

1. まえがき

近年、自動車にはブレーキ等を4輪独立に制御して急ハンドル、急ブレーキ時の横滑り等を防止する、いわゆる Vehicle Stability Control (VSC)が装備されようとしている。このような背景から筆者らはこれまで研究してきた、振動ジャイロ・センサは、回転角速度の検出だけでなく、直線加速度の検出にも使用できるのではないかと考えた。すなわち、振動ジャイロのこのような応用を目的として側面横置き3脚音さ共振子を用いた直線加速度センサを試作・測定した。今回は、2つの方式のセンサを試作・測定した結果を報告する。

2. 構造

試作・加速度センサの構造を Fig.1, Fig.2 に示す。加速度センサは、三脚音さ構造をしており、ステンレスのプレートに、屈曲振動を励振するアーム部に圧電セラミックス12枚、振り振動を励振するベース部に圧電セラミックス4枚を貼り付けた構造となっている。

また、加速度によるアーム先端の印加力を大きくするために、先端を外側に張り出すように構成して付加質量形状とした Fig.1 のタイプ1と、先端の負荷質量を内側につけた Fig.2 のタイプ2の2種類を製作した。

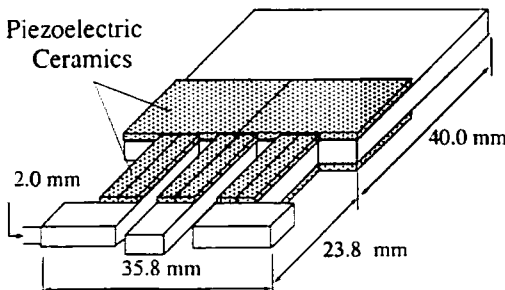


Fig.1. Prototype accelerometer (Type 1).

3. 原理

加速度センサの原理を Fig.3 において略述する。まず始めに Fig.3 の $M\Omega$ の方向に振り駆動している振動子に $-y$ 方向に加速度を加えると、

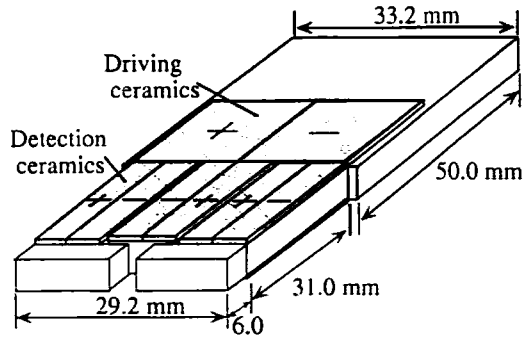


Fig.2. Prototype accelerometer (Type 2).

それにより音さのアーム部は、 Mv のようなモーメントを受ける。これにより M_{Fc} 方向にコリオリ力が生じ、アームに対称の屈曲振動が励振される。この屈曲振動を検出することにより加速度を求めようとするものである。すなわち、このような原理動作から Fig.4 のような駆動の振り振動と、検出の屈曲振動が発生するように構成する。タイプ2の加速度センサも同様な原理で動作する。こちらのセンサの動作モード図を Fig.5 に示す。

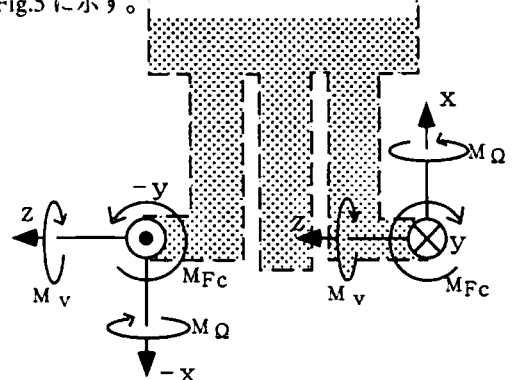


Fig.3 Principle of accelerometer.

4. 試作・測定結果

試作・加速度センサは、Fig.6 に示すように小型な加振器により正弦的な加速度を印加し、加速度を測定しようとした。検出された信号は、微小信号のためロックインアンプを用いて測定し

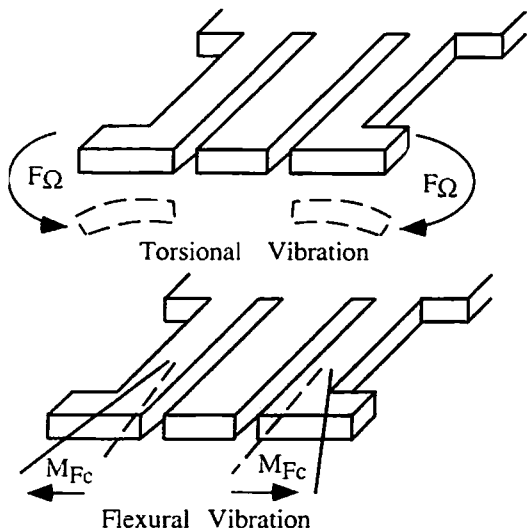


Fig.4 Vibration modes of accelerometer (Type 1).

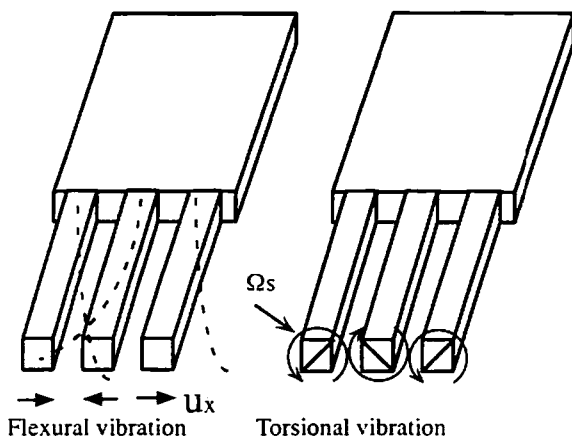


Fig.5 Vibration modes of accelerometer (Type 2).

た。

試作・加速度センサ・タイプ1は、差動増幅回路を通してノイズをキャンセルし、コリオリ力による信号成分のみを検出できるようにし、ロックインアンプに接続されている。なお増幅率は、1に設定している。

Fig.7は、その測定結果である。Fig.7については、測定値にバラツキが大きい、原理的な動作は、確認されたとみなされる。

次に試作・加速度センサ・タイプ2について述べる。加振器よりの印加振幅が1mm, 2mmとで検出電圧に差が見られたが、加速度の大きさと出力電圧との比例関係は認められた。

5. あとがき

検出電圧は、微少なながら目的の特性が測定できた。しかし加振器を用いて測定を行ったため、定振幅加速度のみの測定である。パルス信号のような加速度印加の測定はまだできていない。今後これらの測定を行い、更に詳しくその性能を検討する必要がある。特に、 $2.0[m/s^2]$ 以下の小さな加速度の場合の特性の検討は重要と思われる。また振動子に接続されている機器や配線に微小な動きや揺れが生じると、それらが振動子に影響を及ぼした。

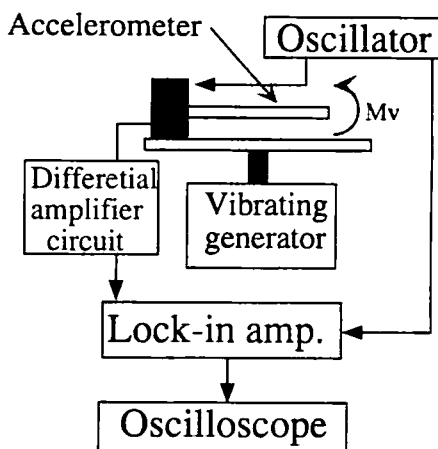


Fig.6 Measurements

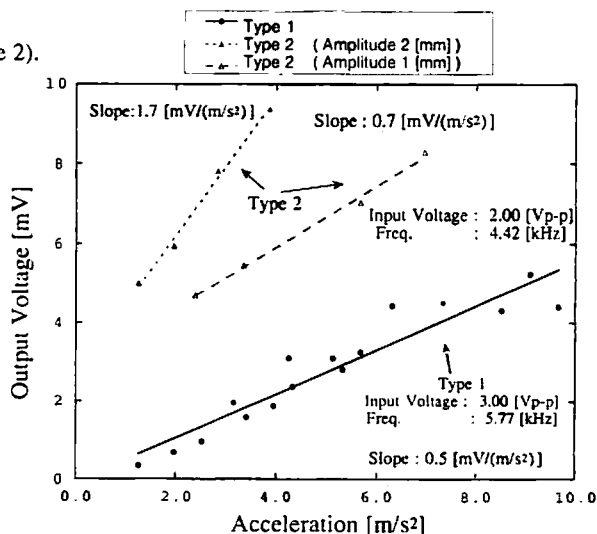


Fig. 7 Measured characteristics of prototype accelerometers. (Type 1, Type 2)

1. まえがき

ここでは、このような構成として面内振動モードを利用した4脚音叉振動子の適用を提案し⁽¹⁾、その共振周波数や振動変位を有限要素法解析し、支持特性の優れた構造を明らかにすると共に、その実験的検証結果についても述べる。

図1は4脚音叉振動ジャイロの構造で、振動子面に垂直な軸回りの角速度 Ω_c が検知できる角速度センサとなる。図2(a)は利用する駆動 H_1 モード、同図(b)は検出 H_2 モードで、いずれも面内振動モードを利用している。駆動 H_1 モードは外側2本のアームだけが逆相に振動する。この状態で、角速度 Ω_c が印加されると、アーム先端の付加質量部に発生するコリオリ力によって、外側2本のアームが同相に振動する検出 H_2 モードが励振される。この振動を内側2本のアームから検出すると、 Ω_c に比例した出力が得られる。なお、ここでは音叉の材質をステンレススチール（ヤング率 $E=1.99 \times 10^{12}$ dyne/cm²、密度 $\rho=7.9$ g/cm³、ポアソン比 $\sigma=0.34$ ）として、駆動と検出をアームの根本に接着した圧電セラミックスにより行うものとしたが、さらに小型化を図った単結晶による構成も念頭に置いている。

図3と表1は設計した振動ジャイロの各部寸法値を示す。本構成では、音さの重心線上の底部両側端の2箇所 で支持固定させ、外部衝撃による影響が小さくなるように工夫されている。この寸法値を持つ振動ジャイロをH_uタイプと呼び、以下その有限要素法解析ソフト (PIEZO plus) による解析結果について述べる。

図4は内側2本のアーム幅 w_2' と利用する振動モードの共振周波数の関係で、図5はこの w_2' と支持位置での変位比(外側アームの先端変位で規準化)の関係である。これらの結果から、駆動モードに影響を与えずに、 w_2' の

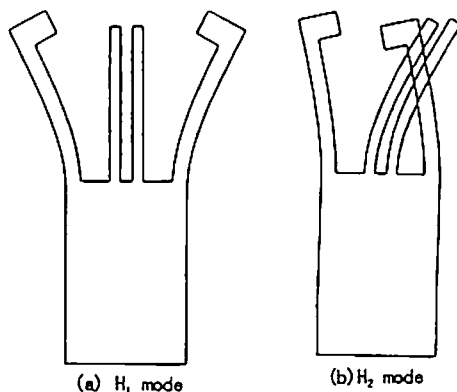
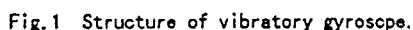
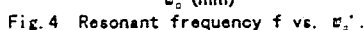
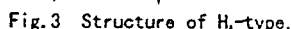


Fig.2 Vibration modes.



l	55	w_a	2.5	d	1	w_c	20
l_o	25	w_a'	1.75	l_k	6.25	l_s	4
l_b	30	w_g	4.75	w_k	3.75	w_s	3
w	20	w_c'	2	l_c	6	l_G	22.7

-203-

1998年11月

値により検出 H₂モードの共振周波数と支持位置での変位比を可変出来ることが分かった。ここでは、 $w_a' = 1.75\text{mm}$ として両共振周波数差を $\Delta f \approx 18\text{Hz}$ に設定した。

3.2 内側アーム長 l_a' による影響

これまで、4本のアーム長が全て等しい場合を考察したが、内側2本のアーム長 l_a' により Δf の調整が出来ないかと考え、 l_a' による駆動H₁及び検出H₂モードに対する影響を解析してみた。図6、図7は l_a' による共振周波数、支持位置での変位比の変化をそれぞれ示す。これらの結果から、アーム長 l_a' により Δf の調整の出来ることが分かったが、支持位置での変位比が変化するので、注意する必要があることも分かった。

3.3 H_Bタイプの設計

以上の結果を参考にして、さらに表2のようなH_Bタイプについても設計してみた。H_BタイプはH_Aタイプと比較して、内側2本のアーム幅 w_a' の広い構造となっている。表3には、これら両タイプの駆動H₁及び検出H₂モードの共振周波数と支持位置での変位比をまとめて示した。これより、何れのタイプでも支持位置での変位比は全て $10^{-3} \sim 10^{-4}$ のオーダーに設計できることが分かった。

3.4 角速度センサとしての実験

図8は、試作した H_Aタイプの振動ジャイロの印加角速度 Ω_0 に対する同期検出出力 $\Delta V_2' / V_1$ の関係を実測した一結果である。これより、試作振動ジャイロは角速度センサとして動作することが確認された。

5. あとがき

面内モードを利用した4脚音叉振動ジャイロの有限要素法による振動解析を行い、その実験的検証を行った。その結果、

- (1) 駆動H₁モード及び検出H₂モードの支持位置での振動変位を共に小さく出来ること、
 - (2) 音叉と支持系を平面的に一体形成できること、
 - (3) 音叉の重心線上の底部側端の2箇所支持固定できるので、外部衝撃の影響を小さくできること、
 - (4) 内側2本のアーム長により、駆動H₁モードに影響を与えずに共振周波数差 Δf の調整ができること、
- などが明らかとなり、本構成は低背型の振動ジャイロとして使用できることが分かった。今後、漏れ出力の低減化や支持による影響を評価したい。

謝辞 解析並びに実験にご協力頂いた本学の平成9年度卒業生の木村章君に感謝申し上げますと共に、ご討論頂いた本学・若月昇教授並びに工藤すばる講師に感謝申し上げます。

参考文献 (1) 菅原澄夫：音響学会講論集(II)、No.3-8-10、pp.1091~1092 (1997-09)。

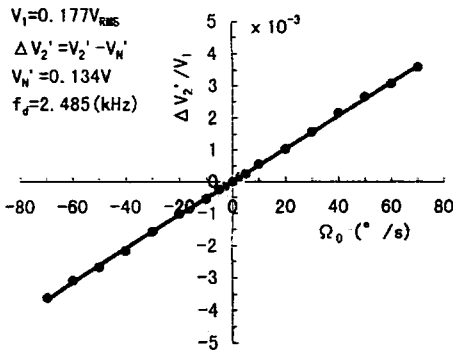


Fig.8 An experimental characteristic of H_A-type vibratory gyroscope.

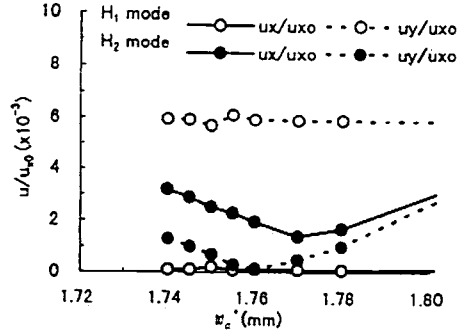


Fig5 Displacement ratio u/u_0 vs. l_a' .

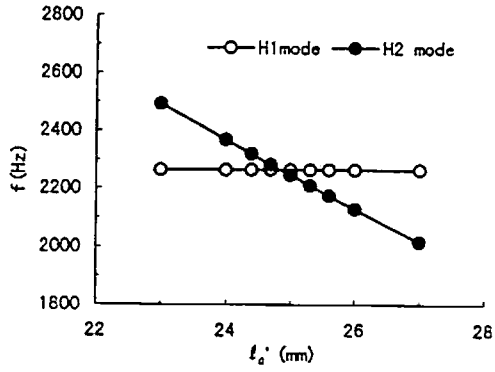


Fig.6 Resonant frequency f vs. l_a' .

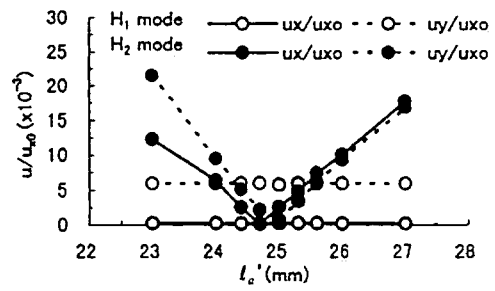


Fig.7 Displacement ratio u/u_0 vs. l_a' .

Table 2 Dimensions of H _B -type. (mm)									
l	64.7	w_a	2.5	d	1	w_c	20		
l_a	25	w_a'	2.5	l_H	6.25	l_s	4		
l_a'	29.7	w_f	5.75	w_H	3.75	w_s	3		
l_s	35	w_f'	2	l_c	6	l_G	26.1		
w	23.5								

Table 3 Resonant frequencies and displacement ratios of H _A and H _B types.						
	Resonant frequency (Hz)	Displacement ratio ($\times 10^{-3}$)				
			H ₁ mode		H ₂ mode	
			u_x/u_{x0}	u_y/u_{y0}	u_x/u_{x0}	u_y/u_{y0}
H _A -type	2264	2246	0.201	5.7	2.57	0.69
H _B -type	2276	2258	0.171	4.55	0.853	3.94

安達 正利, 唐木 智明 (富山県立大・工)

1. はじめに

最近, 新しい表面弾性波用基板として, ランガサイト(La₃Ga₅SiO₁₄:LGS)が注目されている。特に, W-CDMA に用いられる IF フィルタとして期待されている。LGS は旧ソ連でレーザ媒体の結晶として開発されたものであり, 水晶と同じ点群32に属す。LGS の表面弾性波結合係数は水晶のものより大きく, かつ, 周波数零温度係数方位を有する。しかも, 表面弾性波の速度が遅く, フィルタの小型化に適している。

佐藤ら[1]は, これまでに発表されている LGS の材料定数を用い, 表面弾性波の伝搬特性を計算している。その結果, 表面弾性波速度 v , 結合係数 k^2 の値に大きな違いはないが, 遅延時間温度係数 TCD の値については発表された定数で大きな差異があることを指摘している。

最近, 超音波パルス法[2], 共振一反共振周波数測定法[3]や表面弾性波伝搬特性の測定から求める方法[4]による LGS の新しい材料定数が報告されている。

本研究においては, 先に得た我々の共振一反共振周波数測定[3]によるデーターの温度係数を一部修正した LGS 圧電・弾性定数を用いて, 全方位の表面弾性波伝搬特性を計算した。

2. 計算方法

LGS は点群32の三方晶系に属する。独立な誘電率は ϵ_{11}^S と ϵ_{33}^S , 圧電定数は e_{11} , e_{14} , そして弾性定数は $s_{11}, s_{12}, s_{13}, s_{14}, s_{33}$ および s_{44} である。LGS の材料定数は, 既に報告[3]したが, e_{11} の温度係数に不備な点が見いだされたので再測定した。その結果を考慮して新しく LGS の材料定数を書き改め, それを表1に示す。ただし, 基準温度は25℃である。

表面弾性波伝搬特性の理論解析法としては, Campbell と Jones[5]の方法を用いた。この解析法により, 基板表面がオープンの際の表面波速度 $v(\text{free})$ とオープンの際の速度 $v(\text{short})$ を算出し, 結合係数 k^2 は $2(v(\text{free}) - v(\text{short})/v(\text{free}))$ より求めた。パワーフロー角(PFA)および遅延時間温度係数(TCD)およびその他カット角度依存性を求めた。なお, 基板のカット面, 伝搬方位は右手系オイラー角表示を用いている。すなわち, 結晶軸を X, Y, Z とし, 波の伝搬方向を x_1 , 基板に垂直な方向を x_3 , x_1 および x_3 に垂直な方向を x_2 としたとき, カット面および伝搬方位を (λ, μ, θ) で表す。Z カット基板は $(0^\circ, 0^\circ, \theta)$, X カット基板は $(90^\circ, 90^\circ, \theta)$, Y カット基板は $(0^\circ, 90^\circ, \theta)$ となる。

3. 計算結果

図1-3にX, Yカット基板および $(0^\circ/140^\circ, \theta)$ 基板の表面弾性波伝搬特性 v , TCD , k^2 の θ 依存性を示す。図中の○は, 井上ら[4]の測定結果を示す。計算値と測定値の一致は大変良い。全方位において, v は 2300-2900m/s, TCD は -50-+30ppm/℃ まで変化し, k^2 は最大 0.5% のものが得られるカット基板がある。

TCD が零になるカット基板は多数あるが, その基板で k^2 が大きく, かつ, PFA が零となる有用な LGS 基板は計算の結果, $(3^\circ, 140^\circ, 25^\circ)$ と $(35^\circ, 151^\circ, 40.5^\circ)$ の二つある。図4に $(15^\circ, 151^\circ, \theta)$ 基板の v , TCD , k^2 の θ 依存性を示す。図5, 6に周波数変化率の温度依存性を示す。いずれの基板においても -20-+80℃ の温度範囲で約 -200- -300ppm 変化し, k^2 も 0.4% 程度の値を持つ(図3, 4)。

4. 実験結果

図7にXカットY伝搬基板の表面弾性波フィルタの周波数温度特性の測定値と計算値を示す。両者の一致は良い。この方位の $v=2425\text{m/s}$, $TCD=-32\text{ppm/}^\circ\text{C}$, $k^2=0.41\%$ の値が得られた。

5. まとめ

計算の結果, LGS の $(3^\circ, 140^\circ, 25^\circ)$ と $(15^\circ, 151^\circ, 40.5^\circ)$ の二つの有用な表面弾性波伝搬方位が求められた。

Table 1 Dielectric, elastic and piezoelectric constants and their temperature coefficients of LGS single crystal.

	Absolute quantities	First- and second-order temperature coefficients	
Dielectric constants		$10^{-6}^\circ\text{C}^{-1}$	$10^{-8}^\circ\text{C}^{-2}$
$\epsilon_{11}^E/\epsilon_0$	18.4	190	46.9
$\epsilon_{33}^E/\epsilon_0$	51.2	-761	116
Elastic stiffness	10^{11}Nm^{-2}	$10^{-6}^\circ\text{C}^{-1}$	$10^{-8}^\circ\text{C}^{-2}$
c_{11}^E	18.8	-177	-23.9
c_{12}^E	10.4	-320	-37.8
c_{13}^E	8.94	-16.9	137
c_{14}^E	1.51	-300	19.4
c_{33}^E	24.5	-9.19	-23.6
c_{44}^E	5.75	-60.0	-15.7
c_{66}^E	4.21	-1.42	-6.69
Piezoelectric constant	Cm^{-2}	$10^{-6}^\circ\text{C}^{-1}$	$10^{-8}^\circ\text{C}^{-2}$
e_{11}	-0.405	613	114
e_{14}	0.115	-1357	412

SAW Properties of Langasite Crystals
M. Adachi and T. Karaki, Faculty of Engineering,
Toyama Prefectural University

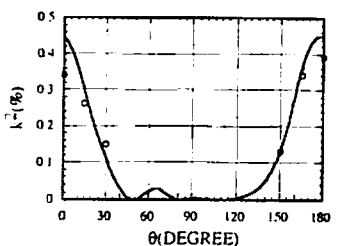
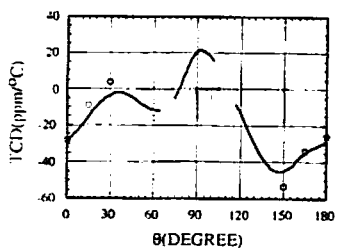
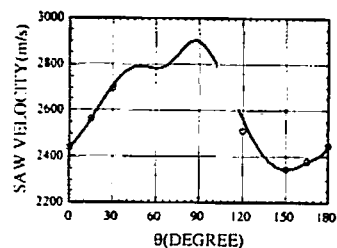


Fig. 1 θ dependence of v , TCD and k^2 of X cut substrate.

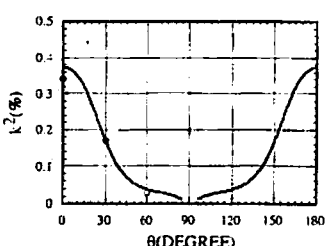
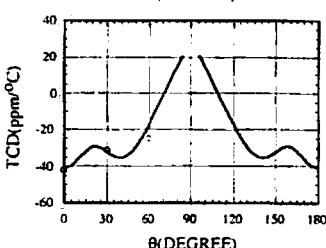
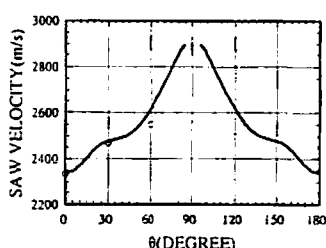


Fig. 2 θ dependence of v , TCD and k^2 of Y cut substrate.

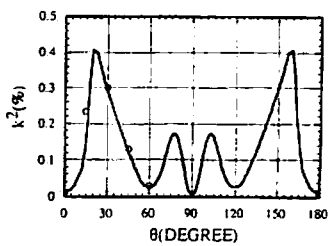
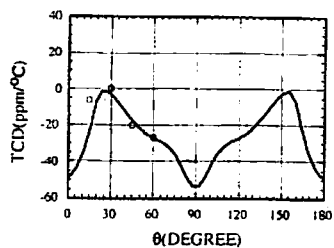
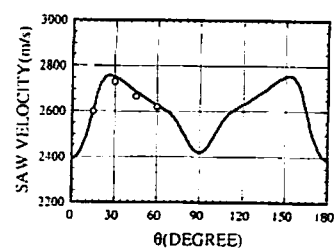


Fig. 3 θ dependence of v , TCD and k^2 of $(0^\circ, 140^\circ, \theta)$ cut substrate.

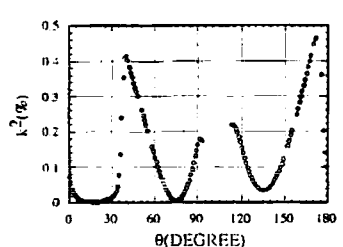
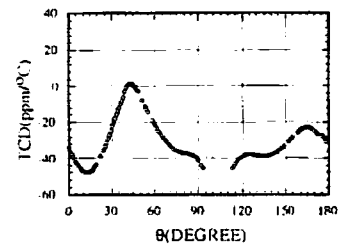
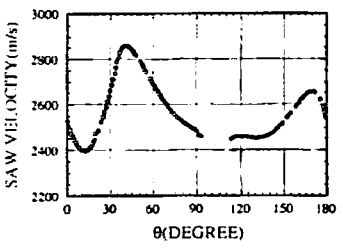


Fig. 4 θ dependence of v , TCD and k^2 of $(15^\circ, 151^\circ, \theta)$ cut substrate.

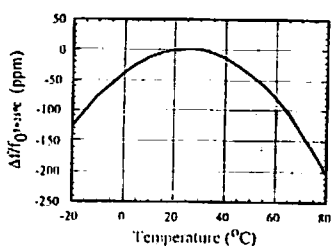


Fig. 5 Temperature dependence of $\Delta f/f_0$ of a $(3^\circ, 140^\circ, 25^\circ)$ substrate.

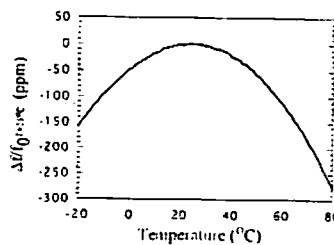


Fig. 6 Temperature dependence of $\Delta f/f_0$ of a $(15^\circ, 151^\circ, 40.5^\circ)$ substrate.

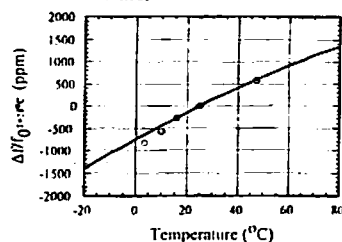


Fig. 7 Temperature dependence of calculated and measured $\Delta f/f_0$ of a $(90^\circ, 90^\circ, 0^\circ)$ substrate.

参考文献

- [1] J. J. Campbell and W. R. Jones, IEEE Trans. Sonics and Ultrason., SU-15, 209(1968).
- [2] T. Sato, A. Nishikawa and Y. Shimizu, Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 36, 3068(1997).
- [3] M. Adachi, T. Kimura, W. Miyamoto, T. Karaki, J. Korean Phys., Vol. 32, S1274(1998).
- [4] K. Inoue and K. Sato, Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 37, 2909(1998).
- [5] J. J. Campbell and W. R. Jones, IEEE Trans. Sonics and Ultrason., SU-15, 209(1968).

1. まえがき

ランガサイトは、良好な周波数温度特性(TCF)と大きい電気機械結合係数(k)を持つ材料としてバク波と弾性表面波(SAW)の両部門で注目され、近年多くの報告がある⁽¹⁾⁽²⁾。筆者らはチョコラルスキー法で育成した大口径のランガサイト単結晶から、各種回転Y板を切り出し漏洩弾性表面波(LSAW)と漏洩疑似弾性表面波(LPSAW)を超音波顕微鏡で測定し、理論値と比較、検討する。実験によりレイリー SAW において良好な TCF を示すカット角はいくつか報告されているが、その多くはマワーフロー角(PFA)がゼロではなく、実用的ではない。理論的に TCF の良好なカット角がいくつか報告されているが⁽³⁾⁽⁴⁾、実験で確認されていない。また、いずれの方位についても電気機械結合係数は全く測定されていない。今回、すだれ状電極(IDT)の Al 膜厚を考慮し、 $(0^\circ, 140 \sim 150^\circ, 24 \sim 25^\circ)$ の基板におけるレイリー SAW の TCF および電気機械結合係数を測定し、良好な結果を得たので報告する。

2. 超音波顕微鏡によるランガサイト基板の音速

基板表面が空気に接している場合、基板上をレイリー波と LPSAW とが伝搬する。それに対し、超音波顕微鏡では、基板と水の境界を縦波成分によりエネルギーを放射しながら伝搬する LSAW と LPSAW が測定される。筆者らが用いた LFB 型超音波顕微鏡システム(Model AMS-5000: Honda Electronics Co., Japan)では、0.03%以下の測定精度が得られている⁽⁵⁾。チョコラルスキー法で育成されたランガサイト単結晶から 20°

おきに切り出した回転Y板の LSAW と LPSAW の音速を超音波顕微鏡で測定した。Ilyaeв, Kaminskii, Sakharov, Silvestrova, 安達により報告された5種の定数⁽⁶⁾⁽⁷⁾を用い水/基板構造における LSAW と LPSAW の理論値を解析した⁽⁸⁾⁽⁹⁾。1例として 60° 回転Y板における LSAW と LPSAW 音速の測定値と理論値の X 軸からの伝搬方向依存性 $(0^\circ, 150^\circ, \psi)$ を図1に示す。図中、白丸と黒丸がそれぞれ LSAW と LPSAW の実測値である。図中、測定値が示されていないところは、波の縦波成分が小さいため、超音波顕微鏡で測定できていない。また各種回転Y板 X 伝搬 $(0^\circ, \theta, 0^\circ)$ における LSAW と LPSAW 音速の回転角依存性の実測値と理論値を図2に示す。図2、3の結果から総合的に Ilyaeв の定数を用いた理論値が著者らの単結晶の測定値と比較的によく一致している。他の各種回転Y板上の LSAW と LPSAW については著者らの報告書(6)に詳しく記してある。

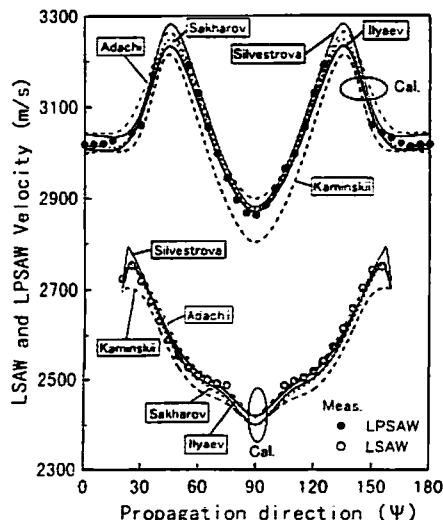


図1. 60° 回転Y板の LSAW と LPSAW の X 軸からの伝搬方向依存性 (オイラー角: $(0^\circ, 150^\circ, \psi)$)

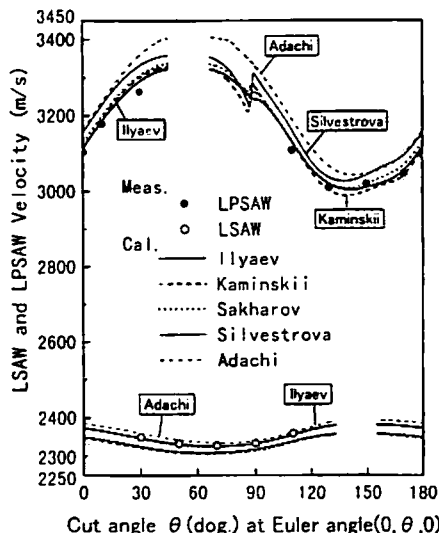


図2. 回転Y板 X 伝搬の LSAW と LPSAW の回転角依存性 (オイラー角: $0^\circ, \theta, 0^\circ$)

3. レイリー SAW の TCF と電気機械結合係数

3.1 $(0^\circ, 140 \sim 150^\circ, 24 \sim 25^\circ)$ における TCF

ランガサイト基板を用いたレイリー SAW において $PFA = 0$ 、良好な TCF、大きい電気機械結合係数の3つの条件を兼ね備えた方位角についてまだ検討の余地がある。今回著者らは IDT の Al 膜厚を考慮して各種回転Y板 $(0^\circ, \theta = 140 \sim 150^\circ, \psi = 24 \sim 25^\circ)$ における TCF を測定した。 ψ はカット角 θ において $PFA = 0$ となる角度である。各種回転Y板上に形成した SAW フィルタの中心周波数が $-20 \sim 80^\circ\text{C}$ の温度に対して

変化する様子を図3に示す。入出力電極とも波長12 μm の15対の正規型IDTからなるトランスバーサル型SAWフィルタを用いて測定した。IDTのAlの規格化膜厚は $H_{Al}/\lambda=0.0125$ である。また、周波数温度特性の頂点温度と回転角との相関を図4に示す。このAl膜厚において、 $(0^\circ, 142^\circ, 25^\circ)$ 、 $(0^\circ, 143^\circ, 24^\circ)$ の基板は、それぞれ 25°C 、 30°C の頂点温度を示し、また、 $-20\sim 80^\circ\text{C}$ における 1°C 当たりの周波数変化量はそれぞれ、 1.83 、 $1.63\text{ ppm}/^\circ\text{C}$ と非常に良好な値を示す。この値は今までに報告されている値に比べ良好である。理論解析で頂点温度 25°C を示す方位角は、Ilyaeвの定数の場合には $(0^\circ, 150^\circ, 24^\circ)$ であり、Sakharovの定数の場合には $(0^\circ, 139^\circ, 25^\circ)$ であり、回転角で 11° の差がある。これは両者の材料定数の差が大きいことが原因である。上記基板のうち、 $(0^\circ, 140^\circ, 25^\circ)$ と $(0^\circ, 150^\circ, 24^\circ)$ の方位角については異なるAl-IDT膜厚で、TCFの実験を行った。それらの頂点温度を図4の●、▲、▼で示す。図から明らかなようにAl膜厚が厚くなると頂点温度は温度の低い方へシフトする。一般にIDTのAl膜厚は 0.0125 より厚いところで使用されることが多く、その場合、頂点温度が $25\sim 30^\circ\text{C}$ となるカット角 θ は $\theta > 142^\circ$ である。

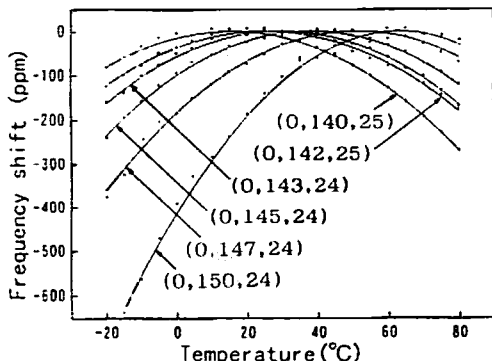


図3. $(0^\circ, 140\sim 150^\circ, 24\sim 25^\circ)$ における周波数温度特性

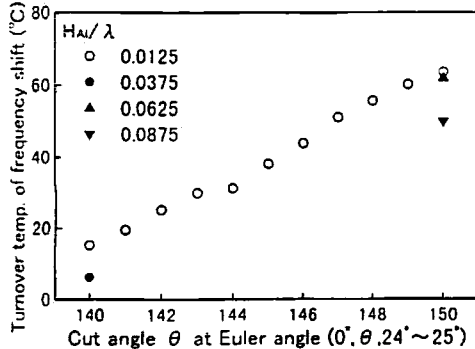


図4. TCFの頂点温度の回転角依存性

3.2 $(0^\circ, 140\sim 150^\circ, 24\sim 25^\circ)$ の電気機械結合係数

上記と同じ方位の基板にて結合係数を測定した。波長 $26\mu\text{m}$ 、20対のシングル電極からなる正規型IDTの動コンダクタンス円より測定した。図5にそれらの結果を示す。実線はIlyaeвの定数を用いて計算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論文集

した理論値で、△印は実測値である。計算値と測定値は比較的良好に一致している。 θ が大きい方が結合係数は大きい。良好なTCFを示す $(0^\circ, 142^\circ, 25^\circ)$ 、 $(0^\circ, 143^\circ, 24^\circ)$ の結合係数 k^2 は 0.41% 、 0.43% と大きな値を示している。表1に今まで良好なTCFとして報告のあった方位角と本報告の結果とを比較する。 $(0^\circ, 142^\circ, 25^\circ)$ 、 $(0^\circ, 143^\circ, 24^\circ)$ の方位角は他の方位角に比べ、PFA=0、良好なTCF、大きな電気機械結合係数を示し、SAWデバイスに適した良好な方位角である。

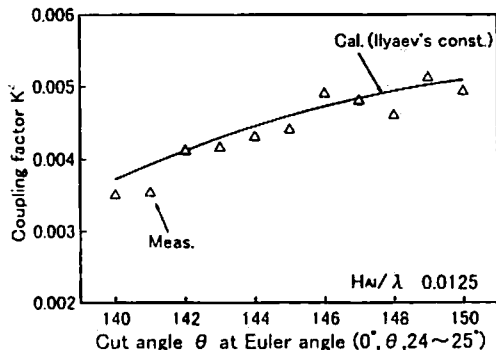


図5. $(0^\circ, 140\sim 150^\circ, 24\sim 25^\circ)$ における電気機械結合係数

表1 良好なTCFを持つ方位角

オイラー角	PFA 理論	TCF 実験 ppm/°C	k ² (%)		音速 m/s	文 献
			理論	実験		
90, 90, 21	11	2.0	0.21	—	2620	(1)
0, 140, 30	4	—	0.31	—	2740	(3)
0, 140, 24	2	1.94	0.37	—	2738	(7)
0, 142, 25	0	1.83	0.40	0.41	2754	本報告
0, 143, 24	0	1.63	0.44	0.42	2756	

4. むすび

チョコラルスキー法で育成されたランガサイト単結晶から、各種回転Y板基板を切り出しLSAWとLPSAW音速を、超音波顕微鏡を用い測定し、理論値と比較した。そして総合的にIlyaeвの定数を用いた理論値が著者らの基板の実測値に近い値を示した。IDT電極のAl膜厚を考慮して温度特性と電気機械結合係数を実験したところ規格化膜厚 0.0125 では $(0^\circ, 142^\circ, 25^\circ)$ と $(0^\circ, 143^\circ, 24^\circ)$ の方位角が良好なTCF (1.83 および $1.63\text{ ppm}/^\circ\text{C}$)と大きな電気機械結合係数 ($k^2=0.41$ および 0.42%)を示すことを明らかにした。これらの値は共にすでに報告のある値より良好である。

謝辞 結晶育成において有益な助言をいただきました東北大学金属材料研究所福田教授に感謝します。

文献 (1)佐藤, 森: 学振第150委第51回研資, p. 21 (1997). (2)M. Kadota et al.: World Congress on Ultrason., 20F5, p. 350 (1997). (3)K. Inoue and K. Sato: Jpn. J. Appl. Phys., 37, p. 2909 (1998). (4)門田, 北村, 熊取谷: 信学会超音波研資, US97-89 (1998. 1). (5)佐藤, 福田, 清水: 学振第150委第56回研資, 口発発表, p. 63 (1998. 2). (6)門田, 北村, 熊取谷: 第27回EMシボジウム, p. 117 (1998. 5). (7)野矢, 簡, 山口, 末大: 東京: 第27回EMシボジウム, p. 125 (1998. 5). (8)門田, 北村, 笠次: 電学論, 111-C, 9, p. 412 (1991). (9)V.V. BEZIELKIN et al.: IEEE Physique, 1, 4, p. C2-139, (1999). (10)A.B. ILYAEV et al.: Phys. Stat. Sol. (a) 98, K109 (1996). (11)S. Sakharov et al.: IEEE Int. Freq. Control Symp., p. 647 (1995). (12)I. M. Silvestrova et al.: IEEE Int. Freq. Control Symp., p. 348 (1999). (13)安達, 陳, 川端: 学振第150委第56回研資, p. 67 (1998).

滝共人 (名大院) 畑中信一 (名大院、現 中小企業事業団)
桑原守 (名大・工) 佐野正道 (名大・工)

1. 緒言

金属材料の精密加工、成形、あるいは腐食などの観点から、金属中の非金属介在物を融液状態で分離除去することが望まれている。前報¹⁾では、平面定在超音波の放射圧を利用して液内分散粒子を分離するプロセスを対象に水モデル実験を行い、重力場における音波の照射方向の効果について検討した。本報では、上記の超音波分離過程に及ぼす液と粒子との密度差、初期粒子径とその分布、投入超音波のエネルギー密度と周波数等の効果について、水モデル実験と理論モデルによる計算の結果に基づいて検討する。

2. 実験方法

実験装置の概略を Fig.1 に示す。キャビテーション抑制のため、あらかじめ脱気した砂糖水溶液 (13mass%、密度 1050kg/m^3) に、ポリスチレン球 (粒径 $0.163\mu\text{m}$ 、密度 1050kg/m^3) を均一分散させ、容器底面の振動板に接着したボルト締めランジュバン型振動子から超音波を照射した。容器は内径 73mm の円筒型容器を用い、その材質はアクリルである。音波照射後の粒子の挙動を前方から写真撮影した。

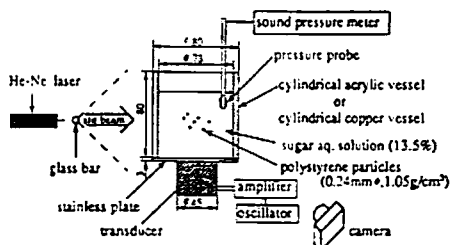


Fig.1 Schematic view of experimental system.

3. 実験結果

Fig.2 は、周波数：48.5kHz、超音波のエネルギー密度： 5J/m^3 、液深： 60mm の場合における粒子の凝集過程を、音

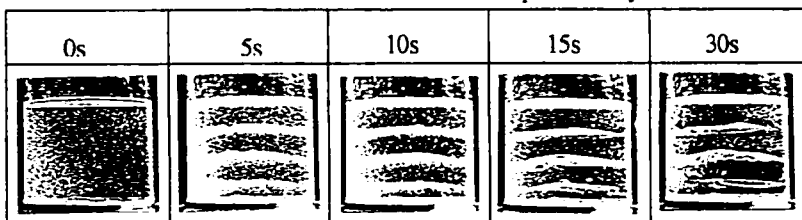


Fig.2 Transitional coagulation of dispersed polystyrene particles.

波照射後の経過時間 0、5、10、15、30s について示している。音波の照射直後から粒子の凝集が起き始め、15s 経過後には音圧の節の周りで凝集がほぼ完了している。

4. 凝集分離の数学モデル

平面定在音場が形成されている密度 ρ_l 、粘性係数 μ_l の液体中に、密度 ρ_p 、体積 V_p 、粒子径 d_p の粒子が分散している場合を考える。個々の粒子には、放射圧力 f_r 、浮力 f_b とストークスの抗力 f_d の 3 力が作用し、その運動方程式は次式で表される。

$$(\rho_p V_p + M) \frac{d^2 x}{dt^2} = f_b + f_r + f_d \quad (1)$$

ここで、 x は音圧の節からの粒子位置で、 t は時間、 $M (= \rho_l V_p / 2)$ は運動する物体に同伴される液体の仮想質量である。なお、放射圧力 f_r の推算には吉岡ら²⁾による (2) 式を、 f_b と f_d については (3)、(4) 式を適用する。

$$f_{rp} = -3V_p \kappa E_{av} F(\Lambda, \sigma) \sin(2\kappa x), \quad F(\Lambda, \sigma) = (\Lambda + 2(\Lambda - 1)/3)/(2\Lambda + 1) - 1/(3\Lambda\sigma^2) \quad (2)$$

$$f_b = g(\rho_l - \rho_p) V_p \quad (3)$$

$$f_d = -3\pi\mu_l d_p (dx/dt) \quad (4)$$

ここで、 κ は波数、 E_{av} はエネルギー密度、 Λ と σ は、それぞれ、粒子と媒質との密度比と音速比を表している。

初期条件として、粒子の初速度は0とし、初期位置は乱数により均一分散させた。液滴を対象とした計算では、2つの粒子は接触後に合一して新たな球形粒子を生成するとした。なお、凝集分離完了後の粒子位置は次式で与えられる。

$$x = \frac{1}{2\kappa} \sin^{-1} \left(\frac{(\rho_l - \rho_p)g}{3\kappa E_{av} F(\Lambda, \sigma)} \right) \quad (5)$$

5. 解析結果

前述の実験系を

(1) 式に基づいて

解析した結果を

Fig3 と Fig4 に示す。

両図中の同一番号は同じ初期位置を示す。

Fig3 より、粒子の節位置への凝集は 15s

程度で完了しており、実験結果と良好一致を示している (λ は波長)。

また、Fig4 より、粒子の運動過程を通じて f_{rp} と f_d はほぼ釣り合っており、粒子の慣性項は f_{rp} に比べて非常に小さいことが分かる。

浮力 f_b が効く場合にも一般に慣性項は小さいため、仮想質量 M についても無視し得る。

Fig5 は、Fig3 と同一の系で粒子を合体可能な液滴と見なした場合における凝集過程の計算結果である。

図中の点は粒子の位置と大きさを、実線は粒子径の経時変化を示している。

Fig3 との比較から、合体によって凝集時間が短縮していることが分かる。

Fig6 は浮力項も効く場合における純水中でのポリスチレン粒子の分離挙動を示している。

この場合の粒子の最終的な凝集位置は節から偏倚し、(5) 式によって求まる位置に集積している。

6. 結言

定超音波の作用を利用した液体中微粒子の凝集分離過程について、モデル計算と実験の結果に基づいて検討した。

微粒子の分離過程では慣性項は小さく、粒子運動は放射圧、浮力、流体抗力の釣り合いで決定されている。

粒子の合体がある場合には凝集分離時間は短縮される。

(文献) 1) 畑中、尾崎、桑原、浅井：USE-95 予稿集、(1995)、pp.115-116。

2) K.Yoshioka, Y.Kawashima：Acoustica, 5(1995), p.167。

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論文集

210

1998年11月

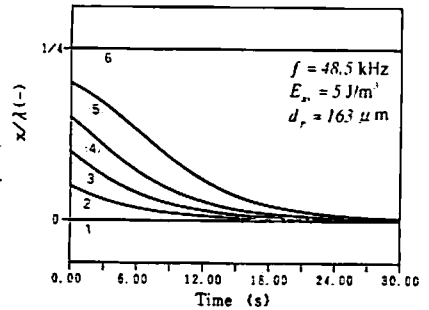


Fig.3 Motion of polystyrene particles in aqueous sugar solution.

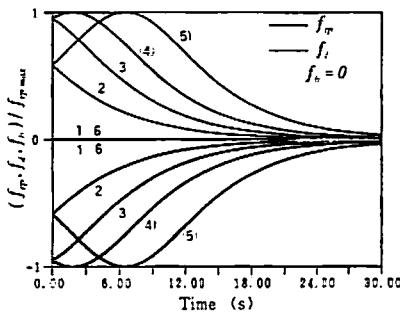


Fig.4 Transitional variations of radiation pressure and drag forces.

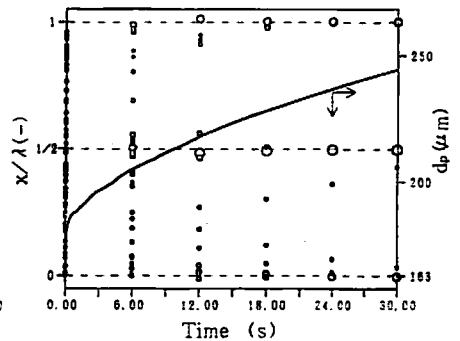


Fig.5 Variations of position and diameter of dispersed droplets accompanied by coalescence.

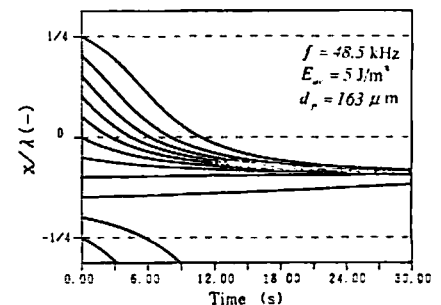


Fig.6 Motion of polystyrene particles in pure water.

1. はじめに

近距離場音響ホログラフィ法 (NAH: Nearfield Acoustical Holography) は主に Williams らによって提唱され, 音源近傍で音圧を測定することによって非接触で音源表面の振動速度分布を映像化することができる手法である¹⁾。しかし, 音源面の形状が平面もしくは円筒形に限定される¹⁾, 空間エバネセント領域におけるカットオフ周波数の理論的決定法が確立されていない等の未解決な問題がある。カットオフ周波数は音源の材質や伝搬媒質の特性, 計測時のノイズに多分に影響を受けるため^{1,2)}, それらを考慮しないで良い普遍的な決定法を確立するのは困難であると思われる。

exterior Helmholtz integral は任意形状音源の放射音場を計算することが可能であるため, その研究は古くから多くの研究者によって行われてきた。そしてその計算法も幾つか提案されている^{3,4,5)}。

本報告では exterior Helmholtz integral を用いた音響ホログラフィ法を提案する。本方法は音源の形状に制約はなく観測面も任意である。また空間周波数域を用いないためエバネセント波のカットオフ周波数問題も排除される。以下, 本方法の導出を示し, 計算機シミュレーションで評価した結果を報告する。

2. 導出

exterior Helmholtz integral 問題のひとつの解法として, Copley が提唱した surface Helmholtz integral formulation を用いる³⁾。表面に音源ピストンを持つ物体が伝搬媒質中にあるとし, 物体外部領域の点を x , 物体表面の点を ξ で表す。物体表面領域を S とすると, 物体

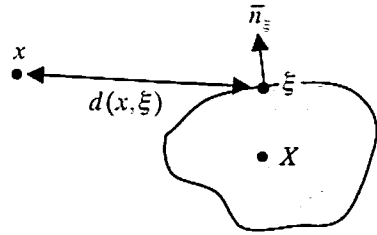


Fig. 1. Geometry and nomenclature.

外部点 x の音圧は次式で表される。

$$p(x) = \frac{1}{4\pi} \int_S \left\{ p(\xi) \frac{\partial}{\partial \bar{n}_\xi} \left[\frac{e^{-jk d(x, \xi)}}{d(x, \xi)} \right] + j\omega \rho v(\xi) \frac{e^{-jk d(x, \xi)}}{d(x, \xi)} \right\} dS(\xi) \quad (1)$$

$\bar{n}_\xi$ は物体表面の点 ξ における単位法線ベクトルである。物体内部点を X で表すと, 同じく Copley が提唱した interior Helmholtz integral formulation³⁾より物体表面の速度 $v(\xi)$ と物体表面の音圧 $p(\xi)$ の関係は次式で与えられる。

$$0 = \int_S \left\{ p(\xi) \frac{\partial}{\partial \bar{n}_\xi} \left[\frac{e^{-jk d(X, \xi)}}{d(X, \xi)} \right] + j\omega \rho v(\xi) \frac{e^{-jk d(X, \xi)}}{d(X, \xi)} \right\} dS(\xi) \quad (2)$$

(1)式と(2)式は実際には行列演算によって表わされ, $p(\xi)$ について(2)式を(1)式に代入することによって物体外部点の音圧 $p(x)$ と物体表面の速度 $v(\xi)$ の関係式を得ることができる。実際の計算にあたっては, 観測面と物体面の形状は任意であるが既知でなければならず, 双方の観測点数は同じでなければならない。

* Nearfield acoustical holography for arbitrary shape acoustic sources.

Tomoki Yokoyama, Tetsuro Teshima and Akio Hasegawa

(National Defense Academy)

3. 計算機シミュレーション

出した方法の妥当性を示すため計算機シミュレーションを行った。観測面音圧分布の計算には Shenck の提唱した CHIEF⁹⁾を用いた。これは前出の二式に加えて simple-source formulation⁵⁾を用いて計算に冗長性を持たせ精度を向上させたものである。最初に平板上において四つの正方形ピストンを逆相で駆動した場合について観測面の音圧分布を計算し、それをもとに音源面の速度分布を再構成した結果を Fig. 2 に示す。このようなステップ状音源の再構成において従来の NAH で見られるピストン端部のオーバーシュートとアンダーシュートが生じていない。これは再構成に空間周波数領域における帯域制限が行われないためであり、再構成に F F T を用いないためである。次にシリンダ上で四つの正方形ピストンを逆相で駆動した場合の結果を Fig. 3 に示す。シリンダ上の再構成面は回転軸角度で $\pi/2$ の範囲に相当する。ここでも正方形ピストンの速度分布がほぼ正確に再現されているのがわかる。

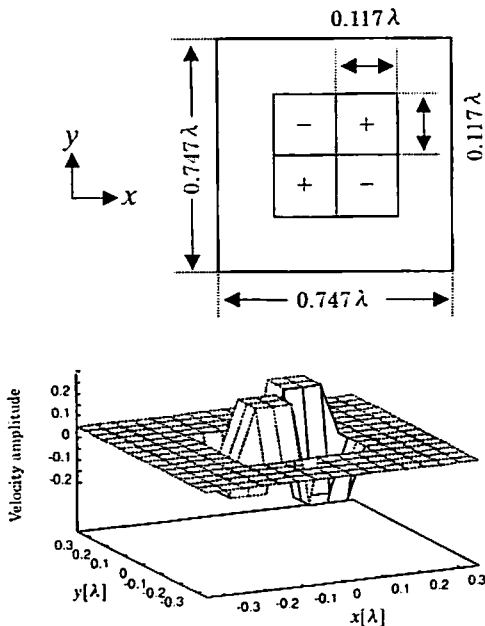


Fig. 2. Normal velocity of 2×2 transducer array on a planar plane.

4. まとめ

exterior Helmholtz integral を用いた音響ホログラフィ法を提案し、計算機シミュレーションで妥当性を示した。本方法は音源の形状に依存することなく適用することが可能である。計算を行うにあたって必要である仮想内部点音源の位置が映像の精度に影響する。その位置設定が課題である。実験による検証も行いたい。

参考文献

- 1) J. Maynard, E.G. Williams and Y. Lee, J. Acoust. Soc. Am. 89, 1428-1433 (1991).
- 2) H. Fleischer and V. Axelrad, ACUSTICA. 60, 172-175 (1986).
- 3) L.G. Copley, J. Acoust. Soc. Am. 44, 22-32 (1969).
- 4) H.A. Schenck, J. Acoust. Soc. Am. 44, 41-58 (1967).
- 5) L.H. Chen and D.G. Schweikert, J. Acoust. Soc. Am. 35, 1626-1632 (1963).

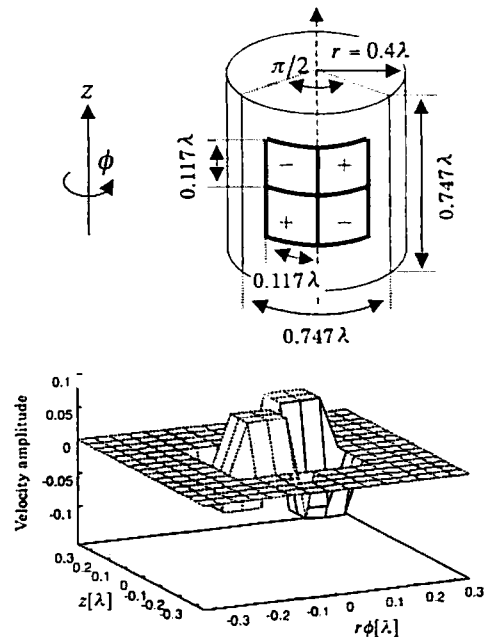


Fig. 3. Normal velocity of 2×2 transducer array on a cylinder shell.

手島哲郎 横山智樹 長谷川秋雄 (防衛大・応物)

1. はじめに

従来の船舶用ソナーは、素子間の相互干渉による振動速度変動を考慮せずに、振動速度が一定であるとして設計されてきた。しかしそのようにして設計されたソナーでは、実際の放射パワーが設計時に計算した放射パワーと一致しないことがあった。これは素子間の相互放射インピーダンスによって音源素子の振動速度が変動し、それによって放射パワーが変動するためである。

本研究ではフェーズドアレイ音源の素子間の相互干渉が、各素子の振動速度や放射パワーに与える影響を数値計算および実験により解析した。素子間の相互放射インピーダンスの影響による振動速度の変動を数値計算より求め、さらに実用音源を用いて配列音源を構成し、複素放射パワーを測定して計算値と比較した。以上よりソナー設計の際には相互放射インピーダンスによる速度変動を考慮する必要があることを検証した。

2. 音源間の干渉による振動速度の変動

フェーズドアレイ音源素子間の相互放射インピーダンスによる振動速度変動を、数値計算より解析する。図1のように(4,1)モードおよび(2,2)モード配列音源を構成した。各素子の駆動電圧の振幅は同じで、位相 ϕ を図1の通りシフトさせフェーズドアレイとした。

素子の中心間隔を d 、共振周波数 f_0 での波数を k とすると、 $kd = 0.60\pi$ となる。共振周波数 f_0 において各音源素子の駆動電圧位相を変化させたときの、各素子の振動速度振幅変化および振動速度位相変化を図2、3に示す。図2は(4,1)モード、図3は(2,2)モードである。各図とも、横軸は駆動電圧位相 ϕ ($0^\circ \leq \phi \leq 180^\circ$)、縦軸は

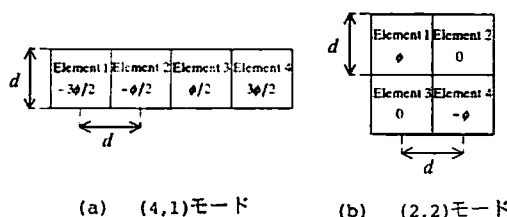


図1 配列音源

各図(a)では規格化した振動速度振幅、各図(b)では振動速度位相である。素子間の相互放射インピーダンスの影響により、各素子の振動速度振幅が位相 ϕ の値に対して変動し、振動速度位相も駆動電圧位相に一致していない。

図3では素子2と素子3が一致した特性を示す。

3. 実用音源による放射パワーの測定

実用音源を用いて、図1に示した(4,1)モードおよび(2,2)モード配列音源を製作し、複素放射パワーの測定を行った。その結果を図4、5に示す。各図(a)は放射パワー、(b)は無効放射パワーである。横軸は駆動電圧位相 ϕ 、縦軸は規格化した放射パワーである。ここでは放射パワーの測定値(図4、5では①)、音源素子の振動速度変動を考慮しないで計算した放射パワー(同②)、音源素子の振動速度変動を考慮して計算した放射パワー(同③)を比較している。各図(a)の放射パワーは、速度変動を考慮しない放射パワーが最も大きな変動を示しており、測定値が最も変動が小さい。実験では音源間の相互干渉によって振動速度が変動し、放射パワーに影響を与えるため、測定値は速度変動を考慮した放射パワーに近い傾向を示すはずだが、図4(a)の $0^\circ \leq \phi \leq 90^\circ$ を除いて、厳密には一致しない。しかし全体の傾向として、放射パワーが均一化する傾向は同じであり、明らかに測定値は速度変動を考慮した計算値に近い傾向を示している。一方、各図(b)の無効放射パワーでは各図(a)に比べて測定値が速度変動を考慮した計算値に近い値で推移していることがわかる。

また、測定値と計算値の不一致の原因として、振動面の不均一による影響および、各音源素子の共振周波数と振動速度の不一致による影響が考えられる。

以上から、実験における複素放射パワーの測定値は、相互放射インピーダンスの影響による振動速度変動を考慮しない計算値よりも、振動速度変動の影響を考慮した計算値に近い値をとることがわかった。これより、音源素子間の相互放射インピーダンスによって素子の振動速度と放射パワーが変動することが確認され、ソナーを設計する際には相互放射インピーダンスによる音源素子の振動速度変動を考慮する必要があることが検証された。

* Measurements of complex radiation power of an acoustic phased array transducer with velocity changes.

By T.Teshima, T.Yokoyama and A.Hasegawa (Dept. of Applied Physics, National Defense Academy)

4.まとめ

配列音源における相互干渉の影響を振動速度と複素放射パワーについて解析した。相互放射インピーダンスの影響により振動速度が変動していることを明らかにした。また、振動速度変動を考慮した放射パワーの計算値は実験における測定値とその傾向が一致していた。以上からゾナー設計の際には相互放射インピーダンスによる振

動速度変動を考慮する必要があることが検証できた。

参考文献

- 1) T.Yokoyama et.al., "Effects of mutual interactions on a phased transducer array." Jpn.J.Appl.Phys.37, 3166-3171(1998).
- 2) 邊見 他, "実用配列音源における相互干渉の解析とNAHを用いた測定," 信学技報 US97-39,13-20(1997).

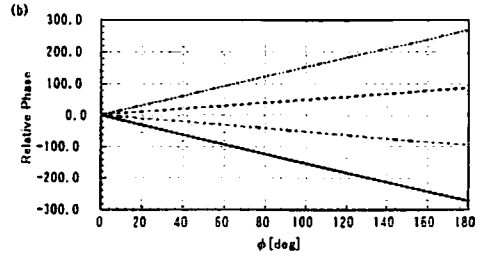
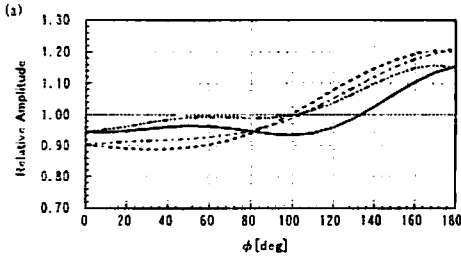


図2 (4,1)モード配列音源の振動速度 (a)振幅特性 (b)位相特性

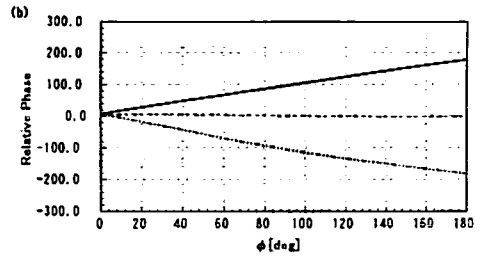
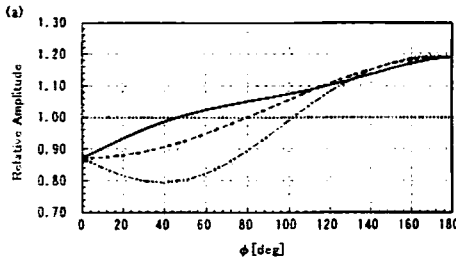


図3 (2,2)モード配列音源の振動速度 (a)振幅特性 (b)位相特性

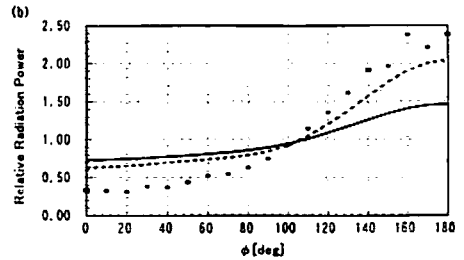
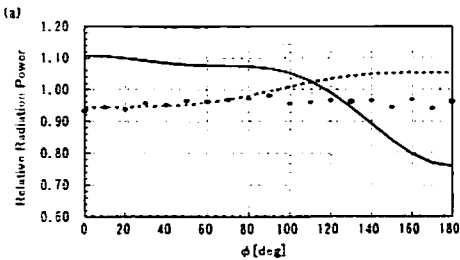


図4 (4,1)モード配列音源放射パワー (a)放射パワー (b)無効放射パワー

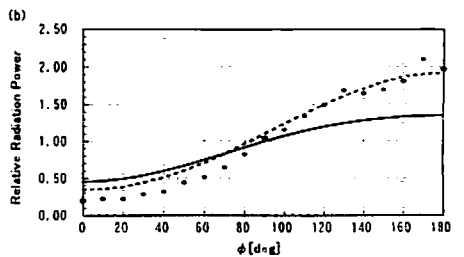
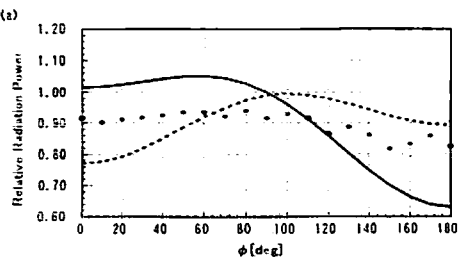


図5 (2,2)モード配列音源放射パワー (a)放射パワー (b)無効放射パワー

1 はじめに

長距離伝搬音波を利用して海洋の構造を計測しようとする場合、さまざまな経路を通して伝搬する伝搬音波の変動特性を把握することは、計測方法、送受波器配置、音波伝搬時間の計測誤差などを考えるうえで重要である。本報告では、海洋科学技術センターが1996年に実施した西太平洋熱帯赤道域トモグラフィー観測実験で得られた音波伝搬データを用い、伝搬音波の変動特性について検討を加えた結果について述べる。

2 変動の評価

海洋科学技術センターが1996年に実施した西太平洋熱帯赤道域トモグラフィー観測実験で得られたデータを用いた¹⁾。図1に実験海域をしめす。送波は200Hzの10次M系列信号が主に用いられ、S1, S2から送波された音波がRで受波された。

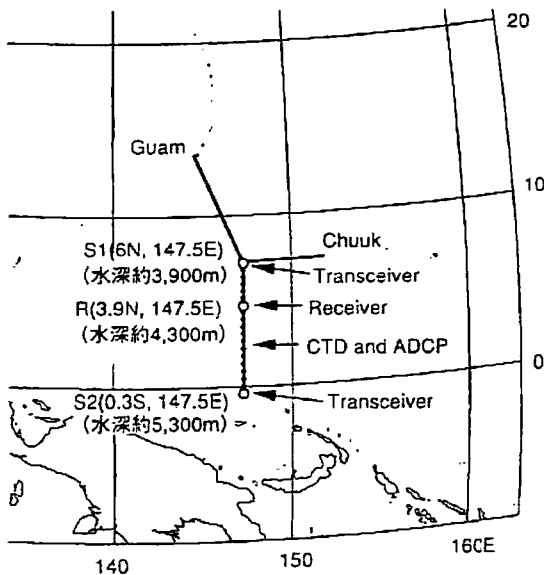


図1: 実験海域

受波信号を相関処理して得られた処理波形 $s(t)$ から振幅 $a(t)$ と位相 $p(t)$ を求める。

$$s(t) = a(t) \sin(\omega t + p(t)) \quad (1)$$

処理波形とその振幅、位相データの一例を図2に示す。位相データも含めて詳細に観察するとごく弱い受波やピーク中に含まれている複数の経路が識別できる。

この振幅、位相データの時間的変動を検討することで各経路の特性や、送受波器の位置変動による音響信号への影響を評価できる。

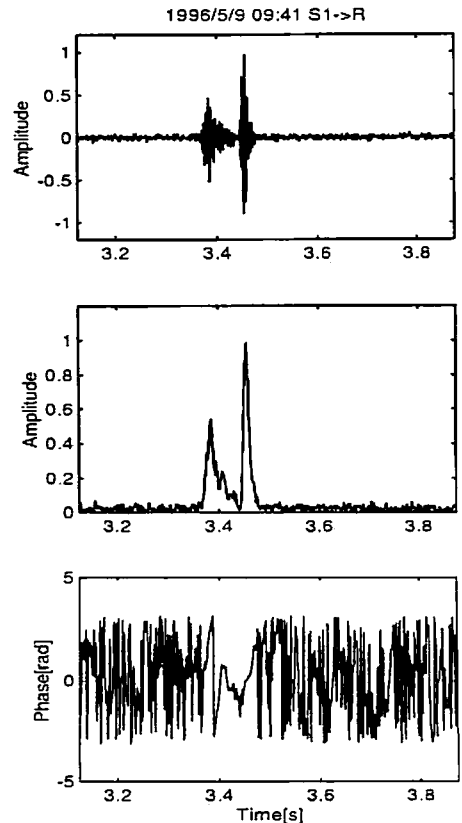


図2: 相関処理後のM系列波形と振幅・位相

*Estimation of the stability of acoustic multipath in long range propagation. by Hiroyuki Hachiya(Chiba University), Toshiaki Nakamura and Iwao Nakano(JAMSTEC)

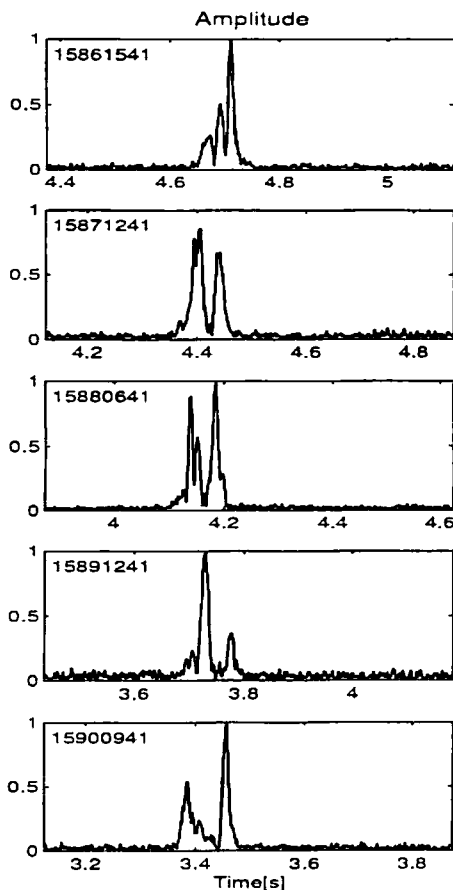


図 3: 相関波形の振幅の時間変化(5日間)

3 伝搬経路の時間変化

図 3 と図 4 に 1996/ 5/5 から 1996/ 5/9 の代表的な受波波形の振幅と位相の変化を示す。M 系列信号は 10 次 2 波のものを用いており、処理後の一つの経路に対応するパルスの継続時間は 20ms 程度である。経路により振幅、位相のパターンが変化しており、これらのデータは、音波の同定、海洋変動情報の抽出に有効である。西太平洋赤道海域では、音速極小層の幅が広いため、伝搬音波がこの層内に集中して経路の異なる音波の識別を困難にしているが、振幅と位相の情報を組み合わせるとひとつのピークの中の構造も観測できる。これらの計測結果から、数十秒間には伝搬信号の大きな変化は観測されないが 3 時間程度の間隔ではかなり大きな変化があることがわかった。

図 5 は最大ピークの位相が M 系列 5 周期 (51.15s) の間にどれだけ変化したかを示した

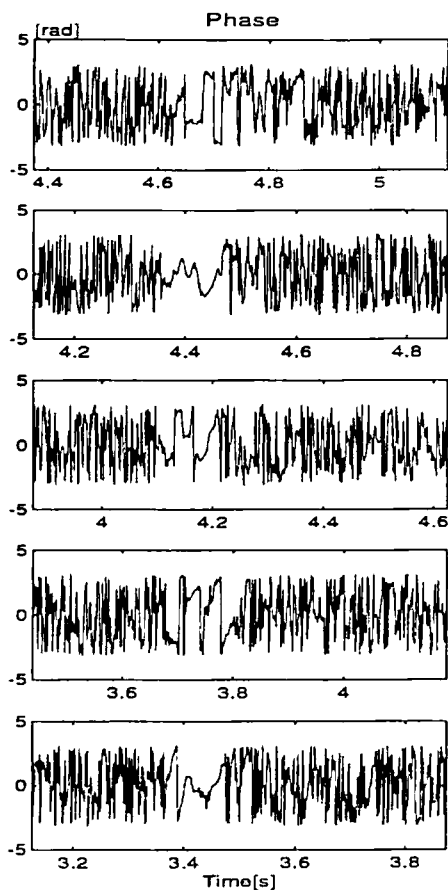


図 4: 相関波形の位相の時間変化(5日間)

ものである。位相は 1 分間の間に 0.1rad 程度しか変化しておらずこれは時間に換算すると 0.1ms 程度で、精密な時間変動測定が可能なことを示している。

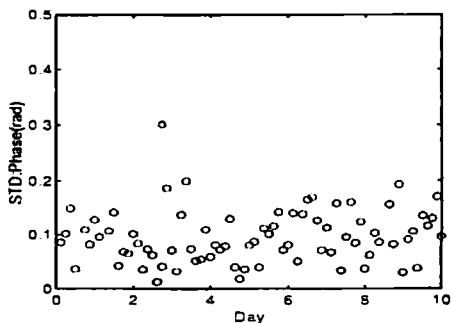


図 5: 相関波形の位相変化

References

- 1) 袁 他:海音学会講論集, 31 (1997)
- 2) 前島 他:海音学会講論集, 39 (1997)
- 3) 蜂屋 他:海音学会講論集, 45 (1998)
- 4) 蜂屋 他:信学技報 US98-40 (1998)

中村敏明、藤森英俊、中埜岩男（海洋科学技術センター）

1. はじめに

1997 年 7 月から同年 10 月にかけて、5 台のトランシーバからなる 200 Hz 海洋音響トモグラフィシステム¹⁾を用いて、黒潮主流域、再循環域を含む伊豆・小笠原海溝東方の約 1000km × 1000km の海域で、3 次元海洋音響トモグラフィ観測実験を行った。観測データは海面ブイから INMARSAT-C 通信衛星を経由して陸上に送られてくるため、リアルタイムでデータの解析することが可能である。本報告では、実験の概要、および得られた受波データの S/N 比について述べる。

2. 実験概要

1997 年 7 月、Fig.1 に示す伊豆・小笠原海溝東方の北緯 28.0°～36.2°、東経 143.5°～154.0°の 5 角形で囲まれる海域において、T1 から T5 までの 5 地点に、200 Hz トモグラフィトランシーバ 5 基を設置した。トランシーバ間の最大の対角長は約 1000km であり、設置深度は約 1100 m であった。また実験海域の平均水深は約 5500 m である。実験の目的は、システムの性能確認試験であり、黒潮の蛇行や暖水渦・冷水渦の生成等、この海域で顕著に見られる数 100 km スケールの中規模現象を観測対象とした。7 月 20 日に 6 時間毎の送波間隔で双方向伝搬実験を開始し、8 月には 3 時間毎の送波を行った。送波信号は 10 次 2 波の M 系列信号で、1 周期 10.23 秒である。これを 14 回繰り返して送波した。約 3 か月間設置した後、10 月 1 日にすべての機材を回収し、実験を終了した。

3. 受波データのヒストグラム

受波アレイの出力は、アレイに内蔵された固定ゲインアンプを通った後、耐圧容器内の電子回路部に入り、AGC アンプ、バンドパスフィルタ、受波ビームのサイドローブ抑圧のための

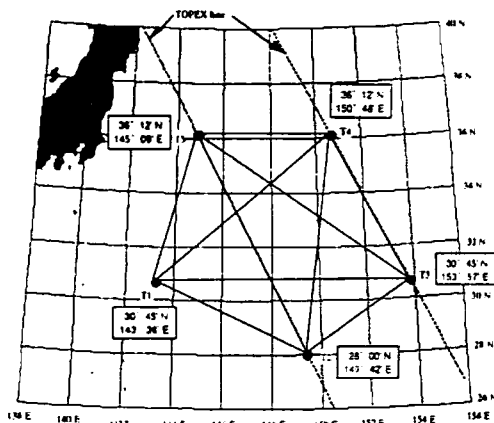


Fig.1 Experimental area east of the Izu-Ogasawara Trench using the five 200Hz tomography transceivers deployed at T1 to T5.

シェーディングアンプを通り、A/D 変換される。ハードディスクへの記録およびデータ伝送には、生波形を記録する R モード、ビームフォーミング後のデータを記録する B モード、ピークデータを記録する P モードの 3 つのモードがある。今回解析した B モードデータは 6.4kHz でサンプリングされ、同期加算、ビームフォーミングの後、1.6kHz サンプリングに落とされ、ハードディスクに記録される。システム回収後、ハードディスクから B モードデータを読みだし、相関処理を行ってパルス列に変換した。その一例として T5 で送波し、T3 で受波されたデータの時間変化を Fig.2 に示す。縦軸は伝搬時間を示す約 10 秒間の時間窓、横軸は 7 月 20 日から 9 月 20 日までの 2 か月間である。データが縦に揺らいでいるのは、主として T5 の係留系に揺らぎによる。

このデータから受波信号レベルのヒストグラムを求めた。Fig.3 にその一例を示す。ここに示したのは 1 回の受波データ、10 秒間、約 16000 点のデータで、縦軸は累積度数、横軸は受波レベル (dB) である。送波はすべて T5 で、受波がそれぞ

*On the signal to noise ratio of the 200 Hz ocean acoustic tomography system.

By Toshiaki Nakamura, Hidetoshi Fujimori and Iwao Nakano (JAMSTEC)

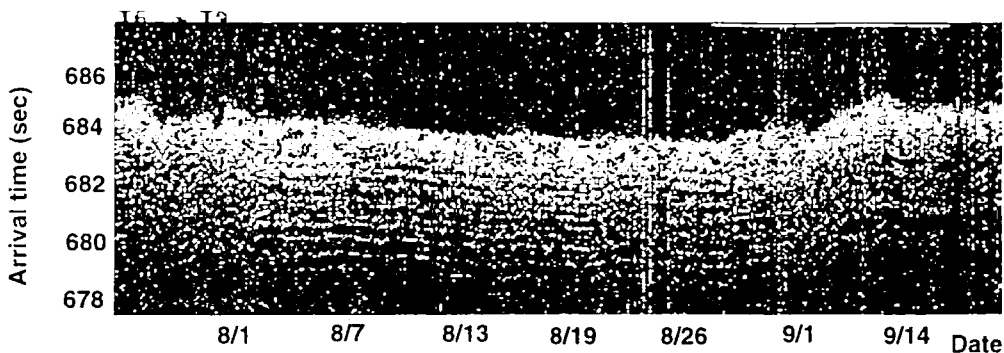


Fig.2 Arrival time variation of correlated B-mode data from T5 received by -10 degree beam at T3.

れ異なる。中央の大きなピークがノイズ、その左の小さな盛り上がりが信号に対応している。ノイズは40dB前後、信号は大体60dB前後に分布しており、最終的なS/N比は20dB前後であることがわかる。ただしここでのノイズレベルは相対値であるが、Rモードデータの解析からノイズレベルの絶対値は平均70dBであった。

4. おわりに

今回の海域における相関処理後の受波データの平均S/N比は約20dBであり、1000kmの音波伝

搬には十分なレベルであった。しかしながら生データには間欠的ではあるが大きなノイズがのっていることがわかった。T4や、特にT5は黒潮に翻弄され係留系が大きくゆらいでおり、係留系の振動が受波アレイに影響を与えている可能性があり、今後の検討課題である。

参考文献

1) T. Nakamura et al., "An ocean acoustic tomography system with a 200 Hz giant magnetostrictive source", Jpn. J. Appl. Phys. 37 (1998) 3172-3173.

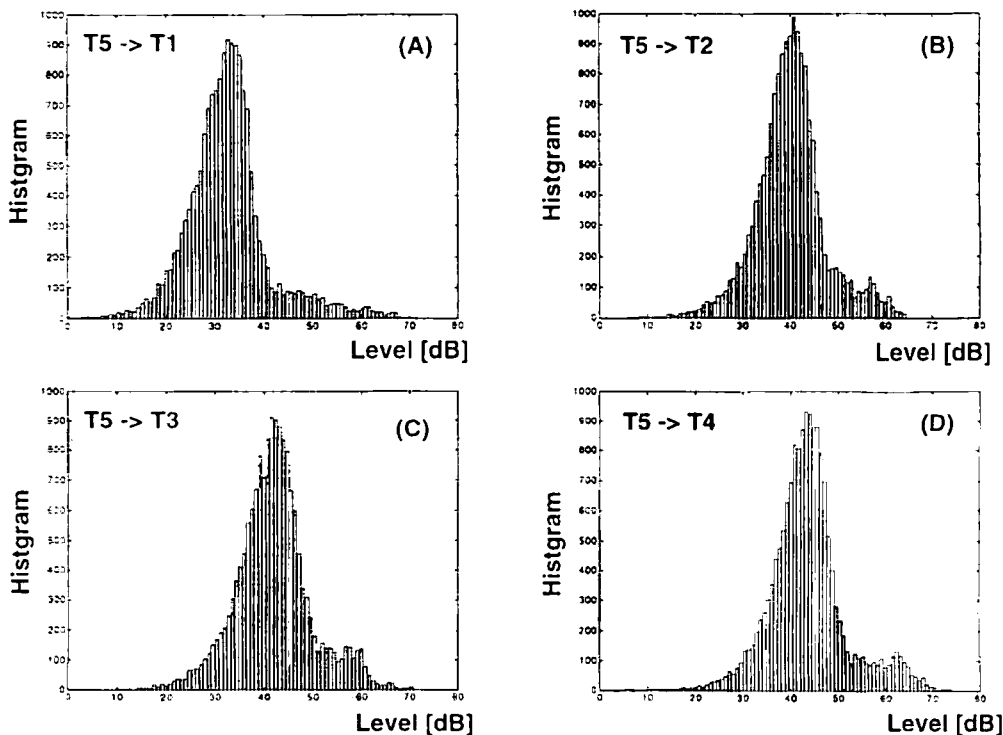


Fig.3 Examples of histogram of B-mode data from T5 received at T1(A), T2(B), T3(C) and T4(D).

1. はじめに

超音波診断装置の診断能向上のため、超音波プローブは高感度化と広帯域化が望まれている。超音波送受信素子にはジルコン・チタン酸鉛(PZT)圧電セラミックが多用されているが、圧電特性は約 20 年間あまり改善されていない。これに対し圧電単結晶 $\text{Pb}(\text{Zn}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3\text{-PbTiO}_3$ (亜鉛ニオブ酸鉛とチタン酸鉛の固溶体、以下 PZN-PT) は、これまでの圧電材料の中で最大の電気機械結合係数($k_{33}=92\%$)を有することが報告されている¹⁾。我々は PZN-PT を超音波プローブに適用すべく、育成とプローブ化を検討している^{2,3)}。今回、フラックス法で育成した PZN-PT による循環器用セクタプローブを試作し、画像評価を行ったので報告する。

2. PZN-PT の育成とプローブ試作

試作用プローブに必要な振動子の大きさは $15 \times 20\text{mm}$ 以上である。これを実現するため、従来 1°C/h だった坩堝の徐冷速度を 0.4°C/h と遅くした。さらに坩堝底部を局所冷却することにより、内包物の低減された Fig.1 に示す約 40mm 大の結晶が得られた。

表 1 に T96(東芝セラミックス社製 PZT5A 相当圧電セラミック)との誘電・圧電特性の比較を示す。アレイプローブの振動子形状である短冊状 PZN-PT の結合係数 k_{33} が T96 に比べて極めて大きく、圧電セラミックでは報告例がない。PZN-PT 振動子に形成した電極は、プローブ試作において、はんだ付けによるリード引出しを可能にするため、スパッタリングにより Ti/Cu/Au の 3 層電極を $0.05/1/0.2 \mu\text{m}$ の厚さで形成した。

プローブ試作(96 素子、 0.2mm ピッチ)では、アレイ加工時に PZN-PT にクラックやチップングが発生するのを防止するため、切断速度を従来のセラミック型の $1/2$ 以下と遅くし、ブレードも化合物半導体等に用いられるダイヤモンド粒度 $3 \mu\text{m}$ 以下で、かつソフトボンドタイプに変更した。比較用として現行セラミックによる中心周波数 3.75MHz と 2.5MHz のプローブも試作した。PZN-PT 型の中心周波数はシミュレーションにより両セラミック型に挟まれる 3.5MHz とした。

3. パルスエコー特性

駆動パルスは 5MHz 矩形 1 波で 3 種類のプローブとも同一電圧で駆動した。水中 6cm に設置したアクリル板からのエコーを全素子加算した結果を Fig.2 に示す。セラミック型の 2 種はほぼ同一振幅であるのに対し、PZN-PT 型は約 6dB 高感度になった。Fig.3 にこれらの周波数スペクトラムを示す。中心周波数は PZN-PT 型が 3.45MHz 、セラミック型は各々 3.96MHz 、 2.61MHz となり、ほぼ設計通りになった。 -6dB の比帯域は PZN-PT 型が約 81% でセラミック型の 55% 、 51% を大きく上回り、PZN-PT 型が両セラミック型を包含する結果となった。2 種類のセラミック型プローブの性能を 1 本で満足する高感度、広帯域特性は、PZN-PT の高電気機械結合係数と低音響インピーダンスに因る。

4. 画像特性

超音波診断装置(東芝製 SSA-380A)に搭載し、セラミック型と比較した。Fig.4 にドブラ感度の違いが分か

A phased array ultrasonic probe using $\text{Pb}(\text{Zn}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3\text{-PbTiO}_3$ single crystal. S. Saitoh, T. Takeuchi*, T. Kobayashi, S. Shimanuki, K. Harada and Y. Yamashita (R & D Center, Toshiba Corp., *Nasu Works, Toshiba Corp.)

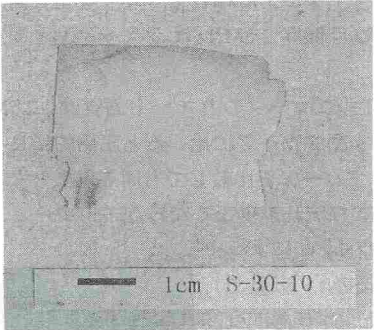


Fig.1 PZN-PT の(100)ウェハ

表 1 PZN-PT と T96 の誘電・圧電特性

	PZN-PT	T96
比誘電率 $\epsilon_{33}^T / \epsilon_0$	~3000	2000
誘電損失 $\tan \delta$ [%]	1.4	2.0
電気機械結合係数 k_t [%]	55	51
k_{33} [%]	84	68
音響インピーダンス Z_t [$\times 10^6 \text{kg/m}^2\text{s}$]	33	34
Z_{33} [$\times 10^6 \text{kg/m}^2\text{s}$]	22	30

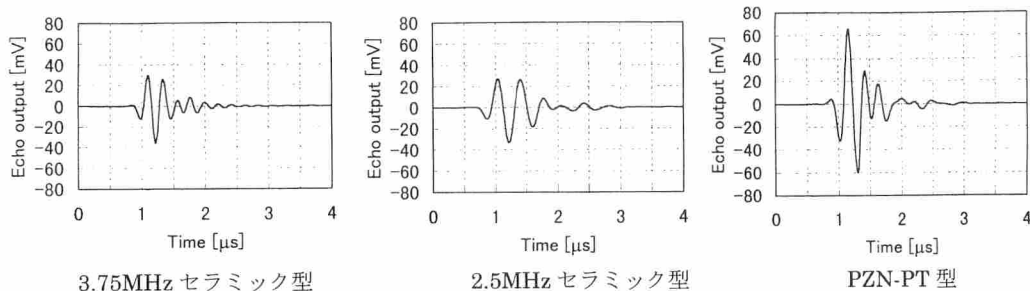


Fig.2 エコー波形の比較

り易いように画像が明瞭に描出できにくい被験者の心臓長軸像を示す。PZN-PT 型プローブの駆動条件は B モード像が 3.75MHz セラミック型と同じに、カラードブラ像は 2.5MHz セラミック型と同じにした。

PZN-PT 型プローブの B モード画質は、2.5MHz セラミック型プローブに比べると圧倒的に良く、3.75MHz プローブと比較しても同等以上となり、特に深部の横流れが少なくなった。

これは PZN-PT 型プローブの高 S/N の効果である。またドプラ感度は肺静脈流の見え方で比較すると、PZN-PT 型プローブとセラミック型 2.5MHz プローブはほぼ同等で、セラミック型 3.75MHz プローブより大きく上回った。これは Fig.3 の周波数スペクトラムが反映された結果といえる。

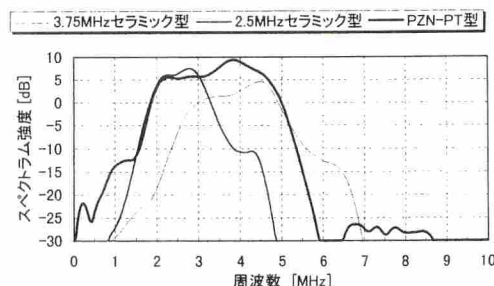
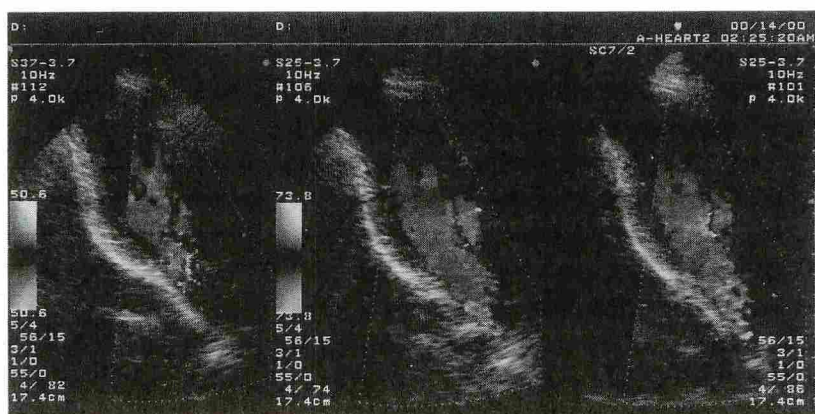


Fig.3 周波数スペクトラムの比較



3.75MHz セラミック型 2.5MHz セラミック型 PZN-PT 型

Fig.4 心臓長軸像の比較

5. まとめ

高結合係数の圧電単結晶 PZN-PT を用いて循環器用アレイプローブを試作し、以下の知見を得た。

- 1) 徐冷速度を低下させたことにより、循環器用に適用できる $15 \times 20\text{mm}$ 以上の PZN-PT 振動子が得られた。
- 2) 電極を Ti/Cu/Au とすることにより、信頼性の高いはんだ付けでリード引出しが可能になった。
- 3) 中心周波数 3.5MHz のプローブを試作することで、3.75MHz と 2.5MHz セラミック型プローブに比べ、6dB の感度向上、帯域は両セラミックプローブを包含する広帯域特性になった。
- 4) B モード画質はセラミック型 3.75MHz プローブと同等以上で、特に深部の横流れが少なかった。
- 5) ドプラ感度はセラミック型 2.5MHz プローブとほぼ同等であった。

以上より、PZN-PT 型プローブはセラミック型 3.75MHz と 2.5MHz プローブの性能を 1 本で併せ持つ高感度・広帯域特性を示した。今後は実用化に向け、育成技術とプローブ化技術の確立を目指す。

参考文献 1) J. Kuwata et al.: Jpn. J. Appl. Phys., Vol.21, No.9, pp.1298-1302(1982), 2) 小林, 他: 第 15 回強誘電体応用会議, 28-P-1(1998), 3) S. Saitoh et al.: SPIE Medical Imaging 1998 Proc., Vol.3341, pp. 264-271(1998)

生体に音響特性が近似した高分子材料 とファントムへの応用

近 藤 敏 郎、加 藤 賢 一

(徳島文理大学 工学部)

1. はじめに

医用超音波診断装置の性能を評価するために、被検体として生体に近似させたファントムを用いて種々の検査が実施されている。このファントムを用いた検査法は、(1)メーカーにおける性能の確認、(2)医療機関における装置の管理、(3)国際規格等に基づく性能の保証などにおいて、最も有用な方法とされている。この検査法は、高度な技術を要せずに短時間で場所と時に関係しない普遍的なデータが得られる利点がある。そのため種々のファントムが、提案されてきた。^{1)~3)} これらファントムには、いずれも寒天など水を含むゲルが用いられている。このようなハイドロゲルをファントムの素材に用いると、通常その特性の経時変化は大きく、いずれ使用に耐えられなくなる。このような問題点を解決するため、音速が生体に近く、且つ吸水性の無い高分子材料を探索した。

医用超音波診断装置の性能を評価するためのファントムにおいては、音速、音響インピーダンス、減衰、後方散乱係数等が生体に近似している必要がある。そのために基材に粉体を分散させることが行われている^{1), 2)}。ここで再現性の良い特性を得るためには、上記の粉体として形状、粒径が制御されたものが望ましい。

今回は、ファントムを作成するために選んだ高分子材料、これに分散させる粉体について述べる。

2. 音速の測定と検討

生体より音速の小さい高分子材料を見出すため、比較的弾性率の小さい材料データを収集して、逐次それらの音速を測定した。図1. に音速の測定系を示す。シングアラウンド方式による測定器により超音波がサンプルを伝播する時間を測定した。ここで受信信号の検出に際し、多重エコーおよび送波信号の誘導ノイズ影響を避けるため図1. に示すように、一定厚さの亚克力板でサンプルを挟む構成にしてある。サンプルの厚みは、測定系に備えられている電子マイクロメータにて亚克力板の厚みを含めて測定し、亚克力板の厚みを減ずることにより求めた。これにより超音波の伝播時間の実測時における厚みを与えられる。また受信信号は、図2. に示したようにレンジゲートにより受信信号のみ検出するようにしてある。

測定したサンプルで有望なファントム材の測定値を表1. に示す。これら高分子材中に

Toshio Kondo and Kenichi Kato

Faculty of Engineering Tokushima Bunri University

分散させるに適した粉体について検討してきた。これらの音速と密度は、比較的大きいため、基材となる高分子の音速は小さいものが望まれる。

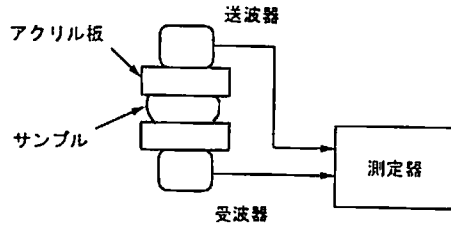


図1. 音速測定システム

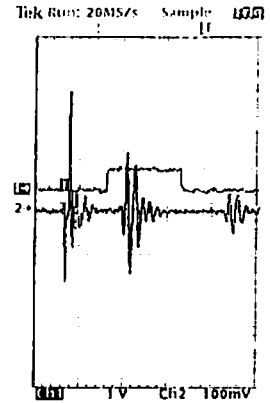


図2. レンジゲートと受信信号の波形

3. まとめ

医用超音波診断装置の性能を評価するためのファントムに適した高分子材料について検討し、より優れた特性の材料を提示できた。

表1. Phantom 用高分子材料の音速度

材料名	商品名 (メーカー)	音速 (m/s)	密度 (10^3kg/m^3)	音響インピーダンス (Mrayls)
エポキシ	STYCAST1365-0 (GRACE)	1550	0.99	1.54
エポキシ	STYCAST1365-12 (GRACE)	2642	1.00	2.64
エポキシ	STYCAST1365-25 (GRACE)	3404	1.01	3.44
ウレタン	UREOL1 (CHIBA)	1516	1.1	1.67
ウレタン	UREOL2 (CHIBA)	1579	1.1	1.74
ウレタン	UREOL4 (CHIBA)	1460	1.1	1.61
ウレタン	UREOL5 (CHIBA)	1464	1.1	1.61
ポリエチレン系ゲル	MC04 (COSMO)	1349	0.85	1.14

$T_s=27^\circ\text{C}$

文献

- 1) M.M.Burlew et al.: A New Ultrasound Tissue Equivalent Material, Radiation Physics, Vol.134, 517-520, Feb. 1980
- 2) E. L. Madsen, J. A. Zagzebski and G. R. Frank: OIL-IN-GELATIN DISPERSION FOR AS ULTRASONOCALLY TISSUE-MIMICKING MATERIALS, Ultrasound in Med. & Biol., Vol.8, No.3, 277-289, 1982
- 3) N. L. Bush and C. R. Hill: GELATIN-ALGINATE COMPLEX GEL: ACOUSTICALLY TISSUE-EQUIVALENT MATERIAL: Ultrasound Med. & Bio. Vol.9, no.5, 479-483, 1983
- 4) P. R. Hoskin, S. B. Sherrieff and J. A. Evans: Testing of Doppler Ultrasound Equipment, THE INSTITUTE OF PHYSICAL SCIENCES IN MEDICINE, York, United Kingdom. 1994
- 5) PROJECT FUNDED BY THE EUROPEAN COMMUNITY UNDER THE STANDARDS, MEASUREMENT AND TESTING PROGRAM: Validation of a flow Doppler test object for Diagnostic ultrasound scanners, Jan. 1997
- 5) S. Lees and C. L. Davidoson: Ultrasonic Measurement of Some Mineral Filled Plastics, IEEE Trans. Sonics Ultrasonics, Vol.SU-24, 222-225, 1977
- 6) J. Busby and E. G. Richardson: The Propagation of Ultrasonics in Suspensions of Particles in a Liquid, Proc. Phys. Soc. LXIX. 2-B, 193-202, 1955

8) 上田, 森: 球状粒子懸濁液の後方散乱係数と減衰係数, 日超医, 53P-6, 1988

浅羽 弘崇 大平 悦三 増澤 信義 井出 正男 (武蔵工業大学)

1. はじめに

従来、骨は超音波診断が困難とされており、研究が遅れている組織であったが、近年、その超音波による映像化や、骨粗鬆症の診断などが盛んに行われるようになって来た。^{1)~3)}しかし、骨は超音波減衰が大きいことや音響インピーダンスが周囲の軟部組織と比較し非常に大きく異なるために界面の反射によって、骨の内部に超音波が入射し難いなど、超音波診断の研究がよりいっそう望まれる組織である。本研究はこの骨に対する診断の基礎的研究に役立てる骨に近似した音響的性質を有するファントムの開発を目的としている。

今回、漆喰を用いてファントムを試作したところ、構造が人骨に類似する牛の大腿骨の海綿骨と、音速及び減衰特性が比較的近似したものが得られたので、その結果について報告する。

2. ファントム

海綿骨は網目状の骨梁とその間を満たす骨髓から構成されている。本実験で試作したファントムは、海綿骨に近似した音響特性を得るため、骨の主成分であるCaを元素に持つ消石灰に植物性接着剤(CMC)を加えたものに、網目状の構造を表現する plaster として麻の繊維を細かく切ったものを加えた漆喰を使用した。

ファントムの基本的製作手順を Fig.1 に示した。消石灰及び plaster を均等に混ぜ合わせたものを1日脱気槽において十分脱泡し、恒温槽にて十分乾燥させ固めた後に、ファントム内部に脱気水を飽和させる。ファントムにおける消石灰と plaster の比率は、(消石灰+接着剤)+plaster の重量を 100 %とし、濃度は plaster の weight%(以下%)で示している。測定にあたっては、この濃度を変えることにより、音速及び減衰量の変化を測定した。

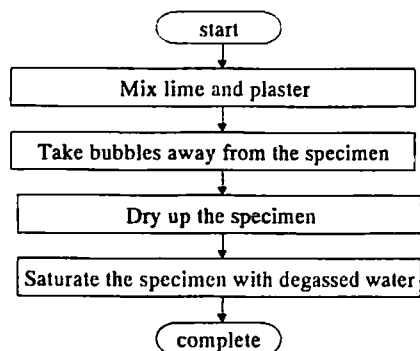


Fig.1 Manufacturing method of phantom

3. 測定装置の構成

Fig.2 は本測定装置の概略図を示したものである。

ファンクションジェネレータと平面型トランスデューサを用いて、超音波を脱気水を満たした水槽内のファントムに照射する。その音速及び減衰量を測定するため、観測データをパーソナルコンピュータに取りこみ測定を行う。なお水槽は恒温槽であり、温度を測定温度の $\pm 0.3^{\circ}\text{C}$ に保てるようにした。

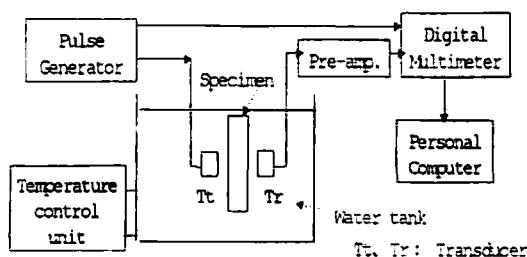


Fig.2 Schematic diagram of measurement system

4. 結果と考察

測定において、恒温槽の温度をそれぞれ 25, 30, 35, 40 °C と変化させ、温度に対する音速及び減衰量の変化を周波数 1~10 MHz の範囲で観測を行った。

Fig.3 は温度に対する音速の測定結果を示している。図より、今回の用いた牛の海綿骨の音速は 2360~2390 m/s であり、試作したファントムは、2310~2350 m/s と海綿骨の音速に近い音速が得られた。やや低い値であるが plaster の構成と濃度を変えることにより、海綿骨と同様の音速が得られることが可能であると思われる。

Fig.4 は、1 MHz における減衰量の温度変化、Fig.5 は 35 °C における減衰量の周波数による変化を示したものである。Fig.4 及び Fig.5 から、減衰量の変化は牛の海綿骨とファントムは、ほぼ同様な特性を示していることが分かる。特に plaster が 30 % において、その減衰量は、牛の海綿骨に最も近いものとなっていることがわかる。また、plaster が 40 % の時、減衰が小さくなっているが、これは接着剤の量が少なくなると、ファントムの強度が低下するため、ファントムの内部が流出してしまい、密度が低下したためだと思われる。よって、接着剤を工夫することで plaster の濃度が調節でき、減衰量の制御が可能である。

5. むすび

骨の近似ファントムを開発するするため

に、今回は人骨に近い牛の海綿骨と同様の音速及び減衰特性を得られる、漆喰によるファントムの

製作を試みた。その結果、牛海綿骨とほぼ同様な特性を持つファントムを製作することができた。また、減衰量に関しては接着剤及び plaster を工夫することにより海綿骨に近似した減衰量が得られると考えられる。今後の課題としては、ファントムの製作法の確立、強度の確保、診断装置における映像化について検討していきたい。

参考文献

- 1) 入江喬介、大平悦三、井出正男、伊東紘一、長井裕：骨内組織からの超音波反射エコーの検出、日本音響学会講演論文集 (1997.9) pp1027-1028
- 2) 細川篤、大谷隆彦、須崎琢而、久保郷臣、高井信朗：海綿骨中の音波伝搬—骨梁の構造に関する検討—、日本音響学会講演論文集 (1996.8) pp1011-1012
- 3) 北村清孝、潘海濤、上羽貞行、木村茂郎、大友直樹：超音波散乱特性を利用した骨粗鬆症の診断方法に関する研究、第 16 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 (1995) pp251-252

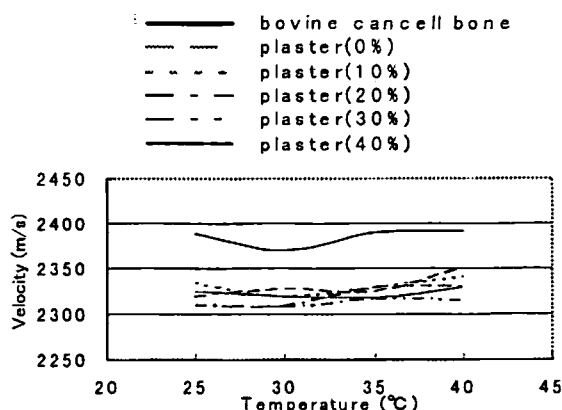


Fig.3 Velocity for bovine cancellous bone and plaster at different temperature

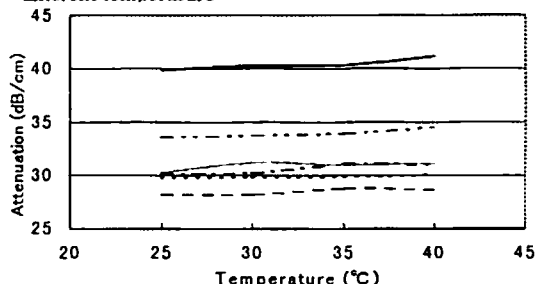


Fig.4 Attenuation for bovine cancellous bone and plaster at different temperature

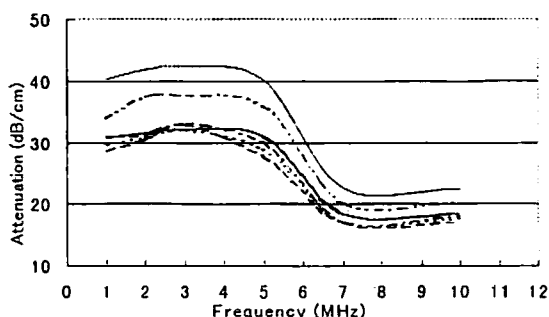


Fig.5 Attenuation for bovine cancellous bone and plaster at different frequency

骨内組織からの超音波反射エコー検出の基礎研究

入江喬介 大平悦三 井出正男 (武蔵工業大学)
伊東紘一 (自治医科大学) 長井裕 (日本光電)

1. はじめに

超音波を用いて骨内の組織からの反射情報を得て画像化することは困難とされてきた。その主要因としては、骨の表面での反射や散乱などの損失が大きいこと、また、骨内での減衰が大きいことなどが挙げられる。前回、我々は、骨を主対象とした送受信システムおよびコンピュータによる画像処理システムを試作し、人の骨(標本)と豚の骨をサンプルとして透過法を用いて実験を行った。手法としては、振動子による送信と、ハイドロフォンによる受信システムにより出力波形を測定した。その結果、超音波が骨を透過することを確認し、骨内の画像を表示するためのフィジビリティスタディを行っている。¹⁾

今回の実験で、より客観的な測定情報を得るために、反射法による測定を行い、有用な結果が得られたので報告する。

2. 実験方法

今回のフィジビリティスタディの目的は、骨内の情報を画像化するために、十分な反射信号として振動子に受信されることを確認することである。

実験としては、まず、基準反射体からの反射エコーを測定し基準エコーレベルとした。これは、減衰物がない状態の受信信号強度を指す。次に、振動子と基準反射体の間に骨のサンプルを挿入した場合の反射エコーレベルを測定し、基準エコーレベルと比較した。

図1に本実験システムを示す。

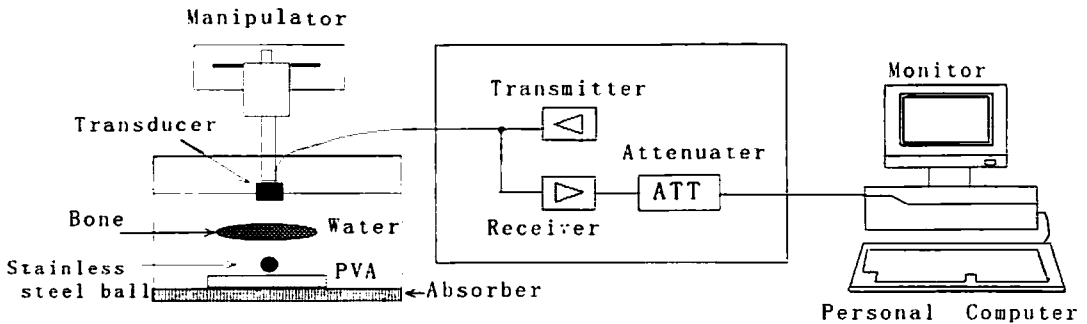


図1 実験システム

図に示すように、周波数 5 MHz、10 mmφの円形振動子 (Transducer) を水槽内に固定し、その

A Fundamental Study of Information from Inside of Bone

Takasuke Irie, Etsuzo Ohdaira and Masao Ide (Musashi Institute of Technology)

Kouichi Itoh (Jichi Medical School), Hiroshi Nagai (Nihon Kohden Corp)

音線上に基準反射体（図は鋼球の場合を示す）としての、直径0.5mmφの鋼球と直径8mmφの円形鏡面反射体をPVA（ポリビニルアルコール）上に固定した。この状態で最大反射エコーが得られるようにマニピレータにより振動子の位置を調整する。

実験は水温が25±0.2℃の脱気水中で行い、回路中のアッテネータ（ATT）を用いてサンプル挿入時の減衰量を測定した。なお、ATT（減衰量最大80dB）の出力信号を比較信号としている。

基準反射体として鋼球を用いたのは仮想音源をほぼ点音源と考えることが可能であるからである。また、円形鏡面体を用いたのは、反射体を仮想音源とした場合、仮想音源の面積がサンプルの幅を上回り、不要信号までもが受信することのないよう、必要かつ十分な面積を維持するためである。

今回のサンプルは、豚の骨を使用した。また、同一の骨から切り出したままの緻密骨と骨髓がある状態のものをNormal骨とし、緻密骨のみと骨髓のみの3つに分けて測定を行った。なお、サンプルは切断、加工した部分から水の進入や内部組織の流出を防止するために、厚さ約25μmのラップ膜で覆っている。また、サンプルの厚さの測定は、ノギス及びマイクロメータで行った。

3. 結果

基準反射体として、鋼球および円形鏡面体を用いたときのそれぞれのサンプルの減衰の測定結果を表1に示す。この結果より、Normal骨の減衰量は、鋼球と円形鏡面体を問わず、ほぼ同じ値を示した。又、緻密骨においても、ほぼ同じ値になっている。

更に、図2に今回用いた豚の骨髓の厚さを変えたときの減衰量の測定結果を示す。

4. 考察

本実験により、表1の結果から、基準反射体としては鋼球でも円形鏡面体でも使用可能と判断される。

Normal骨の減衰測定より、厚さ6mmの骨の場合で、診断装置として画像化するには約70dB以上のダイナミックレンジがあれば可能と推定される。

また、図2の骨髓の測定結果に見られるように、厚さに対する減衰量はほぼ比例している。これらの測定結果により、全体的な骨の減衰量が推定できる。

5. まとめ

今回は、Normal骨と緻密骨、骨髓に分けて測定を行った結果、骨内での超音波の減衰が、より客観的に推定でき、実際に画像を得るための有効な結果を得た。

今後の課題としては、これらのデータを参考にして、実験システムの改良を行い、骨の画像化の検討を進めて行きたい。

表1 骨の減衰測定値

	Normal骨	緻密骨
厚み (mm)	4	6.5
鋼球 (dB)	50	70
円形鏡面体 (dB)	48	70

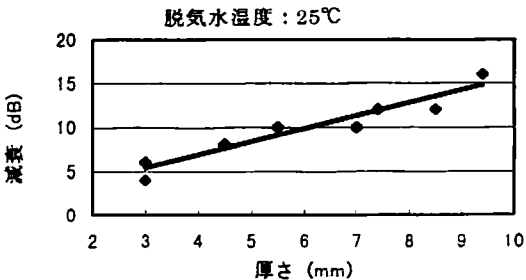


図2 骨髓の厚さに対する減衰測定値

参考文献

1) 入江喬介、大平悦三、井出正男、伊東統一、長井裕：骨内組織からの超音波反射エコーの検出、日本音響学会講演論文集、(1997.9) pp1027-1028

野口 泰明、河村 敏康、鞠古 賢、松本 藤彦 (防衛大・応物)
渡辺 宏太郎、柏木 英一 (防衛大・情報)

1. はじめに

生体信号は通常、非定常信号であり、多数の成分が複雑な変動をしている。従来、採用されてきたスペクトル解析は、非線形性が弱い場合は十分な精度での解析が可能であるが、非線形性が強い場合は線形の立場から解析することは無理があり、解析精度も落ちるし、重要なパラメータを見落とす危険がある。生体信号によく見られる時間とともに周波数に変化するような非定常信号に対し、時間一周波数 (TF) 解析が行われるようになった。特に、Cohen クラスの TF 分布 [1] は高い分解能を示すことから、最近、音声信号解析、生体信号解析等に多用され、強力な解析手法となっている。スペクトログラム (STFT: 短時間フーリエ変換) もこのクラスの一つである。STFT は分布が非負の条件を満たすが、時間一周波数の不確定性関係のために分解能が低い。Wigner 分布 (WD) は高い周波数分解能を持つが、分布が非負の条件を満たさない。しかも、WD は、分布関数が双線形構造をしているため、必然的に二つの周波数成分間に疑似成分 (クロス項) を生じる。そこで、このクロス項を減少させ、同時に望ましい性質を持った核関数が種々提案されてきた [1]。そのうち、代表的なものは、Choi-Williams 分布 (CWD) [2] であり、最近筆者らは新しい 8 の字核関数を提案し [3]、ドップラ信号が正弦波状に偏移する超音波信号の TF 解析に使い、高分解能で疑似成分の小さな TF 解析法を得た [4]。さらに、核関数に関する新しい設計法を考案した [5]。

本論文は、生体信号を高精度に時間一周波数解析することを目的として、新しい設計法を用いた核関数により、超音波非定常信号を TF 解析した。生体信号へ TF 解析を応用するための基礎実験として、生体計測によく用いられている超音波のドップラ信号を利用している。Cohen クラスの分布のうち、一般的な WD、CWD の 2 つの分布とともに、8 の字核関数を用いた TF 分布 (EFD: Eight Figure Distribution) [3], [4] と新しい核関数設計法を用いた TF 分布 (WNKD: Watanabe-Noguchi-Kashiwagi Distribution) [5] を比較した。その結果、クロス項が小さいといわれている CWD と比較しても、復元精度がよく、負の成分がより小さい TF 分布が得られた。

2. 新しい核関数の提案

(θ, τ) 平面上で、オート項は原点を通る通るように分布し、一方クロス項は原点から離れたところを通るように分布することが知られている。例えば、チャープ信号は原点を通る直線上に分布し、正弦波は τ 軸上に分布する。しかし、このような簡単な信号でなく、例えばドップラ効果により周波数が正負両側に複雑にシフトしているような信号の場合、主要部分は原点付近に扇形に分布することが予想される。

信号の周波数の 2 次及びそれより高次の微分項が 0 にならない場合、 $\Psi(\mu, \tau)$ (核関数 $\Phi(\theta, \tau)$ の θ に関するフーリエ逆変換) が (μ, τ) 平面上 τ 方向及び μ 方向の分布領域を広く取ることは、本来の周波数から偏移した周波数周波数成分の取り込みを増大させ、正確な TF 解析ができなくなる [5]。さらに、クロス項を低減し、かつ周波数偏移を押え、望ましい性質を満たした次の核関数 $\Psi_{\text{new}}(\mu, \tau)$ を提案した [5]。

$$\Psi_{\text{new}}(\mu, m) = e^{-\frac{m^2}{\sigma^2}} \cdot e^{-\frac{m^2 + d^2}{d^2 \sigma^2} \mu^2} \\ \sim \begin{cases} e^{-\frac{m^2}{\sigma^2}} \cdot e^{-\frac{\mu^2}{m^2}}, & |m| < d \\ e^{-\frac{m^2}{\sigma^2}} \cdot e^{-\frac{\mu^2}{d^2}}, & |m| > d \end{cases} \quad (\text{但し, } \Psi_{\text{new}}(0, 0) = 1, \Psi_{\text{new}}(\mu, 0) = 0 (\mu \neq 0))$$

3. 実験

オリーブオイルを満たしたオイルバスに直径 8 mm の鋼球を細い鋼材で吊るし、三角波形、正弦波形および矩形波形で運動させた。その運動軌道上に超音波のトランスデューサを置いた。送信周波数は 1 MHz で、80 μ sec のパルスで送信する。十分な大きさのドップラ信号を得るため、鋼球の振幅を調整した。受信波は送信波と直行検波した後、ノイズを落とすため 5 Hz のハイパスフィルタを通し、アンチエイリアシングフィルタとして 500 Hz のローパスフィルタを通し、1 KHz でサンプリングした。実験では、サンプル数 512、データ数 256 に取った。

Time-frequency analysis of nonlinear Doppler ultrasonic signals using a new design kernel.

Yasuaki Noguchi, Toshiyasu Kawamura, Ken Mariko, Fujihiko Matsumoto (Dept. Appl. Phys., National Defense Academy), Kohtaro Watanabe and Eiichi Kashiwagi (Dept. Computer Science, National Defense Academy)

4. 結果及び検討

我々は鋼球を三角波、正弦波および矩形波で運動させた。実際の駆動波形は粘性と駆動モータの精度によって元の波形とは違うものの非線形ドップラ信号は得られている。

図1、2、3、4に、正弦波で駆動したドップラー偏移のTF分布の等高線表示を示す。それぞれ、WD、CWD、EFD および WNKD である。直交検波のため、負の周波数が折り返されている。WD では疑似成分が大きいため、TF分布の正弦波的な変動はよく見えない。また、CWD は正弦波的な変動が WD より明確になるものの、弧の部分のはっきりしないし、疑似成分も大きい。一方、EFD でははっきりと正弦波的な変動が見える。WNKD は、EFD と同様であるが、シミュレーションではEFDより疑似成分が小さいことを確認している。

この結果、我々の提案した新しいWNKDはTF解析において高い分解能を持ち、疑似成分が小さいことが分かった。

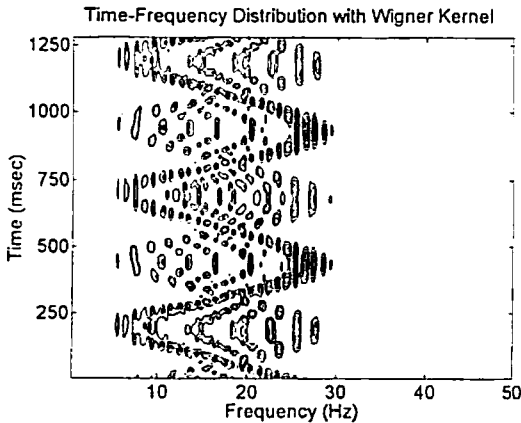


図1 Wigner 分布のTF解析

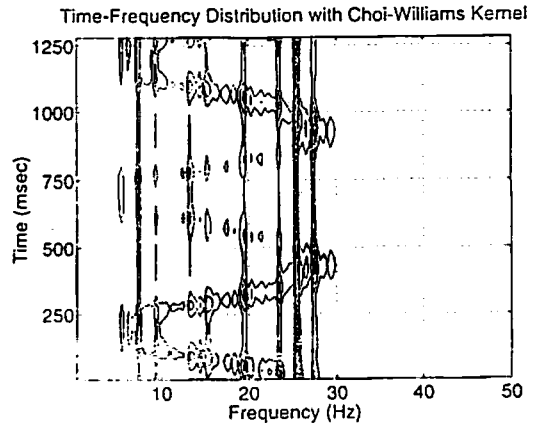


図2 Choi-Williams 分布のTF解析

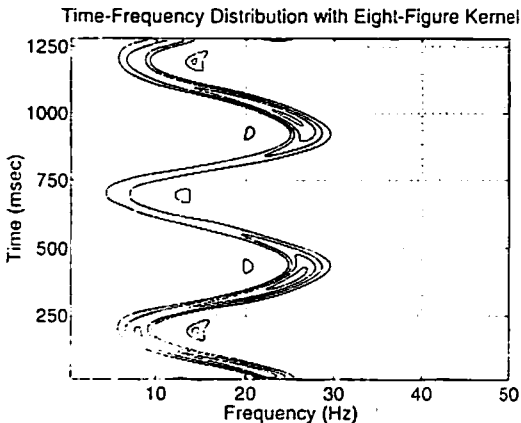


図3 EFD のTF分布

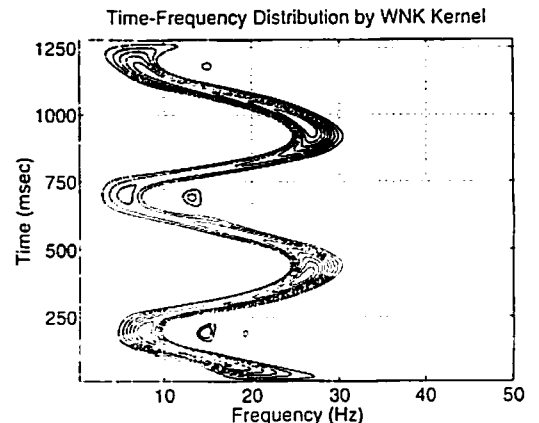


図4 新しく提案した核関数のTF分布

参考文献

- [1] L. Cohen, Proc. IEEE, vol. 77, no. 7, pp. 941-981 (1989).
- [2] H. Choi & W. J. Williams, IEEE Trans. Acoust. Speech, Signal Process., vol. 37, no. 6, pp. 862-871 (1989).
- [3] 柏木英一, 野口泰明, 渡辺宏太郎, 信学論 (A) Vol. J81-A, No. 6, pp. 907-915 (1998).
- [4] Y. noguchi et al., Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 37, No. 5B, pp. 3064-3067 (1998).
- [5] 渡辺宏太郎, 野口泰明, 柏木英一, 信学論 (A), 掲載決定

音響逆散乱問題における線形化近似誤差の一補償法
 —減衰と音速の定量画像再構成—
 山田 晃 (東京農工大)

1. まえがき 超音波回折トモグラフィ法は、透過型の超音波 CT 法の 1 つであり、物体周囲の音波の観測データを取得情報として、弱散乱近似のもとで線形化された音波の波動方程式の逆散乱解析によって音速と減衰率の定量画像を再現する。従来、弱散乱近似の制約のために、生体組織を対象とする音速や減衰率の広い対象範囲を十分にカバーできない問題があったが、音速画像については本研究グループの提案による後方伝搬リフト近似によってこの点が大きく改善できる見通しが得られた^{1), 2)}。一方、減衰画像については、物体の音速コントラストが大きい場合、音速変動に伴う弱散乱近似誤差が影響して、減衰画像の定量再現性能が劣化する問題があった³⁾。本研究では、順方向解析を用いた補正計算の導入により、生体軟組織をカバーする広い範囲を対象に音速画像ならびに減衰画像の両者について定量精度の良い画像を実現することを可能にした。

2. 従来の定量画像性能 回折トモグラフィ法は、物体の音速と減衰のコントラスト Δc , $\Delta \alpha$ が十分小さいとする弱散乱近似を前提にしている。音速画像 $c(x, y)$ ならびに減衰画像 $\alpha(x, y)$ の各々は、弱散乱近似の制約のために Δc , $\Delta \alpha$ が大きくなるにつれて定量性能が劣化する。生体軟組織における物体コントラストの大きさは、 $\Delta c = \pm 10\%$ (4.2 rad/(MHz·cm)), $\Delta \alpha = 0-10$ dB/(MHz·cm) 程度の値であり、数百 kHz~MHz 領域の音波の周波数を考える場合、音速コントラストは減衰に比べて 1 桁程度値が大きく、 $\Delta c \gg \Delta \alpha$ の関係が成立する。このため、音速と減衰の両者を両立させて再現する場合、 $\Delta \alpha$ の影響はさほど問題にはならないが、 Δc の影響が大きな問題になる。

例として、数値計算によって合成した散乱波データを用いた画像再構成の計算例を図 1 に示す。ここで、周囲媒質が減衰のない音速が c_0 で一定の一樣媒質とし、対象物体を生体組織の値に合わせて、 $\Delta c = 0.1c_0$, $\Delta \alpha = 2.0$ dB/(MHz·cm)、半径 $a = 7.5$ mm に選んだ円筒物体を用いている。また、照射音波の周波数は $f = 750$ kHz であり、物体を挟んだ透過側の距離 $y_0 = 50$ mm の観測直線上で、照射角度を変えな

がら多数取得されるデータに基づいて再構成計算を行った。この結果より、音速画像は $\Delta c (=0.1c_0)$ の値が本来の弱散乱近似の範囲を超えた大きな値であるにも関わらず、設定値に一致する正確な画像が再現されている。反対に、減衰画像の結果は、 $\Delta \alpha$ が小さいにもかかわらず円筒物体の境界付近にひげ状の大きなノイズが表れてしまい良好な画像が得られない。

3. 弱散乱近似誤差の性質 上記の画像計算によって求められる音速ならびに減衰の再構成画像 c_{recon} , α_{recon} を次式のように表す。

$$c_{recon} = c_{true} + \delta c, \quad \alpha_{recon} = \alpha_{true} + \delta \alpha \quad (1)$$

ここで、 c_{true} , α_{true} は音速ならびに減衰の真値、 δc , $\delta \alpha$ は近似誤差成分を表す。

さて上記 2. に示したような形で画像誤差が発生するのは、後方伝搬リフト近似における近似誤差が音速と減衰の両者の間でクロストークするためである。すなわち、

$$\begin{aligned} \delta c &= \delta c_1(\Delta c) + \delta c_2(\Delta \alpha), \\ \delta \alpha &= \delta \alpha_1(\Delta \alpha) + \delta \alpha_2(\Delta c) \end{aligned} \quad (2)$$

のようにおいた場合、

$$\delta c_1(\Delta c) \sim 0, \quad \delta \alpha_1(\Delta \alpha) \sim 0 \quad (3)$$

の性質がある。

一方、この結果に 2. に述べた $\Delta c \gg \Delta \alpha$ の関係を用いると、近似誤差の各々は次式の形で表現できる。

$$c_{recon} \sim c_{true}, \quad \alpha_{recon} = \alpha_{true} + \delta \alpha_2(\Delta c) \quad (4)$$

これから、 Δc がかなり大きくても、音速画像は誤差が小さいのに対して、減衰画像は誤差 $\delta \alpha_2(\Delta c)$ の影響のため定量精度の良い画像が得られないことになり、図 1 の結果が説明できる。

4. 近似誤差の補償法 最初に、後方伝搬リフト近似に基づいた通常の計算により再構成画像 c_{recon} , α_{recon} が得られているとする。このとき、図 1 の例で示したように、 α_{recon} に混入する近似誤差成分 $\delta \alpha_2(\Delta c)$ が問題になる。以下に、この近似誤差の補償計算手順を説明する。Step1: 減衰をゼロ、音速を c_{recon} に設定した仮想物体からの散乱波 φ'_{scat} を、数値差分法を用いた順方向の散乱計算によって求める。次に、Step2: φ'_{scat} に基づいて、仮想物体に対する音速並びに減衰画像 c'_{recon} , α'_{recon} を得る。

*Compensation of linearization approximation error in acoustic inverse scattering problem: Quantitative reconstruction of attenuation and sound speed images.
 Akira YAMADA, Tokyo Univ of Agriculture and Technology.

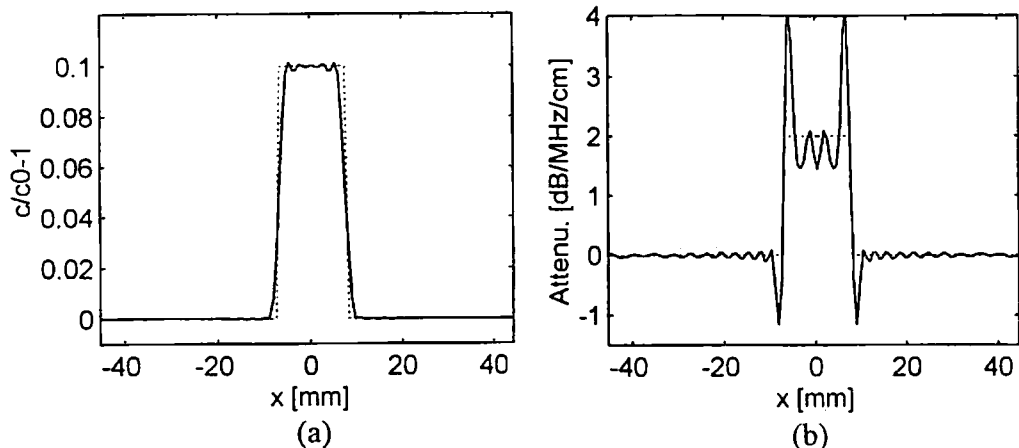


図1 補償前の音速と減衰の再構成画像 (a)音速画像, (b)減衰画像

この時、仮想物体の減衰はゼロとしているから式(4)で $\alpha_0=0$ と置くことにより、

$$\alpha'_{\text{recon}} \sim \delta\alpha_2(\Delta c) \quad (5)$$

が成立する。Step3: 減衰の再構成画像 α_{recon} から式(5)で求めた誤差 α'_{recon} を差し引く。最後に、以上の補正計算の際の誤差の影響をなくするために平滑化フィルタ処理を施す。すなわち、フィルタ処理演算を $\text{Fil}[]$ で表して、次式の計算により補正減衰画像 α_{correc} を再現する。

$$\alpha_{\text{correc}} = \text{Fil}[\alpha_{\text{recon}} - \alpha'_{\text{recon}}] \quad (6)$$

5. 評価試験 図1の計算例に合わせて、 α'_{recon} を求めた結果を図2に示す。この結果は、円筒境界付近の音速勾配が大きいに起因して、境界近傍に大きな近似誤差成分が発生している様子を示している。更に、式(6)の計算によって補償減衰画像を求めた結果を図3に示す。円筒内部の減衰分布に多少凹凸が残っているが、図1(b)の補償前に比べて減衰率の定量画像性能がかなり改善されており良好な結果が得られている。

6. まとめ

本手法により弱散乱近似の制約が緩和され、生体軟組織を対象とする音速と減衰の両者の画像を両立させて再現できる見通しが得られた。

参考文献

- 1) Akira Yamada, Jpn. J. A. Phys. 35, 163-166 (1996).
- 2) Akira Yamada, J. Acoust. Soc. Jpn. (E), 19, 59-67 (1998).
- 3) M. Kuroiwa and A. Yamada, Jpn. J. Appl. Phys. 37, pp. 3088-3092 (1998).

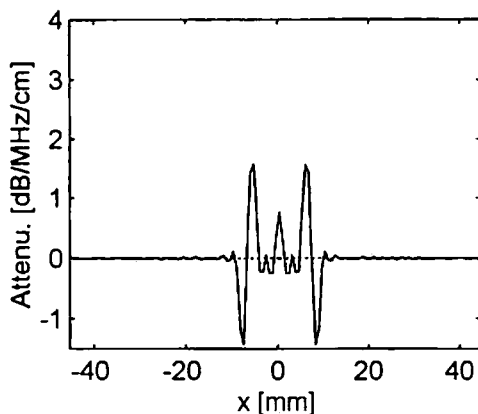


図2 仮想物体に対する減衰再構成画像

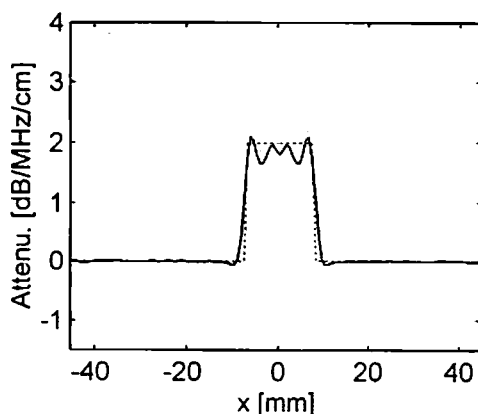


図3 補償後の減衰再構成画像

伊藤知史、吉沢重則、不破慎吾（山形大・工）、田村安孝（山形大大学院）

1. はじめに

筆者らは、「波面符号化送信」と呼ぶ方式に基づく高速超音波撮像システムの開発を進めてきた。^{1),2)} この方式による水中3次元撮像システムのプロトタイプは、少ないアレイ要素（送信 16、受信 16）を用い、1回あるいは少数回の超音波送受信の繰り返しで、距離 170m までの対象の3次元撮像が可能であった。²⁾

このシステムの応用範囲を広げるため、低コスト化と性能の向上が課題となる。現在、アレイと周辺回路の低コスト化を検討し、モジュール化されたユニットによるスケーラブルな構成を念頭に置いてPCベースのシステムを設計している (Fig. 1)。

今回は、撮像システムの基本性能に大きく影響するアレイ形状と、3次元像再生手法について検討した。

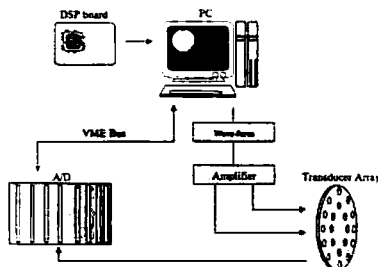


Fig.1 ULTRASONIC 3-D IMAGING SYSTEM

2. データ収集と像再生の原理

$N(=2^n)$ 個の送波子から一周期幅の Walsh 関数系で変調された正弦波を同時に送信し、対象からの反射波を M 個の受波子で同時に受信する。変調は+1と-1で構成される S 型 Hadamard 行列の行を正弦波

の周期と同期したクロック信号により読み出し、これを正弦波に乗算して行う。クロック周期 Δt は正弦波の周期 $1/f_0$ の整数倍に等しいものとする。

記録された受信波データに対し、次式に基づいて次画像関数 $s(x)$ を求める。

$$s(x) = \left| \sum_i \sum_j r_i(t) u_j(t) \left(t - \frac{|x - x_{ri}| + |x - x_{rj}|}{C} \right) \right|^2 \dots (1)$$

ここで、 $r_i(t)$ は位置 x_{ri} にある i 番目の受波子で検出された波形、 $u_j(t)$ は位置 x_{rj} にある j 番目の送波子から送信された波形、 C は音速であり、位置 x はアレイから十分遠方とする。

この演算は、基本的に遅延・加算そして相関による古典的なビーム形成のものと等価である。しかし、実際に狭い角度内にエネルギーが収束した「実ビーム」を形成するのではなく、1回の送受信で得られた受信データを用いて、視野内のすべての方向に、送波・受波アレイ両方に関する「仮想ビーム」を計算により形成している。

3. アレイ配置の検討

本方式に基づくプロトタイプでは、帯域幅の広い送信パルスと円周状のアレイの採用により、疎に配置した少数個の変換子数でも、点拡がり関数 (PSF) の不要なピークのレベルの増大が抑えられている。これは、このシステムが、Schwartzらが疎アレイによる3次元撮像が可能であるとした「ultrasparse ultrawideband array (超広帯域超疎アレイ)」³⁾ になっているためである。

筆者らのシステムを医用診断などに利用するためには、不要なピークのレベルを低下させることが不可欠である。これに関してSchwartzらの指摘によれば、超広帯域超疎アレイでは、規則的な格子点上よりも、曲線上にアレイ要素を配置の方が不要な放射レベルを低下できる。また医用の3次元撮像のために必要な2次元アレイでは要素数は数百必要であることが示されている。

そこで、このことを考慮して3次元撮像システム用の2次元アレイ配置について検討した。Fig. 2に示すように、中心を共有する複数の円周状アレイを考える。各円周上には素子を等しい角度間隔で配置し、異なる円周では互いに配置角度がずれるようにする。

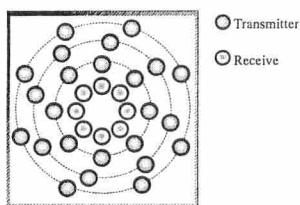


Fig.2 Coaxial circular transducer array

Fig. 3は送波アレイと受波アレイを各々半径5mm、10mmの単一円周アレイとした場合を想定したシミュレーションで得られた画像である。送波子、受波子は各々16個、128個、70mm前方に3.5mm間隔で5個の点状物体を想定している。搬送波周波数3MHz、サンプリング周波数24MHzとする。

この場合のPSF不要ピークの相対レベルは-35dBとなった。これに対し、アレイの外径、受波子総数はそのまま4重のリングにした場合は-40dBとなった。

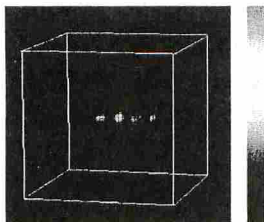


Fig.3 Reconstructed 3-D Image

4. 高速3次元撮像システム

医用3次元撮像の場合、データの数と画素(ボク

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論文集

セル数)が多くなるため、像再生演算の高速化が特に必要となる。Fig. 4に示すように、像関数を計算する格子点をセクタ状に配置することにより計算の高速化を計っている。

アレイ中心から引いた直線上にある格子点に関する仮想ビーム形成に必要な遅延の値は、基準距離にある点に関する値への加算により簡単に計算できる。

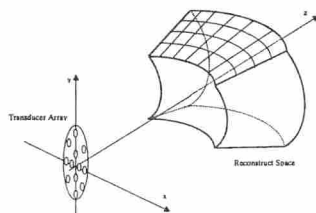


Fig.4 Reconstruction Space (polar coordinates)

我々は、さらにTable-Look-UP方式を取り入れて、開平計算、 $\sin \cdot \cos$ の計算の高速化を計り、約7倍の計算速度を得ている。

5. まとめ

三次元音響撮像システムを低コスト化する際の課題となっていたトランスデューサアレイについて、複数の同軸リング状の配置を検討している。また、Table-Look-UP方式とセクタ状の格子を用いることで約7倍の計算速度を得ることができた。

6. 参考文献

- 1) 田村、他：Walsh関数変調波による高速走査を用いた超音波ホログラフィ撮像装置、計測自動制御学会論文集、24-3、213/219(1988)
- 2) 田村、他：計測自動制御学会論文集 Vol131, No. 7、824/833(1995)
- 3) J. L. Schwartz, B. D. Steinber : Ultrasparse, Ultrawideband Arrays, IEEE Trans. UFFC, 45-2, 376/393 (1998)

金井 浩, 薄田育子, 中鉢憲賢 (東北大学大学院工学研究科)

小岩喜郎, 鎌田英一, 斉藤淑子 (東北大学医学部)

田中元直, 仁田桂子 (東北厚生年金病院) 宇塚善郎 (仙台血液疾患センター)

1. はじめに 心筋線維の伸縮特性に基づいて生じる心臓壁運動性の異常を非侵襲的診断するために、我々は、制約付最小二乗法を導入し、検波出力の振幅・位相の両者を用いて各対象反射体の位置変位 $x(t)$ を高精度にトラッキングし、拍動によって大きく動いている心臓壁内の微小運動速度 $v(t)$ を計測する「位相差トラッキング法」を開発した [1]。本手法と計測系により、拍動に伴って心筋内で生じる厚み変動や速度波形が 100Hz までの周波数帯域において再現性良く計測可能となり、周波数領域においてもスペクトル解析可能な運動速度波形が、初めて得られている。また、対象の位置変位を $1\mu\text{m}$ 程度の高い精度でトラッキングできる。

さらに我々は、心筋内の一つの超音波ビーム上に設定した N 個の対象反射体の位置変位 $\{x_i(t)\}$, ($i = 1, \dots, N$) と各点の微小運動速度 $\{v_i(t)\}$ をすべて同時に計測し、心筋線維の伸縮によって生じる心臓壁内部の厚み変化を局所ごとに非侵襲的診断するための手法を開発してきた [2]。

本報告では、局所心筋ごとの心筋機能の評価法を目指し、これらの手法に基づいて右室の自由壁・心室中隔壁・左室の自由壁の微小運動速度波形と厚み変化を計測し、一拍中のタイミングなどの側面から、健康者にどのような特徴があるかを考察する。

2. 心筋内部の局所厚み変化の計測 各壁にそれぞれほぼ垂直に超音波ビームを入射し、超音波診断装置の検波出力をデジタル信号に変換し、計算機内で心室の各壁に 0.75mm 間隔で複数点のトラッキング開始点を設定し、その各深さ i において心筋変位運動のトラッキングを行ない、トラッキング軌跡 $\{x_i(t)\}$ 上の運動速度 $\{v_i(t)\}$ を求める。

図 1(c)(d)(e) は、各々右室自由壁、心室中隔壁、左室自由壁内の複数層での運動速度 $\{v_i(t)\}$ を重ね書きしたものである。被験者は健康な 24 歳男性である。さらに $\{v_i(t)\}$ の空間差分をとり、瞬時厚み変化速度成分 $\Delta v_i(t) = v_{i+1}(t) - v_i(t)$ に関して、単位厚み当たりで正規化した結果を、図 1(f) から (h) に M-mode に重ねてカラーで示す。厚みが増している部分を青、減少している部分を赤で示している。この $\Delta v_i(t)$ は当該区間心筋の膨らみの速度を表す。このように拍動に伴う併進運動を相殺し、心筋内の 0.75mm ごとの区間の厚み変化を計測している。

3. 心筋の運動に関する考察 本手法によって図 1(c)~(e) の運動速度波形を計測することで、従来の M-mode 等では観察できなかった知見が新たに得られた。

(i) 心房収縮期 (図中区間 A) には、左室内腔が拡張する方向に明確な壁運動が見られる。

(ii) 等容収縮期 (図中区間 IC) には、速度波形が複雑な形状を呈しているが、これは僧房弁 (M) と三尖弁 (TR) の閉鎖・肺動脈弁 (PA) と大動脈弁 (AO) の開放による振動と内圧変化のためと考えられる。

(iii) 駆出期 (図中区間 E) には、左心室の壁は緩やかな速度変化を呈している。また、心筋が層ごとに異なった速度をもっており、これは図下での心筋収縮に伴う壁の厚み増加と対応する。駆出期の最後には壁は逆に内腔が広がる方向に動き、大動脈圧に対して左室圧を低下させて、大動脈弁 (AO) を閉じる準備をしている。

(iv) 等容弛緩期 (図中区間 IR) には、速度波形が複雑な形状を呈している。これらも弁の開放・閉鎖によるものと考えられる。

(v) 急速流入期 (図中区間 R) には、内腔が拡張する方向で大きな速度を有している。同時に壁内に速度格差があり、これは図下での心筋弛緩に伴う壁の厚みの急激な減少と対応する。

(vi) 緩徐流入期 (図中区間 S) には、大きな厚み変化はないが、中隔に並進運動成分が見られる。

4. 三つの壁間の関係に関する考察

(i) 健康者においても、右室自由壁・心室中隔壁・左室自由壁の心筋各層間で、収縮・拡張のタイミングや持続時間などに明らかな違いを認めた。

(ii) 心筋症など疾患心において、病変の局在には、右室自由壁・心室中隔壁・左室自由壁各々に顕著な差異を認めた。例えば、アドリマイシン心毒性患者では、心筋厚み変化が、中隔や右室自由壁では顕著に低下している一方、左室自由壁では比較的維持されていた。

(iii) これらの所見は、結論が得られていなかった心機能に対する右室壁の役割について、右室自由壁・中隔壁間の bellows action (吹子作用) と右室心筋収縮機能を分離しつつ把握するのに有用であろう。

5. まとめ 本報告では心筋の局所ごとの運動機能評価法の開発を目指し、独自に計測した右室自由壁・心室中隔壁・左室自由壁の厚み変化や運動速度波形の特徴をまとめた。今後、これをもとに各種疾患に関する心筋組織性状の特徴を見出す。

参考文献 [1] H. Kanai, M. Sato, Y. Koiwa, N. Chubachi, *IEEE Trans. on UFFC*. Vol. 43, pp. 791-810, 1996. [2] H. Kanai, H. Hasegawa, N. Chubachi, Y. Koiwa, M. Tanaka, *IEEE Trans. on UFFC*. Vol. 44, pp. 752-768, 1997.

¹ *In vivo* Measurement of Small Velocity Signals and Change in Thickness of RV-wall, IVS, and LV-wall. H. Kanai, I. Susukida, N. Chubachi, Y. Koiwa, E. Kamada, Y. Saito, Tohoku University, M. Tanaka, K. Nitta, Tohoku Kousei-Nenkin Hospital, and Y. Uzuka, Sendai Ctr of Hematologic Disorders.

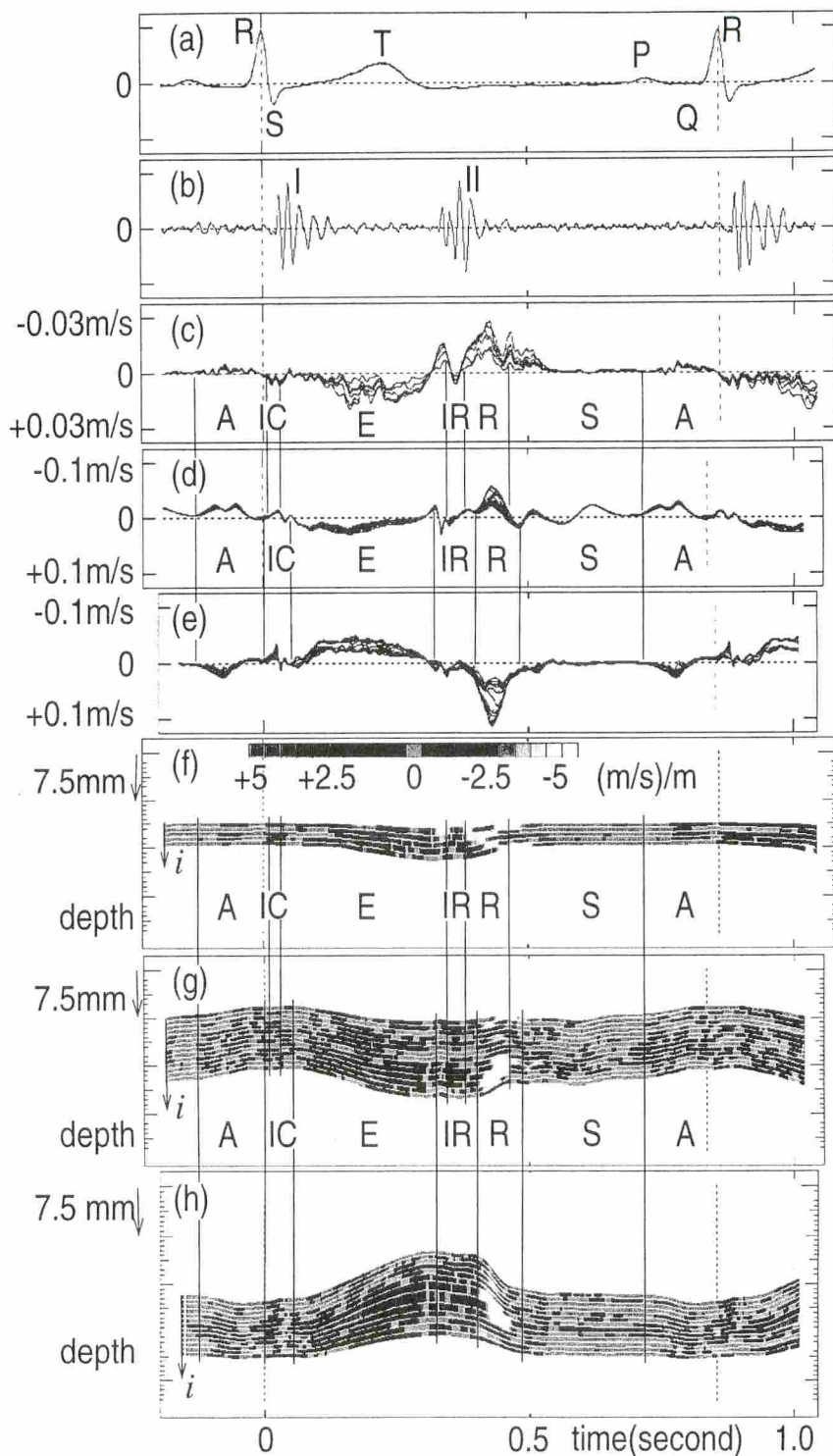


図1. 健常者の心室壁内局所心筋の速度と厚み変化の計測結果。(a)心電図。(b)心音波形。(c)右室自由壁内部の6点の運動速度波形。(d)心室中隔壁内部の15点の運動速度波形。(e)左室自由壁内部の14点の運動速度波形。(f)右室自由壁内部の厚み変化。(g)中隔壁内部の厚み変化。(h)左室自由壁内部の厚み変化。図中区間A:心房収縮期, 区間IC:等容収縮期, 区間E:駆出期, 区間IR:等容弛緩期, 区間R:急速流入期, 区間S:緩徐流入期。

1. はじめに

現在、日本における一般診療所の 36% が超音波診断装置を保有している [1]。これは、超音波動画像診断が基本的に非侵襲手法、反復検査が容易、体内臓器が実時間で映像可能などの特徴を有するためである。しかし、超音波動画像診断には非常に熟練した技術が必要であり、高度な診断を受けるためには患者が熟練した専門医のいる病院に行く必要がある。そこで、本研究ではこのような患者の負担を軽減することを目的として低速回線で利用可能な実時間医用超音波動画像診断システムを提案する。従来研究されている実時間医用画像伝送システムは、45Mbps や 155Mbps などの高速専用回線を必要としており、遠隔医療の実現に大きな障害となっている。一方、提案システムは診断に必要な画像領域を伝送することで、128Kbps の公衆回線網で遠隔医療を実現できる。

2. 実験及び結果

図 1 に提案システムの概略を示す。提案システムは、診断側と診察側を 128Kbps 回線で接続し Motion JPEG 圧縮を用いて診断に必要な部分の超音波動画像を伝送する。そのため、まず超音波動画像の画像全体を伝送し、診断側から診察側へ超音波プローブの位置等を指示する。その後で、診断側で診断に必要な画像領域を指定して、高品質な画像で表示速度が診察側の超音波診断装置と同定度の画像を実時間伝送する。

遠隔医療で用いる医用画像伝送において、最も重要なのは画像の品質保持である。そこで、本論文では RMSE (Root Mean Square Error: 平均自乗誤差) 及び PSNR (Peak Signal To Noise Ratio : 最大信号対ノイズ比) を用いて圧縮後の画像品質を評価した。画質の評価は、超音波動画像全体領域 360×254 ピクセルを圧縮した画像と、診断領域として僧帽弁付近の、 96×96 ピクセルの ROI について行った。

図 2 に、提案システムで圧縮した画像を示す。提案システムにおける超音波動画像の全体画像の画質は、平均で RMSE 16.24 %、PSNR 24.79 dB、圧縮された画像サイズは 2893 byte である。また、診断領域画像は、RMSE 9.96 %、PSNR 25.04dB、圧縮された画像サイズは 1091 byte である。なお、VCD (Video CD) などで一般に利用されている MPEG-1 を用いて 1.2Mbps の圧縮レートで圧縮した超音波動画像は平均で、RMSE 8.69%、PSNR 29.13 dB であり、特に心臓弁付近の 96×96 ピクセルの画質は RMSE 10.25%、PSNR 25.17dB であった。

3. 考察

実験の結果から、提案システムを利用して 128Kbps の回線で伝送を行った場合の画像表示速度は、超音波動画像全体領域の画像で 5.53fps (Frame Per Sec)、伝送遅延は約

A Real-Time Transmission System of Medical Ultrasound Image Sequences

Toshiyuki UMEDA, Osamu OSHIRO, Kunihiro CHIHARA, Graduate School of Information Science, Nara Institute of Science and Technology

0.23 秒である。また、 96×96 ピクセルの領域を指定した画像が 14.67 fps、伝送遅延は約 0.09 秒であることが明らかになった。前者の画像は、MPEG-1 で圧縮した場合に比較して RMSE が高く PSNR が低い画質の劣化が認められるが、心臓の弁の判別等は可能である。また、MPEG-1 圧縮した画像を 1.5Mbps の回線で伝送する時に発生する伝送遅延 約 0.4 秒より、提案システムの伝送遅延時間が十分に小さいので、診断側から診察側へ超音波プローブの位置の指示を伝送された画像を見ながら行うことができる。診断に用いる後者の画像は、MPEG-1 圧縮した超音波動画の画質と同程度あり、一般的な超音波診断装置から得られる画像表示速度 15fps と同程度である。この結果、診断側の医師が診断に必要な画像を、診察側の超音波診断装置から得られる画像とほぼ同じ画質で得ることができる。

4. まとめ

本論文では、128Kbps の伝送帯域を提供する公衆回線網で利用可能な実時間医用超音波動画診断システムの提案を行った。また、圧縮画像の品質及び画像表示速度の評価を行い、MPEG-1 による超音波動画圧縮と同程度の画質で、一般的な超音波診断装置の超音波動画と同程度の表示速度が得られることを明らかにした。

参考文献

- [1] 厚生統計協会．国民衛生の動向．廣済堂印刷．1997

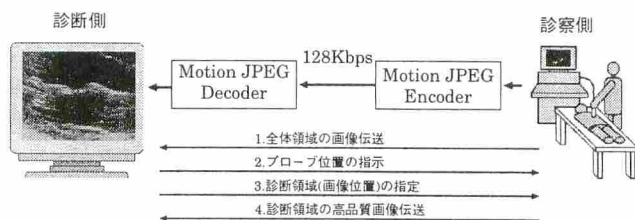


図 1: 提案システムの概略

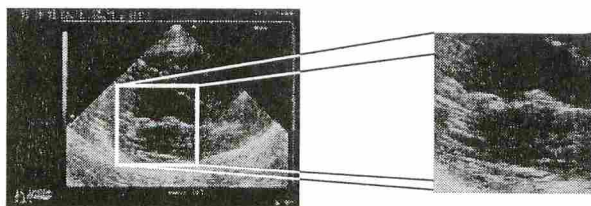


図 2: 左 Motion JPEG 圧縮 全体画像 352×240 ピクセル
右 Motion JPEG 圧縮 心臓弁付近画像 96×96 ピクセル

血管モデル内を流れる界面活性剤マイクロバブルの超音波照射による消滅メカニズム

齊藤智宏、カワン・スタント

桐蔭横浜大学工学部・桐蔭人間科学工学センター (HUSTEC)

1. はじめに

マイクロバブルは音響インピーダンスが体内の周囲組織と比較して大きく、優れた散乱特性をもたらすので、超音波造影剤として有効である。マイクロバブル造影剤に関する研究はこれまでに多数なされてきた。それらの研究は、マイクロバブルの散乱特性や、減衰特性などを含んでいる^{1),2)}。さらに、人体の血管に音響特性が近似しているシリコンチューブを用いた超音波造影剤に関する研究も同時に行われてきた。それらは、超音波造影剤を用いた血流測定や、異なる造影剤によるカラーフロードップラーのエンハンスメント効果の比較などである^{3),4)}。

著者らはシリコンチューブ内を循環するマイクロバブルの寿命を、圧力をパラメータとして検討を行った⁵⁾。しかしながら、マイクロバブルの寿命が短い原因は他にも考えられる。

超音波診断装置を使用して得られる造影画像は、超音波照射によるマイクロバブルからの散乱特性により作製される。しかし、マイクロバブルが超音波照射を行うことによって破壊されたという報告があり、これが造影剤の寿命を短くする原因の1つとして考えられる。

そこで、本研究では超音波照射によるマイクロバブルの消滅に関する検討を、照射する超音波の様々なパラメータに基づいて行った。照射パラメータとして、照射音圧、パルス繰り返し周波数を使用した。界面活性剤をマイクロバブルのコーティング膜として使用し、安定化したマイクロバブルを作製した。シリコンチューブ内にマイクロバブル溶液を循環させ、超音波を照射した時のマイクロバブルの個数をコールターカウンターを用いて測定し、超音波照射によるマイクロバブルの消滅メカニズムを明らかにした。

2. 材料及び方法

本研究では、界面活性剤ラウリン酸ナトリウム水溶液 (重量濃度 0.5%) を使用してマイクロバブルを作製した。作製した直後のラウリン酸ナトリウムマイクロバブルの平均サイズは $26.3 \mu\text{m}$ であった。さらに、マイクロバブルの超音波減衰が最大になる周波数は 0.34 MHz であった。

照射超音波とマイクロバブルの個数の関係を検討

した。そのための実験システムを Fig. 1 に示す。アクリル容器内を脱気水で満たし、超音波振動子及びシリコンチューブを設置した。生理食塩水 60 ml にマイクロバブル溶液 0.3 ml を希釈したマイクロバブル分散液を準備した。送液ポンプを駆動させ、シリコンチューブ内にマイクロバブル溶液を循環させた。流速は 9.2 cm/s で一定にした。シリコンチューブの全長は、 1.7 m であり、シリコンチューブ内の 1 サイクルの循環時間は、流速が 9.2 cm/s では約 40 秒である。超音波の照射には、中心周波数 0.5 MHz の超音波振動子を使用し、その焦点距離は約 40 mm である。ファンクションジェネレータからの信号をパワーアンプで 300 倍に増幅して超音波振動子に印加し、バーストパルス超音波を発生させた。ファンクションジェネレータからの出力信号はデジタルオシロスコープで確認した。シリコンチューブ内を循環するマイクロバブル分散液に対して超音波の照射を行い、コールターカウンターを使用して、マイクロバブルの個数を測定した。

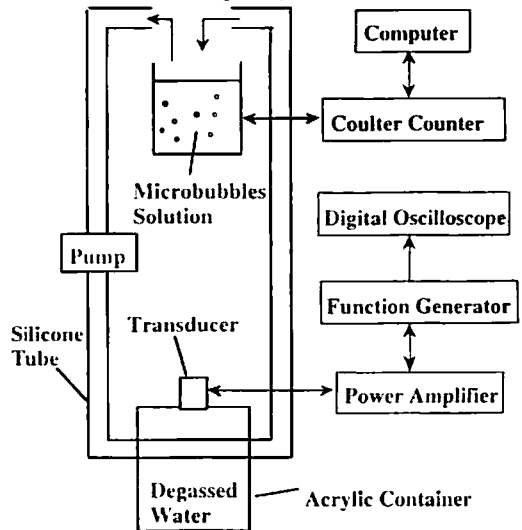


Fig. 1. Measurement system for the investigation of annihilation of microbubbles by ultrasound exposure.

3. 実験結果及び考察

Figure 2 に照射する超音波の音圧を変化させた時のマイクロバブルの個数変化を示す。振動子の駆動周波数は 0.34 MHz とし、パルス繰り返し周波数は 1 kHz で一定にした。Figure 2 より超音波を照射し

Annihilation Mechanism of Surfactant Microbubbles by Ultrasound Exposure.

Tomohiro Saito, Kawan Soetanto

Toin Human Science and Technology Center (HUSTEC), Toin University of Yokohama, Yokohama, Japan

た場合、照射しない場合よりも個数の減少率が大きい。つまり、超音波を照射することによってマイクロバブルが消滅することがわかった。照射音圧が 7 kPa の場合、シリコンチューブ内を 2 サイクル後には初期の 78%、4 サイクル後には 86% が減少した。さらに、照射音圧が 39 kPa の場合、2 サイクル後には初期の 88% が減少し、個数の減少率が大きくなっている。この結果、照射音圧が高くなると、マイクロバブルがより多く消滅することがわかった。

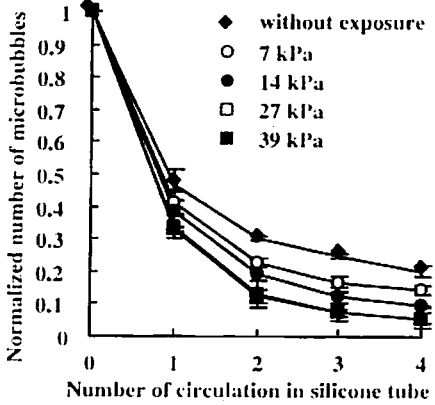


Fig. 2. Change of normalized number of sodium laurate microbubbles in silicone tube by ultrasound exposure at different sound pressure. (Driving frequency : 0.34MHz, PRF : 1 kHz)

さらに、照射超音波のパルス繰り返し周波数とマイクロバブルの個数変化の関係を測定した。その結果を Fig. 3 に示す。照射音圧を 27 kPa、駆動周波数を 0.34 MHz とした。この結果をみると、Fig. 2 の実験結果と同様に、超音波を照射した場合、照射しない場合よりも個数の減少率が大きく、超音波を照射することによってマイクロバブルが消滅することがわかった。パルス繰り返し周波数が 0.001 kHz の場合、シリコンチューブ内を 2 サイクル後には初期の 72%、4 サイクル後には 85% が減少した。さらに、パルス繰り返し周波数が 2 kHz の場合、2 サイクル後には初期の 89% が減少し、個数の減少率が大きくなっている。この結果、照射超音波のパルス繰り返し周波数が多くなると、マイクロバブルがより多く消滅することがわかった。

マイクロバブルの消滅メカニズムは、様々なパラメータに依存するものと考えられる。すでに著者らは、シリコンチューブ内における圧力とマイクロバブルの寿命に関する検討を行った⁵⁾。その結果、マイクロバブルは高圧下において圧壊することがわかった。本検討においても、マイクロバブルは血管モデル内で循環されたため、マイクロバブルは圧力の影響を受けていると推定される。血管モデル内圧力はマイクロバブル溶液の流速に依存する。し

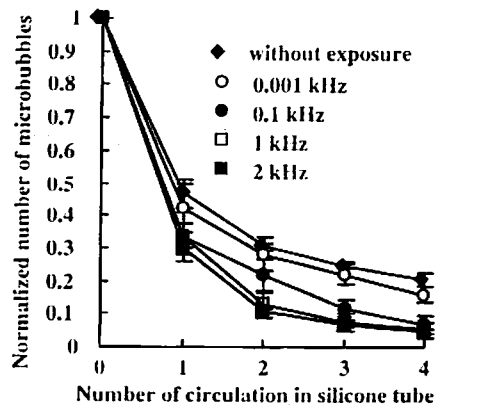


Fig. 3. Change of normalized number of sodium laurate microbubbles in silicone tube by ultrasound exposure at different pulse repetition frequency. (Driving frequency : 0.34MHz, Sound pressure : 27 kPa)

かしながら、この検討においては、流速は 9.2 cm/s で一定にした。この時、Fig. 2 の実験結果では、マイクロバブルの消滅量は、照射音圧に依存する。マイクロバブルが高圧下に存在する時、破壊されることを推定した。したがって、超音波照射によってマイクロバブルが消滅する原因の 1 つとして、マイクロバブルの圧壊が挙げられ、この現象は照射音圧が高い程起こりやすいと考えられる。

本研究では 7～39 kPa の範囲で照射音圧が変えられた。超音波診断装置の照射音圧は約 200～500 kPa であるので、本研究で使用した照射音圧は非常に低い。それに関わらず、マイクロバブルは音圧の増大に伴ってその消滅量が増大し、低音圧の領域においてもマイクロバブルが破壊されることが示された。

4. まとめ

本研究では、界面活性剤を使用してマイクロバブルを作製し、血管モデル中の流れの中における照射超音波とマイクロバブルの寿命の関係を検討した。その結果、超音波を照射することによってマイクロバブルが破壊されることがわかった。マイクロバブルの個数の減少率は、照射音圧や、パルス繰り返し周波数の大きさに依存することがわかった。

参考文献

- 1) H. Medwin: Ultrasonics, 15 (1977) 7.
- 2) N. de Jong, L. Hoff: Ultrasonics, 31 (1993) 175.
- 3) K. K. Shung and R. R. Flenniken: Ultrasound Med. & Biol. 21 (1995) 71.
- 4) P. Fan, P. J. Czuwala, N. C. Nanda, S. M. Rosenthal and A. Yogahathan: Ultrasound Med. & Biol. 19 (1993) 45.
- 5) K. Soetanto, T. Saito and M. Okujima: Jpn. J. Appl. Phys. 36 (1997) No. 5B, 3246.

1. まえがき

偏微分方程式の解を、離散格子上的演算から求める数値解法は、波動の伝搬の解析においても、広く用いられている。連続関数を離散格子上で表現するためには、標本化定理を満たさなければならない。すなわち、連続信号を低域通過フィルタ（遮断周波数は $f_s/2$ 、 f_s は標本化周波数）に通して、折り返し歪みが生じないようにする。これが標本化定理である。しかし波動現象の解析では、無視されることが多かった。あるいは数値解析に相性の良い低域通過フィルタが知られていなかったため、無視されていたとも言える。ここでは正規分布低域通過フィルタの特性及び標本化定理の拡張について述べ、その波動数値解析への応用の可能性について示す。

2. 正規分布低域通過フィルタ

正規分布低域通過フィルタの周波数特性は

$$\begin{aligned} H(\omega) &= 1/(\sigma\pi^{1/2}) \int_0^{\infty} \exp(-(v-\omega_0)^2/\sigma^2) dv, \quad \omega > 0 \\ &= 1/(\sigma\pi^{1/2}) \int_{-\infty}^{\omega} \exp(-(v+\omega_0)^2/\sigma^2) dv, \quad \omega < 0 \quad (1) \end{aligned}$$

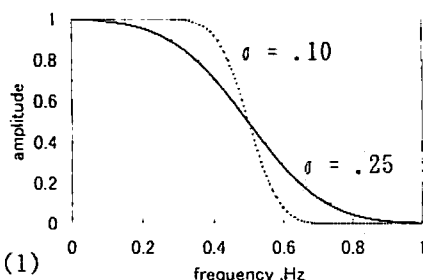


図1 正規分布低域通過フィルタ($\omega_0=0.5$)

で与えられる。ただし、 $\omega_0 \gg \sigma$ である。図1に示すように $\omega = \omega_0$ で、 $H(\omega)=1/2$ となり、 $\omega_0 - \sigma \sim \omega_0 + \sigma$ が通過域と遮断域の間の遷移域となり、 $\sigma = 0$ の場合には矩形低域通過フィルタになる。インパルス応答 $h(t)$ は、 $H(\omega)$ のフーリエ逆変換として

$$\begin{aligned} h(t) &= 1/(2\pi) \int_{-\infty}^{\infty} H(\omega) \exp(jt\omega) d\omega \\ &= (\omega_0/\pi) \{ \sin(\omega_0 t) / (\omega_0 t) \} \exp(-\sigma^2 t^2 / 4) \quad (2) \end{aligned}$$

となる。ここで対称性を利用し、部分積分と以下の積分を用いた。

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp(-t^2/\sigma^2 + jt\omega) dt = \sigma\pi^{1/2} \exp(-\omega^2\sigma^2/4) \quad (3)$$

(2) 式において、 $\sigma = 0$ の場合には矩形低域通過フィルタのインパルス応答になることに注意。フィルタリング処理は、以下のコンボリューション演算により実施されることが多い。ここで $s(t)$ は原信号、 $s_L(t)$ はフィルタリングされた信号を示す。

$$s_L(t) = \int_{-\infty}^{\infty} s(\tau) h(t - \tau) d\tau \quad (4)$$

この場合、(2) 式よりわかるように、本構成のフィルタでは、継続時間が短くとれるので(4) 式を実際に計算することも困難ではない。それに対して従来の矩形フィルタでは、継続時間が無限大であるため、計算が困難である。Extension of sampling theorem and its possible application to numerical analysis for wave propagation.

Mitsuhiro Ueda (Tokyo Institute of Technology, Department of IDE)

続時間が長すぎて、実際に計算するのは難しかった。原信号の周波数成分を高速フーリエ変換 (FFT) により求めれば、低域通過処理は容易に実施できるとの主張もあろう。しかし FFT を実施するには、原信号を標本化しなければならず、その際低域通過フィルタが必要になる。(4) 式は連続時間領域で行う必要がある。

3. 標本化定理の拡張

従来の標本化定理においては、矩形低域通過フィルタを仮定していた。本提案の正規分布低域通過フィルタを仮定すると、次式が得られる。

$$x(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} x(nT) \{ \sin(\omega_0(t-nT)) / (\omega_0(t-nT)) \} \exp(-\sigma^2(t-nT)^2/4) \tag{5}$$

ここで T は標本化間隔で $T = \pi/\omega_0$ である、すなわち標本化周波数は、低域通過フィルタの遮断周波数 ($\omega_0/2\pi$) の 2 倍である。 $\sigma = 0$ の場合には、従来の表現式になる。¹⁾

離散信号 $x(nT)$ の周波数成分は、標本化周波数の整数倍変移したものが重畳するので、遷移周波数域で折返し歪みが生じている。これに(1) 式の正規分布低域通過フィルタをかけて、中心部分だけをとりだしたのが(5)式である。それ故(5) 式は、通過域、 $0 \sim (\omega_0 - \sigma)$ でほぼ正確に波形は再現できる。従来の矩形フィルタの場合には、 $0 \sim \omega_0$ までの信号を正確に再現できる。通過帯域を $1 - (\sigma/\omega_0)$ 圧縮したかわりに、標本値間の相互依存性を減少できた。 $e^{-1} = 0.0183$ 以下を無視すると、 $\sigma nT = 4$ を得る。 $T = \pi/\omega_0$ であるので、 $n = (4/\pi)(\sigma/\omega_0)^{-1}$ となり、帯域を圧縮するほど、相互依存の範囲は狭くなる。しかし (σ/ω_0) を大きくしすぎると、通過域の振幅が 1 より小さくなる。 (σ/ω_0) を 0.3 にすると、 $n=4.24$ となり、片側で約 5 程度の相互依存性を考慮する必要がある。従来の矩形フィルタの場合には、 t^{-1} で相互依存性は緩やかに減少するので、どこで依存性がなくなるかはつきり言えなかった。正規分布フィルタの場合は、指数関数で依存性は減少するので範囲を限定できる、すなわち標本化関数が局在している。

ここで興味あるのは、(5) 式の両辺を、 m 回微分すると

$$x^{(m)}(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} x(nT) [\{ \sin(\omega_0(t-nT)) / (\omega_0(t-nT)) \} \exp(-\sigma^2(t-nT)^2/4)]^{(m)} \tag{6}$$

と微分に関する補間公式が得られ、この場合の標本化関数も局在していることである。図 2 に、0 次、1 次および 2 次微分に対する標本化関数を示す。 σ が小さくなると、相互依存の範囲は大きくなる。同様に積分演算も(6) 式の形式に書き、微積分の演算の補間公式を定式化できる。文献 1. 例えび辻井、藤田、デジタル信号処理、p. 31、朝倉堂(1990)。

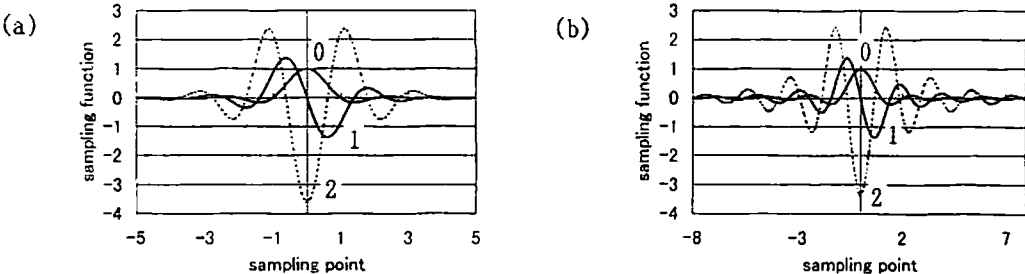


図 2 0 次、1 次および 2 次微分に対する標本化関数 (a) $\sigma = 0.25$, (b) $\sigma = 0.10$

陶 良*, 藤本 正雄、高野 信行、本岡 誠一 (千葉工大 * 哈尔滨工大)

1. まえがき

品質の良いコンクリートを生産するためにはセメントと細骨材とを混合する際の水分率の制御が重要な課題となっている。筆者らは超音波パルス反射法を用いて静止砂面中の水分率を非接触で計測する方法の確立を目指して研究を進めている^{1), 2)}。砂中の水分率を 4% から 18% まで変化させた場合、固有音響インピーダンスの変化が小さいにも関わらず、測定した音波反射率は単調増加傾向を示した。そこで、この反射特性を解明する為、砂粒状体の反射能を定義し、凹面状の中心に送波器を 1 個、周辺同心円上に受波器を 8 個用いた場合の反射能の解明を行うと、単調増加することが明らかとなった。しかし、この装置では送信パワーが弱く、受信 SN 比が悪かった。そこで、送信出力を上げ、echo の受信レベルを安定させ、ニューラルネットワーク情報処理を用いた水分率の識別の安定をはかるために、送波器 4 個と受波器 5 個を凹面アレイ状の特定の位置に設置した送受信装置を考えた。

本報告では、凹面状に 4 個の送波器を配置した場合の等価指向角を新たに計算し、水分率を 4% から 18% まで増加させた時の砂粒状体の反射能を各水分率ごとに理論計算を行い、測定値と比較検討を行った。その結果、両者とも水分率に対して単調増加を示す良い一致をみた。さらに、送波器 1 個の時よりも反射能が 2 倍程度強くなり、受信レベルがかなり安定した。

2. 送波器アレイの配置

凹面形アレイ状に配列した送・受波器を図 1 に示す。すなわち半径 40cm の球面の中心軸上に受波器を 1 個配置し、その受波器を中心とする半径 $r_1 = 5\text{cm}$ の内側同心円上に送・受波器 2 個を、半径 $r_2 = 10\text{cm}$ の外側同心円上に送・受波器 2 個をそれぞれ垂直に交差させるように配置させた。また、砂面の位置はセンサアレイの中心から 30cm の場

所、すなわち焦点距離より 10cm 前面とした。

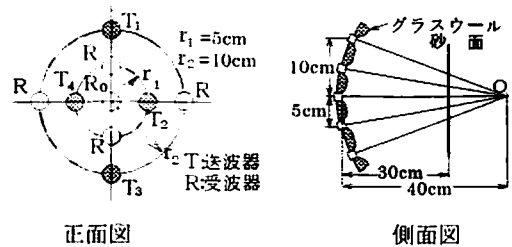


図 1 センサアレイの構造

3. 砂粒子 1 個の反射能

送波器 4 個とセンサアレイ中央部の受波器を用いた場合を例にとり、反射能の理論式を導出する。

ここで、砂粒子を同一形状の球状モデルと仮定した場合の水を含んだ砂粒子表面の曲率半径 R_1 を定義する。砂に水を加えていくと砂粒子に毛管水が形成され、 R_1 が線形に増加すると仮定すれば、 R_1 は(1)式で表される。

$$R_1 = \frac{R_{\max} - R_{\min}}{18\% - 4\%} (n_w - 4\%) + R_{\min} \quad (4\% \leq n_w \leq 18\%) \quad (1)$$

砂粒状体の反射能を(2)式で定義する。

$$|r| = \frac{\text{砂面からの反射音圧}}{\text{理想反射面からの反射音圧}} \quad (2)$$

砂粒子 1 個からの反射能を求める。センサアレイ中央部と真下の砂面位置 P の距離を X とし、送波器の中心軸上距離 X 離れた位置で砂面がない場合の放射音圧を P_X とする。各送波器から P 点での音圧を P_p とすると、砂粒子表面の振動により音源位置に生ずる反射音圧 P_r は(3)式となる。

$$|P_r| = |P_p| \frac{R_1}{X} = C_0 |P_X| \frac{R_1}{X} \quad (3)$$

また、砂面位置 P に理想反射面を設置し、各送波器から音波が放射され受信位置における理想反射面からの反射音圧を $|P_{ideal}| / P_X \equiv C_{ideal}$ とする。 C_0 と C_{ideal} は各送波器からアレイ中央の受波器までの音波の伝播経路長に関する定数である。

Analysis and Measurement of Reflectance of Moist Sand Surface Using Four Transducers Array

Liang Tao*, Masao Fujimoto, Nobuyuki Takano, Seiichi Motooka

Chiba Institute of Technology, Japan, *Harbin Institute of Technology, P.R.China

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論文集

ここで、 C_0 と C_{ideal} を計算すると、砂粒子1個からの反射能は(4)式となる。

$$|r| = \frac{|P_1|}{|P_{ideal}|} = \frac{C_0 P_T R_L A}{C_{ideal} P_T} = \frac{C_0}{C_{ideal}} \cdot \frac{R_L}{A} = 1.992 \frac{R_L}{A} \quad (4)$$

4. 砂粒子群の反射能の計算及び測定値との比較

ここで、センサの指向性を考慮した場合と、指向性を考慮しない場合との砂面からの反射音圧の強さを等しいとした時に求められる理想反射面に対するセンサアレイ中央からの角度を等価指向角 θ_e と定義する。

$$\int_S r^2(\theta) d\Omega = \int_{S_e} d\Omega' \quad (5)$$

S_e は等価指向角に対する砂面の範囲である。この範囲内の砂粒子の総数 N を求め、反射能を求めると(6)式を得る。

$$|r_N| = q \cdot \tan \theta_e \cdot \frac{\sqrt{\pi} \left[\frac{R_{max} - R_{min}}{18\% - 4\%} (n_w - 4\%) + R_{min} \right]}{R} \quad (6)$$

q は水平面の反射係数、 R は砂粒子の半径、 R_{min} と R_{max} はそれぞれ水分率 4% と 18% の時の砂表面の曲率半径 $R_{min} = R$ 、 $R_{max} \approx \sqrt{2}R$ である。従って、等価指向角 θ_e が求められれば反射能が求まる。

そこで、等価指向角を求めるために、音圧 P_X を基準として各送波器から砂表面の面積素片 ds までの距離を $r_i = g_{Ti} \cdot X (i=1, \dots, 4)$ とする。 g_{Ti} は X を基準とし、送波器までの距離 r_{Ti} を規格化した値である。従って、 ds から受波器までの距離を r' とすると、指向性を考慮した場合の ds からの反射波の強さ dI_{ds} は(7)式となる。

$$dI_{ds} = \frac{P_{ds}^2}{\rho c} ds$$

$$P_{ds} = P_{Tds} \cdot \frac{e^{-jk r'}}{r'}$$

$$= \left\{ \sum_{i=1}^4 r(\theta_{Ti}) \cdot \frac{P_i}{g_{Ti}} \cdot \exp[-jkY(g_{Ti} - 1)] \right\} \cdot \frac{e^{-jk r'}}{r'} \quad (7)$$

$r(\theta)$ は送・受波の指向性関数で、 θ_{Ti} は i 番目 ($i=1, \dots, 4$) の送波器から ds の方向に放射する音波と、この送波器の主軸との挟角で、 P_{Tds} は各送波器から ds に生ずる音圧である。同様にして、無指向性の場合の反射波の強さ dI'_{ds} は(8)式で表される。

$$dI'_{ds} = \frac{P_{ds}'^2}{\rho c} ds \quad P_{ds}' = \left\{ \sum_{i=1}^4 \frac{P_i}{g_{Ti}} \cdot \exp[-jkY(g_{Ti} - 1)] \right\} \cdot \frac{e^{-jk r'}}{r'} \quad (8)$$

砂表面の面積素片 ds はセンサアレイ中央から砂面に照射された音波の微小角度 $d\theta$ と砂面中央から砂面全体に対する微小角度 $d\phi$ で囲まれた部

分とすると、(9)式で表される。

$$dS = X^2 \frac{\tan \theta}{\cos \theta} d\phi d\theta \quad (9)$$

(5)式に、(7)、(8)、(9)式を代入すると、等価指向角は(10)式で求められる。

$$\int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} r^2(\theta) \cdot P_{ds}^2 \frac{\tan \theta}{\cos \theta} d\phi d\theta$$

$$= \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} P_{ds}'^2 \frac{\tan \theta}{\cos \theta} d\phi d\theta \quad (10)$$

実際に測定に用いた砂容器の直径は 26cm で、送波器の半減指向角より算出したビーム幅は 15cm である。これは全て容器の大きさの範囲内である。従って、容器の外からの反射波はないものとした。センサアレイ中央部から砂表面までの距離 X と容器の半径 R_{rec} より積分上限は $\theta_{rec} = \tan^{-1} R_{rec}/X = 0.401$ [rad] となり、等価指向角 θ_e を数値計算より求めると、 $\theta_e = 0.360$ [rad] となる。

ここで、 $q \approx 1$ とすると反射能は(11)式となる。

$$|r_N| = 1.97 \cdot (n_w - 4\%) + 0.666 \quad (11)$$

水分率を 4% から 18% まで変化させ、図 1 で示した送波器 4 個用凹面の中心に設置した受波器 R_0 での反射能(4TR)を計算し、図 2 に測定値と対比して示した。比較のため凹面の中心に送波器 1 個用いた場合の反射能(1TR)の計算値と測定値をも図 2 に示す。

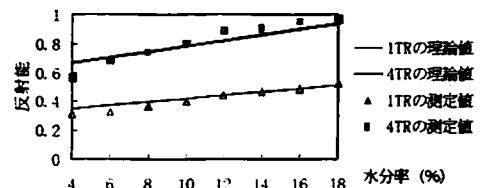


図 2 反射能の計算値と測定値

5. まとめ

4 個の送波器を用いた場合の砂粒子面からの反射能の理論値と測定値は、水分率の増加により、単調増加を示す良い一致を見ることができた。更に、送波器 4 個を凹面アレイ状設置した場合の反射能は送波器 1 個の場合のそれに比べ、2 倍程度強くなることを明らかにした。

参考文献：

- 1) S. Motooka, et al, Proc of 15th ICA, Vol.1, pp.285-288, 1995, Trondheim, Norway
- 2) 野崎、他：信学技法 US 97-18 (1997-06)

光CTにより得られる音圧分布を音響ホログラムとして用いた
超音波トランスデューサ振動分布計測

吉岡 正裕、水谷 孝一、永井 啓之亮（筑波大物工）

1 はじめに

近距離音場ホログラフィ (NAH) は振動する物体の振動分布を可視化するために有効な方法である。^[1,2] この理論を適用するためには音波長に対して近距離で音場を計測する必要がある。通常、音場の計測にはマイクロフォンが用いられる。しかし、音場がマイクロフォンに接触し乱されるため波長の短い超音波の近距離分布計測は困難である。

以前、我々は光の回折を利用して、音場の振幅・位相分布をトモグラフィックに映像化する方法を提案し、計測装置を構成した。^[3] これを用いることにより、音場を乱すことなく非接触に計測することができる。

今回我々は、光を用いて超音波トランスデューサからの近距離音圧分布を計測し、これを音響ホログラムとして利用することによって、トランスデューサの振動速度分布を再構成した。また数値計算により得られた音場映像と比較することにより本方法の妥当性について検討した。

2 音圧分布の映像

Table I には今回の実験で用いられた各パラメータが示されている。この表に示されたものと同じコンディションで一様に振動する円盤型トランスデューサから発生する音場を計算機を用いて算出した。この計算は文献 [4] に示される数式を用いて行うことができる。計算結果を映像化したものが Fig. 1 に示されている。この音場はトランスデューサから波長のおよそ半分にあたる 0.5 mm だけ離れた位置の音圧分布である。

同様にトランスデューサからの距離が 0.5 mm の位置にある音場をレーザーにより計測した。音場を通過したレーザーの回折光振幅は Raman-Nath 近似を用いて表現することができる。音場が十分に弱く小さければ、0 次と 1 次の回折光間の干渉を利用して音場のトモグラフィックなデータが検出される。^[4] この計測結果を Fig. 2 に示す。これらの映像に関するパラメータが Table II に示されている。

Table I Conditions of the experiment.

Ultrasonic frequency	1.412 MHz
Radius of the transducer	4.0 mm
Water temperature	27.0 °C
Ultrasonic velocity	1501 m/s
Laser wavelength	632.8 nm
Laser aperture	1.0 mm
Sampling width	0.250 mm
Step of rotation angle	$\pi / 60$ rad

Table II Parameters of the images.

Number of picture elements	64 × 64
Size of images	16 mm × 16 mm
Range of picture elements (Dark) < (Bright)	
0 ≤ Amplitude < Maximum of the image	
- π ≤ Phase < π	

Fig. 1 と Fig. 2 の映像を比較すると、振幅分布に生じている円環が中心の点を含めて四つある点で一致している。また、位相分布の変動が周辺部に向かうと大きくなっている傾向もほぼ一致している。しかし、実測振幅分布では濃淡が計算値よりも大きなことや円盤のした半分が弱くなっている点は異なっている。また計測範囲から外れた映像の四隅では実測映像は乱れている。

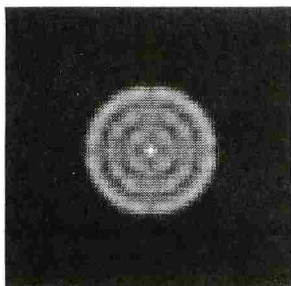
3 振動速度分布映像

近距離音場ホログラフィ理論に従って、Fig. 1 と Fig. 2 それぞれのデータからトランスデューサの振動速度分布を再構成した結果を Fig. 3 に示す。(a) が数値計算から再構成したもの、(b) が実測結果から再構成したものである。

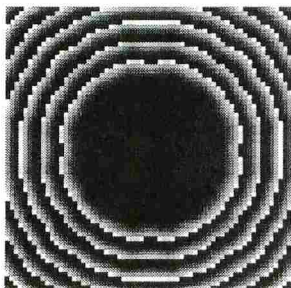
(a) の映像を見るとほぼ様な振動状態が再現されていることが分かる。一方 (b) の映像を見ると、振動分布は半円に近い扇状になっている。また円盤の中央部で最も大きく振動しており、周辺部に近づくにつれて弱くなっている傾向が確認できる。これ

Vibrational Measurement of Ultrasonic Transducer Using Sound Pressure Distribution Detected by The Optical Computerized Tomography as An Acoustical Hologram.

By M. Yoshioka, K. Mizutani and K. Nagai. (Institute of Applied Physics, University of Tsukuba)



Amplitude

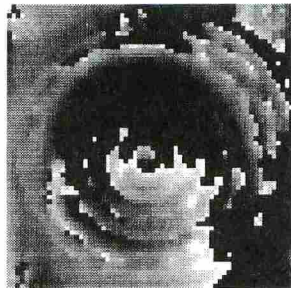


Phase

Fig. 1 Sound pressure distributions calculated numerically. The circular transducer is vibrated uniformly. Distance from the transducer is 0.5 mm.



Amplitude



Phase

Fig. 2 Sound pressure distributions detected by using light. Distance from the circular transducer is 0.5 mm.

は、Fig. 2 に示された音場の様子を反映していると考えられる。

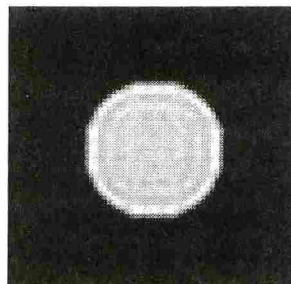
4. まとめ

我々は光を用いてトモグラフィックに計測した音場を用いてトランスデューサの振動分布を映像化する方法について提案した。実測結果と数値計算を比較して再構成した振動分布が放射音場を反映したものであることを確認した。

今後、より近距離での計測ができるよう計測装置について検討する予定である。また、より高精度な NAH の再構成法について議論する予定である。

参考文献

- [1] E. G. Williams and J. D. Maynard : Phys. Rev. Let. 45 p. 554 (1980)
- [2] E. G. Williams and H. D. Dardy : J. Acoust. Soc. Am. 87 Part 2 p. 789 (1985)
- [3] M. Yoshioka, K. Mizutani and K. Nagai : Jpn. J. Appl. Phys. 37 p. 3029 (1998) .
- [4] P. R. Stepanishen : J. Acoust. Soc. Am. 49 Part 2, p. 1629 (1970) .



(a)



(b)

Fig. 3 Images of the vibrational velocity of transducers. (a) and (b) are reconstructed from the data of Figs. 1 and 2.

宇野 泰斗、中村 健太郎（東工大・精研）

1. はじめに

筆者らは高周波超音波の精密測定を目指して、超小型でかつ必要な音圧感度と耐圧性を兼ね備えた光ファイバ音場プローブを提案している^{1), 2)}。本方式により0.5 MHz 集束音場、7.5 MHz 定在波音場などの計測を行い、十分な音圧感度、空間分解能が得られることを確認した。しかし、光学系、音圧感度、ダイナミックレンジなどの設計方法については検討していなかった。本報では、本プローブの試作機の特性と良く一致する感度解析を行った。

2. プローブの構造と動作原理

提案しているプローブの構造を Fig.1 に示す。ファイバのクラッド径と同一直径 (125 μm) で、長さ $L=100\text{ }\mu\text{m}$ 、屈折率 $n(=1.55)$ のポリエスチル樹脂製円柱を金製ハーフミラーを介してファイバ先端に付加し、その先端を金反射膜で覆っている。この光キャビティにファブリペロ・モデルを適用すると、キャビティの光路長 nL もしくは光源波長 λ に応じて、戻り光 $G_R (=e/e_0)$ は以下のように変化する³⁾。ここで、 R はハーフミラー反射率、 G_s は single pass gain、 nL はキャビティ光路長である。

$$G_R = \frac{(\sqrt{R} - G_s)^2 + 4\sqrt{R} G_s \sin^2 \frac{2\pi nL}{\lambda}}{(1 - \sqrt{R} G_s)^2 + 4\sqrt{R} G_s \sin^2 \frac{2\pi nL}{\lambda}} \quad (1)$$

この式を用いた計算と、波長可変光源を用いた戻り光強度の測定を行った。光ファイバは通信用のシリカ製シングルモードファイバ（コア径 10 μm、 $\Delta=0.1\%$ ）を使用した。本実験の波長（規格化周波数 $V=5.376$ ）では、 LP_{02} または LP_{21} モードが励振される。Fig. 2 に式 (1) 及び実測結果を示す。共振ディップのスローブ中央付近に動作波長がある時、音圧による光路長 nL 変化により戻り光 e が変調される。従って、音圧感度及びダイナミックレンジはそれぞれ、ファブリペロ・ディップの傾きとディップ幅に依存する。

3. 感度解析

音圧 Δp に対する戻り光の変化量 ΔG_R は、以下のように音圧による光路長変化 $\Delta(nL)/\Delta p$ と光路長変化による反射率変化 $\Delta G_R/\Delta(nL)$ の積で書ける。

$$\frac{\Delta G_R}{\Delta p} = \frac{\Delta(nL)}{\Delta p} \frac{\Delta G_R}{\Delta(nL)} \quad (2)$$

さらに、音圧に対する光路長変化は幾何学的な長さ変化 $\Delta L/\Delta p$ と屈折率変化 $\Delta n/\Delta p$ で

$$\frac{\Delta(nL)}{\Delta p} = nL \left(\frac{1}{L} \frac{\Delta L}{\Delta p} + \frac{1}{n} \frac{\Delta n}{\Delta p} \right) \quad (3)$$

と書ける。キャビティ変形に対する感度 $\Delta G_R/\Delta(nL)$ は、式 (1) を微分して以下のように求まる。

$$\frac{dG_R}{d(nL)} = \frac{(1-R)(1-G_s^2) \cdot \frac{8\pi\sqrt{R} G_s}{\lambda} \sin \frac{4\pi nL}{\lambda}}{\left[(1-\sqrt{R} G_s)^2 + 4\sqrt{R} G_s \sin^2 \frac{2\pi nL}{\lambda} \right]^2} \quad (4)$$

このキャビティは閉じ込め導波路ではなく、光束が広がるので、 G_s は nL に大きく依存する。結局、式 (4) よりキャビティの歪み感度 $\Delta G_R/\Delta(nL)$ は R と nL によりほぼ決定する。一方、式 (3) 中の $\Delta L/\Delta p$ は、キャビティ部に一様な静圧 Δp を加えたときの変形量 ΔL を、キャビティ長 L を変化させ有限要素法 (FEM) により計算した。ここで、半無限近似のシリカファイバに長さ L のキャビティが接続されているとし、全体に一様な圧力 p をかけた。Fig. 3 上は変形の様子の一例である。また、音圧に対する屈折率変化 $\Delta n/(n\Delta p)$ は、密度と屈折率の関係 $\Delta p/\rho = \Delta n/(n-1)$ より¹⁾、

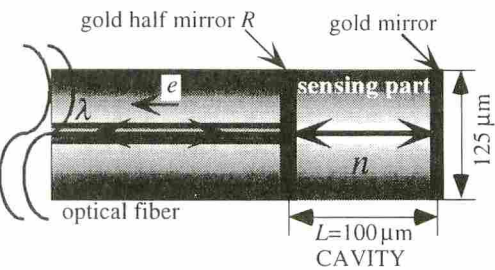


Fig. 1 Construction of the proposed optical fiber probe.

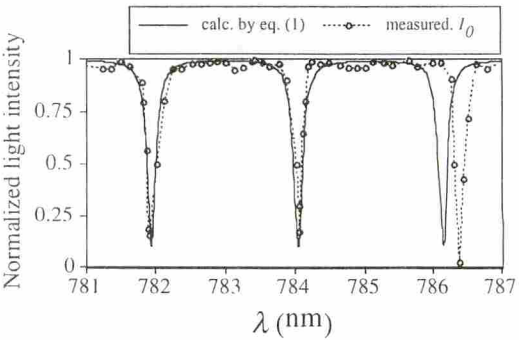


Fig. 2 Reflectance of the cavity as a function of wavelength.

* Pressure sensitivity of a Fiber Optic Micro-probe for the high-frequency ultrasonic field, by Yasuto UNO and Kentaro NAKAMURA, (Precision and Intelligence Laboratory, Tokyo Institute of Technology, 4259 Nagatsuta, Midori-ku, Yokohama 226-8503, Japan), e-mail: yasuto@pi.titech.ac.jp

$$\frac{1}{n} \frac{\Delta n}{\Delta p} = - \frac{\Delta n}{n} \frac{\rho}{\kappa \Delta p} = - \frac{n-1}{n\kappa} \quad (5)$$

ここで κ は、体積弾性率 (polymer, 4×10^9 Pa; silica, 3.7×10^{11} Pa) である。Fig. 3 下は、キャビティ材料がポリエステル樹脂とシリカである場合の、長さ変化 $\Delta L(L\Delta p)$ 及び屈折率変化 $\Delta n(n\Delta p)$ の計算結果である。長さ変化と屈折率変化の符号は逆のため、お互いに打ち消す可能性があるが、本方式の構造において材料がポリエステル樹脂の場合は、屈折率変化の方は無視できるほど小さい。また、ポリエステル樹脂はシリカに比べ 20 倍もの変化量が見込まれるので、圧力感度向上や有感部の局所化を行う上で、キャビティ材料はポリエステル樹脂の方が適当である。

以上から音圧感度 dG_R/dp を求めると、Fig. 4 のようになる。Fig. 2 で用いた試作機は、 $L=94.2$ mm, $G_1=0.93$, $R=0.8$ であることが、実測値 (Fig. 2) に対する式 (1) のフィッティングによりわかっており、音圧感度を算出すると、計算値との差は -6% 程度であった。図のようにキャビティ長に対して感度変化が小さい部分があるので、波長分割多重方式などでアレイ化する場合に有利であると考えられる。

次に、ダイナミックレンジの検討を行う。共振タイプの底から、波高値の 70% までの間を線形領域と仮定した。この時、ダイナミックレンジ Δp は、

$$\Delta p = \frac{\lambda}{2\pi n \Delta L} \sin^{-1} \sqrt{\frac{0.7 \times (1 - \sqrt{R G_1})^2}{0.3 \times 4 \sqrt{R G_1}}} \quad (6)$$

となる。前述試作機の実測値と、式 (6) による計算結果を Fig. 5 に示す。実測値は計算値の 1/4 程度であるが、実験系の温度変化や振動などにより Fig. 2 のディップ波長が

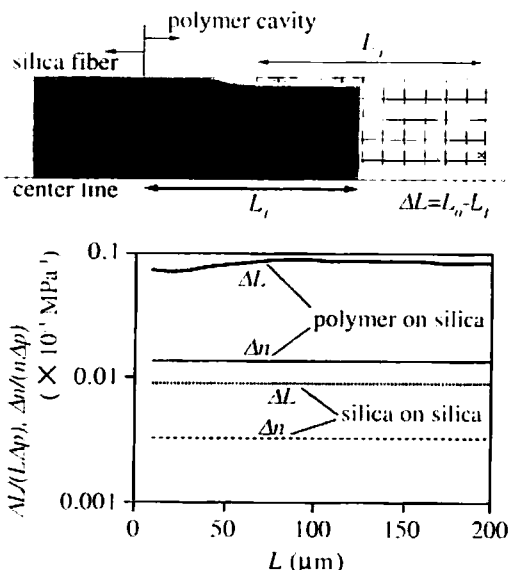


Fig. 3 Deformation analysis of the cavity calculated by FEM.

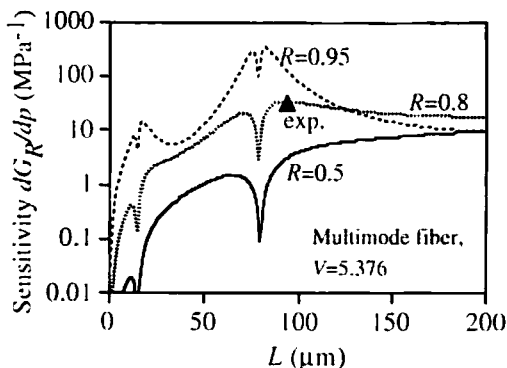


Fig. 4 Measured and calculated sensitivity of the proposed probe as a function of L .

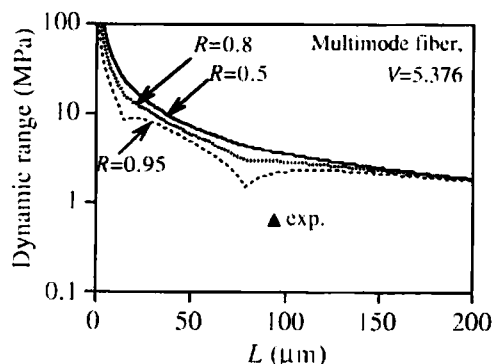


Fig. 5 Measured and calculated dynamic range of the proposed probe as a function of L .

変動し、スローフ中央に動作点が得られなかったためと考えられる。

5. まとめ

光ファイバを用いた超小型音場プローブの感度解析を行った。センサ部光キャビティの光学的特性と機械特性を計算した結果、プローブの音圧感度は実測値と良く一致したが、ダイナミックレンジは動作点が最適でなかったため、試作機の性能が十分に発揮されていないことがわかった。今後は、 $\lambda=0.784$ μm に対してのシングルモード・ファイバを用いたプローブを試作し、計算値との比較、検討を行う。

謝辞

本研究の一部は文部省科学研究費補助金COE形成基礎研究費 (#07CE2003「超並列光エレクトロニクス」) の援助を得て行われた。

参考文献

- 1) 宇野、中村、第 18 回 USE, OC5, pp.211-212, Nov. 1997.
- 2) Y. Uno and K. Nakamura, *Proc. of 12 th Optical Fiber Sensors*, OTuD6, pp.87-90, Oct. 1997.
- 3) T. Mukai and Y. Yamamoto, *IEEE J. Quant. Electron.*, vol. QE-17, no. 6, June 1981.
- 4) J. Stardenraus and W. Eisenmenger, *Ultrasonics*, vol. 31, no. 4, pp. 267-273, 1993.

塩川祥子, 山北滋之, 松井義和 (静岡大・工)

1. はじめに

レイリータイプの弾性表面波 (SAW) は伝搬面上に液体を負荷すると液体中に縦波を放射し, SAW 強度が大きいと液体が流れたり飛翔したりする. この現象を用いると, 液滴を特定の位置で容易に励振できる (Fig. 1. (a)). この方法による液滴振動を観察したところ, 液滴, 接触角, 密度, 表面張力, 粘性に依存した振動をすることが分かった⁽¹⁾. 本論文ではそれら物性値のうち接触角に着目し, 振動数との関係を実験的・理論的に明らかにした. この結果を利用した任意基板上の液滴の接触角測定法を提案する. これにより, 基板表面状態の評価の可能性を示す.

2. SAW による液滴振動

2.1 液滴の励振と測定

Fig. (a)に示すように, 128° 回転 Y 板 X 伝搬 LiNbO_3 上に 2 つの IDT を対向配置し, その中央に円形金膜 (半径 r_0) を設けた. この円形金膜上で, 体積 ($2\pi r_0^3/3$) の液滴は半球になる. 両側の IDT により SAW が励振されると, 液滴は高さ方向に振動する. 高さ変動は光学的に検出される. Fig. 1. (b)に実験装置の概略を示す. 振動の信号は GP-IB を通してコンピュータに取り込まれ, FFT 処理されスペクトルが得られる. 実験では液滴として水を用いた.

2.2 振動波形

SAW 入力信号は SAW の励振周波数 50 MHz の正弦波を 1 Hz の矩形波で振幅変調したものである (Fig. 1 (b)). Fig. 2 は SAW により励振された液滴 (水, 15 μl) 振動の一例である. SAW 励振時には強制振動を, 非励振時には自由振動を示す. それ故, 振動スペクトルには 2 つのピーク (f_n, f_0) が現れる. この 2 つのピークの SAW 入力電圧依存性を Fig. 3 に示す. Fig. 3 は水 15 μl における SAW 入力電圧に対する自由振動数 f_0 (●) と強制振動数 f_n (○) の関係を示している. 自由振動は入力電圧依存性はないが, 強制振動には依存性が見られる. 本研究では自由振動に着目し, その特性と応用を検討している.

2.3 液滴振動の理論と実験

平面固体上の液滴振動の理論は, 球形凹みに固定された液滴 (Fig. 4) の振動が解析されている^(2,3). これによると, 液体を非圧縮性, 重力及び粘性を無視すると, 微小表面変形の軸対称振動の振動数

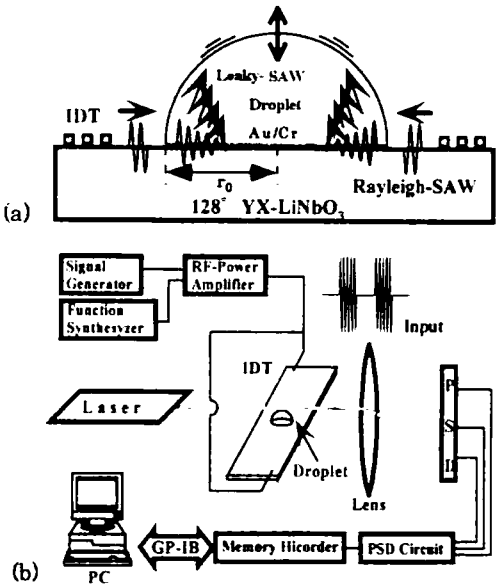


Fig. 1. (a) A droplet vibration generated by SAW. (b) Experimental set-up.

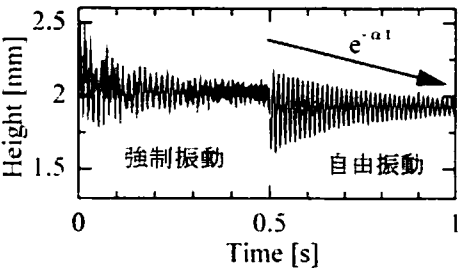


Fig. 2. Height response of drop vibration.

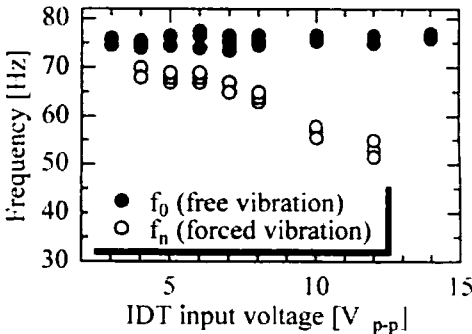


Fig. 3. Dependence of input voltage.

に対する固有値の式は

$$f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\sigma}{\rho r_0 \Lambda_N}} \quad (1)$$

で与えられる。ここで f は振動数、 σ は液滴の表面張力、 ρ_l は液滴密度、 r_0 は液滴半径である。また、 Λ_N は振動モード N に対応する固有値であり、接触角 θ とそれぞれ液滴及びその外部流体の密度 (ρ_e) の比 (ρ_e/ρ_l) に依存する。外部流体を空気、液滴を水とすると、その密度比は 0 で近似でき、 Λ_N は接触角 θ のみに依存する。Fig. 5 に、接触角 90° (半球) の水滴の半径 r_0 に対する振動数の、理論 ($N=1$) と実験結果を示す。

3. 接触角

3.1 SAW デバイスを用いた実験

Fig. 4 において、幾何学的に $\angle a$ と接触角 θ は

$$\theta = 2a \quad (2)$$

である。実験では、液滴を水平方向から撮影し $\angle a$ を求めることにより接触角 θ を決定した。

一定体積の液滴の接触角は、基板との接触面積を変化させることにより可変となる (Fig. 6 (a))。液滴の体積がそれぞれ 8, 10, 15, 20 μl の場合、接触角 θ を変化させその振動数を測定した。ここで半球 ($\theta=90^\circ$) の液滴を基準とし、その基準からの接触角及び振動数変化 ($\Delta\theta$ 及び Δf) の関係を Fig. 6 (b) に示す。接触角が大きい範囲においては、理論 ($N=1$) と実験結果はよい一致を示した。この結果より、自由振動数 f の測定から Δf を求めることにより、 $\Delta\theta$ つまり接触角 θ を得ることができる。

3.2 任意基板への応用

次に任意基板の接触角測定のため、以下のような実験を行った。任意基板上の液滴は SAW により励振できないため、①液滴を針で突つくと、②流体 (空気) を吹きかける (非接触)、という方法で液滴を励振させた。同一液滴を SAW、及び上記①、②の方法で励振させその振動数を測定すると、それらは同じ値を示すことが分かった。

ガラス板の表面を市販のスポーツ用防水スプレー (A, B) 及び車のフロントガラス用撥水剤 (C, D) で疎水処理して接触角 θ と自由振動数 f を測定した (Fig. 6 (b))。液滴の体積は 8 μl である。ガラス板上の実験結果は SAW 基板と同様に理論とよく一致した。この実験より、 $B>A (=C) > D$ の順に撥水性が大きいことが分かった。

4 最後に

本実験により、液滴振動による新しい接触角の測定法が見いだされた。すなわち、一定体積を持つ特定の液滴 (表面張力 σ 及び密度 ρ) を用いれば、振動数 f より接触角 θ を測定できる。これにより、基板表面状態を評価できることを示した。

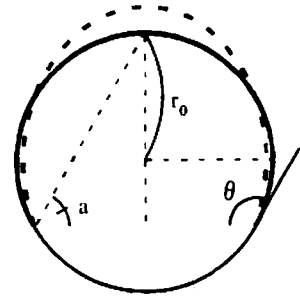


Fig. 4. Droplet shape.

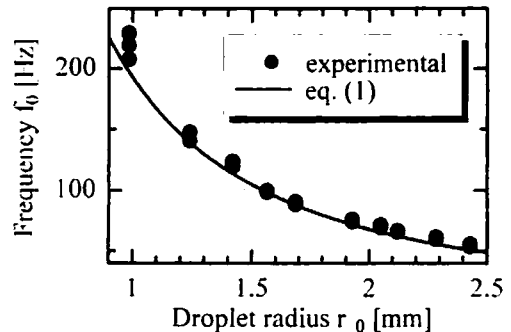


Fig. 5. Frequency as a function of droplet radius.

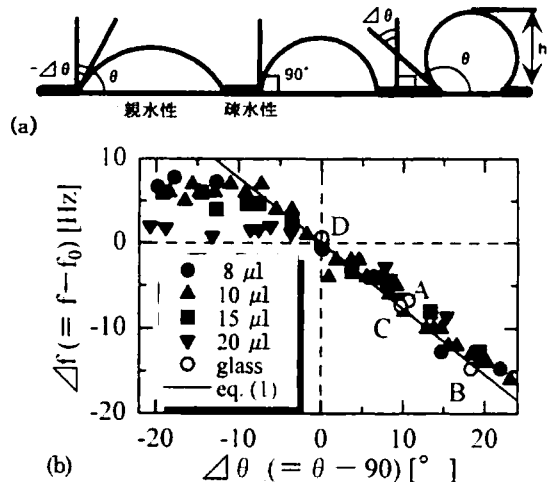


Fig. 6. (a) The variable contact angle of droplets with same amount. (b) Frequency shift as a function of contact angle shift.

参考文献

- (1) S. SHIOKAWA S.YAMAKITA and Y. MATSUI: 信学技報, US97-75 (1997)
- (2) M. STRANI and F.SABETTA: J. Fluid Mech. 141, 233-247 (1984)
- (3) ROBERT W. SMITHWICK III and JOSEPH A. M. BOULET: J. Colloid Interface Sci. 130, 588-596 (1989)

鉄村幹太 高橋信明 高橋純夫 (防衛大・応物)

1. はじめに

水中を伝搬する音波によって生ずる光ファイバの機械的弾性効果及び光弾性効果に着目し、光ファイバ中に形成されたFiber Bragg Grating (以下FBG) を検出素子とする水中音響センサについて研究を進めている。FBGに音圧が加わると、固有のBragg反射波長が音圧に依存して変化し、これに伴って透過光及び反射光が強度変調を受ける。この光強度変調を検出することによりセンサとして応用できる。これまでに透過光をセンシング光とする透過型センサで安定した検出出力と広いダイナミックレンジが得られ、また異なるBragg反射波長を有するFBGを直列に接続したアレイ化透過型センサでは、同時多点観測が可能であること及び指向性を有することを確認した^{2,3)}。今回は反射光をセンシング光とする反射型センサの動作実験について報告する。

2. 実験

実験装置の構成を図1に示す。光源には1550nm帯の波長可変型半導体レーザを用いた。光源のレーザ光を光アンプで増幅して90:10の光カップラで分岐し、10%の光はレーザ光のモニタのため光スペクトラムアナライザ(OSA)に入射する。90%の光は検出系に入射し、FBGからの反射光は光サーキュレータを通りフォトダイオードに入射する。フォトダイオードで光電気変換された信号をオシロスコープのプリアンプで増幅してスペクトラムアナライザで検出出力として測定した。FBGの透過側には光ファイバ端面からの反射を防ぐために、反射減衰量が60dB以上のAPC (斜め研磨) コネクタを融着した。FBGには蒸留水を入れた水槽に設置した円筒形圧電振動子を20kHzで励振して音圧を印加した。FBGは振動子の端面部の中心軸上に配置した。また、FBGに加わる音圧は圧電型ハイドロホン(B&K8105型)で測定した。

実験に使用したFBGはInnovative Fibers社製で、中心波長1550nm、半値幅2.0nm、中心波長における反射率は99%以上で、素材ファイバはシングルモードである。図2は音圧を印加していない状態のFBG及び光サーキュレータを含む検出系に、白

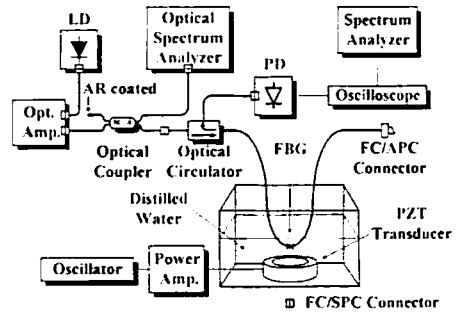


図1 実験装置

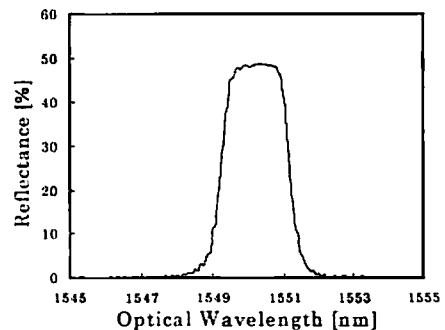


図2 反射光スペクトル

* Underwater Acoustic Sensor using Optical Fiber Bragg Grating as Detecting Element

By Kanta Tetsumura, Nobuaki Takahashi, and Sumio Takahashi (Department of Applied Physics, National Defense Academy).

色(ASE)光を入射して光スペクトラムアナライザで測定した反射光スペクトルである。横軸は光波長、縦軸は反射率である。この反射率はセンサを構成する全ての光学素子での損失を含んでいる。

3. 実験結果及び考察

図3はFBGに印加する音圧レベルを130dB re 1 μ Paとした時のオシロスコープで観測した検出出力波形である。上段がFBGセンサによる検出出力波形、下段が圧電型ハイドロホンの出力電圧波形である。FBGセンサの検出出力波形に歪みが無く非常に安定しているのがわかる。

図4は光源の出力光パワー($P_0=1.2$ mW)及びFBGに印加する音圧レベル($P_A=130$ dB re 1 μ Pa)を一定に保ち、光波長を変化させて検出出力を測定した結果である。横軸は光波長、縦軸は検出出力のレベル(相対値)である。図2に示す反射光スペクトルにおいて、中心波長前後に見られる反射率変化の大きな波長で検出出力が極大となっているのがわかる。

図5は光源の光波長($\lambda_0=1549.1$ nm)及び出力光パワー($P_0=3.0$ mW)を一定に保ち、FBGに印加する音圧レベルを変化させて検出出力を測定した結果である。横軸は1 μ Paを基準とした音圧レベル、縦軸は検出出力のレベル(相対値)である。65~137dB re 1 μ Paの音圧レベルに対して良好な線形性を示し、72dBのダイナミックレンジが得られた。

4. まとめ

光サーキュレータ及びAPCコネクタを用いてFBGを検出素子とする反射型センサを構成して動作実験を行った。その結果、透過型センサと同様に安定した検出出力と広いダイナミックレンジを得ることができた。

参考文献

- 1) Nobuaki Takahashi, Akihiro Hirose and Sumio Takahashi, "Underwater Acoustic Sensor with Fiber Bragg Grating", OPTICAL REVIEW, Vol. 4, No. 6, 691-694 (1997).
- 2) 広瀬明宏, 鉄村幹太, 高橋信明, 高橋純夫, "ファイバブラッググレーティングを用いた音波の多重検出", 第18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, 89-90 (1997).
- 3) 広瀬明宏, 鉄村幹太, 高橋信明, 高橋純夫, "Fiber Bragg Grating を用いた WDM 水中センサの動作実験", 日本音響学会平成10年度春季研究発表会講演論文集Ⅱ, 1145-1146 (1998).

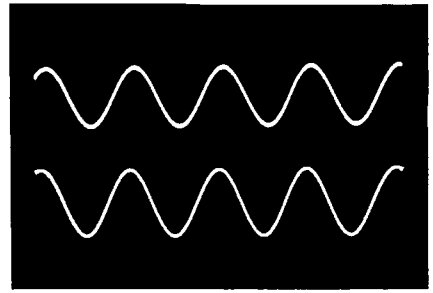


図3 検出出力及びハイドロホン出力波形

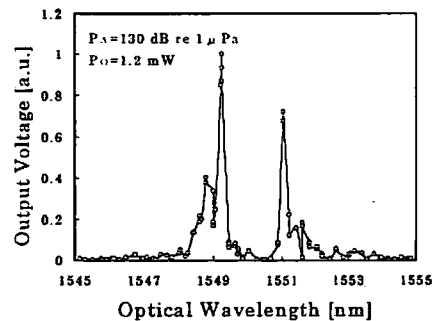


図4 検出出力の光波長依存性

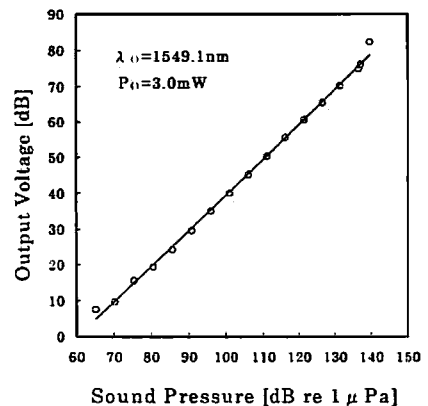


図5 検出出力の音圧レベル依存性

○布田浩二, 高橋信明, 菊池年晃 (防大・応物)† 越智寛 (海科技センター)‡

1 はじめに

海洋音響トモグラフィ(OAT)のような海中における長距離音波伝搬において、受波パルスの連続的な時系列データを詳細に観察すると、受波パルスが変動・消失する部分が認められる。また、海中でのデジタルデータ伝送においてビットエラーが生じることがある [1]。

これらの原因として、従来、媒質の不均質の一因である音速微細構造層や内部波等の存在が考えられているが、このような不均質媒質中を音波が伝搬する場合、それらの振幅と位相が海洋の不均質さにより変動し、受波パルスに影響することが考えられる。

本報告では、水中を伝搬する M 系列信号の位相偏移の形態と大きさが受波パルスに与える影響について評価を行った結果を報告する。

2 M 系列信号の特性

OAT では時間分解能を高めるため、距離にして 15 km 程度の長い M 系列信号を送波し、受波した後に送信したものと同一の M 系列 (以下、「レプリカ」という) との相関処理によりパルス圧縮を行う [2, 3]。この信号が不均質な媒質によって受ける位相変動を調べるため、M 系列信号を使用した送受波システムを想定し、コンピュータ・シミュレーションを行った。本報告にて想定した変復調モデルを Fig.1 に示す。

シミュレーションでは、10 次 2 波の M 系列信号を送信し、それを受信・復調・相関処理を行って、相関係数の変動を評価する。搬送波周波数は 200 Hz を基準とし、ひとつの M 系列信号を複数のブロックに分割して、そのブロック毎に位相を変化させた。そのうちの 1 ブロックはレプリカ信号の一部と同一の波形である。分割ブロック数は 2, 5, 11, 21 について評価した。位相変化のパターンは、次の 3 つのケースを設定し、位相偏移の大きさは最大で 3.6 deg 程度とした。

Case 1 M 系列信号の先頭ブロックを基準とし、後

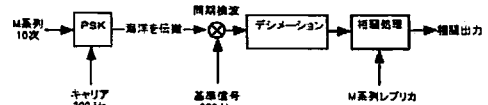


Fig. 1: The Model of Modulation/Demodulation

尾のブロックほど位相が偏移した場合

Case 2 M 系列信号の中央ブロックを基準とし、中央から前後へ離れるに従い位相が偏移した場合

Case 3 M 系列信号の後尾ブロックを基準とし、先頭のブロックへいくほど位相が偏移した場合

3 結果及び考察

Case 1 における相関出力を Fig.2 に示す。分割数が 2, 5, 11 と増えるに従って、相関係数が小さくなることがわかる。これはレプリカと完全に一致する第 1 ブロックの時間長が約 $1/N_B$ (N_B : ブロック数) となるため、相関係数の定義からも予測できる。分割数 11 の場合と 21 の場合を比較すると、図中では相関係数にあまり差異が表れていないが、さらに大きな位相偏移を与えれば、 $1/N_B$ に近づいていく。

位相偏移と相関係数値との関係を Fig.3 ~ 5 に示す。Case 1 を見ると、どの分割ブロック数の場合も、位相偏移が大きくなるに従って相関係数は急激に小さくなり、 $-20 \log N_B$ ($1/N_B$ に相当) に漸近していく。レプリカと完全に一致する第 1 ブロックが相関係数に寄与している様子が大きく表れている。

Case 2 (Fig.4) と Case 3 (Fig.5) を比べると、位相偏移に対する相関係数のピークの形状は Case 3 のほうが鋭いピークとなっており、Case 3 に比べて Case 2 のほうが位相変動の影響が少ないことを示している。位相偏移の形態によっても受波パルスのレベルが変動することがわかる。

これらの図から、M 系列信号の位相偏移が 0.1 %, 角度にして 0.36 deg 程度であっても、受波パルスのレベルは 5 ~ 10 dB 程度低下しており、OAT におけるパルスの検出に大きく影響するものと思われる。

*The Study of the Characteristics of M-Sequence Signal in the Inhomogeneous Medium.

†Kohji Futa, Nobuaki Takahashi, Toshiaki Kikuchi (NDA)

‡Hiroshi Ochi (JAMSTEC)

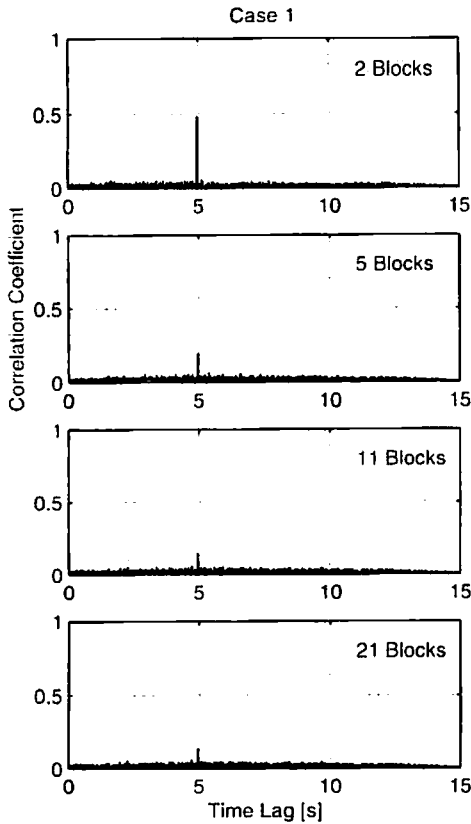


Fig. 2: Cross Correlation Values

4 まとめと課題

位相偏移を与える不均質な媒質中を M 系列信号が伝搬する場合、受波パルスのレベルが小さくなることがわかった。この場合、信号対雑音比によっては受波パルスの消失につながる可能性がある。

海中の不均質領域の構造は複雑であり、音線の転回点付近に不均質領域が存在する場合には、転回による位相変化に不均質による位相変動が加わり、音波の位相は複雑に変動することが予想され、受波パルスのレベルも変化してしまう。今後、海上実験を行い、シミュレーション結果との比較検討を行うとともに、実海域で得られたデータを解析し、位相変動と受波パルス消失の関係を調査する。

参考文献

- [1] Hiroshi OCHI, Takuya SHIMURA, Yasutaka AMITANI, Toshio TSUCHIYA, "Development of Acoustic Packet Data Relay Communication

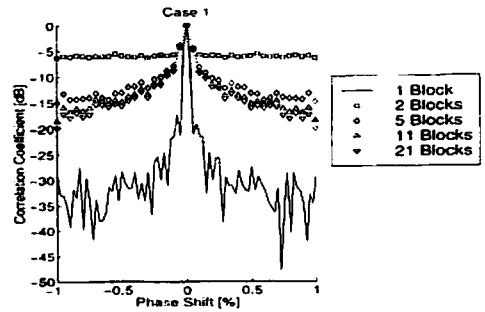


Fig. 3: Correlation Coefficient (Case 1)

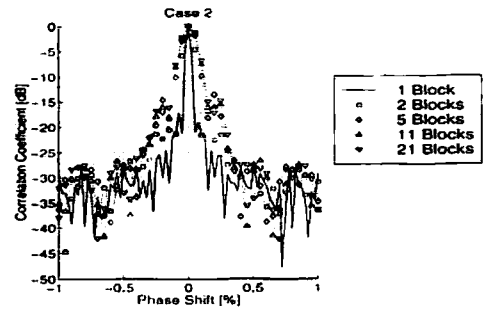


Fig. 4: Correlation Coefficient (Case 2)

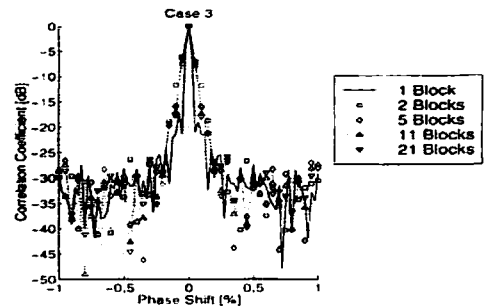


Fig. 5: Correlation Coefficient (Case 3)

System and the Results of its Sea Trial.", Third Joint Meeting, Acoustical Society of America and Acoustical Society of Japan

- [2] 大槻茂雄, 奥島基良, "海中における超音波伝搬状況観測のための M 系列 2 周期信号法", 日本音響学会誌 38-10, p.619-623 (1982)
- [3] 蜂屋弘幸, 宮川裕, 中村敏明, 中笠岩男, "長距離伝搬音波の変動特性の検討", 電子情報通信学会技術研究報告 Vol.98, No.257, US98-40

土屋健伸、奥山隆、藤井太郎、穴田哲夫、遠藤信行（神奈川大・工）

1. はじめに

現在、地球規模で高速に海洋内部構造を計測する海洋音響トモグラフィ (OAT) が注目されている。OATにおける音波伝搬解析は一般的に二次元モデルによる解析が行われているが、現実の海洋環境は地底形状や海流、水塊などの様々な現象を有しており、それらは三次元的な広がりを持っている。著者らは音線理論を用いて海流や水塊が存在する海域での三次元音波伝搬解析を行った。一方近年、高速に近似解を求められる放物型方程式 (PE) 法が提案され、さらに計算機の処理能力が著しく増加したことにより、三次元的な海洋環境の変化に対応した新しい音波伝搬の解析が可能となっている。³⁻⁵⁾ そこで著者らは三次元放物型方程式法 (3DPE) を用いた浅海での三次元解析を報告した。²⁾ ここでは、太平洋中緯度付近の深海において冷水塊が存在する海域を想定し、二次元解析と三次元解析について比較した結果について報告する。

2. 理論

伝搬方向 r 、深度方向 z 、方位方向 θ とする円筒座標系においてヘルムホルツ波動方程式は以下の式で与えられる。

$$\rho \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial P}{\partial r} \right) \right] + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 P}{\partial \theta^2} + k_n^2 n^2 P = 0 \quad (1)$$

ここで、 $n=c_0/c$ 、 $k_0=\omega/c_0$
伝搬方向に音速が緩やかな変化と仮定し前進波動方程式のみを取り出すと次式となる。

$$\frac{\partial \psi}{\partial r} = jk_0 \left(-i + \sqrt{1 + X + Y} \right) \psi \quad (2)$$

$$\text{ここで、} \quad X = \frac{1}{k_n^2} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + n^2 - 1 \quad Y = \frac{1}{k_n^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2}$$

X は深度方向 z の微分演算子、 Y は方位方向 θ の微分演算子である。上式を Operator Splitting 法で用いて解き、式 (3)、式 (4) にそれぞれ有限差分法を適用して、差分スキームを求めて計算する。

$$\frac{\partial \psi}{\partial r} = jk_0 \left(\frac{2X}{4+X} \right) \psi \quad (3) \quad \frac{\partial \psi}{\partial r} = jk_0 \left(\frac{Y}{2} \right) \psi \quad (4)$$

3. シミュレーション海域

二次元解析と三次元解析を比較するために、深海水に冷水塊が存在する海洋モデルを想定し数値解析を行った。深度 6000m、伝搬距離 120km、方位角 3.6deg の領域で、音速プロファイルに Munk の近似式を用い、150Hz の音源を SOFAR 軸深度 1000m に設置する。さらに音源より距離 60km の地点に深度 D_m を中心とした三次元的な温度分布をもつ冷水塊に相当する音速の遅い部分を設ける。この時冷水塊の中心部は他の海域より温度にして 8℃ 程度低くしてある。

二次元解析と方位方向の変化を考慮した三次元解析の結果を比較する。Fig.2 に SOFAR 軸深度での伝搬距離に対する音圧分布を示す。この時、冷水塊中心の深度 D を 1000m と仮定した。方位角 0deg においては冷水塊側面を通る、0.45deg では冷水塊の中心を通る経路である。Fig.2(a) では冷水塊付近で二次元解析に比べ三次元解析による音圧が 8~14dB ほど下回っている。また冷水塊以遠の音圧分布に大きな影響が及ぼされており、90km 付近では音圧のピーク位置が 5km 程度遠くなっている。逆に (b) では冷水塊付近で三次元解析による音圧が 8dB ほど上回っている。こ

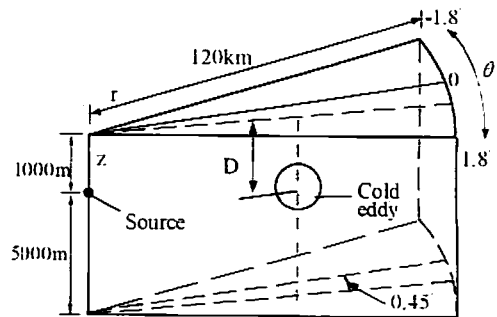


Fig.1 海洋モデル

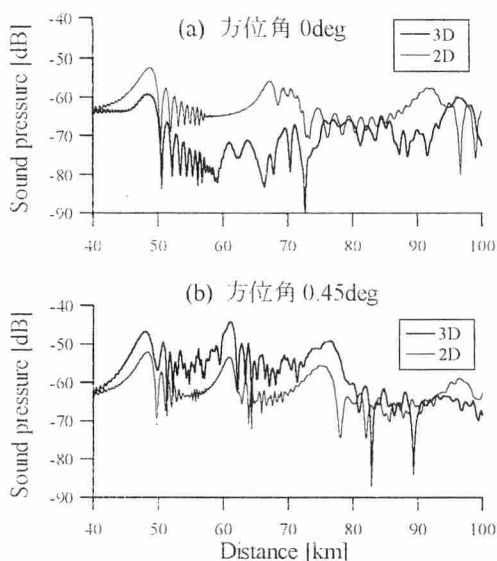


Fig.2 SOFAR軸上での伝搬距離に対する音圧分布 (D=1000m)

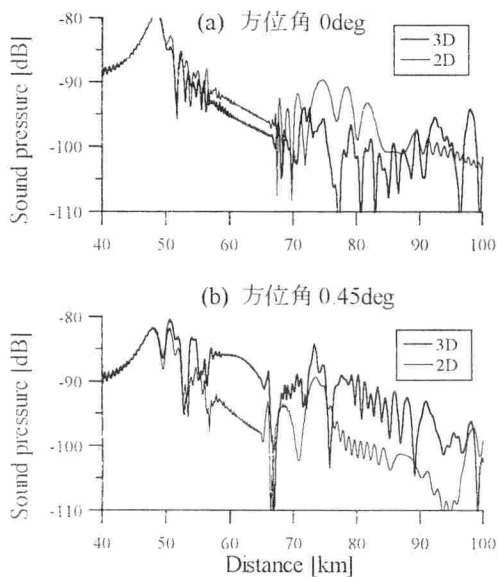


Fig.3 SOFAR軸上での伝搬距離に対する音圧分布 (D=0m)

[参考文献]

1) T.Tsuchiya,et.al."Three-Dimensional Ray Simulation of Sound Propagation in Ocean with a Geostrophic Current".

Jpn. J. Appl. Phys. 37,3148-3151,(1998) 2) 奥山他、日本音響学会講演論文集(1998.3)pp1137-1138 3) Ralph N.Baer."Propagation through a three-dimensional eddy including effects on an array." J.Acoust.Soc.Am.69,70-75(1981)

4) John A Fawcett,"Modeling three-dimensional propagation in an oceanic wedge using parabolic equation methods," J.Acoust.Soc.Am.93,2627-2632 (1993) 5)William L. Siegmman.Gregory A. Kriegsmann and Ding Lee."A wide-angle three-dimensional parabolic wave equation." J.Acoust.Soc.Am.78,659-664

これは冷水塊内部の音速が遅いために冷水塊周囲に伝搬してきた音波が冷水塊の中心部に向かって曲げられた結果、中心部での音圧が高まったためと考えられる。Fig.3に冷水塊中心を海表面0mに設置した場合の計算結果を示す。SOFAR軸に水塊を置いた場合に比べて冷水塊付近での変動が10dB程、冷水塊以遠で5~11dB程の変動が見られる。Fig.4に三次元音波伝搬解析によるSOFAR軸深度での水平平面の音圧分布を示す。プログラムの都合上、ここでは扇形領域を長方形で表示している。冷水塊に対し音のエネルギーが集中していくため、方位方向に音圧分布の疎密が表れることが分かる。

4. おわりに

三次元的な分布をもつ冷水塊が存在する深海を想定し、三次元放物型方程式法を用いて音波伝搬解析を行った。その結果、方位方向の変動が解析結果に大きく影響を与える事を示した。海洋環境の変化が大きい場合には三次元的な伝搬解析が必要であるとの結果を得た。

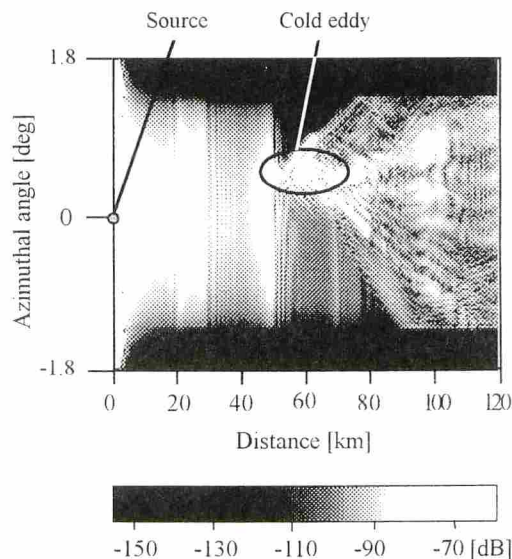


Fig.4 SOFAR軸深度での水平平面内の音圧分布 (D=1000m)

海底の吸収損失を考慮した長距離音波伝搬の PE法による数値解析

羽田 益也 土屋 健伸 藤井 太郎 穴田 哲夫 遠藤 信行
(神奈川大学・工)

あらまし 近年、地球環境問題への関心が高まるに伴って、地球規模の海洋観測を行い、気象等に有用なデータを計測・解析するという海洋音響トモグラフィが注目されており、海洋音波伝搬問題を正確且つ短時間に解析する手法の開発が望まれている。本報告では、海底の複雑な音波伝搬を正確に予測するために海底の堆積層による吸収損失を考慮した音速プロファイルに対して種々の高次Padé近似による広角PE法の定式化を行い、計算機プログラムを作成し、音波伝搬特性を求め、比較検討したので報告する。

1. はじめに

海洋音響トモグラフィでは、観測された伝搬パルスの経路と識別・同定を行うことが重要である。そのためには、音線理論と同じように比較的短い時間で、且つ複雑な音波伝搬特性を正確に推定できる解析手法が必要である。一般に、海洋音波伝搬問題を取り扱う手法として、古くから音線理論、固有モード展開法或いはハイブリッド法が報告されている[1-3]。さらに最近、より汎用性の高い数値解法として広角PE法が広く用いられている[3]。ここでは、伝搬方向を r 、垂直な深さ方向を z とする(r, z)座標系の基に、種々の高次Padé近似による広角PE法について計算精度、パデの次数 n と広角の範囲、数値解法の負担及び安定性等について検討する必要がある。音速プロファイルは文献[4]の地中海西部海域の実測データに基いて図1(a)に示すモデルを設定する。即ち堆積層では音速プロファイルに損失を考慮し、さらに計算領域端では無反射となるように吸収と透明境界を設けている。

2. 高次Padé近似による定式化

2次元の座標系(r, z)において、一方向波動方程式は式(1)で与えられる[1,2]。

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = jk_0(\sqrt{1+L} - 1)\phi \quad (1)$$

$$\text{ここに、} L = \frac{1}{k_0^2} \left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_0^2(n^2(r, z) - 1) \right]$$

式(1)の微分演算子を含んだ $\sqrt{1+L}$ は簡単には解くことができないので、何らかの近似を施す必要がある。これまで筆者らが検討した代表的な手法について記述する。

(a) 高次Padé演算子法

ここでは、Taylor級数式よりも良い精度で展開可

能な高次パデ近似式(2)を用いる。

$$\sqrt{1+L} - 1 = \frac{N_m(L)}{D_n(L)} = \frac{L/2 + L^2/4}{1 + 3L/4 + L^2/16} \quad (2)$$

ここに $N_m(L), D_n(L)$ は m, n 次多項式

通常、次数(1,1)パデ近似式が良く用いられるが、近似の精度及び伝搬角の範囲を拡張するために次数(2,2)のパデ近似式を用いた。このとき解くべき行列の帯域幅は5重となり、定式化も幾分複雑となるが、式(3)のように書くことができる。

$$\left(1 + \frac{3}{4}L + \frac{1}{16}L^2\right) \frac{\partial \phi}{\partial r} = \frac{jk_0}{2} (L\phi + \frac{1}{4}L^2\phi) \quad (3)$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = \frac{\phi_{j+1} - 2\phi_j + \phi_{j-1}}{\Delta z^2}, \quad \frac{\partial^4 \phi}{\partial z^4} = \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} \right) = \frac{(\phi_{j+2} + \phi_{j-2}) - 4(\phi_{j+1} + \phi_{j-1}) + 6\phi_j}{\Delta z^4} \quad (3)'$$

式(3)の各 L, L^2 の高次微分演算子は式(3)'

に示す中心差分近似で近似することにより、 $(2n+1)$ の帯域幅をもった連立行列方程式を解く問題に置き換わる。LU分解、変形ガウスの消去法を用いて「必要な帯域幅+1」だけの記憶を確保することにより、計算機にあまり負担を掛けることなく解くことができる。

(b) 高次Padé級数展開法

近似精度及び定式化の容易さを考え、高次のパデ近似を式(4)に与えるように級数展開することにより、行列のサイズは3重対角行列のままで計算することができる。

$$\sqrt{1+L} - 1 = \sum_{i=1}^n \frac{a_{i,n}L}{1+b_{i,n}L} + O(L^{2n+1}) \quad (4)$$

$$a_{i,n} = \frac{2}{2n+1} \sin^2 \left[\frac{i\pi}{2n+1} \right], \quad b_{i,n} = \cos^2 \left[\frac{i\pi}{2n+1} \right]$$

式(4)のPadé級数はテイラー級数の収束半径外においても良い近似を与える。更に式(4)は n 個の2階微分演算子の和の形で表現されている。それ故、演算子分割法、即ちクラーク・ニコルソン法を n 回用いることにより解くことができ、3項対角連立方程式が導出され、トーマス法等で効率的に解くことができる[5]。

$$\phi(r + \Delta r) - \phi(r) = -j \frac{k_b \Delta r}{2} a_{i,n} (1 + b_{i,n} L)^{-1} L [\phi(r + \Delta r) + \phi(r)] \quad (5)$$

(c) スプリットステップ 高次Padé 解法

同じ次数の展開式であるが、解法によってどのような差異が生じるかを検討するために、(a)、(b)とは別の高次Padé展開に基づいてスプリットステップ広角式を示す。式(1)の形式的な解は式(6)のように表される。

$$\phi(r + \Delta r, z) = \exp[jk_0 n_b (\sqrt{1+L} - 1) \Delta r] \phi(r, z) \quad (6)$$

式(6)の指数関数演算子は有理近似式によって展開することができる。例えば、2次の有理式で展開すると

$$\exp[jk_0 n_b (\sqrt{1+L} - 1) \Delta r] \approx \frac{1 + p_1 L + p_2 L^2}{1 + q_1 L + q_2 L^2}$$

$$(1 + q_1 L + q_2 L^2) \phi^{n+1} = (1 + p_1 L + p_2 L^2) \phi^n \quad (7)$$

分母分子の係数 p_i, q_i は複素共役の関係にあり、文献[3]の拡張によって求められる。

3. 数値計算例

各手法の計算精度と妥当性を検討するために、文献[3]の3層構造に対する音速プロファイルを用いて手法(b)の計算結果の一例を与える。音源の入射波は ± 4.5 度の広角ガウシアンビームとし、海面より150mの位置、 z 方向のサンプリング数 $M=2000$ 、刻み幅 $\Delta z=0.001$ km、 r 方向のサンプリング数 $N=12500$ 、 $\Delta r=0.008$ kmで計算したときの音波伝搬を図1(b)に示す。音波は海面で反射を繰り返しながら伝搬すると共に海面と海底での反射する様子、2層目、及び3層目の境界での反射する様子も確認されている。なお、他の解析結果との詳細な比較は当日発表する。

4. 結び

高次(2, 2)パデ近似式に基づいて3つの広角FD-PE法について定式化し、数値計算を行った。従来の(1, 1)パデ式と比較しても短時間で正確に解析できることから、今後、時間領域のパルス伝搬問題の解析に適用していく予定である。

[Reference] (1) M.D. Collins, J. Acoust. Soc. Am. 86, Oct. 1989. (2) R.H. Hardin and F.D. Tappert, "Applications of the split-step Fourier method to the numerical solution of nonlinear and variable coefficient wave equations", SIAM Rev., No. 15, p. 423 (1973) (3) Ding Lee, Youcef. Saad, etc, "An Efficient Method for Solving the Three-Dimensional Wide Angle Wave Equation", Computational Acoustics: Wave Propagation Elsevier Science Publishers B.V. (North-Holland) IMACS, 1998, pp. 75-89 (4) 土屋, 菊池, 藤森, 越智, 長谷川, "海底の影響を考慮した地中海西部海域の長距離音波伝搬解析", 音響学会誌 54巻 5号(1998), pp. 351-364. (5) Richtmyer and Morton, "Difference methods for initial-value problems", pp. 216-217, John Wiley & Sons Inc., 1967.

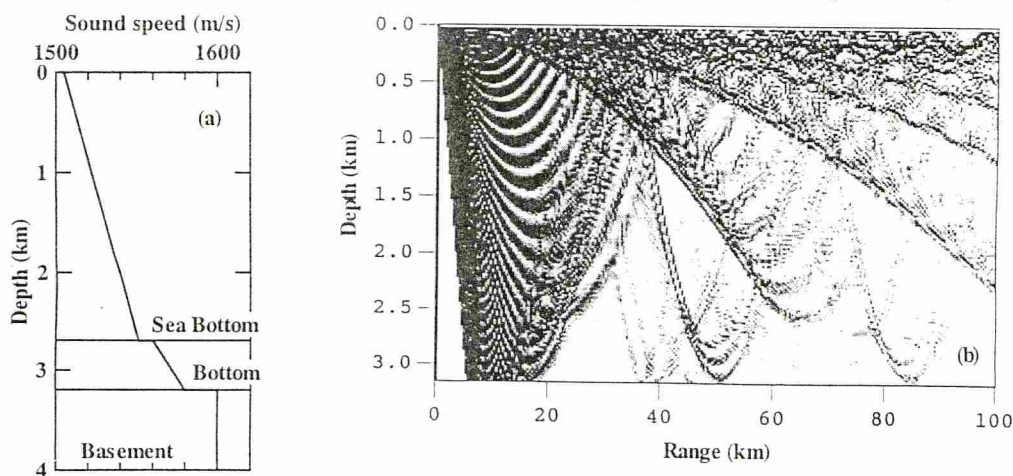


Fig.1 (a) Sound speed profile with the ocean partitioned one layer and the bottom into two.
(b) Sound fields based on wide-angled FD-PE method.

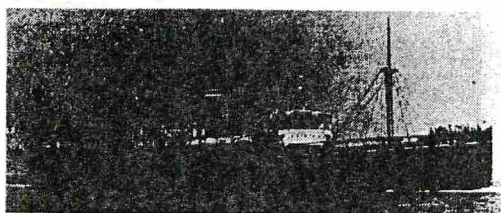


図1 学童疎開船「対馬丸」

1. はじめに

海洋科学技術センターは、1997年12月に戦時中沈没した学童疎開船「対馬丸」(図1)の探索を行った。この探索では、マルチナロービーム測深機、サイドスキャンソナー、サブボトムプロファイラが総合的に利用され、水深約900mの「対馬丸」を短時間で発見することができた。ここでは、その調査手法とそれぞれのソナーの性能評価について報告する。

2. 探査手法

「対馬丸」は、第二次大戦末期、沖縄の学童を疎開させるため小学生、教師等1747名を乗せ那覇より長崎に向け航海中に米国の潜水艦の魚雷攻撃を受け、1944年8月22日夜、トカラ群島悪石島西北沖に沈没し、1,508名(学童738名)の人命が失われた。事前調査の結果、「対馬丸」は、排水量6756トン長さ136m、船体に3つの高まりがある三島型といわれる独特の船形を持ち、直線的な船首形状が特徴的であることがわかった。沈没地点は、図2に示したように約12km×12kmの広い海域内であると推定された。そのため、探査を成功させるために、①調査船「かいれい」のマルチナロービーム音響測深機(Sea Beam2112/004型)の海底反射強度計測機能を使った広域調査により沈没地点を絞り込む②無人探査機「かいこう」の曳航式サイドスキャンソナー(SSS)による近傍の船体形状詳細調査③TVカメラによる目視観測、という計画が立案された。

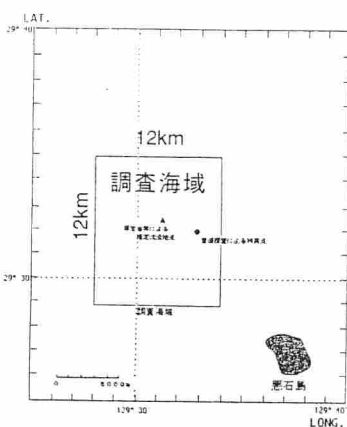


図2 沈没推定地点と調査海域

3. Sea Beamによる広域調査

Sea Beamは、図3に示したように12kHzの多数の送波ビームと狭い受波ビームとの組み合わせにより $2 \times 2^\circ$ のビームを形成し、一度に多くの測深データを得ることができる装置である。水深1000m程度の海域では水深のほぼ4倍の範囲を調査することが可能である。我々は、Sea Beamの反射強度計測機能を用いればビーム幅 2° から考え、2000m離れた場所からなら100m程度長さを持つ沈没船のような物体を探知できる可能性があると推測した。まず、調査海域の水深(600~900m)から重複分も考慮し2km毎に調査測線を設定し探査を開始した。作成された広域の反射強度計測図を基に何点かの特異点を抽出し、更にその中から、図4のように水深870mの海底に海底面との反射強度の差が10dB以上ある長さ100~150mの細長い特異点を選び出した。次に、船体に装備されている地層探査用のSBP(ビーム幅 $5 \times 5^\circ$ 、周波数4~7kHzのchirp信号)を用い特異点直上に航走した。SBPの仕様性能からは水深900mでは、80m以上の大きさの物体しか探知できないと想像されたが、実際には図5に示したように明らかに船体と判断できる形状のエコー(楕円の中)が観察された。この図から推定されるSBPの分解能はほぼ30mであり、仕様よりも狭いビームが形成されていることがわかった。また、図5では、海底下の地層が40m以上観測されていることから、海底面は泥などの音波の透過の良いものであると推察された。しかし、円内の物体の下の地層が部分的に欠落していることから、物体は音波の透過が悪いことが予想できた。なお、この特異点は、沈没想定地

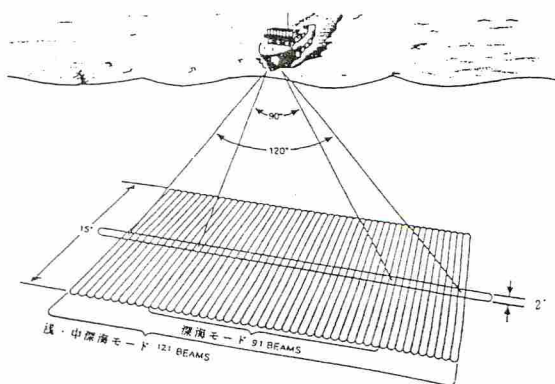


図3 Sea Beam2112/004のビーム形成

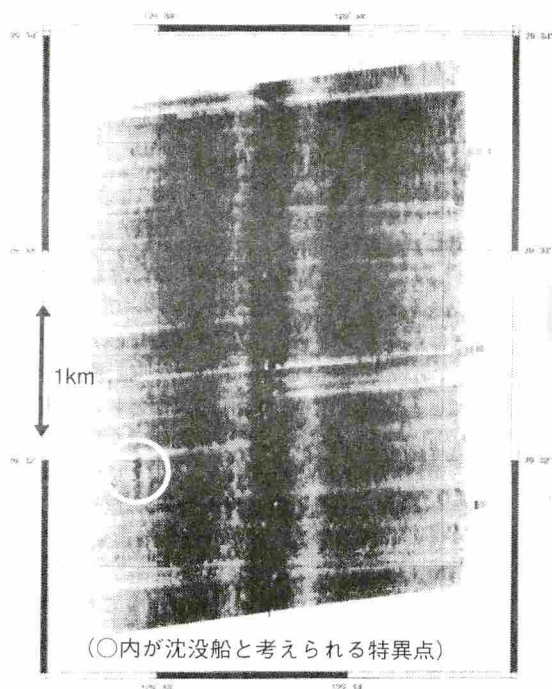


図4 反射強度分布図の一部

点から2 km ほど東南東にズレてることがわかった。

5. 曳航型サイドスキャンソナー (SSS) による探査

次に、発見された特異点に対して無人探査機「かいこう」の曳航型SSSによる精査を行った。「かいこう」のSSSは、周波数は、ほぼ60kHz (左右舷で異なる)、ビーム幅は約2° で片側1000m以上の探査が可能である。調査結果を図6に示す。この画像は、SSSをほぼ90~100mでの高さを保ち、特異点から約350m離れた測線に沿って海底から曳航されて得られたものである。図6(1)は、処理されていない生の音響画像であり、手前には船体と思われる反射強度の大きい部分が見られる。海底面には、船体によって音波が遮蔽された影の部分が見れており、これから高さを持った物体が海底に存在していることが見て取れる。6(2)では、影の部分画像処理により強調し、更に曳航体の高度と影の長さの関係から縦横比を補正し、6(3)のように補正された影の部分だけを取り出した。ここから物体の高さは15m程度、長さは曳航速度情報から130~140mと推測された。さらに、反対側からSSSを曳航

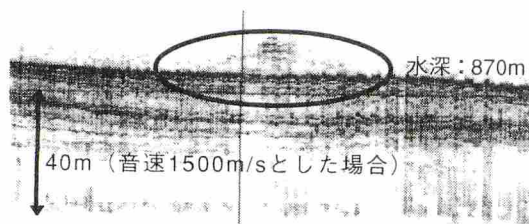
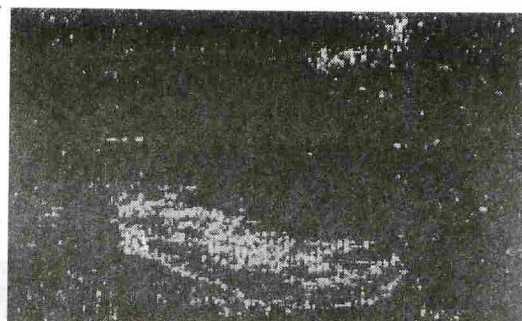


図5 特異点のサブボトムプロファイル画像



(1) SSS で得られた音響画像



(2) 音響的な影の部分抽出し補正を行った画像



(3) 船影を抽出した画像

図6 「かいこう」のSSSによる船影の確認

し、物体が西側に傾斜していることもわかった。そして、「対馬丸」の側面図を基に検討が行われ、独特の三島型の形状や直線的な船首形状から、船首を北側に向けた「対馬丸」であるとほぼ断定された。

6. 無人探査機による船体の確認

音響機器による探索結果を受け、無人探査機「ドルフィン3K」により船体の調査が開始された。船体位置は既に特定されていたため、前方探知ソナーにより、直ちに船体が発見された。そして、「ドルフィン3K」の高感度TVカメラにより、「対馬丸」(旧漢字)の文字(図7)が確認され、これにより一連の探査作業を終了した。

7. まとめ

様々なソナーを総合的に活用することにより、海底の古い沈船のように位置の不正確な物体の探索を効率よく行うことができたことがわかった。また、海底の目標物を利用してソナーのビーム幅等の性能を推定することが可能であることも確認された。



図7 「ドルフィン3k」で撮影された船体の一部

立花克郎 (福岡大学・医学部)

1. はじめに

近年、薬物効果を増強促進することを目的とした超音波エネルギーの応用に関する研究が盛んになってきた。超音波エネルギーにより薬物の組織内への透過が促進されたり、超音波による物理化学的な手法を用いた音響化学療法などさまざまな可能性が新たに発見されてきた。また、その応用範囲は多岐にわたり、血栓溶解療法、血管治療、癌治療、インスリンの経皮吸収による糖尿病治療、遺伝子治療などへの応用が研究され、実用化が期待されている(表1)。一方、そのメカニズムについては解っていないことが多く、今後は超音波の音響学的な面からの解明が必要とされている。

2. 超音波血栓溶解療法

我々が1980年代に最初にウロキナーゼの血栓溶解における超音波の促進作用を報告して以来しばらくたつが(1)、最近3-4年の間にこの分野に関する論文数が急激に増加し臨床応用の気運が高まってきた(2,3)。血栓溶解剤は超音波照射により血栓内により早く浸透し、溶解に要する時間が実験的に10分の1まで短縮される例もあり、心筋梗塞、脳梗塞、下肢の動脈閉塞の治療への応用が最初に実用化されると予想される。現在超音波装置としては体内照射と体外照射の二つの方式が論議されている。体内照射の一つとして血管内カテーテルの先端から超音波を発振させ血栓のすぐ近くで血栓溶解剤の効果を増強させる方法が開発されつつあり、すでにヨーロッパで臨床試験がスタートしている(図1)。一方、患者の皮膚表面から非侵襲的に超音波を照射する体外照射も今後の焦点とされる。最近、超音波エコーコントラスト剤の存在下でさらに治療超音波エネルギーが増強されることが発見され、より低い出力で限局的効果が得られる可能性が出てきた(4)。

3. 超音波による薬物経皮吸収

糖尿病の治療薬であるインスリンは消化管で分解されるため現在注射の形でしか投与できない。このためインスリンの経皮吸収剤の開発が待たれている。しかし、皮膚の角質層がバリアーとして働くためインスリンの皮膚透過は困難である。超音波により薬物の経皮吸収速度が増強されることが発見され、一気にインスリンの経皮投与の可能性が高まった(5,6)。超音波は角質層に何らかの変化をもたらして皮膚の薬物透過速度を促進する効果を持つことが実験的に証明されている。しかも、これは可逆的な変化のため超音波による経時

Enhanced drug effectivity by ultrasound energy

Katsuro Tachibana

Fukuoka University School of Medicine

表1 現在まで報告されている超音波による薬物ターゲティング及びリリース。

薬物経皮吸収

インスリン、成長ホルモン、インドメタシン、リドカイン、等

血栓溶解剤

ウロキナーゼ、TPA、ストレプトキナーゼ

抗がん剤

ブレオマイシ、シスプラチン、Ara-C

超音波感受性物質（超音波励起）

ヘマトポルフィリン誘導体、ATX-70、フォトフリン

その他

遺伝子、エコーコントラスト剤（アルブネックス、PESDA）

的な薬物投与量が制御可能になる。頻回にしかも急速に鎮痛剤の投与が必要となる癌末期のペインコントロールへの応用も期待されている(図2)。

4. 超音波を応用した遺伝子治療

昨年(1997年)から超音波を用いた遺伝子治療が注目されるようになった(7, 8)。今までさまざまな疾患に対する遺伝子治療が試みられているが、遺伝子をターゲットの細胞内(細胞核内)にいかになにに挿入するかが課題となっている。ウイルスを用いた遺伝子挿入方よりも超音波エネルギーで遺伝子をそのまま細胞内に入れることがより効率的であると考えられた。ソノポレーション(Sonoporation)といわれるこの方法を応用すると、超音波で一時的に細胞膜にミクロの穴を発生させ、遺伝子や薬物などを押し込むことができる。今後、動脈硬化、脳腫瘍、肺ガン、代謝疾患などの治療に広く応用される可能性を秘めている。

5. 音響化学療法

薬物の膜や組織内の透過性の向上以外に超音波による薬物の励起も最近注目されてきた。梅村ら(9)によるヘマトポルフィリン誘導体の超音波励起方法は超音波治療に全く新しい概念をもたらした。超音波自身の物理的癌殺傷効果に加え薬物の化学的な作用を利用することで特定の癌細胞を選択的に超音波で治療することが報告されている。成人T細胞白血病細胞に超音波感受性薬物ポルフィーマナトリウムが選択的に取り込まれるため、音響化学療法で血液を処理すると白血病細胞のみが殺傷され、正常白血球は温存されることが最近の研究で解ってきた(10)。このように超音波治療における薬物を用いたターゲティング機能は広い領域で応用される可能性がある。

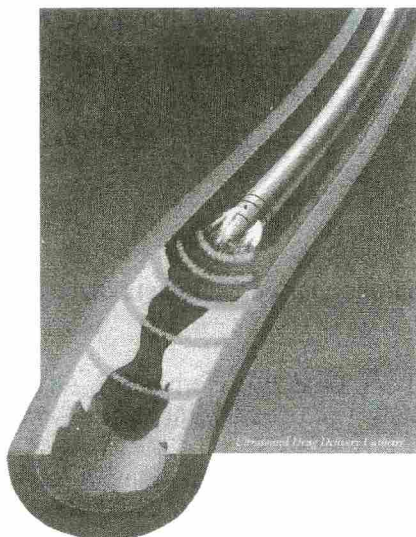


Figure 1. 血管内に挿入できる超音波治療用カテーテルのコンセプト図。血栓の近く又は動脈硬化による狭窄部位で超音波と薬物を併用する。

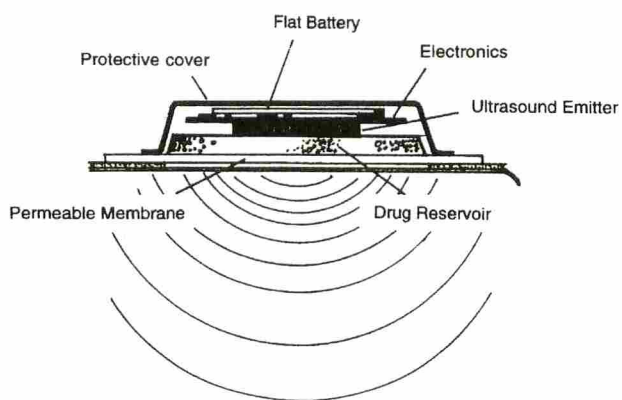


Figure 2. 超音波による薬物経皮吸収パッチのコンセプト図。腕時計のように装着したまま日常生活がおくれる。

6. おわりに

今後何らかの形で超音波治療は臨床の場での使用が予想されるが、その中でも薬物との相互作用が大きな関心事である。薬物に及ぼす超音波の直接的な影響に加え、生体の膜透過性または組織移行性に関する更なる研究が必要である。将来、超音波はDrug Delivery System (DDS) の新しい武器として多に期待できるものと考えられる。

文献

1. Tachibana S: Ultrasonic vibration for boosting-fibrinolytic effect of urokinase. *Thromb Haemostas* 46(1): 211, 1981
2. Lauer CG, Burge R, Tang DB, Bass BG, Gomez ER, Alving BM. Effect of ultrasound on tissue-type plasminogen activator-induced thrombolysis. *Circulation* 1992; 86: 1257-1264.
3. Francis CW, Onundarson PT, Carstensen EL, Blinc A, et al. Enhancement of fibrinolysis in vitro by ultrasound. *J Clin Invest* 1992; 90:2063-2068.
4. Tachibana K, Tachibana S: Albumin microbubble echo contrast material as an enhancer for ultrasound accelerated thrombolysis. *Circulation* 92: 1148-1150, 1995
5. Mitragotri S, Blankschtein D, Langer R: Ultrasound-mediated transdermal protein delivery. *Science* 269: 850-853, 1995
6. Tachibana K: Transdermal delivery of insulin to alloxan-diabetic rabbits by ultrasound exposure. *Pharm Res* 7: 952-954, 1992
7. Bao, S., Thrall, B.D., Miller, D. L. Transfection of a reporter plasmid into cultured cells by sonoporation in vitro. *Ultrasound Med. Biol.* 23: 953-959, 1997
8. Greenleaf, W.J., Bolander, M. E., Sarkar, G., Goldring, M. B., Greenleaf, J. F. Artificial cavitation nuclei significantly enhance acoustically induced cell transfection. *Ultrasound Med. Biol.* 24: 587-595, 1998
9. Umemura, S., Kawabata, K., and Sasaki, K. In vitro and in vivo enhancement of sonodynamically active cavitation by second-harmonic superimposition. *J. Acoust. Soc. Am.*, 101: 569-577, 1997.
10. Tachibana K, Uchida T, Hisano S, Morioka E: Eliminating adult T-cell leukaemia cells by ultrasound. *Lancet* 349: 325, 1997

OH1 医療用超音波画像のための JPEG量子化テーブルの最適化に対する高次元アルゴリズムの応用

濱本 和彦 梅村 英昭 平田 和貴* 山田 順一* 新上 和正*
東海大・工学部 *ATR環境適応通信研究所

1. はじめに

医用画像の電子保管に関しては、その保管の基準がDICOM(Digital Imaging and Communications in Medicine)により、「画像の共通利用性」、「保存性」、「セキュリティ」の3原則を基に定義されている。その中で、超音波画像は非可逆のJPEG(Joint Photographic Expert Group)による圧縮が認められている。非可逆JPEGでは、量子化テーブルを適切に設定することにより、その画像に適した圧縮を実現可能である。量子化テーブルとは、周波数領域において、どの成分をどのくらいカットするか、または残しておくかを定義している 8×8 の配列である。

パルスエコー法による超音波画像には、その画像構成過程により周波数成分の分布にある特徴があり、これを反映した量子化テーブルを作成することにより高圧縮率・高画質の効果的な圧縮が可能となると考えられる。従来、コンベックス型プローブを用いた扇形の超音波エコー画像(オフセットセクタスキャン画像、以下単にコンベックス画像)とリニアスキャン画像について、非可逆JPEGによる画像圧縮の研究がなされている[1,2]。

これらの研究では、数十枚の画像から抽出した数百の 8×8 領域の周波数成分分布の平均値をその撮像方法における画像の代表的な周波数成分分布として量子化テーブルを決定している。しかし、平均値を算出するための要素の選択方法に明確な基準がないため、選択された要素がその撮像方式における画像の特徴を表しているとは言えず、この量子化テーブルが最適化された量子化テーブルであるとは断言できない問題点がある。この量子化テーブルの最適化が重要な問題となっている。

今回、量子化テーブルの最適化に「高次元アルゴリズム」を採用した[3,4]。高次元アルゴリズムは、従来の最適化手法に対して任意の評価関数を設定することが可能であるという優れた特性があるため、様々な問題の最適化手法として応用されている。本論文では、高次元アルゴリズムを用いて決定した量子化テーブルによる医用超音波画像圧縮の結果について報告する。

2. 理論

2. 1 非可逆JPEG圧縮

非可逆JPEG圧縮では、①画像を 8×8 の小領域に分割し、②DCT(Discrete Cosine Transform)により周波数領域へ変換し、③量子化テーブルにより不必要な周波数成分をカットし(必要な周波数成分は残し)、④符号化する。このため、その画像に適した

量子化テーブルを設計することにより、その画像に適した圧縮を行うことが可能である。

2. 2 高次元アルゴリズムと評価関数

高次元アルゴリズムは、分子動力学法を拡張応用した最適化手法であり、多数の制御変数を同時に最適化することができる。高次元アルゴリズムは、利用者の定義するルールに従い制御変数を少しずつ変化させ、その評価関数のフィード・バックによって再度制御変数を変化させて最適化をすることを繰り返す。今回、輝度用量子化テーブルおよびクロミナンス用量子化テーブルの128個の制御変数を最適化するために、圧縮率(ビット・レート)および画像品質の尺度(CIE $L^*a^*b^*$ 表色系における色差 ΔE)またはRGB色成分の各SNRを高次元アルゴリズムの評価関数として構成した。

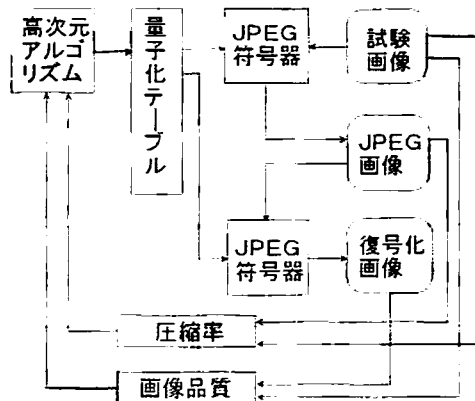


図1 システム構成

図1にシステム構成を示す。輝度用およびクロミナンス用量子化テーブルの値を利用者の定義したルールに従って、少しずつ変化させ、その変化させた量子化テーブルを使って試験画像を符号化し、復号化する。そのときの圧縮率と画像品質を高次元アルゴリズムにフィードバックする。これらの処理を反復実行し、量子化テーブルを最適化する。

3. 実験

3. 1 実験対象

今回対象とした画像は、カラードブラによるコンベックス画像である。この画像を図2に示す。圧縮率、および色差またはRGB色成分の各SNRで評価関数を構成し、輝度用量子化テーブルおよびクロミナンス用量子化テーブルを最適化する。

3. 2 実験結果

Applying the Hamiltonian algorithm to optimize the JPEG quantization tables for medical ultrasonic echo images
Kazuhiko HAMAMOTO, Hideaki UMEMURA, Kazutaka HIRATA*, Jun-ichi YAMADA* and Kazumasa SHINJO*
School of Engineering Tokai University, *ATR Adaptive Communications Research Laboratories

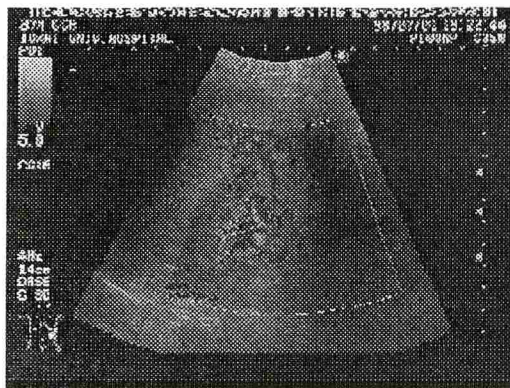


図2 試験画像
(640×480, 24[bits/画素])

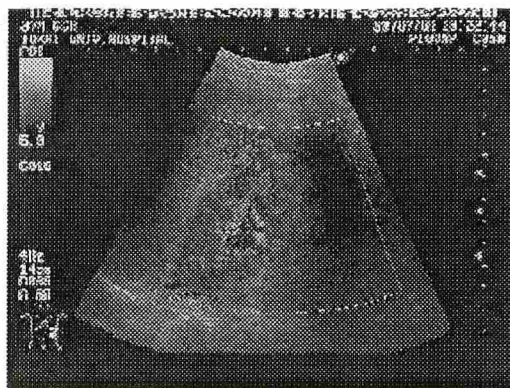


図3 本方式を用いた圧縮画像

高次元アルゴリズムを適用することによって得られた量子化テーブルを用いた場合と、国際標準で例示されている量子化テーブル、そして従来の研究で得られた量子化テーブルを用いた場合の結果を表1に示す。これは、圧縮率および色差で評価関数を構成した場合の結果である。なお、従来の研究では白黒画像を対象としていたため、表1の従来の結果の行は、従来方法で求めた輝度用量子化テーブルと本方式で求めたクロミナンス用量子化テーブルを用いた結果を示す。

表1 量子化テーブルと圧縮率、画質の関係

量子化テーブル	圧縮率 (bits/ 画素)	色差	SNR(dB)	
国際標準例示	0.722	3.190	R	32.743
			G	33.544
			B	31.760
従来の結果	0.788	3.078	R	33.041
			G	33.941
			B	31.966
本方式 (a) (評価関数は圧縮率と色差)	0.668	3.183	R	32.318
			G	33.055
			B	31.406
本方式 (b) (評価関数は圧縮率とSNR)	0.627	3.283	R	32.828
			G	33.601
			B	31.873

国際標準と比較すると、本方式(a)の場合は、画質において色差は0.22%、圧縮率においては7.48%の向上が見られる。従来の結果と比較すると、画質は若干劣るものの圧縮率において15.23%もの向上が見られた。

図3に本方式(a)により圧縮した画像の復号化画像を示す。図2の試験画像と比較して、顕著な差は見られないが、ビットレートは約36分の1に減少している。

また、評価関数として圧縮率とRGB色成分の各SNRを用いた場合の結果を本方式(b)に示す。国際標準と比較すると、圧縮率で13.1%、RGB各成分のSNRにおいて、それぞれ、0.3%、0.2%、0.4%の向上が見られた。

この結果、本手法を用いることにより、医用超音波画像のための量子化テーブルの最適化が可能であることが示された。

4. まとめ

高次元アルゴリズムを医用超音波画像の非可逆JPEG圧縮における量子化テーブルの最適化に応用した。その結果、国際標準と比較して圧縮率および画像品質を同時に改善する量子化テーブルを得ることができた。また、従来の研究結果と比較しても、評価関数を圧縮率と色差で構成した場合、同等の画像品質において15%の圧縮率の向上を得た。これらの結果、本方式を用いた量子化テーブルの最適化の可能性が示された。

今後は、医師による画像品質の評価とそれに応じた量子化テーブルの最適化、そして、セクタスキャン、リニアスキャンなど、それぞれの撮像方式に最適な量子化テーブルを求め、医用超音波画像の非可逆JPEG圧縮の標準化を行うことが課題となる。

参考文献

- [1]濱本, 他 日超医基礎技術研究部会資料 Vol.97 No.4 pp.6-9 (1997.12)
- [2]濱本, 他 第37回日本エム・イー学会大会予稿集 3H1-1, p.655 (1998.5)
- [3]新上, 他 1997年信学会総合大会, A-1-14
- [4]平田, 他 1998年信学会総合大会, D-11-70
- [5]JIS Z8730 (色差表示方法)

山田 正良, 福澤 理行, 久保 宏樹 (京都工繊大・電子情報)

狐塚 善樹 (済生会兵庫県病院・小児科)

1. はじめに

超音波エコー装置は、MRI 装置や CT 装置に比べ簡便であり、B-mode 画像の場合、臨床の場で動画画像として観察できるという利点がある。しかし、エコー像を動画画像処理して積極的に利用する試みは少ない。我々はこれまでに、Hi-8 ビデオカセットレコーダをベースにした動画画像処理システムを開発し、新生児頭部超音波エコー動画画像から動脈血流に伴う微細な拍動の抽出に成功することで、エコー動画画像処理が医師の診断支援に極めて有用であることを示した¹⁾。さらに、簡単な時系列処理が可能なリアルタイム動画画像処理システムを試作して、臨床現場でのその場診断に有効であることを示した^{2,3)}。しかし、これまでの研究では汎用の単一プロセッサを用いていたので、バスボトルネックのため組織の動きを高速解析することは困難であった。

本論文では、組織の動きをより詳しく解析して医師の診断支援に利用するため、超音波エコー動画画像をビデオレート (33ms) で高速に処理できる、256 個の 8 ビットプロセッサエレメント (PE) を用いた一次元プロセッサアレイシステムを提案する。

2. 一次元プロセッサアレイシステム

Fig.1 に本研究で構築したシステムの構造を示す。使用した PE は Single Instruction stream Multiple Data stream (SIMD) 型の並列プロセッサである。従って、256 個の PE は 256 画素からなる一走査線を同時に処理できる (一走査線 512 画素の場合は 256 画素づつに分割して処理できる)。最大処理能力はクロック周波数 40MHz での単純合計で 10GIPS である。PE は、1 組の ALU/シフタ、16 個の汎用 8 ビットレジスタ、3 個の 1 ビットレジスタ、1 個のマスキングレジスタ、1 個の PE 間転送レジスタ、2 個のシフトレジスタ、1KB の内部メモリから構成されていて、高速メモリ/レジスタアクセスバスで接続されている。256 個の PE 中の ALU/シフタ、1 個の PE 間通信レジスタ、2 個のシフトレジスタはそれぞれ一次元的に接続されている。先頭と末尾の PE 中のシフトレジスタは、ビデオ入出力インターフェースに接続されている。外部メモリは合計 16MB で、SDRAM インターフェースを通して PE に接続されている。

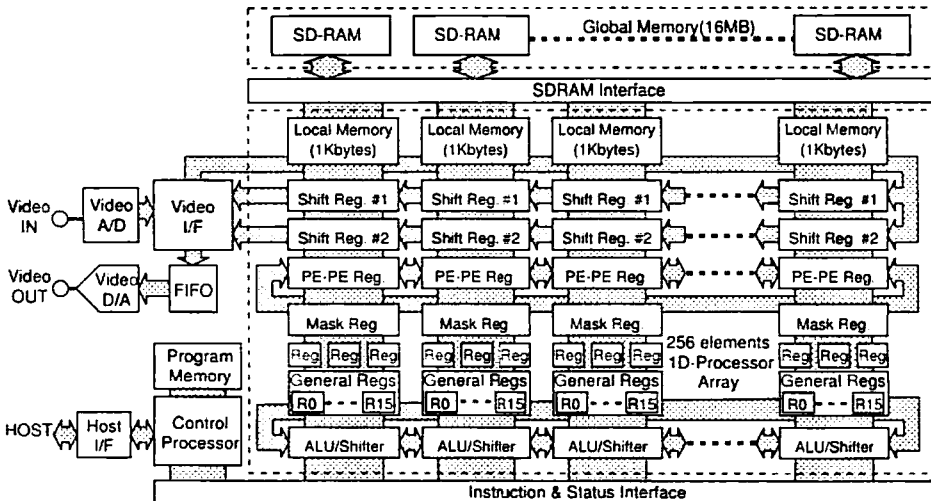


Fig.1. Block diagram of one-dimensional processor array system for fast analysis of tissue motion in ultrasonogram

[†]One-Dimensional Processor Array System for Fast Analysis of Tissue Motion in Ultrasonogram

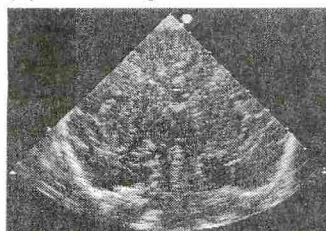
M. Yamada, M. Fukuzawa, H. Kubo (Dept. of Electronics & Inform. Sci., Kyoto Institute of Technology) and Y. Kitsunezuka (Dept. of Pediatrics, Saiseikai Hyogo-ken Hospital)

256x256 画素の画像データ転送速度は、PE と内部メモリ間で 10.24GB/s(5300frames/33ms)、内部メモリと外部メモリ間で 1.28GB/s(660frames/33ms) であり、これらは単一プロセッサシステムに良く見られるバスボトルネックを伴わずに超音波エコー動画像をビデオレート (33ms/frame) で取り扱うのに十分な性能である。

3. 組織動態の解析例

一次元プロセッサレイシステムの性能評価のため、エコー動画像処理を行なった。処理対象として用いたエコー像は、新生児診断に日常的に用いられている頭部および心臓部の B-mode エコー動画像である。エコー像の撮影は正常新生児に対して電子セクタ方式の 5MHz のプローブを用いて行なった。典型的な動画像処理として、頭部エコー動画像からは動脈血流に伴う拍動の抽出を、心エコー動画像からは組織の動きベクトルの抽出をそれぞれ行なった。頭部エコー動画像から抽出した拍動抽出画像の一例を Fig.2 に、心エコー動画像から抽出した組織の動きベクトル分布図の一例を Fig.3 にそれぞれ示す。いずれのエコー像の処理についても、ビデオレート (33ms) 以内に実行できたので、本システムの処理性能は、エコー動画像中の組織動態を高速解析するのに十分であると結論できる。

(a) Echo Image

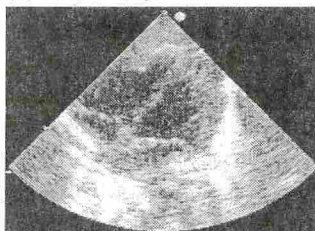


(b) Pulsation Image



Fig.2. Echo and pulsation images in the neonatal cranium

(a) Echo Image



(b) Tissue-motion Image

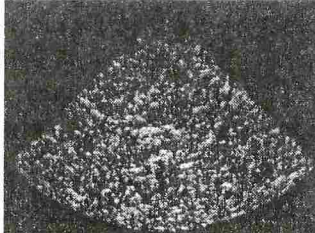


Fig.3. Echo and tissue-motion images in the neonatal heart

4. 謝辞

本研究は文部省科学研究費補助金 (No.10118202) および立石科学技術振興財団研究助成金 (No.981021) を受けて行なったものであり、ここに謝意を表す。

5. 参考文献

- 1) M. Yamada, et.al., "Pulsation detection from noisy ultrasound-echo moving images of newborn baby head using Fourier transform", Jpn. J. Appl. Phys. Vol. 34 Part 1, No. 5B (1995), pp.2854-2856.
- 2) M. Fukuzawa, Y. Kitsunezuka and M. Yamada, "Real time detection and display of artery pulsation in neonatal cranial ultrasonogram", Medical & biomedical engineering & computing. Vol.35, Suppl. Part I, September 1997, p.403.
- 3) M. Fukuzawa, Y. Kitsunezuka and M. Yamada, "A real-time processing system for pulsation detection in neonatal cranial ultrasonogram", Jpn. J. Appl. Phys. Vol. 37 Part 1, No. 5B (1998), pp.3106-3109.

反射体の幾何学的特性を利用した 超音波ビームフォーミング

山田 良和, 南部 雅幸, 眞溪 歩*, 大城 理, 千原 國宏
奈良先端大・情報科学研究科, *東大・工学系研究科

1 はじめに

血管狭窄の治療において、軽度の狭窄なら薬の投与による内科治療が施されるが、不十分なときは外科治療を必要とする。効果的な外科治療にカテーテルによって狭窄物を除去する冠動脈形成術(PTCA)があげられるが、カテーテル前方の詳細な狭窄状況を知る手段がないため、カテーテルによる冠動脈穿孔といった事故が起こりかねない状況にある。前方の狭窄状況を知る手段の一つに、超音波振動子アレイを用いた3次元超音波計測がある。これまで我々は、図1に示すような超音波振動子を円環状に8個配置したリングアレイプローブ(以後プローブと呼ぶ)を用いた画像再構成の研究を行ってきた。

しかし、従来我々が用いてきた反射体が空間中の全ての方向に球面波を反射する点の集合と仮定し、単純な同相加算[1]による方法では、解像度の低い画像しか再構成できない欠点があった。また最適化ビームフォーミング法[2]は、解像度の高い再構成画像を得られるが、膨大に処理時間を要するという欠点があった。

そこで我々は、計測対象の幾何学的特性に注目することにより、短時間で解像度の高い画像を再構成する手法を提案する。

2 提案手法

計測対象領域内の反射体は区分的に固有の傾きを持っており、エコーに偏りがあると考えられる。図2で示すように、計測対象領域内に点反射体 $p(\xi, \eta, \zeta)$ を仮定するだけでなく、互いに直交する3つの面(法線は x, y, z)を持たせる。それにより送/受波子と点反射体の位置/面の向きの関係から、エコー強度に偏りがある仮想受波信号を求めることができる。 i 番目の振動子から送波し j 番目の振動子で受信したエコー E_{ij} と、予め求めておいた各基底の仮想受波信号 $T_{pijk}(k=x, y, z)$ を用いて、式(1)により、計測対象領域の点 p における反射体の重み w_p を得る。これを計測対象領域の全ての点で行うことで3次元画像を得ることができる。

$$w_p = \sum_{i,j} \sum_{k=x,y,z} \frac{E_{ij} \cdot T_{pijk}}{|E_{ij}| |T_{pijk}|} \quad (1)$$

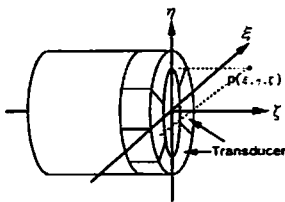


図1: リングアレイプローブ

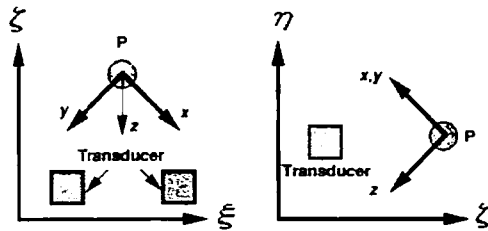


図2: 計測対象領域内の点を持つ直交する3法線

Ultrasonic Beam-forming with Consideration to Geometrical Properties of Reflector
Yoshikazu YAMADA, Masayuki NAMBU, Ayumu MATANI*, Osamu OSHIRO, Kunihiro CHIHARA
Graduate School of Information Science, Nara Institute of Science and Technology
* Graduate School of Engineering, The University of Tokyo

3 実験

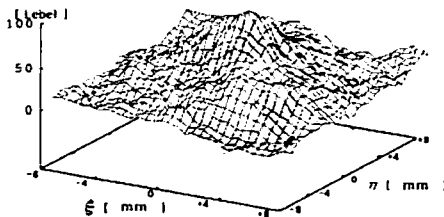
今回提案した手法と、従来我々が用いてきた同相加算による画像再構成法との比較実験を行った。計測対象に1本の釘(釘の頭の直径5mm,長さ1.5cm)を用い、水中において計測を行った。プローブは、中心周波数が3.0MHz,径は16mmのものを用いた。計測対象はプローブの中心軸上85mm前方に釘の頭がプローブ面と向き合うように配置した。サンプリング周波数は30MHz,計測対象領域の離散間隔を0.5mm/pitchとした。

4 結果と考察

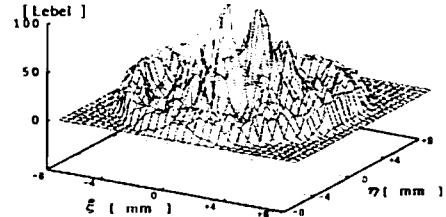
従来手法と提案手法によって得られたC-Mode像($\zeta = 85\text{mm}$)をそれぞれ図3(a),(b)に示している。

従来手法によるC-Mode像では、中心付近にピークがあるものの計測対象より大きく再構成されている。これは点反射体を用いた仮想受波信号とエコーとのマッチングを行っているため、実際には超音波が傾きを持った面により偏った方向に反射されるにも関わらず、全ての方向に同じ強度で超音波が反射されると想定していることに起因すると思われる。

一方提案手法によるC-Mode像では、中心付近のピーク群はほぼ計測対象の大きさとほぼ一致している。またアーチファクトも従来手法に比べて軽減されている。これは、点ではなく面を想定することで仮想受波信号がより現実的なテンプレートになったためだと考えられる。



(a) 従来手法によるC-mode像



(b) 提案手法によるC-mode像

図3:実験結果

5 まとめ

本研究では反射面の法線ベクトル重みを用いた超音波ビームフォーミングの手法を提案し、実験を行った。その結果、従来我々が用いてきた手法よりも、解像度の高い画像再構成が可能であると確認した。

本研究の一部は日本学術振興会未来開拓学術推進事業「生体の計測と制御」の補助を受けて行ったものである。

参考文献

- [1] H. TOJO, O. OSHIRO, K. CHIHARA and M. ASAO: Three-Dimensional Echography by a Spherical Pulsed Wave: Jpn. J. Appl. Phys. Vol. 33(1994), pp. 3162-3165
- [2] A. MATANI and K. CHIHARA: An Optimization Method for Ultrasonic Beamforming with a Synthetic Aperture: Jpn. J. Appl. Phys. Vol. 37(1998), pp. 3255-3259

超音波断層画像を用いた定量診断のための 硬変肝シミュレーション*

山口匡、蜂屋弘之（千葉大・工）

1. はじめに

断層画像を用いて肝硬変の定量診断を行なうためには、病変の推移と画像変化の関係について検討することが重要となる¹⁾。しかし、実画像だけでは十分な情報を自由に得られないため、病変を考慮したシミュレーション方法を開発することが必要不可欠である。我々はこれまでに、肝臓組織中の正常に近い部位と病変部位との散乱体密度を変化させる手法²⁾や、硬変肝組織の散乱体分布形状に着目することで、有効なシミュレーション画像を作成すること³⁾を検討してきた。本報告では、これまでに提案したシミュレーション方法を改善し、病変の進行に対応した段階的な画像を作成した結果について述べる。

2. Bモード映像系

六角形の肝小葉構造を持つ散乱体配置を用いる手法³⁾⁴⁾を発展させ、シミュレーション画像を作成した。計算機上で開口10mm、曲率半径50mm、中心周波数3.5MHzの凹面振動子を用いたBモード映像系を実現した。Bモード映像系内部に配置する散乱体領域の領域サイズは20mm×20mm、肝小葉構造は一辺平均0.5mmの六角形構造とした。その肝小葉構造の各辺に最大0.5mmのランダムな変動を与え、個々の構造を不均一なものにしている。また、散乱体は肝小葉構造の各辺上に10個/sample volume程度で配置し、肝小葉内部にも同程度に配置している。

3. 散乱体構造及びシミュレーション画像

今回は、病変の進行に対応して10段階の画像を作成している。硬変肝の状態は、肝小葉構造をランダムに破壊し、それを再結合させることを繰り返すことで実現させた。Fig.2及びFig.3が、それぞれ1,3,5,7,10段階の散乱体構造及びシミュレーション画像である。No.1(正常肝)からNo.10(重度硬変肝)に進行するのに伴って、結節が拡大・密集していく様子が示されている。No.10では、最大結節の直径がおおよそ7mmであるが、これは実際の重度肝硬変組織では、結節が5~10mm程度であることを考慮した結果である。また、各画像の最大結節長(mm)を横軸に、画像の振幅確率密度分布とレイリー分布との差を二乗平均平方根誤差(RMSE)で評価した結果を縦軸にとった特性をFig.1に示す。

Fig.1では、最大結節長の増大に伴ってRMSEが増加しているが、この傾向は実際の硬変肝断層画像の場合と同様であった。

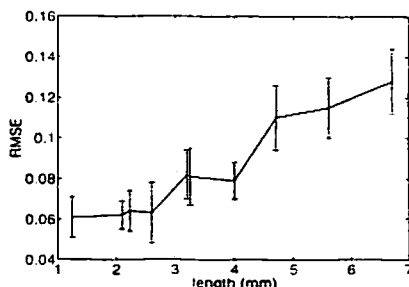


Fig.1 シミュレーション画像の特性

4. CFAR 処理

作成した各段階のシミュレーション画像に対して、CFAR処理を施した。断層画像に対するCFAR処理は、これまでに実画像に対して行い、病変部の情報抽出に有効であることが確認されている¹⁾。Fig.4及びFig.5が、それぞれ正常肝画像及び重度硬変肝画像に対する処理結果である。

CFAR処理の結果、原画像でははっきりとしないような結節（高輝度エコー）も、より鮮明に浮かび上がっている。この処理は散乱体分布特性を考慮して実行されるため、正常に近い部位の情報が抑圧され、特性の異なる病変情報が抽出された結果である。この特徴は、各段階の画像に同様に見られ、特に細結節状態の画像で有効に働いている。

5. まとめ

六角形の肝小葉構造を破壊しながら結節構造を段階的に作成するシミュレーション手法を開発した。本方法は実際の組織変化を反映したものであり、さらに結節変化の各段階におけるシミュレーション画像は実画像とよく一致している。また、シミュレーション画像にCFAR処理を施した結果、実際の断層画像と同様に病変部の情報を抽出することができた。したがって、本手法は病変進行の段階的な変化を検討するために有効であると考えられる。しかし、実際の肝硬変では結節の大きさだけでなく、結節周囲の線維組織の形状が複雑に変化するなど、より複雑な構造を持っている。今後、実際の肝組織により近い構造を実現することが課題となる。

* The modeling of the cirrhotic liver for the quantitative diagnosis using the ultrasonic B-mode image. T.Yamaguchi and H.Hachiya, Department of Information and Image Sciences, Chiba University, Chiba. 263

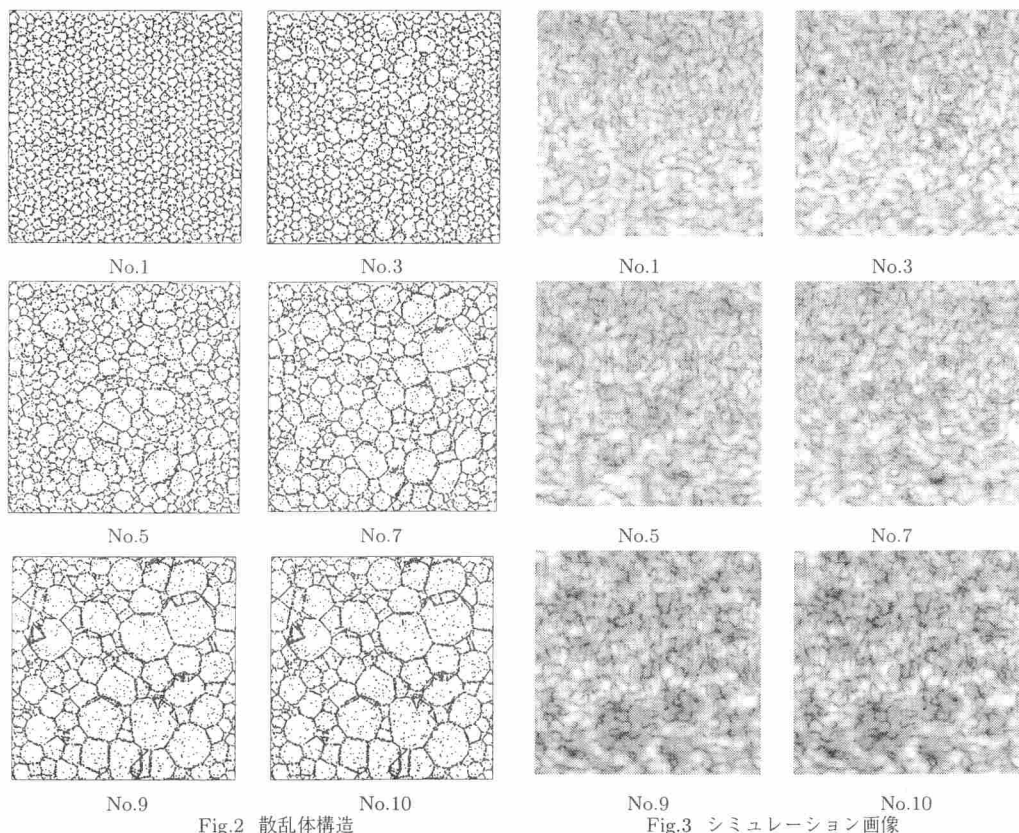


Fig.2 散乱体構造

Fig.3 シミュレーション画像

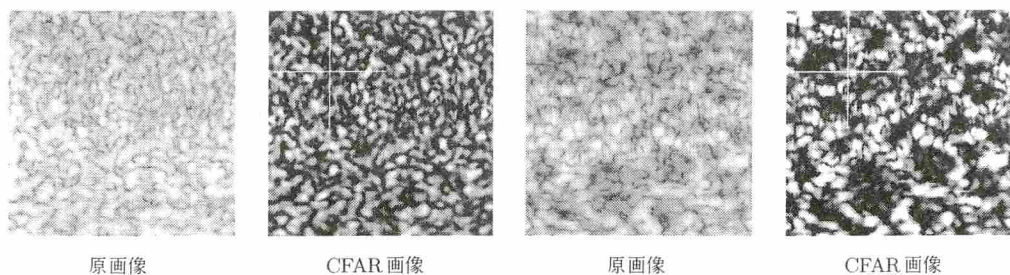


Fig.4 正常肝

Fig.5 重度硬変肝

本研究の一部は文部省科学研究費 (基盤研究 (C):09650456) の援助を受けている。

参考文献

- 1) Tadashi Yamaguchi, Hiroyuki Hachiya, JJAP, Vol.37 No.5B p3093 (1998.5)
- 2) 大塚 毅, 山口 匡, 蜂屋 弘之, 日本音響学会講演論文集 p1121 (1996.3)
- 3) 山口 匡, 大塚 武, 蜂屋 弘之, 日本音響学会講演論文集 p897 (1998.3)
- 4) 大矢 晃久, 柏岡 潤二, 中島 真人, 超音波医学会, BT91-1 (1991)

山川 誠, 椎名 毅 (筑波大学 電子・情報工学系)

1 はじめに

超音波断層像(Bモード像)が組織の音響インピーダンスの分布から組織形状を描写するのに対し、近年、組織弾性の違いを超音波エコーにより可視化する elasticity imaging の研究が注目されている。これにより、触診のように疾病による組織の硬さの変化が捉えられるため、乳癌診断などへ応用が期待されている。

しかし、超音波エコーから組織の弾性係数の分布を直接計測することは困難なため、従来の組織弾性の評価法は、外圧を加えたときの組織歪み分布を相対的な弾性の違いとして捉える方法が大部分である。また、組織歪み分布から逆問題的に弾性係数分布を求める手法も提案されているが、平面歪み(2次元)状態を仮定したり弾性係数が既知の領域を必要とするなど実際の生体計測では適用が難しい制約条件下でのものが多い。

このため、本研究ではより一般的な条件下でも有効な手法として、3次元有限要素の組織モデルを基に深さ方向の歪みと体表での応力分布とから組織弾性率の空間分布を推定する手法を提案する。また、シミュレーション及びファントム実験により本手法の有効性を示している。

2 組織弾性率分布の推定法

ここで述べる組織弾性率の空間分布推定は、以下のような2段階に分けられる。第1段階は、外圧による組織圧縮前後のRF信号から組織変位(歪み)分布を推定することである。この組織歪み分布の推定法には各種の方法が提案されているがここではその1つである Combined Autocorrelation (CA) 法 [1]を適用する。

次の段階では、この歪み分布から以下に示す方法で弾性率分布を推定する。まず、組織の圧縮は

微小なので、組織内では近似的に弾性方程式が成り立ち、弾性率は歪みと応力から求められる。しかし、応力分布を直接計測することはできない。そこで、ここでは体表での外部圧力分布とRF信号から推定された歪み分布を用いて次のような反復手法により応力分布及び弾性率分布を推定する。

1. 未知弾性率分布の初期値として一様分布を考え、このとき生じる応力分布を3次元有限要素法により求める。
2. 有限要素解析により得られた応力分布と計測した歪み分布を用いて次式により弾性率分布を更新する。

$$E_{k+1} = \frac{\sigma_{i,k} - \nu(\sigma_{x,k} + \sigma_{y,k})}{\epsilon_{i,k}}$$

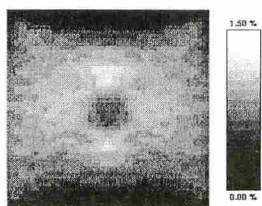
但し、 E_k は k 回目に推定された弾性率(ヤング率)、 $\epsilon_{i,k}$ は i 方向の歪み成分、 $\sigma_{i,k}$ ($i=x,y,z$)は k 回目に推定された応力の各成分、 ν はポアソン比である。

3. 2.で更新された弾性率分布を用いて有限要素解析を行い応力分布を更新する。
4. 2~3を繰り返すことにより弾性率分布を実際の分布に近づけていく。但し、更新される弾性率の変化量が閾値以下になった時点で収束したと見なし終了する。

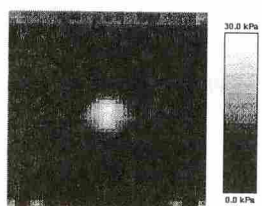
3 シミュレーション実験

外形 $100 \times 100 \times 100 \text{ mm}$ で中心に直径 20 mm の硬い球形内包物(内包物の硬さは周辺の3倍)を含む組織モデル(上面から 100 Pa の圧力を加えて圧縮)を用いてシミュレーション実験を行った。

まずは、この組織モデルに対して組織圧縮前後のRF信号をシミュレーションにより作成し、このデータを用いてCA法により組織歪み分布推定を行った(Fig.1(a))。次に、この歪み分布から本手法を用いて3次元組織弾性率分布推定を行った

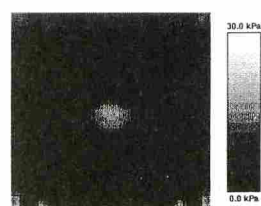


(a) 歪み分布



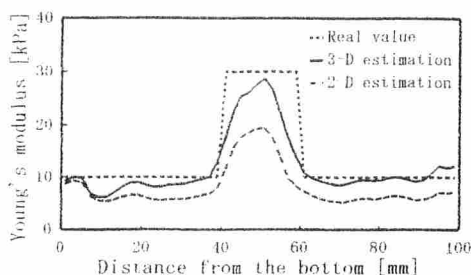
(b) 弾性率分布

【本手法（3次元モデル）】



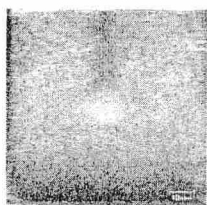
(c) 弾性率分布

【平面歪み仮定（2次元モデル）】

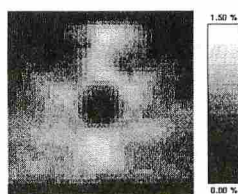


(d) モデル中心線上における弾性率分布

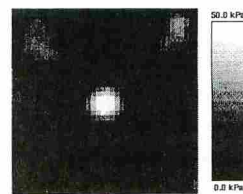
Fig.1 シミュレーション実験結果



(a) Bモード画像



(b) 歪み分布



(c) 弾性率分布

Fig.2 ファントム実験結果

(Fig.1(b))。また、比較のために平面歪み状態を仮定した2次元弾性率分布推定も行った (Fig.1(c))。

4 ファントム実験

外形80×80×80mmで中央に直径15mmの硬い円柱形内包物を含むゼラチンファントム（周辺部ゼラチン濃度：10%，円柱部ゼラチン濃度：30%）に上部から100Paの圧力を加えて実験を行った。

まず、従来のBモード画像は Fig.2(a)である。そして、圧縮前後のRF信号からCA法により歪み分布を求めると Fig.2(b)のようになった。更に、今回提案した手法により弾性率分布を求めると Fig.2(c)のような結果が得られた。

5 まとめ

上記のシミュレーション実験により3次元弾性率分布推定法の方が2次元推定法よりもより定量的な推定が可能であることが確認された。また、ファントム実験により実際の条件下における今回の手法の有効性が確かめられた。

更に、この手法は体表での応力分布と歪み超音波ビーム方向成分のみから組織弾性率分布推定が可能であるため、臨床応用の面でも有効であると考えられる。そのため、今後はこの点の検討も含め臨床データによる検証を行ってきたい。

参考文献

- [1] T.Shiina, M.W.Doyley and J.C.Bamber, "Strain imaging using combined RF and envelope autocorrelation processing", in Proc. IEEE Ultrason. Symp. 1996, pp.1331-1336.

比企能夫(東工大), 小室亮一, 湊 淳, 小澤 哲(茨城大・院)

われわれは, 計算機実験の手法を使ってソリトンの応用に関連した研究を行っている。これまでに, UNIX ワークステーションのXウィンドウ上で動作するグラフィックス・ツールを開発し, ソリトンの運動を動的にディスプレイ上で観測できるシステムを完成させ¹⁾, これを使って, ソリトンの生成過程, ソリトンの速度, ソリトン間の衝突, ソリトンと不純物との衝突に関するデータを蓄積した²⁻⁶⁾。これらは主に1次元モデルでの計算結果である。さらに, 同様の計算手法を2次元系のシミュレーションに拡張して適用した^{7,8)}。最近, それをさらに発展させ, 3次元モデル結晶中でのソリトンの挙動について研究を開始した⁹⁾。今回は, 表面波デバイスへの応用を意識して, 3次元結晶表面上でのソリトンの伝播に関する結果を報告する。

本研究では, 現実の結晶のモデルとして3次元正方格子 mass-spring モデルを使っている。最近接粒子がバネでつながっている場合(NN)と第2近接粒子にもバネがつながっている場合(NN+NNN)を取り扱う。粒子間相互作用は, 力を変位 D に関して級数展開した表式を使用した。ここでは, n 次の項の係数を $C^{(n)}$ で表し, 3次項まで考慮した。モデルに含まれる種々の構造定数は, 3次元格子上で任意の値に設定できるようになっている。系の大きさは $128 \times 128 \times 20$ で, x, y 方向について, 適宜, 周期的境界条件を課した。ソリトンの励起は, 表面において中央の y 軸に平行な2列の粒子をその平衡位置から所定方向(ここでは x 方向)に D_p だけ変位させることによって行った。運動方程式を4次のルンゲ・クッタ法を使って数値積分し, 各粒子の3次元的な変位と速度を時間の関数として計算した。その結果を, 筆者らが開発したグラフィック・ツール SGL を使って¹⁾, 計算機のディスプレイ上に各粒子の変位を表示し, ソリトンの運動を動的に観察した。

Fig. 1 は, 最近接相互作用モデルの場合(NN)に得られた動画のスナップショットの一例である。ここで, 相互作用が(a)線形の場合と(b)非線形の場合とで波動の伝播の様子を比較している。 D_x および D_z は, それぞれ x および z 方向の変位である。相互作用が線形の場合には, 結晶の表面に線形波動(フォノン)が励起されるのに対して, 相互作用が非線形の場合にはソリトンが励起される。これらの励起は共に表面近傍でのみ生じ, 深さ方向(z 方向)へのエネルギーの伝播は小さい。表面からわず

* Computer Experiments on Surface Excitations in 3-Dimensional Model Crystals,

Y. Iiki¹, R. Komuro², A. Minato² and S. Ozawa²¹ Tokyo Institute of Technology, Emeritus, 39-3-303 Motoyoyogi, Shibuya-ku, Tokyo 151-0062, Japan² Applied Synergetics Group, Graduate School of Science and Engineering, Ibaraki University, Nakanarusawa, Hitachi 316-8511, Japan

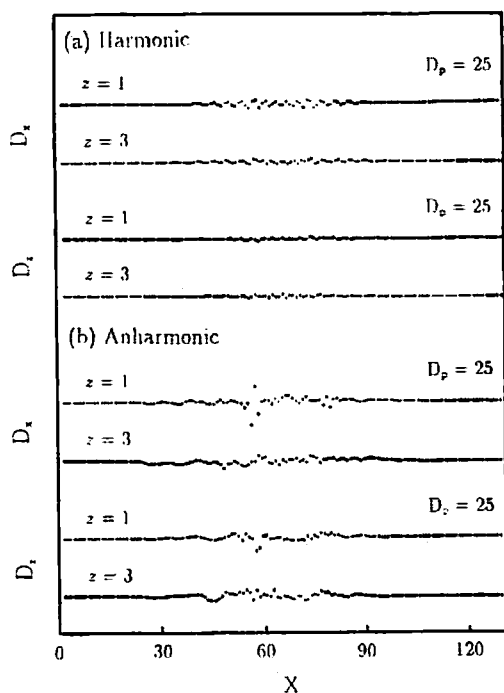
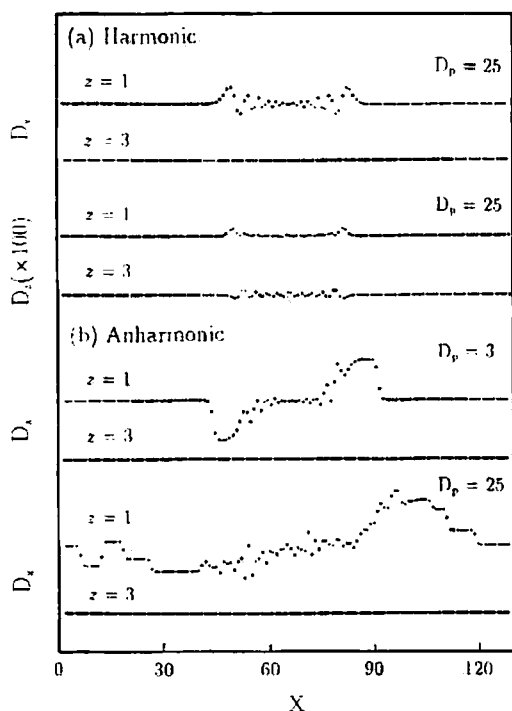


Fig. 1 最近接相互作用による波動の伝播

Fig. 2 第2近接相互作用がある場合の波動の伝播

かに離れた位置 ($z=3$) での観察から、縦波モードは深さ方向に全く伝播せず、弱い横波モードのみが伝播することがわかる。Fig.2は第2近接相互作用を考慮した場合 (NN+NNN) の結果である。この場合、縦波モードも横波モードと同程度のレベルで深さ方向に伝播するが、相互作用が非線形であっても、明確な形でソリトンの伝播が観察されない。これらの結果から、3次元正方格子結晶表面にソリトンを励起するためには、第2近接相互作用が極めて小さい系を選ぶ必要があることがわかる。

参考文献

- 1) 小澤 哲, D.W. ヘールマン, 「UNIX ワークステーションによる計算機シミュレーション入門」, 学術図書出版社, 1995.
- 2) S. Ozawa and Y. Iiki: Jpn. J. Appl. Phys. 34 (1995) 2590-2595.
- 3) S. Ozawa and Y. Iiki: Physica B 219 & 220 (1996) 473-475.
- 4) S. Ozawa and Y. Iiki: Jpn. J. Appl. Phys. 35 (1996) 3205-3209.
- 5) Y. Iiki and S. Ozawa: Proc. 14th Int. Symp. on Nonlinear Acoustics (Nanjing, 1996) 381-386.
- 6) S. Ozawa and Y. Iiki: J. de Physique C8, 6 (1996) 841-844.
- 7) H. Tanaka, S. Ozawa and Y. Iiki: Jpn. J. Appl. Phys. 36 (1997) 2964-2965.
- 8) H. Tanaka, S. Ozawa and Y. Iiki: Jpn. J. Appl. Phys. 37 (1998) 2794-2798.
- 9) S. Ozawa, R. Kogure and Y. Iiki: to appear in Physica B.

1. はじめに

音波の伝搬速度と減衰定数は媒質の基礎定数で、媒質固有の音響特性を示す。混合材料の場合、伝搬速度や減衰定数は原材料の弾性定数や音響特性だけで決まらず、材料の微細構造の影響を受ける。ここでは寒天に粒子を混合した粒子混合材料に着目し、周波数、混合比等に対する粒子混合材料中の音響特性を詳細に調べた。また懸濁液中の音波伝搬理論である Urick の理論を適用し、混合粒子の密度、粒径の変化が粒子混合材料中の音響特性に与える影響も検討した。

2. 測定試料

脱気水、粉末寒天、粒子を混合し、十分脱気する。70 ～ 80 [℃] で約 30 分攪拌した後、アクリル製容器 (35×100×100, 15×100×100 [mm]) に入れ 22 ～ 24 [℃] の室温で凝固させた。使用した粒子は球形ガラスビーズ、グラファイト、タルクの 3 種類である。各粒子の密度、平均粒径を Table 1 に、粒径分布を Fig. 1 に示す。

3. 実験方法

測定系を Fig. 2 に示す。脱気水で満たした水槽内に試料を水平に配置する。発振器より 20 [V] peak-to-peak のバースト正弦波を送波器に印加する。試料中を伝搬した音波を受波器で受波した後、前置増幅器で 40 [dB] 増幅し、オシロスコープで観測した。送・受波器には PVDF 膜を用いて製作したトランスデューサを使用した。測定時の水温は 25 ± 1 [℃]、測定周波数は 1 ～ 8 [MHz] である。減衰 α は 2 つの試料 (厚さ d_1 , d_2) 中を伝搬した音波の振幅 P_1 , P_2 を測定し、(1) 式より算出した。

$$\alpha = 8.686 \times \frac{\log_e P_1 / P_2}{d_2 - d_1} \quad [dB/cm] \quad (1)$$

Table 1 Characteristic of particles.

	Median particle diameter [μm]	Density [g/cm ³]
Talc	1.8	2.8
Graphite	4.0	2.2
Glass beads	12.3	2.5

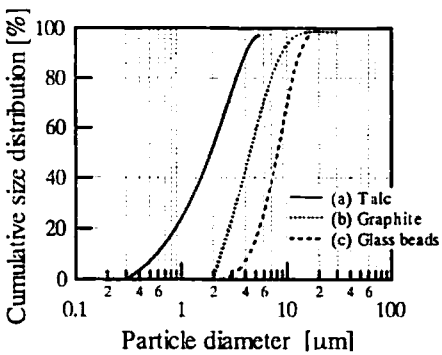


Fig. 1 Cumulative size distribution curves of the particles.

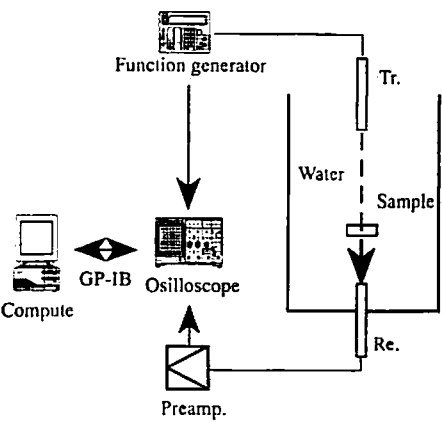


Fig. 2 Block diagram of measurement system.

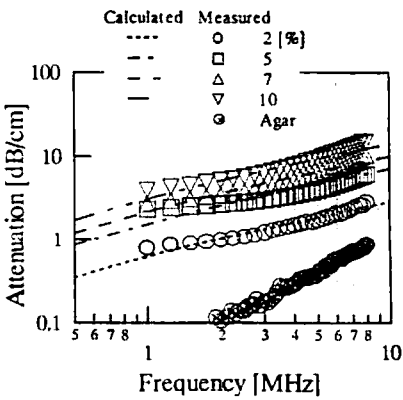


Fig. 3 Attenuation in agars compounded with glass beads.

4. 測定結果

球形ガラスビーズを体積比 2 ~ 10 [%] で混合した試料中の減衰を測定した (Fig. 3). 減衰は混合比が大きくなるに従い増加した. また周波数にほぼ比例して増加し, 0.28 ~ 1.6 [dB/cm/MHz] となった. 次にガラスビーズ, グラファイト, タルクを体積比 5 [%] で混合した試料中の減衰を測定した (Fig. 4). 減衰は混合粒子の種類により異なった. これは粒子混合材料中の減衰が混合粒子の粒径, 密度に大きく依存していることを示している.

5. 混合粒子の密度, 粒径と減衰の関係

混合粒子の密度と粒径の違いが減衰の周波数特性に与える影響を Urick の理論¹⁾²⁾を用いて検討する. 計算に必要な寒天のずり粘性率は直接測定することが困難である. そこで Urick の式を用いて求めた減衰の理論値と実測値から推定した (Fig. 3, 4). その結果 0.1 [poise] を得た. これは寒天の減衰から推測した値とほぼ等しい. まず粒径分布の相違が減衰の周波数特性に与える影響を検討するため Fig. 1 (a), (b), (c) の 3 種類の粒径分布を与えて減衰を計算した (Fig. 5). このとき密度はすべて $2.5 [10^3 \text{ kg/m}^3]$ とした. Fig. 5 より粒径分布の相違によって減衰の周波数特性の傾斜が明瞭に変化していることが分かる. すなわち計算した周波数範囲では傾斜はそれぞれ (a) $f^{1.2}$, (b) $f^{0.91}$, (c) $f^{0.73}$ である. 次に密度の影響を調べるために Table 1 の 2.2, 2.5, $2.8 [10^3 \text{ kg/m}^3]$ を与えて減衰を求めた (Fig. 6). このとき粒径分布は Fig. 1 (c) の分布を用いた. この結果から減衰の周波数に対する傾斜は $f^{0.7}$ ですべて同じで, 減衰の大きさのみ密度によって変化していることが分かる. Urick の理論及び測定結果より粒径が減衰の周波数に対する傾斜を, 密度が減衰の大きさを決定すると考えられる.

6. まとめ

寒天に各種粒子を混合した粒子混合材料中の減衰を測定した. 混合粒子の粒径が減衰の周波数に対する傾斜を, 密度が減衰の大きさを決定すると考えられる.

参考文献

- 1) R.J.Urick and W.S.Ament : J. Acoust. Soc. Am., 21, 115 (1949)
- 2) R.J.Urick : J. Acoust. Soc. Am., 20, 283 (1948)

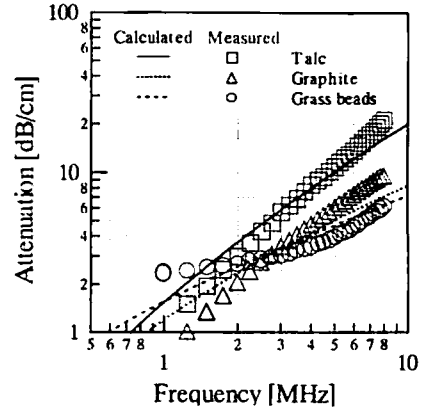


Fig. 4 Frequency dependence of attenuation in agar compounded with various particles.

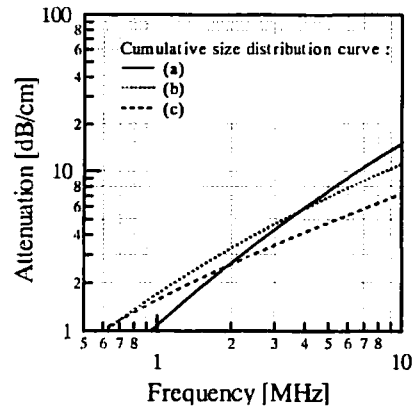


Fig. 5 Theoretical attenuation in agars compounded with particles of various particle diameter.

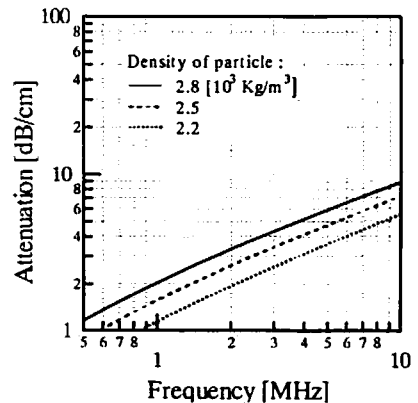


Fig. 6 Theoretical attenuation in agar compounded with particles of various density.

神田 宰、山本 健、酒井 啓司、高木 堅志郎 (東大生研)

1. はじめに

媒質中に微小散乱体を分散させた不均一媒質に波動を入射すると、微視的に見た場合、波は多重散乱しながら進行していく。これを巨視的に見ると拡散的に伝播する波動とみなせるため、強度の分布は拡散方程式により記述される。これを拡散波と呼ぶ。光の拡散波についてはすでにいくつかの研究がなされているが、今回われわれは音波を使い、媒質に水、散乱体に直径 $200\mu\text{m}$ のポリスチレン球 (PS 球) を用いて、その中を伝播する 15MHz の超音波が拡散波動現象を示すことを観測した。

2. 拡散系における波動のふるまい

媒質中を進行する波動が散乱要素によって 1 回散乱されたあと再び散乱されるまでに進む距離の指標として平均自由行程 ℓ を考えることができ、これは次の式で表される。

$$\ell = (2d/3)(1/\phi + 1) \quad (1)$$

ここで d は散乱体の粒径、 ϕ は媒質中の散乱体の体積分率である。実際の拡散の 1 ステップは複数回の散乱を経て散乱パターンが等方的と見なせるようになるまでの伝搬距離である輸送平均自由行程 ℓ^* である。 ℓ^* が系の大きさに比して小さな値であればその系を拡散系とみなすことができる。拡散系では搬送波はコヒーレンスを失い、強度情報のみが伝播する。このとき ϕ を音波の強度とすれば、1 次元においては拡散方程式は次のようにかける。

$$D \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} - \frac{\partial \phi}{\partial t} - \frac{\phi}{\tau} = 0 \quad (2)$$

D は拡散定数、 τ は音波吸収による減衰時間で、 $D = v\ell^*$ (v は音速) が成り立つ。

ここで入射音波を角周波数 ω で振幅変調された平面波とし、これを $\phi = \phi_0 \exp(-i\omega t) \exp[(-k_r + ik_i)x]$ とすると k_r および k_i は次のように定まる。

$$\left. \begin{aligned} k_r &= \left\{ \left[1 + (\omega\tau)^2 \right]^{\frac{1}{2}} + 1 \right\} / \sqrt{2D\tau} \\ k_i &= \left\{ \left[1 + (\omega\tau)^2 \right]^{\frac{1}{2}} - 1 \right\} / \sqrt{2D\tau} \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

今回用いた系では音波の減衰時間に対して強度変調周期が長い ($\omega\tau \ll 1$) ので、 $\omega\tau$ が十分に小さいときの近似として k_r , k_i は次のようになる。

$$k_r \approx \frac{1}{\sqrt{D\tau}}, \quad k_i \approx \omega \sqrt{\frac{\tau}{2D}} \quad (4)$$

以上から、散乱媒質中における音波強度の振幅および位相を音源からの距離の関数として求めれば、その系における ℓ^* および τ を見積もることができる。

3. 実験

Fig.1 は実験系のブロック図である。音波は搬送波が 15MHz で、これが $4 \sim 20\text{kHz}$ で強度変調されており、PS 球を分散させた水 (散乱媒質) 中へ入射している。音波の検出は音波によるレーザー光の回折光をフォトダイオードで受け、これを変調信号を参照信号としてロックイン検出することにより行い、強度振幅と位相を測定する。散乱媒質の入った容器にはポリエチレンの中空の管 (直径 5mm 、音波のエネルギー透過率 83%) が通してあり、この中を純水で満たしておく。He-Ne レーザー光はこの管の中を通っているため、PS 球に散乱されることなく回折光を検出することが可能である。またトランスデューサーはステージで位置を調節でき、これによって音源と検出位置の距離を変えている。

4. 結果と考察

Fig.2 および Fig.3 はそれぞれ音波の強度変調周波数を変えながら各々の周波数について強度振

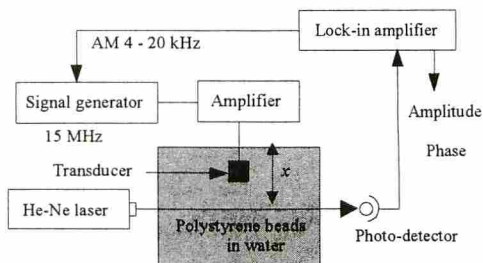


Fig.1 実験装置のブロック図

幅 A および位相 θ を距離 x に対してプロットしたものである。ここでの PS 球の体積分率は20%である。強度振幅は距離の指数関数で減少し、位相差(遅れ)は距離に線形となっている。Fig.3 から強度変調音波の位相速度が計算でき、その値は 660(m/s)となった。これは純水の音速 1500(m/s)とは異なっており、波動が拡散的に伝播しているためと考えられる。

次に PS 球の体積分率 ϕ を変えながら k_r , k_i (および位相速度 ω/k_r) を求め、さらに式(3)から各体積分率での減衰時間 τ を計算した。その結果を Fig.4 に示す。 τ は ϕ とともに減少している。これは水に比べて音波吸収の大きい PS の分率が増加するためであると考えられる。ここで強度変調周波数が 20kHz の場合について $\omega\tau$ を計算してみると、 $\tau < 5.5\mu\text{s}$ (PS 球の体積分率が 15%以上)のときに近似式(4)が有効であることがわかった。したがって、以降の計算では体積分率に応じてフィッティングを変えている。

次に輸送平均自由行程 ℓ^* の ϕ 依存性を計算して Fig.5 の結果を得た。 ℓ^* は平均自由行程 ℓ に比例すると考えられるので、 ℓ^* も式(1)と同様の依存性を示すはずである。得られた結果を検討してみると実際に $\ell^* \propto 1/\phi + \text{const.}$ であった。また ℓ^* の数値についても、同じ系をコヒーレント後方散乱法によって測定した際に得られた値²⁾とほぼ一致した。

以上から拡散波動現象が観測されたといえるが、モデルとの違いもある。一例は、 ℓ^* の $1/\phi$ に対する定数項である。理由としてはいくつか考えられる。まず今回の実験系は3次元系だが、用いた音源の開口の大きさと測定点までの距離が同程度なので1次元系と3次元系の中間的なふるまいを示すと考えられ、本来はより複雑な解析を必要とするはずである。さらに音波の吸収が D に与える影響も考慮されていない。

今後これらの検討を加えた解析、測定を行い、拡散波動現象をより正確にとらえていきたいと考えている。

参考文献

- ¹⁾ B.J.Tromberg, L. O.Svaasand, T.-T.Tsay, and R.C.Hanskell, Applied Optics, 32, 4(1993).
- ²⁾ K.Sakai, K.Yamamoto and K.Takagi, Phys.Rev.B, 56, 17(1997).

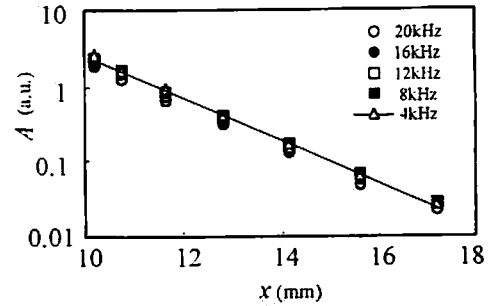


Fig.2 音源からプローブ光までの距離に対する音波強度の変化

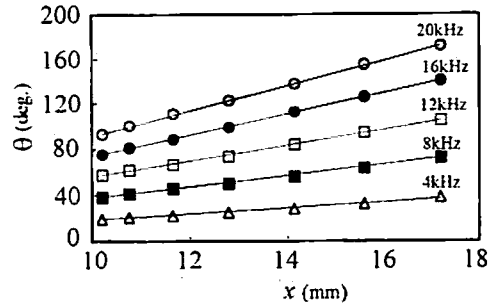


Fig.3 音源からプローブ光までの距離に対する強度変調の位相

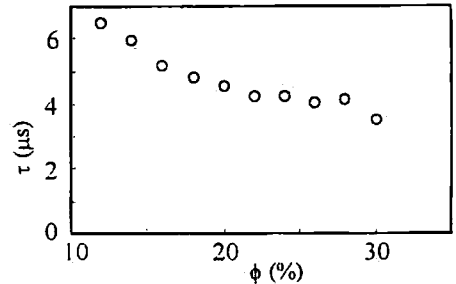


Fig.4 ポリスチレンビーズの体積濃度に対する音波の減衰時間の変化

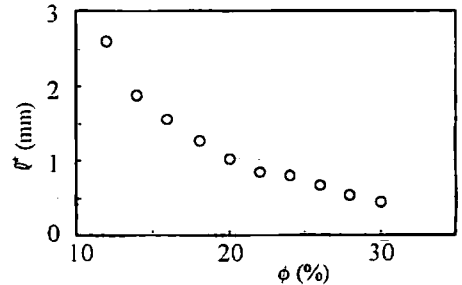


Fig.5 ポリスチレンビーズの体積濃度に対する輸送平均自由行程の変化

はじめに 近距離場音響ホログラフィ(Near-field Acoustic Holography:NAH)¹⁾は、構造体振動速度を近距離場における音圧計測結果から再構成する計測・解析法である。ここでは、NAHによる円筒の構造・音響インテンシティ計測法を散乱問題に適用し、入射波の音響エネルギーが円筒の振動エネルギーに変換され、円筒内を伝搬した後、散乱波として音響エネルギーに変換される様子を明らかにしたので報告する。特に、入射波の音響・構造インテンシティを求めるために、入射波の伝搬子をベッセル関数を用いて表現し、その適用条件を明らかにした。

入射波及び散乱波に対する構造・音響インテンシティ 構造・音響インテンシティは、円筒近傍の音圧及び円筒表面振動速度を計測した結果から求める事ができる。^{2, 3)} 散乱波の音圧及び円筒表面振動速度は従来の散乱用NAH¹⁾により計測できる。ここで、入射波の音響・構造インテンシティを求めるために入射波の伝搬子を導入する。

円筒・測定面及び音源の位置関係を図1に示す。入射波の伝搬子は、音源が無数の点波源から構成されると仮定し、入射波の伝搬を図1に示す円筒座標系で表現することにより、

$$G_n(r, r_H; n, k_z) = \frac{B_{|n|}(\sqrt{k^2 - k_z^2} r_H)}{B_{|n|}(\sqrt{k^2 - k_z^2} r)} \quad B_{|n|}(\sqrt{k^2 - k_z^2} r) = \begin{cases} J_{|n|}(\sqrt{k^2 - k_z^2} r) & \text{if } k > k_z \\ I_{|n|}(\sqrt{k_z^2 - k^2} r) & \text{if } k < k_z \end{cases} \quad (1)$$

のように与えられる。ここで J_n 及び I_n はベッセル関数及び変形第1種ベッセル関数である。また、空間微分はこの伝搬子を r に関して微分する事により求める事ができる。この際、再構成結果の分解能を高くするために高い波数成分を含めて処理すると、微分階数が高い場合には高い波数成分の誤差が増大し、誤差を減らすために高い波数成分を取り除くと分解能が低くなるという、分解能と誤差のトレードオフが存在する。この問題を解決するために、微分階数に応じて、再構成に用いる上限波数を変えて処理を行った。⁵⁾

実験結果 散乱用のNAHの一つであるDual-surface法⁶⁾では、入射波の伝搬子に(1)式を用いていない。これは分母の $B_{|n|}(\sqrt{k^2 - k_z^2} r)$ に零点が存在する、言い換えると、 $B_{|n|}(\sqrt{k^2 - k_z^2} r) = 0$ となる (k_z, n) 点の入射波成分が計測できない事に起因している。そこで、今回実験に用いた3906Hz及び4395Hzにおいて全ての (k_z, n) で $B_{|n|}(\sqrt{k^2 - k_z^2} r) \neq 0$ を満たす r_H として $r_H = 0.12\text{m}$ を選んだ。また実験は水中で行った。

始めに、今回の方法の妥当性検証のために、散乱波に関する音響・構造インテンシティの計測結果と、測定した入射波を用いて計算した結果を図2に示す。散乱波の計算には、有限円筒からの散乱波を計算するための理論式を用いた。⁷⁾ 円筒は高さ800mm、半径107mm、厚さ3mmのSUS#304ステンレス製である。各図の縦軸は円筒軸方向、横軸は円筒周方向を示し、図1の座標系に従うと、図の左端は 0° 、右端は 360° であり、下端は-800mm、上端は800mmである。図中の横線は円筒の上下端を示している。図の上段は計算結果、下段は測定結果である。またコンターマップにおいては、実線が正、点線が負の値を示し、各図の最大値で規格化している。周波数は3906Hzである。図(a)及び(d)に音響インテンシティをコンターマップで示した。両者は非常に良く一致している。図(b)及び(e)は構造インテンシティから求めた振動エネルギーポテンシャルである。⁵⁾ 計算結果(図(b))では極大点が一対二つつつ存在しているが、

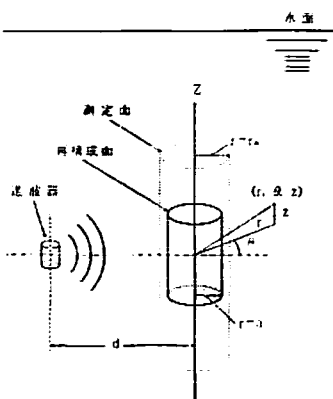


図1 円筒・測定面及び音源

*Analysis of scattering energy flow by near-field acoustic holography. By Kenji Saijyou, Mamoru Egawa (Technical R&D Institute, Defense Agency) and Shigeru Yoshikawa (Kyushu Institute of Design).

実験結果(図(e))では極大点は各1つである。この理由は構造インテンシティ(図(c)及び(f))を見ると理解できる。構造インテンシティの計算結果(図(c))では $(140^\circ, 0\text{mm})$ 及び $(220^\circ, 0\text{mm})$ で円筒軸方向への振動エネルギーの流れが存在するのにに対し、実験結果(図(f))ではこの円筒軸方向の振動エネルギーの流れが存在しない。この事が振動エネルギーポテンシャルの極大点の位置と数の違いの原因となっている。実験結果で円筒軸方向の流れが余り強くない原因については今後検討する必要がある。しかし、全体としては両者は良く一致しており、本手法の有効性を確認することができる。

次に、音波の入射から散乱波の放射に至るまでのエネルギー授受の様子を、実験結果を用いて示した結果を図3に示す。図において上段が入射波、下段は散乱波である。また図(a)及び(d)は音響インテンシティ、図(b)及び(e)は振動エネルギーポテンシャル、図(c)及び(f)は構造インテンシティである。

音波が入射すると $(180^\circ, 0\text{mm})$ で円筒に音響エネルギーが流入する(図(a))。この音響エネルギーは振動エネルギーに変換され、 $(180^\circ, 0\text{mm})$ において振動エネルギーポテンシャルが最大となる(図(b))。この振動エネルギーポテンシャル最大の位置から水平方向に振動エネルギーの流れが発生する(図(c))。この振動エネルギーの流れによって $(140^\circ, 0\text{mm})$ 及び $(220^\circ, 0\text{mm})$ の振動エネルギーポテンシャルが高くなり、この間に挟まれた $(180^\circ, 0\text{mm})$ 及び $(0^\circ, 0\text{mm})$ に振動エネルギーが流れ込む(図(e)及び(f))。この結果特に振動エネルギーポテンシャルのピークに近い $(180^\circ, 0\text{mm})$ で振動エネルギーが音響エネルギーに変換され、散乱波として水中に放射されていく。同時に $(0^\circ, 0\text{mm})$ でも同様の現象が起こっているが音響エネルギーの放射は弱い(図(d))。この結果、散乱音場が形成される。

このように、散乱現象の解析のために音響・構造インテンシティ計測を行い、音波の入射から散乱波の放射までの過程をエネルギー流の観点から観察する事ができた。4395Hzの実験結果については、当日発表の予定である。

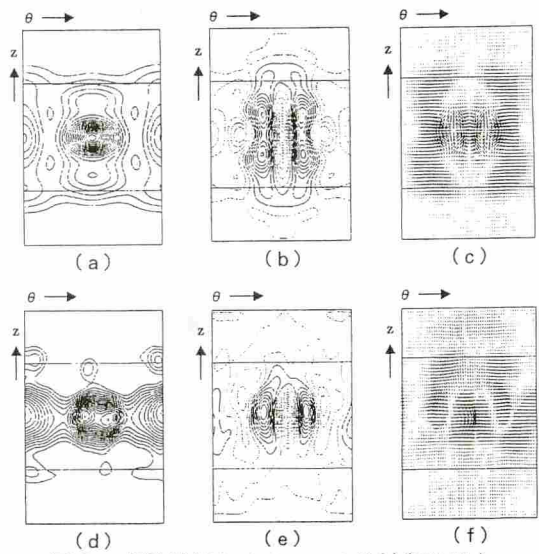


図2 実験結果とシミュレーションの比較(3906Hz)
(上段:シミュレーション, 下段:実験結果)

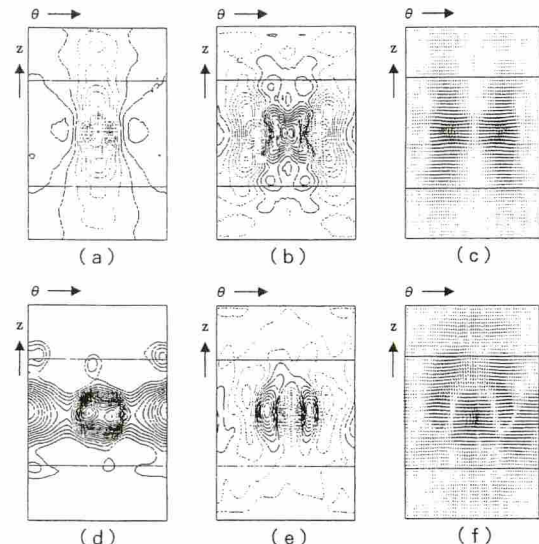


図3 円筒散乱実験結果(3906Hz)
(上段:入射波, 下段:散乱波)

参考文献 1)J.D. Maynard, E.G. Williams, and Y. Lee, J.A.S.A. 78, 1395(1985).
2)E.G. Williams, H.D. Dardy, and K.B. Washburn, J.A.S.A. 81, 389(1987).
3)E.G. Williams, J.A.S.A. 89, 1615(1991).
4)K. Saijyou, M. Ueda, and S. Yoshikawa, J.J.A.P. 33, 3170(1994).
5)K. Saijyou, and S. Yoshikawa, J.J.A.P. 35, 3167(1996).
6)M. T. Cheng, J.A. Mann.III, and A. Pate, J.A.S.A. 97, 2293(1995).
7)K. Saijyou, and S. Yoshikawa, J.A.S.J.(E) 16, 233(1995).

高分子圧電フィルム振動子による単極性超音波パルスの送受波に関する基礎実験

吉田 泰夫, 木元 紀明, 今野 和彦, 井上 浩, 村田 健司*

(秋田大学工学資源学部, *日本油脂KK)

1. まえがき

非破壊検査や超音波診断装置における距離方向分解能の向上のために、セラミック振動子による単極性超音波パルスの発生に関する報告⁽¹⁾⁽²⁾があるが、高分子圧電フィルムによる単極性パルスの発生の報告は殆ど見当たらない。そこで高分子圧電フィルムが広帯域の周波数特性と機械的Qが低いことに着目し、ステップ電圧による単極性パルスの発生法を開発した。また駆動波形の工夫により、パルス列の送受波と、符号化によるパルス圧縮方式への適用性を検討したので報告する。

2. ステップ電圧駆動による単極性超音波パルスの送受波

図1は高分子圧電フィルムを用いた送波部の構造で、フィルムの厚さは32と57 μm (共振周波数:各々約34と19MHz、音速:約2160m/s)のものを製作した。フィルムを接着したペークライトは音響インピーダンス (約 $4.1 \times 10^6 \text{ N} \cdot \text{s/m}^3$) がフィルムの音響インピーダンス (約 $3.9 \times 10^6 \text{ N} \cdot \text{s/m}^3$) の値に近いため機械的Qが低くなる。また容量の大きいフィルム (32 μm :833pF, 57 μm :500pF) を立ち上がり時間の短いステップ電圧で駆動するために広帯域で出力インピーダンスが5 Ω 以下のインピーダンス変換器を挿入してある。

本実験の送受波システムを図2に示す。ステップ電圧は図に示すようにパソコンで制御できるファンクションジェネレータ (以下FG) により任意に立ち上がり時間 T_r ($t_f=0.8T_r$) を変えることが出来る。受波は厚みが約8 μm (共振周波数:約135MHz)、直径1.3mm ϕ の高分子圧電フィルムを用いて製作したハイドロフォンを使用した。

図3は32 μm 厚の振動子を T_r が約10.6nsのステップ電圧で駆動した場合の受波パルス波形で、立ち上がり時間が約13.6ns、パルス幅が約16nsの短い単極性の超音波パルスが得られることが分かる。このパルス幅は駆動ステップ電圧の立ち上がり時間に依存すると考えられる。図4は T_r を8.5~162nsまで変化させ、そのときの受波パルス幅 (P_w) との関係測定したもので、超音波パルスがフィルムの厚み方向に伝搬する時間 T_b (32 μm :14.8ns, 57 μm :26.2ns) で正規化して示した。この図に示すように送波できる

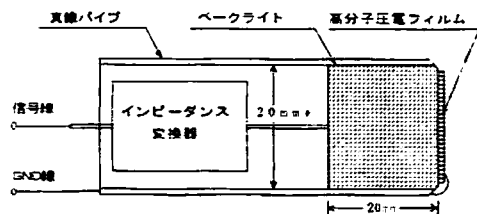


図1 高分子圧電フィルム振動子を用いた送波部

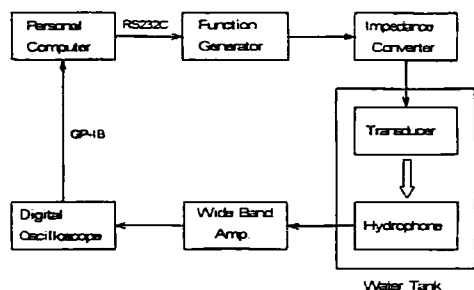
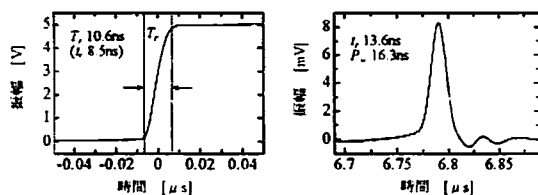


図2 ハイドロフォンによる超音波パルスの測定システム



(a) 駆動波形

(b) 受波パルス

図3 ステップ電圧で駆動したときの受波パルスの例
(32 μm 振動子)

Fundamental experiments of monopole ultrasonic pulse radiated from the piezoelectric polymer film transducers.

Yasuo Yoshida, Noriaki Kimoto, Kazuhiko Imano, Hiroshi Inoue and Kenji Murata*, Faculty of Engineering and Resource Science, Akita University. *NOF.

最小パルス幅は T_A によって制限され $32\mu\text{m}$ フィルムでは約 16ns , $57\mu\text{m}$ では約 19ns になり、駆動ステップ電圧の T_r を大きくすると受波パルス幅が比例的に長くなることが分かる。従ってフィルムの厚さを薄くすれば短い超音波パルスが送波できると考えられる。

3. 符号化パルス列方式への適用

フィルム振動子を方形波パルスで駆動するとパルスの立ち上がり、立ち下がり時に正極性と負極性の単極性超音波パルスが発生する。図5は7符号バーカ系列⁽⁴⁾⁽⁵⁾に従って形成した階段波駆動電圧波形 (a) と受波された符号化パルス列 (b) である。(c) は受波パルス列の自己相関波形でメインローブ振幅が単発パルスの約7倍になっている。またランプ波や鋸歯状波による駆動では立ち上がり、立ち下がり時間の長い部分で超音波パルスの発生が抑えられるので、図6のようにこれらの波形を組み合わせることで符号化パルス列超音波を送波できる。この方法では個々のパルスの発生をFGの最大出力電圧で駆動できるという利点がある。

4. おわりに

高分子圧電フィルム振動子による単極性超音波パルスの送波を目的としてステップ電圧による駆動を試みた。その結果、ステップ電圧の立ち上がり時間に依存した単極性の超音波パルスが送波され、最小パルス幅はフィルム振動子の厚みで制限されることが分かった。 $32\mu\text{m}$ フィルム振動子から送波できる最小パルス幅は 16ns (-6dB 幅) であり水中に換算して空間パルス幅は約 $24\mu\text{m}$ になるので高い距離分解能が期待できる。また、符号化パルス列への応用も可能であることが明らかとなったが、実用面での詳しい検討が必要であると考えます。

文献

- (1) 佐藤雅弘, 吉田泰夫: 基本共振周波数よりかなり短いパルス電圧で駆動された圧電振動子の過渡応答, 日本音響学会誌, Vol.53, No.11, 1997.
- (2) Kouji TAKASAKI, Kazuhiko IMANO and Hiroshi INOUE: Generation of Monopole Ultrasonic Pulse from a Circular Source and Its On-axis Pressure Characteristics, Jpn.J.Appl.Phys., Vol.37, No.5B, pt.1, 1998.
- (3) 電子通信学会編: レーダー技術 (その2), コロナ社, 1968.
- (4) 吉田泰夫, 奥山大太郎: 凹面に貼り付けた PVDF トランスデューサによる符号化パルス列超音波映像, 音響学会講演論文集, 2-1-11, 1986.

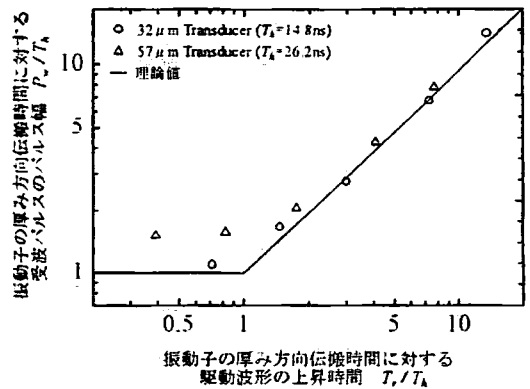


図4 受波パルスのパルス幅

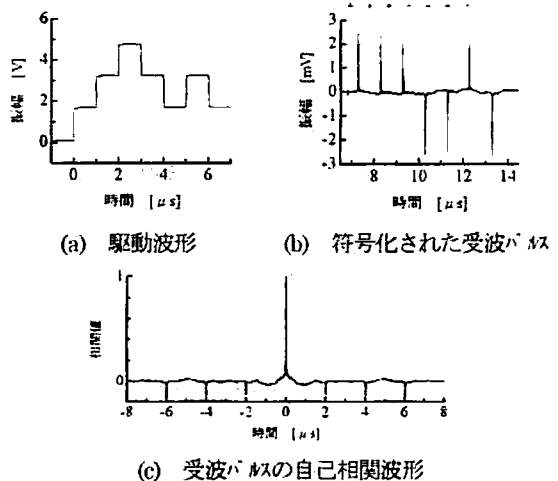


図5 階段状電圧波形で駆動したときの符号化パルス

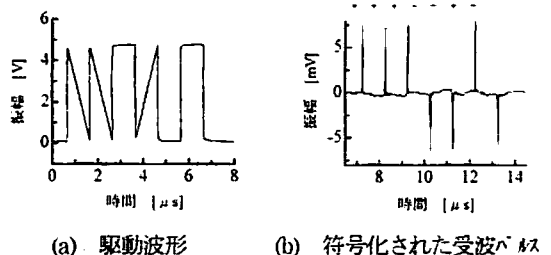


図6 ランプ波、方形波で駆動したときの符号化パルス

畑中 信一^{*†}、辻内 亨[†]、小塚 晃透[†]、三留 秀人[†] (* 中小企業事業団、† 工技院・名工研)

1. 緒言

超音波による化学反応場の生成は、超音波照射によって生じた音響キャビテーションの圧縮破壊がもたらす超高温・超高压の場の発生に起因している。この場は同時に、ソノルミネッセンスと呼ばれる超音波発光を生じさせる¹⁾ため、この発光を測定することは反応場を検討する上で重要な指標となる²⁾。本研究では、装置構成(反応セルの容器形状、溶液の液深、発振周波数、投入エネルギー等)の変化がソノルミネッセンスの発光場(発光強度や発光位置)に与える影響を調べ、そのときに形成される音場を実験的に可視化するとともに、音場解析を行って、音場の変化と発光場の変化の対応関係を検討した。

2. 実験装置および方法

実験装置の概略図を Fig.1 に示す³⁾。発振器からの正弦波交流電圧を広帯域パワーアンプ(55 dB)で増幅し、恒温水槽下部のステンレス製振動板に固定されたランジュバン型圧電振動子(φ45 mm, 公称共振周波数 24 kHz, 45 kHz, 95 kHz の 3 周波型)に印加し、超音波を照射した。恒温水槽は冷却装置からの冷却水(蒸留水)を循環させて温度を一定(20℃)に保持した。恒温水槽内の振動子直上にガラス製の直方体反応セル(内寸 50 mm×50 mm×145 mm)を設置し、中に蒸留水またはルミノール水溶液(0.002 wt%)を注入した。反応セル内の液深、反応セル底面のガラス厚み、発振周波数等を変化させたときのソノルミネッセンス発光強度測定および発光場の観察を行った。また、そのときの音場をシャドウグラフ法およびシュリーレン

法により可視化した。発光強度はセル内の全ての位置における発光を短焦点距離の凸レンズによりフォトマルの入射窓に集光し、フォトマルからの出力電圧をデジタルボルトメータで測定した。発光場は高感度のカラーチルド CCD カメラにより撮影した。

3. 実験結果および考察

セル内の蒸留水の液深を 100 mm、発振器の出力電圧を 0.3 V_{pp} と一定にし、発振周波数 f を 120~150 kHz に 0.1 kHz ずつ変化させてソノルミネッセンス発光強度を測定した。セル底面のガラス厚み t が 0.5, 5, 10 mm の場合についての結果を Fig.2 に示す。発光強度は特定の周波数によって強いピークを示すが、セル底面の厚みの違いによってピークの生じる周波数が異なっていることがわかる。また、ピークの全体的な強度を比較すると、 $t=0.5$ mm に比べて、 $t=5, 10$ mm は強度レベルが大きいことがわかる。

発光強度測定と同条件の下で、シャドウグラフ法およびシュリーレン法により音場を可視化すると、発光強度がピークをもつ周波数において平面波的な横縞模様が観察された。 $t=5$ mm, $f=140$ kHz における音場のシャドウグラフ像とシュリーレン像、およびルミノール水溶液のソノルミネッセンスの発光像(露光時間 60 秒)を Fig.3 に示す。シャドウグラフ像とシュリーレン像を比較すると、横縞模様は一致しているが、白黒がきれいに反転していることがわかる。

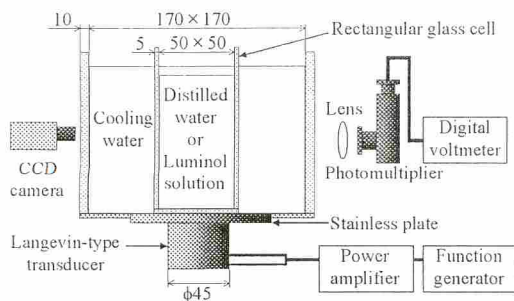


Fig. 1 Experimental setup.

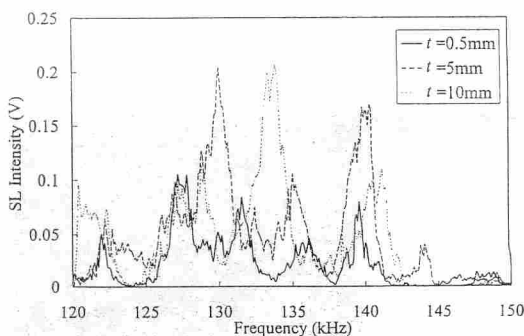


Fig. 2 Frequency dependence of the sonoluminescence (SL) intensity for $t=0.5, 5$ and 10 mm glass cells.

Correspondence between a standing wave field and a sonoluminescing field

Shin-ichi Hatanaka^{*†}, Toru Tuziuti[†], Teruyuki Kozuka[†], Hideto Mitome[†]

^{*}Japan Small Business Corporation, [†]National Industrial Research Institute of Nagoya, AIST

シャドウグラフ法およびシュリーレン法によって得られる像のコントラストは、密度の2階微分および1階微分に比例する⁴⁾ので、これにより超音波照射方向には正弦波的な定在波音場が形成されていることがわかる。ソノルミネッセンス発光像と比較すると、発光は音圧の腹の位置(シャドウグラフ:暗部,シュリーレン:明部)において起こっていることが確認できる。

4. 音場解析による結果の検討

各境界面での粒子速度・音圧の連続条件と振動板面での強制振動条件を与えて、線形波動方程式を平面正弦波(x 方向)として解くと、音圧(複素実効値)は、

$$P_4 = \frac{T_{1234} \cdot z_1 V_i}{1 - R_{45} R_{4321} e^{-2jk l}} \left\{ e^{jk(l-x)} - R_{45} e^{-jk(l-x)} \right\} \quad (1)$$

となる。ここで、 l :セル内液深、 k :セル内液体の波数、 z :固有音響インピーダンス、 V_i :入射音波の粒子速度である。下付きの数字は各媒質を示し、1:ステンレス(振動板)、2:蒸留水(冷却水)、3:ガラス(セル底面)、4:蒸留水(目的液体)、5:空気で計算を行った。 T, R はそれぞれ下付きで示す媒質間の音圧の透過率、反射率を表し、下付きが3つ以上のものは中間媒質での位相遅れ(複素数)を含む。解は共振条件で分母が0に近づき、分子の大小にかかわらず、振幅は非常に大きくなる。しかし、これは基礎式に粘性項が含まれていないためであり、実際現象においては粘性のために分母は0になることはない。そのため分子の値が意味を持ち、強度レベルは分子にも依存する。分母は共振のピーク位置を、中カッコは定在波の分布を与える。音の平均エネルギー密度は定在波音場中で一定であり、

$$w_{av4} = \frac{T_{1234}}{|1 - R_{45} R_{4321} e^{-2jk l}|^2} \left((1 + R_{145}) \frac{z_1}{z_4} \rho_4 |V_i|^2 \right) \quad (2)$$

となる。ここで、 T, R :音の強さの透過率、反射率(実数)である。 T_{1234} の周波数依存性をFig.4に示す。振動子の周波数特性(V_i)の影響はあるが、計算結果はFig.2に見られた底面厚みの実験結果と妥当性がある。

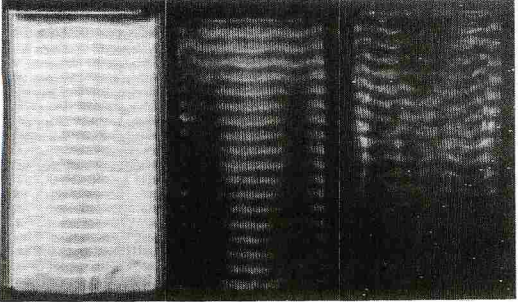


Fig.3 Comparison between (a) shadowgraph, (b) shlieren and (c)sonoluminescence images at the condition of $t=5$ mm, $f=140$ kHz.

実験結果で得られる発光強度ピークすべてを平面波の理論だけで説明することはできない。セル内の共振モードは側壁の影響により、非常に多く存在する。振動端面での振動分布もあり、セル内に実際に形成される音場は複雑で、解析解を求めることは困難である。しかし、ピークが生じる周波数は側壁の境界条件(現条件下では固定端)を満たすモード⁵⁾に、(1)式の共振周波数 f_r を考慮することにより計算できる。

$$f = \frac{c}{2} \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 + \left(\frac{2}{c} f_r\right)^2} \quad (3)$$

ここで、 c :セル内液体の音速、 a, b :セルの幅方向、奥行方向の寸法、 m, n : a, b 方向の節数である。シュリーレン像で観察される節数(Fig.3では $m=2$)を代入して計算するとそのときの周波数とほぼ一致する。 $t=5$ mmの大きなピーク周波数 $f=130, 140$ kHzは、ともに $m=2$ 高さ方向の節数がそれぞれ17, 18での計算と一致した。

4. 結言

- (1)セル内液深が一定であっても、セル底面厚みの違いが発光強度に影響を及ぼすことを実験的に明らかにした。
- (2)ソノルミネッセンス発光場とシャドウグラフ法およびシュリーレン法により可視化した音場を比較し、発光の音場中の位置、発光と音場の共振モードに対応関係が見られた。
- (3)多層境界を持つ平面波の音場解析と3次元共振モードの計算をすることにより、(1)の結果を説明できた。本研究は中小企業事業団が実施する中小企業創造基盤技術研究事業に係る研究成果である。

参考文献

- 1) K. S. Suslick : Science **247** (1990) 1439.
- 2) L. Wang, H. Mitome, T. Kozuka, T. Tuziuti : Jpn. J. Appl. Phys. **37** (1998) 2832.
- 3) 三留秀人, 王力鳴 : 信学技報, **US97-77** (1997) 27.
- 4) 流れの可視化学会編 : 新版流れの可視化ハンドブック(朝倉書店, 1986), p. 308.
- 5) 実吉純一, 菊池喜充, 熊本乙彦 : 超音波技術便覧 新訂版(日刊工業新聞社, 1978), p. 78.

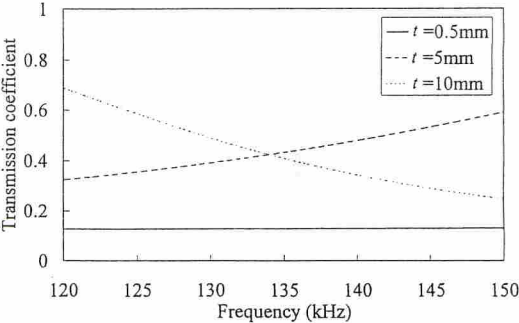


Fig.4 Frequency dependence of the transmission coefficient of sound intensity.