

# 光学的方法による超音波音場の断面と指向性の可視化

Visualization of the Cross Section and Directivity of a Ultrasonic Beam using Optical Techniques

山崎正之\*・根岸勝雄\*  
Masayuki YAMAZAKI and Katsuo NEGISHI

## 1. ま え が き

超音波と光の相互作用は古くから多くの研究者によって研究され、その結果、散乱光の強度、指向性とか周波数といったパラメーターが入射光や超音波の強度、強度分布、周波数といったパラメーターに依存していることがわかっている。これらのことは、入射光や超音波のパラメーターを変えることによって散乱光のパラメーターをかなり自由に制御できるということをあらわしている。別の見方をすれば、散乱光のパラメーターをしらべることによって、直接感知することのできない超音波のパラメーターを知ることができるということもしめしている。前者の例としては、音響光変調器<sup>1)</sup>、光偏向器<sup>2)</sup>やパルス・コンプレッサー<sup>3)</sup>等があげられる。こういった装置は光情報処理の関連機器として近年非常に勢いで発展しつつある。後者の例としては、音場の探査<sup>4)</sup>や超音波の波長の測定<sup>5)</sup>等をあげることができる。

ここでは、超音波が弱いとき、散乱光の近距離回折場で成り立つ関数関係式<sup>6)</sup>を出発点として、Korpel や Hance と Tsai<sup>7)</sup>が開発した音場断面の可視化に検討を加えるととも可視化について行なった実験の結果と遠距離場における散乱光の回折像を用いて音場の指向性を観測した結果について報告する。

## 2. 理 論

参照座標系  $(x, y, z)$  を図1に示すようにとる。超音波による  $(x, z)$  面上での密度変動を  $\Delta\rho(X, 0, Z)$  とし、 $(y, z)$  面上での入射光の電場を  $E(0, Y)$  とする。ここで、 $\Delta\rho(X, 0, Z)$  の  $Z$  依存性がかなりゆるやかでしかも  $E(0, Y)$  が  $Z$  に依存しないとすると、点  $(x, y, z)$  における  $+1$  次の散乱光の電場は次のように近似できる<sup>6)</sup>。

$$E_s(x, y, z) = \iiint_{-\infty}^{+\infty} dXdYdZ \Delta\rho(X, 0, Z) E(0, Y) \times \frac{\exp[ik\{(x-2\mu_0^2 X + 2\lambda_0\mu_0 Y)^2 + [(x-2\mu_0^2 X + 2\lambda_0\mu_0 Y)^2 + (y - (1-2\mu_0^2)Y + 2\lambda_0\mu_0 X)^2 + (z-Z)^2]^{1/2}\}]}{[(x-2\mu_0^2 X + 2\lambda_0\mu_0 Y)^2 + (y - (1-2\mu_0^2)Y + 2\lambda_0\mu_0 X)^2 + (z-Z)^2]^{1/2}} \quad (1)$$

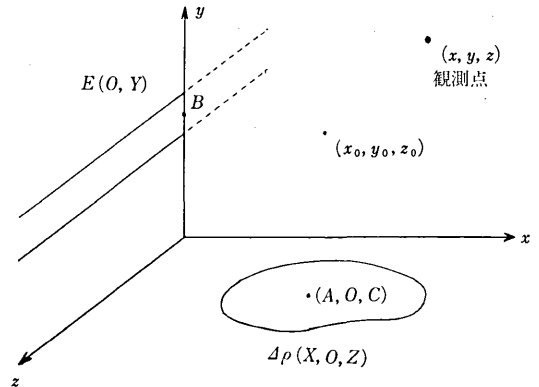


図1 三次元の音響光散乱  
音波による  $(x, z)$  面上の密度変化を  $\Delta\rho(X, 0, Z)$  とし、 $(y, z)$  面上の入射光の振幅を  $E(0, Y)$  とする。  $E(0, Y)$  は  $Z$  には依存しない。

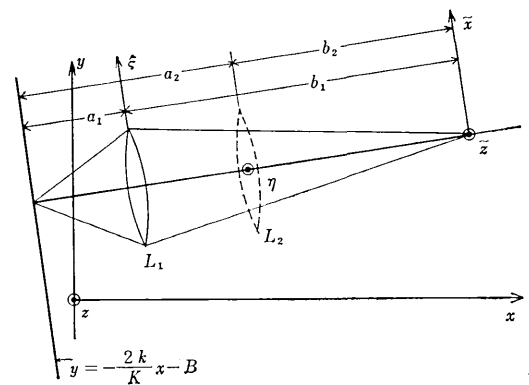


図2 音場断面可視化の光学系  
円筒レンズ  $L_1$  の軸は  $(x, y)$  面に垂直で、 $L_2$  の軸は  $(x, y)$  面内にある。

ただし、 $k$  は入射光の波数である。音波の波数を  $K$  としたとき、 $\mu_0 = K/2k$ 、 $\lambda_0 = \sqrt{1 - (K/2k)^2}$  である。(1)式は、点  $(A, 0, C)$  を中心に持つ球面音波と直線  $Y=B$  を軸とする円筒入射光の相互作用の結果発生する散乱光は点  $(2\mu_0^2 A - 2\lambda_0\mu_0 B, (1-2\mu_0^2)B - 2\lambda_0\mu_0 A, C)$  を中心に持つ球面波のごとくふるまうということを形式的にしめている。

図2に示す光学系を用いると、 $(\bar{x}, \bar{z})$  面上では、散乱光の振幅分布は次のようになる。

\* 東京大学生産技術研究所 第1部

研 究 速 報

$$\begin{aligned}
 E_s(\bar{x}, \bar{z}) &= \iiint_{-\infty}^{+\infty} dX dY dZ d\xi d\eta \Delta\rho(X, 0, Z) E(0, Y) P(\xi, \eta) \\
 &\times \exp\left\{i\left[K\frac{\xi}{a_1}X - k\frac{\xi}{a_1}Y + \frac{K}{2}Y\right]\right\} \exp\left\{-ik\left(\frac{\eta}{a_2}\right)Z\right\} \\
 &\times \exp\left\{-i\left(k\frac{\xi}{b_1}\bar{x} + k\frac{\eta}{b_2}\bar{z}\right)\right\} \quad (2a)
 \end{aligned}$$

ただし、円筒レンズ  $L_1$  と  $L_2$  の焦点距離をそれぞれ  $f_1$  と  $f_2$  としたとき

$$\begin{aligned}
 (1/a_1) + (1/b_1) &= 1/f_1 \\
 (1/a_2) + (1/b_2) &= 1/f_2
 \end{aligned} \quad (3)$$

である。  $P(\xi, \eta)$  はレンズの瞳関数である。瞳関数が

$$P(\xi, \eta) = \begin{cases} 1, & (l/2) > \xi > -(l/2), (L/2) > \eta > -(L/2) \\ 0, & \text{その他} \end{cases} \quad (4)$$

のときには、散乱光の電場は

$$\begin{aligned}
 E_s(\bar{x}, \bar{z}) &= \iiint_{-\infty}^{+\infty} \Delta\rho(X, 0, Z) E(0, Y) e^{iKY/2} \\
 &\times \text{sinc}\left\{\frac{l}{2}\left[\frac{KX}{a_1} - \frac{kY}{a_1} - \frac{k\bar{x}}{b_1}\right]\right\} \\
 &\times \text{sinc}\left\{\frac{L}{2}\left[\frac{kZ}{a_2} + \frac{k\bar{z}}{b_2}\right]\right\} dXdYdZ \quad (2b)
 \end{aligned}$$

ただし  $\text{sinc } x = \sin x/x$  である。

特に  $l \rightarrow \infty, L \rightarrow \infty, E(0, Y) = |E(Y)|e^{-iKY/2}$  とすると

$$E_s(\bar{x}, \bar{z}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta\rho\left(X, -\frac{a_2\bar{z}}{b_2}\right) \left|E\left(\frac{K}{k}X - \frac{a_1}{b_1}\bar{x}\right)\right| dX. \quad (2c)$$

すなわち、散乱光の振幅分布は、音波と入射光の振幅のコンボリューションで与えられる。そこで入射光に円筒波を用いれば、散乱光の場はまさしく超音波の場と一致する。(2c)式からわかるように、この映像の倍率は  $\bar{x}$  方向では  $(K/k)(b_1/a_1)$  であり、 $\bar{z}$  方向では  $b_2/a_2$  である。レーレーの定義による  $\bar{x}$  方向の分解能は、幅  $W$  の一様振幅分布の入射光のとき、 $(k/K)W$  となる。 $\bar{z}$  方向の分解能については、近似式である(1)式を用いているので議論することはできない。Tsai<sup>8)</sup>等は 1GHz 近くの超音波を用いて、音場可視化の分解能について実験し、理論と良い一致を得たことを最近報告している。

散乱光を観測する場所が、相互作用している領域から十分はなれていき、フラウンホーフェル領域に入ると、(1)式は次のように近似できる。

$$\begin{aligned}
 E_s(x, y, z) &\propto \iint \Delta\rho(X, 0, Z) \exp\{iK[\sin\theta_0 \\
 &+ \sin\theta]X\} \exp(-ik\sin\phi_0 Z) dXdZ \\
 &\times \int E(0, Y) \exp\{-ik[\sin\theta_0 + 2\sin\theta]Y\} dY \quad (5)
 \end{aligned}$$

ただし、 $\sin\theta = -(K/2k), \sin\theta_0 \approx y/x, \sin\phi_0 \approx z/x$  とおき  $(K/2k)^2$  を 1 にくらべて無視した。(5)式を 2 次

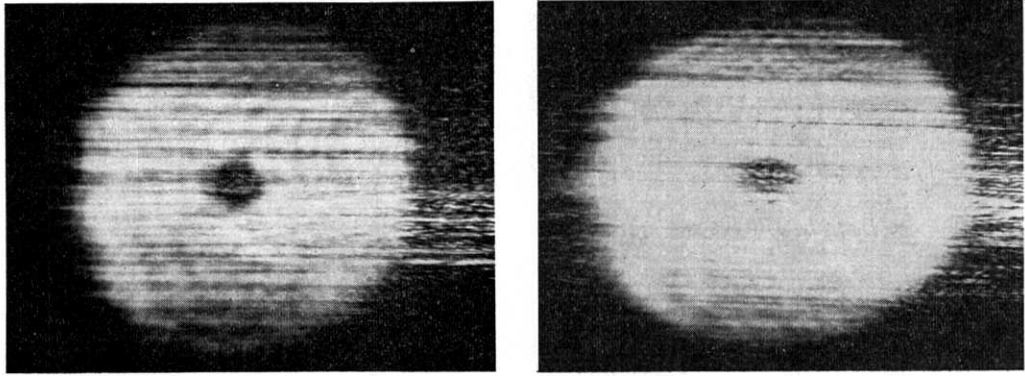
元になおした式は先に報告した結果<sup>9)</sup>ともちろん一致する。

ところで、フラウンホーフェル回折場は、位相部分を除いて散乱光の空間周波数特性をあらわす。したがって、(5)式は、超音波(入射光)を入力、散乱光を出力と考えたとき、光散乱系の周波数特性が入射光(超音波)の周波数特性で決定するということをあらわしている。このことより散乱光のフラウンホーフェル回折場(指向性)を調べることによって、光散乱系の分解能を空間周波数領域で検討することができる。さらに、十分絞った入射光を用いれば、超音波の指向性そのものを可視化できる。

3. 実 験

音場可視化の実験に用いた光学系は、Korpel<sup>7)</sup>のものとはほとんど同じ構成である。ここでは  $f_1 = 12.5\text{cm}, f_2 = 133\text{cm}$  の円筒レンズを使用した。光源は波長  $6328\text{\AA}$  出力約  $1\text{mW}$ 、TEM<sub>00</sub> モードで発振している He-Ne ガスレーザーである。超音波媒体には、温度約  $26^\circ\text{C}$  の水を用いた。超音波振動子には基本周波数が  $4\text{MHz}$  の二種類の水晶振動子を用いた。一つは、外径  $24\text{mm}\phi$  に  $15\text{mm}\phi$  の金蒸着膜電極を付けたもので、この電極の中央にホット側のリード線がはんだ付けしてある。この振動子を  $60\text{MHz}$  と  $68\text{MHz}$  で用いた。もう一つは、電極の形が  $6\text{mm} \times 10\text{mm}$  のく形で、リード線を電極にはんだ付けしないで、りん青銅の板ばねでおさえたものである。この振動子を  $36\text{MHz}$  で用いた。  $60$  と  $68\text{MHz}$  の場合の振動子自身の映像を図 3 にしめす。いずれの場合も、中央部に暗い部分が見られる。これは、電極リード線をはんだ付けした部分であって、その部分が振動していないことをしめすものである。  $60$  と  $68\text{MHz}$  の映像を比較すると、横方向の倍率が超音波周波数によって変化していることがわかる。この変化は理論から期待されるものと良く一致する。図 4 (a) と (b) は紙で作った矢印や文字 Y を振動子の直前においたときの映像である。図 4 (c) と (d) は直径約  $1\text{mm}$  の銅線で作ったスプリング・コイルと箱形の映像である。図 5 は  $36\text{MHz}$  のときの矢印とく形状の穴の映像である。  $36\text{MHz}$  と  $60\text{MHz}$  の映像を比較すると、  $60\text{MHz}$  の映像が横方向に流れている。これは超音波吸収による直進流の影響が  $60\text{MHz}$  のときの方がより大きいためと考えられる。

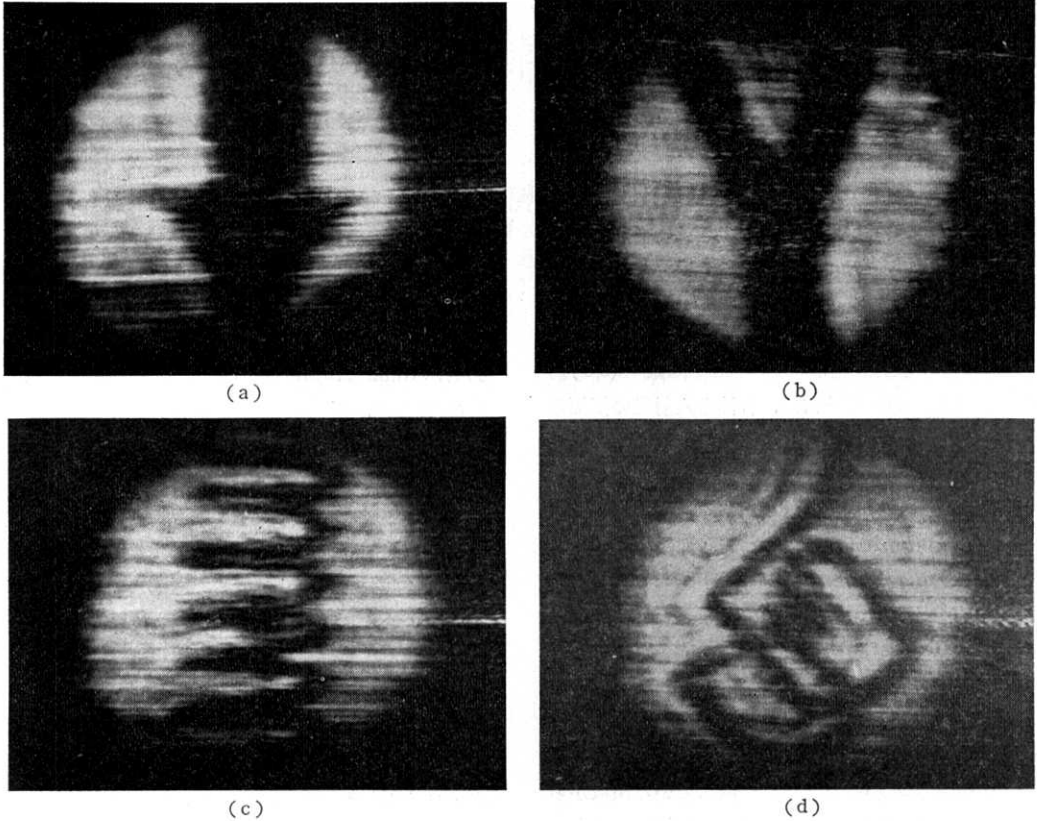
指向性の観測は図 6 の光学系を用いて行なった。振動子には前述の外径  $24\text{mm}\phi$  のものを使用した。結果を図 7 にしめす。左側の回折パターンは 0 次、すなわち、入射光の指向性をしめし、右側の回折パターンは +1 次の散乱光の指向性をしめしている。両者をくらべると、



(a) 60 MHz

(b) 68 MHz

図 3 振動子自身の映像  
明るい部分が振動しているところ、暗い部分が振動していないところ。



(a)

(b)

(c)

(d)

図 4 60 MHz 超音波による映像  
(a)(b)紙で作った矢印と文字Yの映像, (c)(d)銅線で作ったスプリング・コイルと箱の映像

回折パターンの違いが良くわかる。図 8 は超音波セルを回転したときの +1 次の回折パターンの変化をしめしたものである。これらの回折パターンの強度分布は、超音波の振幅分布を

$$\Delta\rho(X, 0, Z) = \Delta\rho(r) = \begin{cases} \text{一定} & 1\text{mm} < r < 7.5\text{mm} \\ 0, & \text{その他} \end{cases}$$

とし、入射光の振幅分布を TEM<sub>00</sub> モード

$$E(0, Y) = \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{Y}{W}\right)^2\right], \quad W = 1.8 \times 10^{-2} \text{mm}$$

として、(5)式を用いて計算した結果と良く一致する。

#### 4. あとがき

弱い超音波による光散乱現象を解析し、その結果を散乱光の指向性や Korpel 並びに Hance 等が開発した音場

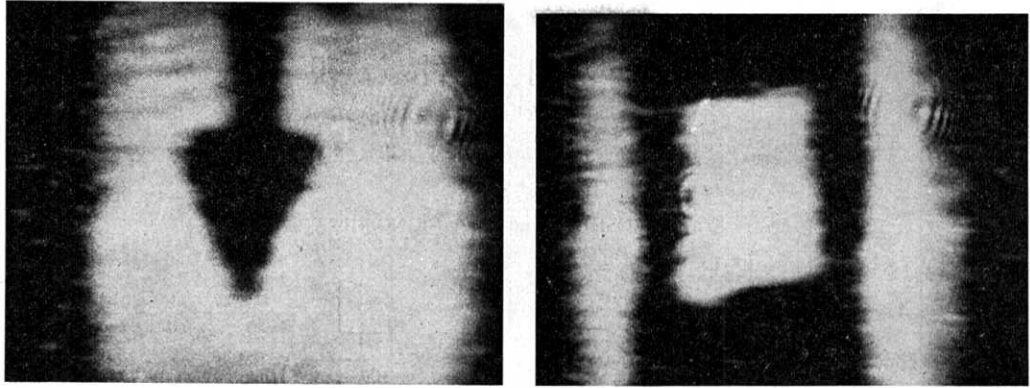


図 5 36MHz 超音波による映像

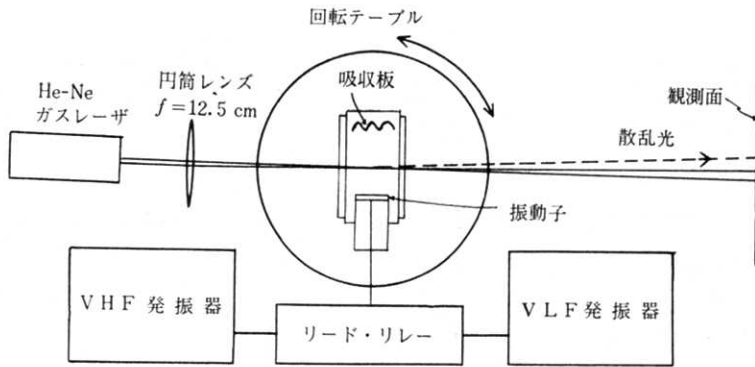


図 6 散乱光の指向性の測定装置



図 7 入射光と +1 次散乱光のフラウンホーフェル回折像

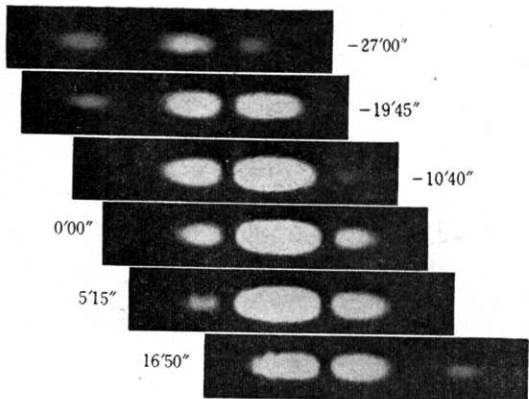


図 8 +1 次散乱光のフラウンホーフェル回折像の超音波セルの回転による変化

断面の可視化法の説明に適用した。ここでは述べなかったが前述の理論を用いて光変調器、光偏向器やパワー・スペクトラム・アナライザ等の特性を解析することもできる。

ところで、情報を持った出力として散乱光を考えると、その振幅はなるべく大きい方がよい。超音波の振幅を大きくすると、散乱光の振幅も大きくなるが散乱光のもっている情報が歪でしまう。必要とする情報のゆるゆるの歪の大きさと超音波の強さの関係をj知る上でも、また、この歪にもとづく新しい情報についての知識を得るためにも、前述の理論を散乱光の再散乱がおこるような強い超音波の領域に拡張しておくことが望ましい。

(1971年1月25日受理)

参 考 文 献

- 1) H. V. Hance et al.: J. Acoust. Soc. Amer. 38 (1965) 14
- 2) A. Korpel et al.: IEEE QE-1 (1965) 60  
E. I. Gordon: Appl. Optics 5 (1966) 1629
- 3) D. H. McMahon: Proc. IEEE 55 (1967) 1602
- 4) M. G. Cohen et al.: Bell Syst. tech. J. 44 (1965) 693  
A. F. Metherell: J. Acoust. Soc. Amer. 42 (1967) 733
- 5) C. Krischer: Appl. Phys. Letters 13 (1968) 310
- 6) 山崎正之: 第31回応物講演会予稿集 1 (1970) 181
- 7) A. Korpel: Appl. Phys. Letters 9 (1966) 425  
H. V. Hance et al.: J. appl. Phys. 38 (1967) 1981  
C. S. Tsai et al.: J. Acoust. Soc. Amer. 42 (1967) 1345  
A. Korpel: IEEE SU-15 (1968) 153
- 8) C. S. Tsai et al.: J. Acoust. Soc. Amer. 48 (1970) 1110
- 9) M. Yamazaki: Japan J. appl. Phys. 9 (1970) 497