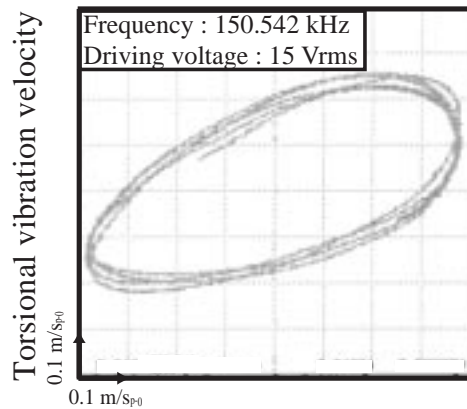


Fig. 6. Vibration locus of the welding tip installed in the free edge of the converter.

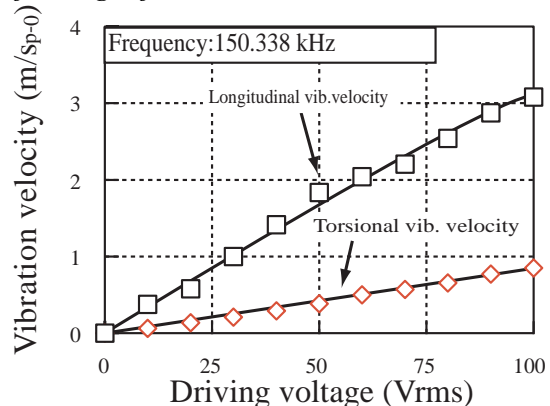


Fig. 7. Relationships between driving voltage, longitudinal and torsional vibration velocities of the converter with eight diagonal slits 2 mm in depth.

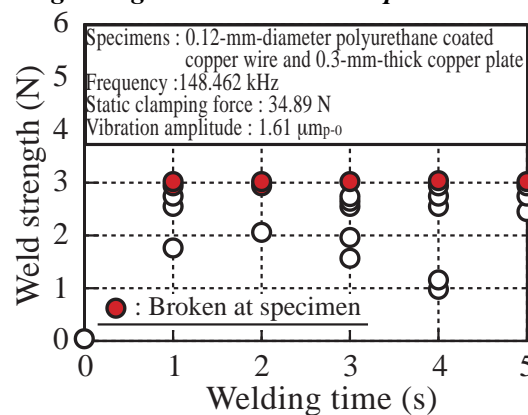


Fig. 8. Relationship between welding time and weld strength of  $0.12\text{-mm}$ -diameter polyurethane coated copper wire specimens welded using the  $150 \text{ kHz}$  complex vibration welding system.



# 超音波プラスチック溶接の溶接部温度および溶接特性について

## Temperature Rise and Welding Characteristics of Various Frequency Ultrasonic Plastic Welding Systems

◎本江 美杉 三浦 宏之 上岡 哲宜 辻野 次郎丸 (神奈川大・工)  
Misugi Hongoh, Hiroyuki Miura, Tetsugi Ueoka and Jiromaru Tsujino  
(Faculty of Engineering, KANAGAWA University)

**1. 緒言** 先に 94 kHz 等の超音波溶接装置により、各種プラスチック試料を重ね合わせ接合し、溶接境界面の温度上昇を直径 0.2 mm 等の熱電対で測定し、溶接状態と比較検討した。さらに 27, 40, 67 および 94 kHz の装置による溶接境界面の温度上昇と溶接強度の関係を検討するために直径 0.1 mm の熱電対を用いて溶接境界面の温度上昇を測定した。また、枚数および板厚の異なる溶接試料の溶接部断面内の温度分布をサーモレーサーで測定・検討した。

**2. 超音波プラスチック溶接用縦振動装置の構成** 溶接装置は 94 kHz 等の直径 8 mm の溶接チップを有する縦振動系を溶接用架台に設置し、下部に金属ブロック作業台を設置して構成した。94 kHz の縦振動系は、直径 30 mm で、厚さ 5 mm の PZT リング 4 枚を用いたボルト締めランジュバン型振動子部、縦振動系固定用フランジを振動ノード部に設置した段付きホーン(振動速度変成比:3) およびカテナイダルホーン(振動速度変成比:3.13, チップ部直径:8 mm) から構成している (Fig. 1)。他の周波数の振動系も同様な構成である。溶接部静圧力は上部振動系側から重りを付加して印加する。振動作業台は、直径 60 mm、高さ 141 mm のステンレス鋼製で非共振である。振動系の振動分布および溶接チップ部の振動速度はレーザドップラ振動計で測定した。また、負荷時の溶接チップ部の振動速度は、中心周波数を基本共振周波数に調整し、レーザドップラ振動計で校正した環状電磁型振動速度検出器により測定した。Fig. 2 に直径 0.1 mm の熱電対 (T: 銅-コンスタンタン) による溶接部およびサーモレーサー (TH5104) による溶接部断面の温度上昇の測定方法を示す。

**3. 熱電対による溶接境界面の温度上昇測定**

周波数 27, 40, 67 および 94 kHz で板厚 1.0 mm のポリプロピレン溶接試料2枚を重ね合わせ振動速度等の溶接条件を変化させて接合し、境界面の温度上昇と溶接強度の関係を整理した結果を Fig. 3 に示す。溶接境界面の測定は、ポリプロピレン板試料間に 0.1 mm の熱電対 (T: 銅-コンスタンタン) を挿入して測定した。溶接境界面温度 150℃で、高周波数 67 kHz, 94 kHz では約 500 N 以上の溶接強度が得られているが、低周波数の 27, 40 kHz では 300 N 程度の溶接強度しか得られていない。高周波数では、溶接境界面温度が低い状態であってもより大きい溶接強度が得ら

れることが分かる。これらの測定結果は直径 0.2 mm の熱電対の場合とほぼ同様である<sup>[1][2]</sup>。

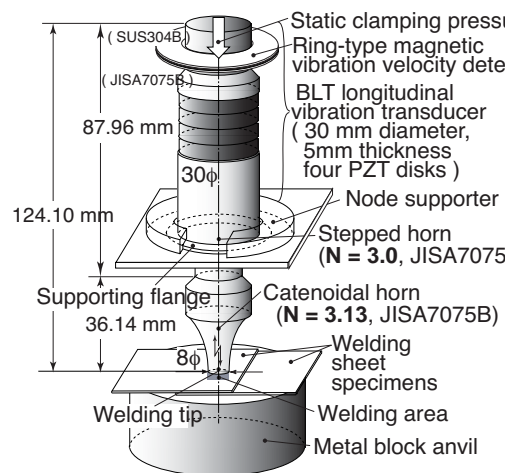


Fig.1 Configuration of a 30-mm-diameter 94 kHz longitudinal vibration system with four PZT rings.

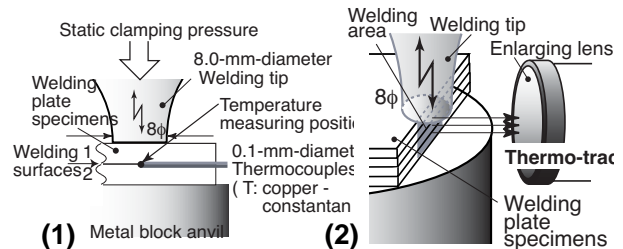


Fig.2 Measurements of temperature rises at welding parts using (1) thermocouples inserted between welding surfaces and (2) a thermo-tracer.

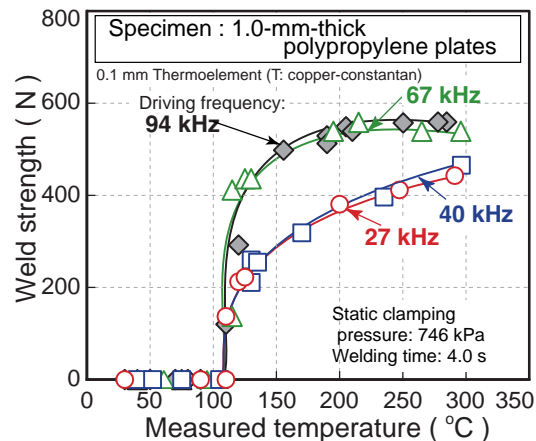


Fig.3 Relationships between measured temperature at welding surface and weld strength of 1.0-mm-thick polypropylene plate specimens welded using 40 kHz, 67 kHz and 94 kHz welding systems.

tsujino@cc.kanagawa-u.ac.jp wtk-321@kanagawa-u.ac.jp

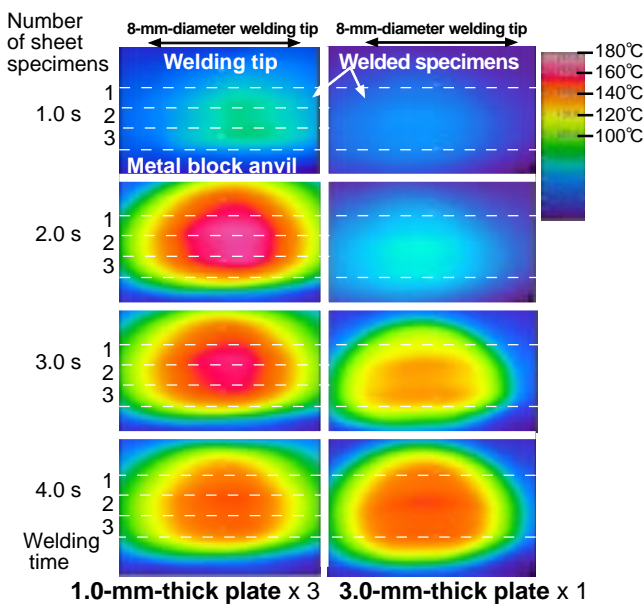
**4. サーモレーサーによる溶接試料断面内の温度上昇分布の測定** (1) ポリプロピレン試料が板厚 1.0 mm 3 枚と板厚 3.0 mm 1 枚の場合の溶接部断面内の温度上昇分布 94 kHz の溶接装置で溶接した場合のポリプロピレン溶接試料断面の温度上昇分布をサーモレーサーにより側面より測定した結果を Fig. 4 に示す。板厚 1.0 mm の試料 3 枚を重ね合わせて厚さ 3 mm とした場合の方が厚さ 3.0 mm の試料と比べて試料断面内の温度上昇が大となっている。板厚 1.0 mm 3 枚と板厚 3.0 mm 1 枚の場合での温度上昇分布はほぼ同様であるが、板厚 1.0 mm を重ね合わせた場合の方が境界面での温度上昇が大で、板厚 3.0 mm 1 枚の場合には試料中央で温度上昇が最大となっている。この場合の試料端面の変形状態を Fig. 5 に示す。(2) アクリル試料が板厚 1.0 mm の試料 3 枚と板厚 3.0 mm の試料 1 枚の場合の溶接部断面内の温度上昇分布の測定結果を Fig. 6 に示す。板厚 1.0 mm を 3 枚と板厚 3.0 mm を 1 枚の場合での温度上昇分布がほぼ同じパターンとなっている。この場合には試料表面が平滑なため単一の試料の場合に近い温度分布となっている。アクリル試料端面の状態を Fig. 7 に示す。試料前部に溶け出たアクリルが突出していることから Fig. 4 および Fig. 6 の溶接時間 3.0 s 以上では、試

料断面内の温度上昇は正確に測定されていないと考えられる。

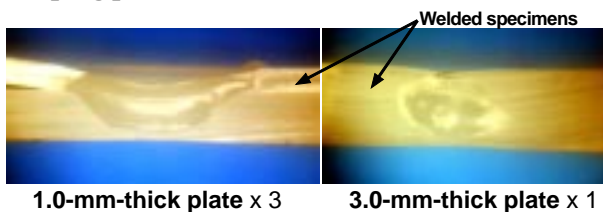
**5. 結言** 27 kHz から 94 kHz の縦振動系を用いた超音波プラスチック溶接装置を構成しポリプロピレン試料の溶接部温度と溶接強度について比較・検討した。熱電対を用いて測定した結果、高周波数では、溶接境界面温度が低い状態であってもより大きい溶接強度が得られることが分かった。サーモレーサーでポリプロピレンおよびポリメチルメタアクリレート試料の溶接試料断面を測定した結果、板厚 1.0 mm の試料 3 枚と板厚 3.0 mm の試料 1 枚では、温度上昇の程度は異なるが、ほぼ同様な温度上昇分布となり、ポリプロピレン試料では境界面での温度上昇が大となっている。

### 文献

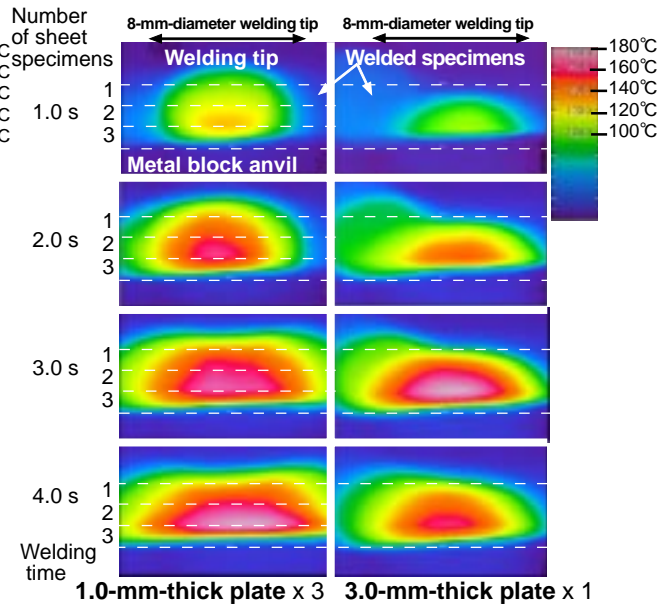
[1] 本江, 吉国, 三浦, 小池, 上岡, 辻野: 超音波プラスチック溶接用振動系および溶接部温度について -高周波数を用いた超音波プラスチック溶接について (31) -, 日本音響学会 2005 年秋季研究発表会講演論文集 (2005. 03) pp. 889-890. [2] Misugi HONGO, Hiroyuki MIURA, Tetsugi UEOKA, Masafumi YOSHIKUNI, Yuji Koike and Jiromaru TSUJINO: Temperature Distributions of Welding Specimens Using Various Frequency Ultrasonic Plastic Welding Systems, Jpn. J. Applied Physics, vol. 44 No.6B (2005) pp.4653-4657.



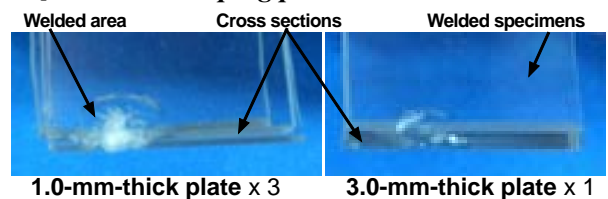
**Fig.4** Temperature rise distributions of three lapped 1.0-mm-thick and one 3.0-mm-thick polypropylene plate specimens. Vibration velocity: 2.7 m/sp-0. Static clamping pressure: 746 kPa.



**Fig.5** Side surfaces conditions of polypropylene specimens after measurements of temperature rise distributions.



**Fig.6** Temperature rise distributions of three lapped 1.0-mm-thick and one 3.0-mm-thick polymethyl methacrylate plate specimens. Vibration velocity: 2.7 m/sp-0. Static clamping pressure: 746 kPa.



**Fig.7** Side surfaces conditions of polymethyl methacrylate specimens after measurements of temperature rise distributions.

## ガラス表面に形成された硬質皮膜の 強力超音波による除去手法に関する研究

Study on the technique for removal of thin hard coating on glass substrate in  
high-intensity ultrasonic field.

工藤直哉、足立和成 (山形大 工)

Naoya Kudo, Kazunari Adachi (Univ Yamagata, Fac. of Eng.)

### 1. はじめに

地球環境問題に、地球資源の不足、ゴミの過増がある。この問題の解決のために、近年様々なものがリサイクルされるようになってきている。その中で「精密光学レンズ」は完全なリサイクル化が果たされていない。レンズ表面を損傷せずに付着物を除去する技術がまだ存在しないためである。本研究はそうした技術の確立を目的としている。

### 2. 実験装置

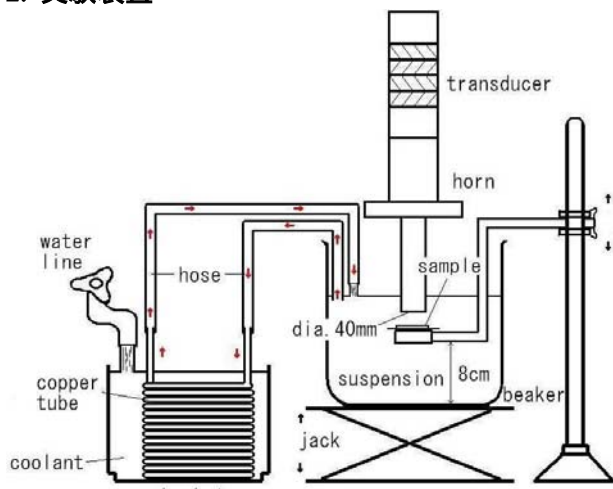


Fig.1 Experimental set-up

実験装置を Fig.1 に示す。この図は模式図となっている。原理は、汚れや光学薄膜がレンズに付着していることを想定して、無水珪酸薄膜等が付着したガラス板を、脱気水に微粒子を懸濁させた液内に没し、超音波をそのガラス板に照射して微粒子を当てることで薄膜が除去されるか確かめる。共振周波数 20kHz の振動子 (NTK D4420) に超音波ホーンを接続したものを、超音波を照射するために使用する。懸濁液にはナノ粒径の粒子が懸濁されている、スノーテックス(以下 ST)系のスノーテックス C(以下 STC)、スノーテックス ZL(以

下 STZL)、MP-4540M(以下 MP)、アルミナゾル 520(以下 AN)(いずれも商品名)の 4 種を使用する。Table.1 にそれぞれの懸濁液の各組成値を示す。

	ST C	ST ZL	MP	AN
SiO <sub>2</sub> content (wt%)	20 ~21	40.0 ~41.0	40.0 ~41.0	-
Na <sub>2</sub> O content (wt%)	0.2 or less	0.03 ~0.07	0.015 or less	-
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> content (%)				20.0 ~22.0
NO <sub>3</sub> content (%)				1.00 or less
pH (20 )	8.5 ~9.0	9.0 ~10.0	8.0 ~10.0	3.0 ~5.0
particle size(nm) (form)	10 ~20 (sphere)	70 ~100 (sphere)	420 ~480 (sphere)	10~20 (rod)
viscosity (25 ) (mPa·s)	10 or less	5 or less	1.0~5.0	25.0 or less
Density (20 ) (g/cm <sup>3</sup> )	1.12 ~1.14	1.29 ~1.32	1.28 ~1.31	1.170 ~1.210

Table.1 Components of the ST suspension

これらは初めから粒子が懸濁しているためスターラー等で液を攪拌する必要はない。懸濁液の量は 1.5 とし、パラメータとして、懸濁液、ホーンと試料間の距離、超音波出力、超音波照射時間を設定し、これらを変えながら実験を行っていく。予備実験時にキャビテーション現象が確認されたため、それによる温度上昇を防ぐために、懸濁液を循環させて水冷し、温度を約 24 前後に保つ。懸濁液に冷却水が混ざることはない。実験の試料には大きさが約、縦 1.5cm、横 2.5cm、

厚さ 1mm で、表面にまず無水珪酸(SiO<sub>2</sub>)を 200nm 蒸着させ、その上に酸化チタン(TiO<sub>2</sub>)を 200nm 蒸着したガラス板を使う。この薄膜が剥離されるとガラスの表面の色が変わる(剥離部分が薄青 無色)ので、それを見て剥離の様子を観察する。予備実験からそれぞれの変化させるパラメータの値の範囲を、剥離効果のある範囲に絞った。ホーンと試料間の距離は 20mm 以下、超音波出力を 300W 以下、超音波照射時間を 2 時間以下の範囲で変化させて調べることにした。

### 3. 実験方法及び結果、考察

#### 3-1. 4 種懸濁液におけるホーン試料間距離と超音波照射時間の変化実験

それぞれの 4 つの懸濁液において、出力を 300W に固定し、ホーンと試料間距離を 2.5、5.0、7.5、10.0mm の値で、超音波照射時間を 5、20、60min の値で振って実験を行う。そして時間の経過とともに剥離が進行する様子を振動振幅とともに観察した。照射時間 60min の結果を Fig. 2 に示す。図中、細線で囲まれている部分が剥離箇所である。





suspension:STC Vib. Amp. : 52. 67 $\mu$ m Dist. from the horn:5mm Radiation time:60min	
suspension:STC Vib. Amp. : 52. 96 $\mu$ m Dist. from the horn:2. 5mm Radiation time:60min	
suspension:STZL Vib. Amp. : 55. 01 $\mu$ m Dist. from the horn:5mm Radiation time:60min	
suspension:STZL Vib. Amp. : 55. 45 $\mu$ m Dist. from the horn:2. 5mm Radiation time:60min	

Fig.2 Experimental results for the suspensions

実験結果を考察してみると、STC、STZL に関しては 60min の場合は試料にキズがついたり、割れたりする結果となった。また、ホーンと試料の距離は近いほど削れが強くなっていくことがわかる。MP、AN に関しては 7.5mm よりも 10.0mm の方がよく削れるという STC と、STZL の場合と逆の結果が得られた。この件に関しては後ほど考察する。

懸濁液における剥離の違いを見てみると、STC は比較的広く除去されているのに対し、ZL は一点が集中的に取り除かれている。MP は 60min の場合しか剥離が観察されず、試料にキズがつく結果しか得られなかった。AN にいたっては、ホーンと試料の距離が 10.0mm の時しか剥離せず、その程度はわずかなものであった。よってホーン試料間距離に関してはこの時点で結論がだせないが、超音波照射時間は長い方がより削れること、懸濁液は

STC を用いた場合が最も一様に膜を剥離させているという結果が得られた。

#### 3-2. キャビテーションの影響確認実験

先の実験における膜除去効果が本当にナノ粒子によるものかどうかを確かめるための実験を行った。これはキャビテーション現象による気泡破裂の衝撃が薄膜除去をしている可能性があるためである。先の実験と同様の実験装置を用いて、懸濁液を水に変えて実験を行った。その結果を Fig.3 に示す。



•Water Vib. Amp. : 55. 59 $\mu$ m Dist. from the horn:5mm Radiation time:60min	
•Water Vib. Amp. : 55. 74 $\mu$ m Dist. from the horn:2. 5mm Radiation time:60min	

Fig.3 Observation of cavitation effects

Fig.2 と Fig.3 を比較すると両者の削れ方に違いが生じていることがわかる。距離 2.5mm の時は水の場合も大きく削れているが、STC よりはまだらで、キャビテーションの影響はあるものの STC で削った方がよく削れていることがわかる。距離 5.0mm に関しては水の方はまったく削れていないため、STC の実験結果はナノ粒子の衝突により薄膜の除去が行われていることを示唆している。これらの結果より、確かにナノ粒子の衝突の効果が一定程度認められる。

#### 4. 今後の課題

実験結果より、今回の実験方法で薄膜の剥離効果が得られることがわかった。

しかし、本研究ではその現象を十分に明らかにしたとは言えない。その理由として、本研究では、有効な技術であると考えている粒子の衝突による薄膜除去が起きていることを物理的に検証していないことが挙げられる。この課題を達成することが、本研究で提案された手法の原理とその有効性を立証する上で不可欠である。今後、理論と実験の両面からこの現象の検証をしていきたい。

そのために、音場の最適化を行う意味でも、液内の様子を知るために有限要素法による音場解析を行う必要がある。これはキャビテーション現象の液内での分布も予測して影響を考慮する上でも大変重要である。

#### 5. 謝辞

この研究は、山形大学とアサカ理研工業株式会社との共同研究の一部として行われた。

#### 6. 参考文献

- 1.中村 信良：“超音波” (2001)
- 2.藤森 聡雄：“やさしい超音波の応用” (1988)
- 3.杉山、金子、他 共著：“超音波工学” (1993)

# 弾性表面波素子を用いた超音波プラスチック溶着

## An Ultrasonic Plastic Welding by using a Surface Acoustic Wave Device

成瀬健悟、渡辺裕二 (拓殖大 工)

Kengo Naruse and Yuji Watanabe (Takushoku University, Faculty of Engineering)

### 1. はじめに

被溶着物を超音波溶着するにあたり、接合強度は複合振動の方がより強くなるということが確認されている<sup>1)</sup>。また、今回溶着に用いるプラスチックは高分子材料であり、その超音波吸収係数は周波数の自乗に比例することがわかっており、<sup>2)</sup>周波数が高くなるほど短時間で発熱する。さらに、振動系を高周波化すると振動振幅が小さくなり、被溶着物を破壊しないで溶着できると考えられる。しかし従来の縦振動系では、高周波化により振動系が小型化して製作が困難となるだけでなく、接合工具の面積が小さくなってしまいうため、広範囲の溶着には適さなくなる。

一方、超音波溶着の溶着過程を検討するに当たり接合状態(接合強度や接合界面の変形・変質など)の周波数特性の把握は必須だが、数 100kHz 以上の溶着自体が困難なため、広い帯域にわたる溶着データが得られていなかった。

そこで本研究では複合振動を用い、従来の縦振動系では困難だった数 100kHz 以上の周波数で広い溶着面積をもち、接合状態の周波数特性を広帯域にわたり得られるようにすることを目的として、弾性表面波(SAW)による溶着に着目した。SAW の振動軌跡は波の進行方向と逆の後方楕円回転なので、縦波と横波の複合振動である。また、交差指電極を用いた SAW 素子を用いることで高周波化が比較的容易になり、伝播経路を溶着に用いることで広い溶着範囲が得られることになる。さらに、最近では超音波モータなどのアクチュエータや霧化器など強力超音波素子としても応用されている<sup>3),4)</sup>。これらのことから、SAW 素子を用いた超音波溶着法について検討を進めた。なお、被溶着物には耐薬品性が高く接着しにくいポリエチレン(PE)と、溶着部観察のため透明性をもつアクリルの 2 種類を用いた。

### 2. 超音波溶着装置の構成

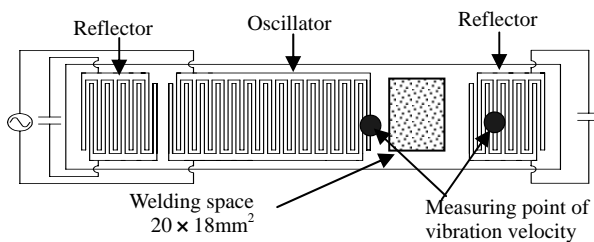


Fig.1 Composition of SAW device

今回の溶着実験時に用いた装置では、錘の自重を利用し加圧する台を設け、各部の位置は上から、加圧台、加圧金具、被溶着物、SAW 素子、受け台の順とした。SAW 素子の基板には、遅延線用 X カットのニオブ酸リチウムを使用した。基板のレイリー波の音速は 1988m/s であり、1 波長を 3.2mm、伝播経路を 19.2mm で設計し、溶着に用いる範囲は 20×18mm<sup>2</sup> とした。その結果、設計共振周波数  $f_0=621.25\text{kHz}$  となった。

今回試作した SAW 素子<sup>5),6),7)</sup>を Fig.1 に示す。試作した

SAW 素子の実際の共振周波数  $f=648.541\text{kHz}$  となり設計値より 4.2%ほど高くなったが、ほぼ設計通りであった。なお、反射器の電極指数が少ないことから、反射器の反射係数を高めるためレーザドブラー振動計を用いて発振器の位置の振動速度を計測しつつ、振動速度に変化がなくなるまでコンデンサを反射器に付加していった。その結果適切な負荷容量は 0.5nF となった。振動速度は負荷容量をつけていない時に比べ、約 1.4 倍となった。

### 3. SAW 素子を用いた溶着特性

#### 19kHz 縦振動との比較

#### 3.1 溶着条件

次の条件の下で SAW 素子の溶着実験を行った。

- (1)被溶着物：PE フィルム (融点 132 熱変形温度 53 母材強度 24.5MPa)<sup>8)</sup>  
厚さ  $t=0.8\text{mm}$  2 枚重ね  
アクリル(融点 明確な融点は存在せず 熱変形温度 160 母材強度 75MPa)  
厚さ  $t=2.0\text{mm}$  2 枚重ね
- (2)溶接部の大きさ：縦 6mm、横 10mm(PE フィルム)  
(フィルム端部が金具の下になるように調整)  
縦 20mm、横 18mm(アクリル)
- (3)周波数  $f$  : 648.541kHz
- (4)振動変位振幅：250nm<sub>p-p</sub>(PE フィルム)(1.0m / $s_{p-p}$  相当)  
220 nm<sub>p-p</sub>(アクリル) (0.9m / $s_{p-p}$  相当)  
(反射器上の測定点にて振動速度を測定)
- (5)加圧力：1.7MPa ~ 3.3MPa(PE フィルム)  
0.7MPa(アクリル)
- (6)溶着時間：3 秒 ~ 9 秒まで 2 秒刻み(PE フィルム)  
3 秒(アクリル)

なお、比較のために行った 19kHz 縦振動子の溶着条件を以下に示す。

- (1)被溶着物：PE フィルム 厚さ  $t=0.8\text{mm}$  2 枚重ね  
アクリル 厚さ  $t=2.0\text{mm}$  2 枚重ね
- (2)溶接部の大きさ：縦 10mm、横 10mm(PE フィルム)  
縦 12mm、横 18mm(アクリル)
- (3)周波数：19.0kHz
- (4)振動変位振幅：50  $\mu\text{m}_{p-p}$ (6.0m / $s_{p-p}$  相当)
- (5)加圧力：4.7MPa(PE フィルム)  
2.0MPa(アクリル)
- (6)溶着時間：1 秒 ~ 2 秒まで 0.5 秒刻み(PE フィルム)  
0.7 秒(アクリル)

#### 3.2 溶着部の溶着状態

Fig.2 に被溶着物の接合状態の外観を示す。PE フィルムについては、19kHz 縦振動溶着において加圧金具側はあまり破壊されていないが、受け台側の方は大きく破壊した。SAW 溶着では、加圧金具の形状から溶着された所の中央が盛り上がっているが、被溶着物が破壊された跡は見られなかった。

次にアクリルに関しては、19kHz 縦振動溶着の方は被溶着物全体に熱が伝わり変形し、さらに表面が傷ついた。

SAW 溶着の方では、SAW 素子側溶着スペースに接しているアクリルの一部表面と溶着部の周辺が白くなったが他に変化は見られなかった。

これらのことから、SAW による PE フィルム溶着では被溶着物自体を破壊しないこと、またアクリル溶着では傷や熱による変形が少ないことから、SAW による溶着は 19kHz 縦振動溶着より優れていることがわかる。

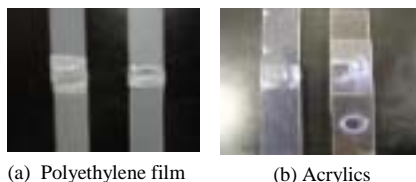


Fig.2 Optical observation of joined samples  
(Left: Joined by 19kHz longitudinal vibration  
Right: Joined by SAW device)

### 3.3 溶着部断面および溶着面の観察

上記の条件における溶着状態を走査型電子顕微鏡による観察結果として写真に示す。Fig.3 は PE フィルムの母材表面で、Fig.4 は 19kHz 縦振動子及び SAW 素子による PE フィルムの溶着部剥離面である。Fig.3 と Fig.4 の写真を比較すると、剥がれた跡が繊維状に残っていることから溶着状態が確認できる。また 19kHz 縦振動子と SAW 素子の溶着部剥離面を比較すると、SAW 素子の方が静かに溶着されている。すなわち SAW 素子による溶着では 19kHz 縦振動溶着と違い、溶着部界面付近のみで溶接されていることがわかる。次に、Fig.5 に示す SAW 素子で溶着された PE フィルムとアクリルの断面を見ると、溶着部分が一体となっていることがわかる。

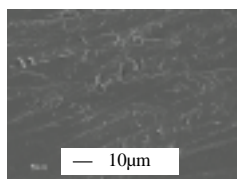


Fig.3 SEM photograph on surface of Polyethylene film

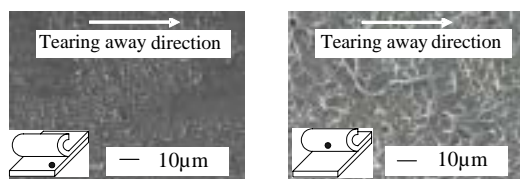


Fig.4 SEM photographs of joined part of torn side (Polyethylene film)

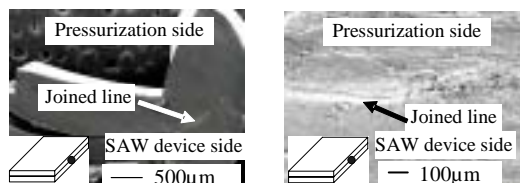


Fig.5 SEM photographs of cross section of joined part

### 3.4 引張試験による接合強度比較

引張試験結果の一例を示す。まず、PE フィルムの SAW 溶着の接合強度について説明する。Fig.6 を見ると溶着時間が長いほど大きい接合強度が得られたことがわかる。このとき、各溶着時間における平均接合強度と最大、最小接合強度を比べることで接合強度にばらつきがあることが

わかる。このことから、SAW 素子の振動がうまく被溶着物に伝達できていないと考えられる。この原因としては、何度も繰り返し溶着することでできた溶着スペース表面の荒れが考えられる。次に、Fig.6 と Fig.7 の接合強度を比較すると、19kHz 縦振動溶着の 1.5 秒時より強い接合強度を SAW 溶着における最大接合強度の各溶着時間で確認できた。また、SAW 溶着の 3 秒時の最小接合強度は、19kHz 縦振動溶着の 1.5 秒時の強度とほぼ同じになった。このことから、接合強度にむらが無ければ 19kHz 縦振動溶着と比べても遜色がないことがわかる。

次にアクリルの接合強度に関しては、SAW 溶着では最大接合強度が 1.23MPa で剥がれた。19kHz 縦振動溶着では最大接合強度が 2.10MPa であったが、溶着部以外の所で破断となった。したがって、溶着部の接合強度は 2.10MPa より強いと考えられるので、19kHz 縦振動溶着の接合強度と比べると SAW による接合強度は不十分といえる。

なお、19kHz 縦振動溶着の振動速度と加圧力を SAW 溶着と同じにした結果、いずれの材料も溶着されなかった。したがって、プラスチックを溶着する際に用いる振動系の周波数を高くすることにより、19kHz 縦振動溶着より振動速度と加圧力を抑えられることがわかる。

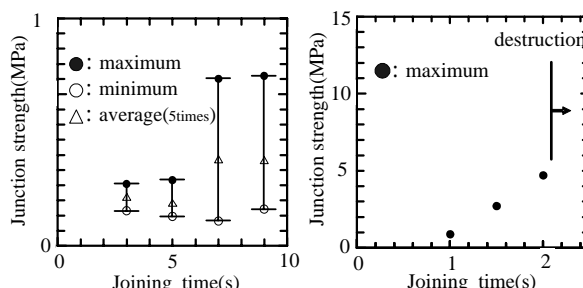


Fig.6 Joint strength of joined part (SAW device) Fig.7 Joint strength of joined part (19kHz longitudinal vibration)

## 4. まとめ

SAW 素子を用いることにより、従来では実現が困難だった数 100kHz 以上で、しかも広い溶着範囲が得られる溶着が可能であることを示した。

今後は、溶着スペースに金属を蒸着することで、平滑度を上げ、さらに荒れを防ぐことで接合強度を向上させ、同時にばらつきを減らす工夫を進める。

## 引用文献

- 辻野次郎丸, 吉原弘行, 佐野努, 井原茂 “縦 - ねじり振動変換器を用いた複合振動超音波溶接の接合特性について-複合振動を用いた超音波溶接について(16)” 日本音響学会講演論文集, Vol.2, (1999.3) pp.903-904
- 実吉純一, 菊池喜充, 能本乙彦監修 「超音波技術便覧」 日刊工業新聞社 (1960) pp.163-166, pp.251-252
- 重松隆史, 黒澤実, 浅井勝彦 “微小駆動時における弾性表面波モータのメカニクス” 信学技報, Vol.102, (2002.11) No.510, pp.13-16
- 丁野克己, 近藤淳, 松井義和, 塩川祥子 “SAW ストリーミングを用いた霧化現象のその制御” 信学技報, Vol.102, No.486, (2002.11) pp.1-6
- 成瀬健悟, 渡辺裕二 “弾性表面波素子を用いたポリエチレンフィルムの超音波溶着” 信学技報, Vol.105, No.5, (2005.4) pp.27-32
- 児島俊弘 “弾性表面波トランスジューサの等価回路解析とその共振器への応用” (1988.3) 博士論文
- 日本学術振興会弾性波素子技術 150 委員会 「弾性表面波素子技術ハンドブック」 オーム社 (1991) pp.148-239
- 旭化成アミダス株式会社 「プラスチック」 編集部 「プラスチックデータブック」 工業調査会(1999) pp.355

# 強力定在波音波によるブレードの回転エネルギー Rotational Energy of Blading by High-Intensity Standing Sound Wave Irradiation

中根 偕夫、大塚 哲郎 (日大 生産工)

Tomoo Nakane and Tetsuro Otsuka (College of Industrial Technology, Nihon Univ.)

## 1. はじめに

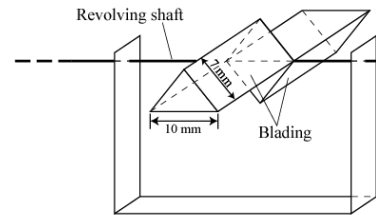
様々な分野で応用が展開されている超音波は一般的に「通信的応用」と「動力的応用」に分けられる<sup>1</sup>。特に、音波の動力的応用では、ハイパワーを必要とするため強力超音波と呼ばれるが、これは固体中あるいは液体中での応用が主流である。

著者らは、空中で強力超音波が得られる定在波音場中に羽根車(以下、ブレードと記す)を置くと、音のエネルギーによりブレードが回転することを見出した<sup>2-4</sup>。本報告では、強力定在波音場中でブレードを回転させ、その回転エネルギーについて検討した結果について述べる。

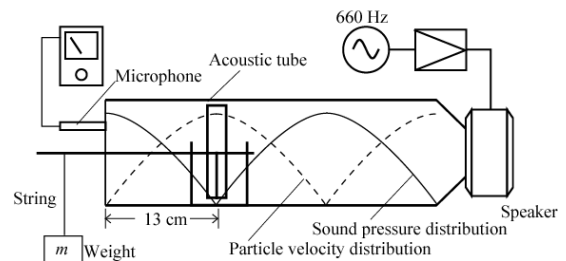
## 2. 実験方法と装置

実験に使用したブレードの構造を Fig.1(a)に示す。ブレードは中空の2等辺三角柱を2個逆につき合わせた構造をしている。翼断面である2等辺三角形の底辺は10 mm、斜辺は7 mmで、厚さ0.5 mmのプラスチック板により構成した。ブレードの軸には直径1.2 mmのピアノ線を用い軸受けを取り付けた2本の支持柱により支えている。

Fig. 1(b)は実験に使用した音響管と周辺装置をである。音響管は長さ500 mm、内径50 mm、肉厚5 mmの透明のアクリル樹脂製円筒管で、一端にはスピーカユニットを接続し、他端は剛壁により閉止した。音の周波数は、管内が共鳴し定在波が得られる周波数のうち660 Hzを用いた。音圧測定は音響管の閉止端で標準マイクを用いて行った。同図中に660 Hzの定在波音場において発生する音圧と粒子速度分布曲線をそれぞれ実線と点線で示した。同図中(a)で示したブレードは音圧分布の腹から節(粒子速度)の位置まで移動して実験を行っている。ブレード



(a) Configuration of Blading



(b) Arrangement of blading in acoustic tube

Fig. 1 Experimental arrangement

の回転エネルギーを外部に取り出し測定するため、図に示すように閉止端側のブレード軸を音響管外に延長し、その先端に重さ  $m$  の重りを取り付けた。

Fig. 1(b)の装置において、ブレードの回転により重さ  $m$  の重りを距離  $l$  上昇させるのに要する時間を  $t_i$  とすると回転エネルギー  $P_w$  は(1)式で表される。

$$P_w = T_r \cdot \omega = \frac{mgl}{t_i} \dots \dots \dots (1)$$

ここで、 $T_r$  はトルク、 $\omega$  は角速度で  $\omega = 2\pi N/60$ 、 $g$  は重力加速度である。実験では重りの重さ  $m$  を変えることでトルク  $T_r$  を変化させ、重りの上昇時間  $t_i$  を測定した。

## 3. 実験結果と考察

Fig. 2(a) 印は音圧レベル161 dBの定在波音波を照射し、ブレードを閉止端5 から40 cmの位置まで変化させて回転数を測定した結果である。この実験ではブレードの回転軸は最小限

-----  
[nakanet@cit.nihon-u.ac.jp](mailto:nakanet@cit.nihon-u.ac.jp)

の長さとし、重りを取り付けていない(無負荷)従って、回転数の測定はストロボスコープにより行った。ブレードの回転数は、閉止端から 15 及び 40 mm の位置で最大となり、約 1000 rpm の回転数が得られた。このとき、ブレードは 2 等辺三角形の翼断面に対して頂点方向に回転した。また、同図中点線は音圧 162 dB から計算した粒子速度分布の理論曲線であるが、ブレードの回転数はほぼ粒子速度分布と対応していることが分かった。定在波音場では Fig. 1(a) で示したように音圧と粒子速度は位置的に 1/4 波長ずれた形で分布するため、粒子速度の腹の位置では、媒質が粒子速度の大きさに左右に振動するが音圧は 0 である。従って、ブレードは音波照射による媒質の交番的な振動により回転していることになる。

Fig. 2(b)はブレードの位置を粒子速度の腹の位置 13 mm に固定し、音圧レベルを変化させて回転数を測定した結果である。ブレードは音圧レベル 158 dB で回転し始め、音圧レベルを増加させると回転数も増加し、最大 1345 rpm の回転数が得られた。

2.2 節で述べた方法によりブレードの回転エネルギーの測定を行った。Fig. 3(a)は重りの重さ  $m$  を変えて変化したトルク  $T_r$  と回転数の関係を示している。実験は音圧レベルを 160 から 162 dB と変えて行った。図中トルク  $T_r=0$  において白抜きの各プロットは無負荷時の回転数を示しており、音圧レベルが 162、161、160 dB でそれぞれ、785、490、375 rpm であった。ト

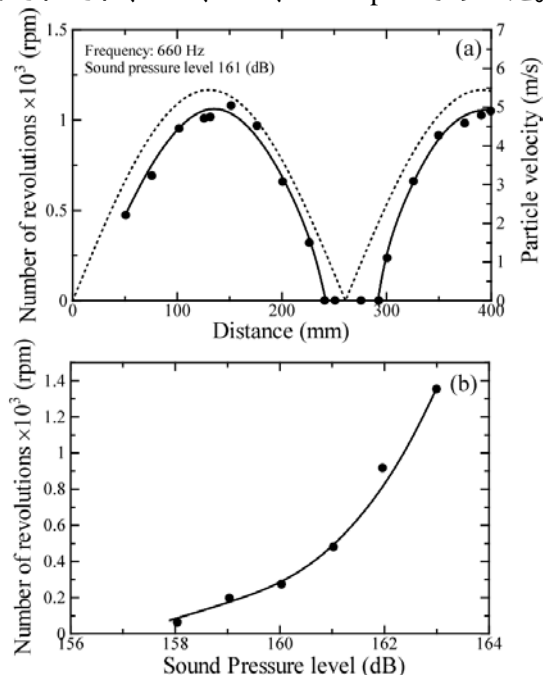


Fig. 2 Number of revolutions of blading

ルク  $T_r$  の増加に対して回転数は、負の傾きで減少するが、音圧レベル 162 dB で最大  $9 \times 10^{-6} \text{ N}\cdot\text{m}$  のトルクが得られた。Fig. 3(b)はトルク  $T_r$  とブレードの回転エネルギー  $P_w$  の関係をプロットした結果である。音圧レベルが高いほど回転エネルギーは大きく、トルクの増加に対して回転エネルギーは上に凸の変化を示した。音圧レベル 162 dB、トルク  $6 \times 10^{-6} \text{ N}\cdot\text{m}$  において最大回転エネルギー  $2.4 \times 10^{-4} \text{ W}$  が得られた。

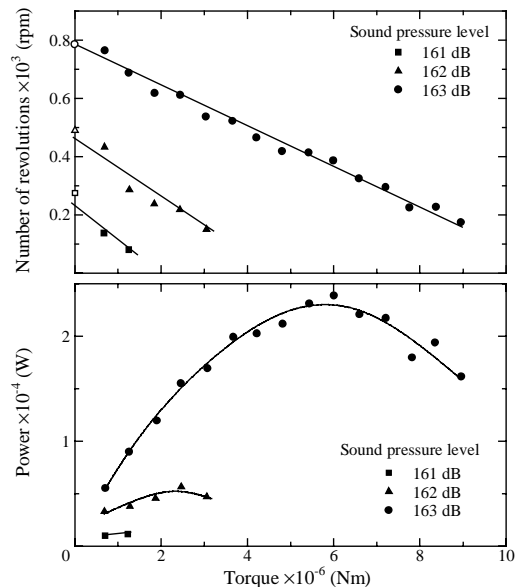


Fig. 3 Rotating energy of blading

#### 4. まとめ

強力定在波音場中でブレードを回転させ、その回転エネルギーについて検討した。定在波音場の音圧レベルを一定とし、ブレードの位置を変化させると、その回転数は粒子速度分布の大きさに対応した。ブレードは音波照射による媒質の交番的な振動により回転していることが分かった。ブレードの回転方向は 2 等辺三角形の翼断面に対して頂点方向であった。音波により回転するブレードの最大トルクと回転エネルギーは音圧レベル 163 dB で得られ、それぞれ  $9 \times 10^{-6} \text{ N}\cdot\text{m}$ 、 $2.4 \times 10^{-4} \text{ W}$  であった。

#### 参考文献

1. 川村雅恭：「電気音響工学概論」，昭晃堂 (1977)。
2. 廣瀬他：日本音響学会研究発表会講演論文集，(1989) 941。
3. 廣瀬他：日本音響学会研究発表会講演論文集，(1990) 816。
4. 寺西他：日本音響学会研究発表会講演論文集，(1999) 1045。



# 強力定在波音波による粒子の凝集に関する研究

## Study on Particle Aggregation in High-Intensity Standing Sound Wave Field

中根 偕夫 (日大 生産工)

Tomoo Nakane (College of Industrial Technology, Nihon Univ.)

### 1. はじめに

強力定在波音波中に置かれた小物体・粉体などは様々な挙動を示す。特に粉体においては、定在波分布する音圧の節の位置から腹の方へ一度弾かれる様に飛散し、音波凝集<sup>1,2</sup>により数十～数百倍もの大きさに凝集肥大化した後、再び音圧の節の位置に集まってくる現象<sup>3,4</sup>が観測される。この音波による粉体凝集肥大<sup>5</sup>化の要因の1つとして、粉体が壁面と接触した際の摩擦による帯電<sup>3</sup>が関与しているものと考えられた。

本報告では、強力定在波音波照射により粉体を凝集肥大化させ、凝集粉体の帯電の有無について実験的に検討した。その結果、音波凝集には、帯電の存在が重要な意味を持つ結果が得られたので報告する。

### 2. 実験方法と装置

実験装置を Fig. 1 に示す。音響管は内径 50 mm、長さ 500 mm、肉厚 5 mm のアクリル製円筒管の一端にスピーカユニットを接続し、他端を厚さ 10 mm のアクリル板で閉止することで定在波音響管を構成した。音の周波数は管内が共鳴する内の 660 Hz を用い、音圧は閉止端に小穴を開け、標準マイクにより測定した。また、試料粉体は主として炭酸カルシウム (CaCO<sub>3</sub>) とし、粉体の粒径の観測には光学式顕微鏡を使

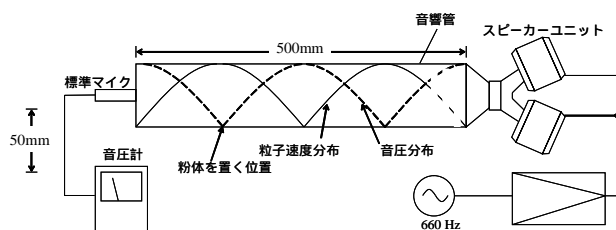


Fig. 1 Experimental arrangement

用した。粉体の帯電量の測定にはファラデーゲージを使用し、音波照射後に粉体を音響管内から速やかに取り出し帯電量測定を行っている<sup>3</sup>。

### 3. 実験結果

#### 3.1. 強力定在波音波中の粉体凝集の様子

Fig. 2 に炭酸カルシウム粉体を用いた場合の実験結果<sup>3,4</sup>を示す。使用した炭酸カルシウムは図中(a)に示すような粉体で、平均粒子径は 5.0 μm と計測された。実験はこの粉体 0.7 g を音響管内の音圧分布の節の位置に挿入し、音圧 159 dB (音の粒子速度 4.3 m/s) の音波を 10 秒間照射した。

音波を照射すると、この粉体は音響管の軸方向左右に弾かれるように飛び散り沈降した。その沈降後の様子を図中(b)に示した。図は音響管の閉止端の位置から 13 cm の位置までの凝集肥大し終わった粉体の様子を示している。

そこで沈降した各位置の粉体を光学式顕微鏡で写真撮影したところ、図中(c)の(i)から(vii)が得られた。これらの写真は閉止端から 2、4、6、8、10、12、13 cm の各位置の場合で、沈降肥大した粉体粒子の様子を示している。なお図中(i)～(vii)の凝集粉体は振動しながら縞模様集まる現象が見られた。粉体は音波が作用する間は重力沈降した後も振動しながら這うように特異な挙動を繰り返し、図中(c)のように小粒子から大粒子にほぼ同じ粒径ごとに分級し縞模様に分布した。そこで、この凝集肥大した粉体の直径、及び数の分布を計測したところ、凝集した粒子の数が音圧分布の腹側において最も多く分布し、節の方向に近づくほど少なくなった。凝集した粒子の直径は、音圧分布の腹に近いほど小さくなる傾向が得られた。また、凝集肥大した粉体は音響管内面に張り付き、動きが鈍くなる粉体も見られ、静電的な帯電現象による作用もあると推察された。

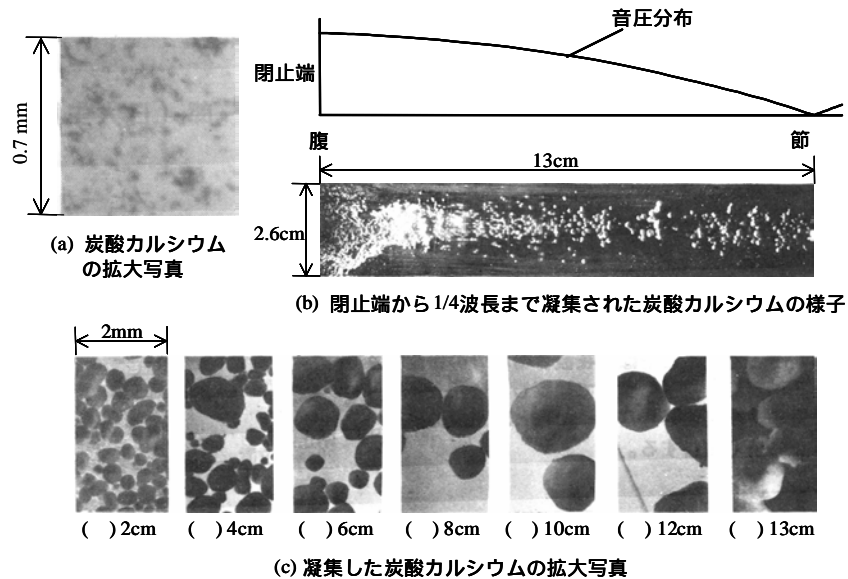


Fig. 2 Agglomeration of  $\text{CaCO}_3$  particles by sound wave irradiation

そこで、凝集粉体の帯電量について、音波照射時間と音圧を変化させて検討した。Fig. 3は音波照射時間と炭酸カルシウム粉体の帯電電荷量の関係を示している。図中縦軸はファラデーゲージに回収した粉体の全帯電電荷量を測定し、0.1 g 当りの電荷量に換算している。音圧 153dB の音波を照射した場合には、照射時間に対して帯電量は  $1.4 \times 10^{-14}$  C 一定であるが、159dB、161dB の音を照射すると照射時間に対して帯電量は増加した。7 分間の音波照射で 0.1 g 当たりの帯電量はそれぞれ、12、 $18.5 \times 10^{-14}$  C となり、照射音波の音圧が大きいほど粉体の帯電量も大きくなることも判明した。このような結果は音波照射により粉体が凝集肥大化する過程において、粉体と壁面との間で生じる摩擦による帯電が関与していることを示唆している。

音波粉体凝集は音波の媒質振動に伴う、浮遊粉体同士の衝突によるものによって考えられてきたが<sup>6</sup>、これに加え静電帯電を含めた取り扱いが必要であることが判明した。

#### 4. まとめ

定在波音場により粉体の凝集肥大化を試みたところ、粉体によってはその粒子径が最大 500 倍にも達することが確認できた。凝集粉体の帯電量を測定した結果、帯電電荷量は照射時間が長く、音圧が高いほど増加した。以上の結果から、粉体粒子と管壁とが接触するような構造で音波凝集を行う際には、音波照射による粉体同士の衝突に加え、粉体と壁面との摩擦によ

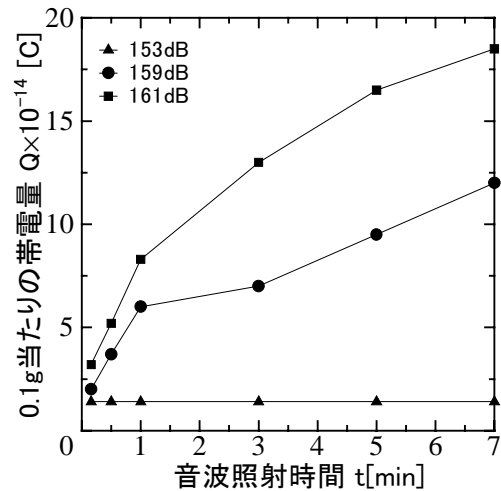


Fig. 3 Charging characteristics of  $\text{CaCO}_3$  particles by sound wave irradiation

る帯電現象を考慮しなければならないことが分かった。

#### 参考文献

1. 実吉純一, 菊地喜充, 熊本乙彦: 超音波便覧, 日刊工業新聞社 (1978) 1144 .
2. 井伊谷鋼一: 集塵技術マニュアル, 日刊工業新聞社 (1975) 102 .
3. 青山久範, アセップ・コツサラ, 中根偕夫, 瀬谷浩一郎: 静電気学会講演論文集'93, 静電気学会 (1993) 277 .
4. 中根偕夫: 超音波テクノ, 6 (1994) 34 .
5. Tomoo Nakane, Tetsuro Otsuka, Koichiro Seya : Jpn. J. Appl. Phys., 21 (1982) 196.
6. Hueter and Bolt: Sonics, JOHN WILEY & SONS, INC., USA (1966) 211.
7. 静電気学会編: 静電気ハンドブック, オーム社 (1998) 1203 .

## 水中超音波によるメタンハイドレート分解過程の検討

### Study of methane hydrate dissociation process by underwater ultrasonic wave.

◎高田 誠(日大・理工) 田島 大輔(鹿島建設株)

露木 健一郎(鹿島建設株) 三浦 光(日大・理工)

Makoto Takata<sup>†</sup>, Daisuke Tajima<sup>††</sup>, Kenichirou Tsuyuki<sup>††</sup> and Hikaru Miura<sup>†</sup> (<sup>†</sup>College of Science and Technology, Nihon University and <sup>††</sup>Kajima Corp.).

#### 1. はじめに

メタンハイドレート(以下MH)は、将来の国産天然ガス資源として注目されている。MHは、深海底下の低温・高圧環境で固体として安定なため、加熱や減圧によりガス化して回収する技術が求められている。

筆者らは、これまで大気圧下において水中超音波を用いた冷凍物の解凍促進について検討してきた。その結果、解凍時間は超音波照射時のほうが未照射時より短いこと、解凍時間の短縮効果は水温が低いほど大きいことがわかった<sup>1)</sup>。本技術の応用として、筆者らはMHの分解促進を考えている。これまで、予備的検討として試料にドライアイスを用い、圧力と周波数を一定とし、水温と入力電力を変化した場合の分解効果について検討を行ってきた。その結果、超音波照射により分解時間が短縮され、その割合は水温が低いほど大きいことがわかった<sup>2)</sup>。

ここでは試料にMHを用い、周波数と振動子への入力電力をそれぞれ一定とし、圧力と水温を変化した場合の分解効果について検討を行った。

#### 2. 実験装置及び分解試料

Fig.1に実験装置の概略を示す。使用した水槽は $30 \times 30 \times 40 \text{ cm}^3$ の内容積をもち、水槽底面に $13 \times 13 \text{ cm}^2$ の振動面をもつ28 kHz用の投げ込み式

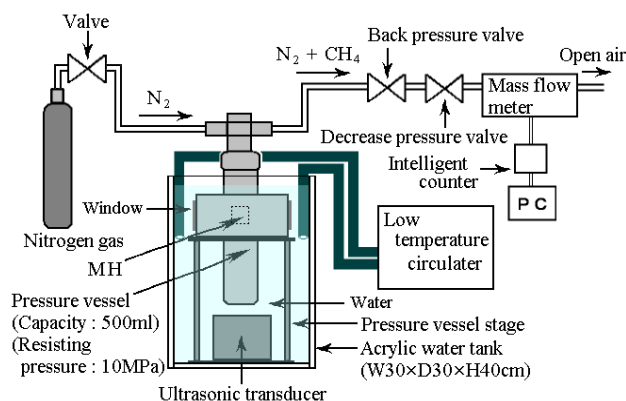


Fig.1 Outline of experimental apparatus.

miura@ele.cst.nihon-u.ac.jp

水中超音波音源を設置した。媒質には水を用い、水位を39 cmとした。さらにキャビテーションの影響を少なくするために、水は1~2日放置し気泡がほとんど発生しなくなったものを用いた。水温の調節は低温恒温循環装置を用いて行い、図に示したようにホースを通して水を循環させた。音源を周波数28 kHz, 振動子への入力電力100 Wそれぞれ一定で駆動させ、振動子上方に音場を形成した。水槽内には耐圧容器を設置し、窒素ガスによって容器内に所定の圧力を加えた。容器内には、水槽の水面と同じ高さとなるように水を入れた。

分解試料にはFig.2に示すようなMHを用いた。試料は、直径3 cm, 高さ2.5 cmに成型したMHの周囲を厚さ約3 mmの氷殻で覆ったものである。図に示す試料は、上部の氷殻を取り去った状態である。試料の位置は、圧力容器の窓から分解の様子が観察できるように、容器内底面から約13 cmの高さとした。

#### 3. 圧力と水温を変化した場合の分解過程

圧力と水温の変化による分解過程の違いを検討するために、圧力を0.25, 0.5, 1, 1.5 MPaに、水温を5, 10, 15 °Cにそれぞれ変化した場合について、超音波の有無による実験を行った。発生ガス量の測定は、流量計で行いデータロガーを介して、2秒ごとに瞬間流量と積算流量をコンピュータに取り込んだ。圧力容器内の圧力が背圧弁の設定値となった時を経過時間0秒とし、積算流量が1.5 mlとなった時に超音波照射を開始した。また、

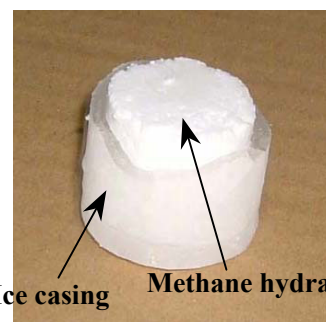


Fig.2 Methane hydrate used for sample. (A part of upper ice casing was removed.)

積算流量を正規化し、その結果を Fig.3~5 に示した。Fig.3 は水温が 5 °C, Fig.4 は 10 °C, Fig.5 は 15 °C における結果で、図はそれぞれ横軸に経過時間を、縦軸に正規化した積算流量を示している。図より、正規化した積算流量の傾きはいずれの圧力の場合も、超音波照射時のほうが未照射時よりも鋭く、超音波によって分解が促進されていることがわかる。

正規化した積算流量が 0.05 から 0.95 までの時間を分解時間とし、これらの結果よりその時間を求めた。その結果を Fig.6 に示す。図は横軸に水温を、縦軸に分解時間を示している。分解時間は、超音波照射時のほうが未照射時よりも短くなっていること、水温が高くなるほど短くなる傾向があることもわかる。

#### 4. まとめ

ここでは、水中超音波によるMHの分解過程に

ついて検討を行った。その結果、正規化した積算流量の傾きは、超音波照射時のほうが未照射時よりも鋭く、超音波によって分解が促進されていること、また、水温が低い場合に超音波が有効であることがわかった。

#### 謝辞

本研究は、(独)石油天然ガス・金属鉱物資源機構「メタンハイドレート資源開発研究」に関する委託研究「超音波または電磁波を用いたメタンハイドレート分解促進技術の研究」で実施したものである。関係各位に謝意を表します。

#### 参考文献

- 1) 高田, 三浦: 日本音響学会講演論文集 pp.949-950 (2005.3).
- 2) 高田, 田島, 露木, 三浦: 電気学会講演論文集 p.415 (2005.8).

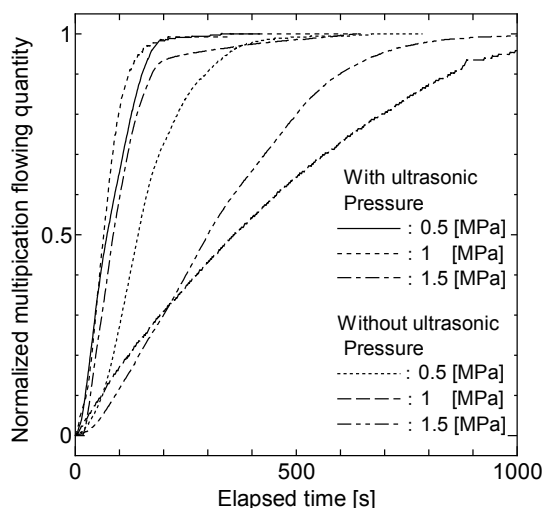


Fig.3 Dissociation process at 5°C.  
Frequency 28 kHz, input electric power 100 W.

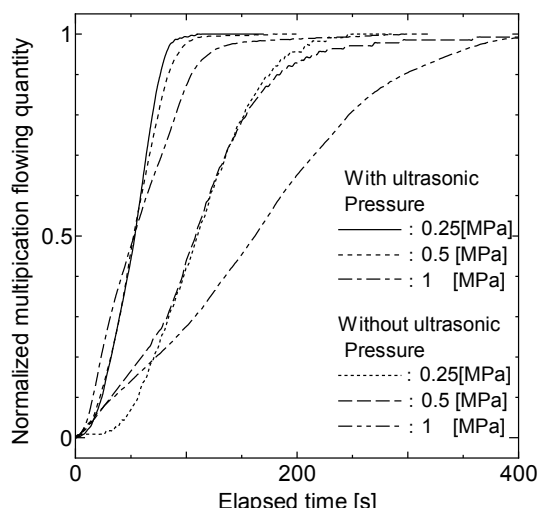


Fig.5 Dissociation process at 15°C.  
Frequency 28 kHz, input electric power 100 W.

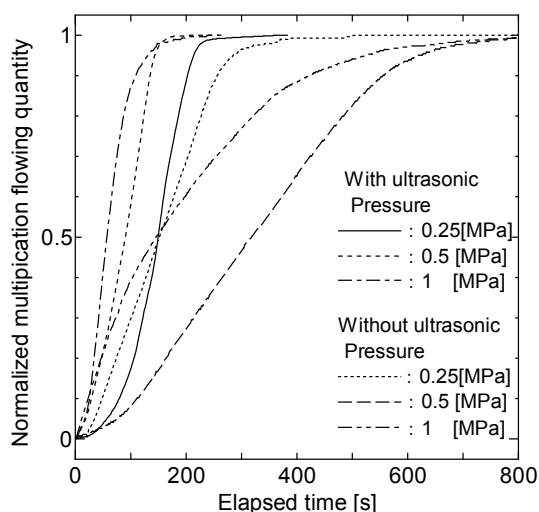


Fig.4 Dissociation process at 10°C.  
Frequency 28 kHz, input electric power 100 W.

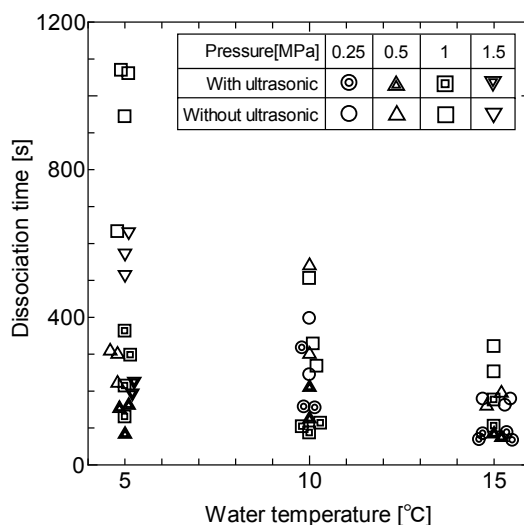


Fig.6 Relationship between water temperature and dissociation time. Frequency 28 kHz, input electric power 100 W.

## 空中超音波を照射した狭い空隙内の液体の挙動

Behavior of liquid leaked into narrow channel irradiated aerial ultrasonic waves

板橋 将貴                      伊藤 洋一      (日大・理工)

Masataka Itabashi            Youichi Ito      (Nihon.Univ)

### 1. はじめに

物体の表面に付着する液滴や固体微粒子に強力な空中超音波を照射することにより、これらを霧化あるいは剥離させて瞬時に除去することができる<sup>1,2)</sup>。また、照射音波の波長に比べて十分に狭い空隙内にも強力音波を入射できる<sup>3,4)</sup>ことから、空隙内に侵入した液体の霧化、除去も可能である<sup>5)</sup>。

ここでは、空隙内の侵入液体に強力空中超音波を照射した際の液体の挙動について詳細な実験、観察を行っている<sup>6)</sup>。

### 2. 実験装置

強力空中超音波を発生させる装置として、Fig. 1に示す縞モード振動板式の点集束型音源<sup>7)</sup>(周波数 19.66kHz)を使用する。この音源は振動板から放射される音波を直径約 1cm の円形内に集束させ

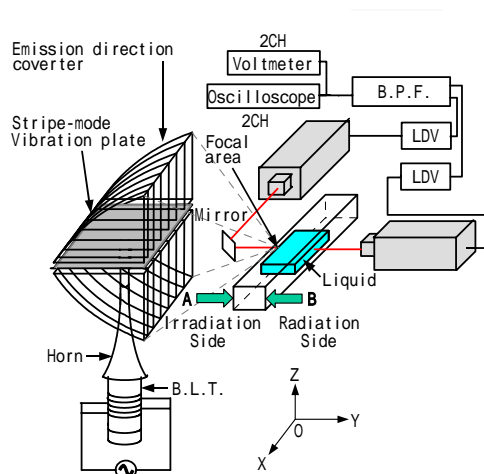


Fig.1 Ultrasonic sound source and the system used in the experiment.

ることができ、集束域内ではほぼ平面波と見なせる音波を発生する。また、この音波を侵入液体に照射した際の液面の振動特性を、図のように配置した 2 台のレーザドップラ振動計(LDV)により観測するようにしている。

液体を侵入させた試料としては、両端面が開放された直線状の空隙をアクリル樹脂で作成し、この空隙を着色した水道水で満たしたものを用いた。空隙は幅(W):2.5 mm、長さ(L):16mm で、深さ(D)は 2~20 mm(1 mm刻み)である。

### 3. 音波照射した侵入液体の挙動

Fig. 1 に示すように、試料の一方の開口面 A を Y 軸に対して垂直に、音波集束点(振動板より 13.5cm の位置)に一致させて設置する。このときの侵入水の挙動を観察した。その結果、試料の深さ(D)及び照射音波の強度によって侵入水の挙動に大きな違いが見られた。Fig. 2 はその一例である。空隙内の侵入水は集束音波の音響放射力<sup>8)</sup>によって、音波照射側 A 面から放射側 B 面に向かう力が作用し、液体が突出している。また、その

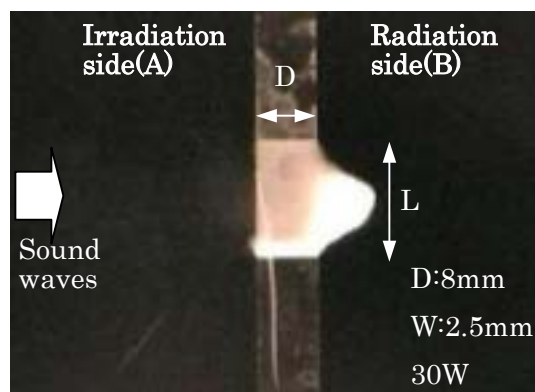


Fig.2 Observation of introduced liquid excited by radiating intensive ultrasonic waves.

液面は表面張力波の発生によって小さな凹凸が形成されている。一方、照射側A面では液面から霧化粒子が飛散している様子が見られる。ここで、照射音波の強度を増すと放射側B面からも霧化粒子が飛散するようになる。霧化粒子の飛散とともに空隙内の侵入水は減少するため、液層が徐々に薄くなり、やがて放射側B面から大量の霧化、飛散が起こる。

#### 4. 液面の振動特性

音波照射した試料液面の振動の様子を観測した。なお、音波照射側A面及び放射側B面の液面を同時に測定した。音源の供給電力については、侵入水の霧化、飛散が生じない0.5~10Wとした。

Fig.3はその結果であり、図の横軸に供給電力、縦軸にLDV出力電圧(振動振幅に対応している)をとっている。図より、照射側A面、放射側B面ともに供給電力が増加するにつれて液面の振動が大きくなっている。また、A面の振動はB面に比べて大きく、供給電力-LDV出力電圧特性の傾きにも違いが見られる。なお、このときのLDV出力電圧波形はほぼ正弦波であり、その周波数は照射音波の周波数と一致していた。

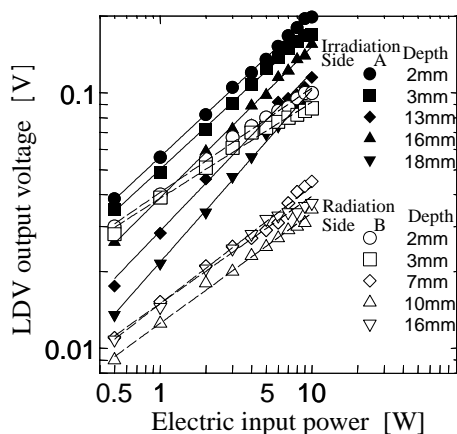


Fig.3 Relationship between vibration amplitude in the liquid surface and electric power supplied to the sound source.

次に、上記の照射側A面の振動特性を空隙の深さD(液層)についてまとめた結果が Fig. 4 である。図より、深さに対してやや周期的な変化が見

られ、全般にわたって大きく振動している。一方、放射側B面では、深さ(液層)が浅い場合には比較的大きな振動を発生するが、深さ6mm以上では振動振幅は急激に低下することがわかった。

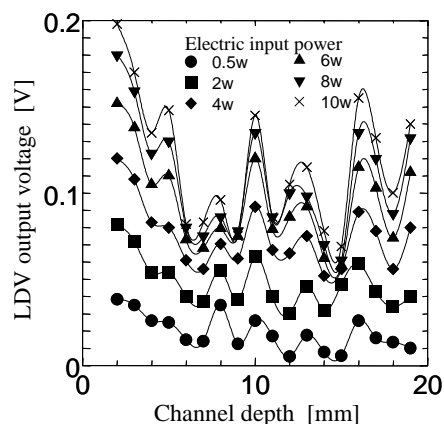


Fig.4 Relationship between vibration amplitude in the liquid surface and channel depth.

#### 5. まとめ

狭い空隙内に侵入した液体に強力空中超音波(周波数約20kHz)を照射した際の液体の挙動について詳細な実験、観察を行った。

その結果、空隙の深さ(侵入水の液層)及び照射音波の強度によって、侵入水の挙動に大きな違いがあることがわかった。また、音波照射側、放射側の液面は共に正弦的な振動をしており、その周波数は照射音波の周波数に一致し、両者の振動特性には違いが見られた。

#### 文献

- 1) Y. ITO, S. NAKAYAMA and R. MIWA: Jpn. J. Appl. Phys. Vol. 38 (1991) 3312.
- 2) 伊藤: 電子情報通信学会技術研究報告 US94-70, (1994)pp.1-6.
- 3) Y. ITO: Jpn. J. Appl. Phys. Vol. 41 (2002) 3228.
- 4) Y. ITO: Jpn. J. Appl. Phys. Vol. 42 (2003) 2990.
- 5) Y. ITO and M. KOTANI: Jpn. J. Appl. Phys. Vol. 43 (2001) 3792.
- 6) 板橋, 伊藤: 音響講論集, (2005.3) 863.
- 7) 伊藤: 音響学会誌 46巻, (1990) 383.
- 8) Y. ITO: Jpn. J. Appl. Phys. Vol. 44 (2005) 4669.

## 超音波浮揚液滴の形状変化と回転に関する研究 Deformation and Rotation of Liquid Droplets in Ultrasonic Levitation

大塚哲郎、中根偕夫 (日大・生産工)

Tetsuro OTSUKA and Tomoo NAKANE (Nihon Univ., College of Indust. Tech.)

### 1 はじめに

超音波を使い、液滴を空間に保持できることは知られている<sup>1-3)</sup>が、音圧の大きさや液滴の物理定数により、液滴の形状が変化することが知られている。そこで、本研究は超音波により液滴を空中に浮揚させ、液滴の形状変化や回転について計測することで、地上での液滴の挙動に関する基礎データを得ることを目的とした。また、液滴周辺の媒質の瞬時的な流れについても検討したので報告する。

### 2 実験装置

実験装置の概略を Fig.1 に示す。外径 62mm の 2 節円モード段つき円形振動板を 28kHz で駆動し、音源とした。また、反射板を振動板から 72.5mm 離して設置し、この間に強力定在波音場を構築した。図中の音源は上に設置してあり、超音波放射方向と重力方向が同じになっている。(上下、逆も設置可能)また、コンデンサマイクロフォン (B&K4138) で音場中心軸の音圧分布を測定した結果、音圧分布の腹では 160dB(2000Pa)、節で 148dB(500Pa) が得られ、この音源の指向特性は音圧中心軸上に約 9 度の単一指向性が得られた。(紙面の都合上、音圧分布、指向特性の図は省略する)

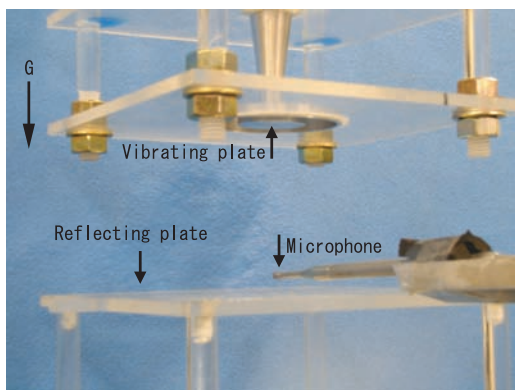


Fig. 1 Picture shows the experimental setup. The ultrasound source was held upside-down to produce ultrasound downward.

液滴の挿入はマイクロピペットを使用し、グリセリンを吸引し、直径 3mm ~ 6mm の液滴を作り、音圧分布の節 (谷) の位置に挿入した。ここで、浮揚している液滴は音圧を変えることにより形状を変え、また回転することがあるので、回転方向検出用として、直径 0.3mm の活性炭微粒子を液滴に混入し、トレーサ粒子として使用した。液滴の形状変化の計測は、高速度カメラにより時系列で画像を記録<sup>4)</sup>し、得られたデータより形状変化や回転などを算出した。

### 3 液滴の形状変化と回転

強力定在波音場内に液滴を挿入すると、音圧の大きさにより液滴が扁平化する<sup>5,6)</sup>ことはすでに知られているが、ここでは形状変化や回転について検討した。

**形状変化** 音圧を増加すると液滴は扁平化し、この形状変化する過程で液滴周囲から加わる圧力と表面張力の平衡状態が崩れ、液滴は飛散する。ここでは、液滴の大きさと飛散過程関係について検討した。

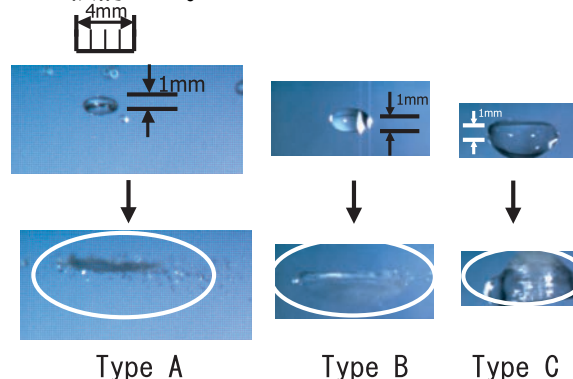


Fig. 2 Pictures show three types of break up of droplets.

Fig.2 には、液滴が飛散するまでの形状変化を時系列で測定した結果から抜粋したものを示す。図は液滴直径 2mm、3mm、4mm の 3 種類の飛散過程を示したものである。Type A は液滴直径 2mm の場合で、円盤状に平面に潰れ、円盤周囲から微粒子を形成しながら飛散する。また Type B は、直径 3mm の場合であり、形状変化を確認しやすくするため、液滴を 20 度上から撮影したもので、液滴底部が上から下に向けて抜け飛散

することが分かる。さらに、Type C は直径 4mm であり、Type B と逆に上に向けて抜けながら飛散することが分かった。

**液滴の回転** 浮揚している液滴は、形状変化に伴い音場全体から受ける音圧が変化するため、振動したり重心の移動等が考えられ、回転することが分かった。Fig.3 に直径 3mm のグリセリン液滴が回転の様子を示し、図中の RL は左右の回転方向 (Top View) を示している。また、回転の測定には、液滴内に混入させた微粉炭をトレーサとして使用し、時系列データから周期を算出した結果を示した。

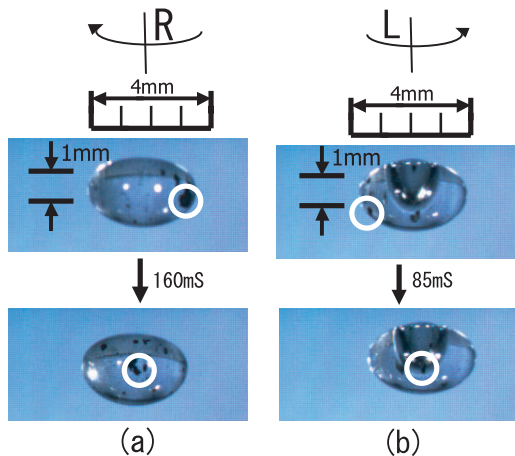


Fig. 3 Pictures demonstrate Right and Left rotation while being levitated. The data were captured in 2000 FPS.

Fig.4 には振動子入力に対する回転周期を示す。図は左右の回転を示しているが、入力が小さいほど回転周期にばらつきがある。これは、入力電力が小さい時は、液滴の浮揚位置が変動し、回転周期にムラが生じると思われ、入力の増加により液滴の扁平度が上がり、形状が安定し回転周期の変動が少なくなるものと思われる。また、振動子入力に対する回転周期は、入力を増加することにより回転周期は小さくなり、早く回転することを示している。以上のように、強力超音波音場内で液滴が形状変化や回転を起こすことが分かったが、液滴周囲の媒質中の流れを確認することにより、液滴の形状変化等の解明を試みた。実験は、液滴が最大に扁平した形状とほぼ同じ形状のプラスチック円盤を作成し、これを液滴の浮揚位置に固定して、周囲の流れをスモークワイヤ法<sup>4)</sup>で測定した。Fig.5 は浮揚している液滴 (プラスチック円盤) 周囲の媒質の流れを示す。図の左は液滴の上側、右は液滴の下側を測定したものであり、液滴の上下面に向かって進む流れがあることが確認できる。

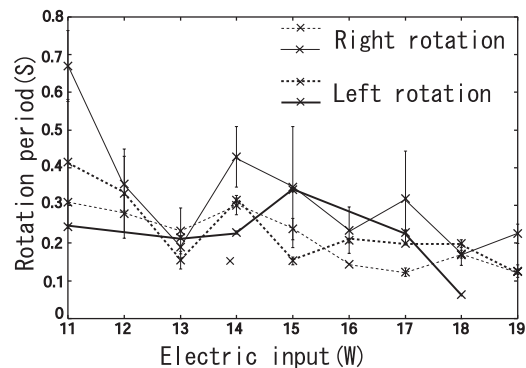


Fig. 4 Showing the rotation period with increasing input power to the transducer.

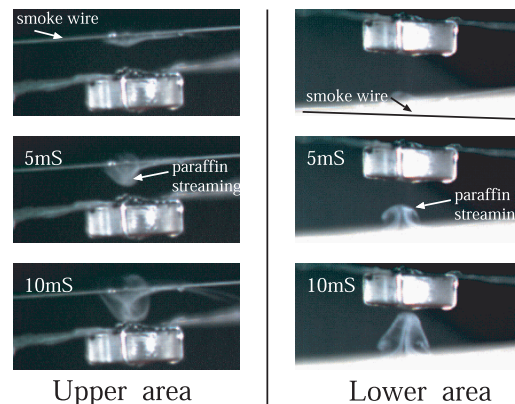


Fig.5 Pictures show the streaming around droplets.

## 4 おわりに

1 軸の超音波音源で強力超音波音場を構築し、オープンスペースで浮揚実験を試み、次のような結果が得られた。

音圧を上げると、液滴は扁平化するが、液滴の大きさにより飛散過程に違いがあることが分かった。また、液滴は左右の回転を起こし、音圧の増加により早く回転することも分かった。スモークワイヤ法により液滴周囲の流れを測定した結果、液滴に向かう流れがあることが確認でき、この流れが液滴の飛散過程に関係するものと考えられる。

### 参考文献

1. R.R. Whymark: Ultrasonics, November 1975, 251-261
2. T. Otsuka, K. Higuchi and K. Seya: Jpn. J. Appl. Phys., Suppl. 29-1(1990) 170-172
3. H. Hatano, Y. Kanai, Y. Ikegami, T. Fujii and K. Sato: Jpn. J. Appl. Phys., Suppl 21-3(1982) 202-204
4. T. Otsuka and T. Nakane: Jpn.J.Appl.Phys. Vol.41(2002) 3259-3260
5. T. Yamanaka, M. Saito and H. Kamimura: Proc. of 4th ISTS Tokyo, 1984, 1625-1630
6. T.G. Wang, A.V. Anilkumer, C.P. Lee and K.C. Lin: J. Fluid Mech. (1994) Vol.276 389-403
7. 大塚、中根: 日大生産工学部報告 A 2005 年 6 月第 38 巻 1 号 pp.35-39



## 水熱合成法を用いた微小ニードル形 ハイドロフォンの開発 -受音部構造と指向性の関係-

Development of miniature needle-type hydrophone with fabricated by hydrothermal method -Relationship between receiving element structure and directivity -

橋内洋、川島徳道、竹内真一（桐蔭横浜大）、大平悦三（武蔵工大）、石河睦生、黒澤実（東工大）

Hiroshi Kitsunai, Norimichi Kawashima, Shinichi Takeuchi (Toin Univ. of Yokohama), Etsuzo Ohdaira (Musashi Inst. of Tec.), Mutsuo Ishikawa, and Minoru Kurosawa (Tokyo Inst. of Tec.)

### 1. はじめに

我々は、圧電アクチュエータ、超音波センサの作製を目的として、水熱合成法による圧電多結晶膜の成膜技術についての研究を行ってきた[1,2]。昨年、水熱合成法を用いて直径0.3mmのハイドロフォンを試作し、その評価を行った[3]。しかし、測定の結果、受波感度の指向性に問題があることが判明した。そこで、本研究では、受波感度の指向性の改善のため、構造を改良したハイドロフォンを試作し、その評価を行った。

### 2. 従来型水熱ハイドロフォンの問題点

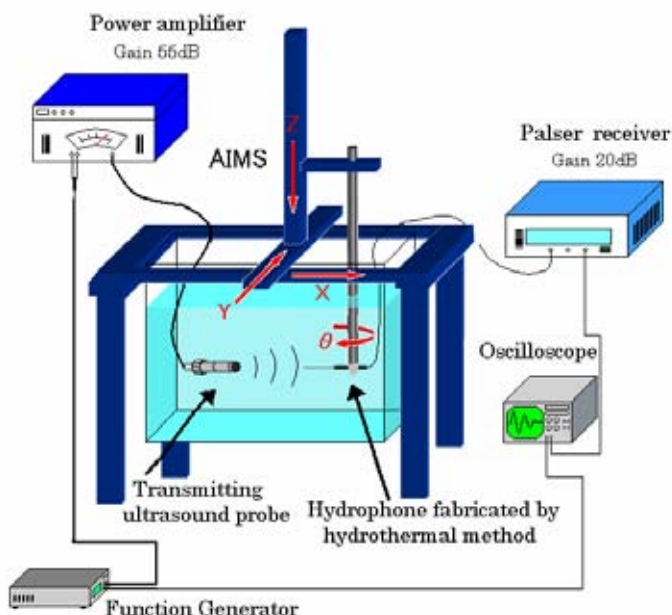


Fig. 1 Measurement system for directivity and receiving sensitivity of needle-type miniature hydrophone fabricated by hydrothermal method.

t14b015h@edu.toin.ac.jp

Figure 1 に示す超音波音響強度測定システムを用いて、従来型のハイドロフォンの受波感度の指向性を測定した結果、正面方向よりも側面方向の感度が高く、指向性に問題があることがわかった。(Fig. 5 参照)

### 3. 水熱合成ハイドロフォンの改良

側面方向からの受波感度が高かった原因として、Ti ワイヤの側面に成膜された PZT 多結晶膜の影響が考えられる。従来型のハイドロフォンの構造図を Fig. 2 に示す。

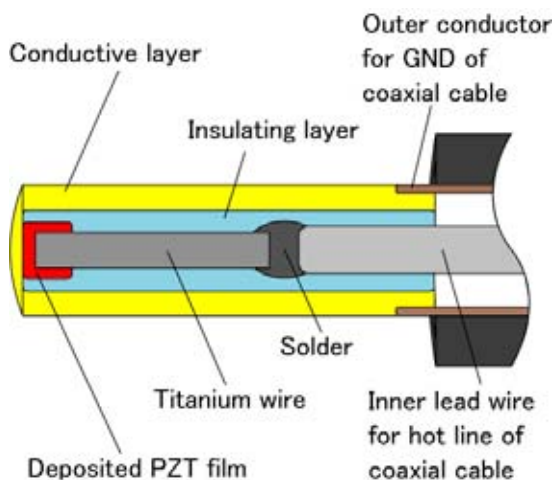


Fig. 2 Schematic diagram of needle-type miniature hydrophone with deposited PZT film on Ti wire by hydrothermal method.

本研究では、水熱合成法を用いてチタンワイヤ端面に PZT 多結晶膜を成膜して、ハイドロフォン作製する。この時、Ti ワイヤの溶液に曝された部分全面に PZT 多結晶膜が成膜されてしまう。成膜後側面に成膜された PZT 膜は研磨し剥離するが、この工程が十分ではなかったと考

えられる。そこで、新しく試作したハイドロフォンは Ti ワイヤ側面にマスキングを行って端面のみに成膜が行われるように改良した。マスキング剤には 160 、0.5MPa、強アルカリという条件での成膜中に溶解しないことが求められる。本研究では、PTFE ベースの水性塗料(ポリフロン PTFE エナメル ダイキン工業社製)を使用した。側面にマスキングを行い、PZT 多結晶膜を成膜した Ti ワイヤの SEM 画像を Fig. 3 に示す。Ti ワイヤ端面のみに PZT 多結晶膜が成膜されていることが確認できる。

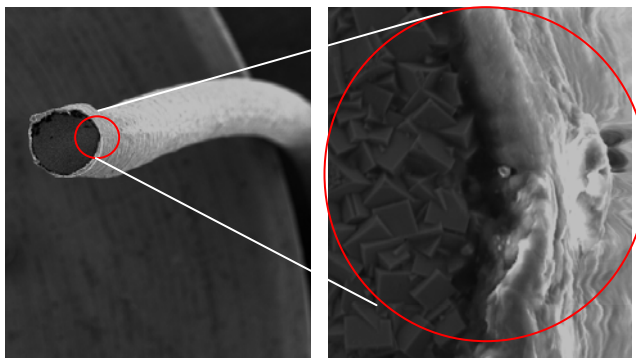


Fig. 3 SEM images of hydrothermally synthesized PZT film on the only end surface of titanium wire with diameter of 0.3 mm

#### 4. 試作ハイドロフォンの評価

##### 4.1 受波感度の周波数特性

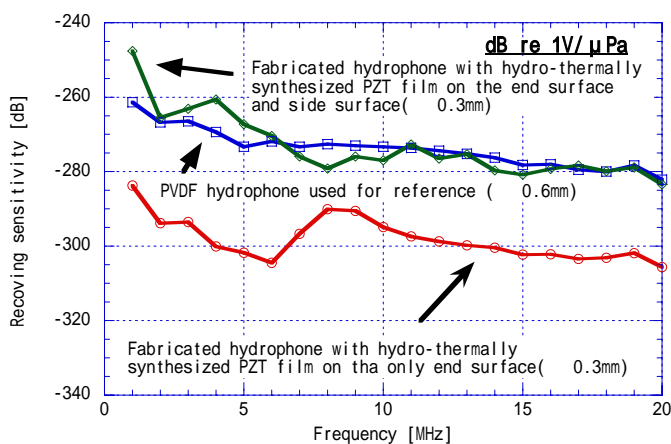


Fig. 4 Frequency characteristic of receiving sensitivity of trially fabricated hydrophone with deposited PZT film by hydrothermal method

端面のみに PZT 多結晶膜を成膜した Ti ワイヤを用いて、他は従来と同じ構造のハイドロフォンを試作した。このハイドロフォンの受波感度

の周波数特性を Fig.1 のシステムを用いて測定した。測定する周波数範囲は 1MHz ~ 20MHz とした。結果を Fig.4 に示す。

##### 4.2 受波感度の指向性

Figure 1 の超音波音響強度測定システムを用いて、試作したハイドロフォンの受波感度の指向性を周波数 5 MHz において測定した。周波数以外の測定条件は、Fig. 4 の受波感度の周波数特性を測定したときと同じである。その結果を Fig. 5 に示す。

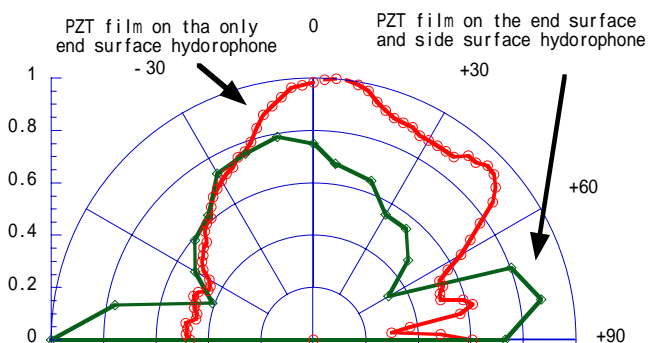


Fig. 5 Frequency characteristic of directivity of trial fabricated hydrophone with deposited PZT film by hydrothermal method

#### 5. まとめ

指向性改善のため、Ti ワイヤ側面にマスキングを行い、端面のみに PZT 多結晶膜を成膜した 0.3mm のハイドロフォンを試作した。

受波感度の周波数特性は、1MHz ~ 20MHz の範囲内で、従来型と比較して、平均-273.3dB から-298.2 dB と低下した。一方、受波感度の指向性においては、側面方向からの感度よりも正面方向からの感度の方が高くなり、特性の改善が見られた。

#### 引用文献

- [1] 石河睦生, 桂尚樹, 佐藤敏夫, 辻毅一, 川島徳道, 竹内真一, 黒澤実 : UES 講演予稿集, pp. 19-20 Nov. 2002
- [2] 鈴木崇洋, 桂尚樹, 川島徳道, 竹内真一, 石河睦生, 黒澤実, 大平悦三; 音講論, 1041-1042, 2004.3
- [3] 橋内洋, 鈴木崇洋, 川島徳道, 竹内真一, 大平悦三, 石河睦生, 黒澤実 ; 音講論, 1257-1258, 2004.9

## 炭素繊維複合材による広帯域探触子

The Broad Band Piezoelectric Transducers using  
Carbon Fiber Composites

○北辻 芳充, 近藤 敏郎 (徳島文理大 工) 泉 美喜雄, 神田 浩 (日立メディコ)  
Mituyoshi Kitatuji, Toshio Kondo (Tokushima Bunri Univ. Faculty of Eng.) Mikio Izumi and Hiroshi Kanda  
(Hitachi Medical Corporation)

## 1. まえがき

医用超音波診断装置において、短い超音波パルスが送受信できることは、距離分解能を向上させるために重要である。短い超音波パルスを達成するため、超音波探触子の背面負荷となるバックイン材の音響インピーダンスを振動子のそれに近づけて制動を与えることが行われている。

バックイン材として、エポキシ樹脂にタングステンの粉末を分散させたものが用いられてきた。密度の大きなタングステンの粉末の含有量を多くすることにより、その音響インピーダンスを大きくすることができる<sup>1)</sup>。その際、タングステンの粉末の量がある値以上になると超音波の減衰が減少すること<sup>2)</sup>、重くなること、均一な材質に製造すること困難になることなど幾多の問題が発生する。このような方法に対して、圧電振動子の音響インピーダンスに近い真鍮をバックイン材として用いることにより、非常に短い超音波パルスの送受信を行う方法が考案されている<sup>3)</sup>。

今回、バックイン材の音響インピーダンスを大きくするアプローチとして、その弾性率を大きくすることにした。その具体的な方法として、繊維方向の音速の非常に大きい炭素繊維複合材をとりあげ、これを用いた探触子の特性を検討した。

## 2. 原理

一方向炭素繊維複合材の繊維方向のヤング率は、次式で与えられる。

$$E_L = V_f E_f + V_m E_m \quad (1)$$

ここで  $E_L$ ,  $E_f$ ,  $E_m$ ,  $V_f$ ,  $V_m$  は、それぞれ繊維複合材、炭素繊維、マトリックスのヤング率および炭素繊維

とマトリックスの体積比である。通常  $V_f$  0.5,  $E_f \gg E_m$  であるので下記の式が成立する<sup>4)</sup>。

$$E_L \approx V_f E_f \quad (2)$$

これより一方向炭素繊維複合材のヤング率は、炭素繊維のそれにより決まることになる。炭素繊維のヤング率は、スチールより非常に大きな値である<sup>4)</sup>。その結果、これを用いた複合材の音響インピーダンスは、非常に大きなものとなる<sup>5)</sup>。

Table I に一方向炭素繊維複合材の音波物性についての測定例を示す。

Table I Acoustic properties of one directional fiber composites.

#	Sound velocity(m/s)	Density(g/cm <sup>3</sup> )
M40J	9,100	1.46
M60J	10,400	1.32

一方向炭素繊維複合材をバックイン材に用いた探触子の特性を評価するため、Fig.1 に示した構造の探触子を取りあげた。

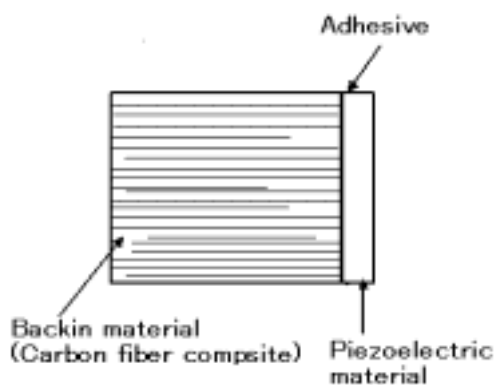


Fig.1 Structure of a probe.

## 3. シミュレーションによる検討

Fig.1 に示した構造の探触子を取りあげ、その

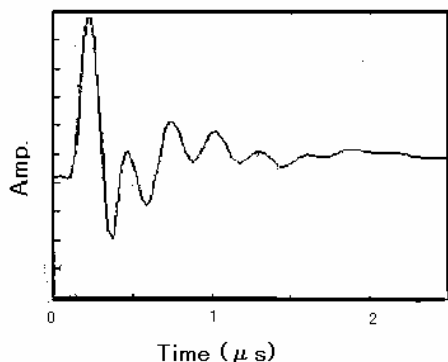
特性を求めた。KLM 等価回路モデル<sup>6)</sup>に基づく計算機シミュレーションで、種々のバック材で作成した探触子の特性について検証した。

圧電振動子として、共振周波数 3.5 MHz, 直径 20mm の PZT-5A が用いられているものとした。バック材としてフェライトゴムとタングステン粉末を分散させて密度を調整した炭素繊維複合材 2 種類を用いた場合を想定して、それらの音響インピーダンスをそれぞれ 6.3 MRayls, 20 MRayls, 33.7 MRayls とした。このような数値データを基にして、探触子への入力信号電圧と出力音圧についての伝達特性を求めた。

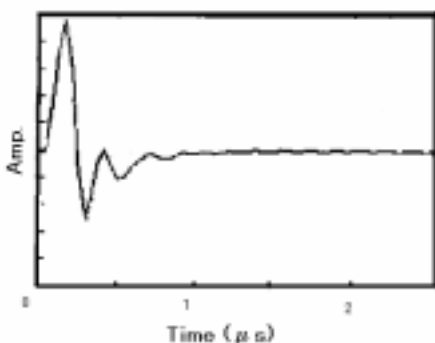
Table II に各種バック材での探触子の周波数帯域を示す。また, Fig.2 に 1 サイクバースト波入力電圧に対する出力音圧の応答特性を示す。

Table II Band width of the probes. ( - 6 dB width )

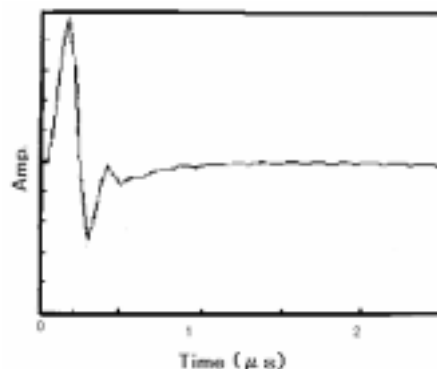
Acoustic impedance (MRayls)	Band width (MHz)
(1) 6.3	1.3
(2) 20.0	4.1
(3) 33.7	4.3



(1) In the case of the backing by ferrite rubber.



(2) In the case of the backing by carbon fiber composite A.



(3) In the case of the backing by carbon fiber composite B.

Fig.2 One cycle exciting response of the probes.

#### 4. まとめ

探触子の応答特性を改善する方法として、バック材に炭素繊維複合材を用いることを提案した。この材料は、比較的軽量であるにもかかわらず、音響インピーダンスを大きくすることができるので、探触子のパルス応答特性が改善される。

#### 引用文献

1. Martha G. Grewe, T. R. Gururaja, Thomas R. Shrout, and Robert E. Newnham : IEEE Trans. Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, **37** (1990) 506
2. 斉藤孝悦, 川淵正己, 福本晃 : 日本超音波医学会講演論文集(1984) 491
3. 菊池喜充, 奥山大太郎, 河西千広, 立林清彦 : 日本超音波医学会講演論文集(1970) 53
4. 森本尚夫 : 先端複合材料, 高分子刊行会, 京都, 1998, 6
5. T. Kondo and M. Kitatuji: Jpn. J. Appl.Phys.**43**, **5B** (2004) 2914
6. Krimholtz, R., Leedman, D., and Matthaei, G.: Electronics Letters 6 (June 1970) 398

# 反射鏡と小規模アレイを用いたリアルタイム3次元医用超音波イメージングシステムにおける鏡面最適化とサイドローブ抑圧

## Optimization of Mirror Curvature and Sidelobe Suppression of a Real-time 3-D Medical Acoustic Imaging System with a Reflector and a Small Array

瀧宏文、佐藤亨（京都大）

Hirofumi Taki, Toru Sato (Kyoto Univ.)

### 1. はじめに

現在3次元医用超音波イメージングシステムは1次元アレイの機械的走査を行っている[1]。1次元アレイは1平面ごとに測定を行うため時間分解能が2次元アレイを用いた手法に比べて低く心臓など動きの速い臓器の測定が困難である。また測定面内にビームを収束させるために音響レンズを用いるため、音響レンズの焦点の前後で空間分解能が劣化する。2次元アレイを用いたデジタルビームフォーミング方式では1回の送受信で全空間を測定できるため高い時間分解能を持つが、ビーム走査法と比較し膨大な数の素子を必要とし、信号対雑音比が低い[2]。

そのため我々は、指向性の低い送信波を測定空間全体に送信し、目標からのエコーを反射鏡を用いて小規模2次元アレイ上に収束させ、受信信号からバックプロジェクションにより画像再構成を行うハイブリッド方式を提案してきた[3,4]。Fig. 1は提案法の概略図である。提案法では全素子から適切な時間遅延を与えて送信し鏡面前方の1点に一度収束させることで、1点から大電力で送信するときと同じ空間特性を得る。

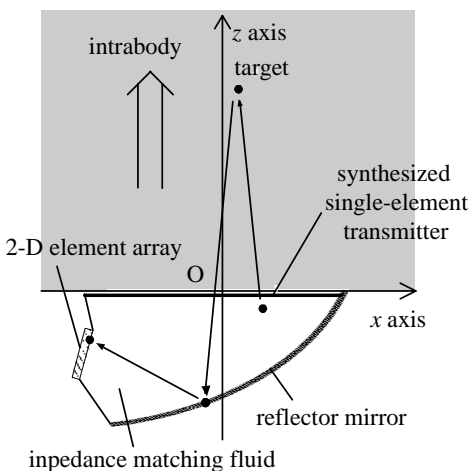


Fig. 1 Schematic view of the proposed method.

E-mail : taki@aso.cce.i.kyoto-u.ac.jp

### 2. 反射鏡形状の最適化

提案法ではバックプロジェクションにより画像再構成を行うためアレイ上に焦点形成する必要がなく、以下のように鏡面形状を最適化する。レイトレーシングによりエコーがアレイに到達する鏡面上の領域を鏡面の使用領域とする。高い側方向分解能を実現するため目標位置からの使用領域の見込み角を最大化するように評価関数を設定した。

$$E_M = \sum_v \phi_v \quad (1)$$

ここで $v$ は目標方向、 $\phi_v$ を見込み角とし、目標のレンジを7cm、 $-30 \leq v \leq 30$  (degree)、アレイ幅を1.6cmとした。 $E_M$ が最大るとき鏡面幅は6.2mmをとった。

### 3. サイドローブ抑圧

本節では回折を考慮し物理光学法で空間特性を求める。ただし、送信パルスの中心周波数を1.6MHz、-6 dB帯域幅を60%とした。鏡面最適化後の電力半値幅は1.39mm、サイドローブレベルは-12.9dBである。サイドローブレベル抑圧のためバックプロジェクションの際に鏡面の反射率が周辺部に近づくにつれ漸減するようテーパをかけた。バックプロジェクションは計算機上で行われるため反射率を自由に設定可能である。Fig. 2は鏡面最適化後の-15度、0度、15度方向に存在する目標の鏡面使用領域を示す。ただし1は使用領域、0は不使用領域を表している。目標方向により鏡面の使用領域が異なるため、各測定点に適したテーパをかけることにより高い空間分解能とサイドローブ抑圧を実現できる。

各テーパ関数に対して電力半値幅とサイドローブレベルを目的関数とする。2つの目的関数の最小化を行う場合、一方の目的関数を減少させると他方が増加する解が複数存在する。これらの他より劣っていない解はパレート最適解と呼ばれている。Fig. 3は各テーパ関数に対する提案法の電力半値幅とサイドローブレベルのパレート最適解を示している。図の

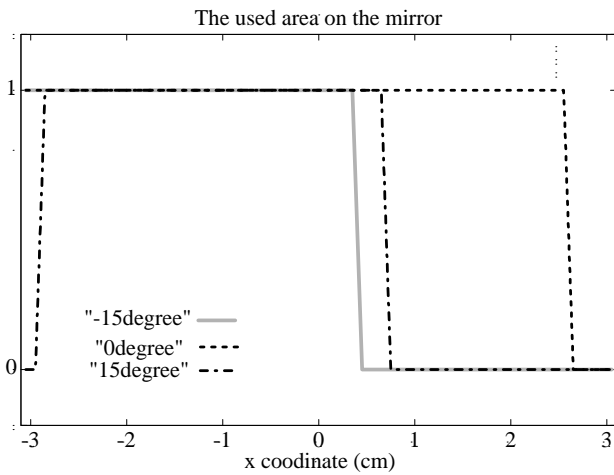


Fig. 2 X coordinate of used areas. The value of used area is 1 and that of non-used area is 0. The target direction is -15 degrees, 0 degree, and 15degree.

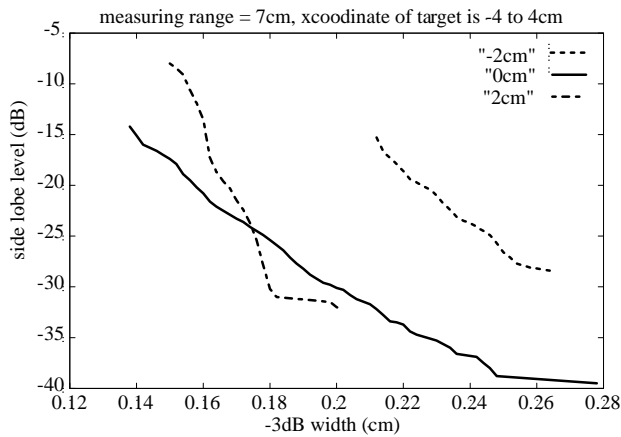


Fig. 3 Pareto optimum solution of -3dB lateral resolution and peak sidelobe level versus taper functions. X coordinate of measuring points are -2cm, 0cm, 2cm.

ように半値幅とサイドローレベルはトレードオフの関係にあるため、用途に応じてテーパ関数の選択を行う。低サイドローの画像と高分解能の画像を比較することにより、虚像の有無を判定し高い空間分解能で診断が可能となる。

Fig. 4 は最適化後のテーパ関数を用いた際の提案法の空間特性である。ただし目標の x 座標が-2cm, 0cm, 2cm のときに電力半値幅、サイドローレベルがそれぞれ 2.27mm, -20.1dB, 1.60mm, -20.2dB, 1.70mm, -20.4dB となるテーパ関数を用いた。3.7cm 幅の密配列アレイを持つデジタルビームフォーミング方式の中心方向の空間特性は、電力半値幅が提案法と等しくサイドローレベルが-17.4dB であるため、アレイに使用する素子数を 1/5.3 に減らし、かつサイドローレベルを 2.8dB 抑圧することができた。

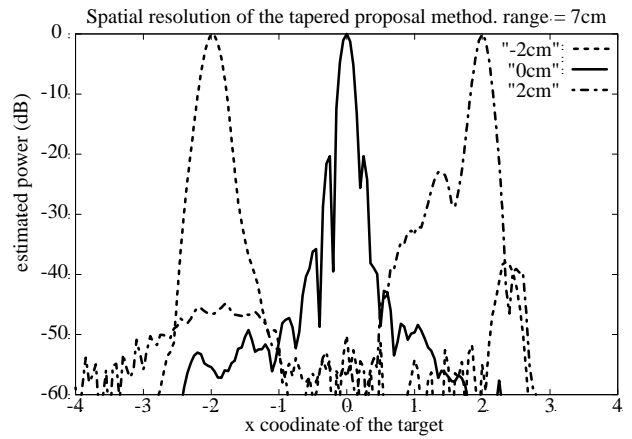


Fig. 4 Radiation pattern of the proposed imager with 1.6 cm width array. X coordinate of measuring points are -2cm, 0cm, 2cm.

#### 4. 信号対雑音比の検討

アレイ上の素子数を  $N_E$  とする。フェーズドアレイ方式を用いるとき、焦点での信号対雑音比  $SNR_{PA}$  と 1 素子で送受信する場合の信号対雑音比  $SNR_0$  との比は次式で表せる。

$$SNR_{PA}/SNR_0 = 10 \log (N_E^3) \quad (2)$$

提案法では全素子から適切な時間遅延を与えて送信するため、1 素子で送受信する場合と比較し送信電力は  $N_E$  倍となる。また、反射鏡に到達するエコーの大部分がアレイで受信されるため、同じアレイを用いたデジタルビームフォーミング方式と比較し受信電力が大きい。その比を  $M_H$  とする。1 回の送受信で全空間の測定が可能であるため  $N_c$  回コヒーレント積分を行うとき、提案法の信号対雑音比は次の式を満たす。

$$SNR_H/SNR_0 = 10 \log (N_E^2 M_H N_c) \quad (3)$$

アレイ上の素子数  $N_E = 800$ 、 $M_H = 5.3$ 、コヒーレント積分回数  $N_c = 300$  のとき  $SNR_H/SNR_{PA} = 3.0\text{dB}$  である。このとき 1 秒間に 17 回の 3 次元像が得られる。

#### 引用文献

1. T.R. Nelson and D.H. Pretorius : Ultrasound in Medicine and Biology, **24(9)**, (1998) 1243-1270.
2. A. Austeng & S. Holm : IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, **49(8)**, Aug. (2002) 1073-1086.
3. 瀧宏文, 佐藤亨 : USE2004 講演予稿集 (2004) 403 .
4. 瀧宏文, 佐藤亨 : 日本超音波医学会第 78 回学術集会講演要旨 (2005) 249.

# IVUS 用放物面ミラーを用いた 超音波収束シミュレーション

## Focusing of Ultrasonic Wave by a Parabolic Mirror for IVUS: A Simulation

◎大野尚樹、田川憲男、守屋正 (首都大)

Naoki Ohno, Norio Tagawa, and Tadashi Moriya (Tokyo Metropolitan Univ.)

### 1. はじめに

虚血性心疾患の診断法として、血管内超音波法 (intravascular ultrasonic: IVUS) がある。この方法には振動子自体が回転する機械操作式と、振動子自体は回転しない電子走査式の2種類がある。機械走査式では、カテーテル内に挿入した振動子及びワイヤーを回転させる。現在、探触子の発信周波数は35~40MHzが主である。振動子及びワイヤーを回転させるため、屈曲部分で摩擦が生じると回転速度が不均一となり、血管断面像が歪む。そのため、ミラーのみを回転させる方法が研究されている。

一方、電子走査式は、カテーテル先端部が128素子20MHz探触子で構成されている。回転しないので、歪みを生じない。しかし機械走査方式に比べて解像度にやや劣る。

機械走査式でのミラーの反射波を収束することが出来れば、解像度をさらに向上できる。

そこで、放物面ミラーにより  $xy$  平面内で収束させ、さらにカテーテルをレンズとして利用して  $yz$  平面でも収束させる。これにより、3次元内のある1点で収束できるため、解像度の向上が期待できる。

ここでは、PZFLEX を用いて、カテーテルの厚さ、反射面の形状、焦点の位置をパラメータとして、上記  $xy$  平面、 $yz$  平面の2Dシミュレーションを行う。

放物面ミラーは  $xy$  平面で描かれた放物面を  $z$  軸方向では一様とした、簡単な3D構造である。

### 2. シミュレーションモデルとパラメータ

放物面を含む平面と、円筒を含む平面の2平面を考える。

#### 2.1. 放物面を含む平面内での収束

Fig. 1 に放物面を含む平面内のモデルを示す。図の PZT はチタン酸ジルコン酸鉛の圧電振動子を示す。放物面は  $y^2 = 4fx$  で与えられる。パラメータは、周波数、ミラ

ー形状、焦点  $f$ 、PZT とミラーとの距離である。周波数は25MHz または 35MHz である。ミラー形状は直線または  $y^2 = 4fx$  の曲線である。

$y^2 = 4fx$  で与えられる形状の放物面ミラーは、 $x$  軸に平行に進む波が反射すると全て  $xy$  平面上の焦点  $f$  に収束する。

#### 2.2. 円筒を含む平面内での収束

Fig. 2 に円筒を含む平面内のモデルを示す。外径2mm一定、内径1.3mmから1.6mmまで0.05mm刻みの値でそれぞれシミュレーションする。

この円筒を含む平面ではミラーの代わりに PZT を仮想的に置いた。

放物面を含む平面でミラー~焦点間距離が  $2f$  であったから、こちらの平面で PZT~焦点間距離が  $2f$  になるようにパラメータを調整する。

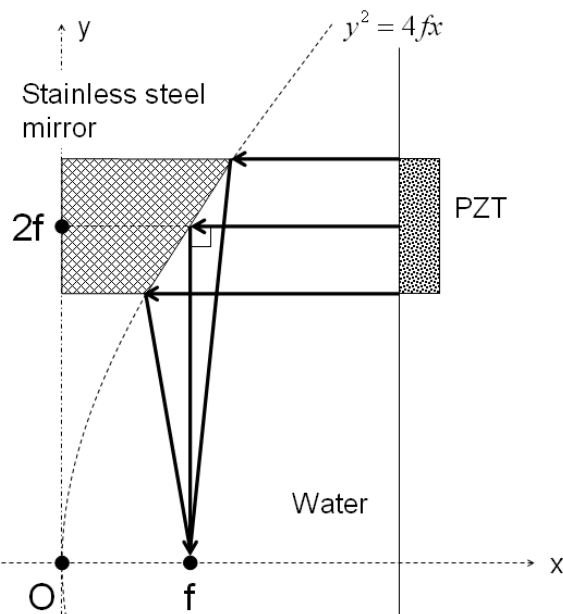


Fig. 1 Planer model including parabolic mirror

ohnona@elena.eei.metro-u.ac.jp

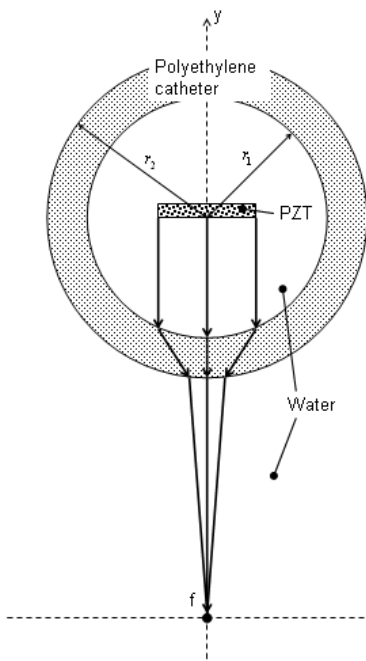


Fig. 2. Planer model including catheter

### 3. 結果

#### 3. 1. 放物面を含む平面内での収束の結果

Fig. 3 に放物面ミラーと直線ミラーの比較を示す。放物線ミラーのメインローブの零点間の幅は放物線ミラーにより小さくなった。Fig. 4 に超音波の周波数の比較を示す。35MHz でメインローブの零点間の幅は、より小さくなった。Fig. 5 に周波数の比較を示す。焦点  $f$  が小さくなると、メインローブの零点間の幅も小さくなる。

#### 3. 2. 円筒を含む平面内での収束の結果

円筒を含む平面内のモデルでの焦点上の超音波波形を Fig. 6 に示す。円筒内径が小さいほど零点間の幅は小さい。

### 4. まとめ

メインローブの零点間の幅は、 $1.22D/\lambda$  で与えられ、周波数に反比例する。これは Fig. 4 の結果と一致する。

また、 $f$  が小さくなると、点  $f$  を中心とする超音波の経路がなす角度が大きくなる。そのために、より小さく収束する。これは Fig. 5 の結果と一致する。

円筒を含む平面で Fig. 6 の結果は、カテーテル円筒の厚さが大きいほど、Fig. 2 に示したレンズの機能を果たすことを示す。今後、音響インピーダンスと幾何学的考察により、円筒で収束させるためのさらに正確なパラメータを検討する。

### 参考文献

1. 本江純子, “血管内エコー法,” 日本エム・イー学会誌 生体医工学 VOL. 43 NO. 1 2005 pp. 12-16

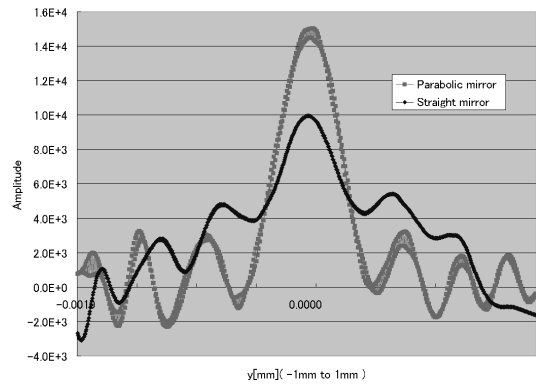


Fig. 3 Comparison of focusing by parabolic and straight mirror

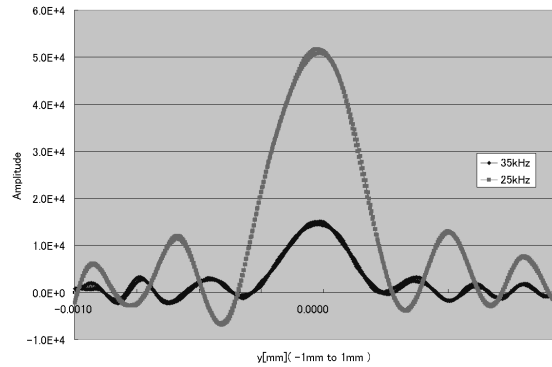


Fig. 4 Comparison of focusing at 25MHz and 35MHz

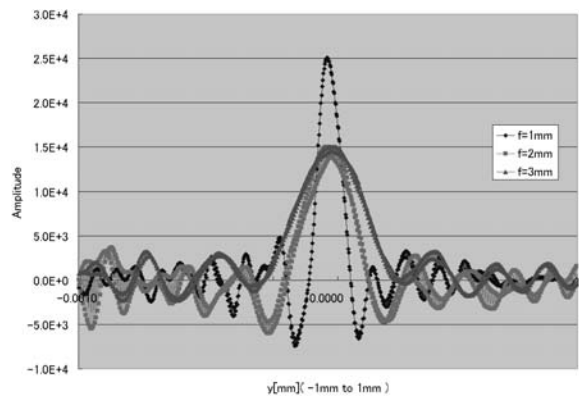


Fig. 5 Comparison of focusing by different focuses of mirrors

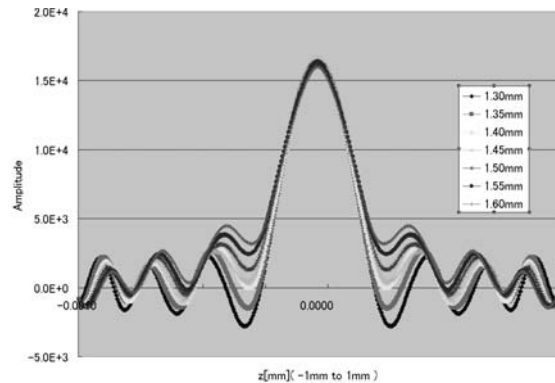


Fig. 6 Comparison of focusing by different inner diameters of catheters



# 電子集束超音波による 生体内の温度上昇シミュレーション

## Simulation of temperature rise in tissue by electronic focused ultrasound

齋藤圭司, 石関貴裕, 土屋健伸, 遠藤信行(神奈川大・工)

Yoshikazu Saito, Takahiro Ishizeki, Takenobu Tsuchiya and Nobuyuki Endoh (Kanagawa Univ.)

### 1. はじめに

近年,リアルタイムに組織の性状や形状を表示することができる超音波診断装置の普及が著しい。しかし,ハーモニックイメージングに代表される大出力の診断モードが利用されるようになり,超音波の生体作用や,音響的安全性を確認することが重要になってきている。そこで筆者らは,平面振動板からの超音波を照射した際,均質な組織中で生じる温度上昇について報告してきた<sup>[1],[2]</sup>。しかし,実際の診断装置では空間分解能を向上させるため,アレイ探触子を用いたダイナミック集束法を用いる電子走査方式が主流である。そこで本報告では,平面振動板を構成するエレメントの遅延時間を調整し超音波ビームを集束させ,それを均質媒質に照射した際の温度上昇についてFDTD-HCE法を用いて検討した。

### 2. 数値解析手法

#### 2.1 FDTD-HCE法

音波伝搬を解析する際に用いる運動方程式と,連続の式は次式となる。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -K \nabla \cdot v \quad \dots(1) \quad -\rho \frac{\partial v}{\partial t} = \nabla p + \eta v \quad \dots(2)$$

ここで  $p$  は音圧,  $v$  は粒子速度,  $K$  は体積弾性率,  $\rho$  は密度,  $t$  は時間である。 $\eta$  は吸収減衰を考慮するための損失項で,次式となる。

$$\eta = \frac{2k\alpha}{\sqrt{k^2 - \alpha^2}} \rho c \quad \dots(3)$$

ここで  $c$  は音速,  $k$  は波数,  $\alpha$  は吸収係数,  $\rho$  は密度である。

生体組織に超音波を照射した際の温度上昇の解析には,物体内部での発熱量を考慮したHCE法(熱伝導方程式)を用いる。

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \nabla^2 T + Q \quad \dots(4)$$

ここで  $T, \rho, \lambda$ , は生体組織の温度,密度,熱伝導率である。式(4)の右辺第2項  $Q$  は超音波の吸収減衰により発生する発熱量で,次式で計算される。

$$Q = 2 I \quad \dots(5)$$

ここで  $I$  は,超音波強度の時間平均値である。温度分布は超音波強度  $I$  をHCE法に連結して求めている。

解析をする際には,二次元領域をセル要素に分割し,空間・時間領域において中心差分することにより,音場と温度の空間分布を求めている。

#### 2.2 ビームフォーミング<sup>[3]</sup>

Fig. 1 に本報告で用いたビームフォーミングのモデルを示す。振動子を構成する  $x$  個の各振動子エレメントから焦点  $O$  までの音波の伝搬時間が等しくなるように,焦点から各振動子エレメントまでの距離と,半径  $F_0$  の円周との差分(図中の破線)だけ遅延時間を調整し, $O$  において超音波ビームを集束させている。各振動子エレメントの遅延時間  $t_d$  は次式となる。

$$t_d = (F_0 - \sqrt{F_0^2 + x_i^2}) / c \quad \dots(6)$$

ここで  $x_i$  は  $O'$  から各振動子エレメントまでの距離,  $c$  は伝搬媒質内の音速である。

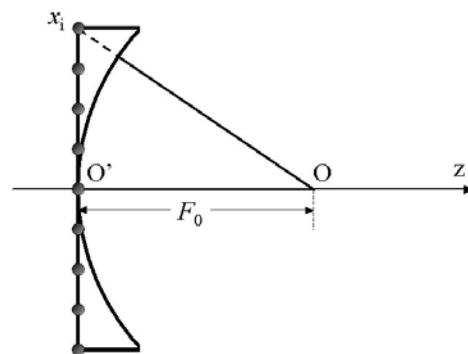


Fig. 1 Model of electronic focusing.

### 3. 解析モデル

Fig. 2 に解析モデルを示す。水中に半径 20 mm, 中心周波数 2.5 MHz の電子集束型円形平面振動板と Tissue を密着させて配置し,超音波強度の時間平均値が焦点において  $0.72 \text{ W/cm}^2$  となるように波連長 6 cycle のパルスを励振した。Tissue の大きさは,長さ 50 mm,幅 50 mm である。水および Tissue のパラメータを Table に示す。Tissue は,37 で一定に保たれ

ている恒温水槽内にあると想定しているため、HCE法を計算する際の初期温度および、最外周の境界条件は水温と同じ37℃とした。

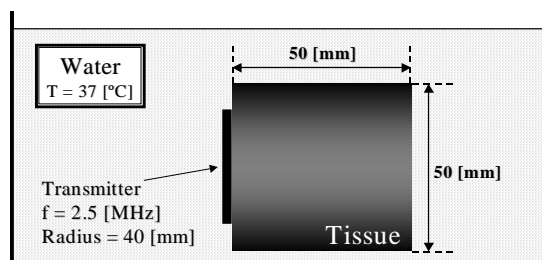


Fig. 2 Geometry of the calculation model of temperature rise distribution in soft tissue.

Table Acoustic characteristics and heat characteristics of the media.

	Water	Tissue
Sound speed [m/s]	1530	1575
Density [kg/cm <sup>3</sup> ]	1000	1065
Absorption coefficient [dB/cm/MHz]	0	0.6
Thermal conductivity [W/(m·K)]	-	0.525
Specific heat [J/(kg·K)]	-	3550

#### 4. 解析結果

Fig. 3 (a), (b) に、電子集束型円形平面振動板からの水中での放射音場分布の計算結果を示す。(a), (b) 共に放射音場分布は音場内での最大値で規格化した。焦点がTissueの中心25 mmの位置になるように各振動子エレメントを振動させたが、計算結果は0.16波長ずれた24.9 mmの位置に焦点が形成された。要因の一つとして、計算で用いた空間領域の離散間隔 $\Delta x$  (=0.02 mm) では前述した破線距離を完全に再現することが出来なかったことが考えられる。フォーカルスポットの大きさは、長さ3.5 mm、幅0.8 mm程度となり、文献[4]にあるように形状はラグビーボール状となった。

Fig. 4 に、P.R.F(Pulse repetition frequency)を100-400 kHzで変化させた収束超音波を5 s間Tissueに照射した際のTissue内での最高温度を示す。Bモードで用いられているP.R.F:5 KHz程度では温度は上昇しなかったが、図中に示すようにP.R.F:100 KHz以上では、無視することができる程度ではあるが温度が上昇した。

#### 5. まとめ

ビームフォーミングにより単焦点を形成させた超音波を均一なTissueに照射した場合、P.R.Fが大きいとTissue内において温度上昇が起こる可能性が示された。今後は焦点の深度が深くなると精度が悪くなるため、その改善を図っていく予定である。

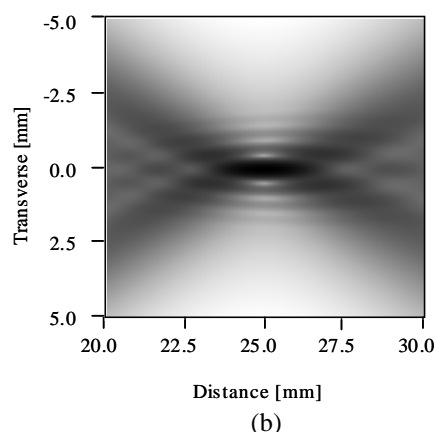
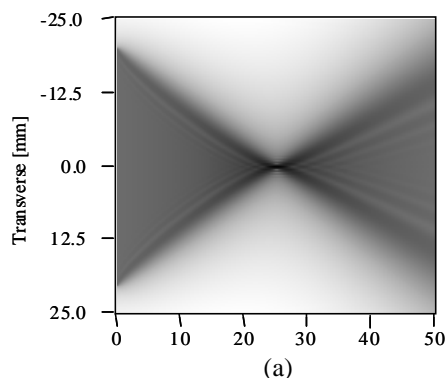


Fig.3 Sound field of pulse wave using by electronic focusing in water.

(a) Entire calculation result. (b) A part of the focal point.

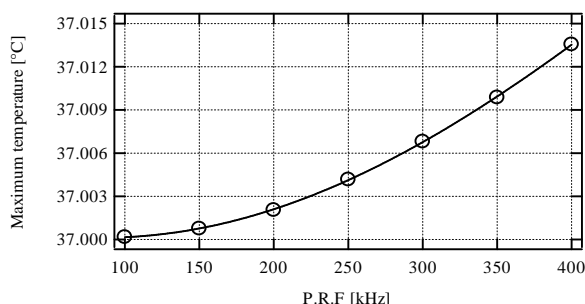


Fig. 4 Relationship between Maximum temperature in soft tissue and P.R.F.

#### 参考文献

- [1] Y. Saito *et al.*: Jpn. J. Appl. Phys. **44** (2005) 4600.
- [2] 齋藤他：USE04 講演予稿集(2004) 281.
- [3] 新超音波医学 1(医学書院，東京，2000) 39.
- [4] 梅村晋一郎：超音波テクノ，**16** (2004) 22.

#### 謝辞

本研究のデータの一部をご提供いただいた国立成育医療センター名取道也博士，アロカ株式会社内藤みわ様に感謝の意を表します。

本研究の一部は文部科学省ハイテクリサーチセンタープロジェクトならびに平成16年度科学研究補助金(若手(B)#13027305，基盤(C)(2)#16500325)の助成を受けた。

## 音響学の基礎式に関する理論的考察

### Theoretical investigations on the fundamental equations in acoustics

大家左門 (株)小野測器  
Samon Oie (Ono Sokki Co., Ltd.)

#### 1. はじめに

別報 [ 1 ]にて、最も簡単な Kelvin 物質ではあるが、散逸媒質中の 1 次、2 次の弾性波に対する基礎方程式系を与えた。これらは、いずれも、一般的な保存則の形をしているため、このままでは、波動に対する直観的なイメージはつかみ難いかもしい。そこで、本報では、等方性媒質を考え、その中の弾性波に対する解を考え、直観的なイメージをつかむとともに、音響学の基礎式に関し、理論的な考察を加えることにする。

#### 2. 基礎方程式とポテンシャル解

別報 [ 1 ]で与えた基本方程式系は、1 次、2 次共に、一般的な保存則の形をしているが、特に、等方性物質を考え、熱応力を考慮に入れた応力に関する構成方程式を組み合わせ、且つ、物質定数が位置に依存しない定数と見做し得る場合を考えると、運動量保存則、エネルギー保存則は、最高次数については、

$$\rho_0 \partial_t^2 \mathbf{u}_\bullet - \left( \lambda_B^{\text{eff}} + \frac{4}{3} \mu^{\text{eff}} \right) \text{grad}(\text{div} \mathbf{u}_\bullet) + \mu^{\text{eff}} \text{rot}(\text{rot} \mathbf{u}_\bullet) + \lambda_B \alpha_V \text{grad} T_\bullet = \rho_0 \mathbf{f}_\bullet^{\text{eff}} \quad (1)$$

$$(c_V)_0 \rho_0 \partial_t T_\bullet - \kappa \nabla^2 T_\bullet + (\lambda_B \alpha_V T)_0 \text{div} \partial_t \mathbf{u}_\bullet = r_\bullet^{\text{eff}} \quad (2)$$

の形にまとめられる。ここに、

$$\lambda_B^{\text{eff}} = \lambda_B + \lambda_B' \frac{\partial}{\partial t}, \quad \mu^{\text{eff}} = \mu + \mu' \frac{\partial}{\partial t} \quad (3)$$

$$\lambda_B = \lambda + \frac{2}{3} \mu, \quad \lambda_B' = \lambda' + \frac{2}{3} \mu' \quad (4)$$

$$C_{ijkl} = \lambda \delta_{ij} \delta_{kl} + \mu (\delta_{ik} \delta_{jl} + \delta_{il} \delta_{jk}) \quad (5)$$

$$D_{ijkl} = \lambda' \delta_{ij} \delta_{kl} + \mu' (\delta_{ik} \delta_{jl} + \delta_{il} \delta_{jk}) \quad (6)$$

である。(1) (2)で、●は次数(1、2)を表し、 $K$ は熱伝導係数である。また、偏差熱変形係数 $\alpha'_{kl}$ はゼロとした。 $\alpha_V$ は定応力体積膨張係数である。今、変位ベクトルを、

$$\mathbf{u}_\bullet = -\text{grad}(\varphi_\bullet) + \text{rot}(\mathbf{A}_\bullet) \quad (7)$$

の形で表し、(1) (2)に入れ、文献[2]で散逸気体中の線型波動に対し示された手法を参考にして整理すると、これらのポテンシャルの満たすべき方程式は、最終的に、

$$\begin{aligned} & \partial_{ct}^{-1} \left( \partial_{ct}^2 - (\Gamma - F) \frac{\nabla^2}{2} \right) \cdot \left( \partial_{ct}^2 - (\Gamma + F) \frac{\nabla^2}{2} \right) \varphi_\bullet \\ & = \frac{1}{c_{LS}^2} \cdot (\partial_{ct} \psi_{\bullet D}^{\text{eff}} - \gamma_{\text{eff}}^{(el)} l_h \nabla^2 \psi_{\bullet D}^{\text{eff}}) \\ & + \frac{1}{\rho_0 c_{LS}^3} \cdot \frac{(\lambda_B \alpha_V)_0 r_\bullet^{\text{eff}}}{\rho_0 c_{V,0}} \end{aligned} \quad (8)$$

$$\rho_0 \frac{\partial^2 \mathbf{A}_\bullet}{\partial t^2} - \left( \mu + \mu' \frac{\partial}{\partial t} \right) \nabla^2 \mathbf{A}_\bullet - \rho_0 \mathbf{B}_{\bullet S}^{\text{eff}} = \mathbf{0}, \quad (\text{div} \mathbf{A}_\bullet = 0) \quad (9)$$

で与えられる。ここで、ゲージ変換を利用し、 $\mathbf{f}_\bullet^{\text{eff}} = -\text{grad} \psi_{\bullet D}^{\text{eff}} + \text{rot} \mathbf{B}_{\bullet S}^{\text{eff}} \quad (10)$

$$\text{div} \mathbf{B}_{\bullet S}^{\text{eff}} = 0 \text{ とした。また、} \Gamma = 1 + (\gamma_{\text{eff}}^{(el)} l_h + l_V) \partial_{ct} \quad (11)$$

$$F = \left\{ \begin{array}{l} 1 + 2[l_V + (\gamma_{eff}^{(el)} - 2)l_h] \partial_{ct} \\ + (\gamma_{eff}^{(el)} l_h - l_V)^2 \partial_{ct}^2 \end{array} \right\}^{1/2} \quad (12)$$

$$\gamma_{eff}^{(el)} = \left( K_S^{(el)} + \frac{4}{3} \mu \right) / \left( \lambda_B + \frac{4}{3} \mu \right) \quad (13)$$

$$K_S^{(el)} = \left( 1 + \frac{\alpha_{V,0} (\lambda_B \alpha_V T)_0}{\rho_0 (c_V)_0} \right) \lambda_B \quad (14)$$

$$\equiv \gamma^{(el)} \lambda_B$$

$$c_{LS}^2 = \frac{1}{\rho_0} \left( \gamma^{(el)} \lambda_B + \frac{4}{3} \mu \right) \quad (15)$$

$$l_V = \frac{1}{\rho_0 c_{LS}} \left( \lambda'_B + \frac{4}{3} \mu' \right) \quad (16)$$

$$l_h = \frac{\kappa}{\rho_0 c_{LS} \gamma_{eff}^{(el)} (c_V)_0} \quad (17)$$

$$\partial_{ct} = \frac{\partial}{\partial (c_{LS} t)} \quad (18)$$

である。 $\gamma^{(el)}$ は、気体であれば、比熱比に相当する物理量である。散逸効果がゼロの時には、(8)式左辺は、 $\partial_{ct} (\partial_{ct}^2 - \nabla^2) \phi$ となり、(等温体積弾性率 $\lambda_B$ ではなく、)断熱体積弾性率 $K_S^{(el)} = \gamma^{(el)} \lambda_B$ に基づく縦波に対する波動作用素に帰することに注意されたい。(9)式より、横波に対しては、等温揃断弾性率 $\mu$ のみが意味を持つことが判る。これは、 $\alpha'_{kl} = 0$ としたことに起因する。以上の考察を基に、従来の理論式の中で、もし、熱力学を考慮に入れていないものがあれば、修正を要する式も出て来るであろうことを注意しておく。

### 3. 近似方程式の系統的導出

$\|l \cdot \partial_{ct}\| \ll 1$ 、 $\|\nabla\| \approx \|\partial_{ct}\|$ の場合には、気体の場合[2]と同様にして、近似方程式を考えることが可能となる。例えば、(8)式は、

$$\begin{aligned} & \partial_{ct}^{-1} \left( \partial_{ct}^2 - (\Gamma - F) \frac{\nabla^2}{2} \right) \cdot \\ & \cdot \left( \partial_{ct}^2 - (\Gamma + F) \frac{\nabla^2}{2} \right) \phi \cdot \\ & \cong (\partial_{ct} - l_h \nabla^2) (\partial_{ct}^2 - (1 + l_{vh} \partial_{ct}) \nabla^2) \phi \cdot \\ & = (\partial_{ct} - \gamma_{eff}^{(el)} l_h \nabla^2) \frac{\psi_{\bullet D}^{eff}}{c_{LS}^2} + \frac{(\lambda_B \alpha_V)_0 r_{\bullet}^{eff}}{\rho_0 c_{LS}^3} \end{aligned} \quad (19)$$

と近似でき、熱モード、伝播モード([3]-[5])の存在が浮き彫りとなってくる。ここで、

$$l_{vh} = l_V + (\gamma_{eff}^{(el)} - 1) l_h \quad (20)$$

である。更に、微小項を消し、主に $z$ 方向に進む波を考え、放物近似を行うと、(19)は、

$$\begin{aligned} & - \left( \nabla_{\perp}^2 - 2 \partial_{z'} \partial_{ct'} + l_{vh} \partial_{ct'}^3 \right) \phi \cdot \\ & \cong \frac{1}{c_{LS}^2} \psi_{\bullet D}^{eff} + \frac{1}{\rho_0 c_{LS}^2} \cdot \frac{(\lambda_B \alpha_V)_0}{\rho_0 c_{V,0}} \end{aligned} \quad (21)$$

$$\cdot \int r_{\bullet S}^{eff} \left( \tau + \frac{z'}{c_{LS}}, z' \right) d\tau$$

と近似し得る。ここで、時空座標変換

$$t = t' + \frac{z'}{c_{LS}}, \quad z = z' \quad (22)$$

を導入した。(21)式は、任意の回数について成り立つ式であるが、特に2次の式は、非線型音響学分野で、KZK方程式[6]として知られた式に対応することを注意しておく。

### 引用文献

1. 大家 音講論集, 1-4-2, pp.1167-1168, (2005-09).
2. J.D.Polack, J. Acoustique Vol.4 No.1 (1991) 47-67.
3. エリ・ランダウ、イェ・リフシッツ、"流体力学,"東京図書, 第8章、1975
4. D.T.Blackstock, "Fundamentals of Physical Acoustics," John-Wiley, Ch.9, 2000
5. P.M.Morse and K.U.Ingard, "Theoretical Acoustics," McGraw-Hill, Inc., Ch.6, 1968
6. M.F.Hamilton and D.T.Blackstock(eds.), "Nonlinear Acoustics," Academic Pr., Chs.3,8, 1998

## in vitro 実験による血栓溶解効果の確認 Confirmation of effect of thrombolysis by in vitro experiment

○荻原誠, 窪田純 (日立メディコ・技研),  
安藤和美, 谷藤泰正 (慈恵医大病院・麻酔科), 佐々木一昭 (日立・中研),  
梅村晋一郎 (京大・医学部), 古幡博 (慈恵医大・ME研究室)  
Makoto Ogihara, Jun Kubota (Hitachi Medical Corp.),  
Kazumi Ando, Yasumasa Tanihara (Jikei Univ.), Kazuaki Sasaki (Hitachi Ltd.),  
Shin-Ichiro Umemura (Kyoto Univ.), Hiroshi Furuhashi (Jikei Univ.)

### 1. はじめに

脳血管障害は、癌、心臓疾患に次いで死亡者数の多い疾患であり、その中でも脳梗塞患者は脳血管障害の6~7割を占めている。また、死に至らなくても脳虚血時間が長くなるにともない、障害・麻痺の発生する危険性が增大する。そのため、脳血栓を早期に溶解し、急速再開通させることが重要となる。現在、血栓溶解剤 tPA (tissue Plasminogen Activator: 組織プラスミノゲンアクチベータ) 投与時において経頭蓋ドプラの連続モニタリングが、急性期治療の血栓溶解効果を高める事が報告されている<sup>1-4)</sup>。我々はさらに溶解効果が高いとされる低周波超音波を用いた、経頭蓋超音波併用脳血栓溶解装置を開発中である。これは tPA 投与と併用し、より効果・安全性の高い超音波を経頭蓋的に照射することにより、tPA の血栓溶解効果を加速増強するものである。

ここでは同装置を用い、ヒト新鮮血を用いた梗塞モデルを作成し、溶解効果の増強を実験的に評価した。

### 2. 方法

**2.1 超音波照射システム:** 本システムは、診断装置、治療用超音波送波アンプ、超音波プローブ、からなる。治療(T): 500 kHz・診断(D): 2 MHz と、大きく異なる2つの周波数の超音波を出力するため、T/D 超音波を PC により制御し交互に照射する系とした。また、プローブは狭い音響窓を有効に使う必要があるので、T/D 両振

動子アレイを積層構造としたプローブを開発し、使用した。

**2.2 超音波照射方法:** 本実験では、T ビーム・D ビームの交互照射を行うインターミッテント照射法とした。T ビーム 2 分照射 + D ビーム 30 秒照射を 4 回繰り返す、その後 5 分 D ビーム照射を行う。これを 1 サイクルとして 4 サイクル施行し、計 60 分間の超音波照射とした。D ビームでは血栓部の開通状態をカラーモードで観察した。tPA の血栓溶解効果の増強を図るための T ビームは照射超音波強度  $0.05 \text{ W/cm}^2$  の正弦連続波とした。

**2.3 血栓塞栓モデル:** 血栓の作成は、健常被験者より採血した血液を 1.25 ml ずつガラス試験管に分注した。40 分放置した後、3500 rpm で 5 分間遠心分離し血栓を作成した。

なお、30 ml を遠心分離し、血清を採取した。

**2.4 実験装置:** 狭窄部モデルを Fig.1 に示す。tPA を臨床で使用する濃度(358 IU/ml)で満たしたシリンジ内 (内径 9.0 mm) に血栓と血清 1.0 ml を投入した。このシリンジの狭窄部の内径は 2.5 mm であり、血栓がこの部分で詰ることによって梗塞部を模擬した (狭窄率 92%)。

狭窄部モデルは Fig.2 に示す様に、水槽内に水を満たし、ヒーターにて水温を  $37^\circ\text{C}$  一定に保つように温度の制御を行った。1 症例より 4 個の血栓を作成し、超音波照射群(US+)1 個、コントロール群 (超音波非照射群: US-) 3 個とした。プローブと照射群を超音波吸収体で覆うことで、壁面での反射や、コントロール群への誤照射を防ぐ構造とした。

US+: 13 例、US-: 39 例において血栓が溶解し、再開通するまでの時間を比較した。

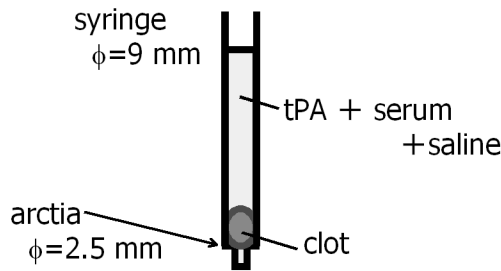


Fig. 1 Thromboembolization model

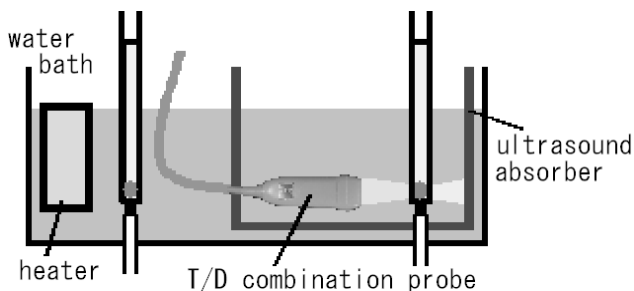


Fig. 2 Experimental setup of ultrasound irradiation

### 3. 結果

超音波照射開始からの時間経過と開通率との関係を Fig.3 に示す。照射 60 分後の溶解率は US+ で 92.3%、US- で 64.1% となった。平均溶解時間は US+ で 21.4 分、US- で 27.2 分となった。時間経過には有意差があり、 $P < 0.0062$  となった。

### 4. 考察と結論

低周波・低出力を用いた本開発装置において、血栓溶解剤 tPA の十分な溶解効果増強を確認した。

本システムでの臨床における出力超音波強度は  $I_{SPTA} = 0.72 \text{ W/cm}^2$  を想定している。経頭蓋での超音波照射では、頭蓋骨による吸収や散乱により、 $1/5 \sim 1/6$  に減衰することがわかっており、血管に照射される超音波強度は  $I_{SPTA} = 0.12 \text{ W/cm}^2$  程度となる。今回の実験では、照射超音波強度は  $0.05 \text{ W/cm}^2$  であった。このことから、さらに超音波強度を高めた実験を行い、超音波強度と開通率の関係を明らかにし、臨床応用の指標としたい。

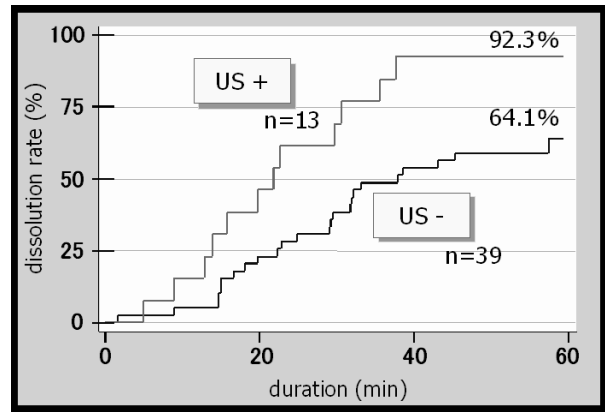


Fig. 3 Relationship of thrombolysis rate vs. duration of sonication *in vitro*

### 謝辞

本開発は一部、厚生労働科学研究費補助金（基礎研究成果の臨床応用推進研究事業 H14-トランス-016）により行われました。

### 引用文献

1. S. Behrens, M. Daffertshofer, D. Spiegel and M. Hennerici : *Ultrasound Med. Biol.* **25** (1999) 269.
2. Spengos K., Behrens S., Daffertshofer M., Dempfle CE. and Hennerici M. : *Ultrasound Med. Biol.* **26** (2000) 889.
3. Andrei V. Alexandrov : *European Journal of Ultrasound* **16** (2002) 131.
4. T. Ishibashi, M. Akiyama, H. Onoue, T. Abe and H. Furuhashi : *Stroke* **33** (2002) 1399.

## 超音波照射によるがん細胞の増殖抑制に関する研究 - 照射超音波の音響強度とがん細胞のアポトーシス誘導および増殖抑制の関係

Study on suppression of cancer cell proliferation by ultrasound exposure –Relationship among acoustic intensity of irradiated ultrasound, apoptosis induction into cancer cells and suppression of cancer cell proliferation -

宇田川祥子、奥友美子、内田武吉、西村裕之、川島徳道、竹内真一（桐蔭横浜大）  
Yoshiko Udagawa, Yumiko Oku, Takeyoshi Uchida, Hiroyuki Nishimura, Nirimichi Kawashima and Shinichi Takeuchi (Toin Univ. of Yokohama)

### 1. はじめに

近年、超音波を利用してがんを低浸襲治療するための研究が盛んになっている<sup>1)4)</sup>。これまで我々は、マウスの胸腺リンパ系がん細胞(EL-4)に超音波照射すると、音響キャビテーションによって発生する活性酸素がアポトーシスを誘導するために増殖が抑制されることを電気泳動法や酵素活性測定法によって明らかにしてきた<sup>5)6)</sup>。本研究では、がん細胞に超音波を照射して、増殖に及ぼす影響について検討した。

### 2. 実験方法

#### 2.1 本研究で使用するがん細胞

マウスの胸腺リンパ系がん細胞(EL-4)を用いて超音波照射によるがん細胞の増殖抑制に関する研究を行っている。EL-4 を 10% 牛胎児血清を含む RPMI1640 培地で培養して使用する。

#### 2.2 超音波照射システム

本研究で使用する当研究室製の超音波照射システムを Fig.1 に示す。超音波照射用の水槽の底部に O リングを介して厚さ 2mm、直径 180mm のステンレス製振動板を装着してある。振動板の水槽と反対面の中央にはランジュバン振動子が接着されている。ファンクション・ジェネレータの出力信号を増幅度 50dB のパワーアンプで増幅してランジュバン振動子に印加することで振動板を駆動する。その結果、水槽内に定在波音場が形成される。水槽は 2 重構造となっている。外側水槽は水温調整用で、内側水槽は超音波照射用である。内

側水槽内のステージに、RPMI1640 培地とともにがん細胞を入れたプラスチック製培養フラスコを設置する。

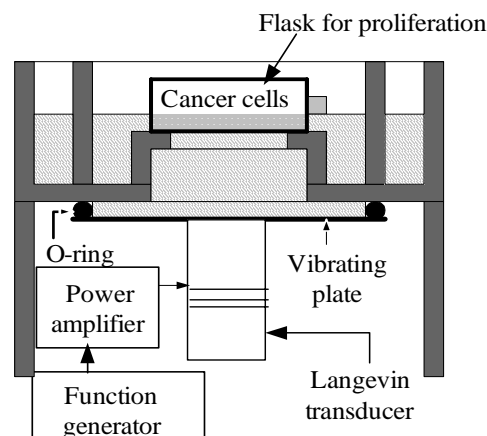


Fig.1 Basic structure of ultrasound exposure system for suppression of cancer cells proliferation

#### 2.3 超音波照射条件

本研究では、超音波照射によって音響キャビテーションとともに発生する活性酸素を利用して、がん細胞にアポトーシスを誘導し、その増殖を抑制することを考えているので、照射超音波の周波数は、ソノケミカルルミネッセンスの発光強度の周波数特性により決定する。ソノケミカルルミネッセンスでは、活性酸素とルミノールが反応して発光する。発光強度が強いほど音響キャビテーションと活性酸素が多量に発生している。150kHz の時に最も強く発光し、活性酸素が多く発生していることを確認できた。したがって、本研究では、がん細胞への超音波照射も 150 kHz で行う。

#### 2.4 超音波照射用水槽内の音場

高温圧用ハイドロホンを使用して本研究で用いる超

音波照射システムの水槽内における超音波音場を測定した。測定結果の一例を Fig. 2 に示す。また、ランジュバン振動子への印加電圧と水槽内における平均音響強度の関係を Fig. 3 に示す。

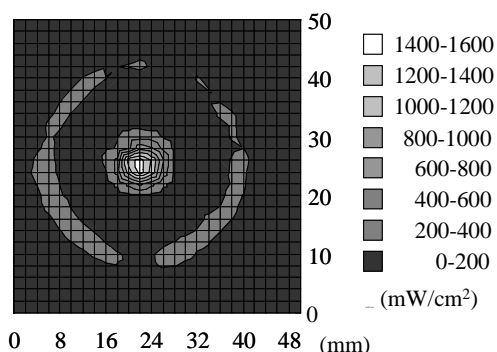


Fig. 2 Sound field distribution (Acoustic intensity) in the water tank of our ultrasound exposure system (150 kHz)

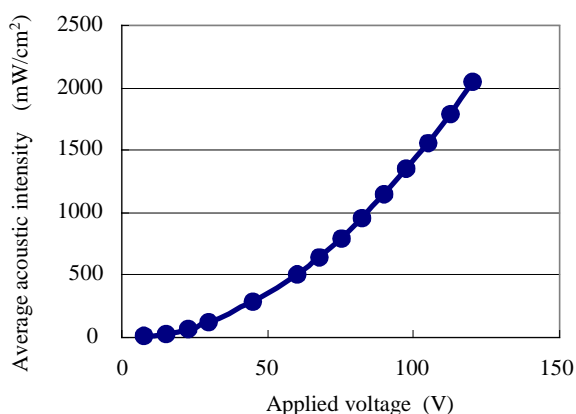


Fig. 3 Relationship between applied voltage to the Langevine type transducer and average acoustic intensity in the water tank of our ultrasound exposure system (150 kHz)

### 2.5 がん細胞への超音波照射実験

RPMI1640 培地とともに各がん細胞 (EL-4) を入れた培養フラスコを上記の超音波照射システムの内側水槽内に設置して、超音波を照射する。水槽内の平均音響強度と各がん細胞の増殖曲線の関係を測定し、がん細胞にアポトーシスを誘導するための条件について検討する。

## 3. 結果

### 3.1 超音波照射後の増殖曲線

照射超音波音場の平均音響強度と EL-4 の増殖曲線の関係を Fig.4 に示す。駆動周波数 150kHz で 15 分間照射した。平均音響強度が 1100 mW/cm<sup>2</sup> の時には、超音

波照射直後に細胞数が減少していることから、多くの細胞がネクローシスを引き起こしていると考えられる。したがって、EL-4 にアポトーシスを誘導するためには、照射音響強度 800mW/cm<sup>2</sup> 程度の超音波の照射が適しているとわかった。

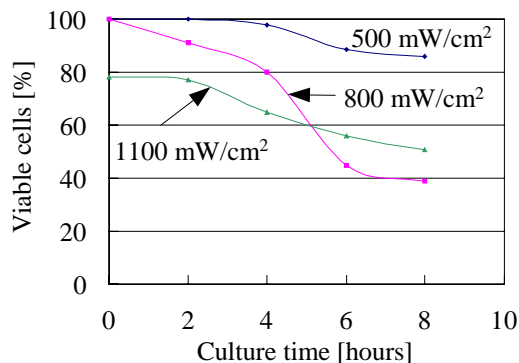


Fig.4 Proliferation curves of cancer cells EL-4 exposed to ultrasound with various average acoustic intensities (Exposure time : 15 min.)

## 4. まとめ

印加電圧を変えることによって、照射超音波の平均音響強度が EL-4 の増殖率に及ぼす影響を検討した。平均音響強度が 1100 mW/cm<sup>2</sup> の時には、多くの細胞がネクローシスを引き起こしていた。EL-4 にアポトーシスを誘導するためには、照射音響強度 800mW/cm<sup>2</sup> 程度の超音波の照射が適しているとわかった。

## 参考文献

- [1] H. Honda, Q. L. Zhao and T. Kondo: *Ultrasound Med. Biol.* 28 (2002) 673.
- [2] H. Yumita, R. Nishigaki, K. Umemura and S. Umemura: *Jpn. J. Cancer Res.* 80 (1989) 219.
- [3] N. Miyoshi, V. Misik and P. Riesz: *Radiat. Res.* 148 (1997) 43.
- [4] R. Seip, N. T. Sanghvi, T. Uchida and S. Umemura: *Proc. 2001 IEEE Ultrasonic Symp.* (2001) p. 1343.
- [5] T. Takatera, A. Watanabe, T. Sato, H. Nishimura, N.Kawashima and S. Takeuchi: *Jpn. J. Appl. Phys.* 43 (2003) 3251.
- [6] A.Watanabe, K.Kawai, T.Sato, H.Nishimura, N.Kawashima and S.Takeuchi: *Jpn. J. Appl. Phys.* 43 (2004)3245



## 超音波造影剤による酵母菌の捕捉

### Yeast cell trapping using an ultrasonic contrast agent

小板橋勇介、中島成継、山越芳樹（群馬大 工）

Y. Koitabashi, N. Nakajima and Y. Yamakoshi (Gunma Univ., Faculty of Engineering)

#### 1. はじめに

超音波医用応用分野において微小気泡は広く造影剤として用いられているが、将来期待されているのはドラッグ（遺伝子）・デリバリ・システムなど治療への応用である。この治療応用で有望視されている技術に、超音波による微小気泡のダイナミクス制御がある。この方法は、血流を介して薬剤を付加した微小気泡を生体内に導入し、気泡に音響放射圧（Bjerknes 力）を作用させることで気泡を患部付近に捕捉する。このとき、強力な超音波を照射すると気泡は破壊し、そこで形成されるジェットにより組織表面に微小な穴が短時間だけあき、これにより組織内部に薬剤を効率よく浸透させることができる（ソノポレーション）。しかし気泡を長寿命化しようとして気泡殻に生分解性ポリマーを用いたり、気泡に薬剤を付加したりすると、一般に気泡は硬くなり、超音波下での気泡の体積振動は小さくなる。我々は、このような比較的硬く、体積振動を生じにくい気泡に対して、気泡の自己組織化を用いた気泡トラッピング（シード気泡法）を提案した<sup>2)</sup>。この方法では、まず超音波に対して感度の高いシード気泡を導入し、超音波場中での自己組織化により気泡集合を形成させる。この集合気泡の周囲には、比較的大きな Bjerknes 力の場ができるので、これを利用して、そのままでは体積振動が小さく捕捉できないようなターゲット気泡を捕捉する。本稿では、この手法を酵母菌の超音波トラッピングに応用したので報告する。

#### 2. 定在波法とシード気泡法との比較

従来法である定在波法とシード気泡法について、ターゲット気泡に働く Bjerknes 力を導出する。一般に、超音波場中に微小気泡が存在すると、気泡には Bjerknes 力が生じる。この力は、複素数形式では次式のように書ける。

$$F_B = -\frac{1}{2} \text{Re} \langle V^* \nabla p \rangle \quad (1)$$

ここで、 $V$  はターゲット気泡の体積振動、 $p$  は超音波の音圧、 $\langle \rangle$  は時間平均である。

##### 2-1 定在波法で気泡に働く Bjerknes 力

$x$  軸方向に定在波が生じている場合、位置  $x$  における音圧及び、ターゲット気泡の体積振動は、それぞれ以下の式で与えられる。

$$V = V_0 - \Delta V \exp[j(\omega t - \varphi_T)] \quad (2)$$

$$p = p_0 + p_1 \exp[j(\omega t - k_x x)] + p_1 \exp[j(\omega t + k_x x)] \quad (3)$$

ここで、 $V_0$  はターゲット気泡の平衡体積、 $\varphi_T$  は入射超音波位相を基準にとったときのターゲット気泡の体積振動の位相、 $p_0$  は静圧、 $p_1$  は定在波を形成するための超音波の音圧、 $\omega$  は超音波の角周波数、 $k_x$  は定在波の  $x$  軸方向の波数である。

(1)-(3)式より、ターゲット気泡に働く Bjerknes 力  $F_{B,SW}$  は次のように表される。

$$F_{B,SW} = -\Delta V k_x p_1 \cos(\varphi_T) \sin(k_x x) \quad (4)$$

##### 2-2 シード気泡法で気泡に働く Bjerknes 力

$m$  個のシード気泡が  $x$  軸上の原点付近に集合し、各気泡が独立に振動して、周囲に 2 次超音波を放射していると考えられる。このとき、ターゲット気泡での音圧は次式のように表される。

$$p = p_0 + p_1 + m p_2 \frac{R_0}{x} \exp[j(\omega t - kx - \theta_s)] \quad (5)$$

ここで、 $p_0$  は静圧、 $p_1$  は入射超音波の音圧、 $p_2$  はシード気泡からの 2 次超音波音圧、 $R_0$  はシード気泡の等価半径、 $k$  は 2 次超音波の波数、 $\theta_s$  は 2 次超音波の位相である。

(1)、(3)、(5)式より、ターゲット気泡に働く Bjerknes 力  $F_{B,Seed}$  は次のようになる。

$$F_{B,Seed} = -\frac{1}{2} \frac{m p_2 R_0 \Delta V}{x} \left[ k \sin(kx + \theta_R) + \frac{1}{x} \cos(kx + \theta_R) \right] \quad (6)$$

$$\theta_R = \theta_s - \varphi_T \quad (7)$$

ここで、定在波法における Bjerknes 力の最大値及び、シード気泡法における  $x = R_0$  での Bjerknes

力（この時、最大の音響放射圧が働く）は、

$$F_{B,SW} = -\Delta V k_x p_1 \cos \varphi_T \quad (8)$$

$$F_{B,Seed} = -\frac{1}{2} m p_2 \Delta V \frac{1}{R_0} \cos \theta_R \quad (9)$$

(8)、(9)式より、シード気泡法が定在波法よりも大きな Bjerknes 力を発生できる条件として、

$$m p_2 > \frac{2 R_0 k_x p_1 \cos \varphi_T}{\cos \theta_R} \quad (10)$$

### 3. 実験

実験系は先の実験系 2)と同じであるが、アルミ板で作成した流路（厚さ 1mm、幅 3mm）を用い、ここに流速 5mm/sec でシード気泡やターゲット物体（酵母菌）を導入し、超音波を入射させた時の運動を流路上部においた実体顕微鏡で観測した。

まず、ターゲット物体である酵母菌の活動を見るために初期温度 70、60、55、45 の温水に酵母菌（60mg/ml）を入れ（順に A,B,C,D 群とする）30分攪拌した後 45 に設定した。これらに蔗糖(3w%)を導入して、発酵による糖度変化を観測した（図 1）。その結果、A,B 群では糖度の低下が見られなかったが、C,D 群では糖度の低下が確認された。

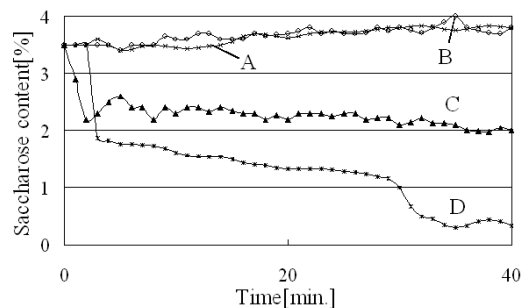


Fig. 1 Decrease of saccharose w%, when 3 w% saccharose is introduced to the yeast cell-hot water mixture. Four different initial temperature are examined.

実験では上記 4 群の酵母菌をターゲット物体とし、シード気泡として超音波造影剤のレボピスト（シェーリング）を濃度 23mg/ml で用いた。ここで超音波の周波数は 5MHz、音圧は 100kPa である。図 2 に結果を示す。シード気泡を超音波場を導入すると、シード気泡は自己組織化により集合気泡が形成される(A 群：図(a-1)、B 群：図(b-1)、C 群：図(c-1)、D 群：図(d-1))。ここに酵母菌（20mg/ml）を導入した。ただし、酵母菌液の導入時の温度は 27 度である。導入 30 秒後、60 秒後の様子を図 2 に示す。結果を見ると、図 1 に示した実験で糖度の低下が見られず酵母菌の活性が低いと考えら

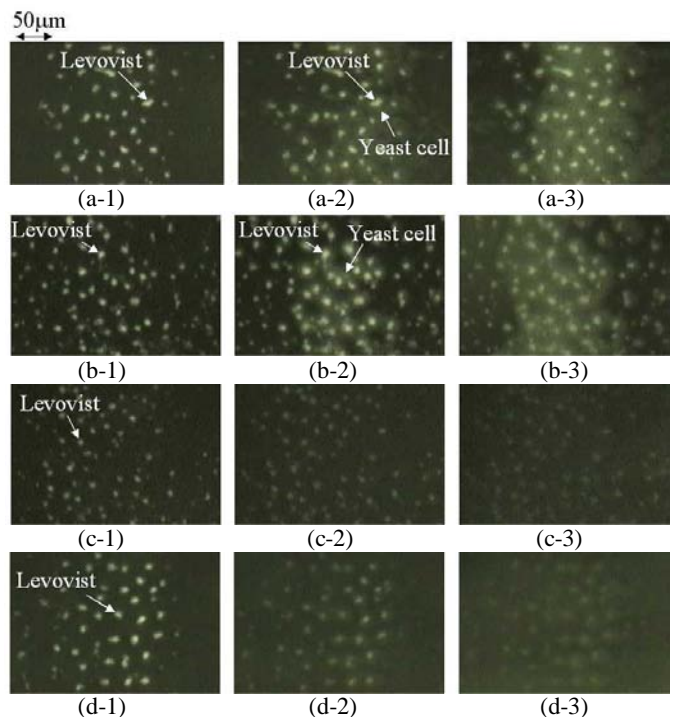


Fig.2 Yeast cell trapping for different preparation temperature of yeast cell. (a): Group A (70 degrees C). (b): Group B (60 degrees C), (c): Group C (55 degrees C), (d): Group D (45 degrees C). Figures (a-1)-(d-1): Before introducing the yeast cell. (a-2)-(d-2): At 30 sec. after introducing the yeast cell. (a-3)-(d-3) : At 60 sec. after introducing the yeast cell.

れる A,B 群において、シード気泡の周囲に酵母菌が良く捕捉される様子が観察できた（図 2(a-3)、(b-3)）。一方、糖度が低下し活性が高いと考えられる C,D 群では、レボピスト気泡が時間と共に消えてしまうような現象が観察された（図 2(c-3)、(d-3)）。

### 4. まとめ

我々が提案したシード気泡法は、ターゲット気泡に働くトラッピング力が従来の定在波法と比べ大きいという特徴がある。このため実験結果に示したように、定在波法では捕捉することが難しい物体でも捕捉することが可能となる。またソノポレーションへの応用を考えたとき、高い音圧の超音波で破壊されやすいシード気泡と、薬剤キャリア媒体であるターゲット気泡とを  $\mu\text{m}$  オーダーで常に接近させておくことができるという利点もある。

### 参考文献

1. T.G Leighton: The acoustic bubble, Chapter 4, Academic Press, London 1997
2. 山越芳樹: USE2004 講演予稿集 pp.333-334 (2004)

# 流路中の定在波によるマイクロカプセルの 濃度勾配変化の観測と破壊効率への影響

## Visualization of concentration variation of fluid microcapsules by the standing wave and influence to destructive efficiency

溝部一行、八頭司庸介、梶田晃司（東京農工大 生物システム応用科学教育部）  
Ikkou Mizobe, Yosuke Yatouji, Kohji Masuda (Graduate School of BASE, Tokyo Univ. A&T)

### 1. まえがき

一般的な治療用の薬物投与方法では、薬物は患部到達前に全身に拡散するため濃度が低下し、効率が悪い。このような問題を解決するためのDrug Delivery System (DDS) の手法として、薬物を含んだマイクロカプセル（以下カプセル）を体外からの超音波照射により破壊する超音波DDSの研究が盛んである[1][2]。本研究では模擬血管内に定在波を作成し、管内に注入されたカプセルの濃度勾配が変化することを超音波断層像にて観測した。このことを利用し、カプセルの濃度を高めた地点に超音波ビーム照射することにより破壊効率への影響を検証した。

### 2. 定在波でのマイクロカプセルの捕捉

カプセルは松本油脂社製マツモトマイクロスフェア-F-80Eを使用した。実験の構成を Fig.1 に示す。x 軸方向に走る模擬弾性血管に対し、z 軸方向から周波数 1MHz のトランスデューサを用いて定在波を印加した。さらに、管内にカプセル溶液を注入する様子を中心周波数 3.5MHz の超音波探触子で断層像を観察した。直径を 65~75[μm] に統一したカプセル溶液を注入したときの y-z 平面の超音波断層像を Fig. 2 に示す。定在波の印加によりカプセルが模擬血管内で捕捉され、輝度が高くなっていることが分かる。

模擬血管は超音波透過材 AptFlex F21 を用いて作成した。超音波診断装置は日立メディコ社製 EUB-565、定在波形成のためのトランスデューサは NTR SYSTEMS 社製で周波数 1MHz、500kHz のものを使用した。

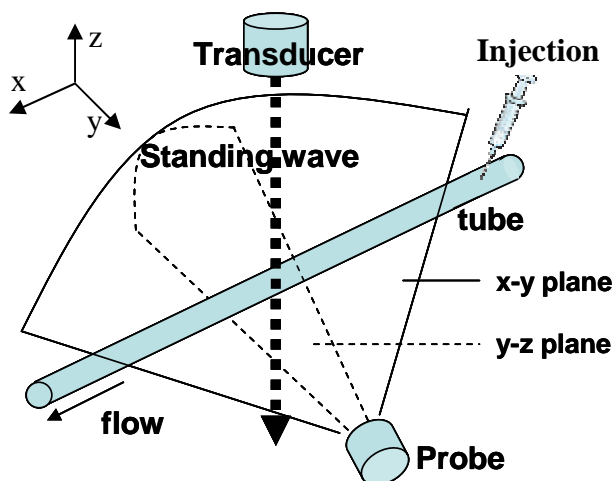


Fig.1 Experimental setup

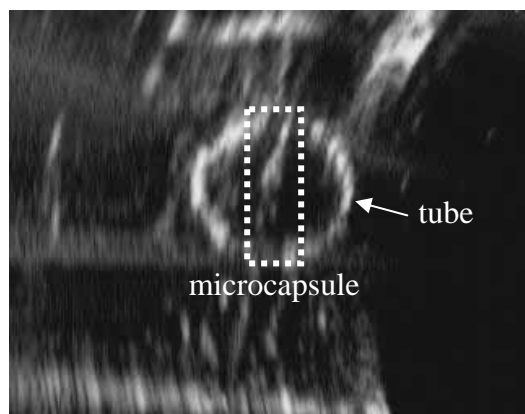


Fig. 2 Echogram of a cross-section of elastic tube

### 3. 模擬血管中での定在波の影響における濃度上昇

Fig.1 における x-y 平面の断層像の模式図を Fig.3 に示す。Fig.3 中の領域 C は定在波を印加した領域を含む。カプセルを注入すると、定在波の影響を受けてカプセルの流れに変化が生じ、下流に設定した領域 L1 及び L2 よりも上流の領域 R1 及び R2 においてカプセル濃度が高くなる傾向を超音波断層像の輝度変化から確認することができた。その検証として、各領域の輝度平均値を超音波断層像上にて計測するソフトウェアを DirectX と Visual C++、及び Photron FLX-PCI の画像入力ボードを用いて開発した[3]。

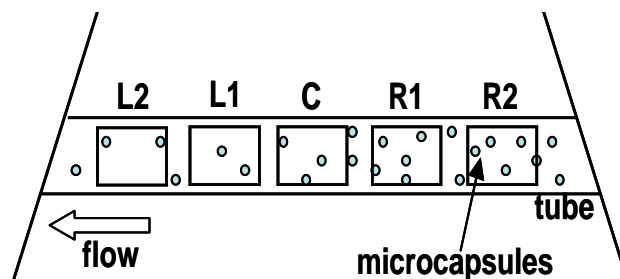


Fig.3 Establishing 5 regions inside the tube on echogram

直径を 90~106[μm] に統一したカプセル溶液を流路に注入し、注入後の数秒間における各領域の輝度変化を計測した。Fig.3 中に示した各領域における輝度の時間平均値を Fig. 4 に示す。これから上流の領域の平均輝度値が下流に比べ高いことが確認できた。一方、定在波の周波数は 1MHz、音圧は 150[kPa] であり、これではカプセルが破壊されないことは既に確認している。この上記の結果は定在波の印加によるカプセルの濃度勾配の変化を示している。

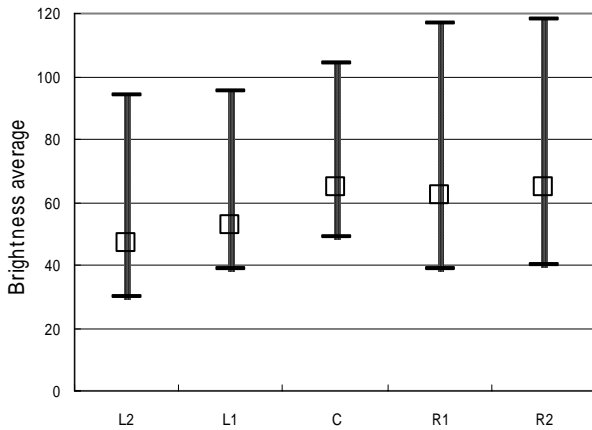


Fig. 4 Brightness averages in the regions

#### 4.超音波ビーム照射前後での破壊効率の比較

3章の結果から定在波の影響により模擬血管内にカプセル濃度の変化が発生することが確認できた。このことから、カプセル濃度を高めた地点に超音波ビームを照射することにより、より多くのカプセルを破壊できると考えられる。

水槽に溜めた脱気水を流速 10[cm/sec]で循環させ、領域 C より 450[mm]上流においてカプセル溶液を注射器で注入する。カプセルの粒径分布のデータから、直径 20[mm]の管に最高 1[sec]あたり約 0.3[mg]のカプセルが流れる状態において、超音波断層像で観察しながら破壊用の超音波ビーム(中心周波数 2.5MHz 最大負圧 2.5Mpa)を領域 C に照射する。ビーム照射点の上流と下流の輝度に差が生じた場合、カプセルがビームによって破壊されたと考えられる。そこで、定在波を印加した時としない時において各領域における平均輝度の時間変化を比較した。カプセルの直径は 63~75[μm]に統一した。比較する領域は、生体中では Fig.3 の様な直線状の血管は考えられないことから、領域 C の最近傍の L1,R1 とした。定在波を印加しないときの結果を Fig.5、印加したときの結果を Fig.6 に示す。

Fig.5 はこれまでの結果[3,4]と同様、カプセル溶液注入とともに輝度値が上昇し、上流 R1 と下流 L1 ではカプセルの到達時間差による位相差が見られ、またビームによる破壊により若干の輝度値の減少が見られるのみである。一方、Fig.6 ではカプセル溶液注入後、定在波によってカプセルの流れが阻害されたと見られる輝度上昇が R1 において観察され、L1 との輝度差が大きくなっている。この輝度差は、両領域の中間つまり領域 C においてカプセルの消滅を示すものであると考えられる。

定在波の有無それぞれの場合において、領域 R1 の平均輝度に対する領域 L1 の比を計算し比較した結果を、カプセルの直径をパラメータとして Fig.7 に示す。定在波をかけた場合ではかけない場合に比べて、破壊効率が上昇することが明確に示された。

#### 5. まとめ

カプセルの流れる流路中に定在波をかけること

により、カプセルの捕捉と濃度勾配を操作できることが確認できた。さらに、濃度の高い地点にドプラビームを照射することにより破壊効率を向上させられることが確認できた。今後は他のパラメータについても検討も行う。

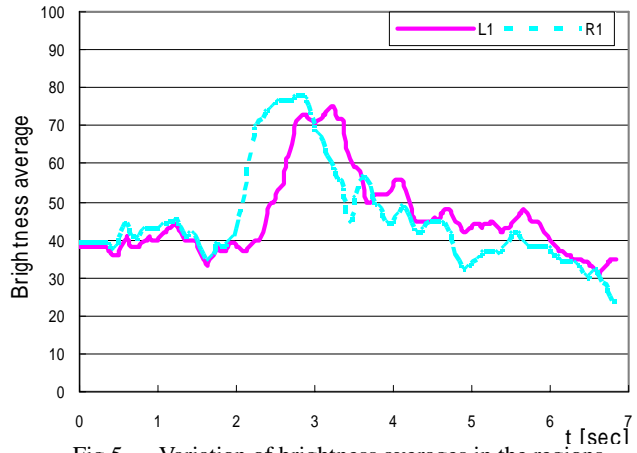


Fig.5 Variation of brightness averages in the regions of L1 and R1 (without standing wave)

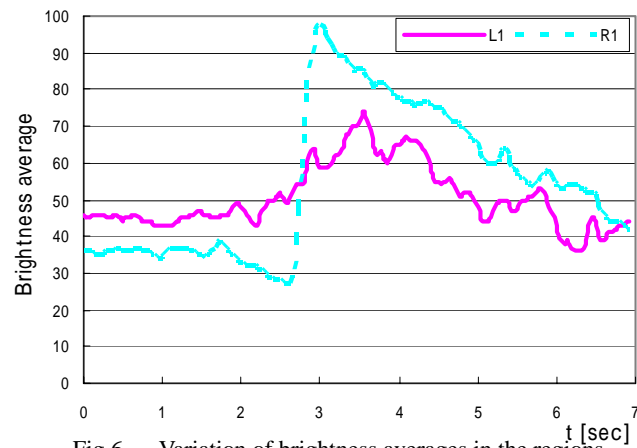


Fig.6 Variation of brightness averages in the regions of L1 and R1 (with standing wave)

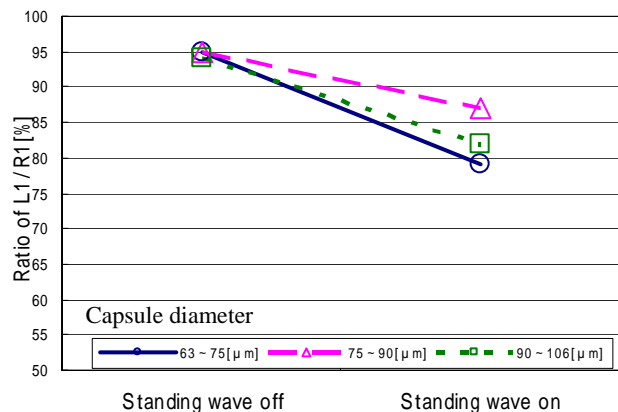


Fig.7 Comparison of ratio of L1/R1 versus existence of standing wave

#### 引用文献

- [1] 小山他、USE2003,Vol.24, p.301-302 (2003)
- [2] 工藤他、信学論 Vol.J84-A,No.12, pp.1492-1499(2001)
- [3] 溝部他、USE2004,Vol.25, p.413-414(2004)
- [4] 溝部他、第 44 回日本生体医工学学会論文集,p.296(2005)

## 血流速度ベクトル計測の精度評価 - ランキン渦の数値シミュレーションとファントム実験による検討 -

Accuracy evaluation of blood flow velocity vector measurement

-Numerical simulation and phantom experiment of the Rankine's vortex-

園山輝幸\*<sup>1</sup>, 岡田 孝, 原田烈光 (アロカ・研究所),

大槻茂雄 (医用超音波技術研究所), 田中元直 (東北厚生年金病院)

Teruyuki Sonoyama, Takashi Okada, Akimitsu Harada (ALOKA, Res. Lab.), Shigeo Ohtsuki (Inst. Med. Ultrasound Tech.), and Motonao Tanaka (Tohoku Employees' Pen. Wel. Hosp.)

### 1. はじめに

Echo Dynamography (心機能断層法) は、2次元断層面内の流れのドプラ情報から心機能を定量化する新手法であり、血流速度ベクトル、流量分布、加速度分布などを表示できる<sup>1)</sup>。今回報告する血流速度ベクトル計測は、断層面内の流れの方向と速さをベクトル表示したものである。

カラードプラ法では観測面内の速度ベクトルのビーム方向成分のみを表示しているため、心腔内血流が実際にどの方向に流れているかを把握することが困難であった。一方、速度ベクトル計測では観測面内のカラードプラ速度分布を元に、面外の流入成分を考慮してビーム方向と直交する速度成分を推定するため、実際の血流の動きが把握しやすくなる。本報告では、速度ベクトル計測の精度について、ランキン渦の数値シミュレーションとファントム実験で検証した結果を述べる。

### 2. 速度ベクトル推定の原理

ビーム方向の速度成分から、以下の方法でビーム方向に直交する速度成分を推定する。まず、観測面内の流れを、面外への流入がある基本流と、面内のみの流れである渦流に分離して考える。また、振動子面から距離  $x$  離れた等距離線上での流量を積分したものを流量関数として定義する。この流量関数の正負の成分から渦流(ビーム方向成分)を、流れ関数などから渦流(直交成分)と基本流を求めることができる。最後に基本流と渦流のビーム方向直交成分を合成することで、観測面内流れのビーム方向に直交する速度成分を求めることができる。

### 3. シミュレーションデータの作成

精度評価には典型的な渦流であるランキン渦を用いた。ランキン渦は Fig. 1 に示すように、距離に比例した速度で剛体的に回転している半径  $r_0$  までの領域(強制渦)と、距離に反比例した速度で慣性的に回転している半径  $r_0$  以上の領域(自由渦)からなっている。数値シミュレーションでは最大流速が 50 cm/s となるような任意断面の速度分布データを作成した。速度プロファイルの例を Fig. 1 に示す。この任意断面のデータから、セクタースキャンのビーム方向を考慮したカラードプラ画像を生成した。このカラードプラ画像を用いて速度ベクトル計測処理を行った結果と、元のランキン渦の速度データとを比較した。水平面だけでなく、斜め断面での速度分布の精度も評価するために、プローブをランキン渦の水平面に対して 0 度から 45 度まで傾けた断面の速度データを作成し評価した。

### 4. シミュレーションデータの精度評価

プローブの傾きが 0 度のときの速度ベクトル計測結果を Fig. 2 に示す。カラードプラ画像ではビーム方向の速度成分しか判らないが、速度ベクトル表示では同心円状に渦を巻いている流れがはっきりと判る。臨床応用の設定条件での計測誤差は、強制渦

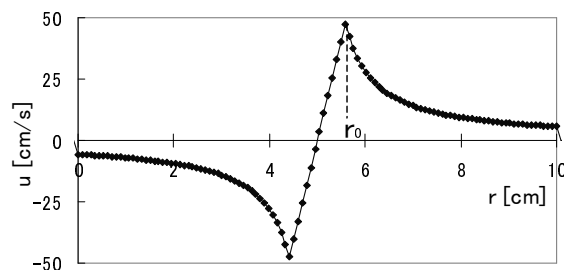


Figure 1: Velocity profile of the Rankine's vortex.

\*<sup>1</sup> sono3570@am.aloka.co.jp

と自由渦の境界付近で最大約 10 %，それ以外の領域では 5 % 程度であった．プローブを 0 度から 45 度まで傾けたときのシミュレーションによる速度データと速度ベクトル計測の比較結果を Fig. 3 に示す．Fig. 3a は渦の中心を通る X 軸方向 (Fig. 2 の X 軸) の結果で，Fig. 3b は Y 軸方向 (Fig. 2 の Y 軸) の結果である．速度を求めた位置は，強制渦と自由渦の境界から 10 mm 外側である．X 軸方向では傾きによらず誤差が 5 % 程度であった．Y 軸方向では傾きが 30 度以上で誤差が大きくなったが 30 度以内では X 軸方向と同程度であった．

## 5. 渦ファントムの作成

次に，シミュレーションで用いたランキン渦をファントムで作成し，速度ベクトル計測を行った．ファントムは寒天とグラファイトを用いて作成し，幅 20 cm × 20 cm，高さ 15 cm の容器に入れた．ファントム中心部分から半径 50 mm の円柱をくり抜き，この中に流体として脱気水を注入した．この中に直径 8 mm，長さ 40 mm の円柱状の攪拌子を置き，マグネット式攪拌機によって一定速度で回転させて，定常流のランキン渦を発生させた．超音波診断装置と 3.75 MHz セクタープローブを用いてこのファントムのカラードプラ画像データを収集し，速度ベクトル計測処理を行った．

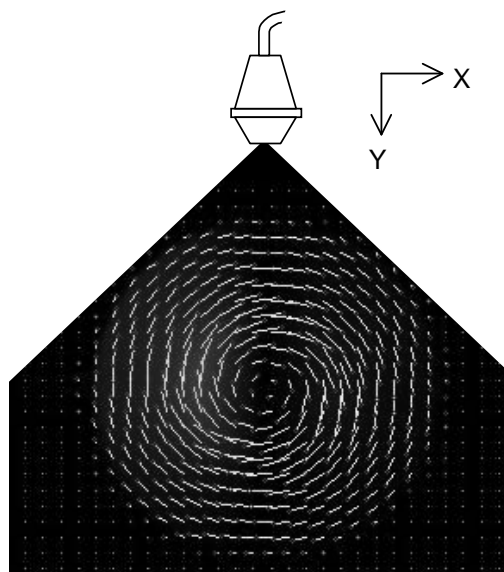


Figure 2: A result of the velocity vector measurement of simulated Rankine's vortex.

## 6. 渦ファントムの検証

攪拌子を回転させてから約 5 秒間の連続データを処理した結果，攪拌による渦の発生を速度ベクトル表示で確認することができた．また，渦が定常になった状態での速度プロファイルを計測すると，Fig. 1 に示したようなランキン渦のプロファイルを得ることができた．

## 7. まとめ

ランキン渦の任意断面において，速度ベクトル表示による渦の速度分布を確認できた．また，流速の精度評価からは，シミュレーションと速度ベクトル計測の結果がほぼ一致した．渦ファントムにおいても，流体が静止状態から渦を形成する過程を速度ベクトルで表示することができた．これらの結果から，Echo Dynamography による速度ベクトル計測法は流体の速度分布を実用的には十分な精度で表示でき，定量的にも有用な計測法であることが分かった．

## 参考文献

- 1) 田中, 菅原, 中島, 片平: 循環器専門医, 12, 2 (2004) 363-374.

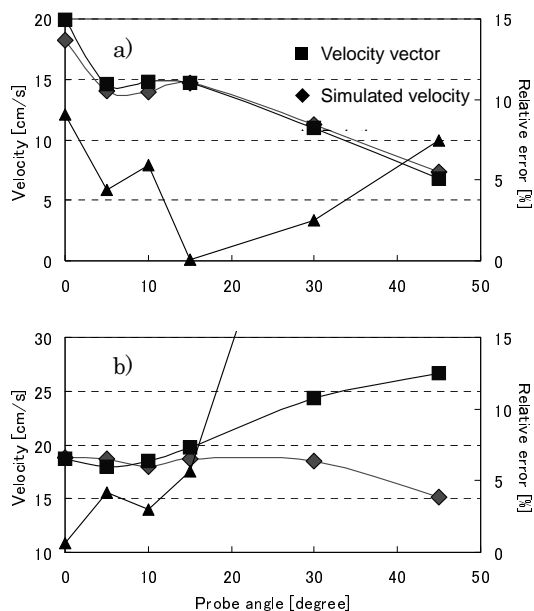


Figure 3: Angular dependence of the simulated velocity data and the velocity vector data. a) X axis, b) Y axis. Velocity vector, Simulated velocity, Relative error.

## 超音波血流計測に基づく粘性と圧勾配の 同時推定に関する検討

### A Study on Simultaneous Estimations of Viscosity and Pressure Gradient Based on Ultrasonic Blood Flow Measurement

○新田尚隆、本間一弘（産総研 人間福祉医）、椎名毅（筑波大 シス情）  
Naotaka Nitta, Kazuhiro Homma (AIST) and Tsuyoshi Shiina (Univ. Tsukuba)

#### 1. はじめに

血管内血液の流動状態によって生じる、ずり応力や圧較差のような血管壁への力学的負荷は、動脈硬化症におけるプラーク破綻、内皮細胞の生化学的な活性化等に影響を与え得る。従って、血流によるこれらの力学的負荷を非侵襲で知ることができれば、血管系疾患の予防等に有益な情報をもたらすと期待される。一方、粘性は、ずり応力の大きさを制御する重要な因子の一つであると考えられる。著者らはこれまで、ナビエ-ストークス方程式と超音波血流計測との組み合わせから動粘性率を推定する手法について検討してきた。本稿ではこれを発展させ、推定した動粘性率に基づき、さらに圧勾配を推定する方法について検討した。

#### 2. 粘性及び圧勾配の同時推定

血液が非圧縮性粘性流体であると仮定する。ここでは、超音波血流計測に基づく実用性を考慮し、2次元流を扱うこととする。この場合、ナビエ-ストークス方程式を圧勾配 ( $\partial p/\partial x, \partial p/\partial y$ ) について解くと、以下式が得られる。

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \rho_0(\nu X - U) \quad (1)$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = \rho_0(\nu Y - V) \quad (2)$$

ここで、 $\rho_0$  は密度、 $\nu$  は動粘性率であり、

$$U = \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y}$$

$$V = \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y}$$

$$X = \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}$$

$$Y = \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2}$$

である。一方、動粘性率は次のように求められる<sup>1,2)</sup>。

$$\nu = \left( \frac{\partial \xi}{\partial t} + u \frac{\partial \xi}{\partial x} + v \frac{\partial \xi}{\partial y} \right) / \left( \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} \right) \quad (3)$$

非圧縮性を仮定しているため、空間的な密度変化はなく定数である。従って、密度を既知定数と仮定すれば、圧勾配と動粘性率は、以上のように導出された式に基づき、速度ベクトルのみから得られることとなる。すなわち、速度ベクトルを超音波計測することにより、圧勾配と動粘性率の同時推定が可能となる。2次元の場合の速度ベクトル分布は、超音波ドプラ法によるビーム軸方向速度成分の計測と、非圧縮条件を用いた方位方向速度成分の推定とから求められる<sup>1)</sup>。

#### 3. シミュレーションによる検証

動粘性率と圧勾配の同時推定法の有用性について、計算機シミュレーションにより検証した。これまでと同様、Fig.1のように、血管壁上にプラーク状障害物を配置したモデル流路を構成した。血管壁上で速度ベクトルが0であるような固定境界条件、流入口及び流出口における自然境界条件を付与して差分法を用い、実際の血液に近い動粘性率値（ヒト大動脈血で3.0 mm<sup>2</sup>/s）を与えてナビエ-ストークス方程式を解いた。それにより得られた理想的な速度ベクトル分布、及びこの分布に適当なノイズを加えて、超音波計測により得られた速度ベクトル分布を模擬した分布をそれぞれ用いて、動粘性率及び圧勾配の同時推定を試みた。

Fig.2(a)(b)は、動粘性率が3.0 mm<sup>2</sup>/sであるときの理想的な速度ベクトル分布を示している。このような速度ベクトル成分の分布をまず式(3)に代入し、領域内での平均的な動粘性率を求めた後、式(1)(2)に代入して圧勾配を各々求めた結果を Fig.3 に示す。ここで、 $p_x$  は  $\partial p/\partial x$ 、 $p_y$  は  $\partial p/\partial y$  を意味し、左パネルは真の圧勾配分布、右パネルは本手法により推定された圧勾配分布を示している。 $p_x$  では流入口及び流出口付近で誤推定が見られるが、プラーク状障害物周辺でのパターンはよく一致していることが分かる。

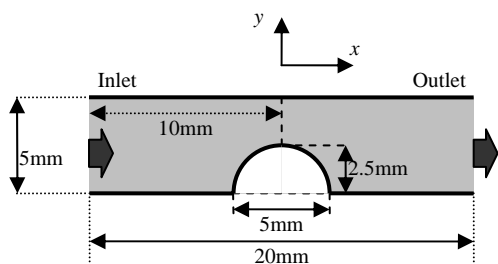


Fig.1: Simulation model.

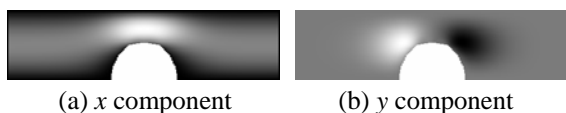


Fig.2: Velocity components.

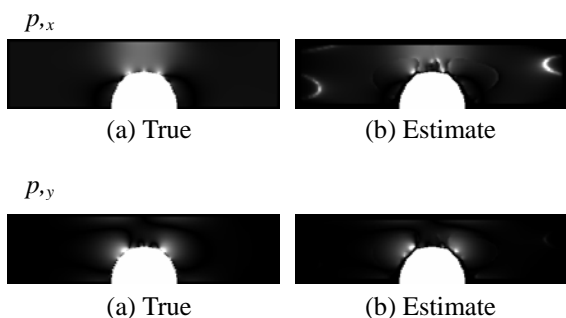
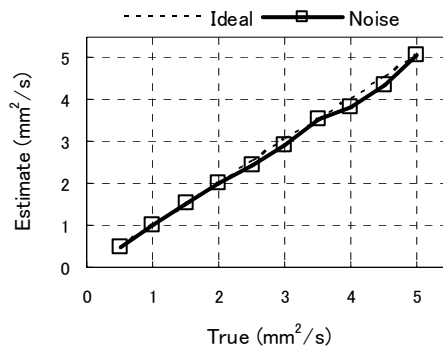


Fig.3: Estimated pressure gradients.

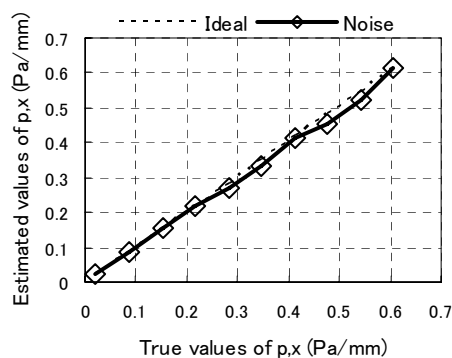
Fig.4 は、動粘性率を  $0.5 \sim 5.0 \text{ mm}^2/\text{s}$  まで  $0.5 \text{ mm}^2/\text{s}$  刻みで変化させたときに推定した、動粘性率及び圧勾配を示している。横軸が真値、縦軸が推定値を示し、 $45^\circ$  線上にあれば妥当な推定が行われていることを示している。理想的な速度ベクトル分布を用いた場合、及びノイズが加わった速度ベクトル分布を用いた場合、各々について妥当な結果が得られていることが分かる。今回与えたノイズレベルでは、推定結果に大きな揺らぎが見られなかったが、本手法は速度ベクトルのみを参照して動粘性率及び圧勾配を推定しているため、ノイズに対する頑健性を高めることが重要である。

#### 4. 結論

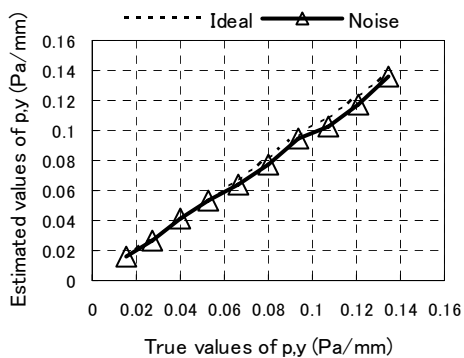
本稿では、動脈硬化症の予防等を目的として、血流による血管壁への力学的負荷状態を把握するために、ずり応力推定に繋がる動粘性率<sup>3)</sup>及び圧勾配、各々についての同時推定法について示し、計算機シミュレーションによりその可能性及び妥当性について検討した。その結果、設定した真値とよく一致した推定結果が得られ、本手法の妥当性が示された。本手法による推定は速度ベクトルのみに基づいて



(a)



(b)



(c)

Fig.4: Estimated results.

いるため、実際のヒト適用等に対しては、速度ベクトル推定の高精度化・安定化が今後の課題である。

今後はそれと同時に、さまざまな状況を考慮した計算機シミュレーションや水流実験、及び動物血実験等を通じて、本手法の特性把握に努めてゆく必要がある。

#### 参考文献

1. N. Nitta *et al.* : Jpn. J. Appl. Phys. **44** (2005) 4602.
2. 新田他 : USE2004 予稿集 (2004) 377.
3. 新田他 : 78 回日超医抄録集 (2005) 296.



## Spatial Distribution Measurement of Heart Wall Vibrations Generated by Remote Perturbation of Inner Pressure

Hiroshi Kanai, Hideyuki Hasegawa, Kohsuke Imamura (Dept of Electronic Eng, Tohoku University)

### 1. Introduction

Though the myocardial movability is important to diagnosis of the heart diseases, a noninvasive method for estimation of the movability has never been developed. Since high level vibration components are contaminated in the heart wall vibration due to the heartbeat, the ultrasonic-based actuation [1] cannot be applied. If the heart wall is sinusoidally actuated using a *low frequency* actuator directly attached to the chest wall, the bending vibration (mode-2) dominantly occurs in the heart wall as shown in Fig. 1. For the vibration with mode-2, however, there are 8 nodes which remain still on the heart wall. Thus, it is necessary to distinguish the nodes from the other points to avoid underestimating the movability of the regional myocardium. To obtain the viscoelasticity of the arterial wall, the change in internal pressure was successfully generated by remote cyclic actuation and then the elastic moduli at multiple frequencies were measured with ultrasound in a basic experiment [2] and in *in vivo* experiment [3]. In this study, the actuation method is applied to the heart, and the inner pressure of the left ventricle (LV) is perturbed by the remote actuation. At the same time, the velocity signals on the interventricular septum (IVS) are measured using the phase tracking method [4, 5] using ultrasound.

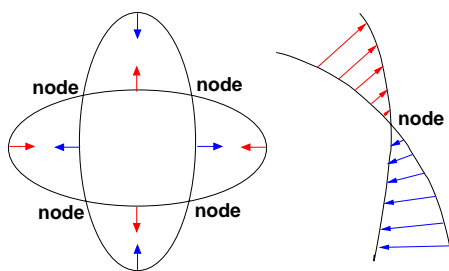


Figure 1: A vibration mode-2 with a spherical shell.

### 2. Method

As shown in Fig. 2, by attaching an actuator to the brachium artery and driving it by sinusoidal wave of  $f_0$  Hz, the inner pressure of the artery is perturbed and the perturbation propagates along the artery to the LV of the heart. Then, the perturbation of the LV inner pressure is generated. Using ultrasound-based method [4, 5], the resultant minute motion on the heart wall can be measured. Since the *vibration mode* of the heart wall depend on the actuated fre-



Figure 2: Photograph of the *in vivo* experiments in which the brachium artery is actuated with a large scaled actuator and the velocity waves on the heart wall are measured.

quency, the vibration mode and the positions of the nodes can be identified from the measurement of the spatial distribution of the heart wall motions by scanning the ultrasonic beam [6]. The resultant strain and the delay of the strain to the applied pressure will be applied to noninvasive estimation of the instantaneous myocardial movability and its transition property during one cardiac cycle.

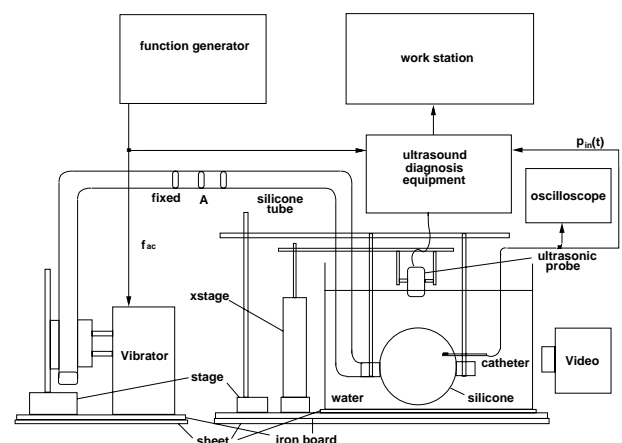


Figure 3: A setup for a basic experiment, in which the inner pressure of a silicone spherical shell is perturbed and the spatial distribution of the velocity waves along the shell surface is measured by scanning ultrasonic beams.

### 3. Basic experiments using silicone shell

As a model of the heart, a spherical shell (outer diameter = 45 mm, thickness = 7.5 mm) made of silicone rubber was set in a water tank and a silicone rubber tube (50 cm in length) was connected to

the spherical shell as shown in Fig/ 3. By remotely actuating the tube with a sinusoidal vibration of  $f_0$  Hz, the internal pressure of the shell was perturbed with several mmHg. From the measured spatial distribution of the vibrations on the shell surface, the vibration-mode was identified. Figure 4 shows the frequency characteristics of the maximum amplitude of the velocity waveform. For 7-8 Hz, the vibration-mode is 0, which shows to the homogeneous expansion and contraction without node. For 12 Hz, the mode is 1, which shows the parallel displacement of the whole shell. For 16-17 Hz, the mode is 2. From its distribution, the positions of the nodes were identified.

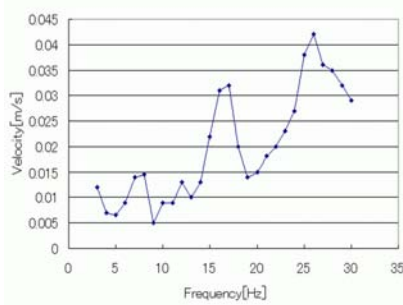


Figure 4: Maximum amplitude of the velocity waveform measured for each applied actuation frequency.

#### 4. *In vivo* experiments

By applying the external remote actuation to the brachial artery, the LV internal pressure was successfully perturbed for the first time. The motions in and on the heart wall were measured with ultrasound from the chest wall as shown in Fig. 5. For the actuation frequency of 26 Hz, the minute velocity components of 0.01 m/s due to the perturbation of the inner pressure were superposed on the spontaneous myocardial motion of about 0.1 m/s as shown in the upper figure of Fig. 5.

#### 5. Conclusion

This study proposes a novel method to noninvasively perturb the LV internal pressure by remotely actuating the brachium artery with the sinusoidal vibration. By measuring the spatial distribution of the heart wall motion using ultrasound, the vibration mode is identified, which has a potential to noninvasively evaluate the movability and its transition property during one cardiac cycle.

#### References

- [1] K. Michishita, H. Hasegawa and H. Kanai: Jpn. J. Appl. Phys. **42** (2003) 4608.

- [2] H. Hasegawa and H. Kanai: Jpn. J. Appl. Phys. **42** (2003) 3255.  
 [3] H. Hasegawa and H. Kanai: Jpn. J. Appl. Phys. **43** (2004) 3197.  
 [4] H. Kanai, M. Sato, Y. Koiwa, N. Chubachi: IEEE Trans. on Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control **43** (1996) 791.  
 [5] H. Kanai, H. Hasegawa, N. Chubachi, Y. Koiwa, M. Tanaka: IEEE Trans. on Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control **44** (1997) 752.  
 [6] H. Kanai and Y. Koiwa: Ultrasound Med. Biol. **27** (2001) 481. 2001)

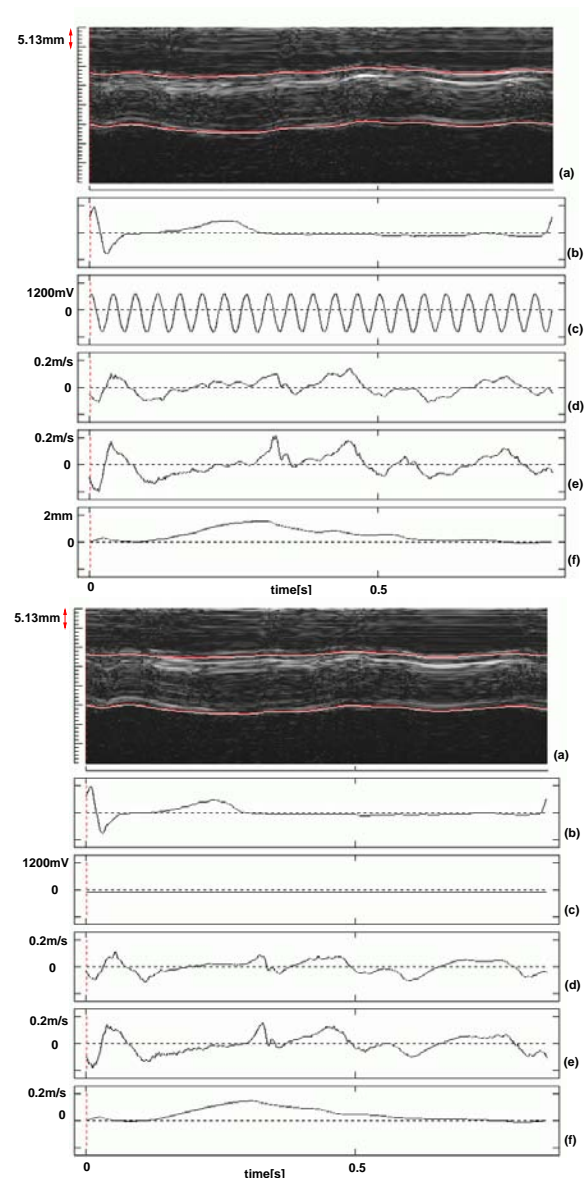


Figure 5: Waveforms in *in vivo* experiments. upper: with actuation. lower: without actuation. (a) M-mode and tracking lines. (b) ECG. (c) Actuation signal. (d) Velocity waveform at the right-ventricular side of septum. (e) Velocity waveform at the right-ventricular side of septum. (f) Change in thickness of the septum.

# 仮想音源を用いた配列型開口合成処理による 不均一組織内変位ベクトル推定法

Tissue Motion Vector Evaluation utilizing Synthetic-Aperture  
Array-Signal Processing combined with Virtual Point Source  
generation

西山知秀<sup>1</sup>、八木晋一（明星大院・情報）

Tomohide Nishiyama, Shin-ichi Yagi (Univ. Meisei, Information Science)

## 1. はじめに

我々はこれまでに、2次元の変位推定法として配列型開口面合成処理を用いる方法を検討してきた[1],[2]。本計測法は、従来のBモード断層装置では不可能であった高速のフレームレートを実現できるだけでなく、ビームを走査する方法に比べ測定局所を広い角度から見ることになるため、方位方向に広がったエコー情報を方位方向の変位推定に対し有効に利用できる。本計測法において、我々は空間的複素相互相関法と、局所点での位相差の空間平均値という2つのアルゴリズムを用いている。前述のアルゴリズムでは、変位分布の空間周波数が高くなった場合の推定において、アルゴリズム特有の非線形性によるアーチファクトが無視できない[1]。この問題は、ステップ変位や回転変位による位相差推定シミュレーションにより、我々の目的とする2次元変位ベクトルの計算に影響を与えることが確認されており、本計測法においては局所点での位相差の空間平均値を用いている。我々はこれまでに、理想点音源からの球面波送信により得られる複素エコーデータを利用したシミュレーションにより、本計測法の有用性についての検討を行ってきた。しかし、現実のシステムでは単一素子から強い球面波を送信することが困難である。そこで、配列送受信素子上の複数素子により仮想点音源を形成するためにビームを収束させ、そこから得られる複素エコーデータについて本計測法を適用し、検討をおこなった。その結果、理想点音源による結果と同様に、仮想点音源でも少ないばらつきによる推定が可能であることが確認されたので報告する。

## 2. 理論

### 2.1 推定の手順

本手法では、 $(X_{IA}, Y_{IA})$ にある送信点Aおよび $(X_{IB}, Y_{IB})$ にある送信点Bという2つの点の異なる送信点から順番に球面波を送信し、 $(X_r, Y_r)$ を中心とする配列トランスデューサ

の全素子で同時に受信を行う。その後、開口合成処理を施し各送信点における変位前後の局所位相差を求め、2つの局所位相差より距離(X)方向の変位量( $x$ )および方位(Y)方向の変位量( $y$ )を求める。

### 2.2 局所位相差

局所位相差の推定は、開口面合成を施した後の変位前後2枚の複素エコーデータを用いる。局所位相差推定の方法として局所の空間的複素相互相関係数の位相差法[3],[4]を(1)式に示す。

$$\Delta\phi(x, y) = \tan^{-1} \frac{\langle \text{Im}\{f_1^*(x, y)f_2(x, y)\} \rangle}{\langle \text{Re}\{f_1^*(x, y)f_2(x, y)\} \rangle} \quad (1)$$

この手法はすでに臨床的な面からもその有用性が実証されている[5]。次に、局所点での位相差の空間平均法を(2)式に示す。

$$\Delta\phi(x, y) = \left\langle \tan^{-1} \frac{\text{Im}\{f_1^*(x, y)f_2(x, y)\}}{\text{Re}\{f_1^*(x, y)f_2(x, y)\}} \right\rangle \quad (2)$$

ここで、\*は共役を、 $\langle \rangle$ は2次元的な移動平均をとることを意味している。なおReは実部、Imは虚部である。これら2つのアルゴリズムにより検討をおこなう。

### 2.3 2次元変位ベクトルの計算

我々は異なった2点から送信を行った場合、変位前のターゲット位置を $(x, y)$ とすると、X方向の変位 $x$ およびY方向の変位 $y$ は、送信点Aを用いた場合の局所位相差 $\phi_{A(x, y)}$ および、送信点Bを用いた場合の局所位相差 $\phi_{B(x, y)}$ より、

$$-\frac{\lambda}{2\pi} \Delta\phi_A(x, y) = (\mathbf{i} + \mathbf{n}_{AR}) \cdot x \mathbf{i} + \mathbf{n}_{AR} \cdot y \mathbf{j} \quad (3)$$

$$-\frac{\lambda}{2\pi} \Delta\phi_B(x, y) = (\mathbf{i} + \mathbf{n}_{BR}) \cdot x \mathbf{i} + \mathbf{n}_{BR} \cdot y \mathbf{j} \quad (4)$$

として、(3)式(4)式より求められる。

<sup>1</sup> nishi@con.ei.meisei-u.ac.jp

### 3. シミュレーション

シミュレーションでは、アルゴリズムの比較をおこなうために、まず原点を中心に X 方向に  $\pm 13$  mm、Y 方向に  $\pm 32$  mm のターゲットエリアを定め、一様な反射率をもつ点ターゲットを置いた。次に、素子間隔 0.25mm の配列トランスデューサを  $X = -69$  mm の位置に置いた。配列トランスデューサの中心位置は (-69mm, 0mm) である。そして、仮想点音源位置として送信点 A を (-52 mm, +16 mm) に、送信点 B を (-52 mm, -16 mm) に設定し、そこへ配列トランスデューサ上の複数素子からのビームを収束させた。また、理想点音源として送信点 A、送信点 B 上に単一送信素子を置いた。これら 2 種類の送信方法について、変位前後で計 4 枚のエコーデータを取得し、2 つの局所位相推定アルゴリズムにより変位の推定を行った。

これらの 2 種類の送信方法による違いを評価するために、計測領域全ての点ターゲットに対して距離方向および方位方向の変位を与え、変位推定を行った。

まず、計測領域全ての点ターゲットに対し X 方向に 0.05 mm の変位を加えた。Fig.1 は、理想点音源により推定された平均および分散値である。Fig.2 は、複数送信点からの収束ビームにより推定された平均および分散値である。ここで、左図は(1)式、右図は(2)式により推定された距離方向変位 ( $x$ ) および、方位方向変位 ( $y$ ) である。推定結果より、理想点音源と同様に複数送信点の収束ビームによる方法でも与えた変位量が推定されていることがわかる。

次に、計測領域全ての点ターゲットに対し Y 方向に 0.05 mm の変位を与えた。Fig.3 は、理想点音源送信により推定された平均および分散値である。Fig.4 は、複数送信点の収束ビームにより推定された平均および分散値である。Y 方向変位においても、複数送信点の収束ビーム送信から変位推定がおこなえた。

### 4. まとめ

仮想点音源形成のための複数送信点からの収束ビームを本計測法に利用することで、理想点音源と同様に位相差推定をばらつき推定が精度よく行えることが示された。

#### 参考文献

1. T.Nishiyama, S.Yagi : Proc.Symp.Ultrason.Electron, 25(2004)385-386
2. Y.Minochi, S.Yagi and T.Nishiyama : Jpn. J. Appl. Phys. **43** (2004) 3103.
3. H.Kanai, M.Sato, Y.Koiwa and N.Chubach: IEEE Ultrason.Ferroelectr.Freq.Control 43(1996) 791.
4. T.Shiina, M.M.Doyle and J.C.Bamber : Proc.IEEE.Ultrason.Symp.(1996) p.1331.
5. S.Yagi, M.Komatsu and S.Akimoto: Jpn. J. Appl. Phys. **50** (2002) 1358.

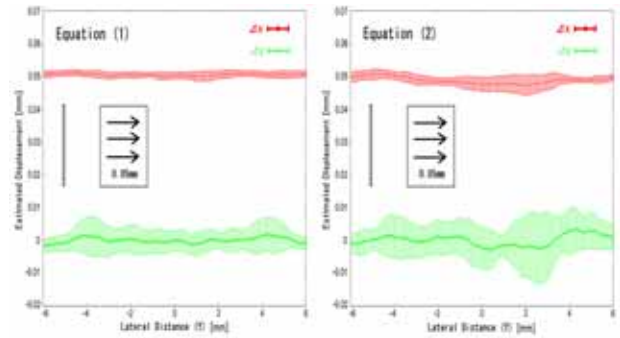


Fig. 1 Estimated spatial response of the longitudinal displacement and lateral displacement from ideal point source generation using equation (1) and (2)

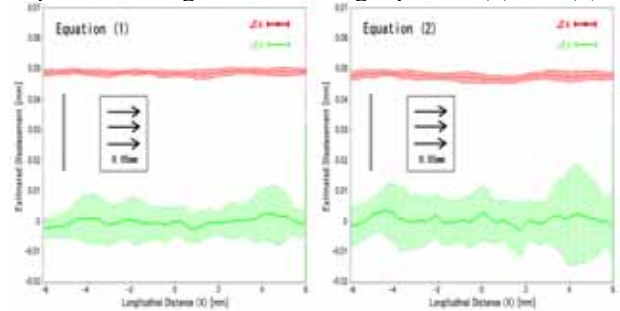


Fig. 2 Estimated spatial response of the longitudinal displacement and lateral displacement from virtual point source generation using equation (1) and (2)

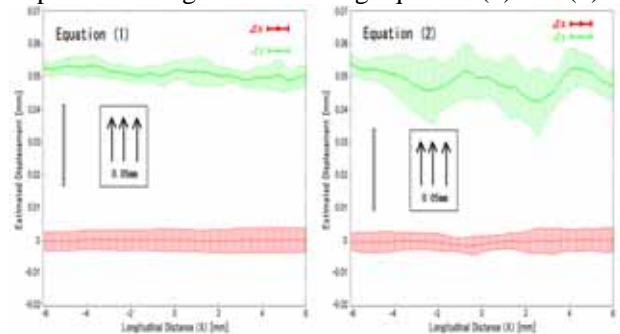


Fig. 3 Estimated spatial response of the longitudinal displacement and lateral displacement from ideal point source generation using equation (1) and (2)

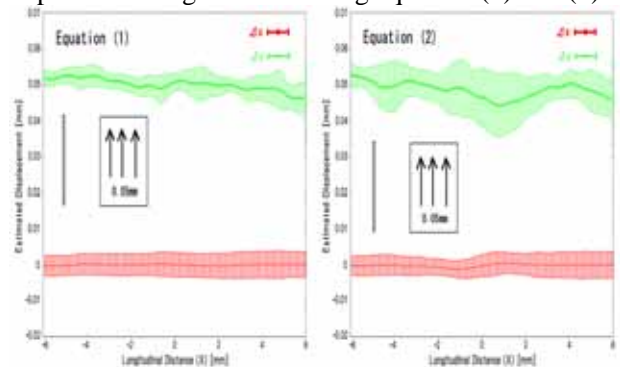


Fig. 4 Estimated spatial response of the longitudinal displacement and lateral displacement from virtual point source generation using equation (1) and (2)

# 生体組織における実時間ずり弾性イメージングのための 定量的解析

Quantitative analysis of real-time shear elastic imaging in-vivo

佐怒賀淳<sup>1</sup>、八木晋一(明星大院・情報)、佐藤正和(マイクロソニック株式会社)、  
近藤祐司、田村清(アロカ株式会社)

Atsushi Sanuga, Shin-ichi Yagi ( Univ. Meisei, Info. Sci. ), Masakazu Sato(Microsonic Co., Ltd.),  
Yuji Kondo, Kiyoshi Tamura(ALOKA CO.,LTD.)

## 1. Abstract

我々は、低周波パルス応力により生じた生体軟部組織内を伝搬する横波の特性を明らかにし、超音波による変位断層像を用いた可視化触診法に最適なずり弾性イメージング方法の検討を提案する。可視化触診法を実現するにあたり、外部応力によって生じた縦波は同じ速さで伝搬する超音波で観測することはできない。そこで、縦波よりも伝搬速度の遅い横波を利用した組織の力学的特性の画像化について考える。本研究では、生体軟部組織に等しい媒質内における横波パルスの発生と伝搬を、FDTD 法による数値計算シミュレーションを行い、得られたベクトル速度ポテンシャルからずり弾性率図を推定する事で、より良いずり弾性率推定方法を検討する。これにより具体的な超音波可視化触診法の実現へ一歩前進すると思われる。

## 2. はじめに

従来、医用超音波技術において、生体内の形や構造を画像化する研究がおこなわれてきた。しかし、近年では生体内の変位や歪み、硬さなどの力学的情報を得るという研究に発展し、それらの情報を高精度で取得しようとする試みがなされてきた[1][2]。触診などの外部応力によって生体軟部組織内に生じた縦波は、1500m/s 程度で伝搬する。可視化触診法を実現するにあたり、この縦波は同じ伝搬速度である超音波では観測する事ができない。そこで、外部応力により縦波と同時に発生し、その縦波よりも伝搬速度の遅い横波を利用した組織の力学的特性の画像化について考える。当研究室では、心拍動による肝臓実質内の横波伝搬が明確に実時間で可視化されている[3]。このことから、本研究では、組織内減衰が殆ど無いと考えられる低周波の外部パルス応力による横波を組織診断に利用する事を目的とし、超音波による局所変位を画像化する事を追求する。

## 3. 横波応力場の解析

有限要素法を用いた実時間三次元シミュレーションでは、圧力波による分布図になるため縦波と横波の振る舞いを明らかにすることができない。そこで我々は、有限差分時間領域(FDTD)法に着目した。これは、弾性つり合い方程式(1)~(3)式と連続の運動方程式(4)(5)式から FDTD 法により応力解と粒子速度解を求めている。ここで、 $c_p, c_s$  はそれぞれ縦波速度および横波速度、 $\dot{U}_x, \dot{U}_z$  は粒子速度  $\dot{u}_x, \dot{u}_z$  に媒質の固有音響インピーダンスをかけて規格化したものである。FDTD 法では垂直応力、ずり応力、x 方向

粒子速度、z 方向粒子速度を Fig.1 のように互い違いの格子状に配置されているとして、数値計算を行なっている。

$$\frac{\partial T_{xx}}{\partial t} = c_p \left\{ \frac{\partial \dot{U}_x}{\partial x} + \left( 1 - 2 \frac{c_s^2}{c_p^2} \right) \frac{\partial \dot{U}_z}{\partial z} \right\} \quad (1)$$

$$\frac{\partial T_{zz}}{\partial t} = c_p \left\{ \left( 1 - 2 \frac{c_s^2}{c_p^2} \right) \frac{\partial \dot{U}_x}{\partial x} + \frac{\partial \dot{U}_z}{\partial z} \right\} \quad (2)$$

$$\frac{\partial T_{xz}}{\partial t} = \frac{c_s^2}{c_p} \left\{ \frac{\partial \dot{U}_x}{\partial z} + \frac{\partial \dot{U}_z}{\partial x} \right\} \quad (3)$$

$$\frac{\partial \dot{U}_x}{\partial t} = c_p \left\{ \frac{\partial T_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial T_{xz}}{\partial z} \right\} \quad (4)$$

$$\frac{\partial \dot{U}_z}{\partial t} = c_p \left\{ \frac{\partial T_{zz}}{\partial z} + \frac{\partial T_{xz}}{\partial x} \right\} \quad (5)$$

$$\rho \frac{\partial \psi}{\partial t} = \frac{c_s^2}{c_p} \left\{ -\frac{\partial \dot{U}_x}{\partial z} + \frac{\partial \dot{U}_z}{\partial x} \right\} \quad (6)$$

$$\rho \frac{\partial \phi}{\partial t} = c_p \left\{ \frac{\partial \dot{U}_x}{\partial x} + \frac{\partial \dot{U}_z}{\partial z} \right\} \quad (7)$$

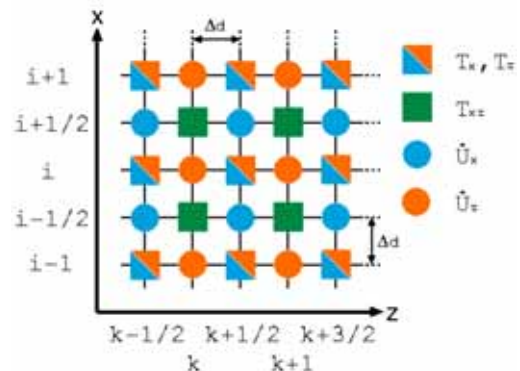


Fig.1 Lattice of FDTD method

変位(または粒子速度)ベクトルからスカラー、ベクトルポテンシャルを定義すると、それぞれ独立に波動方程式を満足する事が知られている。スカラーポテンシャルは縦波、ベクトルポテンシャルは横波に対応する。それらは、解析領域中の変位や粒子速度が解かれれば計算できる。本研究では粒子速度ベクトルを用いて計算を行なった。これにより得られたポテンシャルは、音波で一般に用いられる速度ポテン

<sup>1</sup> jun@con.ei.meisei-u.ac.jp

シャルに対応する。つまり、スカラー速度ポテンシャル  $\dot{\phi}$  (縦波) とベクトル速度ポテンシャル  $\dot{\psi}$  (横波) を独立した計算式(6)(7)で表す事ができる。ここで  $\rho$  は密度である。このように各解析領域での縦波と横波が独立して得られる為、横波の振る舞いを明らかにする事が可能である。

#### 4. 垂直応力分布による横波の発生と伝搬

y 方向に一様な空間として、x-z 平面による均質二次元場のシミュレーションを行った。ここで解析領域内媒質の物性値は、生体肝臓組織を想定し、縦波伝搬速度 1500.0m/s、横波伝搬速度を 1.0m/s、密度を 1000.0Kg/m<sup>3</sup> とした。境界での反射波を考慮しなくて済むように解析領域の境界を吸収境界とした。入力は、z=0 の面より z 方向粒子速度  $\dot{U}_z$  を与える。時間的与え方は、解析開始直後から送信時間 100ms の Raised cos(10Hz) 1 波長。空間的与え方は、正と負の Raised cos をずらして足し合わせたもの (Odd function type) を奇関数の代表とし、正の Raised cos (Even function type) を偶関数の代表として、この二種類についてシミュレーション行なった。(Fig.2)

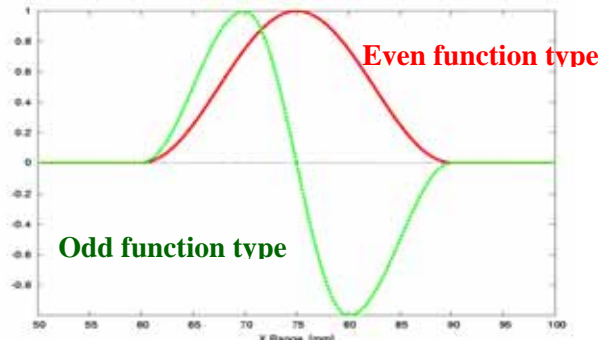


Fig.2 Window function of transmission

シミュレーションの結果として Fig.3 に奇関数型入力、Fig.4 に偶関数型入力の送信後 200ms 時におけるベクトル速度ポテンシャルをそれぞれ示す。Fig.3,4 より、横波がほぼ球面波状に広がり、入力面から距離約 100mm の位置にまで伝搬している事が確認できる。また、Fig.4 から指向性の制御性が示唆される。この横波は送信終了時(100ms)を過ぎた時点から発生を確認できるが、綺麗な球面波になるのは 150ms 位からである。この横波が 200ms の時に約 100mm の位置に届いている事から、この波の速度は横波伝搬速度 1.0m/s と整合する。また駆動波形(時間空間的)により横波応力場発生に時間が掛かる事が明らかになった。

#### 5. 複数媒質のシミュレーションと逆問題

y 方向に一様な空間として、x-z 平面による複数媒質の二次元場のシミュレーションを行った。解析領域の媒質を生体肝臓組織を想定し、その物性値を縦波速度 1500.0m/s、横波伝搬速度 1.0m/s、密度 1000.0Kg/m<sup>3</sup> とした。空間的入力方法は z=0 の面より z 方向粒子速度  $\dot{U}_z$  に Even function type とし、時間的入力方法は、解析開始直後から送信時間 10ms の Raised cos(100Hz) 1 波長で行なった。また、媒質の中に癌細胞などの腫瘍を想定した、横波伝搬速度 2.0m/s の直径 2cm の媒質を設定した。

次に、得られたベクトル速度ポテンシャルから、ずり弾性率図を求める事を考える。シミュレーションによって得られるベクトル速度ポテンシャルの時間間隔は 0.333  $\mu$ s 間隔である。これは、3MHz という超高速フレームレートが必要となるので、あまり現実的ではない。そこで、シミュレーションによって得られたベクトル速度ポテンシャルを、時間的に 1ms 間隔で間引く事により、フレームレ

ートを 1 kHz まで下げた。その結果、推定ずり弾性率は悪くなってしまった。間引いて推定した結果を Fig.5 に示す。Fig.5 をみれば腫瘍媒質の円形が見て取れる。

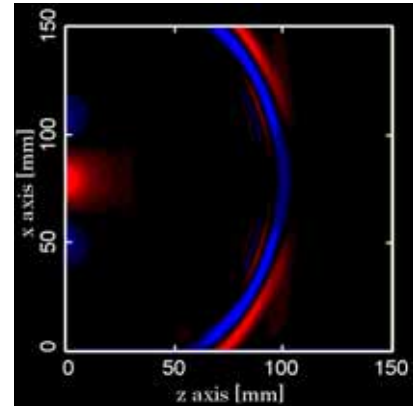


Fig.3  $\rho\dot{\psi}$  200ms Odd function type

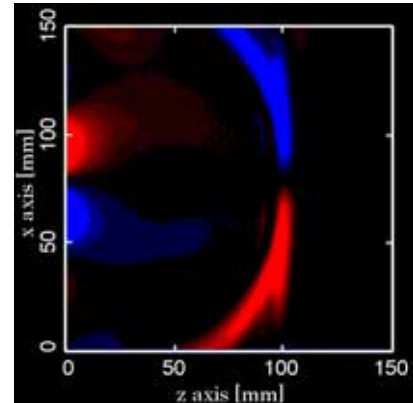


Fig.4  $\rho\dot{\psi}$  200ms Even function type

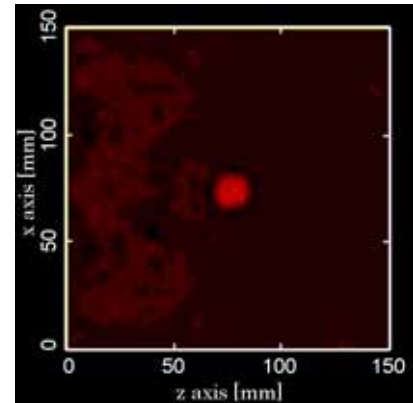


Fig.5  $\frac{\mu}{\rho}$  100ms

#### 6. おわりに

x-z 平面において、入力方法を変化させる事で、横波の発生と伝搬を制御する事ができた。また、フレームレート 1kHz のずり弾性率推定ができた事から、横波を用いた組織内における力学的特性の画像化への見通しが得られた。

#### 参考文献

1. H.Kanai, M.Sato, Y.Koiwa and N.Chubachi: IEEE Ultrason.Ferroelectr.Freq.Control 43(1996)791.
2. T.Shiina, M.M.Doyley and J.C.Bamber: Proc. IEEE.Ultrason.Symp. (1996)p.1331.
3. H.Machida, S.Yagi, Y.Kondo, Y.Murata, S.Akimoto :18<sup>th</sup> ICA (2004) Tu2,A,7 -907
4. 佐藤雅弘、高畑洋祐: 日本音響医学会誌 56 巻 11 号 (2000), 741-745

# 正則化による組織内変位ベクトル/歪テンソル計測の高精度化および安定化

## - クロススペクトラム位相勾配法への応用

### Improvement of accuracy and stability for measurement of tissue displacement vector and strain tensor by regularization

炭 親良(上智大学 電気電子工)

Chikayoshi Sumi (Sophia Univ. Electrical and Electronics Engineering)

#### 1. はじめに

我々は、これまで変位ベクトル計測法として、クロススペクトラム位相勾配法<sup>1)</sup>を提案し、また、瞬時位相を用いる計算時間を軽減した二つの方法を提案した<sup>2)</sup>。ずり弾性率再構成における正則化の有効性は、加熱治療のモニタリングの安定化等において確認したが<sup>3)</sup>、変位計測の安定化においても有効であることをクロススペクトラム位相勾配法において以前に報告した<sup>4)</sup>。その際には、正則化の処罰項として位相マッチングの残差変位成分の二乗ノルムを使用したが、ここでは、高周波成分の計測エラーを効果的に抑圧するべく残差成分のラプラシアンやその二乗ノルム<sup>4)</sup>を使用することとして計測精度について評価を行った。

#### 2. シミュレーション

2次元変位ベクトル計測のシミュレーションを行った。超音波周波数 3.5 MHz、音速 1,500 m/s、(等方標準偏差)0.4 mm とした。変位ベクトルは、関心領域内にて一様に(0.01 mm, 0.01 mm)とした。

Fig. 1 に、位相マッチングの反復回数に対する関心領域内にて求められた変位ベクトル成分の SN 比を示す(正則化あり、なし)。スキャン方向の計測においては、全ての反復回数(1~9回)において、正則化パラメータを大きくすればするほど、精度は向上した。一方、ビーム方向に関しては、同様な傾向が見られたが、反復回数が増えると正則化は有効でなくなり(4回以上)、精度は向上しなくなった。スキャン方向においても、反復回数がさらに大きくなると同様な結果となるものと思われる。

c-sumi@sophia.ac.jp

Fig. 2 に関心領域内で評価された平均値(a)と標準偏差(b)を示す。また、Fig. 3(a)に1回目のビーム方向およびスキャン方向の変位成分分布を、Fig. 3(b)に4回目のスキャン方向成分分布を示す。正則化が、両変位成分分布を安定的に求めるために有用であることが確認されたが、特に、スキャン方向の安定化に有効であることを確認できる。但し、反復回数1回目において、そのスキャン方向成分は真値に比べて小さく評価されたことに注意しておく。歪テンソル成分は、変位ベクトル成分を偏微分することにより得られるが、以上より、正則化が歪テンソル計測に有用であることがわかった。

#### 3. 結言

ラプラシアンを用いた正則化が変位ベクトルと歪テンソル計測の安定化に有効であり、安定化により、高精度な計測が実現されることを確認した。今後は、他計測方法に関しても応用していく。正則化は、ずり弾性率再構成を目的とした場合のみならず、歪画像を提示する場合にも有用といえる。尚、加熱治療時などの高い計測精度を実現できない場合、計測の安定化には有効であることを付記しておく<sup>5)</sup>。

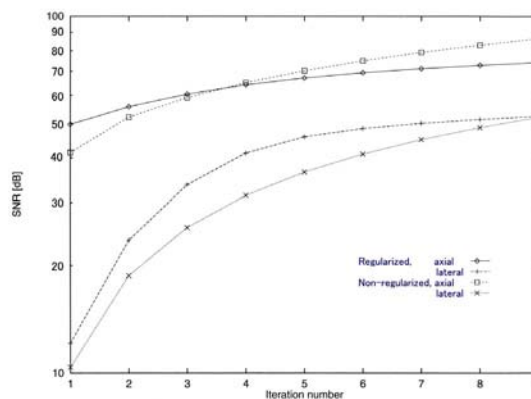
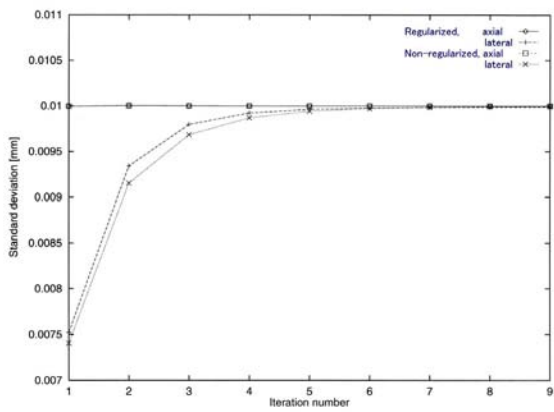
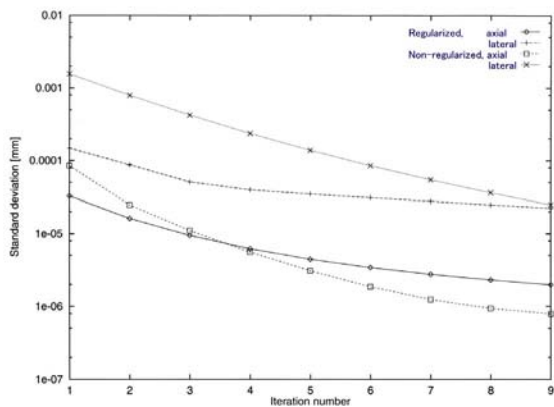


Fig. 1. Iteration number vs. SNRs.

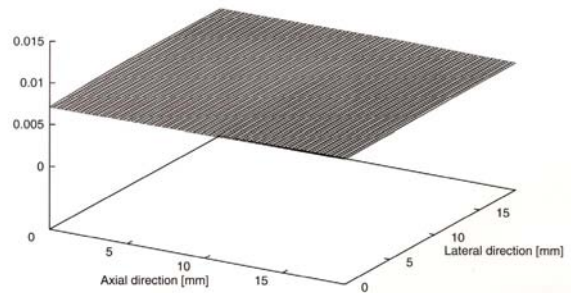


(a)

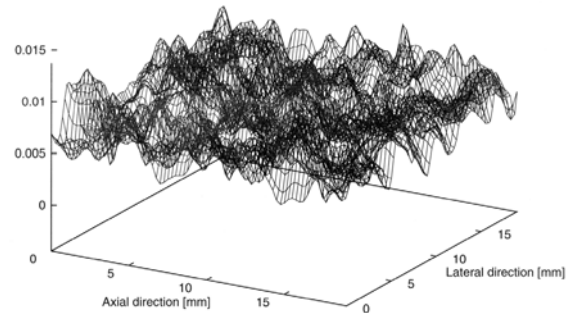


(b)

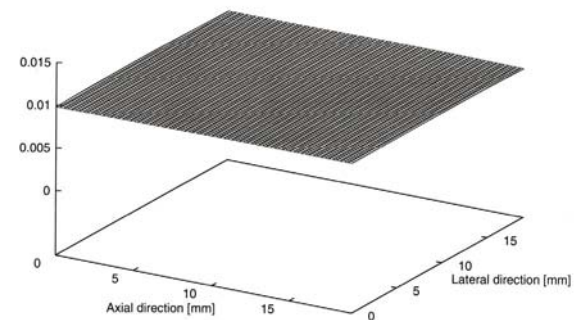
Fig. 2. Iteration number vs. (a) mean and (b) standard deviation.



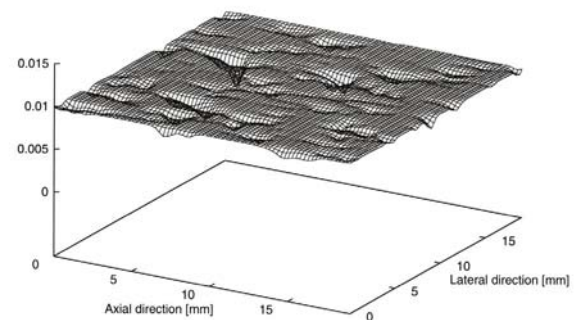
$i = 1$ , lateral, regularized.



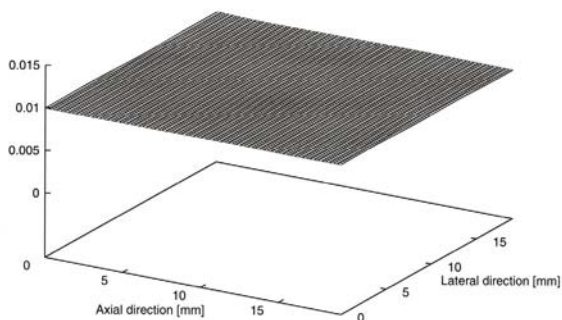
$i = 1$ , lateral, nonregularized.



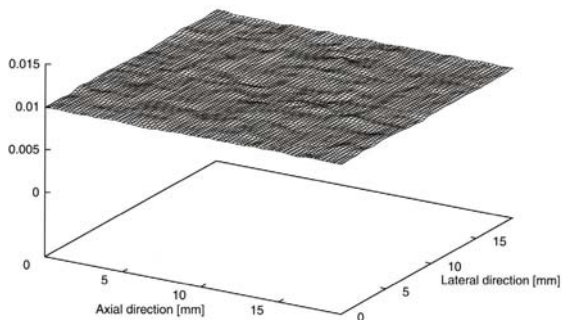
$i = 4$ , lateral, regularized.



$i = 4$ , lateral, nonregularized.



$i = 1$ , axial, regularized.



$i = 1$ , axial, nonregularized.

Fig. 2. Measured axial and lateral displacements with iteration number  $i$ .

### 参考文献

- 1 C. Sumi: IEEE Trans. on UFFC **46** (1999)158.
- 2 炭:日超医基礎研究会資料 **102** (2002) 37.
- 3 C. Sumi: IEEE Trans. on UFFC (in press).
- 4 炭: 日超医基礎研究会資料 **101** (2001) 31.
- 5 炭: 日本音響学会 2005 年秋季講演論文集 (2005) 1347.



## 超音波干渉法を用いた生体骨用反射型音響インピーダンス計測法

Interference based reflection type in vivo measuring method for acoustic impedance of bone

吉沢昌純、小宮佑一郎（都立高専）、守屋正（首都大）

Masasumi Yoshizawa, Yuuichirou Komiya (Tokyo Metropol. Coll. of Tech.) and Tadashi Moriya (Tokyo Metropol. Univ.)

### 1. はじめに

近年、骨粗鬆症による骨折が問題になっている。本研究は、超音波により骨の音響インピーダンスを計測し、それを指標として、安全で定期的な骨粗鬆症の診断を可能にするものである<sup>(1)</sup>。これまでに、実際に生体試料を介して骨の音響インピーダンスの計測が可能であること、また音響インピーダンスがカルシウムの含有率を反映する指標となる可能性を示した<sup>(2)</sup>。今回は実際の生体に対して計測する手法を検討した。

人体では計測時間内での人体の動きにより誤差が大きくなる問題がある。このため、できる限り短時間に計測が終了する事が望ましい。また、通常は、動きの影響を防ぐために計測部位を強固に固定する。しかし、この手法は患者への負担を考えると好ましくない。そこで、計測時間を短縮し、患者への負担を少なくするため、比較的緩やかに固定した状態で生体あるいは探触子を振動させ計測した干渉波の最大値と、あらかじめ計測した指の表面からの反射波の振幅から音響インピーダンスを計測する手法を試みた。

### 2. 計測原理

Fig1 に計測の概略を示す。発信器からパルス波を探触子へと印加し、超音波を発生させた。発生した超音波は、固定伝送線路（アクリル）可変長伝送線路（筋肉層）へと伝搬し、骨で反射してから同じ経路を通過して探触子に戻

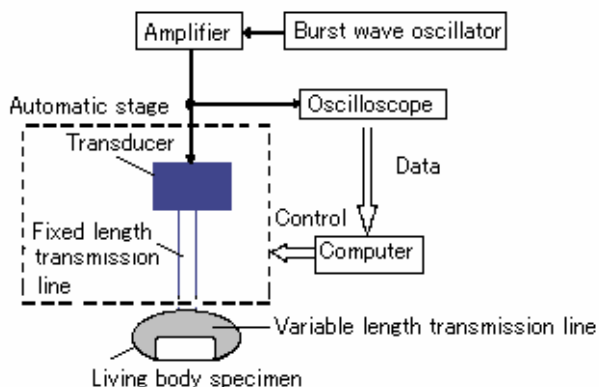


Fig.1. Experimental setup for measuring.

E-mail: yosizawa@tokyo-tmct.ac.jp

る。探触子はアクリル、筋肉層との境界面で反射した波と筋肉層、骨との境界面で反射した波が時間的にずれて受信される。従来は、筋肉層を圧縮して距離を少しずつ変化させ、二つの波が干渉した信号の振幅の最大値と最小値を計測し、それから音響インピーダンスを求めていた<sup>(1)</sup>。

今回提案する手法は、比較的緩やかに固定した状態で生体、あるいは探触子を振動させ、干渉波の最大値を計測し、あらかじめ計測したアクリルと指の界面からの反射波と最大値の差により最小値を求めるものである。このため、計測時間が短縮できる。なお、今回は筋肉層での減衰の補正は行っていない。

### 3. 実験

まず始めに対比のため、Fig. 2 の実験器具に指の腹を上向きに強固に固定し、その台の角度を調整し、骨からの反射信号が最大になるようにして、自動ステージにより移動させて音響インピーダンスを計測した。Fig. 3 に測定部位を示す。

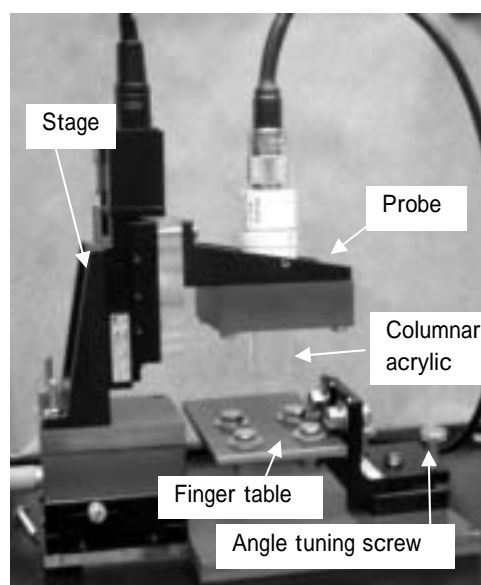


Fig. 2 Laboratory equipment

実験には、収束型探触子に直径 20[mm]アクリル棒を接続したもの、照射する超音波は振幅 8[V]、周波数 2.71[MHz]の

パースト波を用いた。試料としては 19 才男性の指の骨を対象とし、自動ステージ 4[ $\mu\text{m}$ ]ステップで移動させて筋肉層を圧縮し、オシロスコープにより観測した。計測波形の例を Fig. 4 に示す。図中の A は指の表面からの反射波、C は骨からの反射波、B はそれら 2 つの波形の干渉波である。

次に、今回の提案手法により、Fig. 4 の A の部分をあらかじめ計測し、その後、指を動かして B の部分の最大値を計測した。

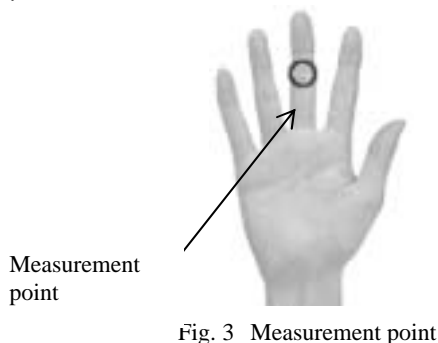


Fig. 3 Measurement point

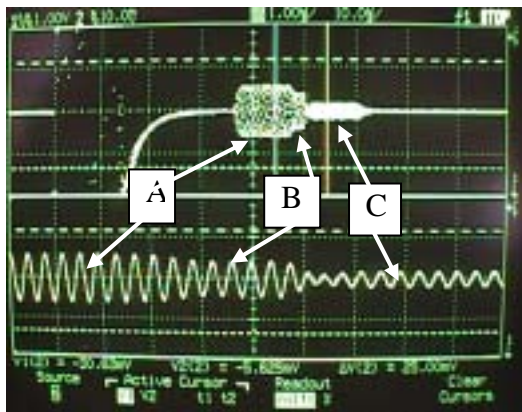


Fig. 4 Oscilloscope display

#### 4. 結果と検討

従来手法で計測した変移距離と干渉部の振幅の関係の例を Fig. 5 に示す。また、従来と今回提案した手法により計測した結果の度数分布を Fig. 6 に示す。

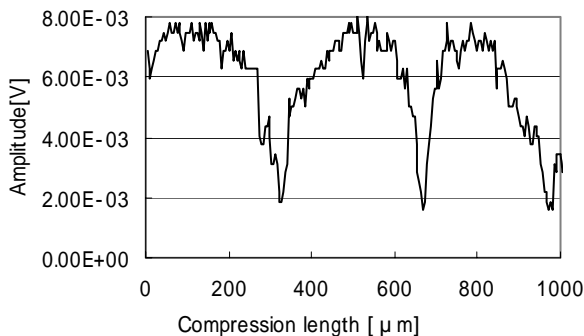


Fig. 5 Example of measured data

従来手法により 10 回の計測から求めた音響インピーダンスの平均は  $2.29 \times 10^6$  [ $\text{kg}/\text{m}^2 \cdot \text{s}$ ]であり、標準偏差  $0.08 \times 10^6$

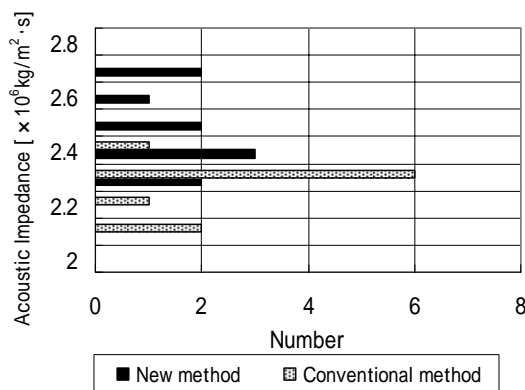


Fig. 6 Frequency distribution of results

[ $\text{kg}/\text{m}^2 \cdot \text{s}$ ]であった。次に今回の手法により10回計測し、求めた音響インピーダンスの平均は  $2.53 \times 10^6$  [ $\text{kg}/\text{m}^2 \cdot \text{s}$ ]であり、標準偏差  $0.14 \times 10^6$  [ $\text{kg}/\text{m}^2 \cdot \text{s}$ ]であった。計測時間は、従来手法では1回約6分、今回提案手法では約1分であり、約 1/6 に計測時間の短縮がなされた。

提案手法は従来手法と比べて音響インピーダンスの値が多少大きい値となり、標準偏差が大きくなった。この要因として、指を振動させて計測する際に、アクリル棒と指の密着が悪くなり、指とアクリルの界面からの反射が増え、見かけ上最大振幅が大きくなったためと考えられる。これを回避するには、振動させた状態でも指とアクリルの界面の密着度が変化しない構造が必要である。これにはアクリル棒の先端の内、約 3[mm]の超音波ビーム以外の部分の形状を工夫することにより可能と考えられ、今後、検討が必要である。また、今回の手法によっても筋肉層の減衰を補正できるようにする必要がある。

今回は指という比較的強固に固定できる部位であったため従来手法での測定が容易であった。しかし、足や腰のように強固に固定できない場合には、従来手法では、その原理から大きな誤差を生じる事が予想される。それに対して、上記のような対策により誤差を低減できれば、今回の提案手法が有効であると考えられる。

#### 5. まとめ

今回、新しい手法により、実際に人体の骨の音響インピーダンスを計測した。従来手法と比べて音響インピーダンスの値が多少大きい値となり、標準偏差が大きくなった。今回は指という比較的強固に固定できる部位であったため従来手法でも容易に測定できた。しかし、強固に固定できない場合には従来手法では、その原理から大きな誤差を生じる事が予想される。それに対して、約 1/6 の時間で、比較的緩やかに固定した状態で測定できる今回の提案手法が有効であると考えられる。

#### 参考文献

1. 吉澤宮下,守屋潮田第24回超音波エレクトロニクスの基礎と応用に関するシンポジウム P3-J-43,(2003),pp.309-310.
2. 吉澤潮田,守屋UFFC2004,P'U-J-5,(2004)p.406.

## 牛皮質骨の超音波伝搬特性と結晶配向

### Longitudinal wave propagation and preferential crystal orientation of hydroxyapatite in bovine cortical bone

◎ 大和雄<sup>1</sup>, 松川真美<sup>2</sup>, 柳谷隆彦<sup>2</sup>, 水川裕文<sup>2</sup>, 山崎薫<sup>1</sup>, 大谷隆彦<sup>2</sup>, 長野昭<sup>1</sup> (浜松医大 整形外科<sup>1</sup>, 同志社大 工<sup>2</sup>)

Yu Yamato<sup>1</sup>, Mami Matsukawa<sup>2</sup>, Takahiko Yanagitani<sup>2</sup>, Hirofumi Mizukawa<sup>2</sup>, Kaoru Yamazaki<sup>1</sup>, Takahiko Otani<sup>2</sup> and Akira Nagano<sup>1</sup> (Hamamatsu Univ. Sch. Med.<sup>1</sup>, Doshisha Univ.<sup>2</sup>)

#### 1. はじめに

我々は超音波法を用いてより正確に骨評価をおこなうために、皮質骨の超音波伝搬特性の分布と微細構造の関連性などを詳細に検討してきた。検討をすすめるうちに、層状のplexiform構造では、組織学的微細構造や密度などの特徴がほぼ同じであるが、音速の異方性が明らかに異なる2群が存在することに気づいた<sup>1)</sup>。

皮質骨は外観上全く孔のない硬くて緻密な組織であり、骨細胞(osteocyte)を中心とする細胞成分と1型コラーゲンやリン酸カルシウムを主成分とする骨基質からなっている。このうちリン酸カルシウムは骨基質の70%以上を占めており、加水分解されることで安定したアパタイト(OHAp)結晶構造をとる。OHAp結晶は六方晶であり、c軸方向に配向していることが知られている。そこで本研究ではリン酸カルシウムのOHAp結晶配向性をX線回折を用いて測定し、音速の異方性との関連について検討した。

#### 2. 試料と測定方法

##### 2.1. 試料

36月齢牛3頭の左大腿骨の皮質骨の中央部と近位遠位にそれぞれ30mm, 50mmの部位を環状に採取した。これらから前後内外側と斜方向の8ヶ所ずつ1頭当たり計40ヶ所の試料を採取し、皮質骨の長軸方向(axial), 半径方向(radial), 円周方向(tangential)に平行面ができるように直方体に加工

し、表面を研磨し試料を作製した。長軸, 半径, 円周方向に垂直な平面をそれぞれBA面, RA面, TA面とした<sup>2)</sup>。また試料の上面より非脱灰研磨硬組織標本を作製し光学顕微鏡で観察した。

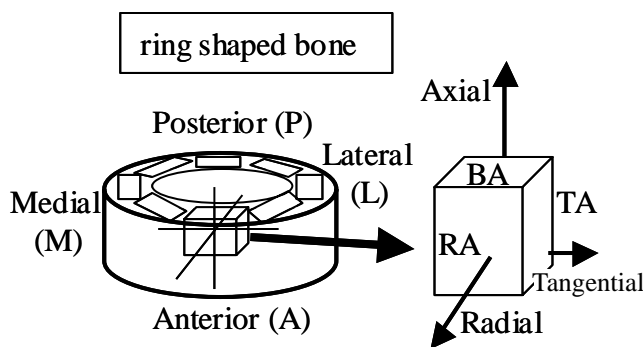


Fig.1 Sample preparation.

##### 2.2. 音速及びX線回折測定<sup>1)</sup>

PVDF 圧電膜(クレハ化学製)を使用した自作のトランスデューサを用いた。測定はパルスエコー法を用い、周波数10 MHz, 10 V p-p, バースト正弦1波でおこない、トランスデューサ間が生理食塩水のみの場合と試料を設置した場合の透過波の到達時間の差より音速を算出した。測定は長軸, 半径, 円周の3つの方向におこなった。X線回折装置 RINT2500(理学電機)を用いて試料各面の(2θ-θ)X線回折プロファイルを測定した。

#### 3. 結果及び検討

##### 3.1. plexiform 群の音速分布

試料のうち顕微鏡観察でplexiform構造を80%以上有するものをplexiform群とした。Fig.2にplexiform群のaxial方向とtangential方向の音速分

yy14@hama-med.ac.jp

布を示す。骨の前方群 (A 群) は axial 方向の音速が大きく tangential 方向の音速が小さい, それに対して内側から内後方にかけての (M-PM 群) では axial 方向の音速は比較的小さいが tangential 方向の音速が高かった。A 群と M-PM 群の比較表を Table 1 に示す。両群の密度, 骨密度, 顕微鏡所見 (骨層板の厚さ) はほぼ同様の値であった。そこで両群から各 3 つの試料を選択し, X 線回折を測定した。また, 試料の一部を粉体状にけずりとり, 粉体参照試料とした。

Table 1 Characteristics of both groups (mean values).

	M-PM	A
Velocity(axial)[m/s]	4260	4369
(tangential)[m/s]	3814	3684
Density[kg/m <sup>3</sup> ]	2084	2084
Lamella thickness[ $\mu$ m]	138 (113~155)	147 (128~170)

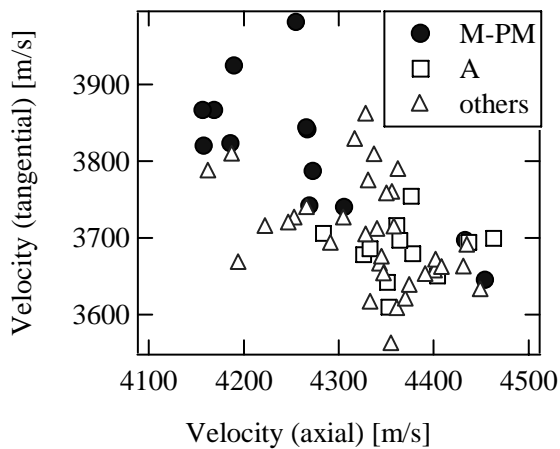


Fig.2 Axial and tangential velocities in plexiform structure.

### 3.2. X 線回折

Fig.3 に A 群試料の BA 面, TA 面の回折プロファイルを示す。{hkl}=(002)面に明瞭な回折ピークがあり, c 軸配向がみられた。この c 軸配向性を評価するために各 X 線回折プロファイルの(002)面と(310)面の回折ピーク強度比を算出し配向度を求めた(Fig.4)。いずれの試料も BA 面では強い c 軸配向がみられた。TA 面において A 群では c 軸配向度が

参照用の粉体より低値であったが, M-PM 群ではすべて粉体より高値となり, M-PM 群では有意に tangential 方向の c 軸配向が確認された。

c 軸方向に高弾性となる OHAp の一軸異方性を考えるとこれらの結晶配向は M-PM 群における tangential 方向の音速増大を示唆しており, Fig.2 の結果と一致する。

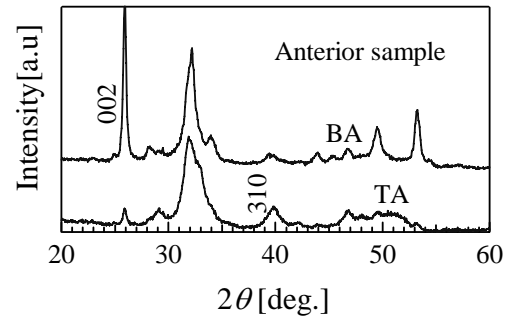


Fig.3 X-ray diffraction pattern.

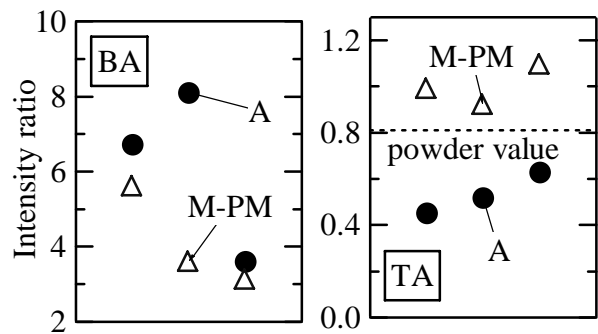


Fig.4 Degree of c-axis orientation.

### 4. まとめ

顕微鏡観察では違いが見られない plexiform 構造について, 音速異方性と OHAp の結晶配向を調べた。その結果, 配向が異方性に大きく寄与することが示唆された。なお皮質骨に含まれるコラーゲン繊維の配向は検討していないが, コラーゲン弾性は OHAp の 1/100 以下であるため, 音速異方性への影響は小さいと考えられる。

### 引用文献

- 1) Y.Yamato et.al.: Jpn. J. Appl. Phys. **44** (2005) 4622-4624.
- 2) N.Sasaki and Y.Sudoh: Calcif. Tissue Int., **60** (1997) 361-367.

# イオン励起超音波顕微鏡による 擬無重力モデルラット大腿骨の研究

A study of femur of pseudo-micro gravity rat model ion-beam excited acoustic microscope

立野太郎, 岩下洋一郎, 高尾尊身, 愛甲 孝 (鹿児島大・医歯),

大平充宣 (大阪大・健康体育), 立野洋人<sup>\*1</sup> (鹿児島大・理)

Taro Tateno, Yoichiro Iwashita, Sonshin Takao, Takashi Aikoh (Kagoshima Univ. Med. and Dent. school),

Yoshinobu Ohira (Faculty of Health and Sport Sciences, Osaka Univ.)

and Hiroto Tateno (Faculty of Science Kagoshima Univ.)

## 1. はじめに

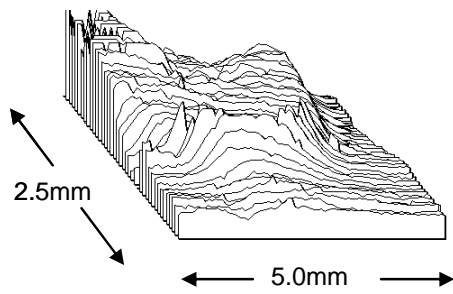
宇宙空間における無重力(微少重力)環境, または長期臥床患者に対する人体への影響を調べるために, 微少重力をシミュレートした後肢懸垂モデルラットと対照群ラットの大腿骨の変化を調べた。無重力を経験した骨は萎縮し<sup>1)</sup>, その後の重力環境は骨を回復するとされている。この回復過程を調べるために, 微少重力をシミュレートした後肢懸垂モデルによるラットの大腿骨の変化が調べられてきた<sup>2)</sup>。成長途上のラットを後肢懸垂し, その後着地させて通常的环境に戻し, 回復過程を三点曲げ試験で観測したところ, 回復によって骨強度の増加が観測されたと報告されている<sup>3)</sup>。上述の結果は, 骨の長軸方向に対して直角方向の曲げ強度だけを測定している。しかし動物の骨は軸方向に自重を支え又運動も筋肉に抗して座屈応力を受けるため実状に即していない。そこで, 著者の一人が開発したイオン励起超音波顕微鏡<sup>4)</sup>を用いて, 骨の微視的な元素組成分布像に対応する減衰像と音速像を同時に測定した。骨の主要構成元素MgとCaイオン比分布対する局所音速および減衰率分布の相関を取った。後肢懸垂ラットの骨は対照群ラットと比較して, 重力下の十分な回復期間で回復せず, 超音波減衰率および音速の乱れを生じ局所的脆弱性を持つことが示唆された。イオン励起超音波顕微鏡は, 局所的に与えられた断続イオンエネルギーにより発生する弾性波を視覚化す

る顕微鏡である<sup>4)</sup>。振幅検出はPZTで行い, 超音波減衰だけでなく素子と試料の複合共鳴点で測定し, 局所ヤング率の変化のトポグラフを得ることができる。また, この装置はイオンマイクロアナライザー (IMA) を応用した物であるため二次特定イオン像が同時に得られ, 試料の局所的な物性が多角的に観察できる装置でもある<sup>4,5)</sup>。

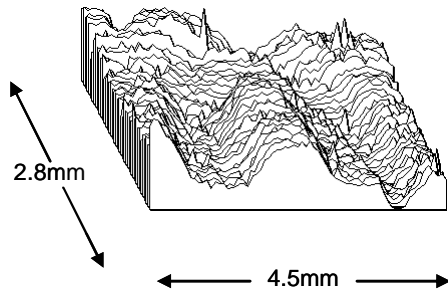
## 2. 実験方法

体重約 200gの生後7週齢のウィスター系オスラットを9週間後肢懸垂したあと8週間Cageに戻して飼育した群と, そのままCageで飼育した対照群に分け, 後肢懸垂を行ったラットを後肢懸垂ラットと呼ぶ。摘出後肢大腿骨は骨の中心から厚さ2mmの切片を作製し, 表面に金を蒸着した後, PZT素子に接着し, 皮質骨を中心にイオンビームを走査して, 共振周波数よりそれぞれ対照群及び懸垂ラットの音速トポグラフFig1, Fig2を得, 超音波減衰の測定とCa, Mgイオンの元素分析を行った。参照ラットと後肢懸垂ラットのラット大腿骨中のMg/Caイオン比対音速の相関をそれぞれ図3と4にしめす。対照群ラットの場合, Mg/Caイオン比に対する音速の決定係数は $R^2=0.85$  となり良い一次の関係を示した。後肢懸垂ラットの場合, 決定係数は音速では $R^2=0.67$  と対照群ラットにくらべ相関が小さくなっている。超音波減衰率は, 対照群で $R^2=0.86$ , 後肢懸垂で $R^2=0.11$  となった。

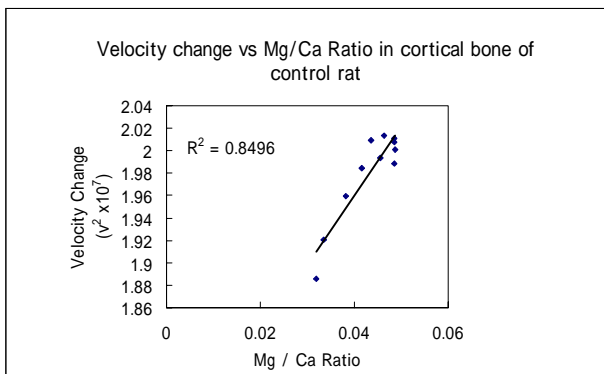
<sup>\*1</sup> tateno@sci.kagoshima-u.ac.jp



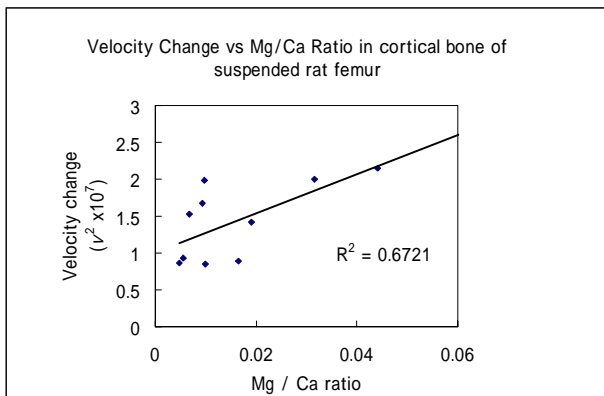
**Fig.1 Topography of Velocity in cortical bone of control rat**



**Fig.2 Topography of Velocity in cortical bone of suspended rat femur**



**Fig.3**



**Fig.4**

### 3 考察

ラット皮質骨中のMg/Caイオン比対音速および

超音波減衰率との相関関係を見ると、対照群ラット骨と後肢懸垂ラット骨では相関に大きな差が見られた。対照群ラット骨は緻密な構造を持ち、後肢懸垂ラット骨はMgが少なく、緻密でない構造を持つためと考えられる。このため、後肢懸垂ラット骨は局所的脆弱性を持つと考えられる。これはヒトにおける長期臥床後など、後肢懸垂に類似した状態において、十分な回復期間をおいた後においても、骨に局所的脆弱性が残る可能性を示唆するものと考えられる。

### 4. まとめ

イオン励起超音波顕微鏡により、後肢懸垂ラットと対照群ラットの大腿骨イオン組成及び音響特性相関が明らかとなり、後肢懸垂ラット大腿骨は対照群ラットに比べ、Mgが回復しない。この回復しない局所的脆弱性は临床上重要な知見である。

最近血中Mg濃度がCa代謝に重要な役割を持つことが生化学的に明らかにされつつあり、本現象についても生化学的な機序についてさらなる検討が必要と考えられる。

### 5. 参考文献

- 1) E. R. Morey, D. J. Baylink: "Inhibition of bone formation during space flight." *Science* Vol. 201 (4361), (1978) pp.1138-1141.
- 2) R. K. Globus, D. D. Bikle, E. Morey-Holton: "Effects of simulated weightlessness on bone mineral metabolism", *Endocrinology*, Vol. 114 (1984), pp.2264-2270.
- 3) 岩下, 野井倉, 藤井, 井上, 大平: 後肢懸垂後の回復におけるラット大腿骨の骨塩量と力学的性質の検討, *日骨形態誌*, Vol. 10 (2000), pp.19-25.
- 4) H. Tateno, T. Ono, Y. Iwashita, K. Kawano, T. Noikura: "Ion Beam Excited Acoustic Image and Specific Element Image of Teeth." *Proc. 6th Symp. on Ultrasonic Electronics, Tokyo*, 1985, *Jpn. J. Appl. Phys.* 25 (1986) Suppl. 25-1, pp. 188-190.
- 5) H. Tateno, T. Ono, J. Nagata, A. Fukai: "The Improvement and Application of Ion-beam excited Acoustic Microscopy." *Proc. 7th Symp. on Ultrasonic Electronics, Kyoto*, 1986, *Jpn. J. Appl. Phys.* 26 (1987) Suppl. 26-1, pp. 242-244

## 光照射による超音波速度変化を利用した 光散乱媒質の3D光イメージング

### Spectroscopic Three-Dimensional Imaging of Light Scattering Medium by Detection of Ultrasonic Velocity Change Due to Light Illumination

○堀中博道、浦 友章、中谷友美、松山哲也、和田健司（阪府大 院工）、松中敏行（アロカ）  
H. Horinaka, T. Ura, Y. Nakatani, T. Matsuyama, K. Wada (Osaka Pref. Univ.), T. Matsunaka (Aloka Co. Ltd.)

#### 1. はじめに

近年、光を用いた光CTとよばれる医用画像診断装置の開発が盛んに行われてきた。その理由は、近赤外光を用いることで分光学的手法が適用でき、代謝情報の画像化が期待できると考えられたためである。いくつかの方式が提案され、基礎実験が行われたが、生体が近赤外光に対して極めて強い散乱媒質であるために、実用となるような光CTは今日まで開発されていない。

我々は、光の高散乱媒質中でも適用できる方法として、光情報の超音波によるマッピング方法すなわち、光照射による超音波速度変化を検出して画像化する方法を提案した。既に、連続波の超音波を用いて、光照射による透過超音波の位相変化を投影データとしてCTアルゴリズムによって断層画像を構成する方式<sup>1)</sup>と、反射パルスの光照射による速度変化を検出する方式<sup>2,3)</sup>を報告している。いずれの方式も、生体に匹敵する高い光散乱係数を有する媒質の光吸収特性の画像化に成功しており、本方式の有用性を示したと言える。

現在までの光による超音波速度イメージングの研究では、試料の深さ方向断面の光断層画像化を行ってきた。生体の組織性状の空間分布や異常部位を観察するためには、さらに、3次元光画像を構築する必要がある。そのためには、より高速でデータを取得し、処理する必要がある。本研究では、3次元光画像を構築するための信号処理方法と空間分布を持つ試料を用いた基礎的な実験結果について報告する。

#### 2. 光による超音波速度変化の検出

超音波伝播方向に対する吸収領域の前後の境界から反射される超音波パルスは光照射によって速度が変化するので、反射パルス到達時間の光照射前後の

差を測定すれば位置情報と光吸収情報が同時に得られると考えられる。 $i$ 番目と $i-1$ 番目の組織境界から反射される超音波パルスの、光照射をしない状態と光照射下での伝播時間差を $\Delta \tau_i$ とする。温度 $T$ における超音波の速度を $V(T)$ 、組織境界間の距離を $d_i$ とすると、伝播時間差は $\Delta \tau_i = (2d_i/V^2) \Delta V_i$ で表される。境界間の距離 $d_i$ は、光を当てない状態における反射パルスの到達時間から求めることができる。したがって、光照射による超音波パルスの伝播時間差を測定することで、境界間における超音波の速度変化を知ることができ、速度変化と温度変化の関係から光吸収に関する情報を得ることができる。

光照射による僅かな時間変化を高速で自動的に検出していくために、次のような手順を考えた。

- 1) エコーパルス波形のフーリエ変換を行う。
- 2) 雑音軽減と包絡線検出のために高周波成分を除去する。
- 3) 逆フーリエ変換を行い、包絡線波形を求める。
- 4) ピーク値検出を行い、光照射前後のエコーパルスの伝播時間差を求める。

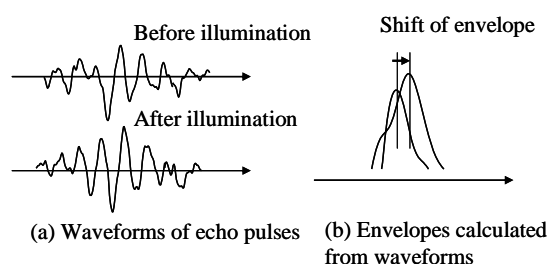


Fig.1 Waveforms and envelopes of echo pulses before illumination and after illumination.

Fig.1 に光照射前後の超音波エコーパルス波形と上記の方法で包絡線検出したときの波形を示す。超音波トランスデューサーの位置制御、エコーパルス伝播時間差の検出、演算及び表示を行うシステムをLabviewを用いて構成した。

### 3. 実験

生体疑似試料として散乱媒質の中に3次元方向に吸収分布を持つ試料を作製した。

Fig. 2のように、試料は厚さ7mmと10mmの寒天の5層からなる。層間には境界として薄いアクリル板(厚さ0.5mm)を挿入した。

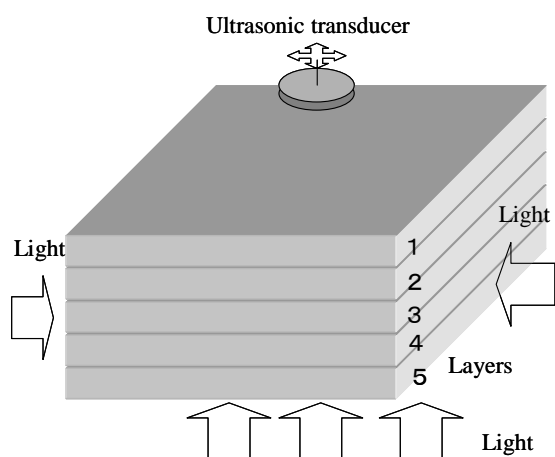


Fig.2 Sample with 5 layers made of agar.

Fig. 3に、試料の1、2、4層の写真を示す。寒天の作製時に光散乱の実験によく用いられるイントラリッドを混入させて散乱媒質とした。散乱媒質2層と4層には、写真に示すように黒色インクを寒天に混ぜて吸収領域を作製した。層内で光は充分拡散しており、層を重ねて試料上部から観測しても第2層の吸収分布は確認できない。

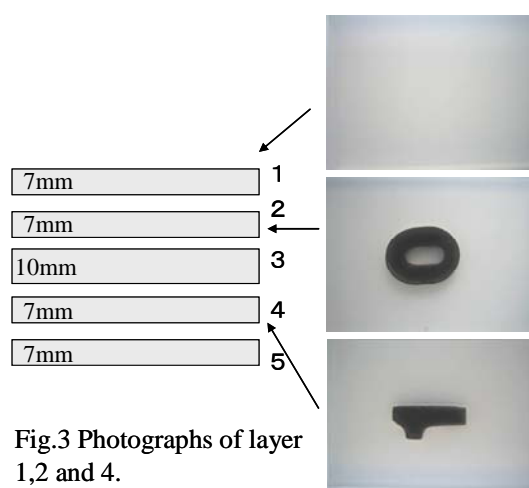


Fig.3 Photographs of layer 1,2 and 4.

本実験では、光源としてハロゲンランプを用い、試料中の水による吸収を抑えるために、水中を透過させた後、試料容器の下部、側部から光を照射する。試料を水で満たした透明アクリル容器内に置いた。試料上部に置いた超音波トランスデューサー(5MHz)

をパソコン制御によって2次元方向に走査する。

Fig. 4に光照射による超音波速度変化の画像を示す。Fig.4(a)、(b)、(c)は、Fig.2の1層、2層、4層の後面の境界を基準面としたそれぞれの層の光吸収分布を音速の変化によって画像化したものである。Fig.3の写真に示す吸収分布を有する光散乱媒質に対応した画像が得られており、高散乱媒質を通して、表面から指定された深さにおける光吸収分布が無侵襲で測定されたことになる。

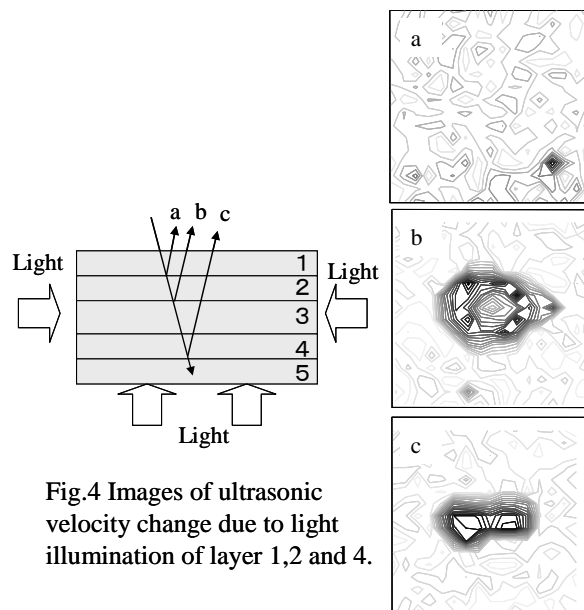


Fig.4 Images of ultrasonic velocity change due to light illumination of layer 1,2 and 4.

### 4. まとめ

生体内部の異常部位の検出を目指して、光高散乱媒質中の光吸収の3次元分布を可視化するための基礎的な実験を行った。多層構造の試料を作製し、表面から所定の深さにおける吸収分布が測定でき、画像化できることを示した。今後は、深さ方向により繊細な光吸収分布を有する試料を作製して実験を行う予定である。

### 謝辞

本研究は科学研究費補助金基盤研究(B)17360193の研究助成を受けて行われた。

### 引用文献

1. H. Horinaka, T. Matsunaka, T. Iwade, et al.: J. Appl. Phys. **41**, (2002) 3555.
2. 堀中博道: 精密光学会 特集“医用光イメージング技術”, **67**, (2001) 554.
3. H. Horinaka, T. Iwade, Y. Kanetaka, F. Ogushi et al.: Jpn. J. Appl. Phys. **42** (2003) 3287.

E-mail: horinaka@pe.osakafu-u.ac.jp



# 生体光音響非侵襲血液成分測定法の研究

Research into a Photoacoustic, Noninvasive Method of  
Blood-Component Measurement in Vivo

立野洋人<sup>\*1</sup> (鹿児島大・理), 高尾尊身, 立野太郎, 愛甲孝(鹿児島大・医)

Hiroto Tateno (Faculty of Science Kagoshima University)

Sonshin Takao, Tarou Tateno and Takashi Aikou (Kagoshima University Faculty of Medicine)

## 1 はじめに

血清生化学値を非侵襲測定する方法は従来赤外分光法が提案されている。光音響分光法の差動マイクロホン法<sup>1)</sup>及びパルス法<sup>2)</sup>など多数提案されている。しかし、未だ測定法は確立していない。本論文では、生体生化学成分の非侵襲的測定をするために光音響分光法を改良した。共振型振動検出器を皮膚に直接接触し、皮下組織層との連続共鳴点で深さ方向依存を測定した。動脈と静脈毛細血管層を、吸収光波長で酸化及び脱酸化ヘモグロビン信号を分離し、血管を同定して、血管内の水に対する生化学成分物質信号比の測定、すなわち、血清生化学値を測定する方法を検討した。

## 2 測定原理と装置

光音響共鳴分光法 ( PARS ) は、共鳴周波数  $F_0$  の圧電素子 PZT を用い、直接接する皮膚表面からの深さ  $L$  と振動子に連続する定常波振動数  $F_t$  で光出力を断続し、PARS 信号を連続励起して、 $F_0$  よりわずかに低い周波数  $F_t$  で相関検波して深さ  $L$  の成分分析をする方法により、感度と信号雑音比を上げ、また深さ分析を得る。Fig 1 に測定システムのブロックダイアグラムを示す。CPU からシンセサイザーへ表皮下深さ  $L$  の測定点を定める測定周波数  $F_t$  が設定され、ダイオード・パワー・コントローラーに特定波長発光ダイオードとパワーが CPU から指定される。

Fig 2 は共鳴型振動検出器 PZT と正帰還をかけたプリアンプ部を示す。PZT は皮膚に軽く圧着されており、正帰還をかけ Q 値を上げ、検出感度を上げた。PARS 信号は CPU で  $F_t$  に同調された増幅器に導かれた後、相関器でシンセサイザー参照信号と相関検波される。測定周期  $F_t$ 、PZT の共鳴周

期  $T_0$ 、PZT の共鳴周波数  $F_0$ 、皮下組織の音速  $V$  とし、表面から深さ  $L$  で振動が励起されると、PZT と深さ  $L$  の新しい結合振動系の共鳴周波数  $F_t$  は

$$\frac{\Delta L}{V} = T_1 \quad (1)$$

$$F_t = \frac{1}{T_1} \quad (2)$$

$$\Delta L = V \left( \frac{F_0 - F_t}{F_0 F_t} \right) \quad (3)$$

となり測定周期  $F_t$  を変化させ、表面からの深さ  $L$  の熱励起振動を測定する。<sup>3)</sup> P Z T は、光によって励起された、いろいろな深さの振動を感じるが、式 ( 3 ) を満足する光断続駆動周波数  $F_t$  によって、PZT の振動振幅は、相関検波される。故に、深さ  $L$  の点の振動だけが選択検出される。

## 3 実験結果

Fig 3 は脱酸化と酸化ヘモグロビン吸収波長の 880nm と 570nm の PARS 信号の 40kHz から 37.5kHz までの生データを示す。同様に水と脂質のそれぞれの吸収ピーク波長 1450nm と 940nm の PARS 信号を得て、Fig 4 に Fig 3 のヘモグロビン 880nm と 570nm の PARS 信号和に対する PARS 水信号との一次相関を示す。同様に、脂質、グルコース 1200nm、そしてグルコース 1550nm の PARS 信号を両ヘモグロビン信号和に対する一次相関係数と相関式係数及び、水 1450 とグルコース 1550 両 PARS 信号の一次相関係数と相関式係数を得た。これ等の相関式の傾向きは血管に局在した生化学濃度を与えることを議論する。

<sup>\*1</sup> tateno@sci.kagoshima-u.ac.jp

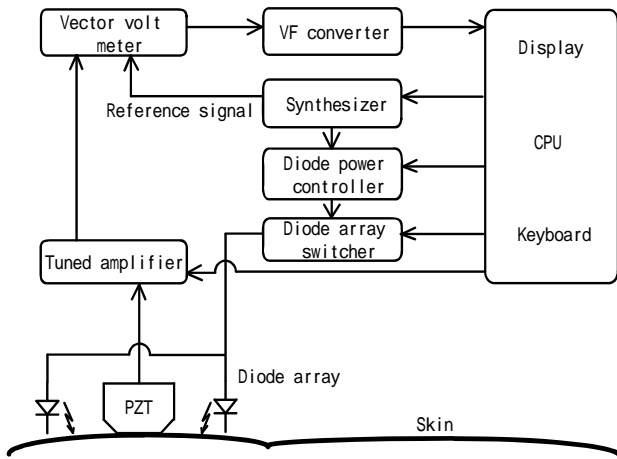


Fig.1 PARS block diagram.

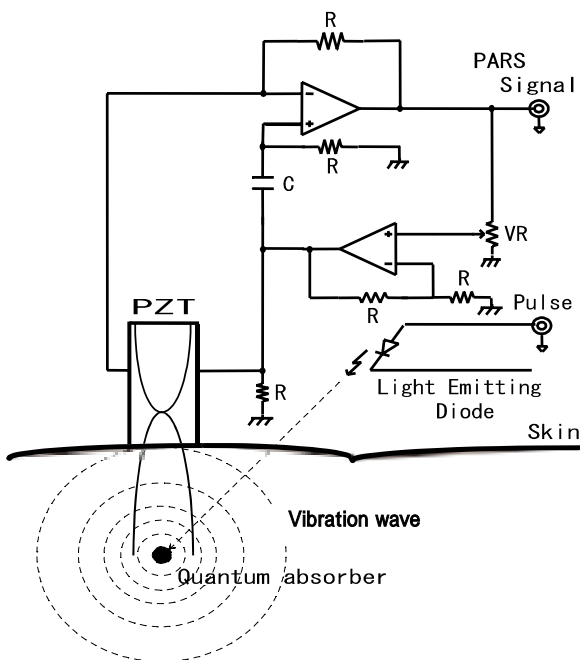


Fig.2 Resonance oscillating detector and preamplifier

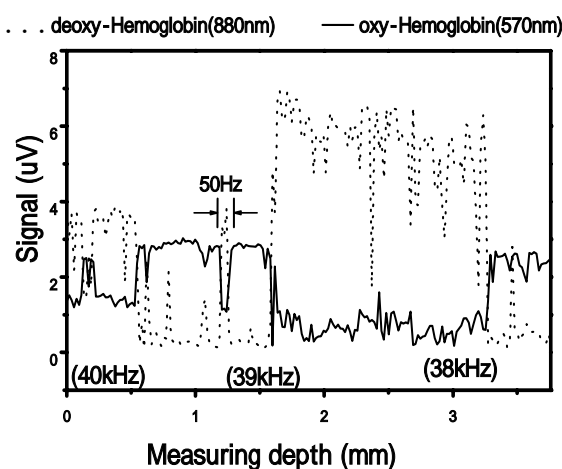


Fig.3 Depth direction measurement of oxygenated and deoxygenated hemoglobin

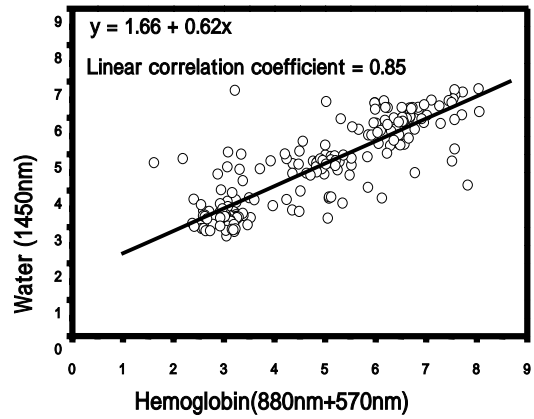


Fig.4 Linear correlation of hemoglobin and water

### Reference

- 1) LUTZ HEINEMANN, UWE KRAMER, HANS-MARTIN KLOTZER., MICHAEL HEIN, DIETMAR VOLZ, MARCUS HERMANN, TIM HEISE, and KLAUS RAVE. Noninvasive Glucose Measurement by Monitoring of Scattering Coefficient During Oral Glucose Tolerance Tests. DIABETES TECHNOLOGY & THERAPEUTICS, Vol.2, Num.2, 2000
- 2) Hiroto TATENO, Teruo ONO, Yoitiro IWASHITA, Kzunori KAWANO and Takenori NORIKURA. Ion Beam Excited Acoustic Image and Specific Element Image of Teeth. Jpn.J.Appl.Phys.25(1986)Suppl.25-1,pp.188-190.
- 3) Hiroto TATENO, Teruo ONO, Jun NAGATA and Akira HUKAI. The Improvement and Application of Ion-beam excited Acoustic Microscopy. Jpn.J.Appl.Phys.26(1987)Suppl.26-1,pp.242-244.

## 記号ダイナミクスによる超音波画像の定量化

## —コンピュータは、びまん性肝疾患を鑑別できるか?—

## Quantitative characterization of ultrasonic images using a symbolic dynamics.

## -Can a computer make a correct diagnosis of diffused liver disease?-

◎ 井上敬章、平田隆幸、原田義文（福井大 工）、園山輝幸、原田烈光  
（アロカ 研）、藤本研治（大阪警察病院 内科）

Noriaki Inoue, Takayuki Hirata, Yoshihumi Harada (Fukui Univ of Tech), Teruyuki Sonoyama, Akimitsu Harada(Aloka Co. Ltd Lab), Kenji Fujimoto(Osaka Police Hospital ,department of internal medicine)

## 1. はじめに

超音波診断による肝疾患の鑑別は、主に深部エコーの減衰や脈管の不明瞭化などの画像判断で行われている。しかし、超音波画像だけから鑑別するのは難しく、医師の熟練度に依存する。それゆえ、定量的な鑑別法の開発が望まれている。さらに、肝臓の線維化を定量化することにより、肝硬変などの重度の疾患を見落とすことなく特定できる可能性があり、臨床的に非常に重要であると考えられる。我々は記号ダイナミクスを用いて、びまん性肝疾患の自動鑑別を試みた<sup>1)</sup>。

超音波 B モード画像は RF データを元にされており、各ラインを RF エコー信号の時系列として扱うことができる。RF エコー信号を定量化する際、RF エコー信号の微妙な違いを識別する必要がある。我々は RF エコー信号を定量化すべく、万華鏡アルゴリズムを試みてきた<sup>2,3)</sup>。今回、記号ダイナミクスにより RF エコー信号を記号化し、統計処理したインデックスを導入することにより自動鑑別を試みた。

## 2. 記号ダイナミクスによる定量化

RF データを構成している各ラインの RF エコー信号を記号化し、RF データから記号列を作成する過程を記号ダイナミクスと呼ぶこととする。この記号列のパターンを統計解析し定量化することによって自動鑑別を試みた。

RF エコー信号を記号化する際、リターンマップを用いる。リターンマップは、時系列の微妙な違いを映し出すこ

とができる。リターンマップを構成するデータは、RF エコー信号の頂点のデータ列  $X_n$  を最小値を 0, 最大値を 1 に規格化されたものを用いる。規格化したデータ列  $Y_n$  は、

$$Y_n = \frac{X_n - X_{\min}}{X_{\max} - X_{\min}} \quad (1)$$

となり、 $X_{\max}, X_{\min}$  は頂点データ  $X_n$  の最大値、最小値を表す。この規格化されたデータ列  $Y_n$  を  $(Y_n, Y_{n+1})$  と二次元平面に表すことによりリターンマップを作成する。我々は、作成されたリターンマップの形に注目し、

$P_A$ : 重心からの分散が小さいパターン

$P_B$ : 重心からの分散が大きいパターン

$P_C$ : 二山分布(二つの山がある)パターン

の 3 つのパターンに分類した (Fig. 1)。 $P_A$  を A、 $P_B$  を B、 $P_C$  を C とし、記号化する際、リターンマップの重心からの距離の分散と、二山目を構成する点の個数を記号に定量化した。記号に定量化する手法として閾値を利用する方法があるが、ここでは将来の拡張性を考え、ファジィを用いた。各パターンのメンバシップ関数を Fig. 2 に示す。

各ラインのリターンマップを記号化することにより記号列を作成した。この記号列は Fig. 3 のように表すことができる。この記号列の特徴を調べると、肝疾患の症状が悪化するほど  $P_B$  の文字数が増えるという相関関係があることが分かる。そこで、 $P_B$  の文字数を特徴量とし、これを統計処理することによって指標を作成する。最小値を 0、最大値を 1 と規格化した指標を  $I_{SD}$  とすると、

$$I_{SD} = \frac{\overline{N}_{F\text{-value}}^B - \overline{N}_{\min}^B}{\overline{N}_{\max}^B - \overline{N}_{\min}^B} \quad (2)$$

で表すことができる。 $\bar{N}_{F-value}^B$  は肝疾患症状別の  $P_B$  の平均文字数を表し、 $\bar{N}_{max}^B$  は疾患症状別の  $P_B$  の平均文字数の最大数、 $\bar{N}_{min}^B$  は疾患症状別の  $P_B$  の平均文字数の最小数を表す。この指標を用いることによって、肝疾患の自動鑑別を試みた。

自動鑑別は、各症例の指標と比較して行われる。鑑別精度は、各指標の違いが大きくなることで向上する。そこで、鑑別精度の向上を、メンバシップ関数を指標の相関係数を基準としてチューニングすることによって試みた。メンバシップ関数  $P_A$ ,  $P_B$  の交点を表すパラメータを、疾患症状と指標の相関係数が最も高くなるようチューニングした。その結果、パラメータと相関係数は、**Fig. 4** の関係を得ることができた。

図4で得られた最も高い値となったパラメータを用いて指標を作成した結果、**Fig. 5** の症状と指標の関係が得られた。この指標を用いることにより、正常肝と肝疾患及び疾患度を鑑別できる可能性が示された。

### 3. まとめ

記号ダイナミクスを用いた指標を導入することにより、超音波画像では識別が困難な症例を鑑別できる可能性が示された。また、指標をチューニングすることにより鑑別精度が向上した。また、今後指標を作成するための症例が増えることによって、より精度の高い指標が得られると考えられる。

### 参考文献

1. 井上、平田、園山、原田、藤本、益澤：超音波医学 Vol.32 Supplement (2005) S305
2. 平田、藤原、藤本、園山、原田：福井大学工学部研究報告、51,2(2003)215-220.
3. 園山、原田、藤本、益澤、藤原、平田：超音波医学 Vol.31 Supplement (2004) S120

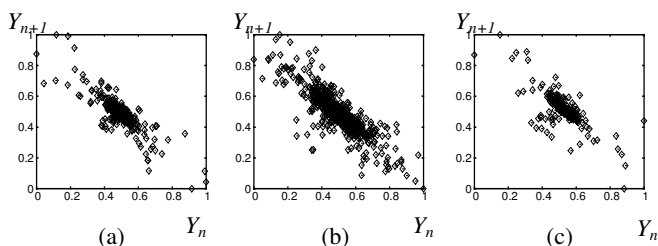


Fig. 1 Example: feature of return map. (a) Small variance pattern ( $P_A$ ), (b) Big variance pattern ( $P_B$ ), (c) Two distribution pattern ( $P_C$ ).

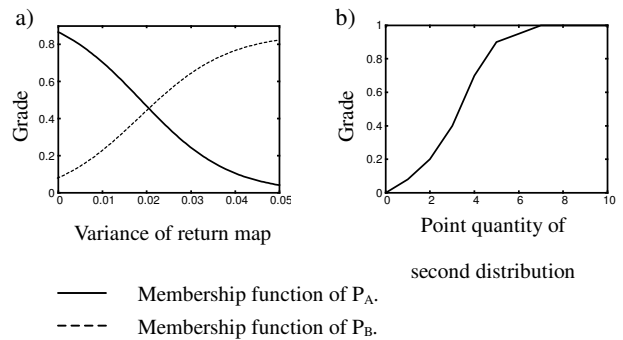


Fig. 2 distinguishes pattern used fuzzy membership function. a) Membership function of  $P_A$  and  $P_B$ . b) Membership function of  $P_C$ .

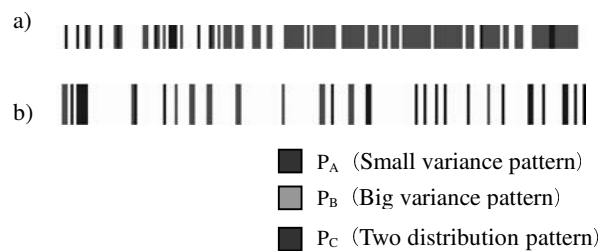


Fig.3 Depict quantitative symbolic made by return map as color bar. a) Normal liver. b) Liver cirrhosis.

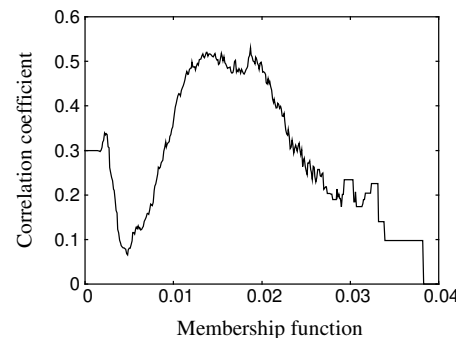


Fig. 4 Membership function of fuzzy vs. correlation coefficient.

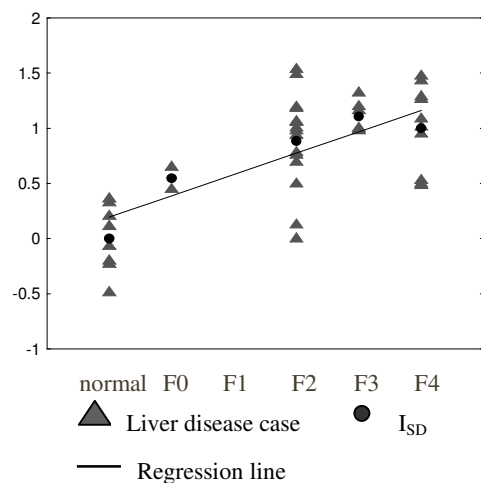


Fig.5 diffused liver disease vs.  $I_{SD}$ .

# 超音波診断における撮像訓練のための 心臓断層面の自動判定

## Automatic recognition of the cross section of heart for training of echography.

◎高良研一、井上博人、榊田晃司（東京農工大 BASE）

K. Takara, H. Inoue and K. Masuda (Graduate school of BASE, Tokyo Univ. of A & T)

### 1. はじめに

近年、超音波診断における画像構成技術が格段の進歩を遂げた一方、断層像の撮影技術の習得には多大な時間と労力を費やし、検者側の努力が要求されるのが実状である。これまで、撮影後の断層像から心機能などを評価する研究は多くあるが、撮影時の手技の支援に関する研究は皆無である。本研究は画像処理の手法を用いて、超音波診断における断層像上の臓器の形状や特徴をリアルタイムに認識し、探触子の操作法を検者に教示する手技支援システムの実現を目的とする。これにより、専門的知識や経験の少ない検者であっても、診断に用いるための断層像を容易に撮影することができ、検査時間の短縮につながると思われる。

### 2. オプティカルフローによる心室壁運動の計測

我々はまず、臓器の中でも特に時間変化の大きい心臓に着目し、その動態をオプティカルフローによって解析することを試みた。超音波断層像は、なだらかな輝度勾配を持つことから、移動物体の画素は局所的に一定な速度を持ち、画像全体で滑らかに変化するという条件を用いて、心臓の断層像から運動ベクトルを計測した。心周期 64[回/min]の被験者の左心室拡張早期の長軸像において、0.1[sec]間隔で計算した各部位の運動ベクトルを、元の断層像に重畳表示した結果を Fig.1 に示す。心室後壁(図中 PW)に垂直な方向に運動ベクトルが描出されている様子が分かる。

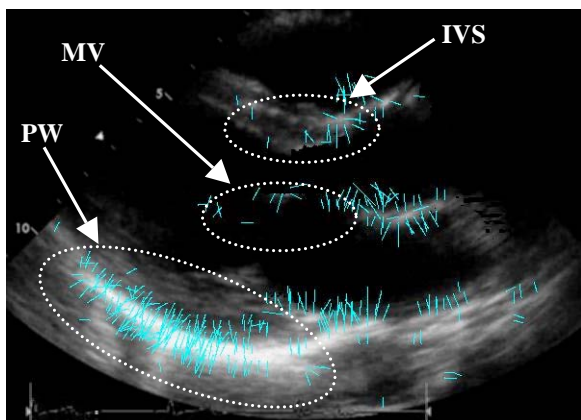


Fig.1 Distribution of Optical flows during expansion of left ventricle in the long-axis view.

しかし、心室後壁に比べて運動ベクトルの大きい僧帽弁(同 MV)のフローは、心室壁よりもその運動速度が速いにも関わらず、短く描かれている。これは通常のフレームレートでは僧帽弁の移動距離が大きいことと、僧帽弁自身は薄い組織であり、その周囲で輝度値が急激に変化しており、オプティカルフロー適用のための条件を満たさないことが原因である。そこで、僧帽弁のみを認識する手法とオプティカルフローを組み合わせて、心臓を認識させるアルゴリズムへと発展させた。

### 3. 僧帽弁運動の検出[1,2]

心臓の動画像をビデオ信号から PC に入力する場合、その大きさは 640×480[pixel]で、画面いっぱい長軸像断面を収めた場合、成人では僧帽弁の厚さは 10[pixel]程度、運動範囲は 100[pixel]程度になる。これから、断層像を 40×20[pixel]の大きさの小領域に分割し、各領域内の輝度平均値の時間変化を調べた結果、僧帽弁の領域の輝度平均値の時間変化はその開閉に伴う鋭いピークを有し、隣接する領域間で特に高い相関を示すことが分かった。これから、僧帽弁を認識させる特徴量として輝度変化率と相互相関係数を定義し、健常者 10 名の動画像にて解析を行ったところ、これら 2 つの特徴量を併せて用いることで 95[%]の正解率が得られることを確認した[1,2]。このアルゴリズムを実現するソフトウェアを、DirectX と Visual C++、および Photron FLX-PCI の画像入力ボードを用いて開発し、オプティカルフローによる速度ベクトル表示のアルゴリズムと一体化させた。

### 4. 心臓断層面の認識

一般的に心臓の診断では多くの場合、長軸像および短軸像のいずれかを描出できれば、もう一方の断面は描出できる。長軸像、短軸像ともに僧帽弁が画面のほぼ中央に位置するように撮像するが、画像中における各部位の運動パターンは断面毎に異なり、特に短軸像において心室壁は同心円状の運動を呈する[3]。その運動を認識する為に、僧帽弁の座標を中心とした 8 つの放射状領域に分割し、それぞれの領域内でオプティカルフローを計算するソフトウェアを開発した。サンプリングレートは 10[frames/sec]、領域のサイズは、短軸像を 640×480[pixel]の画面に収めて観察することを考慮し、八角形の一辺を最大

120[ $\text{pixel}$ ]で可変とした。また領域の名称を画面の上部から時計回りに N, NE, E, SE, S, SW, W, NW とした。Fig.2 に 23 歳健常者の(a)長軸像及び(b)短軸像入力時における動作画面を示す。各領域内であらゆる方向の運動ベクトルが描かれているが、ここでは短軸像に特有な同心円状の運動を検出するため、単位ベクトルとの内積を用いることで、領域内において描出された運動ベクトルが領域の中心(僧帽弁)に向かう成分のみを抽出した。これにより心室壁の収縮運動を正、拡張運動を負とする速度成分が導かれる。これを各放射状領域内で平均して収縮速度と定義し、それぞれの時間変化を調べた。

まず、長軸像を基準の 0[deg]と定義し、体表上で探触子の軸を時計回りに 0[deg]~150[deg]の範囲で 30[deg]づつ回転させながら断面を変化させ、各領域におけるフローの時系列変化を健常者 12 名で計測した。その結果、短軸像においてビームの走査方向に対して垂直な心室後壁を含む領域 S, SE, SW のフローは振幅、位相共に類似していた。Fig.3 に同一被験者の長軸像及び短軸像中の領域 SE, S, SW における平均収縮速度の時間変化を示す。短軸像ではほぼ同期しているが、長軸像では領域 SE はほとんど描出されないか、運動が小さい。そのため、各断面において SE-SW 間での収縮速度の相関を求めると、短軸像のみが高い値を示した。12 名のデータから、この値に閾値を設けて短軸(90[deg])を判定した場合、認識率は 89%となった。今後、健常者以外のサンプルについても検討も行う。

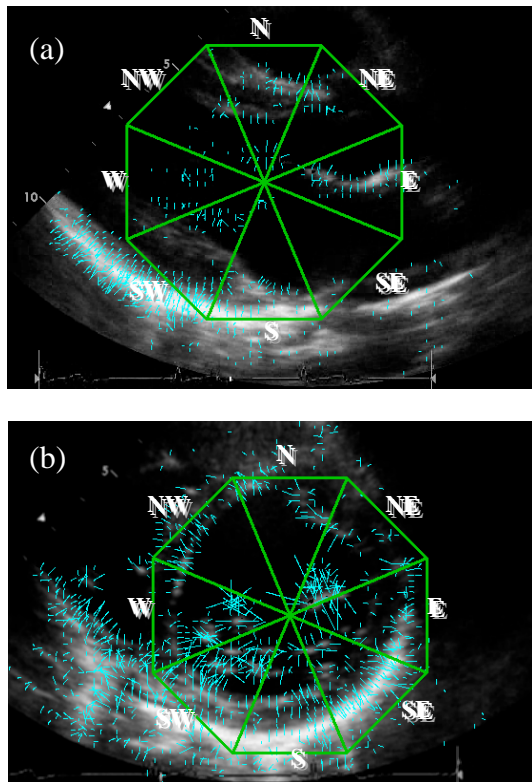
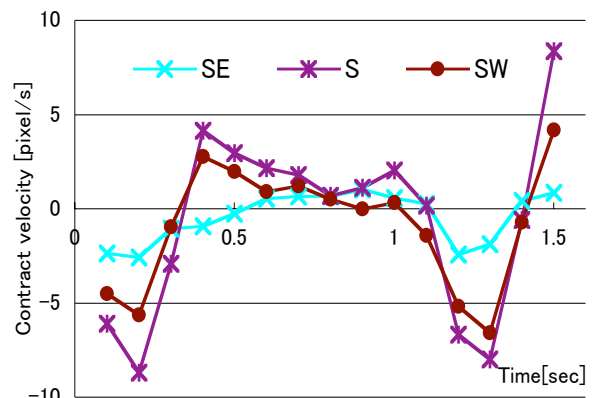
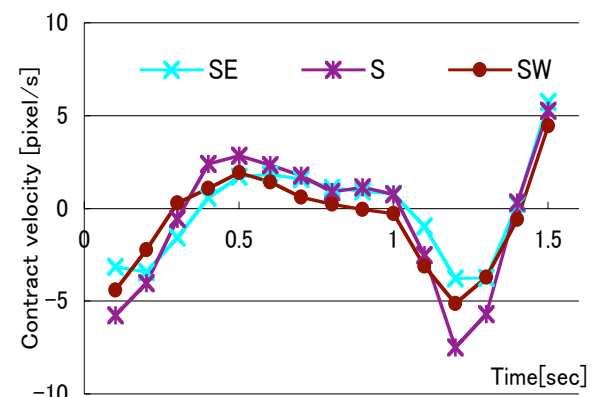


Fig.2 Radical division into 8 regions by centering MV in (a)long-axis and (b)short-axis view.



(a) long-axis view (0[deg])



(b) short-axis view (90[deg])

Fig.3 Variations of contract velocity in 3 radial regions which correspond to Fig.2.

## 5. まとめ

本研究では、心臓超音波画像を複数の領域に分割して僧帽弁を認識させるアルゴリズムと、オプティカルフローの手法を組み合わせ、心室壁の収縮運動速度分布を解析することによって断面を識別できる手法を開発したことを示した。このことから、専門的知識や経験のない検者であっても、診断に用いる断層像を撮影できるシステムを構成できることが示された。今後健常者以外のデータを収集し、各疾患特有のパターンを解析することによって、疾患の自動判定にまで応用できる可能性が出てくる。

## 引用文献

- 1.高良研一, 榊田晃司:「心臓超音波動画のパラメータ変化による僧帽弁認識率に対する影響」,第 25 回超音波エレクトロニクスの基礎と応用に関するシンポジウム講演予稿集, pp.411-412, 2004.
- 2.高良研一, 榊田晃司:「超音波断層像のビデオ信号処理による僧帽弁の検出と座標認識」,電子情報通信学会 信学技報 US2004-59, pp.7-10, 2004.
- 3.榊田晃司, 高良研一, 井上博人:「超音波動画処理による遠隔診断のための断層面自動認識」,電子情報通信学会 信学技報 US2005-22, pp.39-42, 2005.

## 医療用超音波カメラの魚類形態計測への応用

Application of ultrasonography for morphological measurement of marine fish

高橋里佳, 飯田浩二, 湯 勇, 向井 徹(北大大学院・水産), 佐藤正典(本多電子)

Rika Takahashi<sup>1)</sup>, Kohji Iida<sup>1)</sup>, Yong Tang<sup>1)</sup>, Tohru Mukai<sup>1)</sup> and Masanori Sato<sup>2)</sup>

1)Graduate School of Fisheries Sciences, Hokkaido University, 2)Honda Electronics Co. Ltd.

### 1. はじめに

医療用超音波カメラは、超音波ゼリーを介して人体にプローブを接触させ、手で走査することにより、体内組織の断層像を得る。本研究では、水槽内に静止させた魚類を、機械スキャナーに取り付けたプローブを水中で走査することにより、魚体内の器官、組織の音響画像を得た。これらの音響画像から、魚体の外部形状のほか、脊椎骨、鰾、生殖腺などの体内組織の形状やサイズの測定が可能である。

本研究では、様々な海洋生物の外部、内部形態の観察を行い、音響画像の魚種ごとの特徴と、その精度について考察した。

### 2. 方法

**音響画像の取得:** 使用した超音波カメラは医療超音波診断装置 HS-2000(本多電子社製)で、周波数 3.5MHz のコンベックスプローブを用い、レンジは 240mm に設定した。プローブは水槽上部に設置した 1 軸リニアステージに取り付け、水中を毎秒 1cm の速度で機械的にスキャンした (Fig.1)。また、サンプルの姿勢、およびプローブとの位置関係を把握する為に光学カメラを併用し、音響画像と光学画像を同時に記録した。測定モードは体軸に平行な Bモードとし、256 階調のモノクロ画像を得た。最後に、各部位の画像を合成して全体の音響画像を得た。

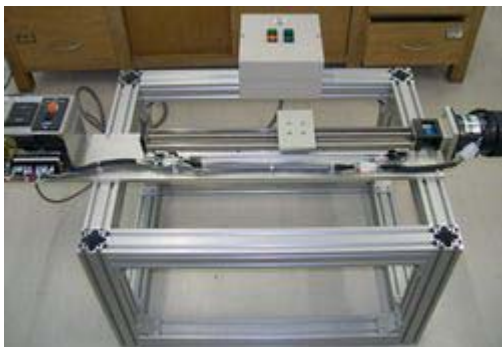


Fig.1 Mechanical scanning system for acoustic camera.

**海洋生物の形態計測:** 測定生物としてハタハタ、マイワシ、チカ、ウミタナゴ、スルメイカ、スケトウダラを用いた。これらは麻酔や死後直後の個体を使用し、テグスを用いて水槽内に静止させ測定した。得られた音響画像から、外部形態や、脊椎骨、生殖腺、鰾などの内部器官の形状とサイズを読み取り、実験後にこれを解剖して、物理計測による値と比較した (Fig.2)。



Fig.2 Acoustical and optical image of squid in seawater tank.

### 3. 結果

合成音響画像はいずれも魚体形状をよく表し、体長や体高だけでなく、鰭条数などの細かな特徴も読み取ることができた。さらに、魚の脊椎骨、生殖腺、鰾、肝臓などの体内器官の形状が確認できた。一般に脊椎骨からの反射が強く、有鰾魚では鰾の輪郭にも強い反射が見られた。また、生殖腺の形状から雌雄や成熟度の判別が可能であった。最後に、音響画像から測定した各部位の長さを、解剖して測定した物理長で割り、これを音響物理長比 R と定義し、解析に用いた (Table.1)

### 4. 考察

超音波カメラによる形態測定では、外部および内部形態のいずれにおいても誤差が生じた。超音波カメラでは基本的に使用パルス長が距離方向の、開口長が方位方向の解像度を決定する。

Table1. Ratio of acoustical length to physical length(R) for morphological measurement

species	External morphology			Internal morphology		
	TL	BL	BH	VL	GL	SL
	Ave. (S.D.)	Ave. (S.D.)	Ave. (S.D.)	Ave. (S.D.)	Ave. (S.D.)	Ave. (S.D.)
Sandfish(M)	1.00 (0.01)	1.03 (0.03)	1.07 (0.04)	1.03 (0.05)	1.08 (0.08)	- -
Sandfish(F)	1.01 (0.04)	1.10 (0.06)	1.25 (0.15)	1.02 (0.08)	1.30 (0.09)	- -
Sardine	1.02 (0.06)	1.00 (0.01)	1.12 (0.10)	0.98 (0.02)	1.15 (0.06)	1.08 (0.09)
Sea smelt	0.99 (0.05)	0.98 (0.06)	0.15 (0.08)	1.05 (0.09)	1.01 (0.11)	1.07 (0.11)
Surf fish	1.03 (0.17)	1.00 (0.01)	1.10 (0.38)	1.02 (0.08)	1.19 (0.31)	1.04 (0.22)
Walleye pollock	1.04 (0.02)	1.03 (0.02)	1.16 (0.06)	1.02 (0.04)	1.17 (0.19)	1.06 (0.14)

\*TL:Total length, BL:Body length, BH:Body height, VL:Vertebra length, GL:Gonad length, SL:Swimbladder length

また、至近距離では結像（フォーカシング）を行なうが、プローブからの距離が大きくなると、固定焦点となり、方位分解能はビーム角で決まり、解像度はプローブからの距離に依存する。本システムではパルス幅 1 μsec、ビーム幅約 0.3 度（探査角 60 度、ビーム数 192 本）なので、距離分解能は 0.75mm、方位分解能は距離 10cm で約 0.52mm、距離 20cm で約 1.04mm となる。さらに、プローブに並行な面内のビーム角に比べて、垂直面のビーム角が大きく、音響ビームに比べて、大きな対象ほど画像歪が大きくなる。したがって、高解像度の音響画像を得るためには、対象をプローブに近づける工夫が必要である（Fig.3）。

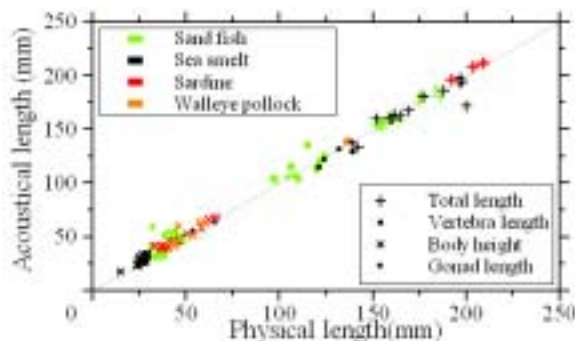


Fig.3 Relationship between acoustical length and physical length

また、生殖腺の測定誤差は他の組織と比べて大きく、組織からの反射率が原因として考えられた。特にハタハタの卵塊は、体組織との音響インピーダンス差が比較的大きく、超音波をよく反射するために、音響画像を肥大させると考えられた。しかしながら、超音波カメラによる形態測定の利点は、体内組織を非破壊的に測定できることである。ハタハタの雌では生殖腺の形状だけではなく、卵径の計測が可能あり、その音響物理長比は 1.02 と成熟度の判別には十分であった。また卵胎生種であるウミタナゴの体内から、仔魚の輪郭が確認できた(Fig.4)。



Fig.4 Acoustic image of sandfish (Upper) and surf fish( Lower)

## 5. おわりに

超音波カメラは非破壊的に生体組織を観察できるので、医療分野だけではなく、水産食品分野への応用が可能である。例えば、マダラの生殖腺は高級食材とされるが、外見からは雌雄の判別やサイズ推定が難しく、またサケやスケトウダラ、ハタハタ等の魚卵は成熟度によって商品価値が著しく異なる。これらの形態情報は、商品価値に直接結びつき、超音波カメラによる魚類の非破壊的形態測定の応用が期待される。

## 謝辞

本研究は平成 15～17 年度科学研究費補助金（萌芽研究：15658057）の補助を受けたものであり、記して感謝する。

## 引用文献

- 1.Kohji Iida, Tohru Mukai, Donhyug Kang, Masanori Sato, "Morphological Observation of Marine Organism by Underwater Ultrasonography", Proceeding of OCEANS '04, 357-36 (2004)
- 2.韓 軍, 浅田 昭, "水中音響ビデオによる水中生物の計測", 平成 17 年度海洋音響学会講演論文集 04-05(2005)
- 3.Kazuki Hirai, Tadashi Yamaguchi, Masaki Ebara, Hiroyuki Yamada, Hiroyuki Hachiya, "Evaluation of the quantitative US diagnosis method using liver specimen", Proceeding of Ultrason. Electron., 381-382(2004)



# スペクトラム拡散技術を用いた水中音響測位のための 信号伝送実験結果について

## Results of Ocean test of Signal Transmission for Underwater Acoustic Positioning with Spread Spectrum

渡邊佳孝、越智寛、志村拓也（海洋機構・海技研）

Yoshitaka Watanabe, Hiroshi Ochi and Takuya Shimura (JAMSTEC, MARITEC)

### 1. はじめに

海中の潜水船や観測機器の位置を推定するために、Super Short Base-Line(SSBL)方式音響測位が広く用いられている<sup>1</sup>。

著者らは、海上局(船舶等)で得られる情報と海中局(潜水船、観測機器等)で得られる情報をスペクトラム拡散技術を用いて測位用の音波パルスに埋め込むことによる音響測位装置の精度向上や機能拡充を目指して研究を行っている。

本稿では、2005年3月に実海域で行った信号伝送実験の結果について報告する。

### 2. 実験

直接拡散方式のスペクトラム拡散を用い、デジタルデータに乗せた音波パルスの伝送実験を実海域にて行った。深度約1,200mの位置に送信用のトランスデューサを係留し、JAMSTEC 所有の研究船「かいよう」の船底に装備されている16チャンネルハイドロフォンアレイ<sup>2</sup>により音波を受信した。

送波信号の各パラメータをTable1に示す。送波信号はFig.1のように作成された。位相変調されたデータはPNコードで拡散され、搬送波に乗せられて送波された。受信信号はFig.2のように直交検波後、PNコードとの相関計算をし、復調器へと入力される。相関信号の絶対値より各シンボルを検出して位相補正を行った出力に対して、シンボル点の判定を行う。

復調の際、相関値より検出したシンボル点出力に、位相補正のみを加え、最終出力とする。既知シンボ

Table1 Parameters for transmitted signal.

modulation	8PSK
carrier freq.	12kHz
band width	3kHz
chip rate	3kHz
PN code	M sequence
code length	31

ルを2シンボルとし、前シンボルとの位相差より、次シンボルに対する位相補正值を算出する。既知シンボルを最小限にとどめ、測位用の短いパルスでの情報伝送を意図する。Table1の条件では、約0.1sのパルスに30bitsのデータを乗せることができる。

### 3. 結果と考察

以下に示すデータの復調結果は50シンボルの伝送結果であり、全てエラーフリーであった。

受信信号の信号対ノイズ比を $SNR_{in}$ とする。また、復調器の出力のシンボル点からのばらつき具合を表す値を $SNR_{out}$ とし、次のように定義する。

$$SNR_{out} = 10 \log_{10} \left( \frac{\sum_k |S(k)|^2}{\sum_k |e(k)|^2} \right)$$

ここで $|S(k)|$ はI-Q平面上での原点とシンボル点の距

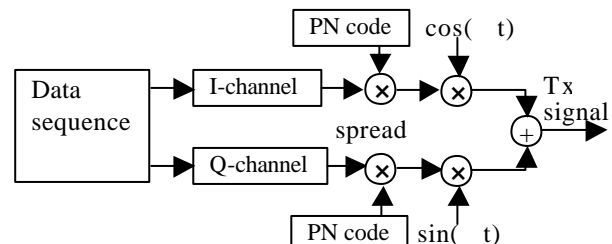


Fig.1 Transmitter architecture.

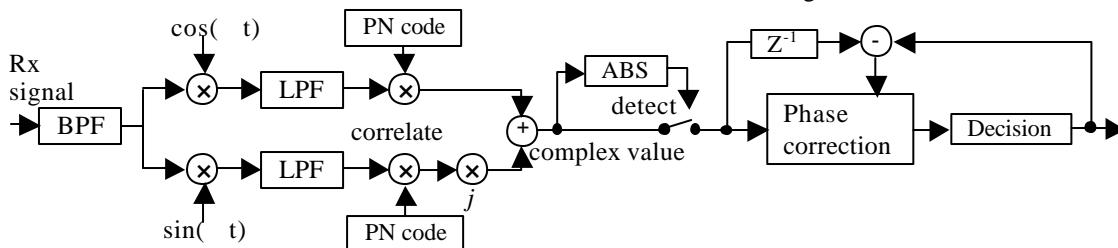


Fig.2 Receiver architecture.

yoshitakaw@jamstec.go.jp

離、 $|e(k)|$  はシンボル点と出力点の距離である。

Figure3 に  $SNR_{in}$  に対する  $SNR_{out}$  の値を示す。これは、各ハイドロフォンの1素子のみのデータを用いてそれぞれ復調したものである。高い  $SNR_{in}$  に対して  $SNR_{out}$  が高い値を示す傾向はあるが、同じ  $SNR_{in}$  の値に対して  $SNR_{out}$  の値がかなりばらついているのが分かる。そこで、ドップラーシフト、及び各シンボルに対する相関ピーク値のばらつきを考える。

Figure4 は、横軸に各データに対する位相補正值、縦軸に  $SNR_{out}$  をとる。最大で約  $\pm 25^\circ$  以下であるが、これは送受信器間の相対速度に換算すると約  $\pm 1\text{m/s}$  である。スペクトラム拡散はドップラーシフトには弱く、シフト量が大きいときは相関値のピークレベルが著しく下がるが、水中音波に対しこの程度の相対速度である場合はほとんど影響がないことが分かっている（レベルの落ちは  $0.5\text{dB}$  程度）<sup>3</sup>。また、Fig.4 において、位相補正值に対して顕著な  $SNR_{out}$  の特徴は見られない。

Figure5 は、横軸に相関ピークの絶対値の標準偏差（50 シンボルの平均値に対する割合）、縦軸に  $SNR_{out}$  をとる。関係が顕著に現れており、 $SNR_{out}$  に対しては、相関ピーク値のレベルのばらつきが支配的であることが分かる。また、Fig.6 は  $SNR_{in}$  と相関ピークの絶対値の標準偏差の関係を表しているが、 $SNR_{in}$  が高い場合でも大きくばらついているデータがあり、雑音ではなく、マルチパスなどの伝送路歪みが原因であると推測される。

Figure7 は、16 チャンネル全てを使って復調した結果の、Fig.5 に対応するグラフである。16 チャンネルのデータを使っているにも関わらず、あまり利得は得られていない。16 素子はおおよそ音波の半端長間隔（約  $5\text{cm}$ ）で極近くに並べられており、伝送路歪みも似ているので、空間ダイバーシティとしての伝送路歪みに対する効果は極めて薄いと思われる。

#### 4. まとめ

スペクトラム拡散を用いて  $1,200\text{m}$  の深海域での上方方向への信号伝送実験を行い、位相を補正することにより測位用の短い音波パルスで情報伝送できることを実証した。

情報伝送の確度を上げるためには、マルチパスに代表される伝送路歪みの影響を考察し、それに対する対策を検討する必要がある。

#### 謝辞

本研究は文部科学省、科学研究費補助金の助成を受けて行われた。

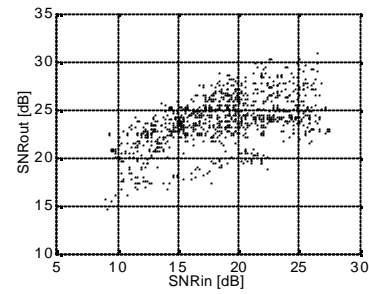


Fig.3  $SNR_{in}$  vs  $SNR_{out}$

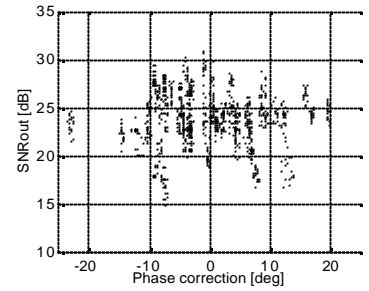


Fig.4 Phase correction

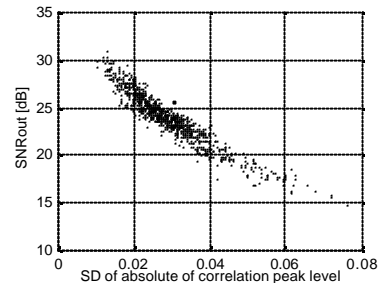


Fig.5 Deviation of correlation peak

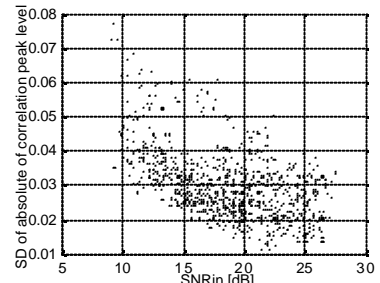


Fig.6 SD of correlation peak vs  $SNR_{in}$

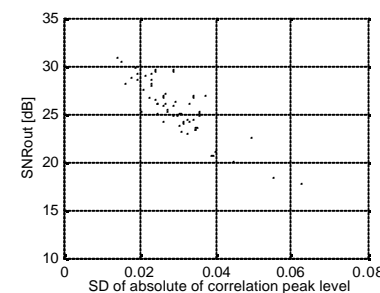


Fig.7 SD of correlation peak for 16ch demodulation

#### 引用文献

1. P. H. Milne: Underwater Acoustic Positioning System, Gulf publishing company. (1983)
2. 五十嵐正夫: 電子通信学会論文誌, J65-A (1983) 221.
3. Y. Watanabe, H. Ochi and T. Shimura: Jpn. J. Appl. Phys. Vol.44 No.6B(2005) 4717.

## 周囲雑音イメージングのための 水中音響レンズの FDTD 解析

FDTD Analysis of Underwater Acoustic Lens for Ambient Noise Imaging

○森 和義, 宮崎綾乃, 小笠原英子, 横山智樹, 中村敏明 (防衛大)  
Kazuyoshi Mori, Ayano Miyazaki, Hanako Ogasawara, Tomoki Yokoyama,  
Toshiaki Nakamura (National Defense Academy)

### 1. はじめに

海中における物体探知において, 周囲雑音は計測対象の音響特性を乱し, 探知を妨げるものと考えられてきた. ところが, 海中周囲雑音を物体探知に積極的に利用しようとする新しい考え方が注目されている. この考え方は Buckinghamらの研究グループが提案しており, 周囲雑音イメージングと呼ばれている. この手法は海中での自然周囲雑音を音源として物体からの反射波や散乱波を検出し, その強度を各方位ごとに白黒濃淡や疑似カラーなどで色分けして物体映像を得る計測手法である. これは, アクティブ方式でもパッシブ方式でもない第 3 の新しいソーナー方式である<sup>1)</sup>. 実海域実験において実績のあるシステムとして, Epifanioと Buckinghamらは球面状反射板の焦点に受波器アレーを配置した ADONIS (Acoustic Daylight Ocean Noise Imaging System)を開発し, サンディエゴ湾における海中実験においてテッポウエビを雑音源とした物体探知に成功している<sup>2)</sup>. 近年では, Venugopalanらは 2次元スパースアレーによる ROMANIS (Remotely Operated Ambient Noise Imaging System)を開発し, シンガポール沖での海中実験において物体探知に成功している<sup>3)</sup>.

一方, 音響レンズはビーム形成において複雑な信号処理装置などを必要とせず, 水中映像ソーナーの小型化や低コスト化に優れており, 周囲雑音イメージングを実現する有力な手段と考えられる. 筆者らは, FDTD (Finite Difference Time Domain)法を用いて両凹面音響レンズの集束音場の解析を行っており, 垂直入射における 3次元解析の結果は水槽実験とよく一致しているという結果が得られている<sup>4), 5)</sup>.

本研究では, 単レンズ構成の両音面音響レンズを用いて周囲雑音イメージングを実現するために, 3次元FDTD法によってその集束特性を解析する. ここでは, 海中実験において最もよい探知結果を得ているROMANISを参考に, 周波数 60 kHzでビーム幅 1 degの解像度を目標とする. ここでは, 予め 2次元解析して十分な解像度を持つ結果<sup>6)</sup>が得られた開口径 2.0 mの球面状の両凹面レンズにおいて, 3次元解析により焦点位置や-3 dB領域を計算し, 3次元においても十分な解像度を持つか確認する.

### 2. FDTD 解析の条件

球面レンズにおける FDTD 解析の条件を示す. Fig. 1 は音響レンズの断面形状である. 開口径  $A$  m, 曲率半径  $R$  m の球面形状の両凹面レンズであり,  $A=R$ として開口径と曲率半径を同じ大きさとしている. ここでは,  $A=R=2.0$  mとした. また, レンズ中心での厚さは 25 mm である. さらに, 材質はアクリルである.

FDTD 法による解析領域の配置を Fig. 2 に示す. 灰色で描かれた吸収層に囲まれた領域が解析領域である. 計算時間を短縮するために, レンズ中心から  $L_x=0.55$  m 離れたところに平面音源(平面波を想定)を配置した. 解析範囲は  $x$  軸が  $-1.25 \sim 1.25$  m,  $y$  軸が  $-1.00 \sim 2.5$  m である. また, 刻み幅は  $\Delta x=2.5$  mm,  $\Delta t=0.5 \mu\text{s}$  とした. 吸収層の幅は 50 点分(125 mm)となる. 音速と密度は, 水中および吸収層では 1500 m/s, 1000 kg/m<sup>3</sup>, 音響レンズでは 2670 m/s, 1200 kg/m<sup>3</sup> とした. 減衰定数は, 水中では減衰を無視し 0 dB/ $\lambda$  とした. また, 音響レンズでの減衰定数は 1 dB/ $\lambda$  とし, さらに, 吸収層では 5 dB/ $\lambda$  とした. 吸収層の端では Mur の 1 次吸収境界条件を適用した. 今回は, 使用した計算機のメモリ容量の制限から  $z$  軸を 2 分割し, Phase I~II の順に個別に計算した. さらに各 Phase では 8 ノードの PC クラスタによる並列処理を行った.

ここでは, 周波数 60 kHz で 5 波のバースト波(ガウス関数による窓かけ)を平面音源により平面波を発生させてレンズに入射した. このとき, 入射角度  $\theta$  を 0~6 deg の範囲で 1 deg 毎に変化させ, 焦点から音圧レベルが -3 dB 低下する領域(以後, 「-3 dB 領域」と呼ぶ)を求めた.

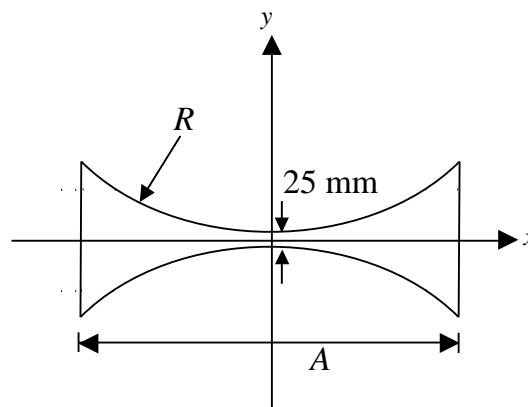


Fig. 1 Shape of Spherical Lens.

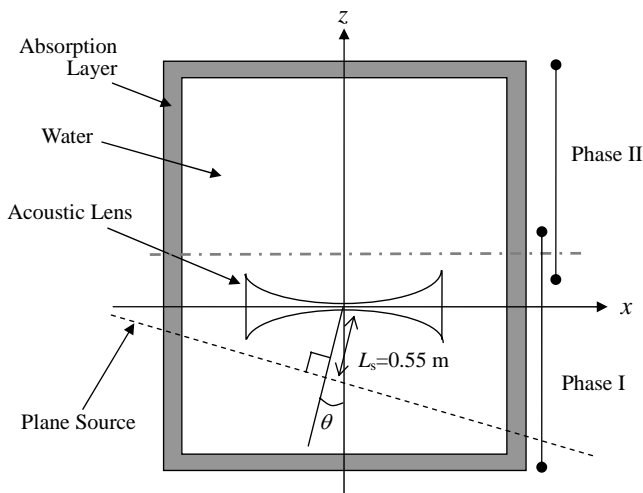


Fig. 2 Arrangement of FDTD Analysis (x-z plane at  $y = 0$ ).

### 3. 結果

Fig. 3 に x-z 平面 ( $y = 0$  m) における -3 dB 領域を示す. \*印が各入射角度による焦点位置, グレーで描かれた領域が -3 dB 領域である. (a) は解析領域全体を示している. また, (b) は焦点領域を拡大したものである. これより, 焦点はレンズ中心から約 1.9 m 離れたところにあり, 入射角度が大きくなるごとに約 0.04 m ずつ右に移動しているのがわかる. また, 焦点位置は, z 方向でほとんど変化が無く, ほぼ平坦である. さらに, どの入射角度でも -3 dB 領域の重複は見られないのがわかる. これより, x-z 平面上ではビーム幅 1 deg の解像度を満足していることがわかる.

Fig. 4 に垂直入射における焦点位置 ( $z = 1.907$  m) での x-y 平面における -3 dB 領域を示す. 入射角度が x-z 平面でしか変化しないことから, 焦点は y 方向では 0.0 m で固定されており, x 方向で入射角度が大きくなる毎に約 0.04 m ずつ右に移動しているのがわかる. また, どの入射角度でも -3 dB 領域の重複は見られないのがわかる. これより, x-y 平面上でもビーム幅 1 deg の解像度を満足していることがわかる.

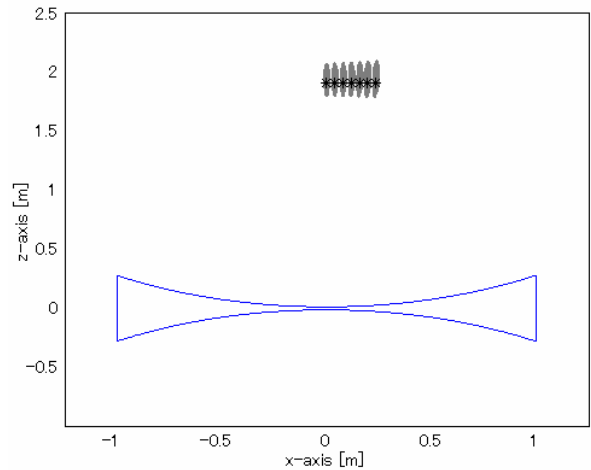
### 4. おわりに

これより, 開口径 2.0 m の球面状両凹面音響レンズは周囲雑音イメージングを実現する十分な解像度を有していることがわかった. 今後は, さらに入射角度を大きくして, より広い視野角においても十分な解像度を有しているか確認する必要がある.

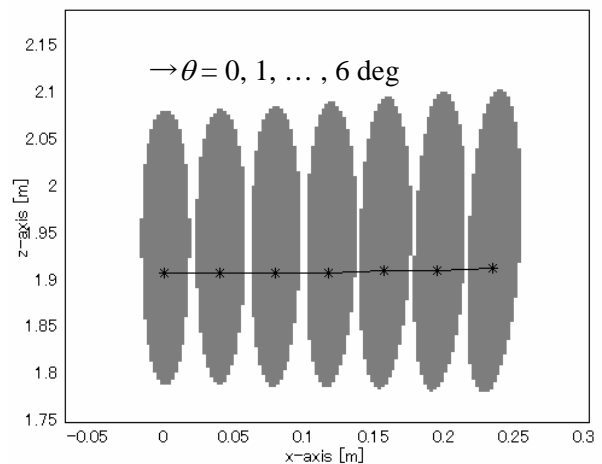
### 参考文献

- 1) M. J. Buckingham et al.: *Nature*, **356** (1992), 327.
- 2) C. L. Epifanio et al.: *J. Acoust. Soc. Am.*, **106** (1999), 3211.

- 3) P. Venugopalan et al.: *Proc. Oceans 2003 Marine Technology and Ocean Science Conf. (CD-ROM)*, (2003).
- 4) 森他: USE04 講演予稿集 (2004) 441.
- 5) K. Mori et al.: *Jpn. J. Appl. Phys.*, **44** (2005) 4696.
- 6) 森他: 信学技報, US-2005-38 (2005).



(a) All Analysis Domain



(b) Magnification of Focal Point Area

Fig. 3 -3 dB Area at  $y = 0$  m (x-z plane).

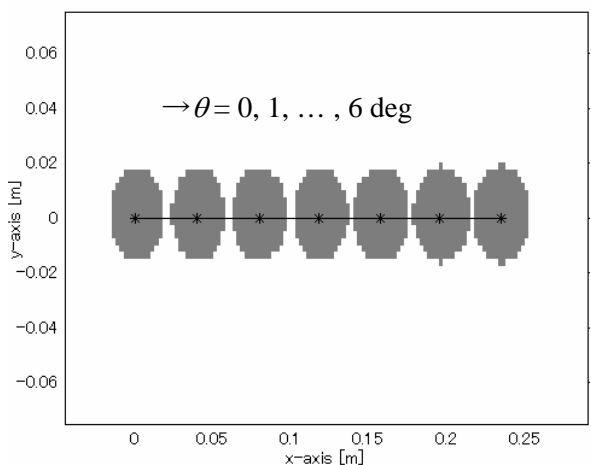


Fig. 4 -3 dB Area at  $z = 1.907$  m (x-y plane).

# 中部太平洋域における長距離音波伝搬のゆらぎについて

## Fluctuation Property of Long-distance Sound Propagation at the Central Pacific

小笠原英子、中村敏明 (防衛大)、蜂屋弘之 (千葉大)、藤森英俊 (JAMSTEC)、水谷孝一 (筑波大院)

Hanako Ogasawara, Toshiaki Nakamura (National Def. Acad.), Hiroyuki Hachiya (Univ. Chiba),  
Hidetoshi Fujimori (JAMSTEC) and Koichi Mizutani (Univ. Tsukuba)

### 1. はじめに

近年、気象、海象、漁業などへ大きな影響を与える海洋変動が注目されている。これらの因果関係を解明するため、海洋構造の長期連続的な変化の把握が望まれている。本報告は、海洋研究開発機構(旧海洋科学技術センター)が2000年に1月より12月までの1年間にわたり、赤道付近の中部太平洋海域において観測した実験データを用いて、長距離伝搬した音波のゆらぎを解析検討した結果について報告する。

### 2. 観測データの概要

この実験は熱帯変動への亜熱帯の影響解明に貢献することを目的とし、熱帯から亜熱帯に流れる循環海流の分析などが行われた<sup>1-3)</sup>。Fig. 1に実験海域と設置されたトランシーバの配置図を示す。7基の200 Hz トランシーバ<sup>4)</sup>を東西方向に約1200 km、南北方向に約1500 kmの領域内に設置してある。各トランシーバは海面から約1000 mの音速極小層付近に係留された。トランシーバ間を同時伝搬させる信号は中心周波数200Hz、2波、7サイクルの11次M系列信号である。受信信号はサンプリング周波数800 Hzで収録された。送受信は計測日の午前0時から4時間ごとに次の日の午前0時まで計7回を1セットとし、これを4日間隔で繰り返して行われた。

### 3. 解析方法

Fig.2に4号機(Fig.1中、T4で示されたもの)から発信された信号を7号機(T7)で受信した結果を示す。1つのトランシーバ受波アレイには5つのチャンネルがあるが、本件では5つの平均を用いている。トランシーバで受信された信号はトランシーバ毎に設定されたM系列コードで相関処理することで分離してある。伝搬時間は1年を通して変化しているだ

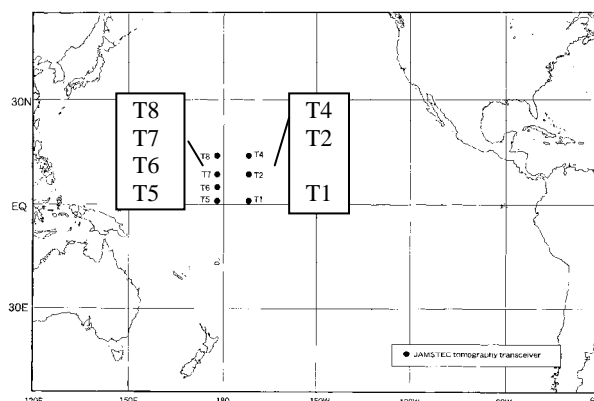


Fig. 1 Map of experimental area of 1200 km × 1500 km in the Central Pacific. T1-T8 shows the location of each transceiver.

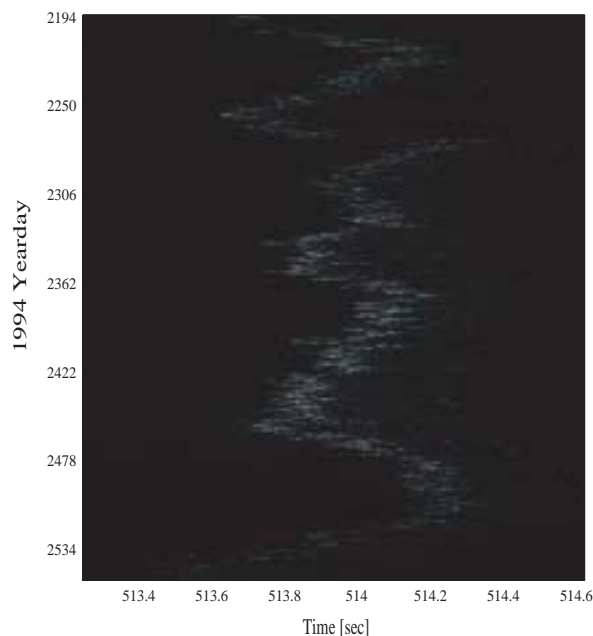
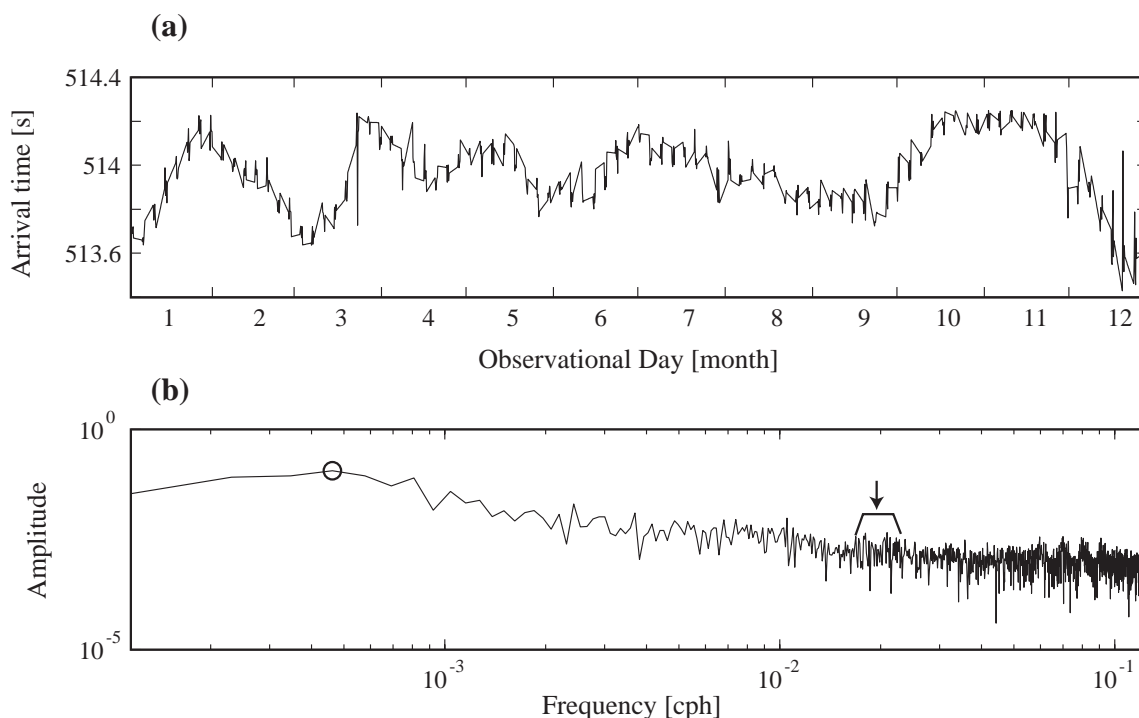


Fig. 2 Change of signal arrival time and its amplitude at T7 from T4. Amplitude shows grayscale of the graph.

けでなく、細かいゆらぎが確認できる。振幅強度の最も強い部分は音速極小層を伝搬してきた信号の受信を表している。深度方向の振れが少ないため、深度方向の影響は小さいといえる。この音速極小層の軸付近を伝搬した信号の伝達時間を計測回ごとに抽出し、FFT法を用いてスペクトル解析を行う。伝搬速度の変化には潮汐による日動変動、天候による一時的な変動、季節変化による長期的な変動、係留系のゆれなどが考えられる。スペクトル解析によりこれらの分離を試みた。データは4日間で1セットずつ行われたため、各データセットの間は前のデータセットの最後の値と次のデータセットの最初の値を直線で結ぶように補間した。

#### 4. 結果

Fig.2 より抽出した振幅最大時の伝搬速度を Fig.3(a)に示す。このデータを FFT 分析したスペクトルを(b)に示す。振幅最大時の周波数は  $f = 0.00057$  cph であった。これは1年を通した大きなうねりに対応している。また、 $f = 0.01 \sim 0.02$  cph 付近で矢印で示したいくつかのピークが確認できる。潮汐による内部波は緯度  $\phi$  の関数として  $f = \sin\phi/12$  cph<sup>5)</sup>で表される。音波は緯度方向に北緯10度から13度の間を伝搬しているので発生する内部波の周期は0.013~0.018 cph程度となるため、このピークは潮汐によるものと考えられる。



**Fig.3** (a) Time fluctuation of sound arrival time from T4 received by T7. (b) FFT result of arrival time on (a). 'O' on the graph shows the highest amplitude at  $f = 0.00057$  cph. Small peaks around  $f = 0.01 - 0.02$  cph (pointed out by arrows) are corresponding to tidal variability.

#### 5. おわりに

長距離伝搬した音波の伝搬時間の変化を周波数領域に展開し、音波伝搬時間のゆらぎ成分の抽出を試みた。FFT分析の結果より伝搬時間の年間を通した変化成分や、潮汐変化を確認できた。

今後は各経路の音線分析を行い、伝搬時間のより正確な計測結果より詳しい分析を実施する予定である。また、ゆらぎの原因となる自然現象との関係も明らかにしてゆきたい。

本研究は海洋研究開発機構より公開された「2000年中部熱帯赤道域トモグラフィ観測実験」のデータを使用した。

#### 参考文献

1. T. Nakamura et al. : Jpn. J. Appl. Phys., **39** (2000) 3193.
2. 鴨志田隆, 藤森英俊, 吉川泰司, 新家富雄, 中埜岩男 : JAMSTECR. **41** (2000) 81.
3. 藤森英俊, 中埜岩男, 中村敏明, 金泉智之, 財間辰夫 : JAMSTECR. **42** (2000) 105.
4. T. Nakamura et al. : Jpn. J. Appl. Phys., **37** (1998) 3172.
5. 海洋音響学会 編 : "海洋音響の基礎と応用" 成山堂書店, (2004) pp.71.

## 円柱前方散乱波の位相共役処理表示

Phase conjugation processing display of the forward scattered wave by a cylinder

菊池年晃 齋藤秀亮 土屋利雄 (海洋研究開発機構)

Toshiaki Kikuchi, Hideaki Saito and Toshio Tsuchiya (JAMSTEC)

## 1. はしがき

水中におかれた球や円柱による音波の反射、散乱は水中標的の反射、散乱の基礎となるため、多くの研究者によって古くから研究されている<sup>1)</sup>。初期の頃の研究は特定の周波数の音波による円柱等の散乱に関するものが多かった。その後共振散乱理論が提唱され円筒などの共振と散乱の関係が調べられた<sup>2)</sup>。最近では、物体振動とその近距離音場との関係、いわゆるNAR(Nearfield Acoustical Holography)の研究が行われている<sup>3)</sup>。NARはエバネッセント波をも含めて物体の振動と散乱音場との関係を解析するのでより詳細な結果が期待される。しかしながら、その音場計測は物体に近接した多数点で行わなければならない。

そこで、我々は最近注目されている位相共役波の応用を検討する。円柱は無遠におかれた音源からの平面音波によって励起されるが、その散乱波は円柱の中心を軸とする円筒波として散乱される。そこで、円柱の周囲に変換器アレイを配置して、それらで受波した信号を共役処理して、変換器から再放射すると散乱波は円柱の軸に収束する。したがって、円柱に接近することなく円柱の振動が把握できるものと考えられる<sup>4)</sup>。今回は共振散乱法との比較を行ったのでその結果を報告する。

## 2. 円筒と変換器の配置

円柱と変換器アレイの配置を Fig.1 に示す。円柱の半径  $a$  は  $0.05\text{m}$ 、長さは無限大である。円柱の中心から半径  $1\text{m}$  の半円上に無限長の円柱変換器を配置する。円柱の軸に平行な波面を持つ平面波が入射する。その進行方向を方位角  $0$  度とする。入射音波は中心周波数  $50\text{kHz}$ 、8 サイクルからなるトーンバースト波である。単一周波数に対する円柱の散乱波  $p_s$  は次式で表される<sup>1)</sup>。

$$P_s = P_0 \left( \frac{2}{\pi k r} \right)^{1/2} \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n \sin \eta_n \exp(i\eta_n) \cos n\theta \quad (1)$$

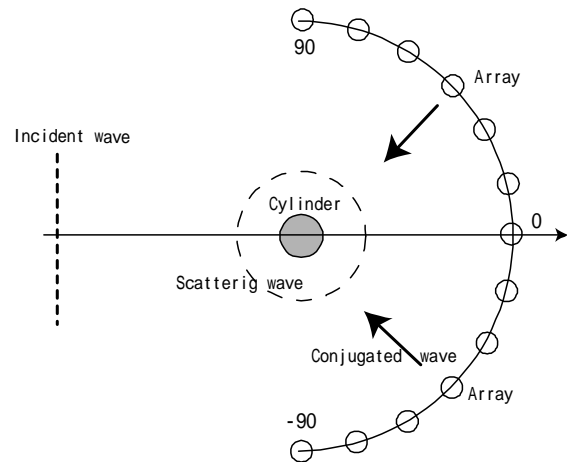


Fig.1 Arrangement of a cylinder and transducer arrays.

ここで  $k$  は波数、 $r$  は距離、 $\theta$  は方位角、そして  $\eta_n$  は  $n$  次散乱波の位相シフト角である。一方、変換器から放射されるパルス、すなわち、時間領域の共役波は次式で表される<sup>5)</sup>。

$$P_{pc}(r, t) = \sum_{j=1}^J \int G_{\omega}(r, r_j) G_{\omega}^*(R, r_j) e^{i\omega t} \times S^*(\omega) e^{-i\omega t} d\omega \quad (2)$$

ここで  $G_{\omega}(r, r_j)$  は  $j$  番目の変換器の位置(距離)  $r_j$

から位置  $r$  に及ぼすグリーン関数、 $G_{\omega}^*(R, r_j)$  は円柱から変換器  $r_j$  に及ぼすグリーン関数で、 $S^*(\omega)$  は音源のスペクトルである。\*記号は共役を表す。この式のグリーン関数に(1)式を用いる。また、音源のスペクトルはトーンバースト波のフーリエ変換によって求められる。

## 3. 共役波のパターン

始めに、弾性円柱(鉄)の前方散乱波の結果を Fig.2 に示す。このような変化は周囲を周回する波のモード干渉によって生じることが知られている<sup>2)</sup>。比較が容易なように特徴ある  $ka=5$  付近で、

円柱による共役波を求める。共役波は(2)式から分かるように、一般にすべての円柱からの共役波の和として表示される。しかしここでは共役波の各成分の寄与を調べるために加算せずに方位角分布として表示する。

$ka=4.5$ のときの共役波の角度パターンを Fig.3 に示す。横軸は方位角で縦軸は周波数である。通常の散乱波の測定では、方位角0度の散乱波は入射波にマスクされるため測定は困難である。しかし、共役波はその音源に収束する特性を持っているため、入射波は除去される。入射波と同じ周波数50kHz付近の成分は全角度範囲で大きなレベルをもつ。すなわち、この周波数で呼吸振動をしていることが分かる。一方、方位角0度方向の成分は、48, 50, 52kHzの成分が大きく、そして48, 52kHz成分は50kHz成分とは逆相である。 $ka=5.5$ のときの角度パターンを Fig.4 に示す。48, 52kHz成分が大きくなり50kHz成分が弱まっている。呼吸振動が薄れて高次振動に変化していることが分かる。

次に、この手法を確認するために、円柱中心に収束した共役波の振幅を  $ka$  を変えて求め、 Fig.5 に示す。横軸が拡大されているが、 Fig.2 の  $ka$  が5付近のディップを再現することが出来た。また、パルスの中心周波数を変えることによって Fig.2 の  $ka$  が6付近のディップも確認することが出来た。

#### 4. まとめ

円柱の散乱波を共役波のパターンとして表示することが出来た。今後弾性体の振動と共役波のパターンとの関係を明らかにする必要がある。

- 1) J.J. Faran, Jr. J.Acoust.Soc.Am., 23,405-418 (1951)
- 2) L.Flux, L.R.Dragonette and H.Uberall, J.Acoust.Soc.Am., 63, 723-731 (1978)
- 3) E.G.Williams, Fourier Acoustics, Sound Radiation and Nearfield Acoustical Holography (Academic Press 1999)
- 4) 菊池他、2005年春期音響講演論文集 1069
- 5) W.A.Kuperman et al. J.Acoust.Soc.Am. 103, 25-40 (1998)

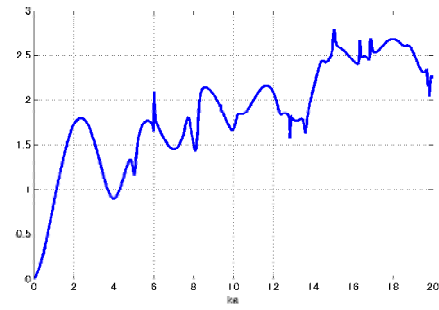


Fig.2 Forward scattering pressure of elastic cylinder as a function of  $ka$  ( $k$ :wavenumber,  $a$ :radius).

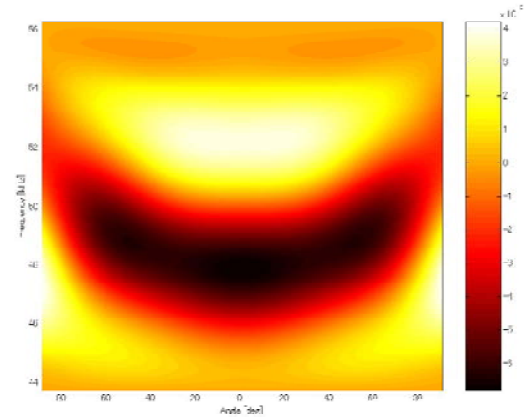


Fig.3 Angular distribution of the scattered wave by which phase conjugation was processed at  $ka=4.5$

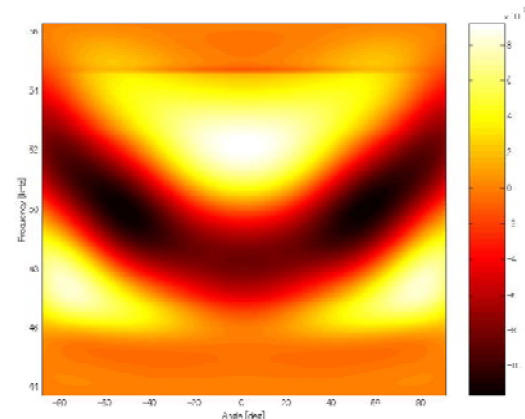


Fig.4 Angular distribution of the scattered wave by which phase conjugation was processed at  $ka=5.5$

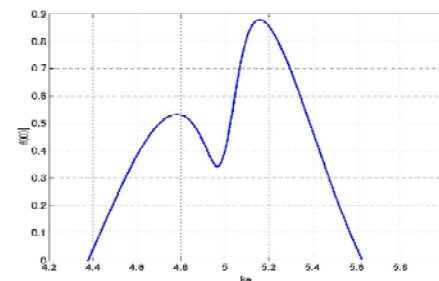


Fig.5 Pressure of scattered wave converged on the center of cylinder as a function of  $ka$ .



# ドップラー効果を考慮した 位相共役音響通信の基礎検討

## Basic study on phase-conjugate acoustic communication including Doppler effect

志村 拓也、越智 寛、渡邊 佳孝 (海洋機構 海技研)

Takuya SHIMURA, Hiroshi OCHI and Yoshitaka WATANABE (JAMSTEC-MARITEC)

### 1. はじめに

著者らはこれまでに位相共役波(時間反転波)を用いた水平方向の長距離音響通信に関して論じてきた<sup>1-5)</sup>。海洋研究開発機構では、自律無人探査機 AUV「うらしま」を開発し、深海調査に利用するための検討を進めている。このような AUV と長距離の音響通信を、位相共役を用いて行うことができればその運用性を格段に向上させることができる。しかし、長距離航行型の AUV は一定の速度で航走したまま、通信を行えることが望ましい。そこで、本研究では、移動する AUV との通信を想定して、ドップラー効果が位相共役音響通信にどのような影響を及ぼすか、その基礎的な検討を行った。

### 2. 位相共役波による音響通信

位相共役波を水平方向の音響通信に利用するためには以下の様に行う。まず、Fig. 1 に示すように、音源から帯域制限をかけたパルスを送信し、アレイで受信する。その受信信号を時間反転して“位相共役パルス”とし、これに送信したいデータ信号を載せて、アレイから送信すると、元の音源の位置(=焦点)でほぼ所望のデータ信号が受信できる。

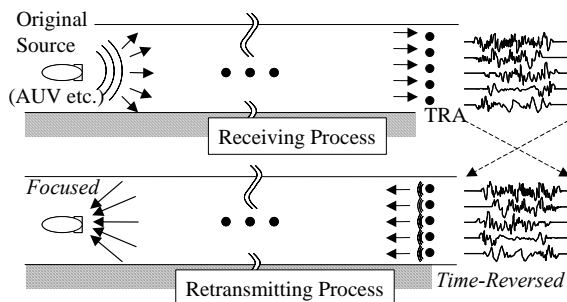


Fig.1 Schematic of phase-conjugate communication.

著者らは、この位相共役波による通信に、さらに適応フィルタを合わせて用いる方法を提案し、位相共役と適応フィルタの相補効果によって、よりよい復調結果が得られることを示してきた。本研究においても、この手法がドップラー効果に対して有効であるか検証することとする。

### 3. ドップラー効果のシミュレーション

ドップラー効果を考慮した音波伝播のシミュレーション手法に関しては、ノーマルモードを用いた Sabra らの方法<sup>6)</sup>、FFP 法を用いた Schmidt らの方法があるが、本研究では、Sabra らの方法を用いることとし、その概略を以下に示す。

まず、図 2 に示すように座標系  $r=(r, z)$  を定義し、 $r_s$ 、 $r_n$  をそれぞれ、音源、 $n$  番目のアレイ素子の位置とする。

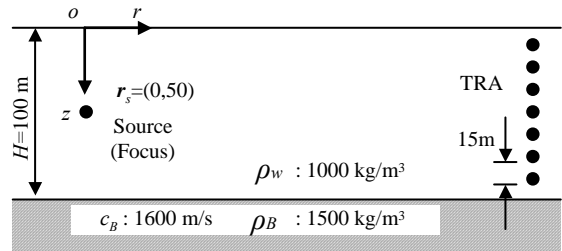


Fig.2 Simulation condition.

次に、ドップラー効果を含んだ  $r_s$  から  $r$  への伝達関数を以下とする。

$$\tilde{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_s(t); \omega) \approx \tilde{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_s(0); \omega) + (\mathbf{r}_s(t) - \mathbf{r}_s(0)) \cdot \nabla_s \tilde{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_s(0); \omega) \quad (1)$$

この伝達関数を用いて、 $r$  における周波数  $\omega$  の音圧を

$$\tilde{p}(\mathbf{r}, \omega) \equiv \int_{-\infty}^{\infty} G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_s(t); \omega) S(t) e^{i\omega t} dt \quad (2)$$

とする。ここで、 $S(t)$  は送信信号の波形、 $\nabla_s$  は  $r_s(0)$  における空間微分である。また、 $\lambda_c$  をキャリア周波数の波長、 $[T_s/2, -T_s/2]$  を  $S(t)$  が 0 でない区間とし、 $\max |\mathbf{r}_s(t) - \mathbf{r}_s(-T/2)| \ll \lambda_c, t \in [T_s/2, -T_s/2]$  であるときに(1)式の近似が成り立つものとする。

次に、 $\mathbf{v}_s(0)$ 、 $\mathbf{a}_s(0)$  を音源の速度と加速度とし、音源の軌跡を

$$\mathbf{r}_s(t) = \mathbf{r}_s(0) + \mathbf{v}_s(0)t + \mathbf{a}_s(0)t^2/2 + \dots, \quad (3)$$

として(2)式に代入し、線形近似すると、

$$\tilde{p}(\mathbf{r}, \omega) \approx \tilde{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_s(0); \omega) S(\omega) - i\mathbf{v}_s(0) \cdot \nabla_s \tilde{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_s(0); \omega) \frac{d\tilde{S}(\omega)}{d\omega}, \quad (4)$$

となる。

shimurat@jamstec.go.jp

ここで、伝達関数をノーマルモード法の Pekeris 解<sup>7)</sup>で表現し、音源が深度  $z_s^0$  を一定の速度  $v_s$  で移動するとすれば、(4)式は以下ようになる。

$$\tilde{p}(r, z, \omega) = \frac{2}{H} \sqrt{\frac{2}{\pi|r-r_s|}} \sum_{n=1}^{\infty} G(k_n) \sin(\beta_1 z_s^0) \sin(\beta_2 z) \quad (5)$$

$$\times \exp j \left( -k_n(r-r_s) - \frac{\pi}{4} \right) \left[ \tilde{S}(\omega) - k_n v_s \frac{d\tilde{S}(\omega)}{d\omega} \right]$$

$$G(k_n) \equiv \frac{1}{\sqrt{k_n}}$$

$$\times \frac{\beta_1 H}{\beta_1 H - \sin(\beta_1 H) \cos(\beta_1 H) - b^2 \sin^2(\beta_1 H) \tan(\beta_1 H)}$$

ここで、 $k_n$  は  $n$  次の水平方向の波数、 $\beta_1$ 、 $\beta_2$  は、それぞれ、海中、海底下の垂直方向の波数である。

4.では、この(5)式を用いて、400~600Hz の周波数応答を計算し、逆 FFT によって受信波形を求める。

#### 4. 通信のシミュレーション

ここではまず、500Hz の Penta パルスを送信信号とし、器間距離を 15km、音源の移動速度を 0.0m/s、1.0m/s とし、アレイでの受信信号を 3.の方法で計算し、その受信信号を位相共役波として、アレイから発信したときの、焦点での受信信号を Fig. 3、4 に示す。

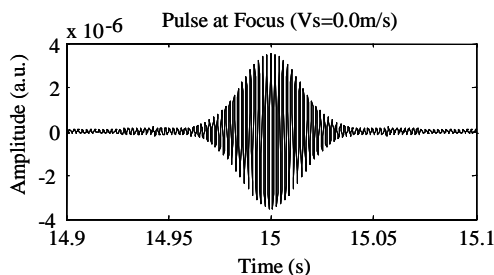


Fig.3 Pulse at focus when  $v_s=0.0$  m/s.

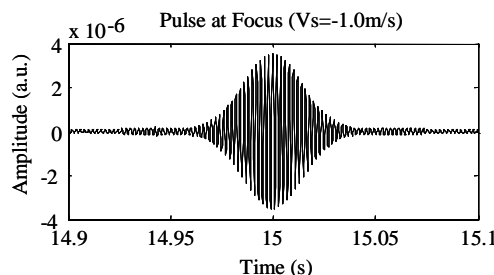


Fig.4 Pulse at focus when  $v_s=1.0$  m/s.

これらの図を比較すると、包絡線はほとんど差異がなく、ドップラー効果の影響はほとんどないように見える。

次に、キャリア周波数を 500Hz、使用する帯域を  $\pm 50$ Hz とし、16QAM を変調方式に用いたシミュレーションの結果を図 6 に示す。“PC” は位相共役波のみを使って通信を行った結果、“PC + AF”はその受信信号をさらに適応フィルタで処理するという方法の結果である。これらの図を見

ると、“PC” では、シンボルがばらついてしまっていて、復調が出来ていない。これは、ドップラー効果によって位相が乱れ、位相共役波の効果のみを使った方法では、通信が行えないことを示している。それに対して、“PC+AF”では、上記の位相の乱れが補償され、エラーのない完全な復調が達成されている。この良好な結果は、位相共役波によって音波を収束させた上で、ドップラーのような位相共役の効果では除去できない外乱を適応フィルタが補償するという相補効果によって得られたものと考えられる。

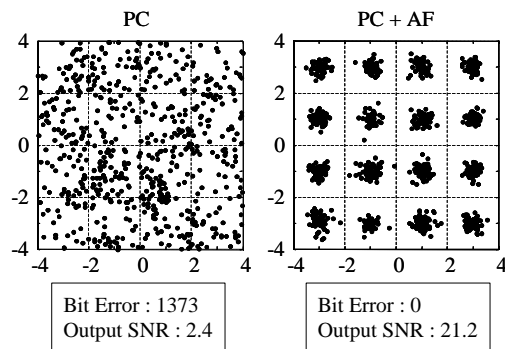


Fig.5 Simulation result of 16QAM.

#### 5. まとめ

位相共役波と適応フィルタを合わせて用いる方法であれば、適応フィルタがドップラーによる影響を補償し、位相共役波による収束効果と合わせて、確度の高い通信が行える可能性を示すことが出来た。今後は、長距離・深海域での検討などを進めていく。

#### 謝辞

本研究の一部は文部科学省科学研究費補助金若手研究(A)# 16686050 の補助を受けて行われた。

#### 引用文献

1. T. Shimura, Y. Watanabe and H. Ochi: Jpn. J. Appl. Phys. **44** (2005) 4722.
2. T. Shimura, Y. Watanabe and H. Ochi: Proc. Oceans 2004, (2004) 2220.
3. T. Shimura, Y. Watanabe and H. Ochi: Acoust. Tech. (2005) [will be published].
4. 志村拓也、渡邊佳孝、越智寛：海洋音響学会誌 (2005) [will be published].
5. T. Shimura and H. Ochi: Jpn. J. Appl. Phys. **43** (2004) 3180.
6. K. G. Sabra and D. R. Dowling: J. Acoust. Soc. Am. **115**(6) (2004) 2807.
7. C. B. Officer, *Introduction to the Theory of Sound Transmission* (McGraw-Hill, N.Y., 1958).

## 浅海域双方向伝搬音波を用いた海域情報の計測

Measurement of differential travel time of  
reciprocal sound transmission in shallow water

○蜂屋弘之 千葉大・CFME

山口匡 千葉大・工

Hiroyuki Hachiya and Tadashi Yamaguchi (Chiba University)

## 1. はじめに

海洋の変動は周囲環境にさまざまな影響を与えることから海洋のセンシングを行うことが望まれている。特に沿岸域や湾のような浅海域の海洋情報は海洋物理学・漁業・環境保全などの面で需要が多く、浅海域を長期連続的に観測する浅海域海洋音響トモグラフィーの開発が行われている。これは観測海域に送受波器を設置し、双方向に伝搬する音波の伝搬時間変動を観測することによって、海域の流速と温度の変動を把握するものである。浅海域において音響トモグラフィーを高精度に行うためには、双方向に伝搬する音波の振幅・位相変動を把握することが重要である。本報告では2004年11月11日～18日に三津湾沿岸で行われた双方向音波伝搬実験の概要について述べ、温度、流速の計測結果の概要について述べる。

## 2. 双方向音波伝搬実験

2004年11月11日～18日に沼津市三津の内浦湾（駿河湾）で双方向音波伝搬実験を行った。実験海域は深度30m程度の浅海域で、送受波器を海岸と海上の計測バースに設置して、10秒毎に送波と受波を交互に行った。**Fig. 1**に実験海域の状況を示す。海岸から海上のバースまでの距離は約350m、送受波器の深度は、岸側が約5m、海（バース）側が約30mである。海側、岸側の時刻はGPSにより $\pm 0.67 \mu\text{s}$ （標準偏差）の精度で同期がとられている。両側のシステムでは10秒毎に送波と受波が交互に切り替えられる。送波信号は、中心周波数31.25 kHz（周期 $32 \mu\text{s}$ ）の2波4周期7次のM系列信号で、1周期の信号長は8.128ms、全体の信号長は32.512msである。実験と同時に海側のバース上で気温、表面水温、深度15mの水温を計測した。また、付近の観測施設による潮位、降水量、日照率、波高、風力のデータを収集した。

## 3. 伝搬時間・時間差の計測

**Fig. 2(a)**に11/17 02:00:10に海側で受波され

hachiya@faculty.chiba-u.jp

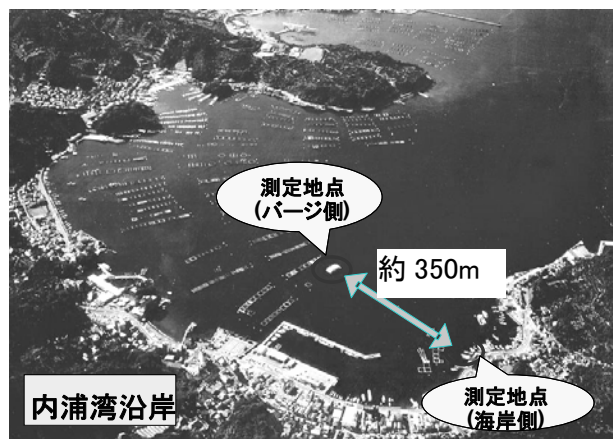


Fig.1 Transducer position in 2004 experiment

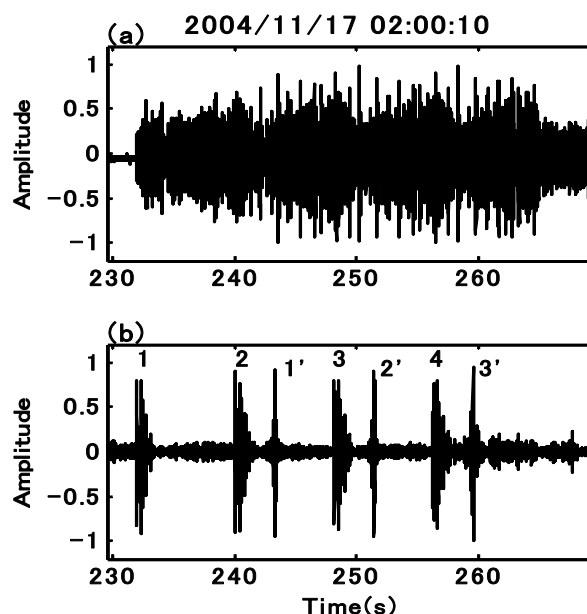


Fig.2 Received and correlated signal

たデータを示し、**Fig. 2(b)**にこのデータをM系列送波パターンを用いて相関処理を行った結果を示す。x軸は音波の伝搬時間であり、振幅は最大値で規格化してある。相関処理を行うことでSN比が向上し、4周期のパルスを送波したのと同等の結果となっている。**Fig. 2(b)**中で「1, 1'」と示した信号が1周期目の送波信号が伝搬した信号

で、「2, 2'」が2周期目、「3, 3'」が3周期目の受波信号である。4周期分の受波があるが、1周期目と4周期目にはM系列の打ち切りによる効果が含まれ、また、記録長の制限から、信号の最後が完全に記録されていないため、ここでは、240ms付近から始まる2周期目のデータを解析に用いる。

2004年11月11日から18日までの計測期間中に海側で収集された2周期目のデータを相関処理し、その後復調処理し振幅を求めた結果をFig. 3に示す。横軸は伝搬時間、縦軸は計測日時で、振幅が大きいほど黒くなるように濃淡表示している。2周期目の信号を表示しているが、伝搬時間は送受波器間を伝搬する伝搬時間となるように補正している。Fig.3の矢印で示した最初に到着する音波は送受波器間を海底、海面に反射せずに直接伝搬する直接波である。この直接波の伝搬時間をみると、15:00頃から深夜0:00頃にかけて伝搬時間が大きくなっている。これは、測定海域の伝搬経路上で水温の低下があり、音波の伝搬速度が小さくなり、音波伝搬時間が大きくなったためと考えられる。このとき音波の振幅にも大きな変動が観測され、短距離の直接波伝搬でも海洋変動により伝搬波面に乱れが生じることが明らかとなった。温度変化は2.5°C程度あり、温度の精度は0.025°C程度である。

Fig.4には、直接波の振幅最大位置での位相情報を用いて伝搬時間差を求めた結果を示す。流速評価値には細かな変動が観測されているがこれは両側のGPSの同期誤差と、デジタルオシロスコプのサンプリングクロックが同期していないことによるランダムな変動である。しかし、位相情報を用いた追跡により用いた送波周波数31.25 kHz (周期32μs)以下の伝搬時間差変動を安定に追跡でき、数cm/sの非常に弱い流速の流れを観測できた。

#### 4. おわりに

浅海域において双方向音波伝搬実験を行い、音波伝搬状況の把握と伝搬時間、伝搬時間差の計測を行った。位相情報を利用し、非常に小さな流速の流れを安定に計測することができた。本報告では直接波のみを用いたが、海面・海底反射波を用いた計測についても今後検討する予定である。

#### References

1. 大槻茂雄, 奥島基良, 日本音響学会誌, **38** (1982) 619.
2. 蜂屋弘之, 大槻茂雄, 奥島基良, 海洋音響学会誌, **17** (1990) 29.
3. 蜂屋弘之, 大槻茂雄, 奥島基良, 海洋音響学会誌, **17** (1990) 106.
4. 蜂屋弘之, 奥島基良, 海洋音響学会誌, **26** (1999), 48.
5. Y. Wang, H. Hachiya, T. Nakamura, and I. Nakano, Jpn. J. Appl. Phys. **41** (2002) 3525.

6. 金子新, 海洋音響学会誌, **29** (2002) 124.
7. Yamaoka, H., A. Kaneko, J-H. Park, H. Zheng, N. Gohda, T. Takano, X-H. Zhu and Y. Takasugi, IEEE J. Oceanic Eng., **27** (2002) 283.
8. 谷本健一, 蜂屋弘之, 信学技報, US2002-109, (2003) 77.
9. Y. Wang, H. Hachiya, T. Nakamura, and H. Fujimori, Jpn. J. Appl. Phys., **43** (2004) 3169.

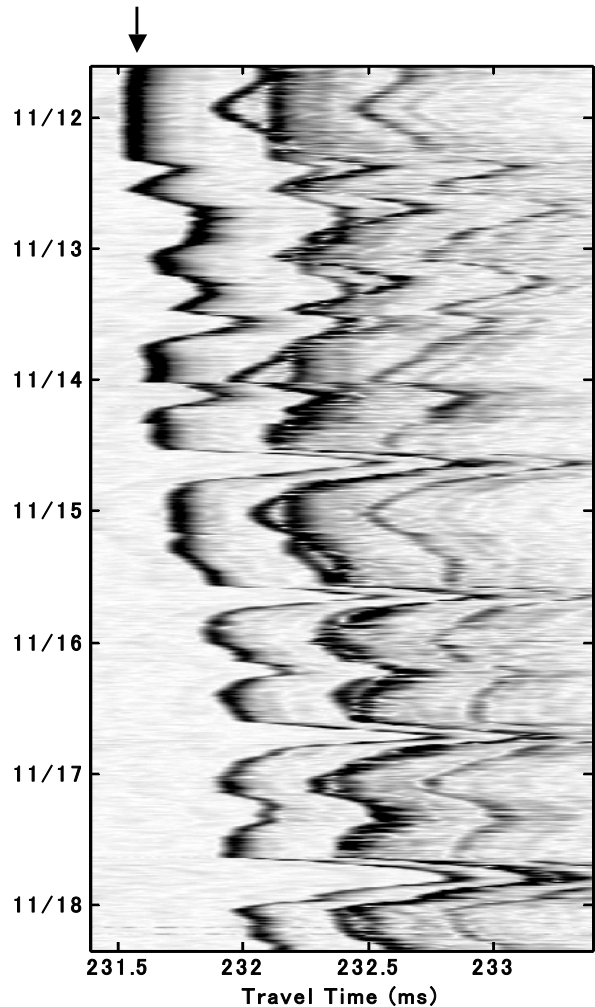


Fig.3 Correlated signal from 2004/11/11 to 11/18.

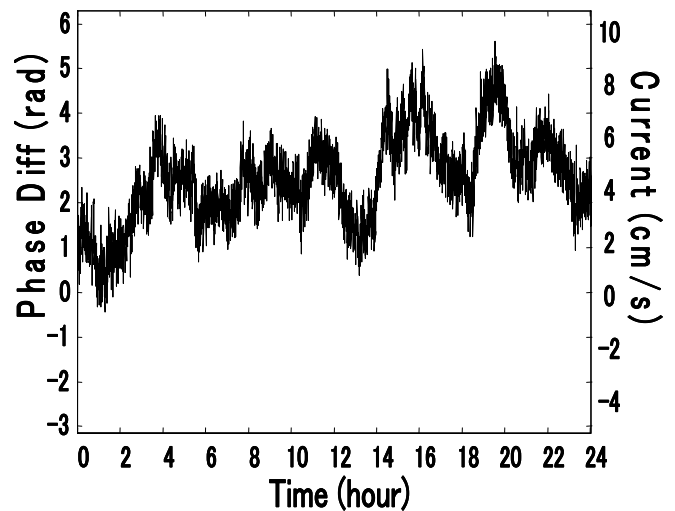


Fig.4 Estimated current speed.

# 位相共役波による位相情報伝送におけるパルス形状の影響

## Effect of pulse waveform on phase information transmission by phase conjugate wave

○岩瀬良一\*、直井純、菊池年晃（海洋研究開発機構）、水谷孝一（筑波大大学院）  
Ryoichi Iwase, Jun Naoi, Toshiaki Kikuchi (JAMSTEC) and Koichi Mizutani (Univ. Tsukuba)

### 1. はじめに

海中でのデータ伝送には通常水中音波が使用されるが、伝搬媒質である海水の不均質による音波の屈折・散乱や海面・海底における反射などによる擾乱が大きな障害となっている。一方、ある点から放射された音波を変換器アレイで受波し、時間反転処理を施した上で放射すると、伝搬媒質の空間的な不均質性によらず、始めに音波を放射した点に収束するという特性を有した位相共役波に関する研究が近年注目されており<sup>1)</sup>、これを海中の通信に応用する研究も行われている<sup>2)</sup>。また、Kikuchi et al.<sup>3)</sup>は、位相共役波を利用し、位相情報を広範囲に線形に伝送できる新たな方式を提案している。この方式では微少な位相量を変調し、伝送することが可能とされている。今回は、この位相情報伝送方式において、パルス形状が位相変調に与える影響を把握するため、シミュレーションにより両者の関係を検討した。

### 2. シミュレーション方法

今回は、Kikuchi et al.<sup>3)</sup>と同様、大陸棚を想定した浅海伝搬モデルを用い、これに音波の送波と受波の機能を有する一個の変換器(音源)と、受波波形の時間反転処理及び再放射を行う多数の変換素子を等間隔に並べた変換器アレイを配置して、シミュレーションを行った。

音源から放射された音波パルス(プローブ波)は、海面や海底での反射、拡散を繰り返しながら伝搬して変換器アレイに到達する。変換器アレイの各素子では、受波したパルス列を時間反転させて再放射する。各素子から再放射された時間反転パルス列は、海面と海底に反射しながら音源方向へ戻る。位相共役波の特徴として、それらの音波は音源上に焦点を形成する。この付近の点( $r, z$ )の音圧 $P$ は次式で表される。

$$P(r, z; t) = \sum_{n=1}^N \int G_{\omega}(r; z, z_n) G_{\omega}^*(R; z_n, z_s) S^*(\omega) e^{-i\omega t} d\omega \quad (1)$$

ここで  $n$  は変換器アレイの素子の番号、 $G(r; z, z_n)$  は  $n$  番目の素子から点( $r, z$ )に及ぼすグリーン関数、 $G_{\omega}(R; z_n, z_s)$  は音源( $0, z_s$ )から  $n$  番目の素子へ及ぼすグリーン関数、 $S(\omega)$  は音源の周波数スペクトル、 $\omega$  は音波の角周波数、そして  $R$  は音源と変換器アレイ間の距離である。また\*は複素共役を示す。

(1)式に示すように音源位置に再構築されるパルスは、伝搬環境に関連するグリーン関数と放射パルスのスペクトルの積で表される。

Kikuchi et al.<sup>3)</sup>は、変換器アレイ側で位相変調することにより、アレイ側から音源側に情報を伝送する方式を提案している。その要点は次の通りである。(1)式の伝搬環境に関するグリーン関数は変更出来ないが、パルスのスペクトルに変更を加えるとパルスの波形が変化する。しかしながら、全ての周波数成分に対して、それぞれの周波数に対応した位相を変調してもパルスの形状は変化しない。このため、広い範囲の位相を線形に変調し伝送できる。

本研究では、焦点に形成されるパルスの位相を変換器アレイ側で変調し、それによってパルスが受ける影響を検討した。具体的には、包絡形状やキャリア信号の形状が異なるプローブ波を用い、これらが位相変調によりどのような影響を受けるかを調べた。今回用いたプローブ波は、Fig. 1に示すように、キャリアの中心周波数が500 Hzでパルス幅を8周期と6周期とした2種類のトーンバースト波、パルス幅が8周期の三角波、パルス幅4周期の正弦波と反転した4周期とからなる波、およびこの波形を上下反転させた波の5種類である。

(1)式中のグリーン関数は音場を表す関数であり、音波伝搬環境とその音場を表す伝搬モデ

\*E-mail : iwaser@jamstec.go.jp

ルによって異なる。今回、伝搬モデルには距離変化にも対応できる結合モード法を用いた<sup>4)</sup>。

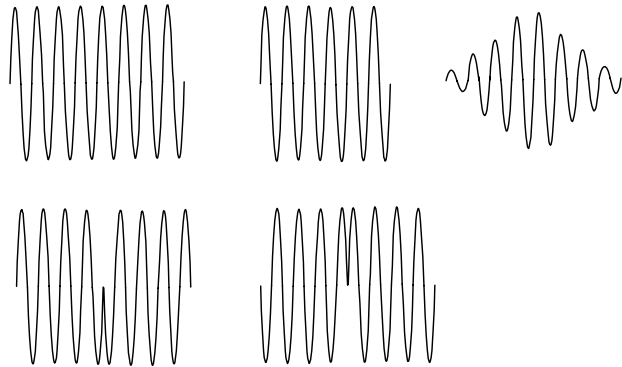


Fig. 1 Pulse waves used for probe waves in this study

### 3. シミュレーション結果

シミュレーションでは、 $R=5$  km とし、変換機アレイで時間反転された信号をフーリエ変換し、各周波数毎に伝送すべき位相を変調した後、逆フーリエ変換してパルス信号に変換し、全ての素子から再放射した。

まず、パルス幅 8 周期及び 6 周期からなるトーンバースト波 (Fig. 1 左上及び中央上) についてシミュレーションを行った結果、もとの音源位置に構築されたパルス信号は、いずれの場合も位相変調によりパルス幅に変化が生じず、アレイ側で加えた変調量に応じて位相が変化することがわかった。

次にパルス幅 8 周期で包絡形状が三角の場合 (Fig. 1 右上) について、シミュレーションにより音源に構築されたパルス波形を Fig. 2 に示す。最も下のパルスは- の位相変調を加えたときのパルス波形で、その上のパルス波形は変調位相を順次  $\pi/4$  ずつ増加した場合の波形である。この図から包絡形状 (三角) が保たれたまま、位相が変調されることがわかる。包絡形状が矩形である前述のトーンバースト波の結果とあわせて、この位相変調方式はパルスの形状に影響を及ぼさないことがわかる。

次にキャリアの波形を、4 周期正弦波に 4 周期の反転正弦波を続けたものをプローブ波とした場合 (Fig. 1 左下) についてのシミュレーション結果を Fig. 3 に示す。各波形の位相変調量は Fig. 2 と同様である。変調量に応じて音源に形成されるパルスの位相が変化しているが、パルスの中心部、すなわち正弦波から反転正弦波に変わる位置は変調の影響を受けないことがわかる。この上下反転波 (Fig. 1 右下) についても同様であった。以上の結果は、周波数スペクトルを変えなければ、包絡形状やキャリア信号の形状によらず、位相の変調と伝送が可能であ

ることを示唆している。

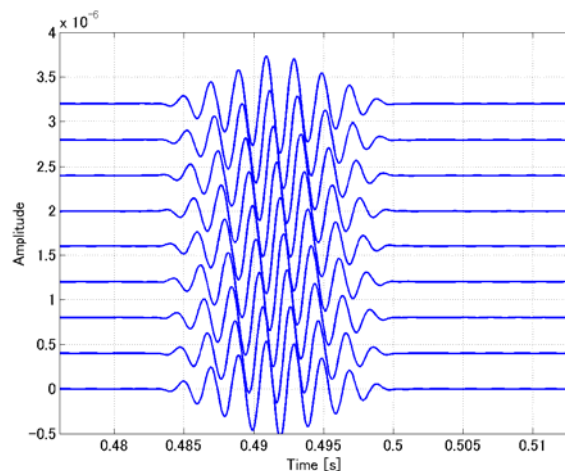


Fig. 2 Pulse wave with triangular envelope (upper right of Fig. 1) of phase-modulated phase conjugate wave at focal point

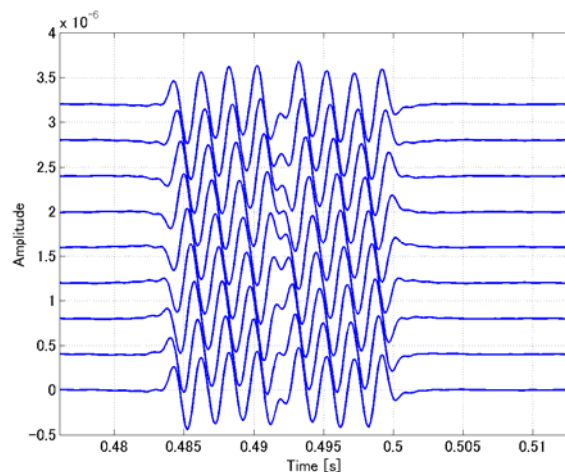


Fig. 3 Pulse wave with normal and reverse sinusoidal carrier (lower left of Fig. 1) of phase-modulated phase conjugate wave at focal point

### 4. まとめ

位相共役波を用いて変換器アレイ側で位相変調を加える伝送方式において、パルス幅や包絡線の形状およびキャリア波形の変化による影響を調べた結果、この方式における位相変調はプローブ波の形状及びキャリア波の種類とは独立であることがわかった。

### 引用文献

1. Kuperman *et al.* : J.Acoust.Soc.Am. **103** (1998) 25.
2. Edimann *et al.* : IEEE J. Oceanic Eng. **27** (2002) 602.
3. Kikuchi *et al.* : Jpn.J.Appl.Phys. **44** (2005) 4708.
4. Evans : J.Acoust.Soc.Am. **74** (1983) 188.

# 冠水土壤中における浅層埋設物探査法に関する検討

## Study on the shallow underground imaging at submerged land

白川貴志、杉本恒美(桐蔭横浜大・工)

Takashi Shirakawa and Tsuneyoshi Sugimoto(Toin University of Yokohama)

### 1. 背景と目的

現在世界で行われている地雷探査の主な手法は、金属探知機とGPR(電磁波)によるものである。それぞれの探知技術にはメリットとデメリットとがある。金属探知機の場合は、信管の一部に微小金属を使用しているだけの対人地雷を感知するのが難しい、地雷以外の金属片に対しても反応するため探知作業が妨げられるといった問題点があり、電磁波の場合は土の性質(誘電率、密度、含水率、土の粒径および種類など)による電気的影響といった問題点がある。この問題を解決するために、音波による地中探査を地雷探知へと応用する研究が行われている。<sup>[1-3]</sup>広く知られているように、音波を使った探知技術は空中よりも水中でその力を発揮する。魚群探知機などがその一例だが、その技術を地雷の探査に応用することができないかと考えた。内戦により数多くの地雷が埋設されたままであり、雨季が存在するカンボジア等の国では毎年地表面が冠水するほど雨が降る。雨季の期間は地雷探知、除去作業が中断を余儀なくされることに加え、土砂の流動に伴い埋設地雷も移動し、除去作業の完了したエリアに流入することもしばしば起こる。この様な被地雷埋設国の雨季を想定し、完全に含水させた砂で満たした水槽中において音波を利用した地雷探査のための実験を行った。

前回までの報告では、超磁歪振動子の特性と、ジオフォンによる測定による影響で、送信波形と受信波形との適合が難しかった。今回用いた振動子は、100 Hz ~ 2.5 kHz までと広い帯域において安定した波形を送信することが可能である。また、測定音速値が 100 m/s 以下と非常に遅い値となったため、新しい振動子と加速度計により確認を行う。

### 2. 冠水砂層中の音波伝播実験

#### 2-1. 実験セットアップ

容積 500 L の水槽に水を張り、空気の混入を防ぐため、粒度のそろった砂を徐々に入れ押し固めた。砂の総量は 586 kg で砂の真比重(2.68)より推定を行うと、純体積では約 219L の砂及び 170L の水を水槽に入れたこととなる。砂表面は、底面から高さ 35 cm であった。

超磁歪振動子及び埋設地雷 PMN-1 を図 1 のような配置で砂表面より 10 cm の深度に埋設した。使

用した振動子(AA140J013-MS1:ETREMA PRODUCTS, INC.)は円柱状のもので超磁歪素子は Fe, Tb, Dy からなる。加速度計(NP3110:Onosokki)に探触針治具を装着したものを図 2 に示す。この加速度計を用いて、埋設地雷近辺における受信波系を測定し

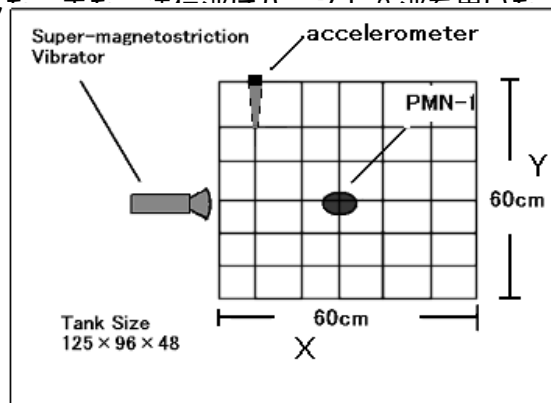


Fig. 1、Outline drawing of tank



Fig.2、Accelerometer with pierce attachment

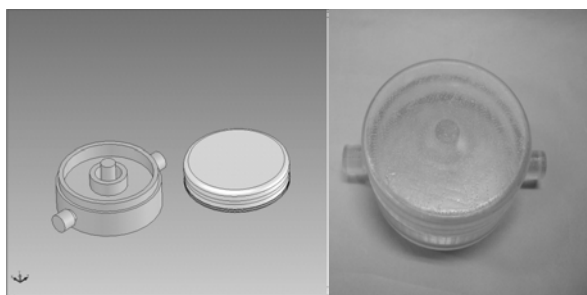


Fig.3、Buried mine model (PMN-1)

用いた地雷模型は、図 3 に示す様にロシア製対人地雷 PMN-1 の形状を高速光造型機(SCS-80002 Duet Mode:ディーメック)に入力し、紫外線硬化樹脂をレーザーにより一層ずつ硬化

させ、積層三次元モデルを作製したものである。寸法は直径 11.2 cm、高さ 5.7 cm である。この PMN-1 モデル内部は中空となっており、浸水を防ぐために側面を防水テープにより保護した。

超磁歪振動子より発振された音波は、含水した砂中を埋設地雷の方向へと放射状に進む。図 1 中に示した格子点において、加速度計を用いて音波の到達時刻を計測した。この時刻と、振動子直前において加速度計により測定した時刻との差により各地点までに要した到達時間を算出した。

## 2-2. 実験結果

図 4,5 に発振周波数 1 kHz におけるオシロスコープによる埋設地雷直前ポイント(X:20,Y:30)と、直後ポイント(X:40,Y:30)における測定波形を示す。到達時間を算出するために測定したピークは、ノイズ直後に現れているものである。伝播時間測定結果を図 6 に示す。測定範囲は、埋設地雷を中心とした 60 cm x 60 cm のエリアである。X,Y 座標が範囲内での測定位置となり、Z 座標が各地点における音波到達に要した時間を表している。

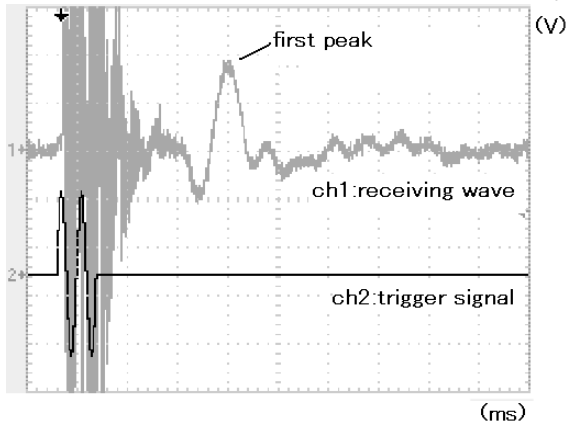


Fig.4. Receiving wave (right before the mine X:20,y:30)

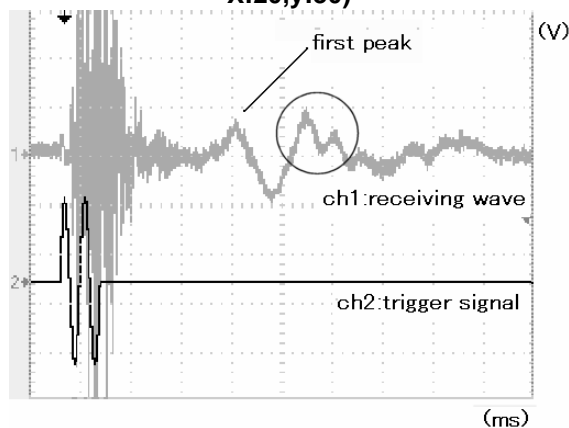


Fig.5. Receiving wave (right behind the mine X:40,y:30)

埋設物が存在する中央部においては、到達時間に特異性が見て取れる。だが、その他の水槽内部においては、音波伝播の乱れは起こっていなかつ

た。この結果を用いて、各ポイントにおける伝播音速値(伝播時間 / 振動子先端からの距離)を算出した。音速値は、平均で約 100 m/s となった。

埋設地雷を通過した音波の音速値には変化が見られなかったのだが、図 5 の円中に示すように埋設地雷を通過した波形には、新たな波形が観測された。埋設地雷を二次震源とした波形だと推定される。この新たなピークは埋設物直後で特に顕著に現れ、電圧は減少するものの埋設位置よりも後部の波形においては観測された。

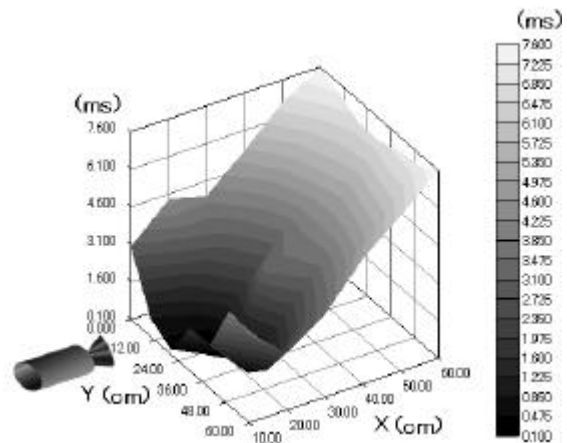


Fig.6. Propagation result in tank

## 3. まとめと今後

今回用いた振動子は、高周波数成分まで安定した送信波を送ることができるため、分解能が改善されることになり、サイズが小さい埋設地雷の探知も可能である。だが、以前より指摘を受けていた、極端に低い伝播音速値が今回も測定される結果となった。この原因を、多孔質媒体中における伝播音速算出式より検討する。[4-6]

以前の報告でも作成したように、現地で求められている埋設位置の画像化を行う処理を現在行っている。比較的低い周波数により埋設位置の特定がなされたあとで、高周波帯域を用いて、伝播音速、到達電圧両者の特異点から埋設位置のより正確な特定、並びに可能であれば地雷形状の画像化も行う予定である。

1. Masahiro Moriya, Tomohiro Okamura, Tsuneyoshi Sugimoto, Takashi Shirakawa and Kentaro Nakamura :Jpn. J. Appl. Phys. **42** (2003) 2929-2930
2. T. Sugimoto: Archaeol. Prospect. **7** (2000) 249.
3. M. Moriya and T. Sugimoto: Jpn. J. Appl. Phys. **41** (2002) 3501
4. M. A. Biot: J. Acoust. Soc. Am. **28** (1956) 179.
5. J. M. Sabatier: J. Acoust. Soc. Am. **79** (1986) 1345.
6. J. M. Sabatier: J. Acoust. Soc. Am. **102** (1997) 128.



## 円形屈曲振動板を持つトンピルツ型振動子の連成振動系解析

### Coupled oscillation system analysis of a Tonpilz type transducer with a bending disk

菊地弘恵、横山智樹\*、森和義(防衛大)、芝博史、浜芳典(NEC)

Hiroe Kikuchi, Tomoki Yokoyama, Kazuyoshi Mori (NDA), Hiroshi Shiba and Yoshinori Hama (NEC)

#### 1. はじめに

現在のアクティブソナー技術を考える上で重要なキーワードの一つとして挙げられるのが、広帯域化である<sup>1)</sup>。また、複雑な音響環境である浅海域において、目標を探知できる能力を確保するために、LFM(Linear Frequency Modulation)信号等の技術を用いることが考えられるが、これを可能にするためには広帯域の素子が不可欠である<sup>2)</sup>。

低周波広帯域で、高出力な振動子は幾例が開発されているが<sup>3,4)</sup>、単なるボルト締めトンピルツ型振動子に比べて大型になる傾向がある。それに対して日本電気が提案したソナー用振動子<sup>5)</sup>は現用のアクティブソナーシステムの送受波器の大きさを変えずに、振動子の内部構造を変更するだけで広帯域化を実現できる可能性があり、今後実用化が期待される。

本報告は、円形屈曲振動板を持つトンピルツ型振動子(以下、複合型振動子とする。)を屈曲振動板とボルト締めトンピルツ型振動子の連成振動系と捉えて、具体的な複合型振動子の設計例を示し、送信電圧感度(TVR)対周波数特性を計算し、有限要素法解析による計算結果と比較することによって、広帯域な複合型振動子を設計するための指針を得る。

#### 2. 複合型振動子の構造と周波数特性

複合型振動子の構造は、船舶のソナー等に使用されている通常のボルト締めトンピルツ型送受波器の正方形音響放射面に屈曲振動板を設けたものである。送受波器のフロントマス内部に空洞を作ることにより、その前面を屈曲振動板とし

て作用させる構造となっている。また屈曲振動板自体を独自に駆動できるように、PZT振動子が埋め込まれている。Fig.1に複合型振動子の構造図を示す。

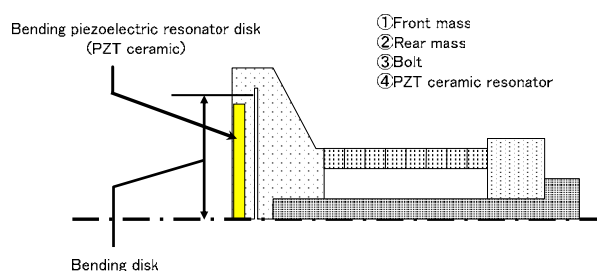


Fig.1 Structure of a hybrid type transducer.

複合型振動子は、トンピルツ型振動子と屈曲振動板の二つの独立した振動系の重畳であると考えられる。屈曲振動板の屈曲振動の共振周波数 $f_1$ とトンピルツ型振動子のピストン振動の共振周波数 $f_2$ を意図的にずらすことで広帯域を得るしくみである。

#### 3. 複合型振動子の連成振動系解析

実際の複合型振動子は、トンピルツ型振動子と屈曲振動板からなる、Fig.2に示すような連成振動系と捕らえることができる。まず、トンピルツ型振動子部分の諸定数(等価機械質量 $m_1$ 、等価機械スチフネス $s_1$ 、等価機械抵抗 $r_1$ )を求める。これら所定数は現在実際に使用されているボルト締めトンピルツ型振動子の諸定数を基準にして、 $m_1$ はトンピルツ型振動子のフロントマス質量から屈曲振動板質量を除いた値、 $r_1$ はトンピルツ型振動子の機械抵抗と音響振動面の屈曲振動板以外にかかる放射抵抗の和とする。

また、屈曲振動板部分の諸定数(等価機械質量 $m_2$ 、等価機械スチフネス $s_2$ 、等価機械抵抗 $r_2$ )は、 $m_2$ は屈曲振動板質量、 $r_2$ は屈曲振動板にかかる放射抵抗とする。等価機械スチフネス $s_1$ 、 $s_2$ は、ピストン振動およ

\*tyokoyam@nda.ac.jp

び屈曲振動が単共振系であると考えれば、共振周波数と等価機械質量から求められる。屈曲振動の共振周波数を $f_1$ とし、トンピルツ型振動子は共振角周数 $f_2$ は $f_2=2f_1$ であるとして設計する。

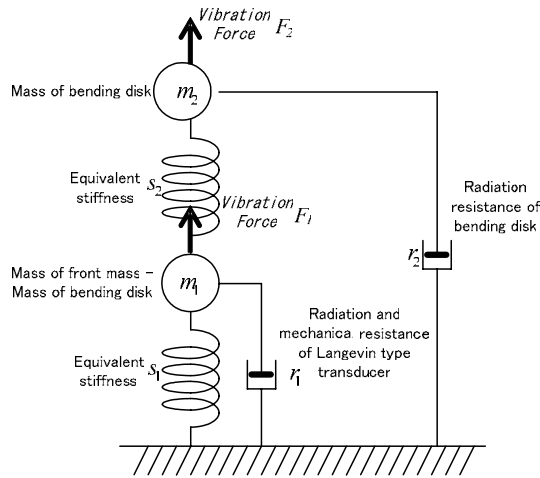


Fig.2 Coupled oscillation system of a hybrid type transducer.

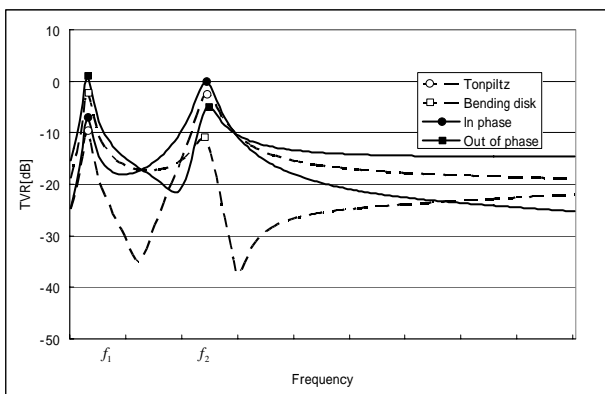


Fig.3 Transmitting voltage response (TVR) vs. frequency characteristic. (Coupled oscillation system analysis)

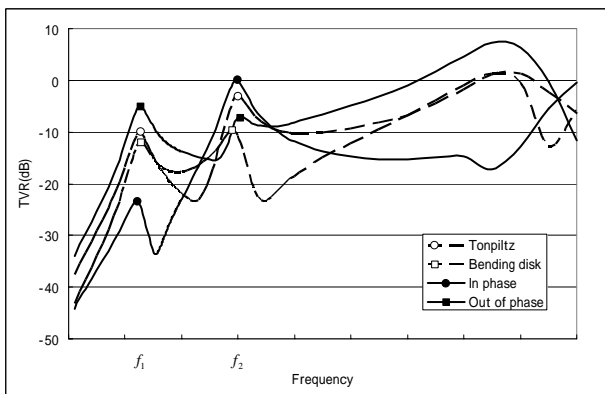


Fig.4 Transmitting voltage response (TVR) vs. frequency characteristic. (FEM)

Fig.2 の複合型振動子の連成振動系を解くことにより、トンピルツ型振動子のピストン振動の振動速度 $U_1$ と屈曲振動の最大振動速度 $U_2$ を周波数の関数として得ることが出来る。これらを用いて、周波数の関数として送信電圧感度 (TVR) を計算することができる。

Fig.3 は連成振動系を解いて得られた TVR の例である。この結果から、屈曲振動板とトンピルツ型振動子を電氣的に同時に駆動したほうが広帯域化が達成されていることがわかる。

Fig.4 は有限要素法解析 (FEM) を用いて同じ複合型振動子の TVR を計算した例である。屈曲振動板とトンピルツ型振動子を電氣的に逆位相で駆動すれば広帯域化が達成され、同位相で駆動すればむしろトンピルツ型の共振周波数を中心に狭帯域になることがわかる。

#### 4. おわりに

連成振動系解析は FEM 解析に比べて計算機パワーをほとんど必要とせず、境界条件の設定も必要ないので便利である。屈曲振動板とトンピルツ型振動子を電氣的に逆位相で駆動すれば広帯域化が達成される。同位相駆動の結果が双方で異なるのは、連成振動系解析ではノード (振動の節) の移動が考慮されていないためであると思われる。今後この点を考慮し、また実験値との比較を行いたい

#### 引用文献

1. 池田孝: 超音波 TECNO, 日本工業出版, 13, No.4, pp.9-13 (2001).
2. T. Inoue, T. Nada, T. Tsuchiya, T. Nakanishi, T. Miyama and M. Konno: IEEE Trans. Ultrason. Ferroelec. and Freq. Control, 40, No.2, pp.121-130 (1993).
3. S.C.Butler and J.F.Lindberg: Undersea Defense Technology 98, No.11C1 (1998).
4. 蒲英樹, 山本満, 浜芳典: 海洋音響学会講演論文集, pp.37-38 (1999).
5. M. Yamamoto, H. Shiba, T. Fujii, Y. Hama, T. Hoshino and T. Inoue: Jpn. J. Appl. Phys., 42 pp.3221-3224 (2003).

# 数値計算による水中音響レンズシステムの収束特性

## Focused characteristics of acoustic lenses system by numerical analysis

松本さゆり、土屋健伸、穴田哲夫、遠藤信行

(神奈川大工、神奈川大ハイテク・リサーチ・センター)

Sayuri Matsumoto, Takenobu Tsuchiya, Tetsuo Anada and Nobuyuki Endoh

(Faculty of Engineering, Kanagawa Univ. and High-Tech Research Center, Kanagawa Univ.)

### 1. はじめに

近年、音響レンズを用いた水中撮像方式の研究がなされており、両凹面レンズの収束特性に関する数値計算や水槽実験が行われてきている[1-3]。著者らは主に球面レンズを対象に、単レンズ及び複数枚レンズで構成されるレンズシステムについて、PE法に基づく数値計算を行ってきた[1, 4]。球面形状は直感的に分かりやすいが、レンズ面の形状変化させることはすなわち曲率半径を変えることであり、より鋭い焦点を形成するようなレンズ面を表現するには限界がある。

そこで、多くの光学系で実装されている非球面レンズについて、音響系レンズにおいてもその効果を確認する必要があると考えた。本稿では先に報告したPE法に基づく数値計算プログラムを用いて、レンズ形状を球面および1次、2次非球面とした場合の結果をそれぞれ示し、比較検討する。

### 2. 計算モデルと音響レンズ

Fig.1 に示すように計算領域は深さ方向 1m x

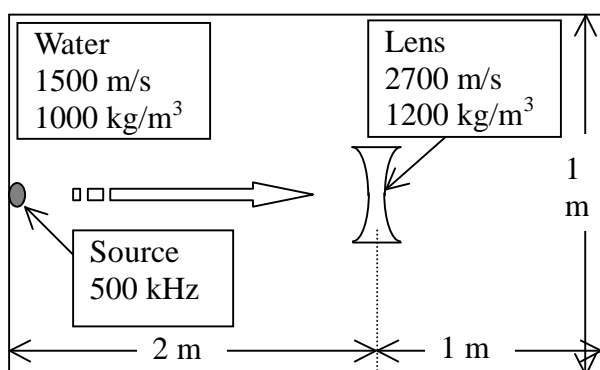


Fig.1 A lens and a point source in a water.

伝搬方向 3m の 2次元とした。レンズの材質はアクリルを想定し、音源は 500 kHz のガウス型ビームとした。

レンズ面形状は一般的に用いられる 2次曲線をベースとする軸対称回転面である(式(1))。2項目以降は非球面係数を示し、レンズ面を球面とする場合これらの項を 0 とした[5]。

$$z = \frac{ch^2}{1 + \sqrt{1 - (K+1)c^2h^2}} + C_1 \cdot h + C_2 \cdot h^2 \quad (1)$$

$$+ C_3 \cdot h^3 + C_4 \cdot h^4 + \dots$$

ただし、 $c$  は中心曲率、 $K$  はコーニック係数、 $C_i = h(i-1)$  は  $i$  次非球面係数、 $h^2 = x^2 + y^2$ 、 $x, y$  は面上の座標を示す。

### 3. 結果

Fig.2 (A)~(C)に解析結果を示す。いずれの場合もレンズ中心の厚さは 3 cm、レンズ直径は 44.0 cm とし、(A)曲率半径 0.25 m の球面レンズ、(B)1次非球面、(C)2次非球面とした場合である。Fig.2 (A)から(C)にいくにつれて、レンズの曲面が徐々にきついカーブとなる。いずれの図においてもレンズ後面に焦点を形成しており、各焦点距離は Fig.1 (A)では 30.9 cm、(B)では 19.8 cm、(C)では 18.6 cm となり、非球面の次数が上がるにつれて焦点距離が短くなった。

ここで、光学系レンズの焦点は式(2)を用いて得る[6]。

$$\frac{1}{f} = (N-1) \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (2)$$

ただし、 $f$  は焦点距離、 $N$  はレンズの屈折率、 $R_1$  はレンズ前面の曲率半径、 $R_2$  はレンズ後面の曲率半径を示す。凹面の場合曲率半径の符号は

e-mail: pd198006@kanagawa-u.ac.jp

マイナスとなる。この式によると焦点距離は 28.0 cm となり、Fig.2 (A)の場合と最も近くなった。

#### 4. おわりに

PE 法に基づく数値計算プログラムを用いて、レンズ形状を球面および 1 次、2 次非球面とした場合の結果をそれぞれ示した。球面の場合と非球面の場合では焦点距離が異なることを確認した。今後、焦点音圧の比較および検討を実施する予定である。また、音源周波数が変化した場合、レンズへの入射角を変えた場合の解析を行う予定である。

#### 謝辞

本研究の一部は文部科学省の助成を受けてハイテク・リサーチ・センター・プロジェクトの一環として行われた。

#### 引用文献

1. T. Anada et al : Jpn. J. Appl. Phys. **41** (2002) 3509.
2. 鎌倉友男, 他 : 海洋音響学会誌, **30** (2003) 48.
3. K. Mori et al : Jpn. J. Appl. Phys. **44** (2005) 4696.
4. 立野純一, 他 : 海洋音響学会講演論文集 (2004) 113.
5. Ekklesia : OpTaliX リファレンスマニュアル Ver 6.10 (2004) 7 章.
6. 永田信一 : レンズがわかる本 (2002) 72.

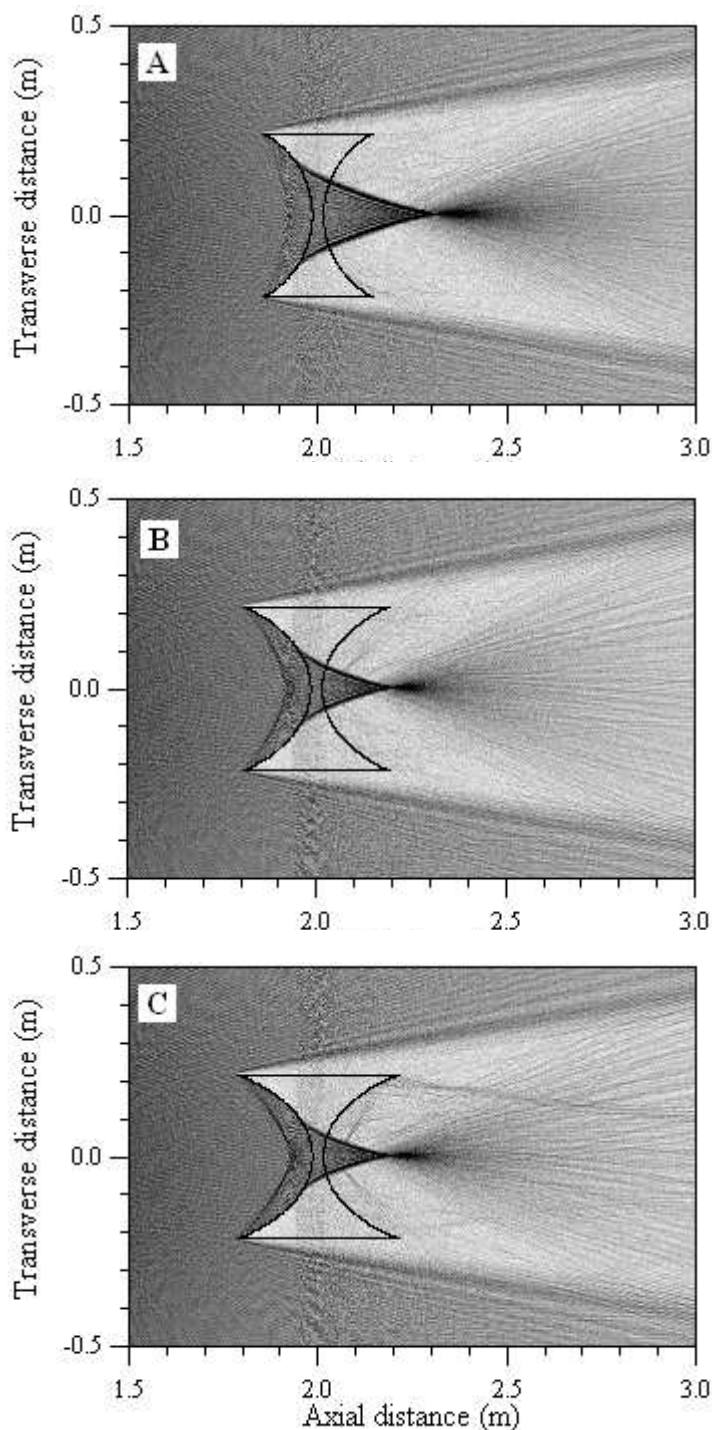


Fig. 2 Acoustic fields through (A) spherical, (B) 1<sup>st</sup>-order aspheric and (C) 2<sup>nd</sup>-order aspheric lens.

## 沿岸海洋構造による遮断効果と音場の変化 The variation of the cutoff effect and sound field by the geometrical structures near the coast

○直井純、岩瀬良一、菊池年晃（海洋研究開発機構）、水谷孝一（筑波大）  
Jun Naoi, Ryoichi Iwase, Toshiaki Kikuchi (JAMSTEC) and Koichi Mizutani (Univ. Tsukuba)

### 1. はしがき

世界各国の特定の海域では、昔から鯨が座礁することが知られている。<sup>1</sup> 座礁の原因には様々な要因があげられているが、いまのところそれらの明確な論拠はない。これらはいずれも沿岸域における現象であり、この問題は、鯨の住環境である雑音環境が沿岸域でどのように変化するか、と言う問題としてとらえることができると考えられる。なかでも、鯨の座礁がみられるなかで、最も理解し難い海洋構造である遠浅な海岸を想定した音波伝搬モデルを考え、海底の堆積層が低周波の音波伝搬に与える影響を調べた。

シミュレーションでは、海底に堆積層がある場合とない場合で、堆積層の厚さや音速を変化させ低周波音波伝搬に与える影響を調べる。浅海中の雑音スペクトルは、そのレベルがほぼ一定であることが知られている。<sup>2</sup> そこで、海中の雑音環境を想定した複数の音源周波数で、シミュレーションを行った。これらシミュレーションの結果は、沿岸近辺で行われている大規模な工事の振動伝搬予測に応用することが可能であるとともに、自然界の海中雑音構造の特性が、鯨の座礁にも関係すると予察できることを示すものである。

### 2. シミュレーション条件

シミュレーションは、Fig. 1 に示すように、遠浅の海岸を想定したモデルを用いており、水深が一定な浅海から陸地に向かって水深が徐々に浅くなっている。このモデルで、海底下の堆積層の厚さと音速をパラメータとして変化させ、海底下構造の違いによる音波伝搬をシミュレーションした。音源の周波数は 20 Hz から 500 Hz までの範囲で変化させ、計算は放物型方程式法を用いて解析を行った。ここで、高い周波数帯域の音波は海水中での減衰が大きいとともに、海底下の影響を受けないと考えられるため、今回の想定からは外した。

海底下は均質な堆積層で、音速、密度、減衰および層の厚さは、音源から海岸まで一定とした。

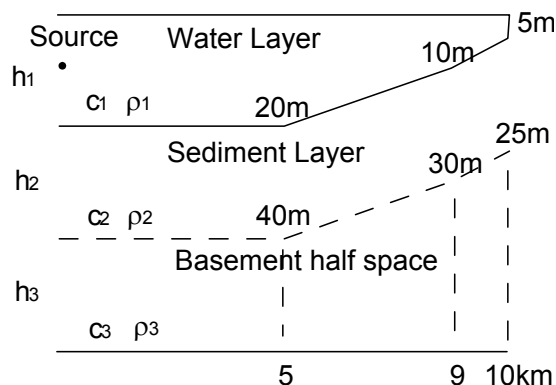


Fig.1 Propagation model with sediment layer.

Table I Parameter of propagation model without sediment layer

	Water layer	Sediment layer	Basement
Thickness [m]	5-20	0	$\infty$
Density [kg/m <sup>3</sup> ]	1000	-	1500
Sound speed [m/s]	1500	-	1600
Attenuation [dB/ $\lambda$ ]	0	-	0.1

Table II Parameter of propagation model with sediment layer

	Water layer	Sediment layer	Basement
Thickness [m]	5-20	5-30	$\infty$
Density [kg/m <sup>3</sup> ]	1000	1500	1700
Sound speed [m/s]	1500	1550-1700	1650-1800
Attenuation [dB/ $\lambda$ ]	0	0.01	0.1

また堆積層の下は、厚さが無限大の均質な層と仮定する。音源から 10km の部分、つまり海岸における音速などのパラメータも、堆積層と同じものと仮定する。海底下に堆積層のないモデルのパラメータを Table I に、堆積層の存在するモデルのパラメータを Table II に示す。

### 3. シミュレーション結果

#### 3.1 堆積層のないモデル

はじめに、海底下に堆積層の存在しない構造 (Table I)、の場合の伝搬特性を求める。Fig. 2 に、周波数が 100 Hz の場合の伝搬損失分布を示す。図において、音波は音源に近い距離では、海底下

naoij@jamstec.go.jp

へ透過している。また、水深が一定の範囲でも減衰がみられ、5 km 以上の傾斜海底中には殆ど侵入しない。周波数が 300~500 Hz の場合は、100 Hz の場合に比べ、音波は海岸近くまで伝搬するものの、海底の傾斜領域で海底下への漏洩が大きくなる。周波数が 50 Hz の場合、音源近傍では僅かに水平方向に伝搬するが、大部分のエネルギーは海底下へ侵入する。これは海中ダクトには遮断周波数特性があるためであり、浅海では低周波音波が遮断されることはよく知られている。この場合の遮断周波数 ( $f_{cn}$ ) は次の式で表される。<sup>3</sup>

$$f_{cn} = \frac{(2n-1)c_1}{4H\sqrt{1-(c_1^2/c_2^2)}} \quad (1)$$

ここで、 $c_1$  は海水中の音速、 $c_2$  は海底中の音速、 $n$  はモード数そして  $H$  は水深である。この式に Table I のパラメータを用いると、第 2、第 3 および第 4 モードの遮断周波数はそれぞれ  $f_{c2}=107.8$ ,  $f_{c3}=161.6$ ,  $f_{c4}=215.5$  Hz となる。したがって、周波数 100 Hz では第 1 モードが、200 Hz では第 1 から第 3 モードが伝搬する。そして海底が傾斜している海域では、これらのモードも急速に減衰する。以上の結果から、低周波においては発生するモード数が少なく、それらも傾斜海底では急速に減衰することが分かる。

### 3.2 堆積層をもつモデル

次に、海底下に 1 つの堆積層を有する浅海モデルを考える。このモデルのパラメータは Table II に示すとおりである。先ほどのシミュレーションと同様に、周波数が 100 Hz の場合の伝搬損失分布を Fig. 3 に示す。この場合、海水層中と堆積層中が一つの層になってダクトを形成し、音波は音源近傍から海岸まで殆ど減衰せずに伝搬する。

これより周波数が高い場合には、音源近傍で、音波は堆積層を透過してその下の海底中へ透過するが、音源から離れると、海中から堆積層への漏洩波が堆積層中で新たなモードを形成し、海水層中と堆積層中のモードとの結合が見られる。そのため、海水層と堆積層のモードが相互に協調し、減衰の少ない低次のモードで伝搬することがわかる。

さらに、Table II に示す様々なパラメータでシミュレーションを行った結果、海底下に堆積層がある場合には、幅広い条件下で低周波音波が海岸まで伝搬することがわかった。

### 4. まとめ

沿岸近傍の低周波音波伝搬についてシミュレーションを行った。その結果、海水層の下に均一な堆積層が存在しない場合は、低周波域に遮断周波数が存在し伝搬減衰が大きくなる。しかし、海水層の下に堆積層を付加した伝搬構造では、音波伝搬、特に低周波の伝搬が大きく異なり、音波は減衰せずに海岸まで伝搬することが明らかにな

った。これは、海水中のモードと堆積層のモードが互いに協調することによる。

世界中の特定の海域で起こる鯨の座礁問題は、沿岸域の音波伝搬および海中雑音環境に関連する可能性があると考えられる。本報告では、沿岸域の海水層および堆積層の特殊な海底構造が、音波に対して伝搬減衰の小さい環境となっていることを示した。このような場合、雑音環境は、水の実際の深さに関係なく一定であると考えられる。つまり、浅海中の雑音スペクトルのレベルはほぼ一定であることが知られているため、鯨がポジショニングのために周囲の雑音環境を使用していると仮定すると、このような海洋構造をもつ海岸の場合には、鯨が自らの位置をポジショニングできない場合があると予想できる。本報告は、このような海洋構造と低周波の音波伝搬に関連する諸問題についての理解を助けるものである。

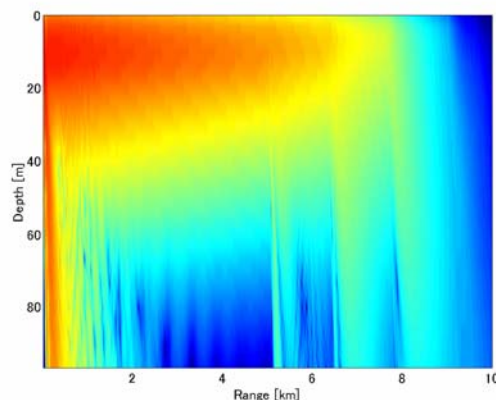


Fig.2 Distribution of propagation loss without sediment layer. Frequency; 100 Hz.

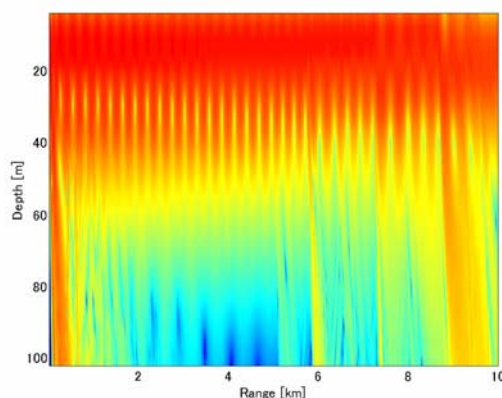


Fig.3 Distribution of propagation loss. Frequency; 100 Hz, Thickness of sediment layer; 20m, Sound speed of sediment layer; 1600 m/s.

### 参考文献

1. <http://svrsh1.kahaku.go.jp/>
2. B.G.Katsnelson and V.G.Petnikov, *Shallow Water Acoustics* (Springer, London, 2001), pp.189-220.
3. C.B.Officer, *Introduction to the Theory of Sound Transmission* (McGraw-Hill, New York, 1958), pp.117-120.

## 長距離伝搬パルス列の相関関数

## The correlation function of pulse series on a mega range sound propagation

○直井純、岩瀬良一、菊池年晃（海洋研究開発機構）、水谷孝一（筑波大）  
Jun Naoi, Ryoichi Iwase, Toshiaki Kikuchi (JAMSTEC) and Koichi Mizutani (Univ. Tsukuba)

## 1. はしがき

海中を伝搬する低周波音波は、減衰が少ないため長距離伝搬することが知られている。この特性を利用し、地球環境の変化をモニターする研究が行われている。このような計測では、パルスの伝搬時間を正確に計測する必要がある。しかしながら、海山や海流、渦等、複雑な環境の伝搬経路では、受波パルスの形状が変化するために、正確な伝搬時間の計測が困難になる場合が生じる。

一方、伝搬経路における環境変化を観測する場合には、特定のパルスに着目して、その伝搬時間を正確に計測する代わりに、パルス列全体の相対的な時間変化を計測することが重要と考えられる。最近、海中のデジタル通信手法の一つとして相関法の応用が提案されている。<sup>1</sup> 本報告では、ある伝搬経路の相対的な変化を求めるために、相関法を適用する。そして、音速プロファイルが変化した場合に、受波パルス列の相関に与える影響を調べる。また、季節変化に対する変動についてもシミュレーションを行う。

## 2. シミュレーション条件

シミュレーションで用いた音速プロファイルを図. 1 及び図. 2 に示す。図. 1 は小笠原-ハワイ間の東経 163.5 度、北緯 27.5 度の音速プロファイルを想定し、以下に示す Munk の式で近似した。シミュレーションでは水深を 5,500 m としているが、図. 1 では表層のプロファイルを拡大して表示するために水深 2,000 m までを表示した。

$$c(z) = c_{\min} \{1 + \varepsilon(\eta - 1 + e^{-\eta})\}$$

$$\eta = 2(z - z_{\min}) / z_{\min}$$

ここで  $z_{\min}$  と  $c_{\min}$  は、それぞれ音速が最小になる深度とその点の音速である。 $\varepsilon$  は音速の圧力勾配に関する係数である。図. 1 では SOFAR 軸 ( $z_{\min} = 1,000$  m) 以深の  $\varepsilon$  を 0.00575 とした。また、SOFAR 軸以浅の、 $\varepsilon$  を 0.0085, 0.0090, 0.0095, 0.0100, 0.0105 とした。このような方法で SOFAR 軸以浅のプロファイルを変化させて、5 種の音速プロファイルを設定する。このとき、水深 5,500 m

における音速は 1549.25 m/s であり、 $\varepsilon = 0.0105$  のときに海面と海底の音速が等しくなるように設定した。

図. 2 は、小笠原-ハワイ間の Levitus データから求めた音速プロファイルであり、ここでは四季のデータのうち春季のデータを示した。各プロファイルは、グラフの重なりを避けるため 2 m/s づつずらして表示した。

シミュレーションにおける伝搬距離は、小笠原-ハワイ間を想定した 6,216 km とした。SOFAR 軸上に置かれた音源は、搬送周波数 55 Hz のトーンバースト波であり、そのパルス幅は搬送周波数の 8 サイクルとした。受波点の音圧は放物型方程式法によって求めた。

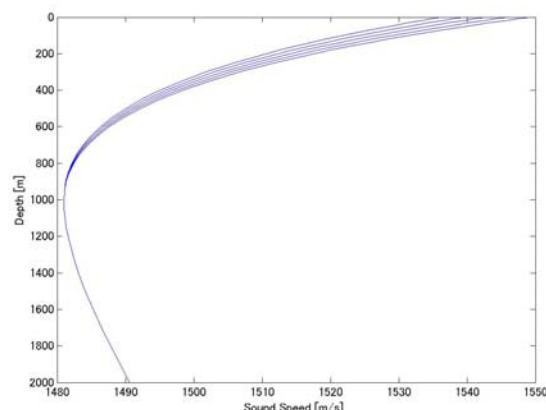


Fig. 1 Sound speed profile(Munk)

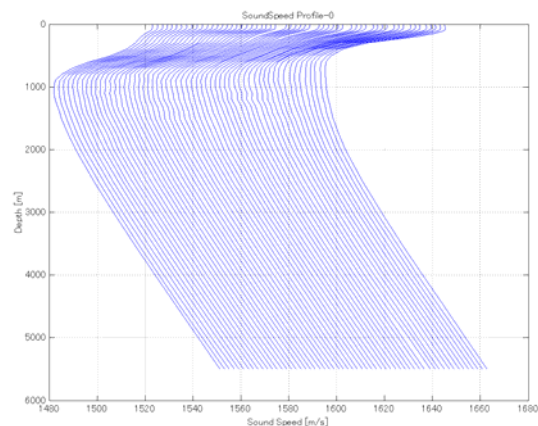


Fig. 2 Sound speed profile of Spring(Levitus)

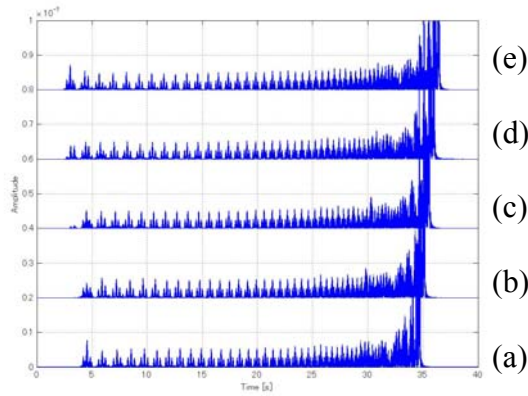


Fig. 3 Received pulse series

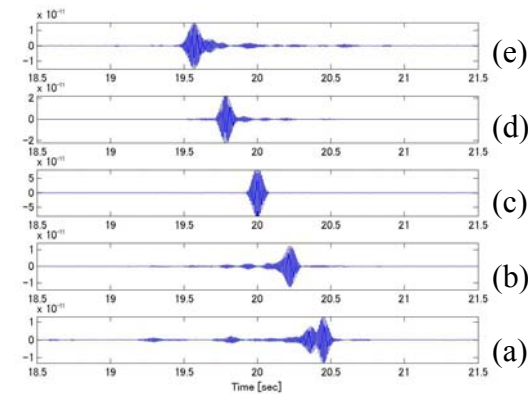


Fig. 4 Cross correlation of received pulse

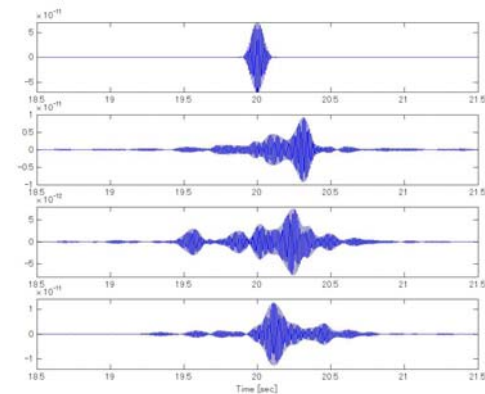


Fig. 5 Cross correlation of the received pulse based on spring profile.

### 3. 受波パルス列と相互相関関数

Fig. 1 に示した 5 つの音速プロファイルに対する受波パルス列を Fig. 3 に示す。横軸は伝搬時間を示すが、見やすくするために 4, 160 sec を 0 sec として表示している。Fig. 3 (a) ~ (e) はそれぞれ  $\epsilon = 0.0085, 0.0090, 0.0095, 0.0100, 0.0105$  に対応する。

海面の音速は  $\epsilon$  の増加と共に増大し、 $\epsilon$  が 0.0105 のときに海面と海底の音速が等しくなる。すなわち、 $\epsilon$  の増加と共に SOFAR チャンネルの幅が増加する。各図のパルス列の長さを比較すると  $\epsilon$  が 0.0085 のとき最も短く、 $\epsilon$  の増加と共に増長していくことが分かる。これは SOFAR チャンネ

ルの幅の増加によるものである。

次に SOFAR 伝搬パルスの相互相関を求める。このため、受波点に鉛直受波アレイを設置し、アレイ毎に、受波した信号の相関関数を求める。更に、それらの相関関数をすべて加算することにより受波パルス列の相互相関関数を求める。

Fig. 4 に、 $\epsilon$  が 0.0095 の音速プロファイルに対する受波パルス(以下「受波パルス 95」と呼ぶ。)を基準として、その他の音速プロファイルによる受波パルスとの相互相関関数を計算した結果を示す。Fig. 4(a) ~ (e) は、それぞれ  $\epsilon = 0.0085, 0.0090, 0.0095, 0.0100, 0.0105$  の場合の受波パルスとの相互相関関数に対応する。なお、相関関数の大きさは、受波パルス 95 の自己相関関数である Fig. 4(c) が最大であり、他は小さくなるが、ここではピーク振幅をそろえて表示している。Fig. 4(a) と (e) のピークには約 1 秒の時間差を読み取ることが出来る。これはパルス列全体が寄与した時間差である。また、Fig. 4(a) (b) は、ピークより前方に小さな相関が見られる。これは受波パルス 95 に対して、受波パルス 100 と受波パルス 105 は、大部分は早く到達するが、遅く到達する部分も僅かに残ることを示している。Fig. 4(d) (e) はピークより後方に小さな相関が見られるが、これも同様である。

### 4. 季節変動による変動

ここでは、Fig. 2 に示す季節の音速プロファイルを用いて、小笠原からハワイに至る経路における季節変動の影響を、相互相関関数を比較することにより調べる。

Fig. 5 に春季を基準とした各季節の相互相関関数を示す。図は上から、春、夏、秋、冬の順に示している。図から季節的な相対変化を読み取ることが可能であり、夏期のパルス列の主要部分は春期より遅れて到達するが、これよりも早く到達するパルスも多く存在する。これらの結果から、季節的な変動を把握することが可能になることが明らかである。

### 5. まとめ

音波伝搬を用いた環境変化のモニター手法として、相互相関関数を用いることにより、相対的な変化をとらえる手法について提案を行った。シミュレーションは小笠原-ハワイ間を想定した超長距離の音波伝搬環境で行い、音速プロファイルの違いによる受波パルス列の相関を求めた。また、Levitus データを用いて季節変動が相関に与える影響を調べた。このことから、遠距離を伝搬したパルス列の相互相関関数は、パルス列全体の伝搬時間を比較するために有効であると考えられる。

#### 参考文献

1. D. Rouseff, D. R. Jackson, W. L. Fox, C. D. Jones, J. A. Ritcey and D. R. Dowling, IEEE J. Oceanic Eng., 26(4), pp. 821-831, 2001.