

岡田 健一 (徳島大工短部)

1. はじめに 媒質中を伝わる超音波横波の速度の応力依存性の現象は光弾性と類似の現象であるため音弾性と呼ばれている。この現象を利用して一般に広く使用されている圧延材料における応力測定を行う場合、圧延材料の異方性は小さいため弾性学的には等方材料とみなしてもいいのであるが、音弾性的には異方性材料として取り扱う必要がある。著者はこれまでに弱い直交異方性を有する材料における音弾性の関係式を提案した¹⁾。本研究においてはこれらの式を利用しての応力測定法を提案する。実験法としては被測定媒質のほかに規準試料を用い、二つの超音波パルスの反射エコーを電氣的に加えさせる一種の干渉法を採用した。この方法により振動子ととりつける各点の応力の測定が可能となる。応用例として引張荷重を受ける円孔を有するAl圧延板の応力場の測定を行った。

2. 測定原理 平面応力状態 ($\sigma_x, \sigma_y, \sigma_{xy}$) において、弱い直交異方性媒質中を伝播する二つの横波の速度 v_x, v_y は次式で表わすことができる¹⁾。

$$\frac{1}{v_x}, \frac{1}{v_y} = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{v_{x0}} + \frac{1}{v_{y0}} + (\alpha_{11} + \alpha_{12}) \sigma_x + (\alpha_{12} + \alpha_{22}) \sigma_y \pm \left\{ \left(\frac{1}{v_{x0}} - \frac{1}{v_{y0}} + (\alpha_{11} - \alpha_{12}) \sigma_x + (\alpha_{12} - \alpha_{22}) \sigma_y \right)^2 + (\alpha_{66} \sigma_{xy})^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \right] \quad (1)$$

ここで添字 X, Y は横波粒子の主振動方向を示し、 X_0, Y_0 は無負荷状態における主方向を示す。なお α は X_0, Y_0 の方向にとってあることに注意。 $\alpha_{11}, \alpha_{22}, \alpha_{12}, \alpha_{66}$ は定数である。 X と X_0 のなす角度、つまり応力による主振動方向の回転角を ϕ で示すとこれは次式で表わすことができる。(座標関係は Fig. 1 参照)

$$\tan 2\phi = \alpha_{66} \sigma_{xy} / \left\{ 1/v_{x0} - 1/v_{y0} + (\alpha_{11} - \alpha_{12}) \sigma_x + (\alpha_{12} - \alpha_{22}) \sigma_y \right\} \quad (2)$$

$$\text{次に } B = \bar{v}_0 \left(\frac{1}{v_x} - \frac{1}{v_y} \right), \quad (3) \quad C = \bar{v}_0 \left(\frac{1}{v_x} + \frac{1}{v_y} \right) \quad (4)$$

を考える。ここで $\bar{v}_0$ は v_{x0} と v_{y0} の平均値である。(1) 式より (3), (4) 式は

$$B = \left[\left\{ B_0 + (\alpha_{11} - \alpha_{12}) \bar{v}_0 \sigma_x + (\alpha_{12} - \alpha_{22}) \bar{v}_0 \sigma_y \right\}^2 + (\alpha_{66} \bar{v}_0 \sigma_{xy})^2 \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (5)$$

$$C = C_0 + (\alpha_{11} + \alpha_{12}) \bar{v}_0 \sigma_x + (\alpha_{12} + \alpha_{22}) \bar{v}_0 \sigma_y \quad (6)$$

となる。また (2), (5) 式より次式を得る。

$$\sigma_{xy} = \frac{B}{\alpha_{66} \bar{v}_0} \sin 2\phi \quad (7)$$

(5), (6), (7) 式より、定数 $\alpha_{11} \bar{v}_0, \alpha_{22} \bar{v}_0, \alpha_{12} \bar{v}_0, \alpha_{66} \bar{v}_0$ が定まり B, C, ϕ の値が測定できれば応力成分 ($\sigma_x, \sigma_y, \sigma_{xy}$) を決定することができる。

3. 測定法 Fig. 2 に示すように応力測定を行う試験片および同じ材料から切りだした規準試料の二つの

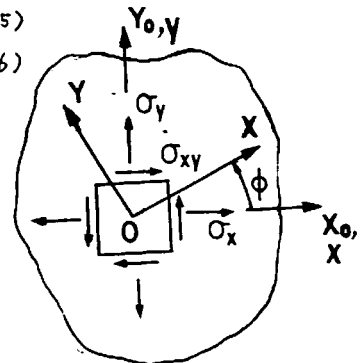


Fig. 1 Coordinate system.

* A Method of Acoustoelastic Stress Measurement in a Rolled Material Subjected to Plane Stress. By Kenichi Okada (Technical College of Tokushima University)

試料と同じ特性をもつ振動子を取りつける。規準試料の振動子は主方向の一つに固定しておく。応力測定用試料にとりつけた振動子を回転させると主方向X, Y に一致した角度で Fig.3 に示すような極小値をもつ干渉波形をオシロスコープで観察できる。これはZの試料の小さな速度差により生ずるものである。極小値の生ずる時間を t_n, t'_n ($n=1, 2, \dots$) とすると

$$B_x = \bar{v}_0 \left(\frac{1}{v_x} - \frac{1}{v_r} \right) = \frac{2n-1}{2ft_n}, \quad B_y = \bar{v}_0 \left(\frac{1}{v_y} - \frac{1}{v_r} \right) = \frac{2n-1}{2ft'_n} \quad (8)$$

となる。ただし v_r は規準試料の速度, f は振動子の発振周波数である。したがって

$$B = B_x - B_y, \quad (9) \quad C = B_x + B_y + 2\bar{v}_0/v_r \quad (10)$$

また ϕ の値は Fig.3 の波形を生ずる角度を読みとることにより決定できる。

4. 定数 α の決定法 試料の X_0 ($\theta=0^\circ$, 圧延方向 $\times 10^{-3}$ と直角方向), Y_0 ($\theta=90^\circ$) 方向に切り出した試験片に単軸引張応力を与えて, 上述の方法で B, C を測定し (5), (6) 式を用いて決定する。ただし $\alpha \ll \bar{v}_0$ は X_0 と 45° をなす試験片 ($\theta=45^\circ$) に引張応力を与えて B, ϕ を測定し (7) 式を用いて決定するのが便利である。Fig. 4, Fig. 5 に $\theta=0^\circ, 90^\circ$ の B_x, B_y の応力依存性を示す。

5. 応力測定結果 Fig. 6 に円孔を有する応力場の測定結果を示す。同図で実線は弾性論による理論値を示す。

6. 結び 提案した方法により応力測定が可能になったことがわかった。

文献 1) K. Okada, J. Acoust. Soc. Jpn 1, 193-200 (1980).
 $\sigma_\infty = 24.9$

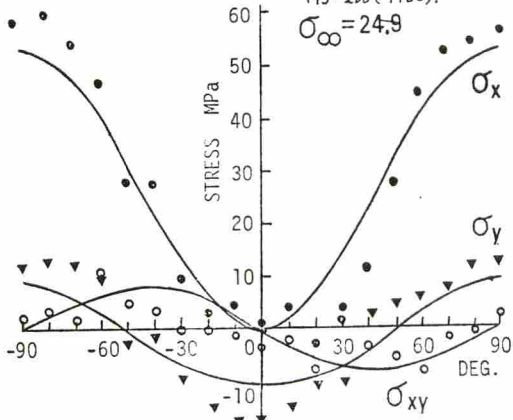


Fig.6 Stress distribution around circular hole.

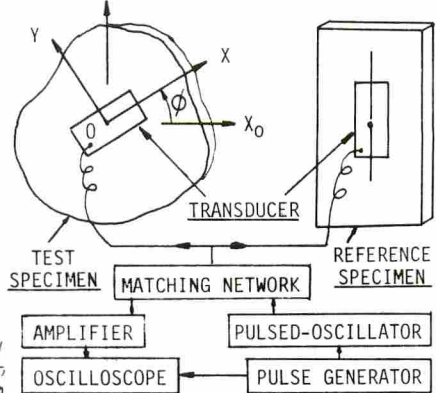


Fig.2 Arrangement of the system.

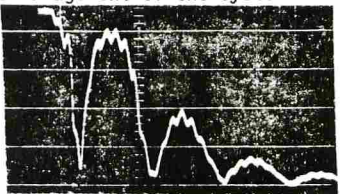


Fig.3 Pulse-echo pattern.

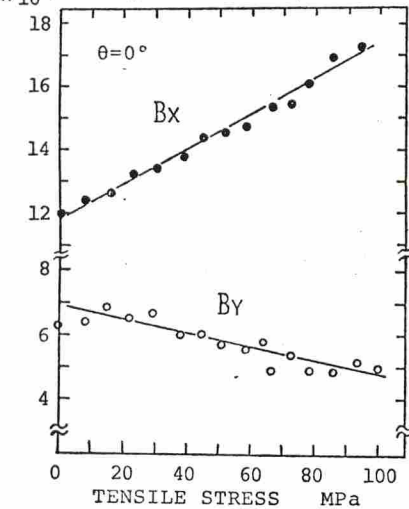


Fig.4 Stress dependence of B_x & B_y .

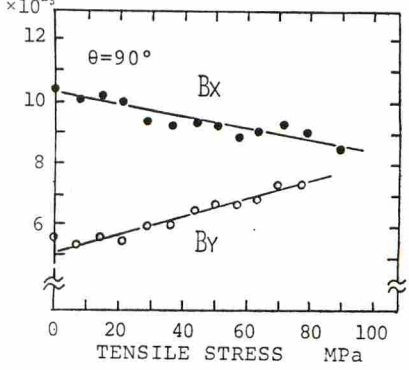


Fig.5 Stress dependence of B_x & B_y .

山本 美明 (株式会社 東京計器)

音波、超音波を利用して液体や気体の流速を測定しようという試みは古くからなされており、いろいろの測定方法が考案されてきたが、現在実用されている主なものは伝搬速度差法とドップラー法である。ここではこれら2つにつき、測定原理とそれに使用する送受波器設計の要点、及び多方面にわたる応用につき研究開発した成果を述べる。なお超音波流量計の測定対象は水だけでなく、各種非電導性液体や気体までも含むが、ここでは水を対象としたものに限定する。

1. 伝搬速度差法—シングアラウンド法

1.1 原理

超音波が流体中を伝搬する際の伝搬速度は、静止流体中の音速 C と流速 V とのベクトル和であらわされる。この現象を利用した流速測定法が伝搬速度差法で、その中に位相差法、時間差法、シングアラウンド法の3つの代表的な方法がある。

シングアラウンド法は音速 C が変化してもその影響をうけずかつ測定回路も簡単で、その一例を図1に示す。この方式では一定周期で超音波の伝搬方向を切替え、順方向のシングアラウンド周波数を f_d 、逆方向のそれを f_u とし、それらの差 Δf を求めれば、流速 V は

$$V = \frac{(D + TC \sin \theta)^2}{D \sin 2\theta} \Delta f$$

となる。ここには送受波器のプラスチック楔内および管壁などを超音波が伝搬するに要する時間と電気回路内の遅延時間との和である。

このようにして測定した流速は、管中心を通る超音波伝搬経路についての平均流速であるので、流量 Q は流量補正係数 K を用いて

$$Q = \frac{\pi D (D + TC \sin \theta)^2}{4 K \sin 2\theta} \Delta f$$

であらわされる。流量補正係数 K は、流速分布が既知の場合、レイノルズ数の関数として算出されている。

1.2 送受波器の設計

図1に示す外壁を通して流量を測定する場合に使用する送受波器の設計にあたり注意すべき主要な点は、安定な受信信号と、流れ方向となるべく一致する方向に超

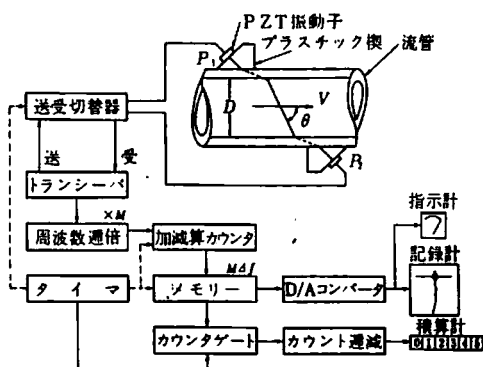


図1 1組切替型シングアラウンド方式超音波流量計ブロック図

(1) 周波数 超音波減衰、測定精度、妨害雑音などを考慮し、0.4及び1MHzの何れかを選択使用する。

(3) 屈折角 水中への屈折角中はなるべく大きい方がよい。しかし同時になるべく大きなパワーを水中に放射することが望ましい。有機ガラス楔を用いた場合、その入射角を ϕ_1 とすると、水中屈折角中は図2のようになり、また入射エネルギー E_1 に対する水中への透過エネルギーの比を図2に示してある。 E_1 は鋼管中を縦波で、 E_2 は横波で透過したものである。 $\phi_1 = 45^\circ$, $\phi_1 = 23^\circ$ 程度が最適値であらう。

2. ドップラー法

媒質と一緒に流れる多数の微粒子が存在する場合、図3の測定系を構成すると、ドップラーシフト周波数 f_d は f_0 を送信周波数とし

となる。照射域内の平均流速 $\bar{u}$ は

であらわされる。ここに K は定数,

$\omega = 2\pi f$ だ、 $S(\omega)$ は照射域内の粒子の集合を考えた場合のパワースペクトル密度である。いま図 3 に示すゼロクロス法で混合後の信号の零交差頻度入を計算すると

であるから、線スペクトルの場合に λ と $\bar{\nu}_0$ が正確な比例関係を示すことがわかる。

照射域内の流速は一定であることが望まれるので、指向性を鋭くする。また図2の ϕ_1 と E/E_0 の関係や超音波減衰、音速誤差の補正などを考慮する必要がある。

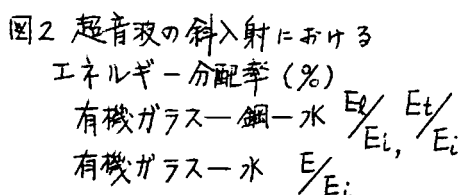
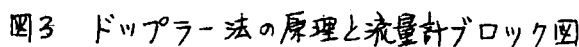


図2 超音波の斜入射における
エネルギー分配率(%)



笠原征夫 稲葉律夫 和佐清孝 (松下電器材料所)

まえがき 帯電電位の測定には、帯電電荷を逃がさないように、非常に高入力抵抗をもった電圧計を必要とする。このような電圧計としては、特殊な真空管を用いた真空管式電圧計が使われた。現在では、この真空管式電圧計に代り、電界効果型トランジスタ(FET)を使用した高入力抵抗電圧計がもっぱら測定器として使用されている。しかしこれらは、高入力抵抗のため測定器自身から発生する雑音、および周囲の雑音のため、電位を精度よく測定することが難しい。このため入力部分にコンデンサを設けて、直流電圧を交流電圧に変換する振動容量型の電位計が開発された。しかし、この振動容量型電位計は、感度、入力抵抗ともに特性は十分であるが、検出部の構造および測定回路が複雑なため高価なものとなり、一般に機器の中に組み込んで電位センサとして使用するには適当でない。

一オ工業的に、特に複写機の帯電ドラムの電位測定用として、小形で、簡単な電位センサが強く求められている。

このような要求に応えるために、筆者らは、圧電体に電界を加えることにより、圧電体内に生ずる歪を、発振器の共振周波数に変換して測定する電位検出センサを考案したので報告する。

動作原理 圧電体に電界を加えると、圧電体内に歪が発生する。直方体に電界を印加した時に生ずる歪は、テンソル量で次のように表わされる。

$$S_{ij} = d_{ijk} E_k \quad i, j = x, y, z \quad \dots \dots (1)$$

ここで S_{ij} は i 面の j 方向の歪を、 d_{ijk} は k 方向に加わった電界による、 i 面の j 方向の歪に対する圧電定数で、また E_k は k 方向への印加電界を表わす。圧電体として圧電セラミックスを使用した場合の圧電定数を以下に示す。

圧電セラミックスの圧電定数 d のテンソルは以下のように与えられる。

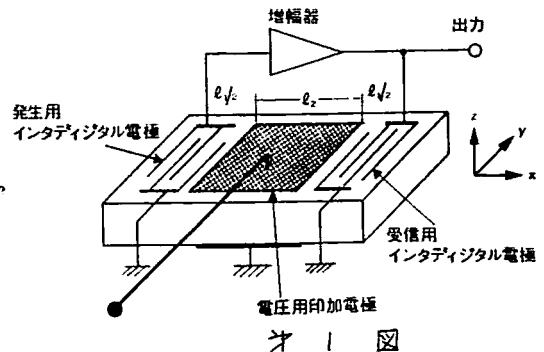
$$d_{ijk} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{xz} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{yz} & 0 & 0 \\ d_{zx} & d_{zy} & d_{zz} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \dots (2)$$

ここで電位計に用いることができる歪は、伸び又は縮みでなければならない。したがって S_{xx} , S_{yy} , S_{zz} のいずれかでないといけない。(2)式に E_x , E_y , E_z のいずれかの電界が印加されたとすると、生ずる歪は次のようである。

$$S_{xx} = d_{zx} \cdot E_z, \quad S_{yy} = d_{zy} \cdot E_z \quad \dots \dots (3)$$

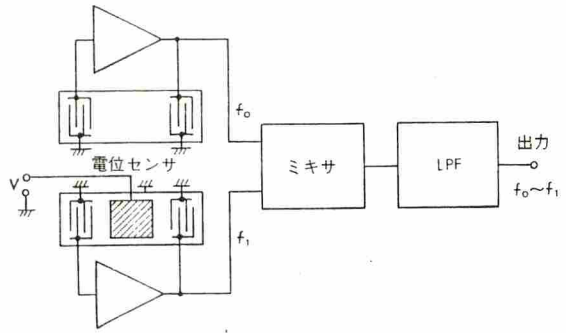
圧電セラミックスの場合(3)式の2つは同一のもので、PC M67(*松下電器商品名)の

* An Electrostatic Voltage Sensor using Surface Acoustic Wave.
By Yukio Kasahara, Ritsuo Inaba and Kiyotaka Wasa
(Materials Res. Lab. Matsushita Electric Ind. Co. Ltd.)



場合 $d_{31} = -42 \times 10^{-12} \text{C/m}$, $\epsilon_{33}/\epsilon_0 = 620$. キュリ点 = 340°C 温度係数 = $13 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$ である。

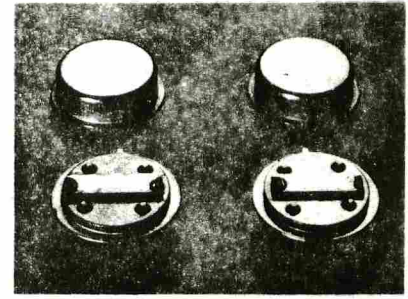
圧電体に電界を印加して発生する歪を検出するには、オ－図に示した構成とした。圧電体表面に、弾性表面波の発生および受信用インテグリティデジタル電極を左右に設け、弾性表面波を伝搬させる。また入出力インテグリティデジタル電極間には、歪を発生させるための電圧印加用電極を設ける。



オ 2 図

この時弾性表面波は、中心部の電圧印加電極部を通過するが、電圧印加電極に電圧を印加することにより、圧電体に歪が生じ、入出力間の表面波の伝搬距離が変化する。この伝搬時間の変化を、遅延線型弾性表面波共振器で周波数の変化として測定する。周波数変化 $\Delta f/f$ は次式となる。

$$\Delta f/f = l_2 S_{xx} \cdot E_z / (l_1 + l_2) \dots (4)$$



オ 3 図

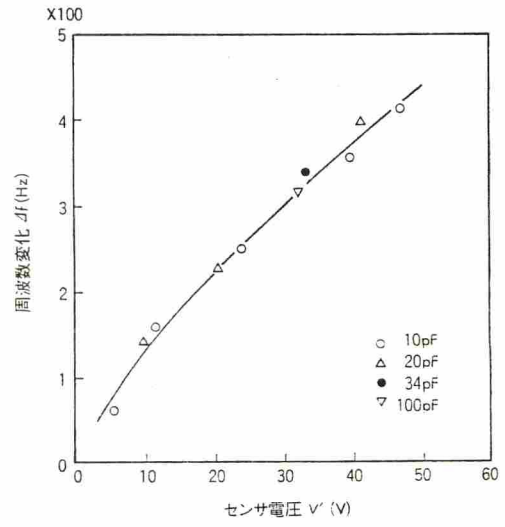
ここで S_{xx} は印加電界 E_z による歪を表わす。

電位センサと電位の検出 共振器を含む回路構成をオ 2 図に示す。またオ 3 図には、電位センサを示す。2組の共振器を用い、片側に外部電圧を印加し、もう一方の共振器は外気温による遅延時間、増幅器の増幅度および位相等の補償に用いる。それぞれの共振器の共振周波数 f_0, f_1 をミキサ回路に導き、周波数差 $f_0 \sim f_1 = \Delta f$ をとり出し、低域通過フィルタを通して出力としてとり出す。電位測定対象物の電位を測定するのに、空気コンデンサ C_1 を介して圧電体に電圧が印加されるとすると、圧電体の印加電圧 V' は、

$$V' = C_1 V / (C_1 + C_2) \dots (5)$$

となる。 C_2 は圧電体の容量である。 C_1 を $10 \text{ pF} \sim 100 \text{ pF}$ の値とし、オ 2 図の回路を用いて、 V' に対する周波数差 Δf を求めたのがオ 4 図である。

おわりに 圧電体に電界を印加し、生じた歪を弾性表面波を用いて検出する電位センサが得られた。このセンサは高入力抵抗で耐電圧性が高く、デジタル出力信号が得られるため、S/N が良く、信号処理が容易である。



オ 4 図

本岡誠一, 渡辺 勉 (千葉工大)
奥島基良 (東京工大 精研)

1. まえがき 地中に打設された鋼管杭とか鉄筋コンクリート杭等の全長を地表上から比較的容易に計測する技術の開発が望まれている。

一般に、地中に埋った鋼管杭中での音波減衰量はかなり大きいことが予想される。したがって、パルス反射法を用いて打設杭長の計測を行う場合、鋼管杭中に大勢力のパルス音波を放射できる音源の開発が必要であり、さらに、地中に埋った鋼管杭中の音波伝搬特性を明らかにしておく必要がある。

筆者らは、インパルス駆動法を用いた鋼管杭長の計測方法を考えた。この方法は、地表上に露出している鋼管杭の外周に沿ってコイルを巻き、コイルに衝撃的電流を流し、杭を電磁的に直接インパルス駆動することにより、杭中に大勢力のインパルス音波を放射させる。地中に埋った杭の先端部で反射した信号を杭の打設端面に接着した圧電形受波器で受信し、打設杭長の計測をしようとするものである。そこで、ピット(円筒形実験砂槽)を用いて模形実験を行い、この計測方法の可能性を確かめるとともに、砂中に埋った鋼管中の音波減衰定数の測定を行った。

2. 測定試料の製作 鋼管をピット(Fig.1)に埋設する前に、締め固めに用いる砂の物理的性質を把握するために、土砂の物理試験が行われた。その結果を表1に示す。締め固めに用いた砂は山砂と関東ローム砂の2種類である。

試料の製作方法を以下に示す。内径24.1 cm, 肉厚1.35 cm, 長さ50 cmの塩化ビニール製のピット2個を接続し、外側をボルトで固定する。次に、ピットの中心

Table 1 Results of Soil Test for Sand

	Specific Gravity	Uniformity Coefficient	Max. Dry Density (g/cm ³)	Degree of Compaction (%)	Porosity (%)	Optimum Ratio of Water Content to Dry Weight (%)
KANTO-loam Sand	2.78	6.32	0.691	93.34	77.0	91.0
Mountain Sand	2.77	5.20	1.685	98.16	40.0	16.5

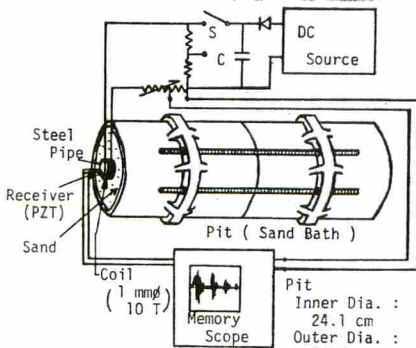


Fig.1 Blockdiagram of Measuring Apparatus

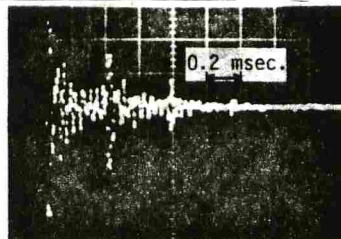


Fig.2 Waveform of Received Multiple Reflection Sound Wave

Driving Current Frequency : 35 KHz
A steel pipe is buried in KANTO-loam sand
Thickness of a Steel Pipe : 6 mm
Length of a Steel Pipe : 1 m
Air is full up in a steel pipe

部に測定に用いる鋼管(外径7 cm, 肉厚6 mm, 長さ1 m)を設置し、その周囲に乾燥密度が最大となる含水比(土砂が一番よく締め固まる状態)にした土砂を入れ、CBR用ランマーを用いて、10層に分けて締め固める。

* Study on Measurement of Driven Pile into the Ground with Impulsive Driving Method.

By Seiichi MOTOOKA, Tsutomu WATANABE (Chiba Institute of Technology)
Motoyoshi OKUJIMA (Tokyo Institute of Technology)

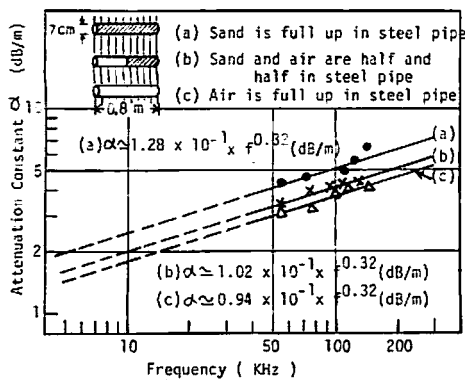


Fig. 3 Frequency Characteristics of Attenuation Constant in Steel pipe

A steel pipe is buried in Mountain sand.
Thickness of steel pipe : 6 mm

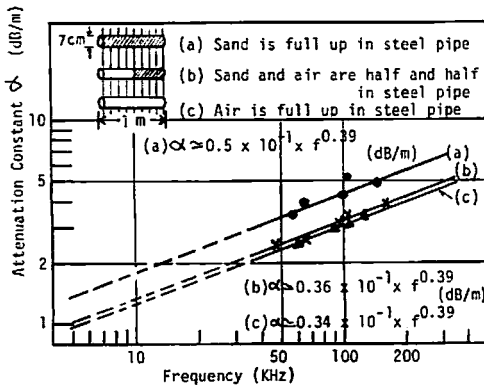


Fig. 4 Frequency Characteristics of Attenuation Constant in Steel pipe

A steel pipe is buried in KANTO-loam sand.
Thickness of steel pipe : 6 mm

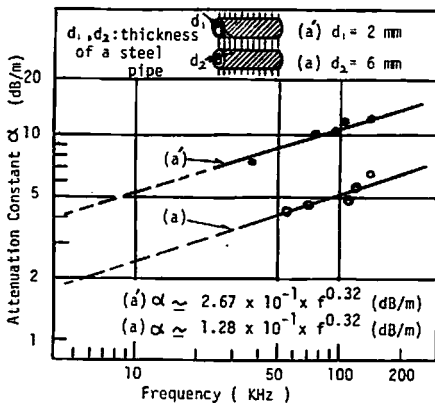


Fig. 5 Frequency Characteristics of Attenuation Constant in Steel Pipe

A Steel Pipe is Buried in Mountain Sand.

3. 測定装置および測定方法 Fig. 1

に測定装置の概要を示す。ピットに埋設した鋼管の先端部に直径1mmφのホルマル銅線線を10回巻いて駆動コイルとして用いた。

ピット中に埋設した鋼管中の音波減衰定数は、鋼管の送信端面に接着した圧電形受波器(PZT)で受信した鋼管端面からの多重反射によるパルス列の振幅減衰度より求めた。この場合、鋼管の両端面は空気中に露出しているため、両端面では、音波はほぼ完全反射する。したがって、両端面での反射損失は無いものとした。

Fig. 2 に受信波形の一例を示す。

なお、駆動電流周波数は充電用コンデンサを0.4μFから4μFまで変え、25kHzから80kHzまで変化させた。全ての測定において、入力エネルギーは1.5joule一定とした。また、受信パルス中での音波の周波数は駆動電流周波数のほぼ2倍であった。

4. 測定結果 Fig. 3, Fig. 4 にそれ

ぞれ音波減衰特性の測定結果を示す。Fig. 3 は山砂を、Fig. 4 は関東ローム砂を用いた場合である。両図とも、a)は鋼管の内外を砂で満した状態、b)は鋼管の内側の砂を半分だけ抜き取った状態、c)は鋼管の内側の砂を全て抜き取った状態である。

山砂の場合も関東ローム砂の場合も、鋼管中の音波減衰定数は周波数のほぼ1/2乗に比例して増大している。また、鋼管内外に砂を満した場合は、鋼管内の砂を抜いた場合に比べて、減衰定数が約1.4

倍大きいことがわかった。さらに、埋設鋼管の肉厚を2mmに変えて同様な測定を行った結果をFig. 3 a)と比較してFig. 5 に示した。肉厚2mmの鋼管の場合も、音波減衰定数は周波数のほぼ0.32乗に比例して増大し、肉厚6mmの場合に比べて、減衰定数が約2倍大きくなることがわかった。

井出 正男 犬平 悦三 (武蔵工大)

[1] はしごき 超音波診断装置は医学領域で広く利用されている。超音波診断装置はドプラ法、パルス反射法などが実用されているが、パルス反射法断層像装置の普及が著しい。これらの装置に使用される周波数は $1.5\text{ MHz} \sim 15\text{ MHz}$ で、パルス反射法でのパルス幅は数 μsec 程度である。このような装置の性能の評価や生体作用の研究を行うためには、小型で広帯域なハイドロホン⁽¹⁾⁽²⁾を必要とする。

今回、音場測定用の小型ハイドロホンを試作し、数 MHz 帯のパルス超音波音場を測定した。

[2] ハイドロホンの構成 PVDF⁽³⁾(ポリフッ化ビニリデン)およびPZTを受音素子として用いて、何種類かのハイドロホンを試作した。Fig. 1は試作したPVDFのハイドロホンの構造の一例を示す。これは細い金属チューブの先端にそれぞれ、厚さ $30\mu\text{m}$ で、直径が 0.5 mm と 1 mm の2種の素子を接着したものである。

また、受音素子の静電容量が小さいので、それぞれの素子の直後にFETを用いたインピーダンス変換回路を組み込み、ケーブルを引き出した。

[3] 測定結果 試作したハイドロホンは相互校正法で感度の校正を行った。Fig. 2は 0.5 mm と 1 mm のPVDFハイドロホンの感度特性を示す。

Fig. 3は超音波診断装置の発生するパルス超音波を受波した結果を示す。上の 0.5 mm のPVDFハイドロホンの場合で、下の送波トランスデューサで再び受波した場合である。

Fig. 4の(a), (b)は 10 MHz (40波連)の音場分布の測定結果を示す。 0.5 mm の方の 1 mm の場合より、より細い分布の測定ができている。

[4] むすび 今回、 $500\text{ kHz} \sim 20\text{ MHz}$ 程度の帯域を持つ、極小ハイドロホンを試作し、パルス超音波音場の測定を行いつつ実用できることを確めた。今後、診断装置のパルス音場の測定を行ってほしい。なお、IEC SC29Dでは極小ハイドロホンの規格を審議中であり、本研究はこれにも貢献できる。

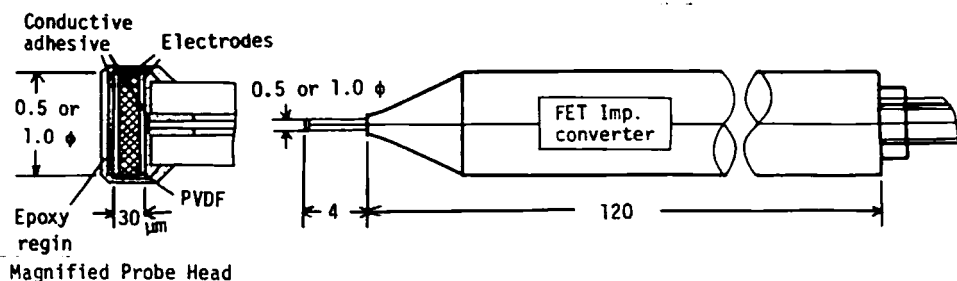


Fig. 1 Construction of Miniature Hydrophone

*Wide Frequency Range Miniature Hydrophones for the Measurement of Pulse Ultrasonic Field.

By Masao Ide and Etsuzo Ohdaira

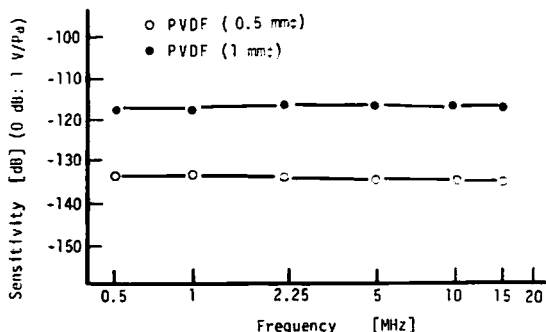


Fig. 2 Receiving Response from Hydrophones

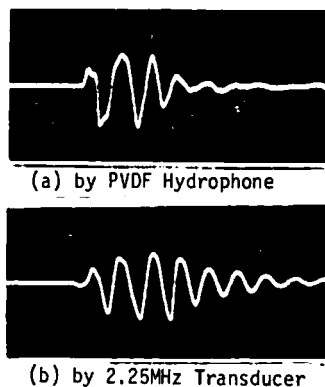
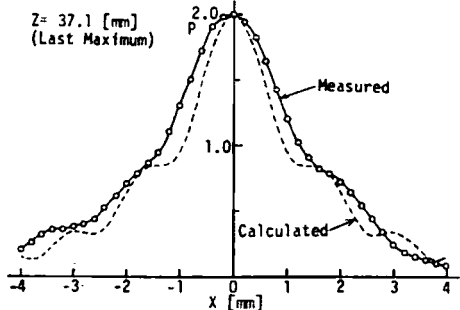
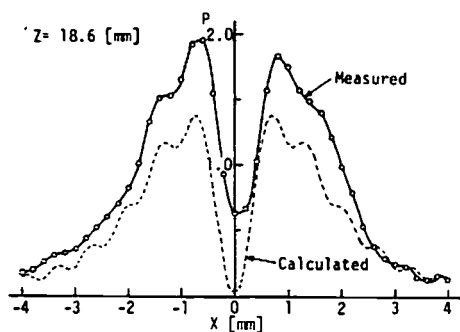
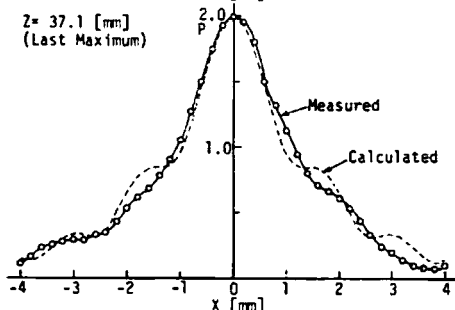
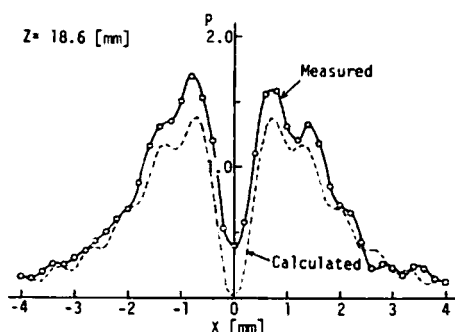


Fig. 3 Obtained Waveforms of Pulse Reflected from Flat Reflector (V:10mV/div, H:0.5 μsec/div)



P: Relative Sound Pressure, X: Lateral Distance
Z: Distance from the Transmitter on the Axis

(a) Measured by 1 mmφ Hydrophone



P: Relative Sound Pressure, X: Lateral Distance
Z: Distance from the Transmitter on the Axis

(b) Measured by 0.5 mmφ Hydrophone

Fig. 4 Lateral Pressure-Distribution of a Transmitter(10MHz 4.7mmφ) Measured by PVDF Hydrophones

参考文献

- (1) 井出, 大平, 大塚: 超音波音場測定用小型ハイドロホン, 日本音響学会講演論文集 P117 (昭和54年10月)
- (2) M. Ide et al.: Miniature Hydrophones for the Measurement of Ultrasonic Field, F-7.1, 10th ICA (1980)
- (3) N. Murayama et al.: The strong piezoelectricity in polyvinylidene fluoroide(PVDF), p.15 Ultrasonics. (Jan. 1976)
- (4) IEC Draft: The characteristics and calibration of hydrophones for operation in the range 0.5 MHz to 15 MHz, SC 29D(S)17, (Mar. 1980)

下村 純武 田中 平次郎 (東洋大学工学部)

要約 生体内電子装置の普及にとって、駆動用電源は懸案の一つである。筆者らは心臓ペースメーカーを対象に、密閉型超小型二次電池の充電法として、圧電セラミック振動子を用いた連続波超音波によるエネルギー伝送方式を提案し、検討した¹⁾。即ち生体外面の送音用振動子から、生体内に植込まれた受音用振動子に対して音波を垂直入射させ、受音-変換-電気端出力の整流、という過程を利用する。この場合、従来の探傷・診断用振動子とは異なり、上及びの音響的不整合や生体内装置の外装金属材料(チタン等)の遮蔽効果等による原因による筋肉組織に於ける定在波の起生など、有害なエネルギー散逸を軽減することが重要な課題となる。

定在波抑制に関して、断続波や周波数変調を施す方法も試みられてゐるが、伝送効率に低く、送波出力の限界(通常 0.1 W/cm^2 以内とされる)とも関連して、十分な再生出力を得るに至ってゐない^{2,3)}。本報告では、ディスク状振動子の機械的な厚み共振周波数に於ける共振法に基づいて、音響的・電気的整合を主眼として伝送効率の理論的な吟味を行い、実験的に60%以上の伝送効率を実現し得たので、それらの結果について述べてみたい。音響的整合の理論としては、Masonの等価回路を用いて機械端入力インピーダンスを計算し、これを4分の1波長変換に適用することによって整合層の音響インピーダンスと電気端子固有抵抗の関係を明確にし、整合層材として高々材から金属に至る広範な材料を用い得ることを示した。

整合の設計式 トランスジューサとしては、汎用の高結合圧電材料による公称周波数1[MHz]、直径30[mm]程度の厚み基本振動姿勢のディスクを用いる。縦効果に因る等価回路に基づいて、機械的な厚み共振、即ち材料の音波位相定数 β と厚み l から、 $\beta l = \pi$ となる駆動角周波数(ω と書く)に於ける設計式を以下、掲げよう。

まず電気端子入力インピーダンスは、材料の音響インピーダンス密度(Z_T)とは無関係となり、

$$Z_{IT}(\omega) = \left(\frac{2d}{\omega_0} \right)^2 \frac{1}{Z_0 + Z_{IL/M}} + \frac{1}{j\omega_0 C_0} \quad (1)$$

但し、 d : 圧電定数、 C_0 : 振動子の制動容量、 Z_0 : バッキング材の音響インピーダンス密度、 $Z_{IL/M}$: 振動子の送・受波面から音響整合層(L)を介して媒体(M)を見込むそれ、である。いま、整合層が $\lambda/4$ 変換の厚みであるなら、 $Z_{IL/M} = Z_L^2/Z_M$ (Z_L : 整合層材の音響インピーダンス密度、 Z_M : 媒体のそれ)となる。ここで電気整合とは、周知の如く電気端子に直列インダクタ(L_m)を挿入し、式(1)の2次を同調除去することと考へ、入力抵抗は全て1項で与えられる。

次に電気端子固有インピーダンス $Z_0 = R_0 + j\omega L_m$ を接続し、 ω に於て送・受波面から見込む機械端入力インピーダンスは、やはり Z_T とは無関係に、

* Ultrasonic Energy Reception on an Implanted Electronic Device in the Human Body by Using Quarter Wave Length Matching. By Sumitake Shimomura and Heijirou Tanaka (Toyo Univ.)

$$Z_{IT(m)0} = Z_B + (2A/\omega_0)^2 \cdot (1/R_L), \quad (2)$$

となり、これを用いて $\lambda/4$ 整合層を介して見込む機械インピーダンスは、 $Z_{ILO/T(m)0} = Z_L^2 / Z_{IT(m)0}$ で与えられる。ここで音響整合は、 $Z_{ILO/T(m)0} = Z_M$ とすることの意味は、従来知られてゐる関係式とは異なる⁴⁾。従つて、表1. エア・バックিং探触子の定数例(1E30N)。

エア・バックিংの場合の電気端子の抵抗は、 $Z_T: 34.0 \times 10^6 \text{ [kg/m}^2 \cdot \text{sec)}$

$$R_L = \frac{Z_M}{S} \left(\frac{2A}{\omega_0 Z_L} \right)^2, \quad S: \text{主面面積}, \quad (3)$$

で算定され、この調整によつて、有能電力条件と共に音響的整合が可能であることが判る。

実験結果 探触子の定数例を表1に示す。

この場合、整合用インタフタ $L_m = 12.6 \text{ [}\mu\text{H)}$ 、

また音響整合層は式(2)の結果から

$Z_L = 3.19 \times 10^6 \text{ [kg/m}^2 \cdot \text{sec)}$ であり、

$R_L \approx 97 \text{ [}\Omega\text{)}$ として厚さ 0.624 [mm) のアクリル円板を先ず用いた。

特性の相似した上記探触子を水槽中に間隔 10 [mm) で対置し、送波器駆動電圧 $10 \text{ [V}_{\text{p-p}})$ として測定した。

図1は音響・電気両整合の有無による伝送効率 η と、負荷抵抗 R_L の関係として駆動周波数の2乗、即ち機械的共振長 f_0 と電気端子インピーダンスの周波数特性から定めた互利共振長 f_s とした場合で比較したものである。整合を施すことでは約 14 [dB) の効率向上がみられ、 f_0 に於けるものが f_s に比べて約 3.7 [dB) ずつ小さくなることが判る。但し伝送電力は、図2の出力 P_0 の比較から、 f_s に於ける方が約 3.7 [dB) 大きくとれる。

むすび 表2は式(3)に基づいて算定した電気端子負荷抵抗値の例である。上述のアクリル材の外、各種の $\lambda/4$ 整合層の場合についても、同様な整合の効果を確認した。

コメントに載った Med Tronic 社・副社長 L. Shearon 氏に感謝する。実験については中島規雄・斎藤幸夫両氏の労を多とす。表2. 電気端子負荷抵抗値の計算例。

<文献> 1) 田中他: "Ultrasound in Medicine", 3

(1976) 1769. 2) 金: Proc. ACEMB, 12 (1975) 103. 3) 田中(1978)

191. 3) 中島・田中: 日本超音波医学会(1979).

4) G. Kossloff: IEEE Trans., SU-13, 1 (1966) 20.

$A: 2.15 \times 10^3 \text{ [V/m)}$
 $f_0: 1.073 \text{ [MHz]}, |Z_{IT(e)0}| = 227 \text{ [}\Omega\text{)}$
 $f_s: 1.030 \text{ [MHz]}, |Z_{IT(e)s}| = 29 \text{ [}\Omega\text{)}$
 $C_0: 1749 \text{ [pF)}$
 $S: 2.25\pi \times 10^{-4} \text{ [m}^2\text{)}$

(注. 媒質: 水, $\lambda/4$ 整合層未装着.)

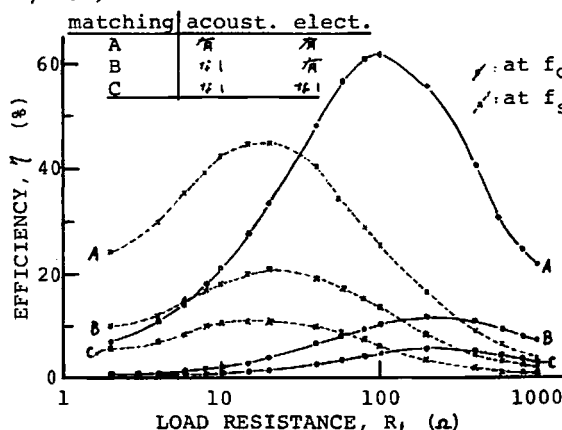


図1. 電氣的・音響的整合の有無をパラメータとする負荷抵抗に因る伝送効率の駆動周波数に比較。

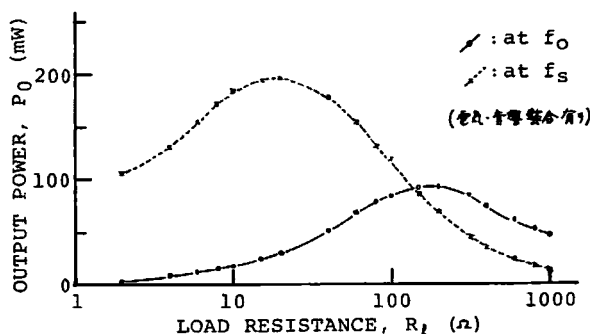


図2. 負荷抵抗に因る受電力の駆動周波数に比較。

(注. 振動子: 1MHz, 30mmφ, エア・バックিং)

$\lambda/4$ 層材名	アクリル	ベークライト	ガラス	エリヤ	テフロン
$R_L \text{ [}\Omega\text{)}$	97.1	49.7	39.9	27.8	1.32

河西 千広 吉川 義博 (アロカ株式会社).

1. まえがき 超音波の生体組織診断への研究がはじまり、それからほぼ40年過ぎたが、⁽¹⁾超音波診断装置はごく一部の研究的医師を除いては数年前までは臨床の場ではほとんど使用されなかった。その理由は従来の装置では医者が要望する臓器の超音波断面像(輪切りの像)を得るのに高度な技術を要したのと、超音波画像の分解能が不充分であったことによると思われる。1971年内田⁽²⁾が世界で最初に電子スキャン超音波診断装置を発表したが、それと近年のICをはじめとする諸技術の発達により生体臓器の超音波画像が誰にでも容易に得られ、しかも心臓等のように動いている臓器の断面像がリアルタイムで観測されるようになったため、超音波診断装置は近年、臨床の場で急速に使用されるようになった。そこで本稿では電子スキャン超音波診断装置の原理について述べる。

2. リニア電子スキャン 図1にリニア電子スキャンの原理を示す。探触子は短冊形の圧電素子を多数、直線上に配列したもので構成されており、これらの素子はスイッチ S_n を通して送受信器に接続される。まず最初にスイッチ S_1 から S_5 までを閉じて送信器からパルス信号を送れば、1から5までの素子が励振され超音波パルスが媒質内に放射される。そのパルス波は媒質内の物体で反射されるが、エコーは超音波を送り出した同一素子で受信され、増幅、検波されてCRTに輝度変調表示される。遠方からのエコーの受信が終わると次に、閉じるスイッチを S_1 から S_6 までに移して前と同様な送受信を行えば超音波ビームは一素子分右方向に移る。このようにしてパルス信号の発生ごとに開閉するスイッチを移動させ、それと同期してCRT上のスイープの起点を右方向に移動させれば媒質内にある反射体のエコー像が得られる。図1では簡単のため5素子が同時に励振されるとして説明したが、実際は超音波ビームを細くして方位分解能を良くするため、電気的なフォーカスを行なっている。図2はその原理を示したもので、送受信器と圧電素子との間に遅延線が挿入されている。いま遅延線の箱の長さを遅延量の大きさで表わすとすれば、送信器から電気パルスが来ると素子 T_1 と T_5 はその瞬時に励振される。ところが素子 T_2 と T_4 は2時間、また素子 T_3 は2時間遅れて励振される。(遅延線 DL_2 と DL_4 の遅延量を2時間 DL_3 のそれを2時間とする。)

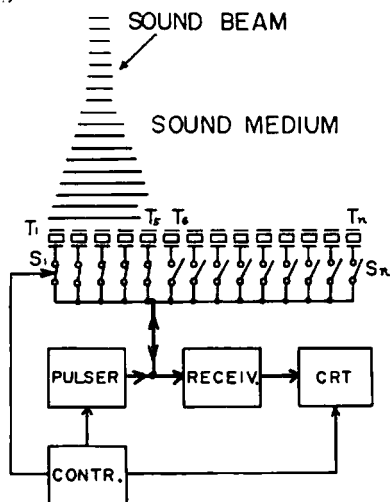
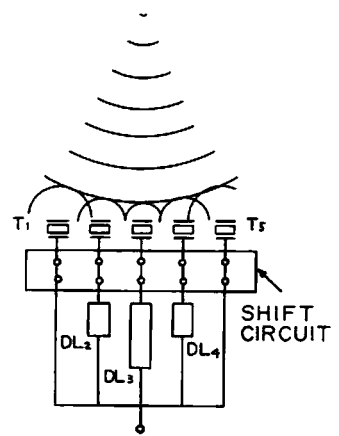


Fig. 1 Principle of Linear-Electrical Scanning.

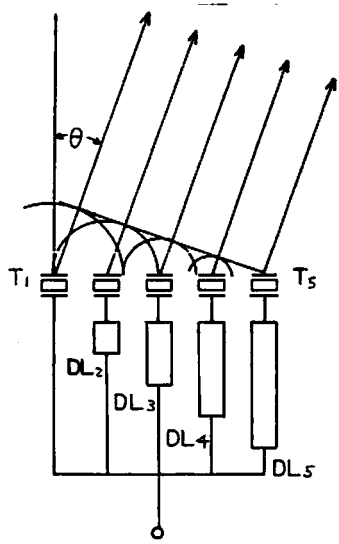
* Electrical Scanning Ultrasonic Diagnostic Equipment, By Chihiro Kasai and Yoshihiro Yoshikawa. (Aloka Co., Ltd.)

以上により媒質中に発生する超音波ビームは図のように集束されて細くなる。この原理は受信の指向特性についても同様であって、エコーは送信時と同じ遅延線を通、たのち加算されて受信器に導かれるが、送信の集束点近傍から返ってきたエコーは遅延線通過後は同一位相になるため感度が高いが、それからずれると位相が打消し合、て感度は急激に下る。即ち、受信の指向性も焦点近傍で最もシャープになる。従、て、各遅延線の遅延量を変えてやれば焦点の位置は変る。実際の装置ではエコーが得られる深さに応じて焦点の位置が変るよう遅延線の遅延量と用いる圧電素子の枚数を自動的に制御している。これを自動焦点と呼んでいる。



TO PULSER AND RECEIVER
Fig. 2 Principle of Electrical Focussing.

3. セクタ電子スキャン セクタ電子スキャンをはじめて行なったのはSomer⁽³⁾であ、て図3にその原理を示す。即ち、送受信器と各圧電素子との間にはそれぞれ遅延線が入、てゐる為、電気パルスを発生せると素子T1からT5までが順々に励振されていく。いまとなり合う遅延線の遅延時間の差を Δt で、圧電素子間の距離を d とすれば音波は $d \sin \theta / c = \Delta t$ となる方向 θ で同位相になり、その方向に音波が放射される。一方、受信においても同一の遅延線を使う限り指向性が θ 方向を向いてゐることは自明である。従、てエコー信号を増幅、検波した後CRT上の θ 方向にスイープして輝度変調表示すれば反射体が表示される。このようにして電気パルスの送信ごとに遅延線の遅延量を変えて Δt を変化させれば超音波ビームの方向は順次変り、最終的には扇形の画像が得られる。実際の装置では図2で示したフォーカス効果を加味してビームを集束するようにしている。本方法は音波の位相を制御してビーム方向を変えるためphased



TO PULSER AND RECEIVER
Fig. 3 Principle of Electrical -Sector Scanning.

array 法とも呼ばれている。前記のリニアスキャンと異なり探触子の形状を小さくできるため、心臓の動きを肋骨の間からつといて観察するのに便利である。

4. あとがき 電子スキャン超音波診断装置の特徴は(1)探触子を体表に当てるだけで各種臓器の断面像が直ちに得られ、誰にでも容易に扱える、(2)心臓や胎児等の動きや呼吸等による臓器の移動リアルタイムで観察できる点にある。

文献 (1) Dussik KT. *Ages Neurol Psych* 174, P.143, (1942)。
(2) 内田, 教原, 入江: 電子走査超音波診断装置, 日本超音波医学会論文集(1971), 5月 P.65
(3) Somer J.C.: *Electronic Sector Scanning for Ultrasonic Diagnosis*, *Ultrasonics*, P.153, (1968-7)。

高見沢 欣也 (東芝総合研究所)

飯 沼 一 浩 (東芝医用機器技術研究所)

竹 原 靖 明 (関東中央病院)

1 はじめに

わが国における乳がん発生率は年々増加の傾向にあり、その早期発見が望まれる。乳がんの検査法として従来おこなわれている主な方法は視触診法とX線マンモグラフィであるが、前者は客観性に欠しく医師の熟練が必要であり、また後者は被爆障害があるためいずれも集団検診用としては不適當である。今回われわれは、生体に対してほとんど無害な超音波を用いて、医師の視触診を前提としない乳がん集団検診装置を試作し、臨床経験を得たので報告する。

集検用超音波装置として要求される条件をつぎのように定めて装置の設計をおこなった。

- 左右の乳房における乳がん発生可能部位が1回の走査により検査できる。
- 直径5mm以下の微小腫瘍が検出可能な分解能を有する。
- 検査は脱着衣を含め5分以内で完了。
- 読影(診断)が短時間かつ正確におこなわれるための記録再生機能を有する。

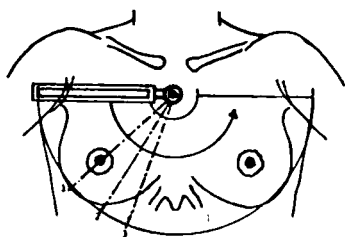


Fig. 1

Scanning Area of the Mass-screening system.

2 試作装置の構成および性能

乳がん早期発見を目的とした超音波検査における走査領域とその走査方法について Fig. 1 に示す。図のように本装置ではリニア電子走査形探触子が被検者の胸骨上縁付近を中心として機械的回転運動するため、各位置での乳房のリアルタイム断層像が順次観測される。装置全体のブロック図を Fig. 2 に示す。被検者は Fig. 3 に示すような立位前屈位の姿勢で双方の乳房を同時に水槽内の 37℃ 脱気水に浸す。このとき乳房が探触子に対して適当な位置になるように踏台の高さが調節される。水槽底面にとりつけられた探触子は 0.5 ~ 2 min/180° の速度で回転しながら、水面方向に超音波の送受信をおこなう。乳房の挿入により水槽内から溢れ出た脱気水はポンプによって循環されるため、水槽内は常に満水の状態に保たれる。もちいた超音波周波数は

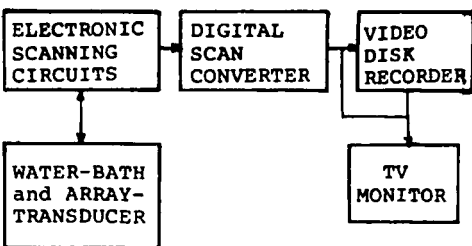


Fig. 2 Block Diagram of the System.

* Ultrasonic Mass-screening System for the Breast.

By Kinya Takamizawa (Toshiba Research and Development Center) Kazuhiro Iinuma (Toshiba Medical Engineering Laboratory) and Yasuaki Takehara (Kanto Central Hospital)

4.7 MHz, 視野幅 190 mm, 視野深度 160 mm, 走査線数 416 本, 装置本体によって得られる断層像枚数は 7.5 フレーム / sec, 超音波ビームは振動子面から約 75 mm の距離に集束され, 集束点付近での方位分解能は 2 mm, 距離分解能は 1 mm である。被検者の乳房の大きさにかかわらず, 検査部分が集束点近傍に位置するように水面下 20 mm にはビニール膜 (100 μ m 厚) が水面に平行にとりつけられて, 乳房の周囲から圧迫している。一方水浸法検査では, 生

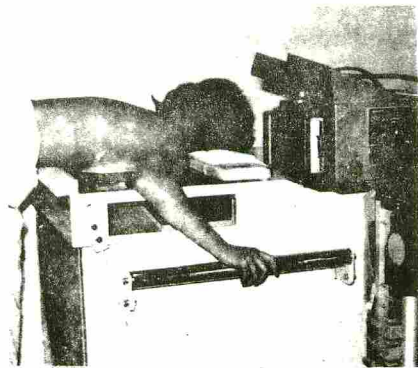


Fig.3

体内の超音波減衰量は水中にくらべ極めて大きいので, その感度補正 (STC) は皮膚表面によりおこなうことが望ましい。本試作器では受信々号のなかから皮膚表面による反射波を自動的に検出し, そのタイミングを基準とする, いわゆるスキントリガ STC 法を採用し画質の改善をおこなった。装置本体によって得られた画像信号はディジタルスキャンコンバータにより TV 用信号に変換され, テレビモニタ上にちらつきのない画像として表示されるとともに, ビデオディスクレコーダ (VDR) に記録される。集検用記録再生装置の条件としては,

- a. 1 被検者あたり 200 ~ 300 枚分の画像記録容量を有する。
- b. 再生時に高速サーチ, スローモーション, 静止, 逆もどしが容易におこなえる。
- c. 長時間の静止に対して画質劣化がない。

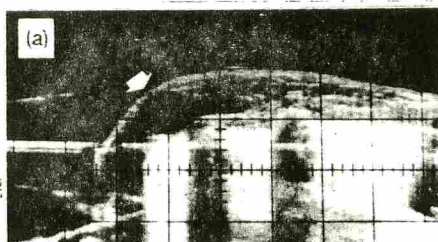
などである。試作装置にもちいた VDR はこれらの条件をはほぼ満足するものであり, しかもカセット式であるため被検者ごとにディスク交換が可能で, フェイリングも容易である。

3. 臨床応用

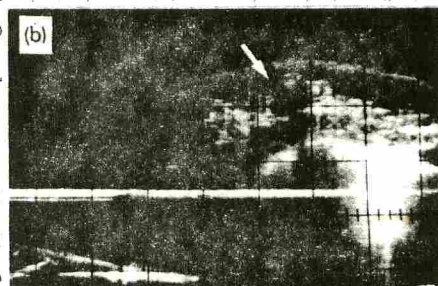
1979 年 4 月より 1980 年 7 月まで 983 例 (正常 658 例, 良性腫瘍 314 例, 悪性腫瘍 11 例) の臨床応用を経験した。Fig. 4 (a) に嚢胞, (b) に乳がんの臨床例を示す。

4. おわりに

臨床応用により本装置がすでに述べた条件をはほぼ満足し, 集団検診用装置として有効であることを確認した。また乳房をビニール膜で圧迫しない場合についても試みたが, この方法では乳房内部からの反射波は弱く, 画質も不鮮明になる。なおその原因については未だ明らかでなく, 今後の課題である。



at the lower inner quadrant
of left breast



at the upper outer quadrant
of left breast

Fig.4 Echograms obtained by the Mass-screening System. (a) Cyst (b) Cancer

伊藤貴司 田村 清 (アロカ株式会社)
 崔 宗秀 松原伸一 尾川浩一 中島真人 (慶応義塾大学工学部)
 油田信一 (筑波大学電子情報工学系)

1. はじめに 多方向から収集した1次元投影データに計算処理を施し、横断断層像を再構成するCT (Computed Tomography) アルゴリズムは、X線診断装置に用いられ、広く普及している。CTアルゴリズムを超音波に適用した場合、被検体内における超音波の減衰定数分布及び音速分布の2種類の物理量が映像化できると考えられる。しかしながら、CTアルゴリズムは、送受信振動子間を結ぶ直線上を超音波が伝播すると言う仮定の下に成立するため、超音波CTでは、反射、屈折などの波動的性質により画像の劣化を招くことになる。そこで、筆者等は、これらの影響を受け難いと思われる軟部組織に対して超音波CTを適用することを考え、スポンジファントム、動物臓器等を用いて実験を行い、波動性の影響について検討してきた¹⁾。本報ではこれらの結果について報告する。

2. 実験装置 図-1及び表-1に実験装置のブロック図と仕様を示す。本実験装置では、1対の対向する送受信振動子を水中で直進・回転走査しながら超音波パルスを送受信し、一連の投影データを収集する。受信強度の測定は、受信波形の最大ピーク値を検出する回路と、受信波形の積分値を検出する回路の2系統で行った。伝播時間の測定では、カウンターと100 MHzの発振器を使用し、超音波パルスの送波時から受信波の最初の立ち上がりを検出されるまでの時間間隔を測定した。本実験装置ではこれら3種のパラメータを同時に測定でき、各々について断層画像(ピーク値による減衰定数分布、積分値による減衰定数分布及び音速分布)を再構

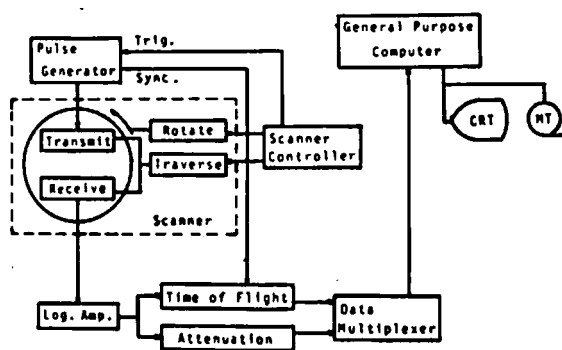


図-1 実験装置のブロック図

ITEM	DESCRIPTION
Scanner	
Traverse Range	128, 192 or 256mm
Sampling Interval	0.5, 1, 1.5, 2 or 3mm
Rotation Range	0~360 deg.
Rotation Interval	1, 2 or 4 deg.
Transducers Separation	285mm
Effective View Field	~256mmφ
Data Acquisition Time (45 Profiles of 128mm)	4min.
Transducer	
Material	PZT
Diameter	13mmφ
Carrier Frequency	2.25, 3.5 or 5MHz.
Pulse Width	~1μs
Circuit	
TOF Precision	10ns
Dynamic Range	60dB

表-1 実験装置の仕様

*Measurements of acoustic velocity and acoustic attenuation coefficient distributions in soft tissues by ultrasonic CT

T. Itoh, K. Tamura (Aloka Co., Ltd.)

J. S. Choi, S. Matsubara, K. Ogawa, M. Nakajima (Keio Univ., Faculty of Engineering)

S. Yuta (The Univ. of Tsukuba, Institute of Electronics and Information Science)

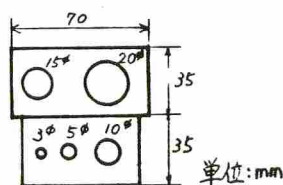
成される。再構成演算に使用した計算アルゴリズムはコンボリューション法²⁾である。図-2及び図-3に実験結果の1例を示す。

3. 超音波CTにおける波動性の影響 超音波CTでは、反射、屈折など、超音波の波動性的性質により、X線CTの場合と異なる画像の劣化が生じる。例えば、図-2、図-3において減衰定数分布を見ると、境界面の減衰定数が大きく再生されているが、これは境界面における反射の影響と考えられる。また、音速分布再生時には、図-3に見られるように、超音波ビームが直進しないことによる画像の劣化が顕著である。本実験装置で測定される伝播時間は、最も速い伝播路を通った値であるため、周囲の媒質に比べ音速の遅い部分は実際の大きさより小さく再生される。逆に、速い部分は大きく再生される。なお、図-2で、スポンジ部分の減衰定数及び音速の平均値は約1 dB/cm、1490 m/sと再生され、水との音速差は0.6%程度であった。また、図-3で、臓器部分の減衰定数及び音速の平均値は、1.6 dB/cm（肝臓）、4.2 dB/cm（舌）、1593 m/s（肝臓）、1571 m/s（舌）であった。

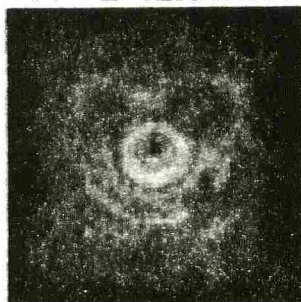
4. まとめ 軟部組織を対象とした超音波CT実験装置を試作し、スポンジファントム、動物臓器等について実験を行った。その結果、減衰定数分布再生時には境界面での反射の影響が、また、音速分布再生時には超音波ビームが直進しないことによる影響が顕著であった。最後に、本研究を行うに当り御指導を賜った慶応義塾大学藤田広一教授、アロカ(株)平福三吉氏に感謝する。

文献 1) 嵯 地: 超音波医学 7, (1) 35 (1980)

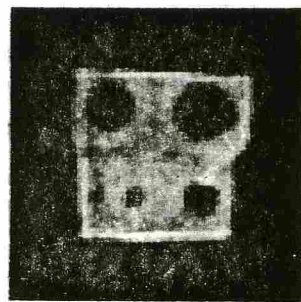
2) L.A. Shepp and B.F. Logan: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-21, (3) 21 (1974)



(A) ファントムの形状

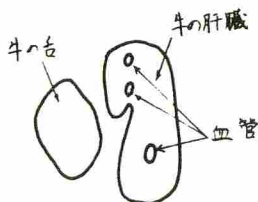


(b) 音速分布

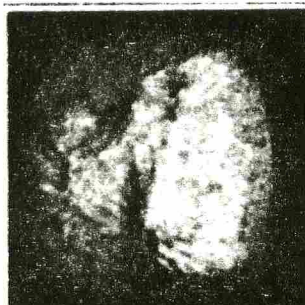


(c) 減衰定数(積分値による)

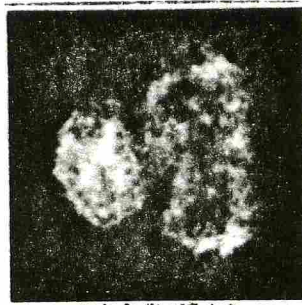
図-2 スポンジファントムによる実験結果



(a) 被検体



(b) 音速分布



(c) 減衰定数(積分値による)

図-3 動物臓器による実験結果

佐藤 拓実 横田 孝義 池田 修 (東京工業大学)

1 はじめに 従来用いられている代表的な超音波映像形成法は、波動の逆伝播の方法によるものである。しかし、この方法では、検出面の開口の大きさにより、方位分解能が制限される。一方最近、分解能の向上を図るために、最大エントロピー法(MEM)による自己回帰モデル(AR)映像法が、地震学や天文学などの分野で注目されて来ているが、これは物体が、共振特性曲線の集合として表現できるとき、特に点物体の集まりとみなせる場合に有効となる。しかし、一般の超音波映像形成の対象物体には、上記のような仮定は成立しない。そこで本稿では、物体のモデルとして、より一般的な共振特性曲線群に互の部分加った形の自己回帰移動平均モデル(ARMA)⁽¹⁾を適用する方法を提案する。

2 ARMA法を用いた映像形成の原理 今、検出面上のアレイデータ $s_1, s_2, \dots, s_K$ を得たとし、このデータ系列に、次のARMA(M, N)モデルをあてはめる。

$$s_R = - \sum_{m=1}^M a_m s_{R-m} + \sum_{n=0}^N b_n w_{R-n} \quad (1)$$

ここで(M, N)は、ARMAモデルの次数で、観測データの自己相関行列の特異性などより推定する。又、系列 w_R は、 $N(0, \sigma_w^2)$ の定常白色雑音であると仮定すると、(1)式より、アレイデータ系列 s_R の自己相関関数 $R_{ss}(j)$ は、 s_R の定常性より、

$$\begin{aligned} R_{ss}(j) &= E \{ s_R s_{R-j}^* \} \\ &= - \sum_{m=1}^M a_m R_{ss}(j-m) + \sum_{n=0}^N b_n E \{ w_{R-n} s_{R-j}^* \} \end{aligned} \quad (2)$$

が成立する。ここで、系列 s_R を系列 w_R を入力とする線形フィルタの出力とみなせば、因果性 $E \{ w_{R-n} s_{R-j}^* \} = 0$ より、 $j > N$ に対しては、

$$R_{ss}(j) = - \sum_{m=1}^M a_m R_{ss}(j-m) \quad (4)$$

が成立する。よって、ARパラメータ $a_1, a_2, \dots, a_M$ は、次式に基いて推定することができる。

$$\begin{bmatrix} \hat{a}_1 \\ \hat{a}_2 \\ \vdots \\ \hat{a}_M \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} \hat{R}_{ss}(N) & \cdots & \hat{R}_{ss}(N+1-M) \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \hat{R}_{ss}(N+M-1) & \cdots & \hat{R}_{ss}(N) \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} \hat{R}_{ss}(N+1) \\ \vdots \\ \hat{R}_{ss}(N+M) \end{bmatrix} \quad (5)$$

$$\hat{R}_{ss}(j) = \frac{1}{K} \sum_{i=j+1}^K s_i s_{i-j}^* \quad (6)$$

次に、このように推定したARパラメータ $\hat{a}_1, \hat{a}_2, \dots, \hat{a}_M$ を用いると、アレイデータ系列 s_R のMAプロセス成分 y_R は、次のように表わせる。

$$y_R = s_R + \sum_{m=1}^M \hat{a}_m s_{R-m} \quad (7)$$

$$\simeq \sum_{n=0}^N b_n w_{R-n} \quad (8)$$

*Optimum Ultrasonic Imaging System

By Takuso Sato, Takayoshi Yokota and Osamu Ikeda(Tokyo Institute of Technology)

そこで、 y_k の自己相関関数 $R_{yy}(j)$ を求め、
系列 w_k の白色性を用いると、 w_k の分散 $2\sigma^2$
と、MAパラメータ $b_1, b_2, \dots, b_N$ に関する次式
で示す非線形連立方程式を得る。

$$2\sigma^2 \sum_{n=0}^N b_n b_{n-j}^* = \sum_{m=0}^N \sum_{m'=0}^N \hat{a}_m \hat{a}_{m'}^* \hat{R}_{xx}(j+m'-m) \quad (9)$$

$$j = 0, 1, 2, \dots, N$$

(9)式の解法の詳細は省略するが、このよう
にして推定したARMAパラメータ $\hat{a}_1, \hat{a}_2, \dots, \hat{a}_M$,
 $\hat{b}_1, \hat{b}_2, \dots, \hat{b}_N$ より、物体の強度分布像は、
遠方場の場合

$$I(\Omega) = \text{const.} \left| \frac{1 + \sum_{n=1}^N \hat{b}_n e^{-jn\Omega}}{1 + \sum_{m=1}^M \hat{a}_m e^{-jm\Omega}} \right|^2 \quad (10)$$

$\Omega = R d \cos \theta$, $|\Omega| \leq \pi$ R : 波数, d : アレイ間隔

で与えられる。

3 アルゴリズム 2で述べた像形成

アルゴリズムをFig. 1に示す。

4 数値解析 ARMAモデルの有効性を示す

ために、基礎的な計算機シミュレーションを行っ
た。物体は遠方場にあると仮定し、波動逆伝播
(DFT)、MEM(ARモデル)、およびARMA
による再生像の比較をFig. 2に示す。ARMA
モデルを用いることにより、元の物体により忠実
な像を少ないアレイデータからでも再生できるこ
とがわかる。

5 装置構成 Fig. 3に実験系の構成を示す。

6 まとめ 物体について、ARMAモデル

を導入することにより、超音波映像系の最適化を
図り、これにより従来の方法に比較して、より良
質な像再生が可能であることを示した。

像再生アルゴリズムの2次元化、近距
離音場への適用、媒質のゆがみ等も考慮
した、より一般的な意味での最適映像形
成のアルゴリズムと実験結果については
当日報告する。

References

- [1] G.E.P.Box and G.M.Jenkins, "Time Series, Forecasting, and Control" San Francisco, Calif.: Holden Day 1970.
- [2] J.C.Chow, "On estimating the Orders of an ARMA process with un- certain observations" IEEE Trans.A.C. vol AC-17, pp.707-709, Oct. '77.
- [3] M.Morf et al "A Classification of Algorithms for ARMA Models..." 1977 Int.Conf.Record on Acoust, Speech, and Signal Processing May 9-11, '77 pp.13-19.

Algorithm for Image Reconstruction by ARMA Method

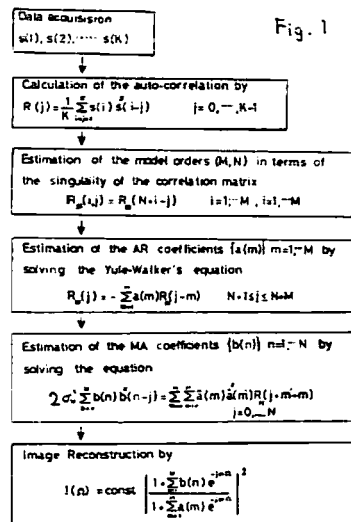
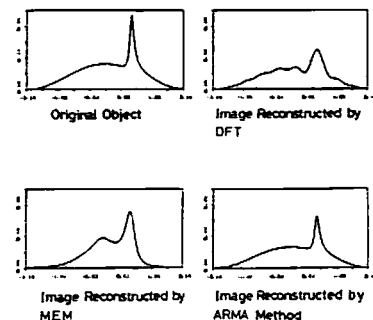


Fig. 1

Results of Computer Simulation

Comparison of Reconstructed Images by Different Methods

Object: $I(n) = \frac{1}{2} \left(1 + e^{jn\Omega} \right) + \frac{1}{10} \frac{1}{1 - e^{jn\Omega}} \quad \begin{matrix} |n| \leq 10 \\ |n| \geq 0.9 \end{matrix}$ Fig. 2



Schematic Construction of the Array Imaging System

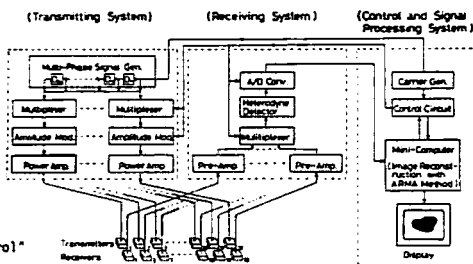


Fig. 3

奥島 基良 (東京工大 精研) 遠藤 信行 (神奈川大学)

1. はじめに 近年パルスエコー法に開口合成の手法を導入し、実効的に送受波器の開口を大きくして分解能を向上しようとする研究あるいは像再生に電子計算機を使用する音響映像法の開発が盛んとなつた。一方筆者らは、音響信号においては広帯域信号の送受波及び記録が比較的容易であるので、インパルス音波を用いれば高分解能の映像装置が比較的容易に製作できると考えた。本映像法はインパルス音波を物体に照射し、反射音波をホログラム面上に配置した比較的少数の受波器で受波し、受信波形の時間経過をデータレコーダ等で記録し、これらから像を再生しようとするものである。

2. インパルス超音波音響映像法 図1に示す座標系において、P点にパルス幅 T_p の $p(t)$ なる音圧 ($t < 0, t > T_p$ で0) を放射する点音源がある。このとき受波面上の Q_i 点での受波信号は次式となる。ここで K は物体の反射率等

$$q_i(\nu, \xi, t) = K \frac{p\{t - (r_o + r_i)/c\}}{r_o r_i} \quad (1)$$

で定まる定数、 c は音速。像はバックプロジェクション法により再生される。まず N 個の受波器からの受波信号に対して、伝搬時間及び球面拡散の補償を行つた後加算する。加算信号 B の実効値を再生点における像信号の振幅 I とすると、 I は次

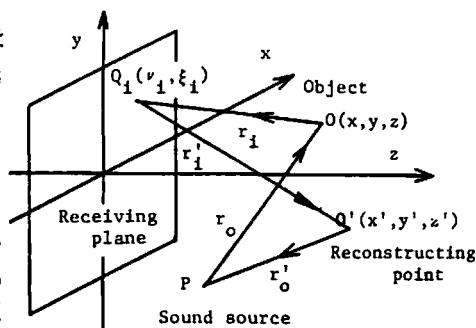


図1 インパルス音波音響映像法の原理

のようになる。像再生空間の各点につき(2)式を計算することにより像を再生できる。

$$I(x', y', z') = \sqrt{\int_0^{T_p} \{B(x', y', z')\}^2 dt} \quad (2)$$

一方本映像法では受波面上に離散的に配置する受波器の個数を減ずるため、受波器間隔 d を波長の10倍程度としている。このため高次回折像が出現する。しかし幅の狭いパルス音波を用いれば、回折像と実像の比はほぼパルスの波数 n に比例し、 N に反比例する。そこで d を波長より大きくしても、 n を小さくすれば回折像を小さくできる。更にこの回折像は、受波器が等間隔のために現われるのであるから、各受波器の間隔を適当に変えて回折像の出力を分散させれば、その振幅を低減することができる。

像信号の振幅が最大値の $1/2$ となる2点間の距離(像の幅)を分解能とすれば、本映像法の分解能は次のようになる。受波器を一直線上に10波長間隔で11個配置した場合、受波面(この場合は線)の開口と等しい距離だけ離れた点における分解能は、距離方向及び横方向共に約1.5波長となる。

3. 水中実験 3-1 送受波器 金属板に密接して対置したうず巻形コイルに衝激電流を流すと、これらの間に反発力が生ずる。この原理による電磁誘導形送波器は、インパルス音源に適している。ここで放射する音波の波長に比べて振動面が十分大きい

* High Resolutional Imaging Method Using Ultrasonic Impulsive Sound

By Motoyoshi OKUJIMA (Tokyo Institute of Technology)

and Nobuyuki ENDOH (Kanagawa University)

とすれば、中心軸上遠距離 r における音圧 P は、次式のように与えられる。ここで L はコイルのインダクタンス、 R は電気回路の抵抗、 C はコンデンサの容量、 K' 及び α は定

$$P = \frac{K'}{r} \exp(-\frac{Rt}{L}) (\sin 2\omega t - \alpha \sin^2 \omega t) \quad (\text{ここで } \omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}) \quad (3)$$

数。そこで Eisenmenger の式より、約 1 MHz のインパルス音波を発生するのに最適な条件を求めた。この設計値より、アルミはくを振動板とする直径 25 mm の円形送波器を製作し、約 2 kV の電圧で駆動した。中心軸上送波器から 150 mm の位置における放射音圧波形を図 2 に示す。非常に良質のインパルス音波が得られることを確認した。

一方本映像法ではインパルス音波を用いるために、広帯域の受波器を必要とする。更に空間上の数十の受波点で音波を受波するために、配列形受波器が実用上必要となる。そこで PVDF 圧電膜を用いた 7 個の受波素子よりなる広帯域配列形受波器を製作した。呉羽化学製 PVDF 圧電膜のアルミ電極を、フォトエッチング法により、7 個の受波素子用電極 (直径 2 mm、間隔 15 mm) を残して除去した。この圧電膜を、曲率半径 150 mm の円弧状真ちゅう板に接着し、防水ゴムを塗つた。受波感度特性の代表例を図 3 に示す。受波感度は図のようにほぼ平坦であるが、個々の素子の感度のばらつきが、やや大きかつた。

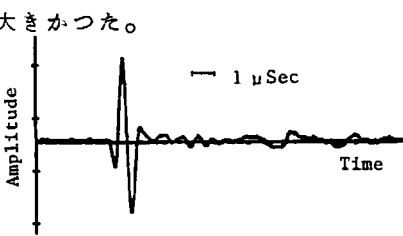


図 2 送波器より放射したインパルス音波

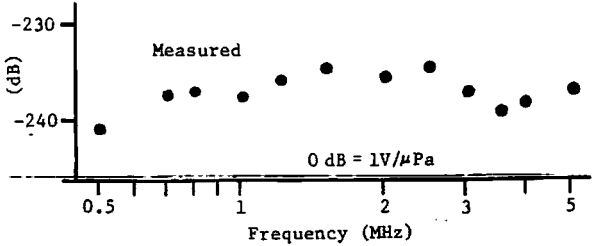


図 3 受波素子の周波数特性

3-2 鋼球の再生像 ブロック図を図 4 に示す。デジタルメモリのサンプリング周波数は 20 MHz である。反射体として直径 3 mm の鋼球 2 個 (間隔 5 mm) を、受波器より約 70 mm 離して配置した。受波器を走査し、7 × 7 点で受波信号を収集し、これらから像を再生した。反射体は 5 mm 間隔に分離して表示されたが、片流れの像となつた。これは受波素子の感度のばらつきのためである。

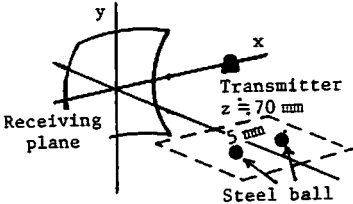


図 5 2 個の鋼球の再生像

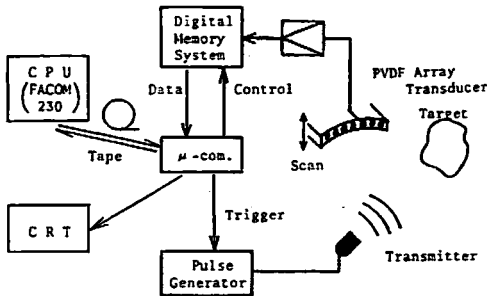
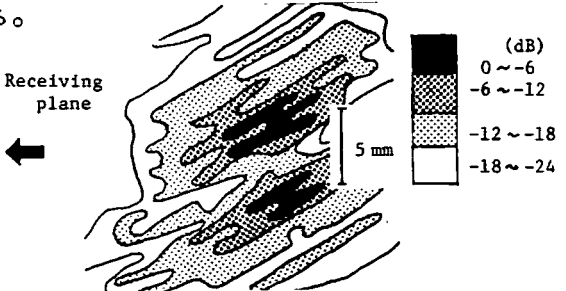


図 4 水中実験のブロック図



4. おわりに インパルス音波を用いた距離及び横方向共に約 1.5 波長程度の高分解能をもつ映像法を考案し、理論計算及び水中実験によりこれを確認した。

佐藤 知正 (電子技術総合研究所)

1. はじめに

豊かな海洋の資源・エネルギー・空間を求めて行われる海洋開発では、それに伴う海中作業監視のための装置が不可欠である。また(1)海中作業時には海水が混濁し易いこと、(2)海中作業の作業空間は3次元的な広がりを持つていること等を考慮すると、3次元水中超音波撮像の必要性は高いと考えられる。

超音波を用いて3次元撮像を可能にするには、ソナーのように時間情報を用いて距離分解能を確保し、音響ホログラフィの手法によって方位分解能を確保するのが妥当である。本論文では、このような原理に基づくホログラフィック・ソナー撮像システムを示し、その実現可能性をコンピュータシミュレーションによって明らかにする。

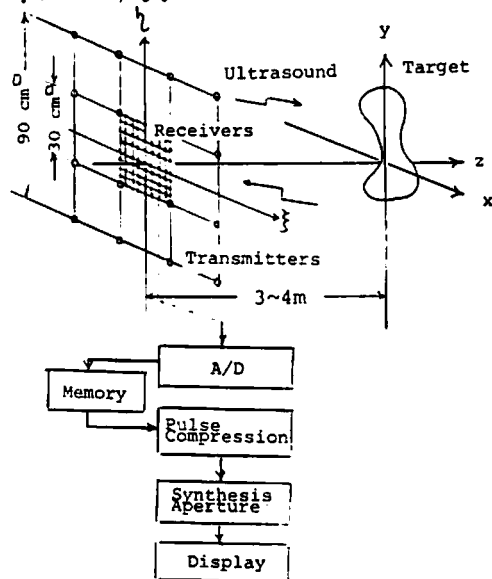


Fig.1 Holographic Sonar Imaging Method

* Holographic Sonar 3D Underwater Ultrasonic Imaging
by Tomomasa SATO (Electrotechnical Laboratory)

2. ホログラフィック・ソナー撮像法の概要

本撮像法は、Fig.1にその概要を示すように、発音素子群[4×4個、図中白丸]から超音波を照射し、対象物からの反射超音波を受音素子群[16×16個、図中黒丸]で受信し、各受信素子毎にその情報を時間をおいて記憶する。そしてこのデータを計算機を用いて3次元映像に変換し、表示するものである。以下に、その撮像手順の詳細を示す。

3. 超音波の照射

3-1 照射超音波の波形

有限多相直交系列(Schroeder系列かFrank系列の1周期分)で位相変調を施した周波数帯域幅を有する超音波パルスを照射超音波として用いる。これにより、次のような効果が期待される。(1)超音波信号のフーリエスペクトルはその振幅が一定となるため、外乱雑音の影響を平均的に回避する。(2)多重周波数の超音波を利用した撮像であるから等価的にインコヒーレント音による撮像となり、偽像の低減がはかれる。(3)照射超音波信号の中心周波数と周波数帯域幅を適当に定めれば、多重周波数の開口合成効果によって疎アレイでも高次回折像を抑制できる。(4)種々の周波数に対する映像情報がパルスの継続時間内で収集できるため、データ収集の効率化・高速化がはかれる。(5)超音波信号の振幅が時間的にほぼ平坦となるため、撮像可能距離、撮像時のSN比などの点で有利である。

3-2 照射用超音波アレイ

超音波を照射する際、発音素子はFig.1のようなアレイを形成しており、また複数の発音素子が同時に発音され、受音後にその周波数占有位置のちがいのよって分離されるものとする。これは(1)複数の発音素子を利用した開口合成により、方位分解能の向上、SN比の向上をはかり、(2)データ収集時間を短縮させるためである。

4. 反射超音波の受音

対象物からの反射超音波信号をFig.1に示すような受音素子アレイでヘテロダイン受信し、その信号を各素子毎に時間をおってA/D変換しメモリに蓄える。これにより次のような効果が期待される。(1)受信信号を中間周波信号に変換してから記憶するため、メモリ容量が節約される。(2)反射超音波の波面を時間をおって完全に記憶しておけるから、メモリ容量をふやすことによって高品質な再生像を得ることが可能となる。(3)時間情報を利用するホログラフィ撮像方式となるため、距離分解能は時間情報によって、方位分解能は受発音素子アレイの開口によって確保でき、3次元撮像が可能となる。

5. 像再生

5-1 パルス圧縮

マルチパスノイズを避けるために、各受音素子毎に記録された受音信号を各発音信号でデコンボリュートすることによって、発音素子→対象物→受音素子に関するAモード断層像を得る。なおデコンボリューションをおこなう際に、テーラテーパにより周波数領域でのシェーディングをおこなう。これは、Aモード断層像のサイドローブを低減させるためにおこなうものである。

5-2 開口合成

5-1で述べたパルス圧縮をすべての受発音素子についておこない、これらのAモード断層像を合成して、3次元映像を得る。この処理により、方位分解能が確保される。

6. 映像表示

Fig.2に3次元映像の表示法を示す。垂直映像はCモード映像、水平方向の映像はボトムソナー様の表示となっている。なおFig.2のシミュレーションでは、超音波の周波数は200kHz、帯域幅は50kHzとした。

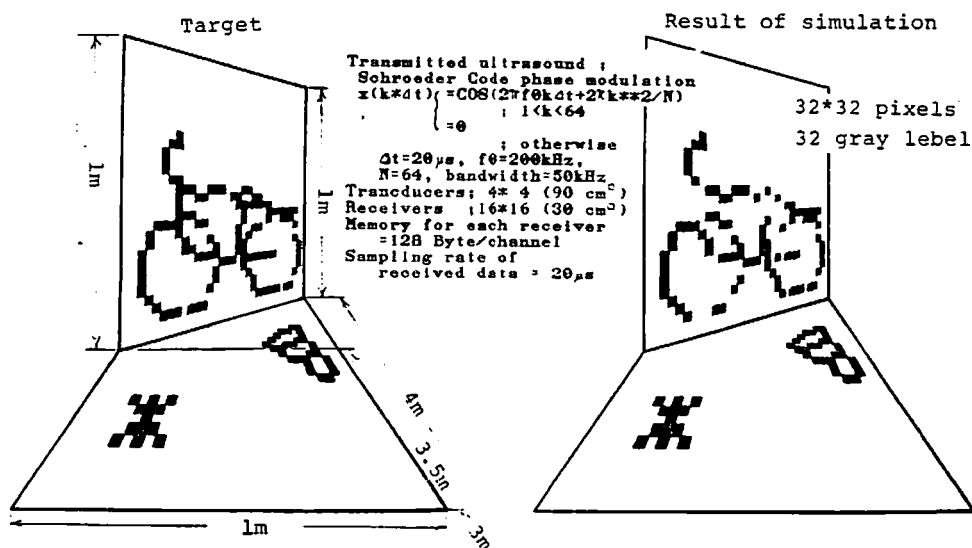


Fig.2 Holographic Sonar Imaging Simulation

久田 安正 (NASDA) 実戸 正昭 能美 仁 (NEC)

合成南口サイドルッキングソナーの音響シミュレーション結果を報告する。測定系は図1に示すとおりである。小型の実験水槽にターゲットを設置し、広いビーム幅をもった超音波送波器から、音を斜め下方に向けて出し、ターゲットから反射されて戻ってきた信号を受波器で受信し、増幅後ウェーブメモリで高速度サンプリング及びデジタル化を行なったのち、マイクロコンピュータに入力し、デジタル磁気テープに録音する。送信は常に位相角零のところから送信するようにすることにより、1回毎の送信の位相をそろえている。1回の送受信が終ると、一定の距離送受波器を移動させ、又送受信を繰り返す。このような方法により、合成南口処理を行なうための原画像データを得る。

収録したデータは大型計算機を用いて南口合成処理を行ない、目標とする画像を得る。

今回のシミュレーションに用いた主要パラメータは以下のとおりである。

送受信周波数	300 KHz
パルス幅	10 μ S
サンプリング	500 ns
送受波器 水平指向幅	約 12 度 (-3dB)
垂直指向幅	約 14 度 (-3dB)
送受波器からターゲットまでの水平距離	約 50 cm
ルックアングル	水平から下向きに 15 度
送受波器単位移動距離	5 mm
送受波器移動精度	0.1 mm以下

50 cm 先での実南口から得られる方位分解能は約 10 cm と考えられるが、約 20 トレースの南口合成を行なうと、合成南口の分解能は $d/2$ (d : 実南口長) 即ち約 1 cm となることが期待できる。実際シミュレーション結果では 1 cm 以下の方位分解能が得られた。

* Acoustic Simulation of Synthetic Aperture Sidelooking Sonar
By Yasumasa Hisada (NASDA), Masaaki Shishido and
Hitoshi Nomi (NEC)

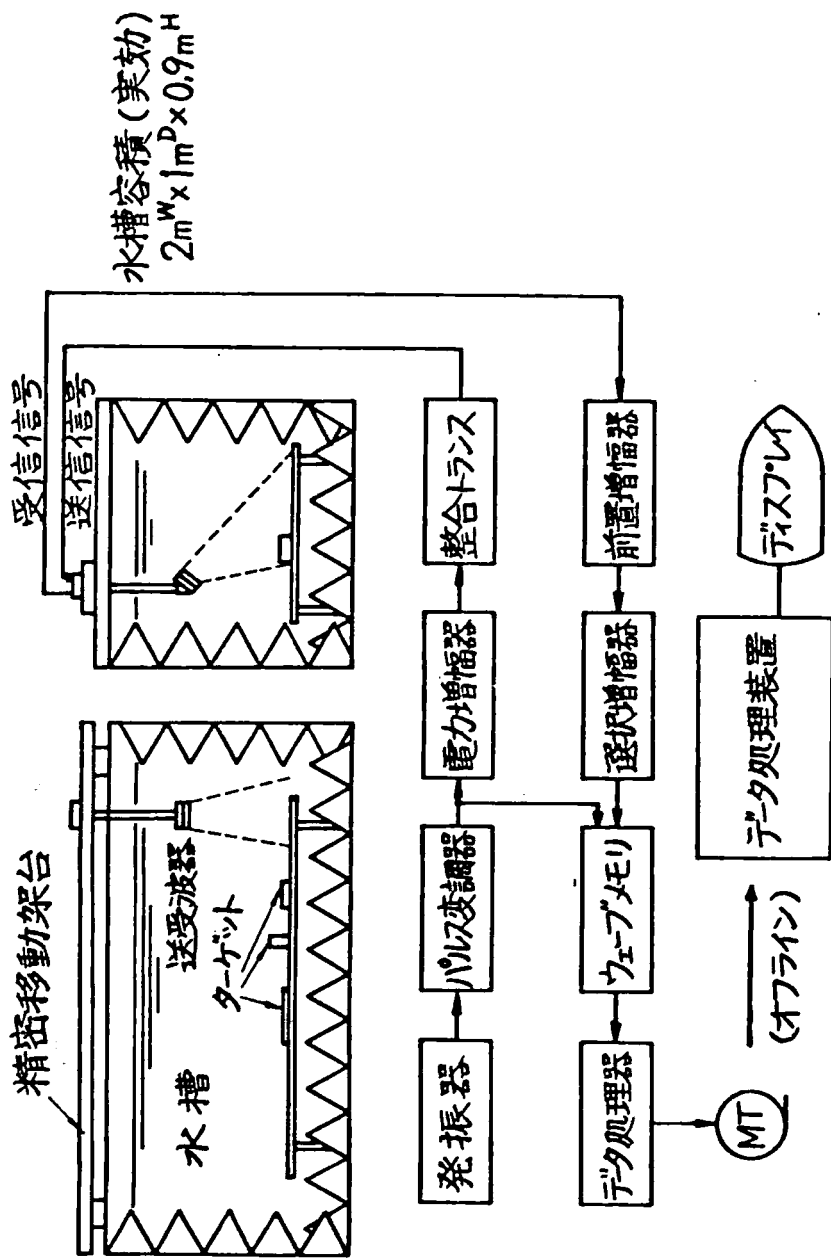


図 1 合成開口サイドラックシミュレーションブロック図

賀谷 彰夫・土屋 明・西村 実 (東海大 海洋学部)

1. はじめに 港湾や河口域に出現する浮遊泥やヘドロ層の排除対策などを構ずるために濃度、層厚などを知る必要がある。従来の計測法は時間、精度などの面から効果的でない。筆者らはこれらの層から超音波エコーが得られることを確かめ、多周波のパルス反射法が有効であること提唱した^{3,4)}。一般に反射率は音速、減衰などに関係する。従ってかかる計測法の実用化のためにはまず層の物理諸量と音速、減衰との関係を整理しておく必要がある。そこで浮遊泥に比べて取扱いが容易なヘドロ層について一次近似的な関係を求めた⁵⁾。さらに精度向上のために3成分系(海水-鉱物、高分子粒子)懸濁液モデルに拡張した⁶⁾。本研究では主に周波数依存性に着目して音速、減衰の数値計算と水槽実験を実施した。そして簡単な反射モデルについて検討した。

2. ヘドロの音響モデル 懸濁液中の音速 c_s と減衰係数 α は次式であらわされる⁶⁾。

$$\left(\frac{c_s}{c_w}\right)^2 = [1 + \left(\frac{K_p}{K_w} - 1\right)f_p] \left[1 + \Sigma \left\{ \mu_n \left(\frac{p}{p_w}, \beta a \right) + i \nu_n \left(\frac{p}{p_w}, \beta a \right) \right\} f_p \right]$$

添字
w: 海水
p: 粒子
j: 懸濁液

ここで、 $c_w = \omega/c_w$, $k_0 = \omega/c_s + i\alpha$, $\beta a = (\omega/2\mu_w)^{1/2} \cdot 2^{-\phi/20}$, $\phi = -\log_2 2a$, $\omega = 2\pi F$, c : 音速, α : 吸収係数, f_p : 体積濃度, ρ : 密度, μ : 圧縮率, μ_w : 動粘性, a : 粒子半径, F : 周波数。ヘドロを懸濁液とみなせば F とその物理諸量から c_s と α が計算できる。上式の F 依存性は ϕ により異なるので一般化するために βa に着目した。物理諸量として過去に実測した代表値を用い計算

した。

ρ_w とパラメータとした βa と音速比 c/c_w の関係とFig.1に示す。

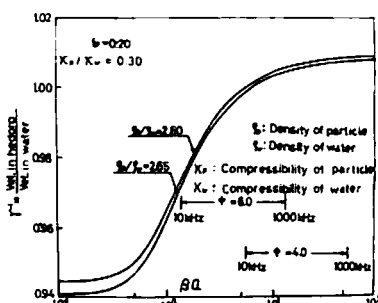
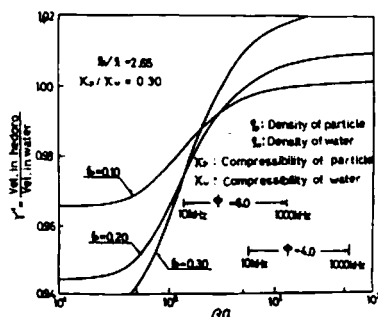
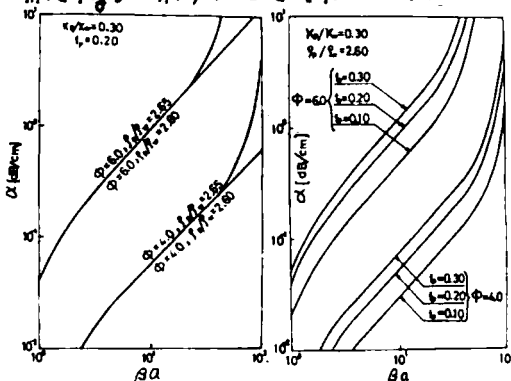
$\phi=4$ と6の場合の周波数範囲10kHz $\leq F \leq 100$ kHzを付記した。

$\beta a > 0.5$ では ρ_w に反

ばず ρ_w の

影響は微かである。Fig.2は f_p と ϕ をパラメータにした結果で ρ_w は0.5 βa で急増し、高濃度ほど急勾配である。 $\phi=4$ の場合図中の周波数範囲で ρ_w は f_p だけに依存する。

ρ_w と ϕ をパラメータにした βa と α の関係をFig.3に示す。ここでは α に散乱も加

Fig.1. c/c_w vs βa .Fig.2. c/c_w vs βa .Fig.3. α vs βa .Fig.4. α vs βa .

* Acoustic Properties of hedoro sediment. by A.Kaya, A.Tsuchiya and M. Nishimura (Faculty of Marine Science and Technology, Tokai University)

味した。中=4の場合 $2 < \beta a < 40$ で $\alpha c(\beta a)$ となり βa に依存しない。 $\beta a > 40$ で $\beta a = 2.65$ の場合Rayleigh散乱の寄与により急増して $\alpha c(\beta a)$ に漸近する。中=6の場合も同様であるが、 α は約10倍となる。

f_p と中をパラメータとした βa と α の関係をFig.4に示す。 α は f_p および中とともに増加する。

3. 室内堆積層中の音速、減衰係数の鉛直分布

現場で採取したヘドロで水槽中に堆積層を再構成した。層中の γ と α の鉛直分布を次の3方法で求めた。

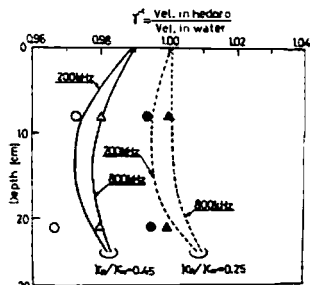


Fig.5. Profile of γ in laboratory sediment (—, ---:calculated results; o, Δ:measurement at 200 and 800 kHz; ●, ▲:degassed values).

①鉛直方向の数点に設置した振動子対によりパルス透過法で測定。
②各層で抽出した試料を脱気処理後測定。
③②

の試料の一部の分析結果で計算。

— Fig.5は γ の鉛直分布で、実線と破線の計算値はそれぞれ層中と脱気試料の測定値にほぼ近似する。

層中の測定

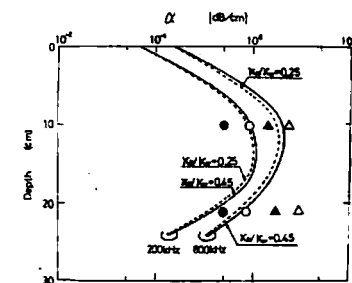


Fig.6. Profile of α in laboratory sediment (symbols are same in Fig.5).

値に対応する実線の α が大きいことは含有気泡が見掛け γ_p に寄与したものと思われる。Fig.6は α の場合で、脱気試料の測定値は層中のものに比べ小さくなる傾向にあり、その値は計算とかなり異なるが原因は現在のところ不明である。

4. ヘドロ表面付近の音圧反射率

した室内堆積層に鉛直入射した場合の音圧反射率の測定結果をFig.4に示す。実線は堆積層上層の音速、減衰値を用いRayleighモデルによる計算結果である。これは F に対してほぼ一定であるが測定値は F の増加とともに減少し800kHzで計算値とほぼ一致する。破線はマージンテスト法による現場測定結果である。100kHzまではほぼ一定であるが、これ以上の F では減少していく。これは本測定結果と傾向が一致している。この傾向は低周波域で α が小さいため反射に関わる層厚が増加したためと思われる。従って低周波域では堆積層内の音響、物理諸量の鉛直分布を考慮する必要がある。

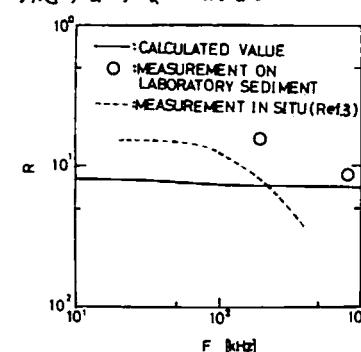


Fig.7. R vs F .

と考えられる。しかし堆積層の反射モデルについてはさらに検討を要する。

(参考文献)

- 1). 土屋ら, 電通学会超音波研究会資料 US-70-16 (1970).
- 2). 小川ら, 東海大学紀要海洋学部, No. 6 (1972) 1.
- 3). 土屋ら, 電気学会電気測定研究会資料 EM-74-38 (1974).
- 4). A.Tsuchiya et al.Rapp.P.-v.Réun. Cons.int.Explor.Mer, 170(1977)98.
- 5). A.Kaya et al.J.Marine Acoust. Soc.Japan, Technical Papers Issue No.1(1977)4.
- 6). A.Kaya et al.J.Acoust.Soc.Amer. 64(1978)3142.

奥島 基良 大槻 茂雄 (東京工業大学 精密工学研究所)

1. はじめに 湾口や海峡などで、長距離間を横切る流れの平均流速を測定することが望まれている。このための超音波区域流速計を開発することを目標として、水中超音波伝搬の観測を行なっている。伝搬波の検出を容易にするため、パルス性の雑音の妨害を受けにくく、大きな信号エネルギーを送りやすい M 系列二周期信号法を考えた。ここでは、この方法とそれによる水中超音波伝搬状況の観測例を示す。

2. M 系列二周期信号法 M 系列信号は、2 値をとる周期的な擬似不規則信号である。この M 系列信号の 2 周期分 (図 1 (a)) を送波し、受波した信号と離散的 M 系列信号の 1 周期分 (図 1 (b)) との相関処理を行なう。信号伝送路の周波数特性が十分広帯域であれば、相関結果は図 1 (c) に示すように、二つのピークを生じ、その間の信号レベルはほぼ零である。しかし、ピークの外側には、M 系列信号の打ち切りによる不要信号が発生している。そこで、この相関結果の各時点における振幅と、

それより M 系列信号の 1 周期の時間だけ遅れた時点の振幅とを比較して、振幅が小さい方を記録する。この比較処理の結果 (図 1 (d))、ピークは一つとなり、その付近の不要信号のレベルは小さくなる。

このように、M 系列二周期信号法でも、単一パルスを送受した場合と同様な結果が得られる。しかも、この方法は相関処理を行なっているので、パルス性の雑音の妨害を受けにくく、信号エネルギーを大きくしやすい。

3. 観測海域 海中伝搬超音波の観測は、昭和 54 年 8 月に静岡県沼津市三津浜の距離が 300 m の地点間で行なった。超音波は海面や海底で反射し、多経路で伝搬する。超音波伝搬経路の海底断面図を図 2 に示す。

4. 伝搬状況の短時間安定性の評価 M 系列二周期信号が水中で伝搬すると図 3 (a) のような受波信号が得られるので、これを信号処理して図 3 (b) のような単一パルスを送受して整流検波した場合と同様な波形を得る。この信号の経時安定性を評価する。

時間間隔は 20 ms ~ 1 s とした。図 3 は時間間隔が 50 ms の 1 例である。この場合、二つの信号 (図 3 (b)) どうしの伝搬安定性を次のように評価した。まず、主要伝搬経路のみを考慮するため、一定レベル (最大ピーク値の 1/4) 以上の信号 (図 3 (c)) に変換し、この信号どうしの相関 (図 3 (d)) を求めた。

このときの相関係数の最大値を伝搬安定性の指標と

した。種々の時間間隔で送受した場合の、図 3 (b)

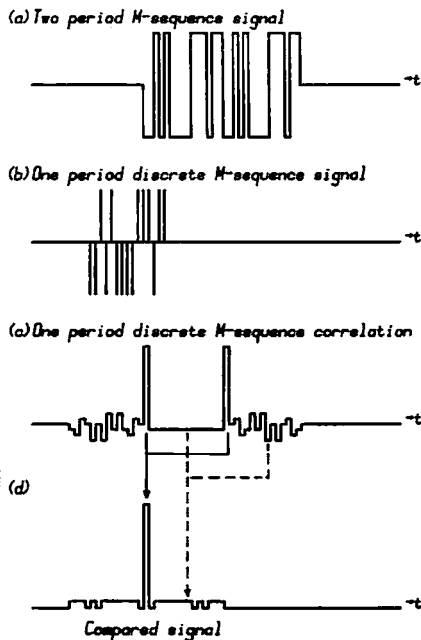


図 1 M 系列二周期信号法

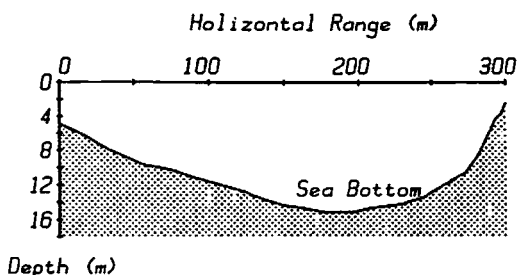
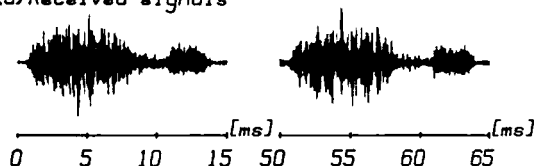


図 2 観測海域 (沼津市三津浜) の断面図

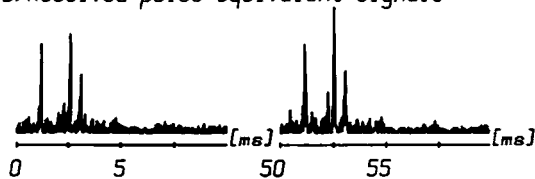
* Observation of underwater ultrasound transmission in the sea by two period M-sequence signal method.

by Motoyoshi OKUJIMA and Shigeo OHTSUKI (Tokyo Institute of Technology)

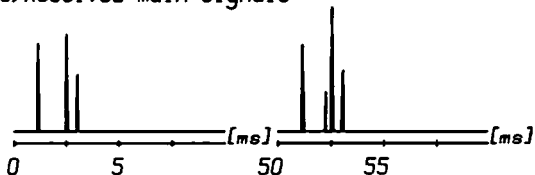
(a) Received signals



(b) Received pulse-equivalent signals



(c) Received main signals



(d) Correlation of main signals

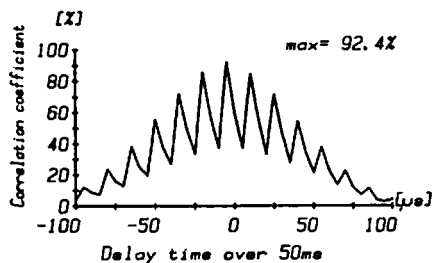


図3 超音波水中伝搬状況の経時安定性の評価法

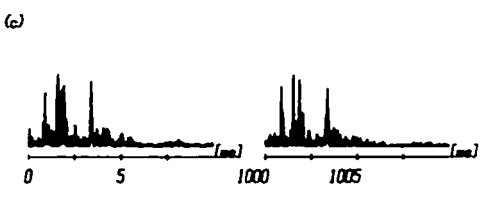


図4 水中伝搬状況の例

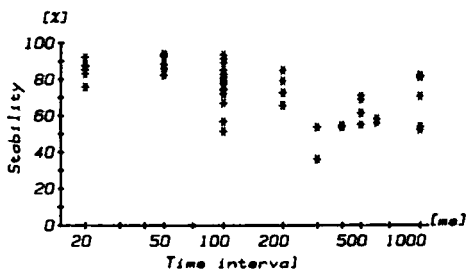


図5 伝搬状況の短時間安定性

と同様な波形の例を図4に示す。

この方法で観測データを整理し、
図5の結果を得た。

5. 潮位にともなう伝搬経路の変動

伝搬経路に潮位がどう影響するかを
観測するために、約9時間にわたり
15分ごとに超音波を送受し、信号
処理した受信信号と潮位とを記録し
た。この結果を図6に示す。

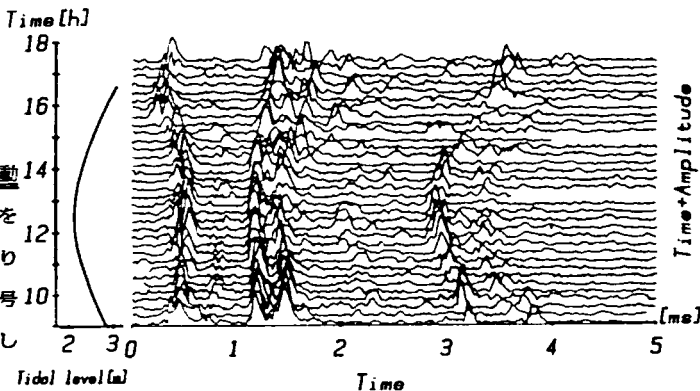


図6 潮位にともなう伝搬状況の変化

6. むすび 海中における超音波伝

搬状況を観測するためのM系列二周期信号法、および20ms～1sの短時間での伝搬状況の変動と約9時間
にわたる潮位の影響とを観測した結果を示した。これより、受信信号どうしは短時間でも海面の波などの影
響を受けて変動し、また潮位にともない伝搬経路が変わり、経路どうしの伝搬時間差が変動することがわか
った。今後、種々の環境でデータを蓄積し、広域用超音波流速計を設計する資料とする予定である。

本観測に御協力いただいた沖電気工業(株)の方々、および実験を遂行した学生の方々に感謝します。

岡山良己, 石井憲(水産工学研) 間庭愛信(鹿児島大工)

1. 諸言 毎年1〜3月に九州北西海域などにイルカが来遊し、ブリ・タイ・イカなどを散逸食害し、漁業操業を阻害している。捕獲などの対策をとっているが、多大な労力と経費を要するため零細沿岸漁業経営の負担となっており、捕獲したイルカを殺す状況が海外に報道され、欧米諸国の動物愛護論者の非難をまたおこなうなど国際的問題にもなっている。魚に影響を与えずにしかもイルカを殺さずに、威嚇することによって有用漁場から駆逐逸散する効果的な方法を開発することは、沿岸漁業の確保と生産の安定を図るための急務である。イルカの聴覚生理を利用して超音波により威嚇する方法について検討し実験を行ったので、ここに報告する。

2. イルカの聴覚生理と音に対する反応事例 嗅覚神経がなく透明度から視界範囲が制限されているイルカが餌を発見したり、危険物を探知したり、仲間と連絡したりして水中で生存していくには水中音を有効に利用せねばならなく、聴覚は良く発達している。条件反射による聴覚測定¹⁾によれば、図1に示すように60 KHz付近が最良感度で、その可聴周波数範囲も200 Hz〜150 KHz (10 dBの音が聴える範囲) と広く、魚(キハダマグロ)に比較しうかに優れているか分る。

伊豆・五島地方では、昔から棒で水面や舷側を叩いたり、海中に石を投げ入れたり、パイプの先端にラッパを付けた発音機をハンマーで叩いて音を出したりしてイルカの追い込みを行っている。24〜29 KHzの魚群探知機が発生する強力な超音波パルスのビーム内にイルカは入って来なく、イルカの反射像が記録されないという²⁾。これら上記の事実は、イルカの聴覚機能に異常をきたす位の大音圧を、周波数や波形に関係なく放声すればイルカを威嚇できることを示す。

イルカが驚いたり負傷したとき発する鳴音を水中放声器から出すとイルカ群は逃避し、クリックスを放声すると消えていなくなったという報告³⁾がある。“シャチ追い”とか“シャチまわし”といわれる言葉があり、シャチが来遊するとかかなりの海域の魚がいなくなり、イルカも異常逃避行動をとり浜辺に這い上ることがある。電気神経生理実験²⁾によれば、3 msで周波数を20〜60 KHzに変化させたFMパルスに對し聴覚神経に大きな反応信号が現われている。以上の事実は、イルカやシャチが日常使っている生物的意味を持った通信情報音を水中に放声すれば、音圧が低くても威嚇逸散しうる可能性を示す。

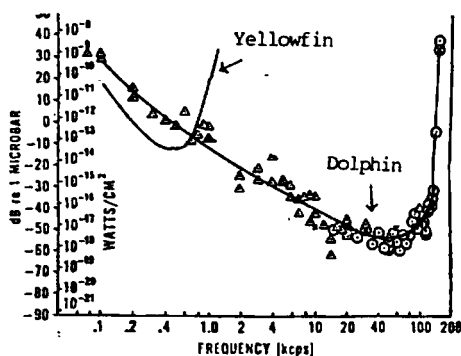


Fig.1 Audiogram of thresholds values

* On the Driving away of Dolphins by Underwater Ultrasonic Waves. By Yoshimi Hatakeyama, Ken Ishii (National Research Institute of Fisheries Engineering) and Yoshinobu Maniwa (Kagoshima University)

3. 音波発生器 2 に述べた事例を考慮し、音波発生器として強力な音圧を発生する装置と、音圧は低い広い周波数範囲を平坦な特性で送波できる生物音を忠実に再生できる装置の2種類を試作した。試作装置の長崎県壱岐実験地における音圧分布を図2に示した。

(1) 機械音発生装置 ソレノイドの電流による磁界でピストンを吸引し鉄の円型振動板を叩き衝撃音を発生する装置である。その音圧は114 dB/mで、主な周波数成分は10~20 KHzである。(2) 15 KHz送波装置 不規則なパルス中で15 KHzの超音波を発生する装置で、音圧は距離20 mで70 dBである。(3)(4) 24 KHz送波装置 24 KHzの単一周波数パルスを送信出力8 KW (ブースタ) と400 Wで発生し、パルス中と間隔を変えながら実験を行う装置であり、音圧は8 KWと400 Wで各々130 dB, 118 dB/mである。(5) 50 KHz送波装置 小重量の50 KHz魚群探知機で、パルス中1 ms, 発振回数6.7 回/秒で音圧は104 dB/mである。(6) シマナ鳴音放声装置 テープレコーダでシマナの鳴音を再生し、電力増中後水中放声器を駆動する。水中放声器は200 Hz~3 KHzの範囲では平坦なダイナミック型で、最大音圧は60 dB/mである。(7) 擬似エコーロケーション発生装置 送波器の周波数特性は30~55 KHz $\pm$ 5 dBで、音圧は35 KHzで82 dB/mであり、20~60 KHzのFM信号を送波する。(8) 75, 115 KHz送波装置 パルス中2 ms, 発振回数4 回/秒で、両周波数を単独に、又は同時に送出する装置である。(9) マリントランスポンダ その時々出しているイルカの鳴音に呼応した形で、20~40 KHzの超音波を送出する装置で、音圧は(7)と同じである。

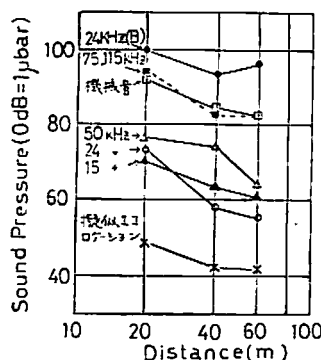


Fig.2 Sound distribution

Table.1 Responses to each sound

Place	Nakayama 78,11 Taiji (H)	Chiba 78,12 Kanagawa (H,K)	Nagasaki 79,3 Iki (N)	Nagasaki 80,3 Iki (H,O)
(1) Mechanical Sound Generator	○ ○		○	
(2) 15kHz			○	
(3) 24kHz Booster	○		○	
(4) 24kHz	○ ○	○	○	
(5) 50kHz		○	○	
(6) Sounds of Killer whale	×	×	×	
(7) False Echo Location Clicks	×	○	○	○ ○
(8) 75,115kHz				○
(9) Marine Transponder		○	○	

4. 実験結果 2年間の実験結果を表1に示す。

◎は顕著な逃避反応、○は弱い逃避反応、×は反応なし。反応行動観察は、主に水産工学部漁業生産工学科の矢島、武富、

田原の諸氏にお願した。昭和55年度は威嚇効果の大きい送波システムについて、小型軽量で操作簡単な実用機を試作し、漁業者に貸し与え長期間にわたるデータを〔参考文献〕 得る予定である。

- 1) C.S. Johnson: Sound Detection Thresholds in Marine Mammals, Marine Bio-Acoustics, vol. 2.
- 2) Y. Katsuki et al.: Electrophysiological Studies of Central Auditory Mechanisms in Cetaceans, Zeitschrift für vergleichende Physiologie 59 (1968)
- 3) 水江一弘: 鯨類の鳴音について, 鯨研通信 1935 (1967)
- 4) R. Busnel and A. Dziedzieic: Acoustic Signals of the Pilot Whale Globicephala melaena and of the Porpoises Delphinus delphis and Phocoena phocoena, Whales Dolphins and Porpoises edited by K.S. Norris (1966)

生嶋 明, 藤井一宏, 金子和行, 奈良広一
岡本興司, 東崎健一 (東京大学物性研究所)

I. はじめに

ヘリウムは極低温で超流動状態をとる唯一の物質である。超流動状態では、例えば液体はごく狭い空間を摩擦無しに流れ(粘性係数=0)、また液体内で熱伝達効率がきわめて大きい。自然界に有るヘリウムは ^4He であるが、原子炉内 γ 核反応によって作られる安定なアイソトープ ^3He が存在する。 ^4He は飽和蒸気圧の下で2.17 Kで超流動になるのに対し、 ^3He は同圧力で1.1 mKという超低温で始めて超流動を示す(第1図)。これは両者の旋回量子統計が異なるためと理解される。

一方、常流動 ^3He は、いわゆるフェルミ流体で、この意味で金属内伝導電子と同じ範疇に属し、はなはだ興味深い液体である。

音波を用いたヘリウムの研究は、すでに数十年の研究史を持ち、その内容、成果もきわめて多彩である。

それは、一つには、ヘリウムでは(特に超流動状態で)

実に様々な音波モードが存在するためであり、また、やはりヘリウムが通常の圧力波に対しても非常に多く興味ある応答を示すためである。

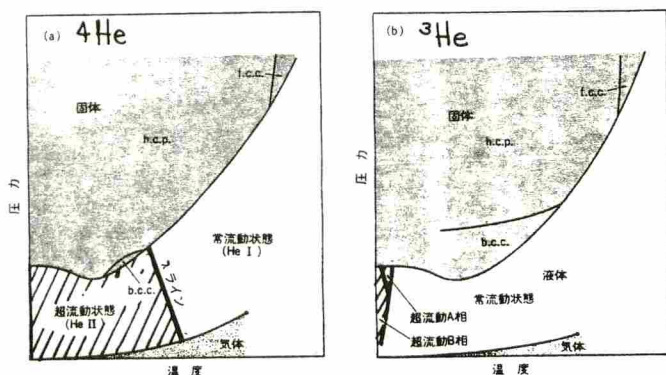
本シンポジウムでは、当グループでこれまで行って来た研究のうち、

- (1) ^4He および $^4\text{He} - ^3\text{He}$ 混合系における超流動転移温度(いわゆるラムダ点)近傍での系々様々の本質を、超音波によって明らかにすること、
- (2) 超流動 ^3He における集団励起モードの動的な本性、準粒子の緩和時間などを超音波によって明らかにすること、

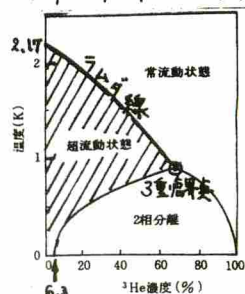
の二つを中心に、この分野での研究の現状と今後の問題について述べる。

II. 超流動転移温度近傍での超音波吸収と分散

ヘリウムは、液体として気相・液相・気相臨界点の他に、表題の超流動転移点(ラムダ点)及び三重臨界点な



第1図 状態図 (a) ^4He (b) ^3He



第2図

* Acoustic Studies in Helium: By Akira IKUSHIMA, Itsuhiro FUJII, Kazuyuki KANEKO, Koichi NARA, Kohji OKAMOTO and Ken-ichi TOZAKI

と2次相転移点を持ち(第2図), これらに伴う第1種(臨界揺動)や比熱
 とその他多くの物理量に異常をもたらす(臨界現象)。超音波吸収係数は分散や
 うな動的物理量での臨界現象は、いわゆる dynamic scaling 仮説を標準仮説とし
 て研究が進められて来た。これは秩序パラメータ(簡単に、超流動成分の割合に密
 接に関連、以下 O. P.) の揺動の特性周波数 $\Omega(k, K)$ の

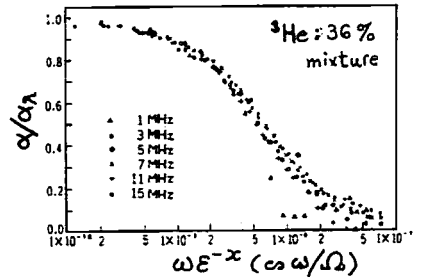
$$\Omega(k, K) = k^2 \tilde{\Omega}(k/K) \quad (1)$$

で表わされるとする考え方である(k は揺動の波数, $K^{-1} = \xi$ は相関距離)。

これを用いた実験では、超音波吸収、分散ともに
 ラムダ点(T_λ)のわずかな低温側に顕著なビ
 ーグを示し、その温度、振幅、形状や周波数、
 圧力、 ^3He 濃度などの関数として詳細に求めら
 れた。現在、 $T > T_\lambda$ での吸収と分散は上記の

dynamic scaling 仮説がよく理解され、(1)
 式での重要なパラメータ2が精度良く得られてい
 る(第3図)。一方、 $T < T_\lambda$ での機構は、こ
 れと最近の Ferrell の理論でよく定量的理
 解が得られようとしている。この理論では周波数に依存する比熱が重要である。

なお、ヘリウムでは特に高精度の結果が得られるので、以上述べた成果は音波に
 よる2次相転移の研究で重要な典型的な基礎的データである。

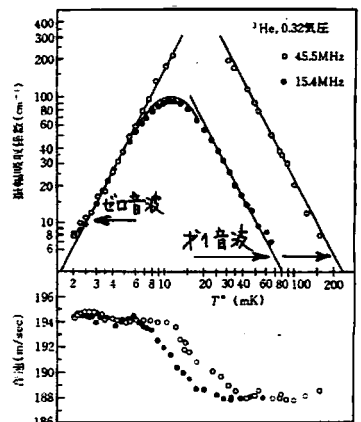


第3図 [$\varepsilon \equiv (T - T_\lambda)/T_\lambda$
 は換算温度]

III ^3He での超音波吸収

平衡流動 ^3He では、準粒子緩和時間 τ ($\propto T^{-2}$) が $\omega\tau > 1$ のモードをゼロ音
 波、 $\omega\tau < 1$ を第1音波と呼ぶ。平衡流動相でのこの種の測定は、上記緩和時間と則
 えば圧力(即ち粒子間距離)の関数として求めた最良の手続きを提供し、強い相互作
 用の働くフェルミ粒子系の基本問題の1つを明らかに
 することが出来る(第4図)。

一方、 ^3He の超流動では $^3\text{He}-^3\text{He}$ の粒子対の本
 質で、金属の超伝導と同じく、エネルギー・ギャップ
 が形成される。しかもこのギャップの大きさは特に
 超流動 A 相(第1図(c)参照)で異方的である。
 超音波は、このギャップ(あるいは O. P.)が不完全体と
 して様々な振動する集団モードを励起し、特徴ある
 共振吸収のビーグが観測される。また、その幅は超
 流動状態で準粒子緩和時間を決定する最良の手続
 である。この分野では、O. P. の構造とその動的性
 質がはるかに興味深いだけに、超音波による研究が
 益々重要になることと思われる。



第4図
 [Abel et al.]

原田義文・石田美雄・福井大・工

二成分臨界溶液の超音波吸収の臨界発散は、主としてモード結合理論で理解されてきたが、既到我々が指摘した如く¹⁾、臨界現象の分野が一般的に信じられてきた普遍性(Universality)や、スケーリングの概念が正しいとする立場をとるならば、この理論は T_c 近傍で多くの制約をうけ、不合理な結果が主じ、実験結果を説明できない。

ここでは、典型的な超音波吸収の臨界発散が観測される 3・メテルペンタン-ニトロエタン系の二成分臨界溶液の超音波吸収測定の数々の結果と、モード結合理論を用いた二成分臨界溶液の超音波吸収理論²⁾の矛盾点を明確にするとともに動的スケール法則が成立しなくなる可能性があるのを、これが成立するかどうかを検証したのでこれらの事情について述べる。

モード結合理論を用いた二成分臨界溶液の超音波吸収理論²⁾は、周波数に依存した動的輸送係数(体積粘性の時間相関関数)の表式に秩序変数の揺ぎの緩和(時間)周波数や平衡式相関関数の正しい表式を用いることで単純にその是非が議論できる^{3,4)}。我々が指摘してきたモード結合理論を用いた超音波吸収理論の破れに関しては、平衡相関関数のみならず、臨界緩和関数そのものが正しく表わされないことを明らかにしたことである。

この理論では、複素超音波減衰を時間相関関数表示を用いて次式の様に書くことができる。

$$\begin{aligned}\hat{\alpha}(\omega) &= Q\omega^2 \int \frac{dk}{(2\pi)^3} \left(\frac{\partial \ln \chi_\psi(k)}{\partial T} \right)^2 \int dt e^{i\omega t} G_{\vec{q}c}(t) G_{-\vec{q}c}(t) \\ &= Q\omega^2 \int \frac{dk}{(2\pi)^3} [\chi f(x)]^2 \frac{1}{2\Gamma_{\vec{q}} - i\omega}\end{aligned}\quad (1)$$

ここで $\Gamma_{\vec{q}}$ は秩序変数の揺ぎの decay-rate で $\Gamma_{\vec{q}} = Dk^3 K(x)$ で与えられる。(x=kξ) また $\chi_\psi(k)$ は Bray によって与えられたスケーリング関数の逆数関数から求められる。式(1)の実数部と虚数部から超音波の吸収と分散の表式が得られ、換算周波数 $\omega^* = \omega/\omega_c$ を用いて、一波長当たりの吸収($\alpha\lambda$) と α/f^2 の表式は、それぞれ

$$(\alpha\lambda) = 2\pi Q \omega^* \operatorname{Re} \theta(\omega^*) \quad (2)$$

$$\gamma_{\text{crit.}}(\varepsilon, \omega) \equiv \alpha/f^2 = [2\pi Q/Uf_c] \operatorname{Re} \theta(\omega^*) \quad (3)$$

の様に書ける。式(3)の数値計算の結果の一部を Fig. 1 に示した。実線は、温度を一定にして周波数を変化させた緩和曲線を種々の温度で与えたものである。

点線で示したものは、周波数を一定に固定して温度を変数にしたもので、これを色々の周波数に対して計算された温度分散曲線である。これらの結果からわかるように $\omega^* \ll 10$ の場合は、見かけ上は温度-周波数換算性は成立しているようである。

$\omega^* \gg 10$ では、温度-周波数換算性は成立していない。このことは、正しい緩和曲線が一本も得られないことになる。即ち全温度域にわたり正しい緩和曲線が存在しな

* Critical Divergence of Ultrasonic Absorption of Critical Binary Mixture

いことになる。かくして、この理論は、 ω^* の全領域で成立しなくなること示した。以上の結果より、従来から用いられてきたモード結合理論を用いた超音波吸収理論は、広い周波数 ω^* にわたって成立しないことがわかった。このことは、この理論が本来的動的スケール法則を支持してきたので、この法則を実験的に検証する必要がある。Fig. 2は、3-メチルペンタン-ニトロエタン系の超音波吸収測定の温度依存性を示したものである。これは通常の超音波パルス透過法(周波数範囲16.5MHz ~ 165MHz)による実験結果であり、共鳴法による測定結果も得られている。これらのデータを用いて音波の場合のスケールリング・プロットをFig. 3に示した。⁵⁾(換算周波数 に対し換算された一波長当りの吸収)その結果、スケールパラメータ、動的臨界指数も合理的な値が得られ、かつ温度周波数によらない普遍関数に従うことを実験的に検証した。このことより、モード結合理論を用いた超音波吸収理論は破れているが、動的スケール法則は成立していることがこの実験で明らかになった。

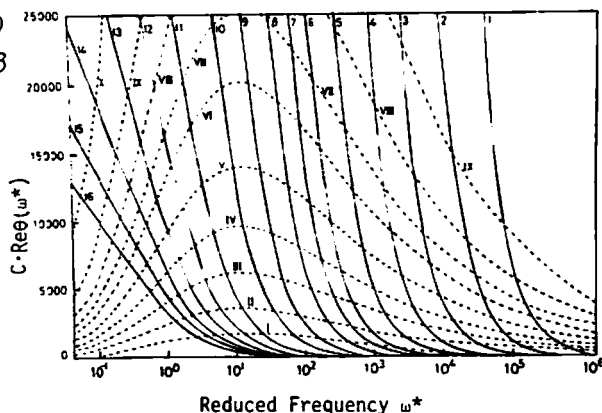


Fig. 1 The calculated $C^* \text{Re } \theta(\omega^*)$ vs ω^* curves for a different set of parameters.

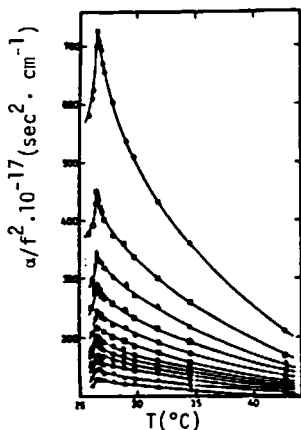


Fig. 2. Temperature dependence of sound absorption α/f^2 .

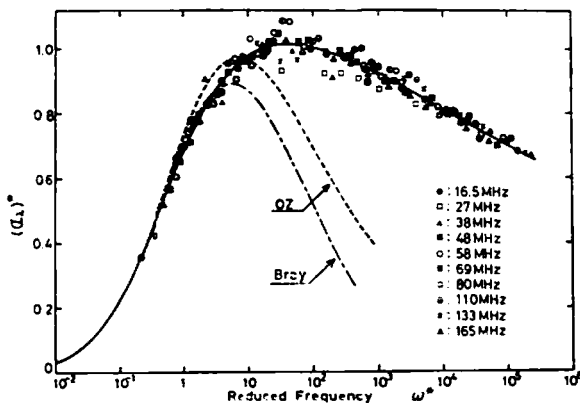


Fig. 3 $(\alpha\lambda)^*$ vs ω^* for 3-methylpentane-nitroethane; the other two curves are theoretical based on the mode coupling theory using the OZ or Bray scaling functions.

References

- 1 Y. Harada, Y. Suzuki and Y. Ishida, Phys. Rev. **A21**, 928(1980).
- 2 K. Kawasaki, Phys. Rev. **A1**, 1750(1970).
- 3 P. Tartaglia and J. Thoen, Phys. Rev. **A11**, 2061(1975).
- 4 D. Roe and H. Meyer, J. Low Temp. Phys. **30**, 91(1978).
- 5 Y. Harada, Y. Suzuki and Y. Ishida, J. Phys. Soc. Jpn. **48**, 703(1980).

山田正良 清水治夫 前川繁登 山本恵一 阿部謙治 (神戸大学)

§1 序

ブリルアン散乱は、光と超音波の相互作用によって生じる非弾性光散乱現象の一つであり、その相互作用の強さは、物質の光学的性質と音響的性質に強く依存するため、物性研究の有力な一手段であるとともに、応用面でも光偏向や光変調を行なう有力な方法として注目されている。ブリルアン散乱は、物質に注入したコヒーレントな超音波によるものと、熱振動中の超音波を利用するものとに大別することができる。熱超音波によるブリルアン散乱法では、注入音波法と比較して、(i) 超高周波 (10 GHz 程度) の超音波のふるまいが容易に観測できる。(ii) 一つの試料で散乱配置を変えることにより、物質の光学的音響的性質を示す光弾性定数と弾性定数を同時に決定することができる。(iii) 試料の大きさや形状の制約が少ない。などの、いくつかの利点を挙げる事ができる。

私達は今までに、二元及び三元化合物半導体^{1) 2)}における熱超音波によるブリルアン散乱を行ってきた。しかしこの方法は、熱超音波の強度は小さく光散乱強度が弱いため高感度の光検出器を必要とし、またわずかのブリルアンシフト量を測定するので、非常に高分解能な分光器を必要とする欠点がある。一般にはファブリ・ペロー干渉計が用いられているが、温度変化や振動に弱いため安定ではなく、コントラストが悪いため微弱信号の測定は困難である。私達は最近これらの点を改善するため、ファブリ・ペロー干渉計のマルチパス化とマイクロプロセッサを用いて安定化制御を行なった結果、今まで測定困難であった微弱信号を容易に観測できるようになった。本論文では、このマイクロプロセッサ制御ファブリ・ペロー干渉計の詳細とこの装置を用いて層状半導体でのブリルアン散乱を測定した結果について述べる。

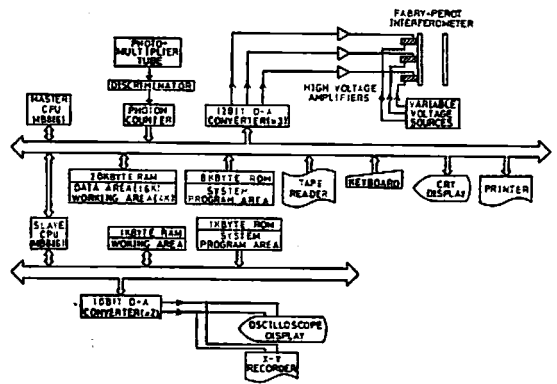
§2 マイクロプロセッサ制御ファブリ・ペロー干渉計

ファブリ・ペロー干渉計の安定制御装置としては、従来 Sandercock³⁾, Bechtle⁴⁾らにより、マルチチャンネルアナライザと組合せたアナログまたはデジタル装置が試作されているが、これらの装置は高価な上、データ処理機能を有していない等の問題点があった。そこで私達は、近年非常に低価格で入手できるマイクロプロセッサを用いて、干渉計の自動安定化とデータ蓄積処理を同時に行なう装置を開発した⁵⁾。図1が私達が開発した装置の構成図である。この装置はマルチプロセッサシステムであり、2台のCPUの同時処理が可能である。マスターCPUはデータ測定・処理及び干渉計の自動安定化制御を行ない、スレーブCPUは測定データのオンラインスコップ表示あるいは、X-Yレコーダへの出力を行なう。マスターCPUが

*Brillouin Scattering in Layered Semiconductors by using Microprocessor-controlled Fabry-Perot Interferometer.

By M. Yamada, H. Shimizu, S. Maegawa, K. Yamamoto and K. Abe (Kobe Univ.)

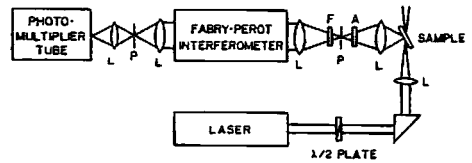
ら干渉計へのコントロール信号は、12ビットD/Aコンバータに伝わり、その出力電圧は高圧直流増幅器によって0から1000Vに増巾され、干渉計の3本の圧電素子に印加される。またフォトンカウンターはI/Oバッファを介して接続されており、これより測定データがシステムに取込まれる。



〔図1〕

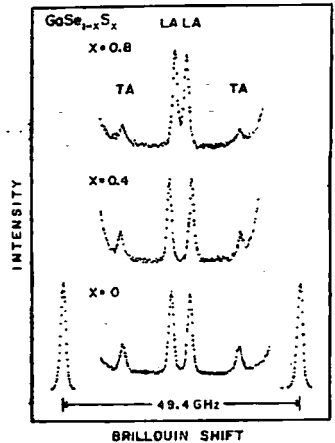
§3 層状半導体におけるブリルアン散乱

この装置を用いて層状半導体 $\text{GaSe}_{1-x}\text{S}_x$ 混晶のブリルアン散乱測定を行なった⁴⁾。図2は測定の光学系の構成図である。光源は単一モードKトレザー、干渉計はトリプルパス方式を用いた。図3は $\text{GaSe}_{1-x}\text{S}_x$ 混晶のブリルアンスペクトルの例である。



〔図2〕

安定制御を行ないデータを多くの回数蓄積することにより、高コントラストで低雑音なLA、TAモードによるブリルアン信号を得た。これらの測定結果より、弾性定数 C_{44} と C_{33} の値を高精度で決定した。 $\text{GaSe}_{1-x}\text{S}_x$ 混晶は、混晶比 x の値により三つのポリタイプ (ϵ , σ , β) をもっており、剪断力の寄与する C_{44} は ϵ から σ タイプに遷移する $x \approx 0$ で、また伸縮力の寄与する C_{33} は σ から β タイプに遷移する $x \approx 0.4$ においてそれぞれ不連続となることを初めて見出した。



〔図3〕

〔参考文献〕

- 1) M. YAMADA, K. YAMAMOTO and K. ABE : J. Phys. D: Appl. Phys. 10 (1977) 1309
- 2) M. YAMADA, T. SHIRAI, K. YAMAMOTO and K. ABE : J. Phys. Soc. Jpn. 48 (1980) 874
- 3) J.R. Sandercock : Opt. Comm. 2 (1970) 73
- 4) D. Bechtle : Rev. Sci. Instrum. 47 (1976) 1377
- 5) M. YAMADA, H. IKESHIMA and Y. TAKAHASHI : Rev. Sci. Instrum. 51 (1980) 14
- 6) M. YAMADA, H. SHIMIZU et al. : To be published in Physica B

浜口智尋 伊藤寛夫 (大阪大学 工学部)

半導体中の超音波を物性研究の手段として利用しようとする試みは、近年盛んになり、大別すると次の3つに分類される。i) 超音波の減衰測定による音波-音波相互作用および音波と不純物や欠陥の相互作用、ii) 音波と電子の相互作用(音響電気効果)、iii) 音波と光の相互作用(ブリルアン散乱など)である。本研究では、音響電気効果により半導体(CdS)中で発生させた超音波ドメインを利用し、種々の半導体の超音波の格子損失とブリルアン散乱などの研究を試みたりそのうちいくつかの結果について述べる。

1. 超音波ドメイン発生方法および注入方法

CdSやGaAsなどの両端電極に高電圧パルスを印加すると、音響電気効果により結晶中の音波を増幅し、ドメインが形成される。このドメイン中には $0.1 \sim 4 \text{ GHz}$ の超音波が含まれ、そのエネルギー密度は非常に大きく熱雑音の $10^6 \sim 10^9$ 倍($10^2 \sim 10^3 \text{ J/cm}^3$)程度に達する。この周波数領域の超音波はブリルアン散乱の実験に適しておりS/Nのよい測定が可能である。音響ドメインを発生させるためには、適当な大きさの圧電定数とキャリア密度が必要であり、どのような半導体でも超音波ドメインを励起できるとは限らないのでCdSで励起した超音波ドメインを他の結晶に注入伝搬させるという新しい方法を開発し種々の半導体に適応した。図-1には、CdSで増幅した超音波ドメインを他の結晶に注入するための試料の形状を示したものでCdSと他の試料の接着はInの真空蒸着膜を両面につけ熱圧着した。実際にはいくつかの試料を作ってCdSから他の試料(ZnS, ZnTe, ZnSeなど)に注入される超音波の透過率の測定を行なった結果が図-2に示してある。これらの半導体では、 $10 \sim 90\%$ の注入効率を示しており、高い効率が得られている^{1), 2)}。このようにCdSで発生させた超音波ドメインを用いて、現在までZnS, ZnTe, ZnSe, ZnCdTe, GaP、さらにいくつかの層状半導体で2種類の横波超音波の励起に成功している。この超音波ドメインを用いて、半導体の格子損失の測定を行ない、音波エネルギーが小さいときは線形格子損失が観測されているが、エネルギーが大きくなるとパラメトリック効果などの非線形現象が起こっていることが観測されている³⁾。

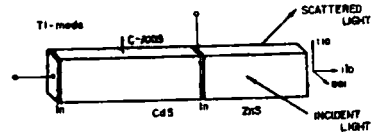


図-1

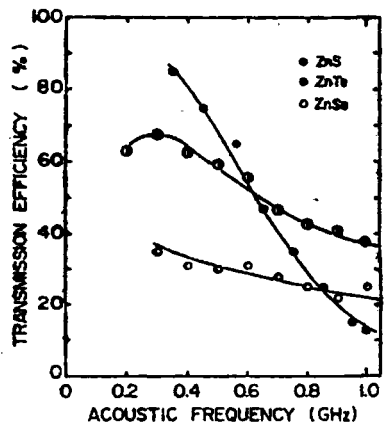


図-2

*Acoustic Domain Injection Method and Resonant Brillouin Scattering
By Chihiro Hamaguchi and Yasuo Itoh (Faculty of Engineering,
Osaka University)

2. 共鳴ブリルアン散乱

結晶を伝搬する超音波によって誘起された歪が誘電率に変化を及ぼしこれに入射光が来ると誘電率の変化分に相当する分極を外部に放射するが、これがブリルアン散乱である。共鳴ブリルアン散乱とは入射光の光子エネルギー $\hbar\omega_i$ が半導体の禁止帯幅 E_g に近づくとき散乱断面積 σ_B が増大する現象のことである。我々はCdSで発生させた超音波ドメインを他の半導体に注入することによって共鳴領域でのブリルアン散乱の実験と解析を行ってきた。CdS⁴⁾、ZnSe⁵⁾、ZnTe⁶⁾、ZnS⁷⁾ などは、2種類の横波超音波についてブリルアン散乱を測定し、その断面積の分散曲線を得た。

図-3はZnSのT1-モード超音波によるブリルアン散乱断面積 σ_B の入射光波長依存性を示したもので、いずれも禁止帯幅に近づくにつれて断面積が一度0になり(共鳴相殺)、さらに低波長側で再び増大(共鳴増大)極大値を示す傾向がある。このような散乱断面積の分散は、

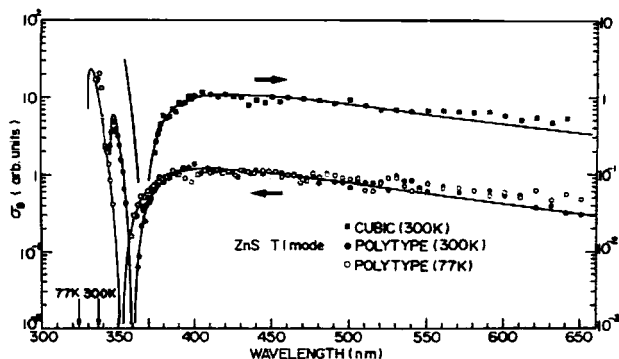


図-3

Loudon⁸⁾の量子力学的な光散乱理論により説明でき、それによれば

$$\sigma_B = \left(\frac{e}{\hbar mc} \right)^4 \frac{\hbar}{2\rho v_\mu^2} \frac{\omega_s}{\omega_i} |R_{is}(-\omega_i, \omega_s, \omega_q)|^2, \quad R_{is} = \frac{1}{V} \sum_{\alpha, \beta} \frac{P_{\alpha\beta} \bar{E}_{\alpha\beta} P_{\alpha\beta}}{(\omega_\beta - \omega_s)(\omega_\alpha - \omega_i)}$$

で与えられる。 ω_i (ω_s) は入射(散乱)光角周波数、 $P_{\alpha\beta}$:運動量行列要素、 $\bar{E}_{\alpha\beta}$:変形ポテンシャル行列要素、 ω_β , ω_α :電子正孔対のエネルギー、 v_μ :音速、 ρ :密度、 $\hbar$:音波密度である。入射光又は散乱光 ω_i (ω_s) が禁止帯幅に近づくときブリルアンテンソル R_{is} は発散的増大傾向を示し、従って散乱断面積は増大する。実際には高エネルギー臨界点からの寄与も存在するがほとんど分散をとたないで一定値 R_0 と考えると全散乱断面積 σ_B は、 $\sigma_B \propto |R_{is} + R_0|^2$ となる。 R_{is} と R_0 の符号が異なると $R_{is} + R_0 = 0$ となり、共鳴相殺が説明される。図-3の理論曲線(実線)は、励起子効果とプロードニング効果を考慮したもので⁷⁾ 実験データとよく一致することが見いだされた。ブリルアン散乱断面積の分散は、光弾性定数 P_{ijkl} の分散と密接な関係があり、 $P_{ijkl} \propto \sqrt{\sigma_B}$ なる関係がある。従ってブリルアン散乱断面積から光弾性定数 P_{ijkl} の分散を知ることができ、共鳴ブリルアン散乱の測定を系統的に行えば、光変調デバイスの設計に有用な情報が得られる。

- 1) K. Yamabe, K. Ando and C. Hamaguchi, Jpn. J. Appl. Phys. 16 (1977) 747.
- 2) C. Hamaguchi, K. Yamabe, K. Ando and S. Adachi, Proc. Int. Conf. IFUAS 1977, Tokyo (Univ. Tokyo Press, Tokyo), p183.
- 3) S. Zemon and J. Zucker, IBM. Res. Develop. 13 (1969) 494.
- 4) K. Ando and C. Hamaguchi, Phys. Rev. B11 (1975) 3876.
- 5) S. Adachi and C. Hamaguchi, Phys. Rev. B19 (1979) 938.
- 6) S. Adachi and C. Hamaguchi, J. Phys. Soc. Jpn. 43 (1977) 1637.
- 7) Y. Itoh, M. Fujii, C. Hamaguchi, and Y. Inuishi, J. Phys. Soc. Jpn. 48 (1980) 1972.
- 8) R. Loudon, Proc. Roy. Soc. London A275 (1965) 218.

山西正道 (広島大学) 御子柴宣夫 (東北大学・通研)

南内嗣 (金沢工業大学)

半導体の band gap 近傍の photon energy に対する Brillouin 散乱断面積の共鳴増大については既に多くの研究がなされている。しかし、photon energy が band gap energy に近づき過ぎると、band 間遷移による強い光吸収のため、その実験データを得ることが困難となる。そのような場合でも、半導体が反転分布状態にあれば、band gap 近傍の energy を持つ photon は増幅されるため、その散乱断面積を測定しうる可能性がある。実際、GaAs を用いた音波による分布帰還形 (ADF B) レーザ¹⁾の場合には、このような状況が実現されている。こゝでは、反転分布状態にある半導体での共鳴ブリルアン散乱の linear photoelasticity²⁾³⁾ および新たに解析した non-linear photoelasticity に関する理論計算の結果を述べる。

Linear Photoelasticity density matrix の運動方程式の二次の展開項より、band 間遷移による photoelastic constant への寄与を求めた。Zinc-blende 結晶の場合について結果の一例を、式 (1) に示した。

$$\Delta p_{11} = \frac{1}{2} \left(\frac{e}{m_0} \right)^2 \frac{|e| |M|^2}{\pi^2 \omega^2 \epsilon_0 \pi^2} \left[(a-b) \left\{ \int_0^\infty \frac{(\partial f_c(k)/\partial E_c + \partial f_v(k)/\partial E_v) k^2 dk}{E_c(k) - E_v(k) - \hbar\omega - i\hbar/\tau_{cv}} - 2 \int_0^\infty \frac{\{f_c(k) - f_v(k)\} k^2 dk}{\{E_c(k) - E_v(k) - \hbar\omega - i\hbar/\tau_{cv}\}^2} \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{a}{2} \left\{ \int_0^\infty \frac{(\partial f_c(k)/\partial E_c) k^2 dk}{E_c(k) - E_{vs}(k) - \hbar\omega - i\hbar/\tau_{cs}} - 2 \int_0^\infty \frac{\{f_c(k) - f_{vs}(k)\} k^2 dk}{\{E_c(k) - E_{vs}(k) - \hbar\omega - i\hbar/\tau_{cs}\}^2} \right\} \right. \right. \\ \left. \left. + 4b \int_0^\infty \frac{\{f_c(k) - f_v(k)\} k^2 dk}{\{E_c(k) - E_v(k) - \hbar\omega - i\hbar/\tau_{cv}\} \{E_c(k) - E_{vs}(k) - \hbar\omega - i\hbar/\tau_{cs}\}} \right] \quad (1)$$

上式で、 $\partial f_c/\partial E_c$, $\partial f_v/\partial E_v$ と含む項は励起状態の効いてくるもので、物理的には phonon による電子密度変調が光の屈折率および吸収 (増幅) に及ぼす効果を示している。これ以外の項は、London の共鳴項に分布関数が入り込まれた形になっている。higher band からの non-dispersive な寄与および

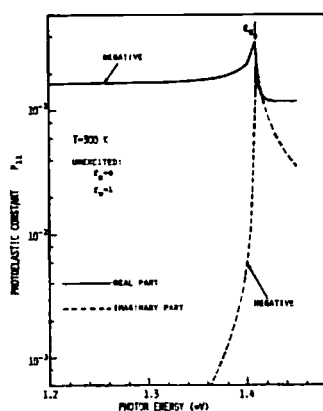
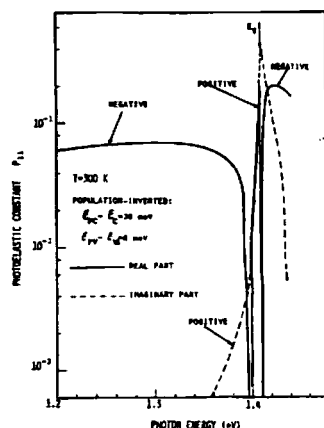


Fig. 1 (a)



(b)

*Theory of Resonant Brillouin Scattering in Population-inverted Semiconductors---Linear and Nonlinear Photoelasticity

By M.Yamanishi (Hiroshima Univ.) N.Mikoshiba (Tohoku Univ.) T.Minami (KIT)

free carrier による plasma screening を含んだ形で数値計算した結果を Fig. 1 (a) (b) に示した。Band gap 近傍の P_{11} の実数部の共鳴増大はもとより、特に、反転分布状態の虚数部が非常に重要である。このような photoelastic constant への虚数部の寄与は、実際、和佐⁴⁾によって CdS 結晶 (unexcitation) に観測された。

Non-linear photoelasticity 以上のように linear photoelastic constant は band gap 近傍に非常に dispersion が強く、そこでは、更に higher order の photoelasticity が知く可能性がある。最近、Gulyaev⁵⁾ は、この種の non-linear photoelasticity を計算したが、彼の結果は、10 GHz 以下の低周波音波に対しては正しい形になっていない。我々は、density matrix の運動方程式の三次の展開項より、低周波極限に正しい形に二次の photoelastic constant を求めた。Zinc-blende 結晶についての結果の一例を式 (2) に示した。(ただし、unexcitation の場合に成り立つ式がある。励起状態では、式が非常に複雑になるため、紙面の都合でこゝでは省略する。)

$$\begin{aligned} \Delta P_{11} = & \frac{(e/m_0)^2 e^2 \hbar^2 M^2}{4\pi^2 \omega^2 n^2 \epsilon_0} \left[-2(a-b)^2 \int_0^\infty \frac{k^2 dk}{\{E_c(k) - E_v(k) - \hbar\omega - i\hbar/\tau_{cv}\}^3} \right. \\ & - a^2 \int_0^\infty \frac{k^2 dk}{\{E_c(k) - E_{vs}(k) - \hbar\omega - i\hbar/\tau_{cs}\}^3} \\ & + 2(a-3b)b \int_0^\infty \frac{k^2 dk}{\{E_c(k) - E_v(k) - \hbar\omega - i\hbar/\tau_{cv}\}^2 \{E_c(k) - E_{vs}(k) - \hbar\omega - i\hbar/\tau_{cs}\}} \\ & \left. + 2(a-b)b \int_0^\infty \frac{k^2 dk}{\{E_c(k) - E_v(k) - \hbar\omega - i\hbar/\tau_{cs}\}^2 \{E_c(k) - E_{vs}(k) - \hbar\omega - i\hbar/\tau_{cv}\}} \right] \end{aligned} \quad (2)$$

上式の $P_{ij,klmn}$ は、次のように定義されている。

$$\delta E_{ij}^{(2)} = -\epsilon_0 \epsilon_{ii} \epsilon_{jj} P_{ijklmn} S_{kl} S_{mn} \quad (3)$$

GaAs に対する計算結果によると、band gap の直上および直下の P_{11} は非常に大きくなり、1 GHz の SAW の場合、数 10 mW/mm の power で、 P_{11} と P_{111} の contribution は same order になる。その場合、音波の SHG がなくとも、2倍の周波数の音波と同等の働きをすることになる。詳細な数値例および ADFB トレーザの動作特性に与える影響については、当日議論する。

文献

- 1) M. Yamanishi et al., APL 33 (1978) 251. 2) M. Yamanishi, N. Mikashiba, Phys. Rev. B 21 (1980) 4763, 3) M. Yamanishi, N. Mikashiba, T. Minami, *ibid* p. 4774, 4) K. Wata et al. J. Phys. Soc. Japan (to be published) 5) Yu. V. Gulyaev et al., Sov. Phys. JETP 50 (1979) 701.

得永嘉昭 畑 朋延* 波田敏雄* (金沢高専, *金沢工学部)

まえがき 光変調器や光偏向器のような音響-光学素子を実現するためにはGHz帯の可変周波数音波発生器が必要である。高周波のバルク音波の発生には薄膜トランスジューサを使えばよいが、しかしこの方法では膜厚が決定されてしまうと音響波の周波数スペクトル分布を効率よく可変することはむずかしい。もし、GHz帯の音波を簡単に可変出来るような音波発生器を作ることが出来れば、新しい音響-光学素子を作る上で役立つと考えられる。本研究の目的は圧電半導体内の熱雑音々波から増幅された音響ドメインが含む超音波束の周波数スペクトル分布を試料に印加するパルス電圧の立上り時間によって広範囲変化出来ないかを検討することである。

実験結果と検討 図1はHutson-White⁽¹⁾の理論から予想されるCdS内の熱雑音々波から増幅される音波の正味利得を計算したもので、横軸は音波の周波数を縦軸は正味利得係数 d_n [%], 音響損失係数 d_a [%], そして損失を考慮しない利得係数 d_t [%]をそれぞれ示す。試料に印加する規格化印加電界 $\gamma = E/E_0 - 1$ ($E_0 = 2.45 \times 10^6$ V/cm)を0.6にすると、熱雑音々波から発生した音波の最大利得を与える周波数は3.4GHz付近にある。しかし γ を0.4まで低下すると、 d_a が周波数だけに依存し、 γ の変化に無関係であり d_t だけが低下するから、発生音波の最大利得を与える周波数は3GHz付近まで低下する。さらに γ を低下し、0.2にすれば最大利得を与える周波数はPF曲線に沿って2.4GHz付近まで低下する。このように試料に印加する電界の大きさを変えることによって、発生する音波の中心周波数を変化出来ることがわかった。実際に試料への印加電界の変化は、印加パルスの立上り時間の変化によって行なった。図2は我々が実験に用いるパルスの立上り時間 T_r を3 μ sと6 μ sにした時の零から定常値900V/cm ($E/E_0 = 1.44$)に達するまでの電界強度 $E(t)$ の変化を示す。この場合 $E(t)$ の変化が複雑であるから、理論計算にあたり図の新線で近似することにした。

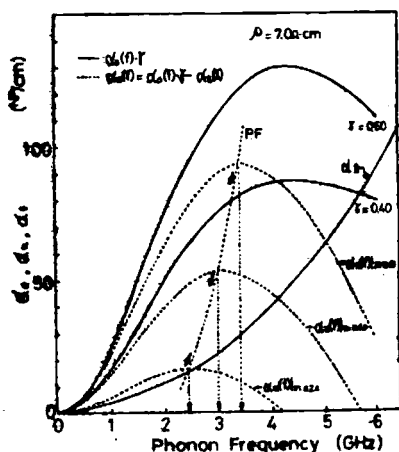


図1. CdS内の熱雑音々波から増幅される音波の d_n [%], d_a [%], d_t [%]の計算値 ($d_a = 3 \times 10^{-18} f^2$ [%/cm])

*Frequency Spectrum of Acoustic Domain caused by Variable Rise-Time Pulse. By Yoshiaki Tokunaga, *Tomonobu Hata and *Toshio Hada (Kanazawa Technical college and *Kanazawa University)

図3は試料に印加するパルスの立上り時間を $3\mu\text{s}$ と $6\mu\text{s}$ にした時、試料内の陰極付近の熱雑音々波から増幅された音波の小信号領域境界(熱雑音々波の約10倍成長)付近での周波数スペクトルの理論と実験の比較をしたものである。 $T_r=3\mu\text{s}$ のパルス電圧を印加して発生させた音波の周波数スペクトル中に周波数は 3GHz 付近にあるが、 $T_r=6\mu\text{s}$ にすると発生音波の中心周波数は 2.4GHz 付近に低下することが確かめられた。図4は印加パルスの立上り時間 T_r を $0.4\mu\text{s}$ から $9\mu\text{s}$ まで変化した時の小信号領域境界付近の音波スペクトルの中心周波数の変化を示したもので、横軸は音波周波数を縦軸は音波の中心周波数とスペクトル幅をそれぞれ示してある。印加パルスの立上りをゆっくりさせるにしたがって、音波の中心周波数とそのスペクトル幅が低下し、しかも狭くなる。で、 $9\mu\text{s}$ のパルスの立上りの場合、dc電界を印加した時の発生音波の中心周波数とスペクトル幅に比べて、約25%程度変化出来ることがわかった。

あとがき 以上の事実から、CdS試料内の発生音波の周波数を簡単に変化する方法として、パルスの立上り時間の変化を利用することは、かなり有効であると言えよう。

文献

- 1) D.Berlincourt, H.Jaffe and, L.R.Shiozawa:
phys.Rev. 129(1963)1009
- 2) N.F.Foster: IEEE Trans.on Sonics
and Ultrasonics SU-11(1964)63
- 3) A.R.Hutson and D.L.White: J.Appl. phys. 33(1962)40
- 4) M.Yamada, C.Hamaguchi, K.Matsumoto and J.Nakai:
phys.Rev. B6(1973)2682
- 5) D.L.Spears: phys. Rev. B6(1970)1973
- 6) K.Tsubouchi, S.Kameoka and T.Arizumi:
J. phys.Soc. Jpn. 37(1974)1305

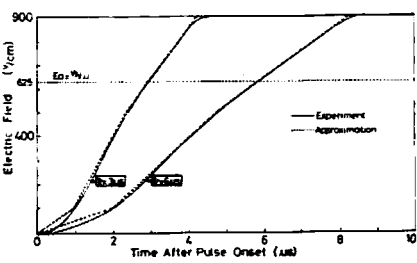


図2. $T_r=3\mu\text{s}$ と $6\mu\text{s}$ の立上りをもつパルスによる印加電界の時間変化

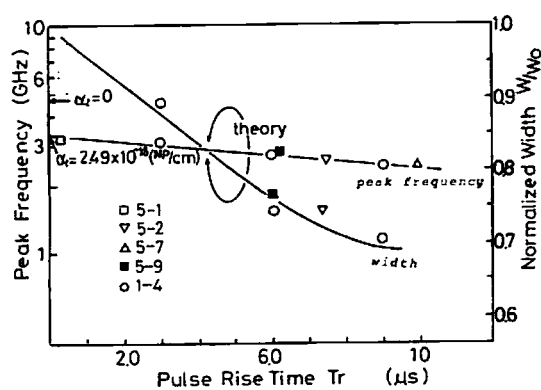


図4. パルス電圧の立上り時間を $0.4\mu\text{s}$ から $9\mu\text{s}$ まで変化した時の発生する音波の小信号領域境界付近の周波数スペクトル幅 W_0 : dc電界を印加した時のスペクトル幅

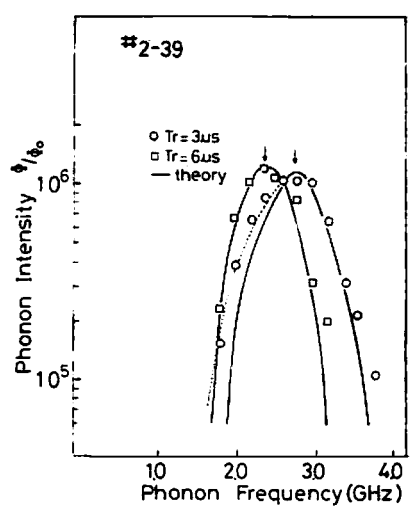


図3. $T_r=3\mu\text{s}$ と $6\mu\text{s}$ の場合の音波の小信号領域境界付近の周波数スペクトル分布

畑 朋彦, 丹羽正昭, 渡田敏雄
(金沢大・工学部)

CdS 単結晶に吸収端波長付近の単色光を照射し、その下を音響ドメインが通過するとその瞬間だけ透過光量が増減する光変調を生じる。特に CdS の場合には入射光の偏波面 (e) が結晶の c 軸に平行 (e||c) が垂直 (e⊥c) かで基礎吸収特性が異なるので現象が非常に複雑となる。我々はドメインにより、(1) 実際に吸収端の変化する効果, (2) 等価的にバンド幅が変化して見える効果, を考えこれらが同時に起ると考えると現象をすべて説明できること became かったので報告する。

実験は抵抗率 $5.2 (\Omega \cdot \text{cm})$ の CdS 単結晶を c 軸に垂直に切り出した。実験方法は文献 (1) と同様である。1 kW のキセノンランプからの光を $510 \sim 540 \text{ nm}$ の単色光とし、偏光子を通して c 軸に平行または垂直に偏波面を固定した。透過光は図 1 のようにすべて集光し、光電子増倍管の出力を Boxcar 積分器を通して XY レコーダーに記録した。図 2 のような種類の試料で厚さ $d = 650 \mu\text{m}$ の比較的厚い試料で変調率の波長依存性を測定し、それを示したのが図 3 である。変調率はドメインの甘い場合の透過光量 I_0 , ドメインによる変化量を ΔI とし, $M = \Delta I / I_0$ で定義した。横軸の 0 % より上は透過光量の減少, 下は増加を示す。この図から e⊥c の場合には複雑な波長依存性を示すこと becomes 分かる。そこで, この e⊥c の試料で厚味を変わるとどうなるか, $d = 30, 200, 600, 800 \mu\text{m}$ の試料で調べた結果が図 4 である。この図から厚味の薄いものでは透過光量の減少しか観測できないが, 厚味が増えるとき増加形光変調も観測される。e||c の場合には厚味を変えても厚い場合には薄い場合に比べて必ずに変調率は多くなるが顕著な変化はない。e⊥c の場合には $30 \sim 800 \text{ nm}$ の全域で変調率はほぼ一定で最大値の波長が試料の厚味の減少と共に短波長側に移動した。これらの実験結果を矛盾なく説明するにはどのよ

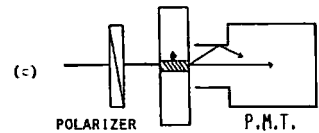


図 1. 散乱の影響を除去した透過光の集光方法

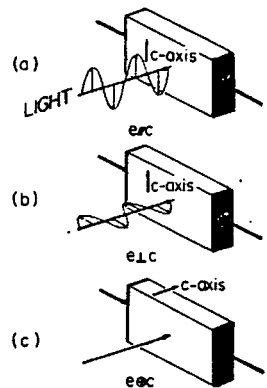


図 2. 実験に用いた試料の c 軸に入射光偏波面の関係。

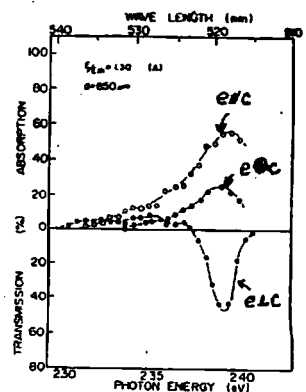


図 3. e||c, e⊥c, e||c の試料に対する変調率の波長依存性 ($d = 650 \mu\text{m}$)

うな機構があるかを考え、前述の2つを考えた。

等価的バンド幅変化とは図5に示すように、 $e//C$ と $e \perp C$ としては吸収端付近の吸収係数が異なっている。 $e \perp C$ の入射光がドメインの含む獲液音波に散乱されると $e//C$ となり吸収係数が減少し透過光量が増加する。 $e//C$ の場合には逆に減少することとなる。この機構では変調率は次のように表わすことができる。

$e \perp C$ 入射 ($e \perp C$) $\rightarrow$ ($e//C$)

$$M = \gamma_{\perp} \{ 1 - \exp(\alpha_{\perp} - \alpha_{\parallel}) \cdot d \} \quad (1)$$

$e//C$ 入射 ($e//C$) $\rightarrow$ ($e \perp C$)

$$M = \gamma_{\parallel} \{ 1 - \exp(\alpha_{\parallel} - \alpha_{\perp}) \cdot d \} \quad (2)$$

$e \oplus C$ 入射の場合にはこの変調は起らない。

$\gamma_{\perp}$, $\gamma_{\parallel}$ は散乱光量の割合で実験的に、 $\alpha_{\parallel}$, $\alpha_{\perp}$ は基礎吸収特性から求まる。この効果は厚みに大きく依存することになる。しかし、この効果を考えても、図4の透過光量の減少する効果を説明することは出来ない。しかし、これは $e \oplus C$ で観測される(1)厚みに依存しない本質的吸収と(2)厚みに大きく依存する等価的バンド幅変化の効果が同時に起ると考えると理論的にも完全に図3,4の実験結果を説明することができる。

つぎに、 $e \oplus C$ の本質的吸収がどうして起るかを調べるため、 $\Delta\alpha \sim -1/d \cdot \ln(1 - \Delta I/I_0)$ で近似し対数表示で図6に示した。直線は最小二乗近似したが、 $e \oplus C$, $e//C$ とほぼ一点で交わる。この交点は光学的バンド幅に一致し、GaAsの場合と同様 $\Delta\alpha(\omega) \propto \exp[(\hbar\omega - E_g)/\alpha]$ で表わすことができる。 α は音響パラメータでここでは印加電界を変化し α を変化した。 $e//C$ の場合には等価的バンド幅変化の効果が小さいのでこころみに示したものである。

我々は別の実験からこの変調は音響波によってもたらされた高周波の圧電界による ac Franz-Keldysh 効果であろうという確証を得ている。

以上、CdS の音響ドメインによって生じる光変調は上述の2つの効果が重畳して起ることを示した。尚、本質的吸収は Franz-Keldysh 効果によることを示す。

文献

1) T. Hata et al., Appl. Phys. Letters. 31 (1977) 247.

2) D. L. Spears and Bray, Appl. Phys. Letters; 12 (1970) 152/

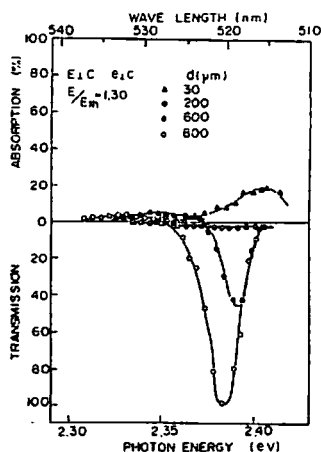


図4. $e \perp C$ の試料で透過の厚みの試料に対する変調中の濃度依存性

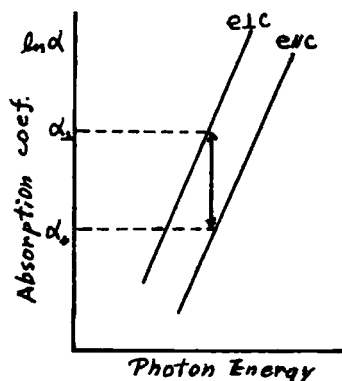


図5. 等価的バンド幅変化の説明
吸収端付近の吸収係数 α

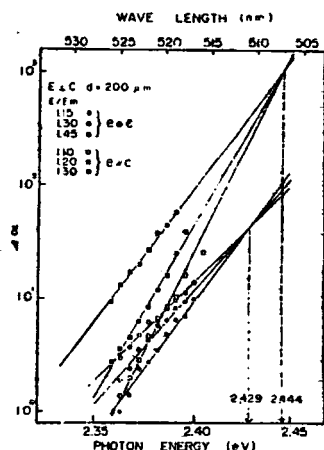


図6. $\Delta\alpha$ の厚み依存性

御子柴宣夫 和佐憲治 坪内和夫 (東北大通研)

われわれは、光音響分光法(PAS)が半導体中の非発光過程や欠陥分布を直視する測定法として、極めて有力であることを見出した。ここでは、Si, CdS, GaAs についての測定結果を述べることにする。

測定のプロックダイアグラムを図1に示した。光源としては、He-Neレーザ、Krレーザ、色素レーザ、Xeランプ、Wランプなどを測定対象に応じて選択した。光はchopperを通して試料に照射し、DCスパッタ法で作製したZnOトランスジューサ(中心周波数: 370 MHz)で検出した。

欠陥分布の測定には、レーザ光をレンズでしぼり(約200 μm ϕ)試料に照射し、試料をメカニカルステージに乗せて掃引した。一例として図2に、He-Neレーザを用いたSiでのPA信号とX線トポグラフの対応を示す。一番上に示されているPA信号の分布を等高線で示したのが真中の図である。ここで特徴的なことは、Xで示したPA信号のピークに対応する欠陥が、X線トポグラフでは見られぬ点である。

図3にCdSでのPAスペクトルを示す。図にはエキシトンに対応する構造、光電導の測定で得られていた shallow states ($P_1 \sim P_7$)に対応する構造、および長波長側に結晶の欠陥(傷)と対応する構造が見られる。 P_2, P_4, P_5 が発光センター、 P_1, P_3, P_6, P_7 が非発光センターであることが同定できた。この結果はフォトルミネッセンス測定ともよく一致している。

図4にGaAsのPAスペクトルを示す。図4(a)は、GaAsの吸収スペクトルに対応したPAスペクトルであり、非発光レベルと思われるものはバンドギャップ中に見られぬ。同じ試料を O_2 ガス(0.1 Torr, 試料温度: 200°C)中に6時間放置した後のスペクトルを図4(b)

に示す。レベルAの成長が見られる。さらに同試料をHClでエッチした後は、図4(a)のスペクトルにもどった。従って、レベルAはGaAsの表面付近のレベル(Oの汚染かAsのvacancy)であり、半導体レーザの端面劣化の一つの原因となるものと考えられる。尚、表面をきれいにして E_g 付近のスペクトルを調べたところ、転位に由来すると思われるPAレベルがPLスペクトルの位置に見出された。

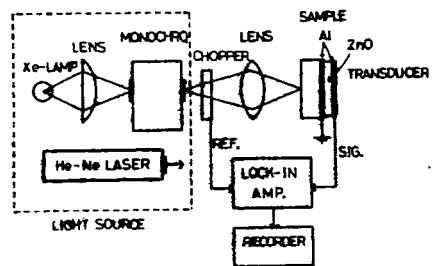


図1. 光音響分光法(PAS)による測定のプロックダイアグラム

* Investigation of Nonradiative States in Semiconductors by Photoacoustic Spectroscopy
By Nobuo Mikoshiba, Kenji Nasa and Kazuo Tsubouchi (Tohoku University)

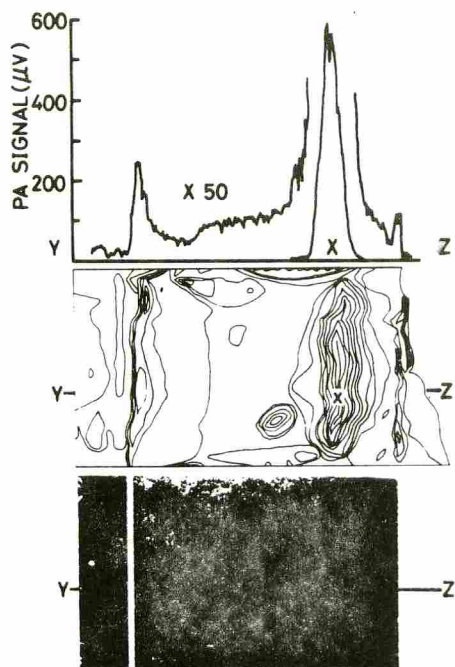


図2. He-Neレーザーを用いたSiでのPA信号とX線トポグラフ(真中の図は、一番上のPA信号の分布を等高線で示したもの)

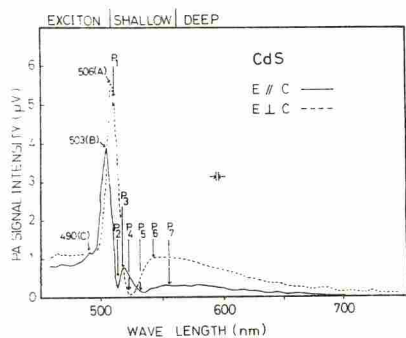


図3. CdSでのPAスペクトル。エキシトンに対応する構造、光伝導測定で得られた shallow states ($P_1 \sim P_7$) に対応する構造などが見られている。

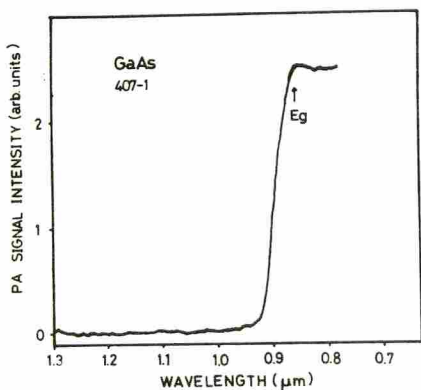


図4a) GaAsのPAスペクトル(光吸収スペクトルに対応している)

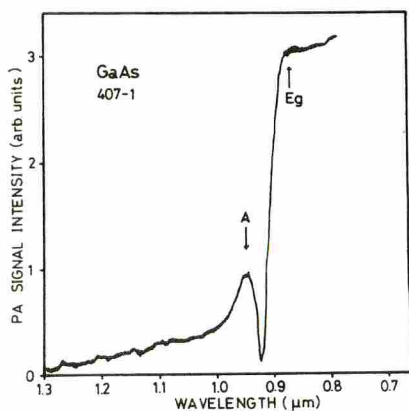
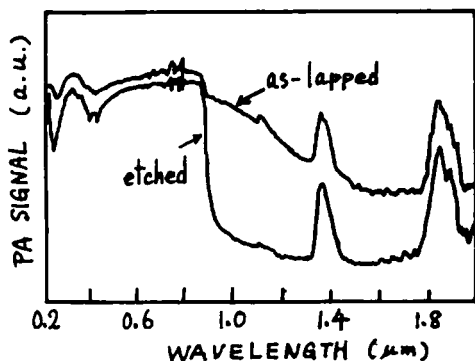


図4b) 左の試料を O_2 ガス中に6時間放置した後のスペクトル(レベルAの成長が見られる)

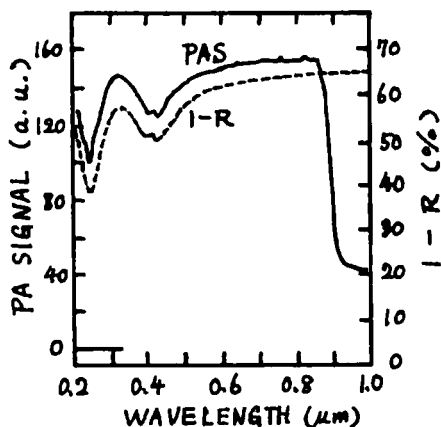
徳本 洋志 徳本 圓 石黒 武志 (電子技術総合研究所)

光音響分光 (PAS) 法は、物質に吸収された光のうち非輻射過程を通して熱に変換された部分を観測するもので、物質の光学定数・熱的性質・欠陥分布等の情報を提供する。この観点から近年固体試料にも適用されている。ここでは自由担体による光吸収が無視できる高抵抗 GaAs を用いて、マイクロホン検知による PAS 測定を行ったので報告する。

測定には PARC 社の PAS スペクトロメーター (Model 6001) を用いた。PA 信号の強度は、パイロエレクトロニック検知器で光源強度の変化分を補正し、カーボン・ブラック標準試料に対する信号で規格化した。光のチョップ周波数は 40 Hz に固定した。実験に用いた試料は Cr あるいは O_2 をドープした高抵抗 GaAs で空盤での比抵抗は $10^6 \Omega \cdot \text{cm}$ 以上、光の入射する面の大きさは約 $5 \times 4 \text{ mm}^2$ である。測定は試料を成形した後、化学エッチの前後に対して行った。第 1 図にその PA スペクトルを示す。スペクトルはエッチングの前後で大きく変化しているが、 $0.8 \mu\text{m}$ に基礎吸収端による急激な立ち上がりを示し、それより短波長域に構造、長波長域に 3 つのピーク (試料セル内の水分による) と背景の信号が現われている。短波長域では光の吸収係数が非常に大きく ($\approx 10^4 \text{ cm}^{-1}$)、光は表面近くで全て吸収され PA 信号は吸収係数・波長に依存しなくなるとされている (PAS の飽和効果¹⁾ と呼ばれる)。したがって、この領域で得られたスペクトル構造は従来の PAS 理論²⁾ では説明できない。既に報告されている反射スペクトル $R(\lambda)$ と比較した結果、第 2 図に示すように飽和領域の PA スペクトルの構造が反射スペクトルの効果として説明できる。長波長域にみられる PA 信号はエッチングによって大きく減少している。



第 1 図 PA スペクトル



第 2 図 PA スペクトルと $1-R(\lambda)$ スペクトル

*Photoacoustic Spectrum in High-Resistivity GaAs
By Hiroshi Tokumoto, Madoka Tokumoto, and Takehiko Ishiguro
(Electrotechnical Laboratory)

試料の厚み l を変えて PA スペクトルを測定した結果から求めた、波長 $0.85 \mu\text{m}$ (飽和域 ●印) と $1.2 \mu\text{m}$ (長波長域 ▲, X, ○印) での PA 信号の l 依存性を Fig. 3 に示す。この測定では、試料はグリッドでバッキングを行っている。Fig. 3 にみられる薄い試料での信号の増大は、GaAs における 40 Hz での熱拡散長 (μ) が 0.6 mm であり、試料の厚みが 0.4 mm 以下では $l \ll \mu$ となることから説明できる¹⁾。

ここでは表面の加工層による PA 信号への効果に注目し、長波長域での信号を飽和域のそれで規格化する (Fig. 4)。その結果表面加工層のない場合 (○) は殆んど厚み依存性がなくなり、試料前面に加工層がある場合 (▲) は厚みに関係なく加工層のない場合より PA 信号が大きくなっていることが判る。試料の背面に加工層がある場合 (X) は厚みが約 0.7 mm より大きい場合と小さい場合で異なる振舞いをしている。即ち、厚みが 0.7 mm 以下では前面に加工層がある場合に、 0.7 mm 以上では次第に加工層のない場合に近い。このことは試料の厚みが熱拡散長 μ より大きくなる ($l > \mu$) と試料前面に背面で発生された熱が到達しないためである。このことから、PAS 測定によって熱拡散長内にある欠陥の表面からの深さを探ることができると判る。

以上、高抵抗 GaAs における PAS 測定から

- (1) 従来無視されていた飽和領域の PA スペクトルが反射効果を取り込んで説明できる。即ち、PA スペクトルの解釈には反射効果を考慮しなければならない。
- (2) PAS 測定から試料固有の性質を引き出すためには表面処理を充分に行わなければならない。
- (3) PAS 測定から欠陥の表面 2 次元分布のみならず深さ方向への分布を探ることが出来る。

が明らかになった。

有益な討論と助言を頂いた佐野氏 (筑波大)、野崎健氏、田島道夫氏、飯塚隆氏に感謝の意を表す。

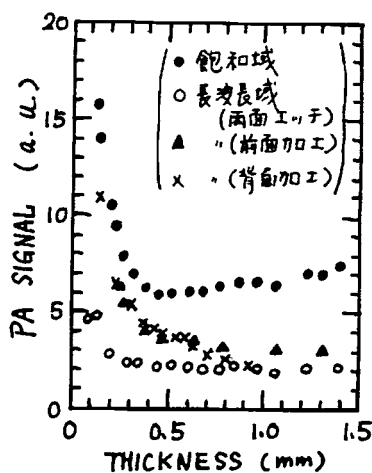


Fig. 3 厚み依存性

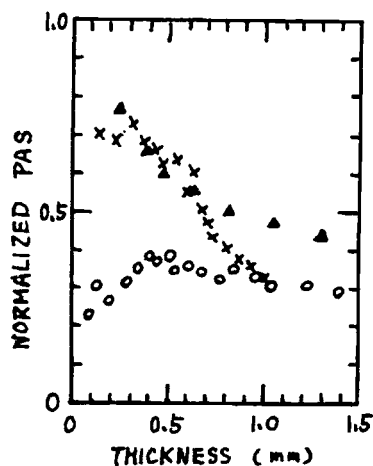


Fig. 4 規格化された PA 信号の厚み依存性

1) A. Rosencwaig and A. Gersho: J. Appl. Phys. **47**, 64 (1976).

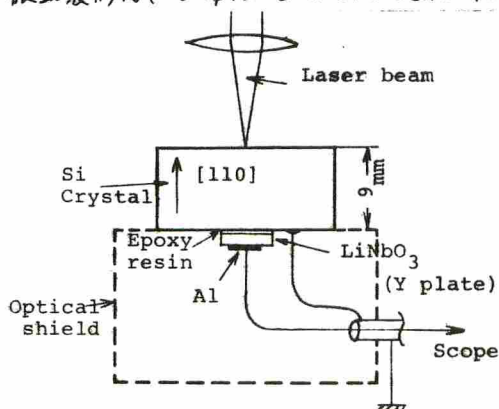
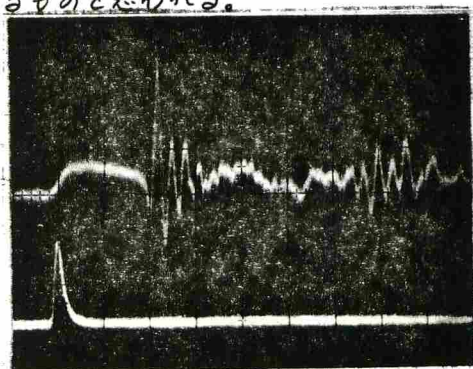
2) H. R. Philipp and H. Ehrenreich: Semiconductors and Semimetals ed. by R. K. Willardson and A. C. Beer (Academic Press, NY and London, 1976) **3**, 93.

) 鳳 紘一郎 (電子技術総合研究所)

レーザー・アニーリングは、半導体表面に高出力レーザー光をパルス的に照射し、表面を瞬時的に加熱して、イオン注入に伴う損傷の回復やエピタキシャル成長を行わせる熱処理法で、不純物の拡散が起らない(固相の場合)、固溶限以上の量の不純物が析出することなく結晶中に取り込まれる、など平衡状態の熱処理では実現できない特徴を有するため、この2,3年集中的に研究が行われている。¹⁾ ししながらレーザー照射中の試料の状態をモニタする実験としては、溶融に伴う光反射率の変化の測定がなされているのみであり、²⁾ 実用装置としての制御性を確立するためにも照射中の試料に起っている現象をいろいろな手段で調べる必要がある。我々は Si のレーザー・アニーリングに伴って発生する音波を検出する実験を行ったので、ここにその結果を報告する。

実際のレーザー・アニーリングはウェファ状試料に対して行われることが多いが我々はまず音響的境界条件の単純なものから始めるために、 $\phi 1$ 図に示すような、厚さ 9 mm、上、下面が $18 \times 10 \text{ mm}^2$ の Si ブロックを試料として実験を行った。レーザーは Nd:YAG Q スイッチ・レーザー(波長 $1.06 \mu\text{m}$ 、TEM₀₀ モード)で、パルス幅は 100 ns、試料面上でのスポット直径は $70 \mu\text{m}$ とした。Si ブロックの下面には LiNbO₃ の Y 板($5 \times 5 \text{ mm}^2$ 、厚さ 0.6 mm)をエポキシ樹脂で貼りつけ、厚み方向の圧電信号を検出するように Al 電極(3 mm ϕ)を蒸着した。

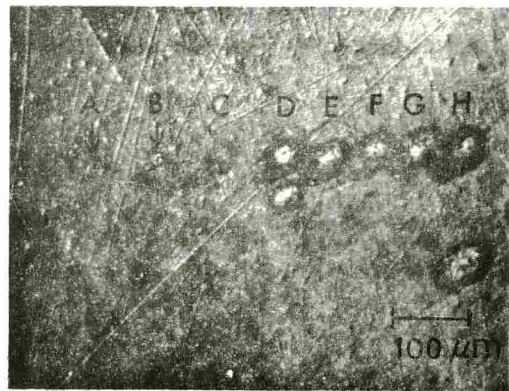
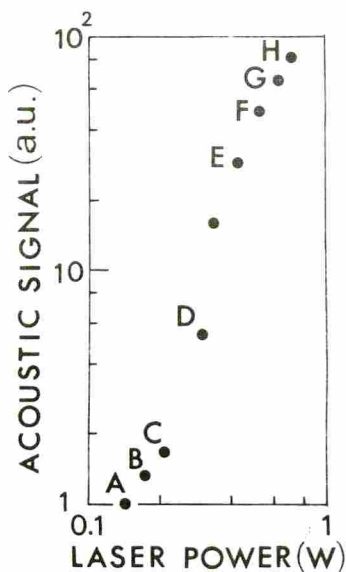
レーザー照射に伴って発生する信号をオシロスコープで観測した結果を $\phi 2$ 図に示す。レーザー照射から約 1 μs 後に振動波形が見られ、この遅れ時間は Si 中の $[110]$ 方向の縦波の伝播時間と一致する。振動の周期は 0.16 μs で、LiNbO₃ Y 板の厚み方向の固有振動周期とほぼ一致する。約 3 μs の遅延で現われるもう一つの振動波形は、triple transit echo によるものと思われる。

 $\phi 1$ 図 実験方法の概略図

$\phi 2$ 図. レーザー照射に伴う音波信号
(Hor. 0.5 $\mu\text{s}/\text{div}$)
(上) 音波信号 (Vert. 1 mV/div)
(下) レーザーパルス

* Photoacoustic Effect in Laser Annealing.

By Koichiro Hoh (Electrotechnical Laboratory)



※4図 レーザー照射後の試料表面

(両図中のアルファベットは互に対応する)

※3図 音波信号強度のレーザー・パワー依存性

レーザー・パワーを変えた時の音波信号の変化の様子を※3図に示す。この測定はレーザー・パルスを手動で一発ずつ発振させ、その都度照射点を数十 μm 移動させて、常に virgin surface に光が当るようにして行った。したがって測定後の試料表面を顕微鏡で見ると※4図のようになっており、※3図と対応させると、Si 表面にわずかに溶融が見られるとき音波が検出され始め (A 点)、溶融痕が明瞭になる C より上のレーザー・パワーで音波信号の急激な増大が見られることがわかる。

本実験に類似の報告としては Rosencwaig と Willis³⁾ による多層誘電体膜および金属の光学ミラーのレーザー損傷における photoacoustic 信号の観測があるが、損傷の発生する前後で音波強度に不連続のある点我々と異なり、また音波強度のレーザー・パワー依存性にも異なる点が多い。それらの対比を含め、我々の実験結果はなお詳細な解析を要するが、定性的にはレーザー・アニーリングに特有の温度の急激な変化 (数百 ns の間に $\pm 1000^\circ\text{C}$) のために、固体媒質を通じての音波の検出が通常の PAS 実験より容易になっていると考えられる。

レーザー・アニーリングのモニタ法として考えると、従来の光反射の測定では溶融前後の反射率の変化は3倍程度で、また溶融層の厚さがプローブ光の侵入深さと同程度になってから先は反射光強度が一定になってしまうのに対し、photoacoustic 信号は溶融の増大に伴って100倍以上の変化を示すので、レーザー照射過程を調べる上で photoacoustic 法は光反射法と異なる特徴を発揮することが期待される。

有益な討論と助言を頂いた石黒武彦室長に感謝する。

(文献)

- 1) 宮尾, 徳山: 応用物理 48 (1979) 664.
- 2) D.H.Auston et al.: Appl. Phys. Lett. 33 (1978) 437 (ほか).
- 3) A.Rosencwaig and J.B.Willis: Appl. Phys. Lett. 36 (1980) 667.

末宗 幾夫 山西 正道 川野 董 (広島大 工学部)
御子 柴 宣夫 (東北大 通研)

我々は、半導体レーザにおいて音響信号が生じていることを確認した。今回、この音響信号が半導体レーザの動作特性と密接に関連していることを見出したので報告する。

測定方法は、レーザを厚さ1~10mmの真ちゅうブロックの上にマウントし、ブロックの反対側の面に厚さ0.3mmのPZTをはりつけ、出力信号を増幅してボックスカ横分器で観測した。このマウントでレーザなし、レーザをマウントした場合の出力を各々図2(a)(b)に示す。図2(b)の信号を100μs測定し、3番目のピーク値をプロットすると図1のように電流の約1.2Aに比例していることがわかる。図1,2は電流注入用電極200×500μm²のGaAs-Ga_{1-x}Al_xAs系DHレーザ(共振器長750μm)を用いた場合であり、発振しきい値電流(I_{th})は3.8Aである。これに対して共振器長270μmのCSPレーザを用いた場合の測定結果を図3~6に示す。図3のようにこの場合の音響信号は、発振しきい値電流128mA前後でほぼ完全に飽和する。発振スペクトルは220mAまで単一のモードが主に発振しており、半導体レーザ内でのホールバーニング効果との関連が予想される。この点は図1で述べたブロードコンタクトのレーザと大きく異なる。また図5の光-電流特性では180~200mAでキンクが生じており、8190Å付近で発振しているモードのスペクトル半値幅がこの電流範囲で急に変化している。これに対応して音響信号も160~210mAの範囲で急な変化を示す。このようにモードコントロールされたCSPレーザでは、半導体レーザの動作特性と音響信号が強い関連性を持つことが確認され、今後半導体レーザの発振状態、発振効率、信頼性等を調べる上で有力な測定法になると考えられる。最後にCSP Waferを提供していただいた日立中研梅田淳一氏に深く感謝します。 文庫代り末宗他: S55年秋学期初学全予稿

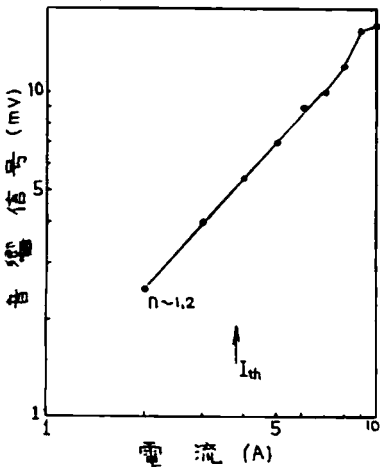


図1 音響信号の電流依存性 (パルス幅0.2μs, 100Hz)

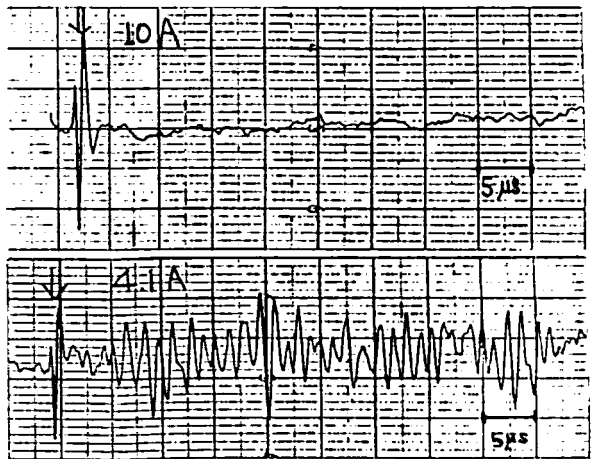


図2 ボックサー信号 (a)レーザなし (b)レーザあり (yは電圧)

*Observation of Acoustic Signals from Semiconductor Lasers.
By Ikuo Suemune, Masamichi Yamanishi, Tadasu Kawano (Hiroshima Univ.)
and Nobuo Mikoshiba (Tohoku Univ.)

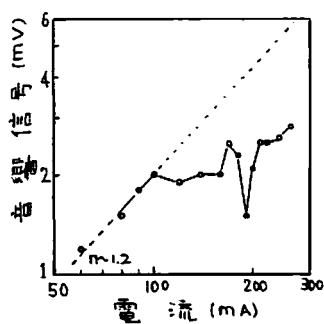


図3 音響信号の
電流依存性
1 μ s 幅 0.3 μ s
くり返し 1KHz
CSP レーザ
共振器長 270 μ m
(図4~6と)

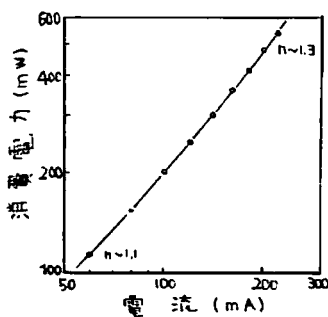


図4 CSPレーザ
の消費電力

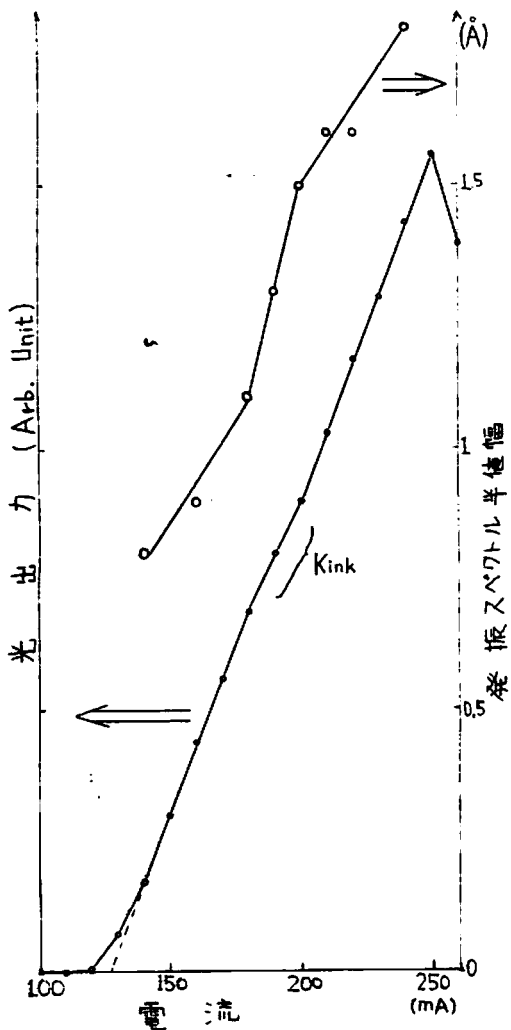


図5 光出力, 発振スペクトル半値幅 ($\sim 8190\text{\AA}$) の電流依存性

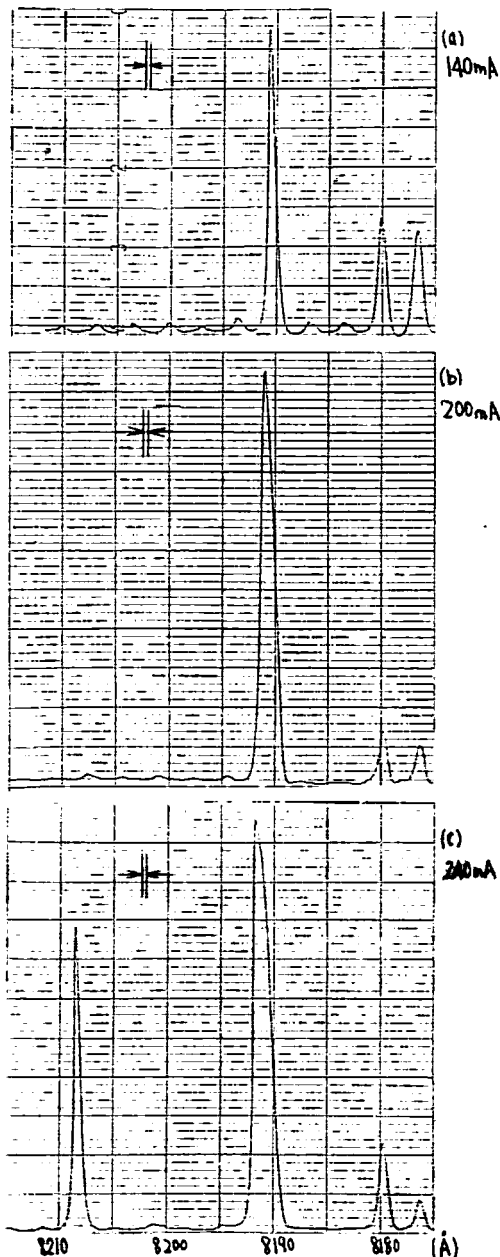


図6 発振スペクトル

後藤 信夫 宮崎 保光 赤尾 保男 (名古屋大学 工学部)

(1) まえがき 光分波器、光フィルタは、光ICを用いた光情報処理、及び多重波長光通信システムにおける重要な素子である。筆者らは、2つの導波路からなる多層薄膜光結合器に、弾性表面波(SAW)を作用させる新しい型の光分波器を提案し、その研究を進めている。ここでは、多重波長に対する能動的な光分波器、チューナブルフィルタへの応用を目的として基礎的な検討を行なう。

(2) SAWによる結合量制御¹⁾ 図1に素子構造を示す。Y-cut LiNbO_3 上に Nb_2O_5 / Ta_2O_5 / ZnS の薄膜を重ねた光結合器に櫛形電極をとりつけ、光波とSAWを

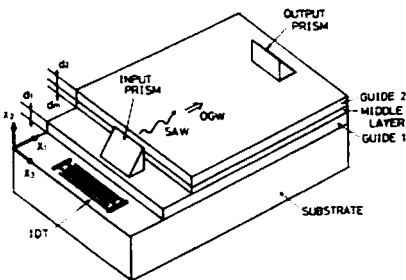


図1. 多層薄膜型光分波器

collinearに相互作用させる。図2は、導波路1に光パワー P_1 の光波を入射したとき、相互作用長 L の点で導波路2に伝わるパワー P_2 のSAWによる影響を示したものである。

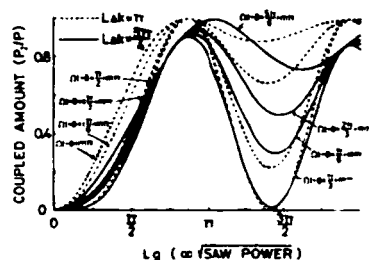
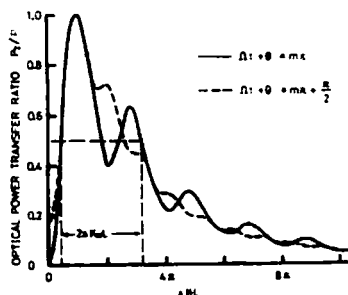


図2. SAWによる結合量制御

パワーは比例する量、 ΔK はSAW伝搬定数 K と光波の偏、奇モードの伝搬定数 k_e , k_o とのブラッグ条件からのずれである。 $(\Delta K = k_e - k_o - K)$ 図3に P_2/P_1 の $\Delta K L$ への依存性を示す。

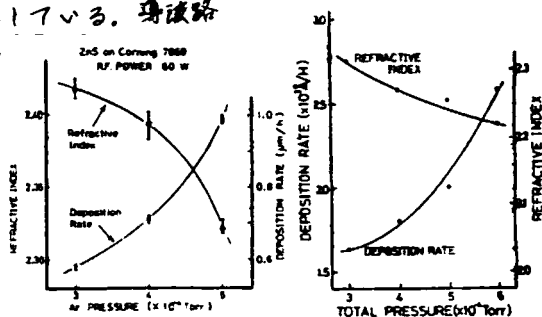
図3. 光波遷移比の $\Delta K L$ 依存性

(3) 導波薄膜の作製²⁾ 薄膜は表1の条件で4極RFスパッタリング法により作製した。図4,5は ZnS と Nb_2O_5 のガス圧に対する成膜率、成長率の変化を示している。導波路の膜厚は、波長 $0.6328\mu\text{m}$ において、導波路1,2、及び中間層を $d_1=0.911$, $d_2=0.329$, $d_m=0.2\mu\text{m}$ に設計した。素子の光伝搬損失は 2dB/cm であり、膜の表面状態も滑らかな良好な導波路である。

表1. スパッタ条件

Target	Ar	Ta	ZnS
Gas Pressure ($\times 10^{-4}$ torr)	4.5	4.0	4.0
Anode Current (A)	2.5	5.0	4.0
Magnetic Field (Gs)	28	28	28
R.F. Power (W)	100	100	80
Sputtering Time	40.30m	31m	31m

(4) 薄膜のSAWへの影響³⁾ 導波薄膜のSAW伝搬に与える影響、及びSAWによる結合量制御の効率改善法を調べるた

図4. ZnS 成膜率と圧力の関係 図5. Nb_2O_5 成膜率と圧力の関係

*Characteristics of Multilayered Thin-Film Optical Tunable Separators using Surface Acoustic Waves

By Nobuo Goto, Yasumitsu Miyazaki and Yasuo Akao (Nagoya University)

め、図6の系で解析を行なった。表1の条件で作製した膜は非晶質であるため薄膜は等方性と仮定し、その弾性的特性を決める膜媒質内の横波速度 $\hat{v}_s$ と縦波速度 $\hat{v}_l$ を変化させて歪の様子を調べた。

図7は、 $\hat{v}_l$, $\hat{v}_s$ を変えたときの分散曲線であり、図8に歪分布を示す。この結果より、膜が薄い場合、膜内の歪分布は、その膜媒質のPoisson比 σ が小さい程、歪が大きくなることわかる。

制御効率を改善するには、一方の導波路に σ が小さく光弾性定数 n の大きな材料、他方に σ の逆のものを用いればよい。

[5]波長選択特性⁴⁾ 光結合器を多重波長用光分波器、キューナブル光フィルタへ応用するため、図9. 通過帯域幅

通過帯域幅、キューニング程度、制御に要するSAWパワを計算した。図9~11は波長 $0.6328\mu\text{m}$ において設計した素子の結果である。また波長 $1.3\mu\text{m}$ において設計した素子についても同様な結果を得た。

この新しい素子は他の音響光学効果を用いた素子に比べ狭帯域、低SAWパワの他に次のすぐれた特長を有する。2つの導波路での入出力光のモードが同じ偏波(例えばTE波)であり、分波光が空間的に分離でき、他の素子との結合が容易である。また設計に関するパラメータが多く制御がしやすく、ここに示した特性はさらに改善され、目的に応じたものができると。さらに、この素子は図12に示すような3次元構造の分波器への応用ができる。

[6]あとがき 多層薄膜型キューナブル光結合器の基礎特性を調べ、その有用性を明らかにした。現在、実験的にこれらの特性の確認を行なっている。

[文献] 1) T.Kondo, Y.Miyazaki and Y.Akao: JJAP Vol.17 p.211 (1978)
2) M.Nakahara, Y.Miyazaki and Y.Akao: Proceeding of the 2nd meeting on Ferroelectric Materials and Their Applications E-6 p.49 (1979)
3) 後藤, 宮崎, 赤尾: 信学技報 US 91-39 (1979)
4) 後藤, 宮崎, 赤尾: 昭55 信学会全大 2P7 (1980)

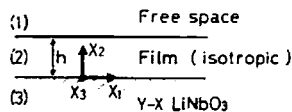


図6. SAW伝搬構造

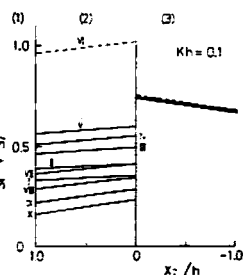


図8 歪分布

(1) air
(2) film
(3) substrate

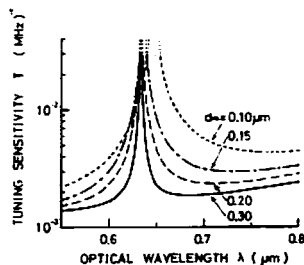
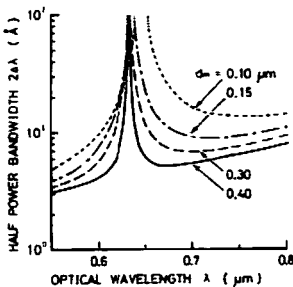


図9. キューニング程度 $T = \frac{d\lambda}{d\lambda}$
(λ : 光波長, λ : SAW周波数)

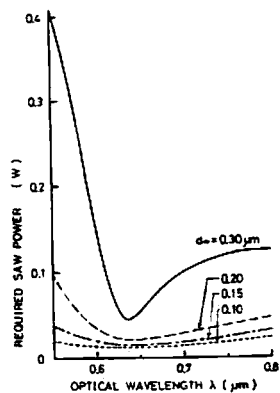


図10. 制御に必要なSAWパワ

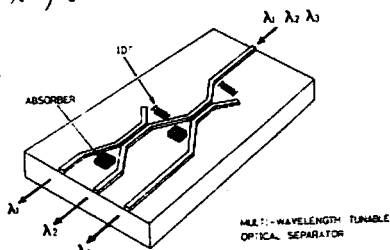


図12. 多重波長用光分波器