

Title	光回折を用いた超音波映像法に関する研究
Author(s)	雑賀, 憲昭
Citation	大阪大学, 1976, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/1792
rights	
Note	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

Osaka University

光回折を用いた超音波映像法に関する研究

雜 賀 憲 昭

目 次

緒 論	-----	1
第1章 結像理論	-----	6
§ 1.1 緒言	-----	6
§ 1.2 超音波による光波のブラッグ回折	-----	7
§ 1.3 散乱場のAngular Spectrum表示法	-----	9
§ 1.4 Bragg Imaging Systemの結像作用の表示	-----	12
§ 1.5 結言	-----	22
第2章 Bragg Imaging Systemの実験装置および分解能	-----	23
§ 2.1 緒言	-----	23
§ 2.2 Bragg Imaging Systemの実験装置の試作	-----	23
§ 2.3 物体像の分解能	-----	26
§ 2.4 分解能の理論的検討	-----	28
§ 2.5 結言	-----	34
第3章 シミュレーションによる画像特性の検討	-----	36
§ 3.1 緒言	-----	36
§ 3.2 振幅物体に関する画像特性	-----	37
3.2.1 物体像の定量化のための実験装置	-----	37
3.2.2 計算結果および検討	-----	38
3.2.3 像のコントラスト	-----	43
3.2.4 物体像の観察	-----	44
§ 3.3 振幅位相物体に関する画像特性	-----	47
3.3.1 計算方法	-----	47

3.3.2	計算結果および検討	49
§ 3.4	結言	54
第4章	超解像結像系	56
§ 4.1	緒言	56
§ 4.2	Bragg Imaging Systemにおける超解像結像系の 理論的表示	57
§ 4.3	実験装置	64
§ 4.4	実験結果と検討	67
§ 4.5	結言	73
第5章	電気的処理システムによる検出感度の向上	75
§ 5.1	緒言	75
§ 5.2	Bragg Imaging Systemで発生するノイズ	76
§ 5.3	ノイズ除去法	83
§ 5.4	実験装置	88
§ 5.5	電気的処理像とその検討	91
5.5.1	電気的フィルタリングによる画像の改良	92
5.5.2	ノイズ処理による画像の改良	93
§ 5.6	Bragg Imaging Systemの物体像の検出限界	98
§ 5.7	結言	108
総括		110
謝辞		114
参考文献		115

著 論

医療診断、品質管理において、生体と切開するだけでなく、あるいは、試料を破壊するだけでなく、内部情報と把握しに、要求が、度々生ずる。通常用いられる方法は、X線照射による方法であり、X線が極めて短波長であることから、多くの物体に対して回折効果が少なく透過力も強いために投影法である。その反面、強い透過性と有ることから、生体の諸器官、軟組織の映像は困難であり、さらに、被射体が人体である場合、多量のX線照射は、人体に有害であるばかりでなく、操作上誤ってX線と浴びる場合が度々あり、危険を伴う。

こうした事情から、X線に代る手段として、音波の透過性に着目し、超音波映像法が注目されて来に。古くから知られている超音波映像法には、パルスエコー法があり、医療診断法として活用されている。魚群探知等におけるソナーも、同様な原理による映像法である。この方法は、音波の振幅情報のみを用いた映像法であり、いわゆる結像作用と有していない。低い周波数域の音波を用いて、試料に対して音波の透過力を強化し、詳細な物体情報と検出しようとすれば、被射体より生ずる散乱音波の回折効果が強く顕現され、鮮明な物体像は期待できない。さらに、パルスエコー法において、物体像の画質、分解能は、音波検出器の大きさ、性能で決定される他、検出器の位置が、音波の回折効果、低減を回すに、散乱物体の側面に制約される。このような問題を回避するために、超音波映像の分野に、1948年 Grabor にて提案されたホログラムの技術が導入され、1960年代の後半から、超音波ホログラムとして、新しい分野と形成するに至った。この映像法では、パルスエコー法に

物体像形成が音波の振幅情報のみで行われるのと異なり、音波の振幅位相情報を用いることから、結像作用と相し、物体の内部断面に対してフォーカス像として観察できる大きな特色を帯びている。さらに、音波の回折効果に伴う検出器の位置に関する制約を受けない。しかし、散乱音場の振幅位相情報と木ログラムとして記録するため、参照波音波を必要とし、このため、音波発生器、若しくは音場の検出器を、二次元的に走査して、木ログラムを作成する必要があり、音響木ログラムは、検出器の像形成に必要な音波強度と検出器の面積と検出器の検出面積と必要とし、走査時の機械的設定誤差等で、精度上の問題があり、その再生像は劣化が著しい。このために、超音波木ログラムによる結像系は、散乱音波の検出、記録手段の改良、開発が重要であり、液体表面のレーザを用いた液面波木ログラム、圧電素子を用いた Ultrasonic Camera, Sokolov Tube, 液晶ディスプレイ等の開発がなされて来た。しかし、多くの結像系としては、散乱音場の木ログラム作成過程と、その再生における像形成の必要とする2ステップの過程を必要とし、実時間で物体像が得られない。1966年、Korpelは、超音波による光波の光回折を用いた映像法と提案した。この方法は、音波と光波の相互作用により起こる光波のブラッグ回折を利用した映像法であることから Bragg Imaging System (B.I.S. と略称) と称されている。この映像法の場合、木ログラムを用いた映像法と同等の結像作用と相し、実時間の動画が観察できる。B.I.S. の結像の特徴は、実時間映像法である以外に、媒質内の散乱音波が物体の振幅位相情報と記録し、進行音波による搬送される一種の木ログラムと見做され、特に音場の検出器を必要とせず、参照音波を不要で、前述の木ログラム結像法と異なる。この結果、形成される物体像は、木ログラム結像系で見られる音場の検出器の走査、記録時に生ずる機械的設定誤差による像の劣化と生ずる比較的画質、分解能

とを良好である。しかし実用的観点から見れば、

(1) 音波による光波のブラッグ回折は、比較的高周波域の音波と関して生起される現象であることから、物体および媒質内の音波の吸収効果が大きく、使用される物体に制限がある、

(2) 音波から光波への物体情報の変換能率が低く、鮮明な透過像を得るためには、比較的強い音波を用いて試料の照射と行なう必要がある、

等の問題点が指摘される。

本論文では、B.I.S.の結像系の特質に着目し、結像光学系と同様の概念を用いて結像座標系を設定し、結像作用を表わす結像式を導出する。この式を基に、従来、超音波映像の分野で、全くと顧みられずに画像の解析、検討を行ない、物体像、画像に関する特性と問へる。更に、画像の改善を図るため、分解能の向上、電気的処理によるノイズ除去の試みを行なう。提示される問題点は、結像式に基づいて解析し、これらに対する解釈を与える。以下、各章の研究目的、内容について述べる。

第1章では、B.I.S.の結像と把握を図る目的で、結像式を導出する。最初には、B.I.S.の結像作用に重要は、光波と音波の相互作用により生起されるブラッグ回折現象が、光学的な位相格子と異なる根拠と問へ、光波の回折現象の記述に、三次元的な表示法が肝要であることと述べる。このため、結像式の導出は、Angular Spectrum表示法を用いて行ない、導出した表式が、レズ等による結像光学系の表式と同等であることを説明する。

第2章では、B.I.S.の分解能に関する実験を行ない、分解能の評価と与える。これと平行して、結像式を一般的に取り扱う座標系を設定し、結像の特質と問へ、解釈を式する。特に、B.I.S.は、ホログラムの記録、再生系と具備した結像系であることと示し、結像作用に関して、光学要素を必要としないレン

スレスであることから、画像評価に対して考慮すべき劣化要因が少なく、結像式に基づいて理論的考察が有効であることと指摘する。

第3章では、B.I.S.を用いて得られる物体像を解釈の立場から、画像の特色を探る。結像式を用いてB.I.S.の物体像のシミュレーションを行い、光電検出で定量化された実験像と比較検討する。物体像において、強いコントラストを呈する部分が、音波に対する透過率の小さい物体の部分に対応する限り、物体内の透過音波と物体外の直達音波の境界領域における位相の不連続、透過音波間の位相差によって、強いコントラストを生ずることと述べている。この等価効果は、B.I.S.が物体情報に関して、エコー系であることに起因する。

第4章では、光学像に比べて格段に分解能の低いB.I.S.の分解能向上を試みる。分解能は、照明光のレス開口径で決定されるので、この開口径の拡大を図る立場から、超解像技術の導入を行う。その過程で、光波と音波の相互作用に起因する回折光間の干渉によるホログラム作成法と提案し、超解像結像系の可能性を理論的に説明する。

第5章では、B.I.S.の応用的見地から、物体像の電気的処理システムによるノイズ処理法、および検出感度の向上法を提案する。前述した如く、B.I.S.において投影される物体像は、透過音波等、低音響出力の音波に伝達される物体像の映像の場合、その結像光の強度は弱く、ノイズが像面に顕著に現れることから、物体像の検出が困難となる。ノイズ除去と同じに映像およびノイズの空間周波数分布を求め、ホログラムとして電気的に入力するに両者が時間周波数的に分離される効果と利用して、電気的処理によるデジタル処理法を提案する。更に、B.I.S.により得られる通常の物体像の音響出力とバリエーションと検出感度を調べ、理論的に評価されるS/N比と対応させて、電気的処理

システムの有効性を指摘する。

第1章 結像理論

§1.1 緒言

進行音波による光波の回折現象は、古くからエリオン法等音場の可視法として用いられた。ホログラムが登場する以前から注目されてきた現象である。このため、理論的解析も多く行われ、定性的には、光学的な位相格子による回折と同等に考えることができる。しかし、それは、幾何学的な点に於いて、光学的位相格子の回折と異なる。第一に、進行音波は、移動格子と看做され、回折光は、格子の移動速度に対応する Doppler-shift を受けている。次に、高周波域の音波を用いた場合、音波による光波の回折が、X線回折、電子線回折等と同様の Bragg 反射と類似した Bragg 回折と示すことである。

高周波域の音波による光波の回折現象を利用して超音波映像法は、この理由から、通常、Bragg Imaging System (以後 B.I.S. と略す) と称され、その結像原理は、Korpel によって幾何光学的に示された。しかし、波動光学的効果を含む結像式の導出は、その後、研究に於いて、物体情報の搬送波が音波から光波に変換されること、情報変換過程での Bragg 回折現象を用いること等の現象と表現するに困難と極め、発表されている結像式は、煩雑な近似式で、単に結像原理に留まってい過ぎる。

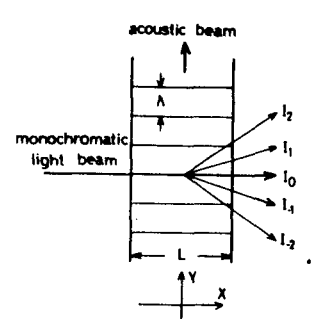
ここでは、超音波像の像評価と行なう観点から、Angular Spectrum 法を用いて、波動効果を含む B.I.S. の結像式を導出した。その結果、第2章、第3章で検討する B.I.S. の画像特性の把握に有効であるべき、次の効果を含む結像式の表現を得た。

- (1) 照明光学系における開口径の Numerical aperture は、散乱音波の回折制限と等し、結像に寄与する物体の空間周波数を制限する。

(2) 照明光は、 L は開口径によつて、その焦点面と広がりがある。
 理論式の導出過程: 音波による光波の Bragg 回折が明らかになると、Korpel
 によつて提議した、B.I.S.の結像原理が確認される。

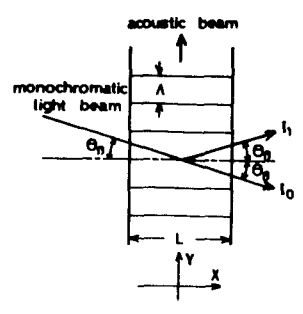
§ 1.2 超音波による光波のブラッグ回折

平面単色光と平面波音波の相互作用にお
 生起される回折は、Raman-Nath 回折と Bragg
 回折に区別される。一般に、Raman-Nath 回折
 は、2 MHz 以下の低周波域の音波に対して生じ、
 Bragg 回折は、10 MHz 以上の高周波域の音波
 で生じるとされているが、前者から後者への移行は、
 音波周波数によるのみならず、音波と光波の相
 互作用の領域にも依存する。



(a) Raman-Nath 回折

図(1-1)の(a)に、Raman-Nath 回折の模様を
 示す。図に示した座標系は、光波の伝播方向に X
 軸、音波の伝播方向に Y 軸と選ぶ。光波と音波
 の相互作用領域の距離を L 、音波長を λ とする。
 Raman-Nath 回折に於いては、進行音波が媒
 質内を伝播するに依り生起される屈折率格子
 の各格子面を回折する光波は、その上下の格子面
 を回折する光波と重畳おはなく伝播し、回折光間の干渉による強度の相
 殺効果は生じない。換言すれば、相互作用域内に存在する音波による屈折率



(b) Bragg 回折

図(1-1)超音波による光波の
 回折

が平面格子と看做される場合の回折現象であり、回折光波の時間周波数が変化することと除いて、光学格子の回折パラメータと同等である。一方、上下の格子面での回折波は光波が重畳して同一方向に伝播する場合、干渉による強度の相殺効果により、回折パラメータは異なってくる。この場合、Raman-Nath回折で生じた高次の回折光のうち、図(1-1)の(b)に示すに如く、1次の回折光が現われ、高次の回折光は消失する。回折光の伝播方向と入射光の伝播方向の間に、Bragg条件が成り立つことから、音波による光波のBragg回折である。Bragg回折を生ずる条件は、入射光が音波面に対して垂直入射する時、1次回折光のY軸方向の伝播距離が、音波-光相互作用(acousto-optic interaction)の領域 $|x| \leq \frac{\Lambda}{2}$ において、 $\frac{\Lambda}{2}$ 以上であるとして、

$$L \tan \theta_{\pm 1} \geq \frac{\Lambda}{2}. \quad \dots \dots (1-1)$$

で表わすことができる。 $\theta_{\pm 1}$ は、1次回折光の音波面に対する伝播方向を表わし、垂直入射に対する回折条件から、 $\theta_{\pm 1} = \pm \sin^{-1} \frac{\lambda}{\Lambda}$ で与えられ、 λ は光波の波長を表わす。式(1-1)は、 $\theta_{\pm 1} = \pm \sin^{-1} \frac{\lambda}{\Lambda} \ll 1$ と近似して

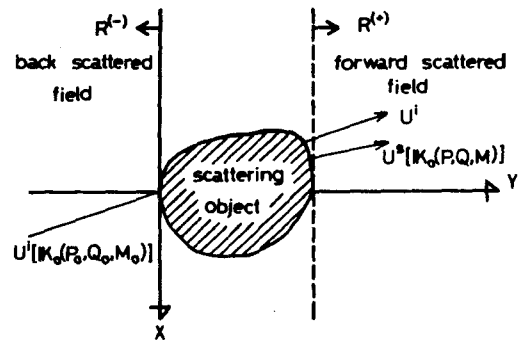
$$\frac{K^2 L}{k} \geq \pi, \quad \dots \dots (1-2)$$

となる。ここに K, k は、それぞれ、音波、光波の波数ベクトルを表わし、 $\nu_L = \frac{K^2 L}{k}$ は、Raman-Nath回折から Bragg回折の移行と評価される回折パラメータである。 ν_L は、音波周波数の2乗に比例する他、相互作用の距離に比例し、前述の理由から、Bragg回折現象は、光波に対して音波による屈折率格子の平面格子と体積的格子として看做される場合の回折過程で生ずると考えられる。したがって、音波による光波のBragg回折と併せて結像表示には、三次光的

な取り扱いが必要であり、ここでは、Angular Spectrum 表示法を用いることにより、結像式の導出と行った。

§1.3 散乱場の Angular Spectrum 表示法

前節で述べた如く、Bragg 回折現象と表現するため、E. Wolf により提案された、散乱場を記述する三次元的な表示法を紹介する。



図(1-2)の如く座標系を決定し、斜方向から伝播する平面単色波 U^i と考える。 U^i は、散乱体に対する照射波であり、伝播方向に関する方向余弦 $\epsilon_0(P_0, Q_0, M_0)$ と、波数ベクトル K_0 を用いて表わされ、座標点 $R(x, y, z)$ における振幅は、

図(1-2) 散乱場の Angular Spectrum 表示

$$U^i(R) = U_0 \exp(jK_0 \epsilon_0 \cdot R), \quad \dots (1-3)$$

と書ける。照射波が、散乱体内に伝播して散乱される場合、散乱波は、透過波に対して充分弱く、エネルギー的にボルン近似に従う弱い散乱過程であると仮定すると、座標点 $R(x, y, z)$ に現れる波の振幅は、透過波と散乱波であり

$$U(R) = U^i(R) + U^s(R), \quad \dots (1-4)$$

と書ける。ここに $U^s(\mathbb{R})$ は、散乱体から発生する波の振幅を表わす。 $U(\mathbb{R})$ は、外力が作用しない系であり、自由空間に対するマックスウェルの波動方程式から次式に満たす。

$$\nabla^2 U(\mathbb{R}) + K_0^2 n^2(\mathbb{R}) U(\mathbb{R}) = 0, \quad \dots (1-5)$$

ここに、 $n(\mathbb{R})$ は、散乱体の媒質に対する屈折率分布を表わし、散乱体以外の座標点で $n(\mathbb{R}) = 1$ である。照射波の波動方程式と満足することから、 $(\nabla^2 + K_0^2) \times U^i(\mathbb{R}) = 0$ であり、これを用いて、式(1-5)は、

$$(\nabla^2 + K_0^2) U^s(\mathbb{R}) = F(\mathbb{R}) U(\mathbb{R}), \quad \dots (1-6)$$

但し

$$F(\mathbb{R}) = -K_0^2 \{ n(\mathbb{R}) - 1 \} \quad \dots (1-7)$$

となる。 $F(\mathbb{R})$ は、散乱体の屈折率分布と表現する。式(1-6)の解は $|U^s|^2 \ll |U^i|^2$ の仮定から、ホルン近似の一次項のみを逐々1次より表わされる。

$$U^s(\mathbb{R}) = -\frac{1}{4\pi} \int F(\mathbb{R}') U_0 \exp(jK_0 \epsilon_0 \cdot |\mathbb{R} - \mathbb{R}'|) G(|\mathbb{R} - \mathbb{R}'|) d^3 \mathbb{R}' \quad \dots (1-8)$$

ここに $G(r) = \exp(jK_0 r/r)$ であり、 $\mathbb{R}'(X', Y', Z')$ は、散乱体の座標であることとする。 $G(r)$ が球面波と表現することから、式(1-8)は、物体の回折振幅と記述する Fresnel-Kirchhoff の回折積分と等価であり、この事実から、 $F(\mathbb{R}')$ は、物体の複素振幅透過率であると考へられる。球面波 $G(|\mathbb{R} - \mathbb{R}'|)$ は、Weyl の平面波展開の公式と利用し、次のように表わされる。

$$G(\mathbb{R}-\mathbb{R}') = \frac{j k_0}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{Q} \exp\{j k_0 [p(x-x') + Q(y-y') + M(z-z')]\} \\ \times dp dM, \quad \dots (1-9)$$

但し、波の伝播方向の方向余弦 (p, Q, M) に関して

$$Q = (1 - p^2 - M^2)^{1/2} \quad p^2 + M^2 \leq 1, \quad \dots (1-10a)$$

$$= j(p^2 + M^2 - 1)^{1/2} \quad p^2 + M^2 > 1, \quad \dots (1-10b)$$

である。式(1-9)と式(1-8)に代入して、散乱波の振幅は、

$$U^s(\mathbb{R}) = \int_{-\infty}^{\infty} A^s(p, M; p_0, M_0) \exp[j k_0 (px \pm Qy + Mz)] dp dM, \quad \dots (1-11)$$

但し

$$A^s(p, M; p_0, M_0) = -\frac{j k_0}{8\pi^2 Q} \int_{-\infty}^{\infty} F(\mathbb{R}') U_i \exp[-j k_0 (p x' \pm Q y' + M z')] \\ \times d^3 \mathbb{R}' \quad \dots (1-12)$$

となる。±の符号は、図(1-2)において、前方散乱の領域 (\mathbb{R}^+) と、後方散乱の領域 (\mathbb{R}^-) とに選ぶ。式(1-10a), (1-10b)で記述される散乱波は、 $p^2 + M^2 \leq 1$ の場合、物体の各点から球面波が生ずること示し、 $p^2 + M^2 > 1$ の場合、照射波の伝播方向に対して急激に減衰する evanescent wave の生成を意味する。式(1-11), (1-12)において、 $A^s(p, M)$ は、積分変数に関して、物体の屈折率の分布関数 $F(\mathbb{R})$ のフーリエ変換であり、更に、散乱波 $L^s(\mathbb{R})$ と $A^s(p, M)$ と同様の関係にあることから、散乱波に対するこの表示法が、Angular Spectrum法と呼ばれる。特に、 $A^s(p, M)$ は、散乱体より生ずる散乱波の角度分布を表わす。この表示法が利点は、三次元的な散乱過程が表現されることに加え、結像作用に方向余弦と

用いる2階像作用を記述できることである。

§1.4 Bragg Imaging Systemの結像作用の表示

Korpelによる本稿はBragg Imaging Systemの幾何学的結像原理をAngular Spectrum法を用いて証明し、波動効果を含む表現を得る。

水中に浸した物体 $O(x', y', z')$ が平面波音波 S^i で照射される時生ずる散乱音波 S^s は、Angular Spectrum法により、次のように表わされる。

$$S^s(x, y, z) = \iint_{-\infty}^{\infty} A(p, M) \exp[jk(px + qy + mz)] dp dM,$$

ここで

$$A(p, M) = \iint_{-\infty}^{\infty} O(x', y', z') S^i(x', y', z') \exp[-jk(px' + qy' + mz')] \\ \times dx' dy' dz', \quad \dots (1-13)$$

ただし

$$\left. \begin{aligned} q &= (1 - p^2 - M^2)^{1/2} & p^2 + M^2 &\leq 1 \\ &= j(p^2 + M^2 - 1)^{1/2} & p^2 + M^2 &> 1 \end{aligned} \right\}, \quad \dots (1-14)$$

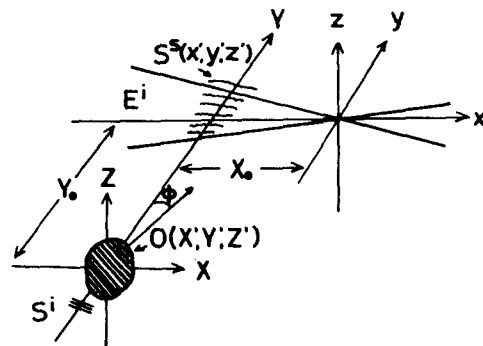
ここで

- (x, y, z) ; 散乱場における座標点,
- $A(p, M)$; 散乱音波の角スペクトル,
- (p, q, M) ; 散乱音波の方向余弦,
- (x', y', z') ; 物体の座標点,

K : 音波の波数ベクトル。

B.I.S.の結像作用に関与する構成要素の幾何学的説明は図(1-3)に示す。

図(1-3)は、水中に浸した物体 O と音波 S^i で照射し、生ずる散乱音波 S^s と円筒収束光 E^i で照明して像形成が計られることを示し、音波系、照明光学系の座標系は、図中のごとく決定する。



図(1-3) Bragg Imaging Systemにおける座標系。 S^i =照射音波, S^s =散乱音波, E^i =照明光。

照射音波は、 Y 軸に沿って伝播する平面波を用い、次式で表わされる。

$$S^i(x, y, z) = \exp(jKy) \quad \dots (1-15)$$

音波長に比べ、比較的大きな物体 (small angle scatter) による散乱と考えると、 $|Q| \ll 1$ であり、これを用い、式(1-14)、(1-15)と式(1-13)に代入して散乱波の振幅は、次のようになる。

$$S^s(x, y, z) = -\frac{jK}{8\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} O(x', y', z') \exp(jKy') \exp\{-jK[P(x'-x) + Q(y'-y) + M(z'-z)]\} dx' dy' dz' dp dM \quad \dots (1-16)$$

次に、照明光 E^i と散乱音波 S^s により構成される散乱音場を照明する場合、散乱音場が照明光 E^i に対して屈折率散乱体として作用することから、

式(1-16)の類似性より、散乱光波 E^s は、次式のように表わされる。

$$E^s(x, y, z) = -\frac{jK}{8\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S^s(x, y, z) E^i(x', y', z') \exp\{-jk[p(x'-x) + q(y'-y) + m(z'-z)]\} dx' dy' dz' dq dm, \quad \dots (1-17)$$

ここで

- (p, q, m) : 散乱光の方向余弦
- (x', y', z') : 音波と光波の相互作用領域
- k : 媒質中の光波の波数ベクトル。

照明光は、スเปクトラム表示を用いて、次式で表わされる。

$$E^i(x, y, z) = \iint_{-\infty}^{\infty} B_0(q_0, m_0) \exp[jk(p_0 x + q_0 y + m_0 z)] dq_0 dm_0, \quad \dots (1-18)$$

ここで

- $B_0(q_0, m_0)$: 入射光の角スเปクトル
- (p_0, q_0, m_0) : 入射光の方向余弦。

照明光として、図(1-3)に示すごとく、円筒レンズによる線状収束光を用いる。この焦点の座標を $(x, y, z) = (0, 0, 0)$ とする。 $B_0(q_0, m_0)$ は、 E^i のフーリエ変換であり、レンズの開口径が有限の大きさであることによる光ビームの広がりは、おおよそ焦点に於いて、収束光が、z 軸と平行であることを考慮して

$$B_0(q_0, m_0) = \text{sinc} \frac{kd}{2} (q_0 - q_B) \delta(m_0), \quad \dots (1-19)$$

但し

$$\operatorname{sinc} t = \frac{\sin t}{t}, \quad \delta(t) = \begin{cases} 1 & t=0 \\ 0 & t \neq 0 \end{cases},$$

∴ ∴

2d: レンズの開口径

q_B : ブラッグ条件を満足する入射角の方向余弦。

式(1-19)は、照明光の光軸が X 軸に対してブラッグ条件を満足する入射角で設定されたときの表式である。

1-19 から照明光 E^i は、式(1-19)を用い、方向余弦 q_0 が、レンズ開口径に到り制限を受けることから

$$E^i(x, y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \epsilon(q_0 - q_B) \operatorname{sinc} \frac{kd}{2}(q_0 - q_B) \exp[jk(p_0 z + q_0 y)] dq_0, \quad \dots (1-20)$$

但し

$$\epsilon(q_0 - q_B) = \begin{cases} 1 & |q_0 - q_B| \leq \alpha \\ 0 & |q_0 - q_B| > \alpha \end{cases}, \quad \dots (1-21)$$

となる。∴ ∴ α は、線状収束光を与える円筒レンズの開口数 (numerical aperture) を示す。式(1-20)は、線状収束光の表式であり、レンズの開口径と光路差の広がり効果と表現する。図(1-3)から座標系 (X, Y, Z) と (x, y, z) との間、幾何学的関係、 $X = x + X_0$, $Y = y + Y_0$, $Z = z$ と用い、式(1-16), (1-20) を式(1-17)に代入すると(1-21)、散乱光の振幅 E^s は、次のようになる。

$$E^s(x, y, z) = -\frac{kK}{64\pi^4} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} O(x', y', z') \exp[jk(Y + pX_0 + qY_0)]$$

$$\begin{aligned}
 & x \in (q_0 - q_B) \operatorname{sinc} \frac{k d}{2} (q_0 - q_B) \exp \left\{ -j k \left[(p x' - \frac{k}{K} p z') + (q y' - \right. \right. \\
 & \left. \left. \frac{k}{K} q y) + (m z' - \frac{k}{K} m z) \right] \right\} d q_0 d p d m d P d M d x' d y' d z' \times \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left\{ \right. \\
 & \left. -j k \left[(p - p_0 - \frac{k}{K} P) x' + (q - q_0 - \frac{k}{K} Q) y' + (m - m_0 - \frac{k}{K} M) z' \right] \right\} d x' d y' d z' \\
 & \dots (1-22)
 \end{aligned}$$

式(1-22)の第=番目の積分は, Acousto-Optical interaction の領域 (x', y', z') の光波長に比べ, 十分広範囲であると考之けることから, 次のようになる。

$$\left. \begin{aligned}
 p - p_0 &= \frac{K}{k} P \\
 q - q_0 &= \frac{K}{k} Q \\
 m - m_0 &= \frac{K}{k} M
 \end{aligned} \right\} \dots (1-23)$$

式(1-23)は, Acousto-Optical interaction が弾性散乱であると仮定すると, べクトル表示を以て

$$\mathbf{k} - \mathbf{k}_0 = \mathbf{K}, \quad |\mathbf{k}| = |\mathbf{k}_0| = k, \quad \dots (1-24)$$

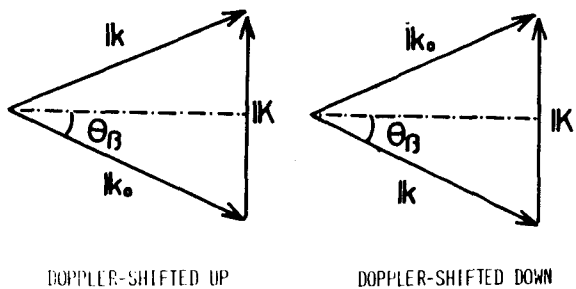
すなわち

$$\mathbf{k}_0 = k(p_0, q_0, m_0), \quad \mathbf{k} = k(p, q, m), \quad \mathbf{K} = K(P, Q, M),$$

と表わすことができる。

式(1-24)は, Bragg condition に他ならず, 散乱光波は, 式(1-24)を満足する方向 (p, q, m) のみに散乱されることを示す。換言すれば, $E^S(x, y, z)$ は, 音波に列回折した 1 次回折光の振幅と表われ, 他の散乱光は生成されない。

式(1-15)によれば, 照射音波 S^i は, 簡単化のため $\exp(jkY)$ のみ考慮して, S^i が正弦波状の進行波であることから, $\exp(-jkY)$ の場合も考慮して,



二波の回折光が存在し、各光は、音波周波数で Doppler Shift を受けている。

図(1-4)は、式(1-24)の関係を示すベクトル図で、幾何学的関係から、光波と音波との間のブラッグ条件

$$\sin \theta_B = \frac{K}{2k}, \dots (1-25)$$

が得られる。ここに θ_B は、ブラッグ角である。

結像には、1次回折光 (up-shifted Bragg diffracted light) に着目して考える。

式(1-22)の方向余弦に関する積分は、方向余弦に関する条件3個、式(1-23)および $m_0 = 0$ の合計7個の独立な条件から、9個の積分変数が、独立な2個の積分変数 P, M に帰着される。物体が "small angle scatterer" であるという仮定から、 $|M| \ll 1$ とし、式(1-23)から、 P, Q を求めると次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} P &= P_0 + \frac{K}{k} P \approx \frac{K}{2k} P + Q \cos \theta_B \\ Q &= Q_0 + \frac{K}{k} Q \approx \frac{K}{2k} Q - P \cos \theta_B \\ m &= \frac{K}{k} M \end{aligned} \right\} \dots (1-26)$$

1次回折光の振幅 E_{+1}^s は、式(1-23), (1-26)と式(1-22)に代入して

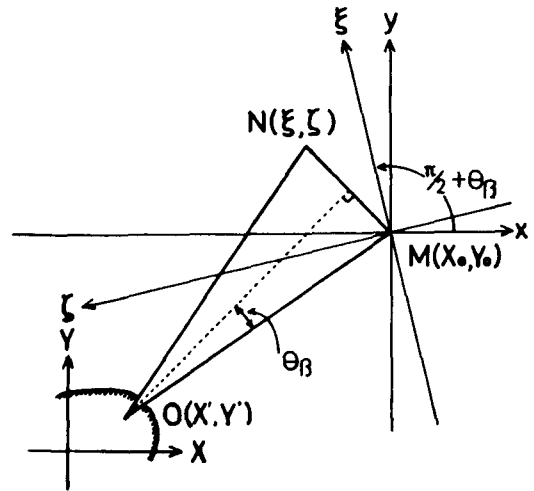
$$\begin{aligned} E_{+1}^s(x, y, z) &= -\frac{kK}{64\pi^4} \iiint_{-\infty}^{\infty} O(x', y', z') \epsilon(P) \sin\left(\frac{kz}{2} P\right) \exp(jkY) \times \\ &\exp\left\{-jk\left[\frac{k}{K} P \left(\frac{K}{k} x' - \frac{K}{2k} x + Y \cos \theta_B - \frac{K}{2k} x_0 - Y_0 \cos \theta_B\right) + \frac{k}{K} Q \left(\frac{K}{k} y' \right. \right. \right. \\ &\left. \left. \left. - X \cos \theta_B - \frac{K}{2k} y + X_0 \cos \theta_B - \frac{K}{2k} y_0\right) + M(z-z')\right]\right\} dP dM dx' dy' dz', \end{aligned} \dots (1-27)$$

∴

$$g_0 - g_B \approx P_0$$

とある。式(1-27)の被積分項のうち、 $\epsilon(p)$ 、 $\sin(\frac{k d}{2} p)$ は、夫々、照明光の開口径が結像に寄与する散乱音波の角度制限と与える効果、照明光の焦点値における ϵ の分布の効果を表わす。

∴ 図(1-5)に示すように、 (x, y) 軸の原点に関して正方向に、 $(\frac{\pi}{2} + \theta_B)$ rad 回転した新座標系 (ξ, ζ) と選ぶと、座標変換はつきりある。



図(1-5) Bragg Imaging Systemの座標系と結像原理。O=物体点, M=照明光の焦点, N=結像点。

$$\left. \begin{aligned} \xi &= (x_0 - x) \sin \theta_B + (y - y_0) \cos \theta_B \\ \zeta &= (x - x_0) \cos \theta_B + (y - y_0) \sin \theta_B \end{aligned} \right\} \dots \dots (1-28)$$

式(1-25)、(1-28)を用いて式(1-27)は、つきり変換される。

$$\begin{aligned} E_{+1}^s(\xi, \zeta, z) &= -\frac{kK}{2 + \pi^2} \iiint_{-\infty}^{\infty} O(x', y') \epsilon(p) \sin(\frac{k d}{2} p) \exp(jk y') \times \\ &\exp\{-jk [p(x' - x_0 + \frac{k}{K} \xi) + Q(y' - y_0 - \frac{k}{K} \zeta)]\} dp dx' dy' \times \\ &\iiint_{-\infty}^{\infty} O(z') \exp[-jk M(z' - z)] dM dz' \dots \dots (1-29) \end{aligned}$$

式(1-29)は、方向余弦 p, M に関して、完全に独立した項からB.I.S.の座標系への収差の制約から、一般に $p < \alpha < 0.2$ radian 以下にあることから、 p は小さく、近似的に

に独立と考えられる。しかし開口口径および焦点面との広がりも考慮しない場合の結像点 (perfect image point) は、式(1-29)の位相項から

$$\left. \begin{aligned} \xi &= \frac{K}{k} (X_0 - X') \\ \zeta &= -\frac{K}{k} (Y_0 - Y') \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1-30)$$

となる。図(1-5)は、式(1-30)の幾何学的関係を示す。これにZ軸方向に関して像の倍率変化は生じないことを削除した。簡単な幾何学的関係から、 $\triangle OMN$ は、 $\angle MON = 2\theta_B$ を頂角とする二等辺三角形であることが容易に理解され、他方著者が「指輪」にて B.I.S. の Imaging Rule を説明する。式(1-30)は、又、散乱音場と木口法とみれば、この再生条件に他ならない。これより、式(1-29)は、B.I.S. の結像に関する一般式と考えられる。散乱音波および照明光波の波動効果を含む結像式である。

物体面の任意の断面に物体面 ($X'-Z'$ 面) を設定すると、式(1-30)から、それに対応する像面 ($\xi-Z$ 面) が定まる。特に、物体は $Y'=0$ 面の薄い物体とすると、式(1-29)は、Z軸成分を削除し、方向余弦 $p = -\sin\phi$ とすれば

$$E_{+1}^s(\xi, \zeta) = \frac{kK}{64\pi^4} \int_{-\infty}^{\infty} O(X', 0) dX' \int_{-\infty}^{\infty} \text{rect}\left(\frac{\sin\phi}{2\alpha}\right) \text{sinc}\left(\frac{k d}{2} \sin\phi\right) \exp\left\{-jk\left[\sin\phi\left(X_0 - \frac{k}{K}\xi - X'\right)\right] d\right\} \sin\phi \left. \dots\dots\dots (1-31) \right.$$

ここに

$$\text{rect}(t) = \left. \begin{aligned} 1 & \quad |t| < \frac{1}{2} \\ 0 & \quad \text{otherwise} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1-32)$$

となる。式(1-31)は、B.I.S.の一次元的な結像を表わし、物体像の第一番目の積分と装置関数とを2次元に比し物体関数との convolution integral による記述と見做す。

さらに、結像特性を把握するために、物体像の空間周波数分布について言及する。これに、関数 $g(\xi)$ のフーリエ変換 (F.T.) と略称する式を定義する。

$$\hat{g}(v) = \int_{-\infty}^{\infty} g(\xi) \exp(-jv\xi) d\xi \quad \dots \dots (1-33)$$

式(1-31)の F.T. は、変数変換 $u = (k/k_0)x_0 - \xi, v = k \sin \phi$ により

$$\begin{aligned} \hat{E}_{+1}^s(\omega) &= c \int_{-\infty}^{\infty} O(x') dx' \int_{-\infty}^{\infty} \hat{h}(\sin \phi') \exp(jkx' \sin \phi') d\{\sin \phi'\} \\ &\quad \times \int_{-\infty}^{\infty} \exp[-jk u (\sin \phi' - \sin \phi)] du \\ &= c' \hat{O}(\omega) \cdot \hat{h}\left(\frac{\omega}{k}\right), \quad \dots \dots (1-34) \end{aligned}$$

ただし

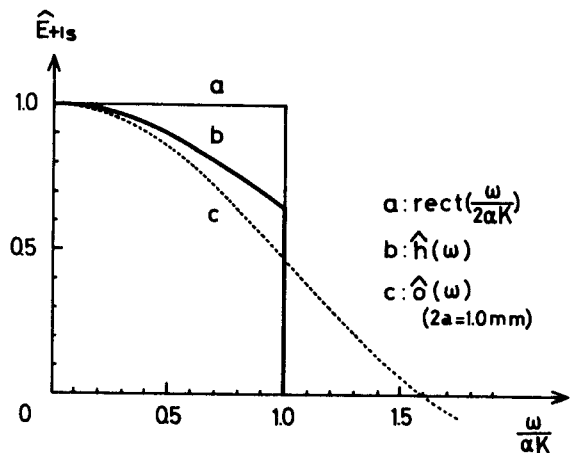
$$\left. \begin{aligned} \hat{h}(\omega) &= \text{rect}\left(\frac{\omega}{2\alpha}\right) \text{sinc}\left(\frac{kd}{2}\omega\right) \\ \text{rect}(\omega) &= \begin{cases} 1 & |\omega| \leq \frac{1}{2} \\ 0 & |\omega| > \frac{1}{2} \end{cases} \end{aligned} \right\} \quad \dots \dots (1-35)$$

となる。ここに c, c' は定数であり、 ω は空間周波数と表わし、 $\omega = k \sin \phi$ である。

式(1-34)から、 $\hat{h}(\omega/k)$ は、B.I.S. の transfer function と考へらる。

分解能近傍の大きさと有る物体の結像と概観見するために、音波周波数 15 MHz の場合に於て、レンズ収差を考慮し経験的に適当と思われるレンズ開

口径 ($2d=15\text{mm}$)^{*} を利用し、幅 ($2a=1\text{mm}$) の平板物体に対して、物体関数 $o(x)$ のスペクトル成分 $\hat{o}(\omega)$ と装置関数のスペクトル成分 $\hat{h}(\omega)$ を求め、図(1-6)に示す。この図から、結像に寄与する物体の最大空間周波数は、レンズ開口径に決定され、若干の高域空間周波数成分が欠けと度外視すれば、結像特性は、開口径による散乱音波の回折制限効果が支配的であることが解かる。以下に、B.I.S.の結像式として、式(1-31)の代わりに、次式を用いることができる。



図(1-6) Bragg Imaging System の伝達関数と物体スペクトル

$$E_{+1}^s(\xi) = \int_{-\infty}^{\infty} o(x') dx' \int_{-\infty}^{\infty} \text{rect}\left(\frac{\alpha \sin \phi}{2a}\right) \exp\left\{-jk\left[\alpha \sin \phi \left(x_0 - \frac{k}{K} \xi - x'\right)\right]\right\} \times d\{\alpha \sin \phi\} \dots (1-36)$$

同様な手法を利用して、(x, y) 軸の原点を、正方向に $\pi/2 - \theta_B$ 回転した座標系 (xi, zeta) 軸に設定することに、一次回折光による結像式は、次のようになる。

$$E_{+1}^s(\xi) = \int_{-\infty}^{\infty} o(x') dx' \int_{-\infty}^{\infty} \text{rect}\left(\frac{\alpha \sin \phi}{2a}\right) \exp\left\{-jk\left[\alpha \sin \phi \left(x_0 + \frac{k}{K} \xi - x'\right)\right]\right\} \times d\{\alpha \sin \phi\} \dots (1-37)$$

* 後章の実験においては、 $2d=30\text{mm}$ まで同じ値から、レンズ収差の影響を避けるため、 $2d=15\text{mm}$ が適当と思われる。

式(1-36), (1-37)は, 物体に音波と照射して得られる散乱音場の生成過程と, 散乱音場を光波で照明して得られる像再生の過程を含む, 音波から光波への信号変換に Bragg 回折を用いて B.I.S. の結像式と表わす。

§1.5 結言

音波による光波の Bragg 回折は, 光学的な回折格子による光波の回折現象と異なり, 音波の伝播により生成される媒質内の位相格子が体積的(三次元的)な格子として作用する時の回折現象であると言われ, この現象を記述するために, 三次元的な空間における Acousto-Optical interaction の表示法が必要であることと述べた。この目的のため, 散乱場に対する Angular Spectrum 表示を導入し, Bragg 回折を用いる B.I.S. の結像表示を計った。この表示法は, 物理的には, Fresnel-Kirchhoff の回折式と等価であり, 方向余弦を用いて記述しているため, 物体の各点から発せられる球面音波と照明光である円筒光波の相互作用により生ずる Bragg 回折の記述に有効であった。また, 得られた結像式から, 物体点と結像点の関係と明らかになり, Korpel が幾何学的に示した結像作用と確認した。特に, 結像式には, 照明光学系の λ と $N.A.$ (円筒波の傾斜角に関係した) が散乱音波の回折制限と与える音波系の $N.A.$ に変換されることと示し, 光学系による結像光学系の結像式と同様に, この効果により与える point spread function と用いて convolution integral の表現を得た。

しかし, この結像式は, 音波長に対してある程度大きな物体の結像と前提とするため, 音波長の近傍の大きさを持つ物体, あるいはそれ以下の物体の結像の把握には, 困難を伴うと考えられる。

第2章 Bragg Imaging Systemの実験装置および 分解能

§2.1 緒言

Bragg Imaging Systemの結像作用は, Korpelによって示され, 以後の研究によって, 幾何光学(ray optics)の手法を用いて説明される。この方法では, 物体と像の幾何学的な位置関係に対して, 有意義な情報が得られるが, 像の言平面上では, 必ずしも有効でない。Smith等は, 得られた像の分解能の言平面的評価と計測のため, 幾何光学的結像作用に波動効果と考慮して言平面的式と実驗値と比較し, 両者が良好に一致することと認められた。

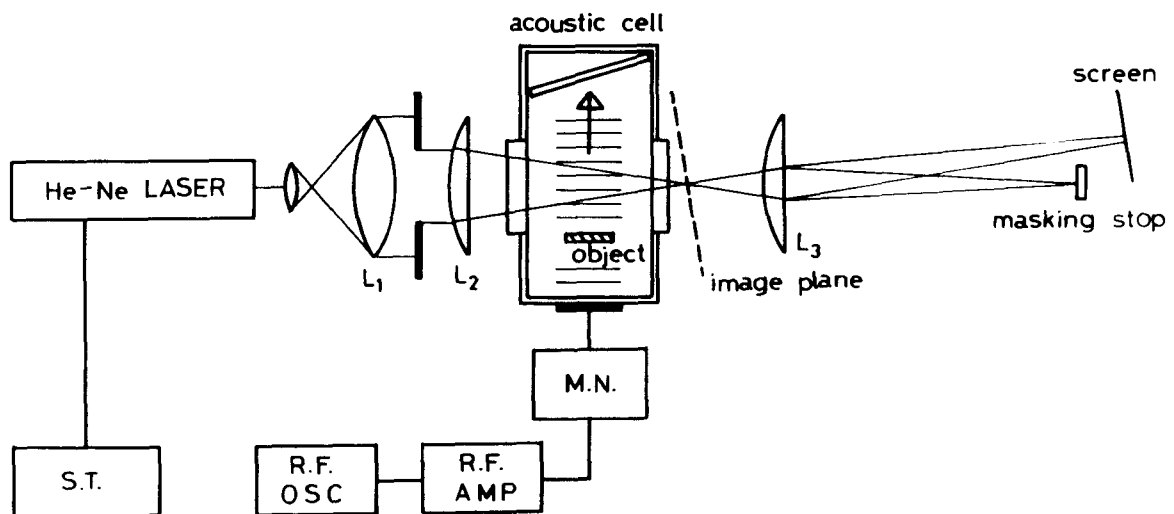
物体像の分解能は, レンズを用いた結像光学系の分解能の評価法, 例として, Rayleigh criterionと同様であり, 物体情報と搬送波回折波の回折制限(diffraction-limit)の効果と考慮して決定されるべきであると考えられる。

かかる観点から, B.I.S.の結像と記述のために座標系を導入し, 第1章で示した結像式を用いて分解能の評価を行う。この過程で明確に示した結像の特質として, B.I.S.がホログラムを用いた結像系と類似して, ホログラムの記録, 像再生の機能と有し, 参照波と使用しない実時間結像系であることと述べる。更に, 分解能に関する実験と行ない, 実験像と結像式を用いて評価する分解能と比較して, B.I.S.の分解能の評価と行う。

§2.2 Bragg Imaging Systemの実験装置の試作

Bragg Imaging Systemの装置の構成を図(2-1)に示す。本装置は、第1章で述べた如く、音波発生系と照明光学系から構成される。

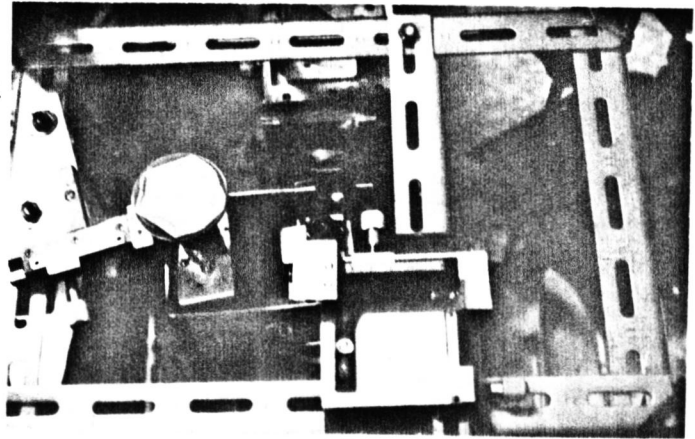
音波発生系は、発振器より得られる電気信号を増幅した圧電素子に印加して音波を発生させ、水と満たした超音波槽内の物体に照射して散乱音場を生成する過程である。発振器の出力は、単一モードの正弦波で、Bragg回折を生成する必要性から比較的高周波域の電気信号 15MHzと 30MHzと使用した。圧電素子は、サイズ 20mm x 20mm の X-cut、5MHz用の水晶で、奇数倍の高周波電気信号に対して使用することが可能である。水晶は、共振時のQ値が高く、インピーダンスが高いため、映像に適当な音響出力を得るためには、高電圧で励振が必要がある。このため増幅回路を用い、これと水晶振動子の接続は、10MHz以上の高周波信号を用いる関係上、同調回路を要する。水晶振動子に印加される電圧は、0 V_{pp} ~ 250 V_{pp}迄連続的に変化できるように設計し、この結果、水中の音響出力は、0 Watt ~ 4.5 Watts



図(2-1) Bragg Imaging Systemの映像装置。

S.T. = ストロブトリガ、L₁ = コリメータレンズ (f = 300mm)、L₂ = 照明光用円筒レンズ (f = 120mm)、L₃ = 拡大用円筒レンズ (f = 88mm)。

レンジで可変される。電気信号の印加に伴って発生する音波は、単一モードの平面波で超音波槽内を伝播し物体と照射する。図(2-2)は、試作機に超音波槽である。水晶振動子と照明光波間の距離は、約60mmに



図(2-2) 超音波槽

設計し、その間に物体が水浸

し挿入される。この結果、物体と照射することによる散乱音場のうち、前方に散乱された音波のみが透視像に用いられる。又超音波槽内には、進行音波の反射波等による像の劣化を防止するため、水晶振動子の反対側に、ゴム板を置き、音波の吸収を計る。

照明光学系は、照明光用の円筒波の発生系と倍率補正のための拡大光学系とからなる。光源は、音波による光波の回折光が単一モード化されているために単色光を必要とし、レーザービーム（出力1mW、波長 $\lambda_0 = 6328\text{\AA}$ ）を用いた。レーザーから発振される光波は、対物レンズで拡大され、エクスレンズ L_1 ($f = 300\text{mm}$) に平行光に調整される。さらに円筒レンズ L_2 ($f = 120\text{mm}$) を通過して収束波となり、超音波槽内に生成された音場を照明する。

照明光の収束角は、スリットの開口径に比例調整され、開口径が大きくなると式(1-36)、(1-37)のrect関数で示される散乱音波のdiffraction-limitとなる。レンズの収差による像の劣化を防ぐため、開口径のN.A. ($= 2\alpha$) は、 $2\alpha < 0.2$ と満たす範囲で使用される。超音波槽内に光波を導入する少モード少モードを用いるオプティカルファイバーは、照明光の位相変化を来さないため、 $\frac{1}{4}\lambda$ 以下の面精度で製作されたものを用いる。図(2-1)に示す円筒レンズと同等の精

度内で製作されたものと用いた。

照明光波の光軸は、照射音波の波面(X軸)に対して、Bragg角入射のために設定した。この調整は、超音波槽全体が回転台の上に装置されていて、Acousto-Optic interaction によって生ずる二次の二波の回折スペクトルのうち、所望の回折スペクトルの強度が最大となるように回転機構を調整して随意に行なわれる。



図(2-3) Bragg Imaging System
の映像装置

図(2-3)は、試作した Bragg Imaging System の装置の写真

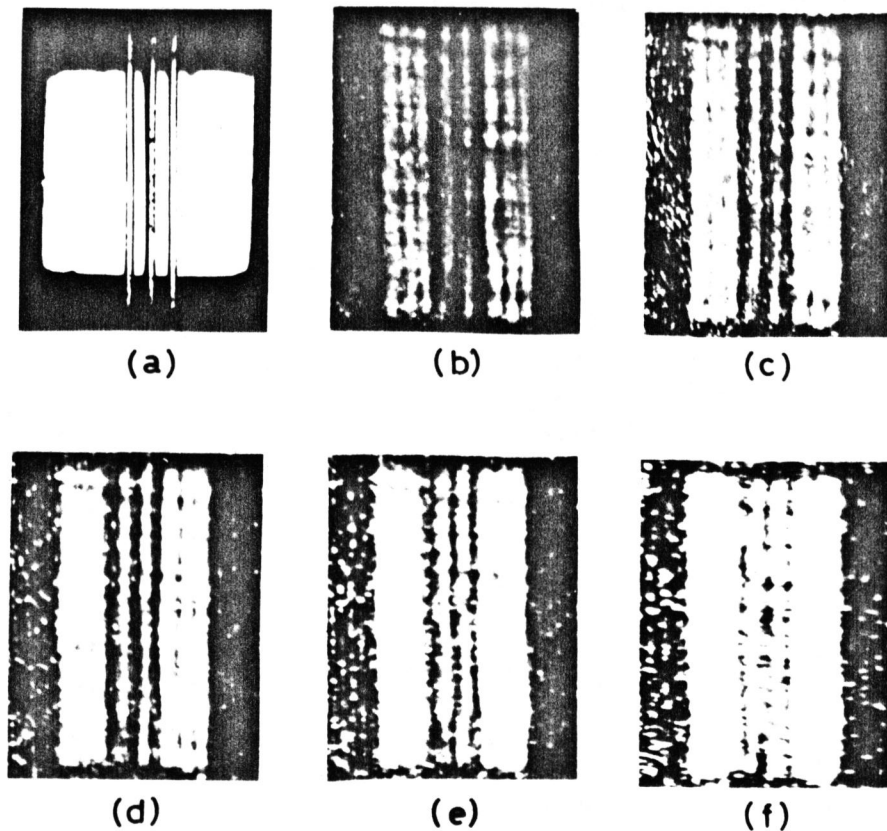
である。音波に於て回折した光波は、前章で示した如く、物体情報と搬送し、照明光の焦点近傍に物体像を形成する。物体像は、次節と同様に、実際の物体の実長の k/λ 倍一次的に収縮されたものである。円筒レンズで倍率の回復を言ったり、カメラはスクリーン上に投影される。

§2.3 物体像の分解能

通常、結像光学系の分解能は、結像レンズの開口径および収差に依存する。B.J.S. においても、この開口径が分解能と決定する主要因であることは、式(1-36)(1-37)から容易に理解される。

この理由から、B.I.S.の実験像を調べ、分解能の開口径と音波周波数依存性を検討した。実験条件は、音波周波数 30 MHz, 15 MHz と使い、水晶振動子の印加電圧は、各 150 μ p-p, 200 μ p-p と用いた。

図(2-4)に音波周波数 30 MHz, 結像光と二次回折光を用い、開口径 ($L_1 = 2d$) と変化させて得られた実験像を示す。試料は、直径 1.0 mm のワイヤと 1.5 mm の間隔で配置したものである。各物体像は、(b) $2d = 15$ mm, (c) $2d = 10$ mm, (d) $2d = 7.5$ mm, (e) $2d = 5$ mm, (f) $2d = 2.5$ mm と用いて得られた。写真中の矢印形状の明るい部分が、水晶振動子から発せられる音波による二次回折光に対応する。この実験結果から、開口径の減少と共に、分解能が低下する様子が



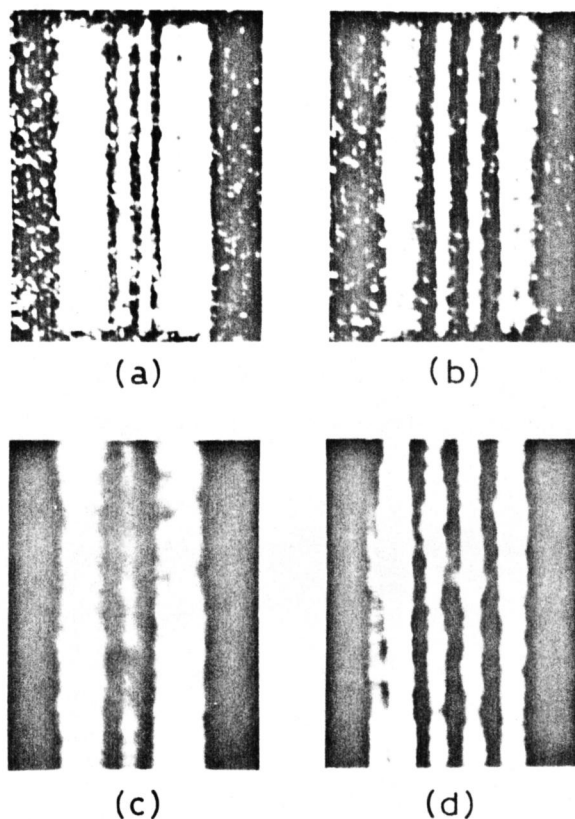
図(2-4)音波周波数 30 MHz における物体像の二次開口径依存性。物体は、1 mm 幅のワイヤと各像は、二次開口径、(b) $2d = 15$ mm, (c) $2d = 10$ mm, (d) $2d = 7.5$ mm, (e) $2d = 5$ mm, (f) $2d = 2.5$ mm と用いて得られた。

窺え、各開口径に対して1.0mmのワイヤは分解可能であることが分かる。

次に、開口径を15mmに固定して、音波周波数に対する分解能の変化を調べた。

用いた音波周波数は、30MHzと15MHzであり、図(2-5)に実験結果を示す。試料は、(a),(c)が1.0mmのワイヤ、(b),(d)が1.5mmワイヤであり、各物体像は、(a),(c)が15MHz、(b),(d)が30MHzを用いて得られた。この結果より、画質、分解能は、高い音波周波数を用いる程向上することが明らかである。音波周波数15MHzの物体像に関し見れば、分解能は、1.0mm~1.5mmの間であると思われ、この値は、15MHzの音波の水中の波長が約0.1mmであるから、

音波長の十数倍に匹敵する。このように、B.I.S.の分解能は、口径の開口径と音波周波数に依存することが分かる。口径の収差に関しは、用いた開口径15mmのN.A.が0.063(=α)であり、円筒レンズの許容収差範囲²⁷⁾ $2\alpha < 0.2$ 以内で使用されるに依り、この実験結果に対する収差の影響は少ないものと思われる。



図(2-5) 物体像の音波周波数依存性。各物体像は、(a),(c)が直径1mmのワイヤ、(b),(d)が直径1.5mmのワイヤの像であり、(a),(b)は音波周波数30MHz、(c),(d)は音波周波数15MHzを用いて得られた。

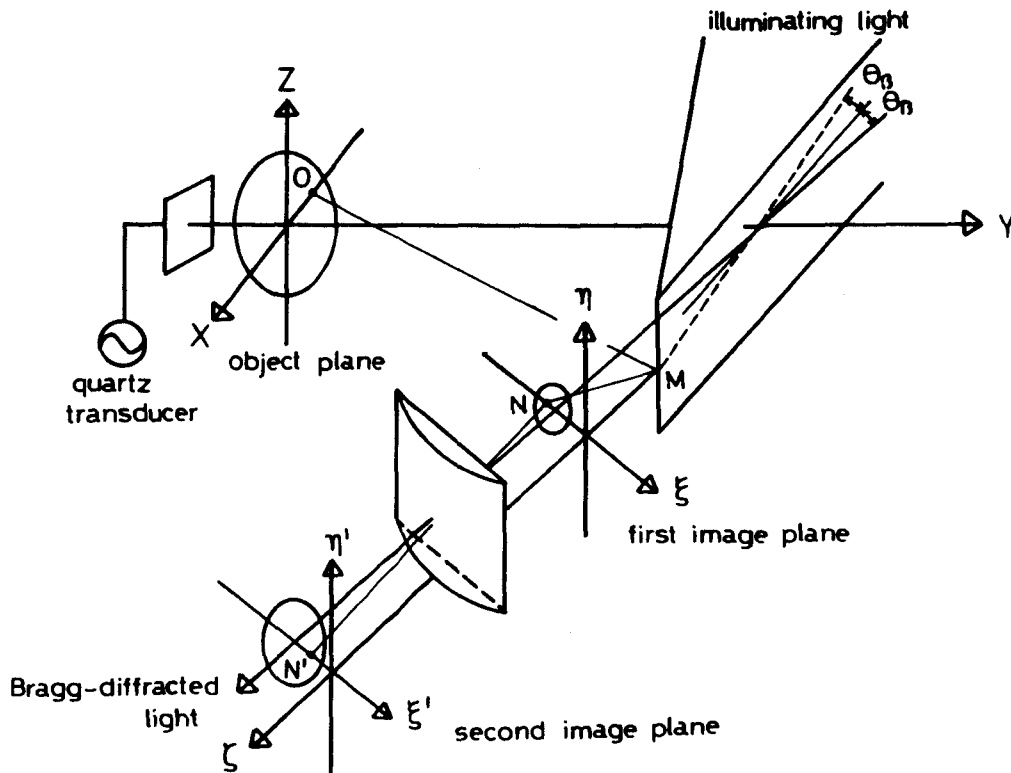
§ 2.4 分解能の理論的検討

前章で示した結像式を一般的に取り扱うために座標系を設定し、これを用いて

B.I.S.の結像の特色と関係。さらに、分解能の理論的評価式を求め、前節で得られた知見の確証を図る。

この目的のため、一次回折光に対する結像のみに着目し、図(2-6)に示す結像に関する座標系を導入する。各座標系は、次のように決定された。

照明光の光軸に対して、波面が Bragg 条件を満たす時に照射音波の伝播方向を設定し、 Y 軸とする。 Y 軸に垂直な物体面の任意の断面を物体面に選り、照明光の中心軸と同一平面内に X 軸とこれと直交する Z 軸とすれば、物体面は、 $(X-Z)$ 面となる。 $(X-Z)$ 面の原点 $(0,0,0)$ に対称像点は、座標系 (X, Y, Z) で表示すると、式(1-30)から一次回折光に対しては、照明光の焦点 $M(X_0, Y_0, 0)$ に座標移動すれば点 $N(X_0 - \frac{k}{k} X_0, Y_0 + \frac{k}{k} Y_0, 0)$ となる。同様に、 X 軸上の物体点の



図(2-6) Bragg Imaging Systemの結像に関する座標系。各座標系は、物体面 $(X-Z)$ 面、第一像面 $(\xi-Z)$ 面、第二像面 $(\xi'-Z)$ 面にある。

の集合を考えると、 Y_0 等の像点は $N(X_0 - \frac{K}{R}X_0, Y_0 + \frac{K}{R}Y_0, 0)$ に通過し、回折光の光軸に垂直な車軸上に形成される。像点の集合で生ずる座標車軸と ξ 車軸とある。 ξ 車軸は、 X 軸と $(\frac{\pi}{2} - \theta_0)$ radian 回転した面とあり X 軸に対応する像面 ξ の座標である。 ξ 車軸の原点は、照明光の焦点 M に通過し、回折光の伝播方向と平行な座標車軸 ξ との交点に選ぶ。更に、 (ξ, ζ) 車軸に直交する座標車軸 η と車軸とすれば、物体面 $(X-Z)$ 面に対応する像面は、 $(\xi-\zeta)$ 面となる。このように決定される像面を第一像面と称す。回折光波の振幅分布は、 ξ 車軸方向に関する座標点の移動を除いて、式(1-37)がそのまま適用できる^{*}。実際には、物体像の検出は、円筒レンズを用いて像の拡大が図られて投影される。この像面と第二像面と、座標系 (ξ', ζ', η') で表わす。倍率拡大用の円筒レンズの収差は、照明光用レンズの開口径 ϕ の収差の影響を避けるために狭く決定されることから無視され、像の分解能の評価には、第一像面で計測されることは充分である。

図(2-6)に示した B.I.S. の結像系から、物体面から第一像面間の結像は、レンズを用いずに行われることが分る。B.I.S. の一般の結像光学系と異なる。レンズと結像系とある特徴と有していることが理解される。結像の特色と調べるために、 X 軸上の物体点 X_1, X_2 と考え、その像点を求めると、式(1-30)から

$$\left. \begin{aligned} \xi_1 &= \frac{K}{R}(X_0 - X_1) \\ \xi_2 &= \frac{K}{R}(X_0 - X_2) \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (2-1)$$

となる。物体点が相隣隣する時、二点間距離を $\Delta X (= X_1 - X_2)$ とすると、 ΔX の投影像における距離 $\Delta \xi$ は、式(2-1)から

^{*} ξ 車軸は、図(1-5)で設定された ξ 車軸を回折光の光軸の正方向に、 $\frac{K}{R}Y_0$ だけ平行移動した面とあり、この方向に関する表式の変化は生じない。

$$\Delta \xi = \frac{K}{R} \Delta X \quad \dots \dots (2-2)$$

とある。残りの座標軸に関しては同様に

$$\left. \begin{aligned} \Delta \zeta &= \frac{K}{k} \Delta Y \\ \Delta \eta &= \Delta Z \end{aligned} \right\} \dots \dots (2-3)$$

が得られる。式(2-2), (2-3)は、X軸, Y軸方向のスケールに関して、像面と物体像は、 λ 倍収縮されることを示し、Z軸方向に関しては、倍率変化と生じないことを示す。この効果は、ホログラムの結像作用とは同知の効果であり、ホログラム作成時に用いる結像波の波長 λ と再生時のこれと異なる再生波の波長 λ' の間に生ずる倍率 λ/λ' と同等である。B.I.S.において物体の振幅位相情報は、散乱音波に記録し、時間的に変動する搬送波と有ることから、散乱音場と、光波に対するホログラムと考へることが出来る。従って B.I.S.は、音波ホログラムの再生系と有する実時間レンズ結像系であると云える。

次に、物体像の分解能と理論的に評価するために、図(2-6)に示した座標系を用い、物体像の空間周波数分布を調べる。

像面、 $(\xi-\eta)$ 面における物体像の複素振幅分布は、式(1-29), (1-37)が

4

$$E_1^s(\xi, \eta) = C \iint_{-\infty}^{\infty} O(x', z') H(\xi - x', \eta - z') dx' dz' \quad \dots \dots (2-4)$$

ここに

$$\begin{aligned} H(\xi, x'; \eta, z') = \iint_{-\infty}^{\infty} \text{rect}\left(\frac{p}{2p_m}\right) \text{rect}\left(\frac{M}{2M_m}\right) \exp\{-jk[p(x_0 + \frac{K}{R}\xi \\ - x') + M(\eta - z')]\} dp dM \quad \dots \dots (2-5) \end{aligned}$$

と表わされる。ここに P_m, M_m は、照明光用レンズの矩形開口の方向余弦であり、 $P_m = \sin \alpha, M_m = \sin \beta$ である。式(2-5)の簡単な考察から、像の中心は ξ 軸に関して $\xi = 0$ の座標点から $-\frac{k}{k'} X_0$ だけ移動していることが分る。式(2-6)に示すようにである。この事柄を考慮して、像の中心から変数 ξ 選んで式(2-4)の二次元 F -1/2変換を施せば、次のようになる。

$$\begin{aligned} \hat{E}_1^s(u, v) &= \iint_{-\infty}^{\infty} E_1^s(\xi, \eta) \exp\{-j[u(X_0 + \frac{k}{k'} \xi) + v(\eta - Z)]\} \\ &\quad \times d\left\{X_0 + \frac{k}{k'} \xi\right\} d\eta \\ &= \hat{O}(u, v) \cdot \hat{H}(u, v), \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (2-6)$$

但し

$$\hat{O}(u, v) = \iint_{-\infty}^{\infty} O(x', z') \exp[-j(u x' + v z')] dx' dz', \quad \dots\dots\dots (2-7)$$

$$\hat{H}(u, v) = \text{rect}\left(\frac{u}{2k P_m}\right) \text{rect}\left(\frac{v}{2k M_m}\right). \quad \dots\dots\dots (2-8)$$

ここに、 (u, v) は、 (X, Z) 方向に関する空間周波数であり、 $u = kP, v = kM$ と表わす。符号 \wedge は、 F -1/2変換を示す。像形成に寄与する物体の最大空間周波数は、式(2-6)(2-8)から

$$u_m = k P_m, \quad v_m = k M_m \quad \dots\dots\dots (2-9)$$

となる。物体の周期性を仮定すると、任意の形状をもつ物体でも、 F -1/2級数表で表わすことは周知である。物体面 E の X 軸、 Z 軸方向に配置した同期物体 $\cos\left(\frac{2\pi X'}{\Delta X'}\right) \cos\left(\frac{2\pi Z'}{\Delta Z'}\right)$ を考えると、この物体の空間周波数分布は、式(2-7)から

$$\hat{O}(u, v) = \iint_{-\infty}^{\infty} \cos\left(\frac{2\pi X'}{\Delta X'}\right) \cos\left(\frac{2\pi Z'}{\Delta Z'}\right) \exp[-j(u x' + v z')] dx' dz'$$

$$= \frac{1}{4} \left[\delta\left(\frac{2\pi}{\Delta X'} - u\right) + \delta\left(\frac{2\pi}{\Delta X'} + u\right) \right] \left[\delta\left(\frac{2\pi}{\Delta Z'} - v\right) + \delta\left(\frac{2\pi}{\Delta Z'} + v\right) \right], \quad \dots (2-10)$$

となる。ここで $\Delta X, \Delta Z$ の周期間隔を持つ周期物体の空間周波数は、正の領域でのみ考えれば

$$u = \frac{2\pi}{\Delta X'}, \quad v = \frac{2\pi}{\Delta Z'}, \quad \dots (2-11)$$

となる。式(2-7)を用いて、物体面での最大空間周波数に対応する周期物体の周期間隔 $\Delta X_m, \Delta Z_m$ は、

$$\frac{2\pi}{\Delta X_m} = K P_m, \quad \frac{2\pi}{\Delta Z_m} = K M_m, \quad \dots (2-12)$$

となる。電気通信理論における分解能の定義によれば、^{*30)} 分解能は、物体像に現れる物体と構成する最大空間周波数の2倍の逆数であるから、式(2-12)を用いて

$$\left. \begin{aligned} (\Delta X)_r &= \frac{\Delta X_m}{2} = \frac{\lambda}{2 \sin \alpha} \\ (\Delta Z)_r &= \frac{\Delta Z_m}{2} = \frac{\lambda}{2 \sin \beta} \end{aligned} \right\} \dots (2-13)$$

ここに r は分解能であることを示す。式(2-13)は、Smith 等が提示した B. I. S. の分解能の評価式と一致する。式(2-13)から、分解能は音波周波数とレンズの開口径に依存することになり、前節の実験結果と説明することができる。

* 光学における北-2) 結像系の分解能の評価は、像に含まれる物体の最大空間周波数 (cycles/mm) と同じに行われることが多いが、超音波映像系では分解能は低く、物体面の分解は物体幅で行われることが多い。

condition	$(\Delta X)_r$		$(\Delta Z)_r$	
	$\sin\alpha=0.063$	$2d=15\text{mm}$	$\sin\beta=0.71$	$2d=33\text{mm}$
sound frequency (sound wavelength)	15 MHz (0.1mm)	30 MHz (0.05mm)	15 MHz (0.1mm)	30 MHz (0.05mm)
theoretical value	0.8mm	0.4mm	0.07mm	0.03mm
experimental value	1.2mm	0.4mm	0.08mm	

図(2-7) Bragg Imaging System の分解能。

$(\Delta X)_r$ = X 軸方向の分解能, $(\Delta Z)_r$ = Z 軸方向の分解能。

図(2-7)に、式(2-13)を用いて計算された分解能の理論値と前節の実験で得られた実験結果を比較して示す。この図から、X 軸方向の分解能において 15MHz の音波を用いた場合を除いて、理論値と実験値が良好に一致することが分かる。さらに、物体の X 軸方向の分解能が Z 軸方向よりも約一倍劣ることが分かる。これは、前に調べたように、X 軸方向の物体情報が高倍率の収縮を受け、この補償のため、拡大光学系の高倍率と必要とすると、レンズの収差の影響を受け易く、この影響を防ぐため開口径が狭く制限されるためである。Z 軸方向に関しては、倍率の変化と全く生じず、開口径を大きく設定できるため微細な物体情報の映像が可能である。特に、音波長以下の分解能は得られ、理解し難い現象と考²⁵⁾えられる。Smith 等もこの方向に関して、²⁵⁾対応する実験的分解能と得ている。以上、X 軸方向の結果が原理的に B.I.S. の画像の良否を決定するものであり、この方向の画像については詳しく検討する必要はないと思われる。次章で議論する。

§ 2.5 結言

B.I.S. がホログラムの原理に基づいた結像系であると指摘し、物体から散乱する音波で構成される音場とホログラムとを組み合わせ、実時間で像再生を行う結像系であると述べた。B.I.S. の場合、他の超音波ホログラムにおける結像系に比べ、装置が簡単であり、参照音波を使用せず、 $\lambda/2$ を使用しない $\lambda/2$ 結像系であることから、原理的に音場の乱れ、光学要素による像の劣化は少なく、理論的な考察が有効であると思われる。

ホログラム1次元システムである特徴として、物体像は、物体面 X, Y 軸方向に対応する像面 Z 軸に関して像の収縮を生じ、ホログラムの結像倍率と同等の効果を生ずる。B.I.S. の三次元的な結像作用とす物体の深さ方向の結像は、 X 軸方向の結像に関与する照明光の収束角と決定する $\lambda/2$ の開口数に依存し、一般に、焦点深度は深く、物体の奥行きに対する効果は少ない。

分解能に関しては、実験結果から、 $\lambda/2$ の音波周波数と $\lambda/2$ の開口径に依存することと明らかにし、この知見と確認するために、結像式を用いて物体像の空間周波数分布と調心、分解能の評価式を求めた。理論的に導出した評価式から計算される分解能と実験結果の比較を行い、両者が比較的良好に一致することを確認した。特に、分解能の評価式が前章で導出した B.I.S. の結像式から得られることは、B.I.S. における物理現象の把握が妥当であることを示し、 Y 軸の像評価に関して意義があるものと思われる。

第3章 シミュレーションにおける画像特性の検討

§3.1 緒言

従来、超音波映像の分野では、機械的誤差や、音波の照射から像形成までに介在する中間媒体の劣化要素の影響で結像式とついでに具体的評価式が像の理解に関して有効でないため、画像評価の研究は、全く試みられなかった。B.I.S.の場合、装置が簡単な前章において分解能の評価に関して結像式が有効であることを調へた。非破壊検査、医療診断等の応用を考えた場合、得られる物体像から、正確な情報と抽出でき、物体像に現われる現象と予め理解しておくことは、重要であると考えられる。像の評価や像形成に付随する現象の解釈が妥当であれば、劣化の原因と解明することもでき、画像の改良、処理等の研究をも期待できると思われる。

本章では、こうした立場から、B.I.S.の結像式に基づいて物体像のシミュレーションと行ない、画像特性の把握と試みに、結像系は無収差であると仮定し、物体面をZ軸方向に対する結像作用は、高い分解能と有するために無視し、B.I.S.の画像の劣化と決定する劣化の著しいX軸方向の一次元の結像についてのみ調へた。

取り扱う物体は、最初、画像に関して基本的な知見を得るため、音波に対して不透明な物体(振幅物体)と考へた。計算結果は、実験像の光電検出と行ない、定量化された実験結果と対応させ、両者の比較により、知見を得た。実験は、測定結果の厳密性と保持のために、写真フィルムを用いて結像光を直接光学的に検出した。次に、超音波映像法では、重要であると思われる一般的な、音波に対して半透明な物体(振幅位相物

物体を考慮し、これに対するシミュレーションを行ない、知見を得る。

3.2 振幅物体に関する画像特性

結像式に基づいて形成される物体像に関して、基礎的検討を進行させるため、物体は、照射音波が物体内部と透過しない場合について考える。物体は、薄い平板物体と仮定すると、物体関数は、物体幅と $2a$ とすると

$$O(x') = \begin{cases} 1 & x' \leq a \\ 0 & x' > a \end{cases}, \quad \dots \dots \dots (3-1)$$

となる。1次回折光で結像される物体像の強度分布は、式(1-36)から次式で与えられる。

$$I(\xi) = |E_{+1}(\xi)|^2 = \left| \int_{-\infty}^{\infty} O(x') H(\xi - x') dx' \right|^2, \quad \dots \dots \dots (3-2)$$

但し

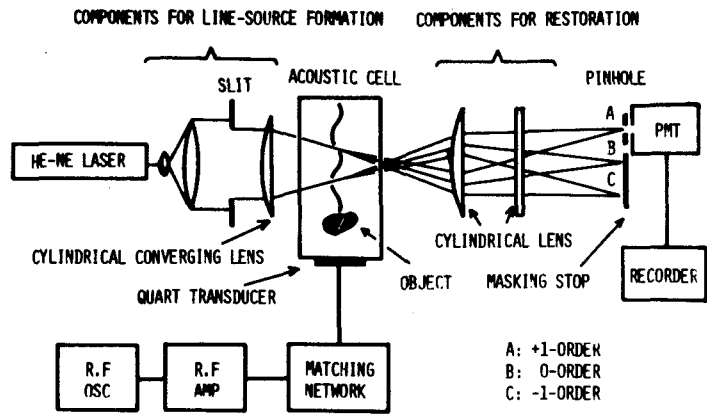
$$H(\xi - x') = \int_{-\infty}^{\infty} \text{rect}\left(\frac{p}{2P_m}\right) \exp\left\{-jk\left[p(x_0 - \frac{k}{K}\xi - x')\right]\right\} dp. \quad \dots \dots (3-3)$$

計算方法は、数値計算で行ない、計算結果は、 $1/K$ 倍拡大して、 ξ 軸と x' 軸とのスケールと合わせ実験像と比較検討する。

3.2.1. 物体像の定量化のための実験装置

図1に装置の構成を図(3-1)に示す。使用音波は、音響出力 0.5 Watts/cm^2 ,

音波周波数 15 MHz, 30 MHz の平面波で、水と満った超音波槽内に伝播し、物体と照射する。照射音波および物体による散乱音波は、左端から伝播する線状収束光と相互作用し、音波周波数で Doppler shift を与える波の回折光と生成する。



図(3-1)実験装置の構成

結像には、+1次回折光と使用し、物体は、アルミ板を用いた。物体像は、直接に対マルチプライヤーで検知し、ローダーに入力して強度分布を測定した。像面では、零次光を中心に、媒質中(水中)の不純物による Rayleigh 散乱, Tyndall 散乱に起因するノイズ³¹⁾が顕著に広がる。この混入を抑えるため、音波槽と円筒レンズの側面に置く。零次光と信号光との分離を図る。小物体の測定は、円筒レンズの収差の影響を抑えるため、対マルチプライヤーを用い、物体と 1/10 mm 間隔で離散的に移動して行なう。ノイズが重畳した信号光の光電測定値は、ノイズの中間値と測定値とした。

3.2.2. 計算結果の検討

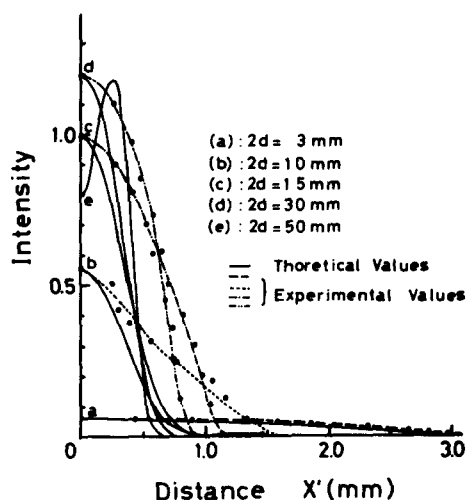
式(3-2), (3-3)に含まれる変数、音波周波数、レンズ開口径、物体幅とハーフ角としてこれ等を変化させて得られるシミュレーション像(S.I.と略す)と実験像(E.I.と略す)の比較を行ない画像特性の把握および劣化要因の検討を試みた。

図(3-2)は、音波周波数 15 MHz, 幅 1 mm の平板物体と対して得られる物体像のスリット開口径(2d)依存性を示すものである。S.I.とE.I.の両者共、開口径の増大に伴い分解能が向上すると示し、物理的には、結像に寄与する散乱

音波が開口径の増大とともに増加することと裏付けている。収差を考慮に定めた適正開口径($2d=15\text{mm}$)の場合、S.I.とE.I.の像幅の比較を行なうと、後者は、前者の約1.7倍の像幅と見られる。実験像の劣化が著しい。この劣化は、開口径が減少する程著しく、像形成の立場から考へば、E.I.は、S.I.におけるように像面への座標に対する勾配が緩やかであることから物体の高周波成分の情報が減少することにより生ずる現象であることが分かる。劣化の要因とは

- (1) 限らぬ Acousto-Optic interaction area による影響、
- (2) 音波吸収による効果、
- (3) Acousto-Optic interaction に於ける音響出力に対する回折光強度の linearity による効果等が考えられる。

これらの劣化要因は、単独に影響を及ぼすものではなく重複して像の劣化を生ずるものと思われる。何故ならば、吸収に於て考へれば、水中の音波の吸収係数は、 15MHz で約 0.0569 (neper/cm)、 30MHz で約 0.228 (neper/cm) であり、高周波音波であるから無視できない。しかし吸収の効果は、全空間周波数に対して一様であるわけではなく、特に高域空間周波数成分が欠除されることである。Acousto-Optic interaction area に関して、 λ の領域が大きければ、物体面の座標系 z - z 軸方向より x - x 軸方向の方が広く、 z - z 軸方向では、ほぼ理論値に対応した分解能が得られることから、この効果については考えられる。劣化要因(3)は、結像式の基礎となる表示法、Angular Spectrum 法の散乱場に関する仮定、即ち、ボルン近似に従う入射波と散



図(3-2) レンズ開口径とパラメータと
15MHzにおけるミミレーション像と実験像の比較。物体は、1mm幅のアルミ板を用いた。

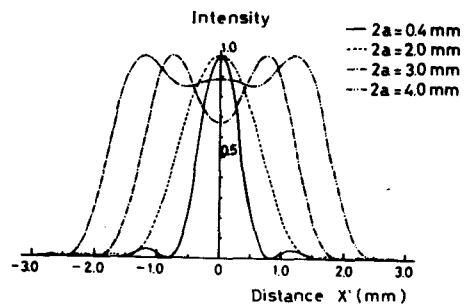
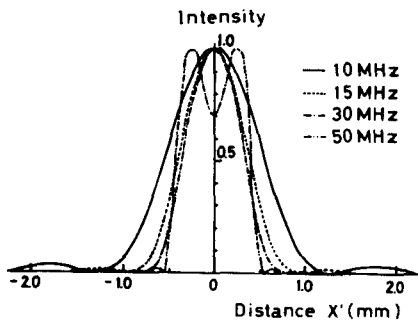
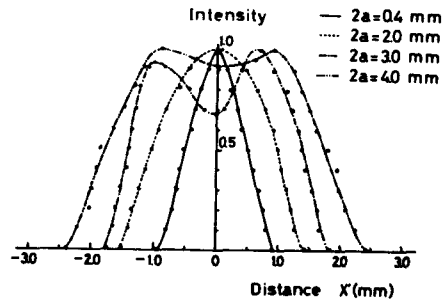
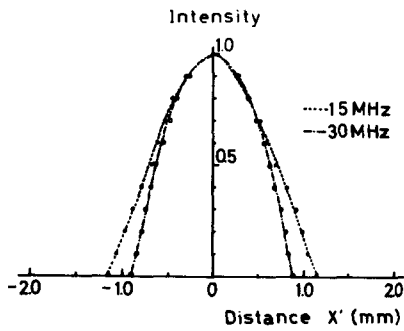
乱波の伝定, $|S^s|^2 \ll |S^i|^2$, $|E^s|^2 \ll |E^i|^2$ が成立しないような強い散乱音波あるいは回折光波が生起される時に生ずるものである。ボルン近似に従う散乱過程で生起される回折光の振幅は、式(1-36)から位相項を無視すれば

$$E_{+1}^s \propto |E^i| |S^s| \propto |E^i| \cdot P_{ac} \quad \dots\dots\dots (3-4)$$

とす。回折振幅は、媒質中の音響出力 (P_{ac}) の変化に対して linear に変化する。ところが、ボルン近似が成立しないある程度強い回折光が生成される場合、回折振幅は、より厳密な Maxwell の波動方程式の解^{32), 33)}より

$$E_{+1}^s \propto |E^i| \sin \sqrt{A \cdot P_{ac}} \quad \dots\dots\dots (3-5)$$

とす。ここに A は定数である。式(3-5)から、回折光の振幅は、音響出力に対して linear に変化しないことが分かる。さらに、式(3-5)において音響出力が弱い場合、この級数展開を第1次近似として式(3-4)を得ることが理解される。式(3-5)に従う Acousto-Optic interaction においては、ボルン近似に従う弱い散乱および回折過程が生ずる弱い散乱音波に対して、強い音波強度に対応する回折光の強度が強調される効果を生ずる。換言すれば、音波から光波への強度の変換時の「ブレイクダウン」の非線形性が呈され、弱い音響出力の領域では、強い音波を強調する効果を生ずる。散乱音場について考えると、散乱音波のエネルギーの角度分布(指向性)³⁴⁾は、物体(散乱体)が小さく、音波周波数が低い程大きい。散乱角の大きい散乱音波程、物体の高い空間周波数成分を含んでいる。この等価効果と考慮すれば、前述のように像の形成は、散乱角の大きい散乱音波がエネルギー的に散乱角の小さい音波よりも、又伝播距離も長くなることから吸収の効果が大きく、ブレイクダウンの非線形性により物体の低域空間周波数成分が強調される効果に則して生ずると解釈される。この現象は、次の図(3-4), 図(3-5)で明らかであると思われ、媒質中の音響出力に



図(3-3) 音波周波数とパラメータとある
 2a=15 mm における
 シミュレーション像と実験像の比較。
 物体は、1 mm 幅のフィル板で、上図
 は実験像、下図は、シミュレーション
 像を示す。

図(3-4) 物体幅とパラメータとある
 2a=15 mm, 音波周波数
 15 MHz におけるシミュレーション像
 と実験像の比較。上図と下図は、
 天々、実験像とシミュレーション像と示
 す。

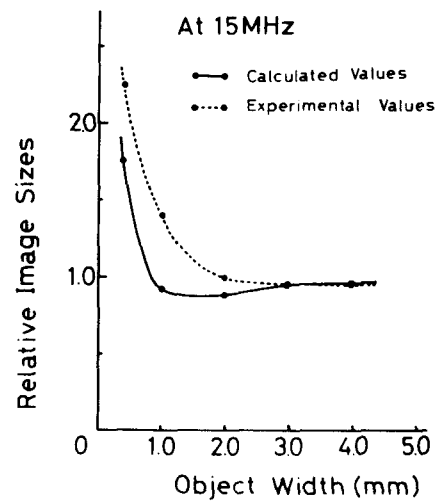
に対する回折光強度の関係は、第5章で議論する。

図(3-3)は、開口径 $2d=15\text{ mm}$ と用い、幅 1 mm のフィル板に対する像の音波周波数
 依存性と関係している。像を形成する物体の最大空間周波数は、式(2-9)より使
 用音波周波数の比で変化するが、像として得られる S.I. と E.I. の両者共、顕著な差は
 ない。しかし詳細に観察すれば、特性曲線の tail 部分が異なり、後述の実験像
 における 15 MHz と 30 MHz の物体像では、前述に劣化要因の影響と考えられる効
 果により、像の sharpness が著しく異なることが分かる。

図(3-4)は、開口径 15 mm 、音波周波数 15 MHz と用い、フィル板の物体幅と

変化され得るに由るのである。物体幅が大きくなるに伴い、S.I.とE.I.は良好な一致を示し、両者共、像の輪郭が強調されるに edge sharpening effect を呈する。両者の一致は、装置上の変化はほぼ同一な結像系であるから結像に本質的な現象と考えられる。これは、物体幅の変化が、散乱音波のエネルギーの角度分布と変化させるから、大きな物体では、散乱音波の指向性が鋭くなり、高域空間周波数を搬送する音波の音響出力に対する非線形性の影響が緩和されるに由るのであると解釈される。

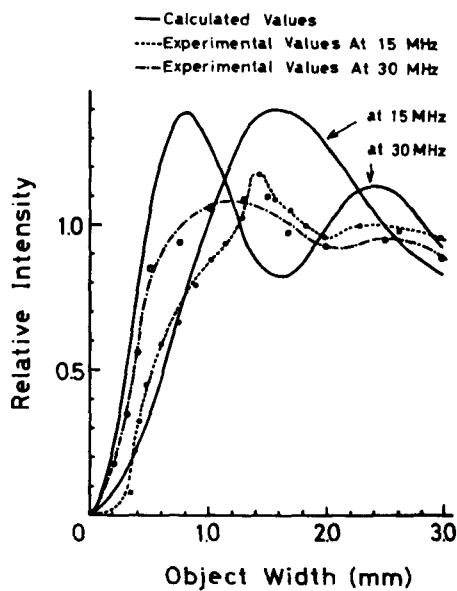
図(3-5)は、音波周波数15MHzを用い、得られた像の最大強度の半値幅を Image size と定義し、物体幅が大きると像の広がりとの関係と説明したものである。Image size は、像幅と物体幅で決まるとしてある。この結果から、3.0mm以上の物体(音波長の約30倍)では、計算値と実験値は極めて良好に一致し、Image size は、物体幅にほぼ等しい。3.0mm以下では、次第に不一致を呈し、更に1.0mm以下(音波長の数倍)では、急激に変化する。これに於いて、物体幅が減少すれば、散乱音波のエネルギー分布に関する指向性は鋭くなるので、前述した音波から光波への情報変換時に生ずるダイフракツィオンの非線形性による変効果が明らかであると思われる。このように、B.L.S.で得られる物体像は、レンズの開口径と音波周波数で画質が決定される以外に、散乱音波の音響出力によっても画質が変化し、通常の光学結像系とは、起り得ない現象が認められる。



図(3-5) レンズ開口径15mmと音波周波数15MHzにおけるシミュレーション像と実馬余像の物体幅依存性。Image Sizeは、像幅(最大強度の半値幅)と物体幅で決まるとしてある。

3.2.3 像のコントラスト

前述の結果から音波長の10倍以下の物体幅に対しては、シミュレーション像と実験像の差異が著しいことが分かる。しかし後述の実験像では、これらの物体に対してある程度の強度と保持した像が得られる。図(3-6)は音波周波数15MHzと30MHzを用い、像の中心における像の強度を示したものである。相対強度は、物体と挿入していない時のバイアス強度の値で規格化して示した。この図から、大きな物体幅に移行するに伴い、15MHzで物体幅1.2mm、30MHzで0.7mm位で完全に強度が回復し、それ以上の物体幅では、Contrast ringingと生ずることが分かる。1.0mm以下の小さい物体幅においては、実験値は、計算値に比較して、比較的高いスロープで立ち上がる(前述のシミュレーション結果からは、逆に物体の高域空間



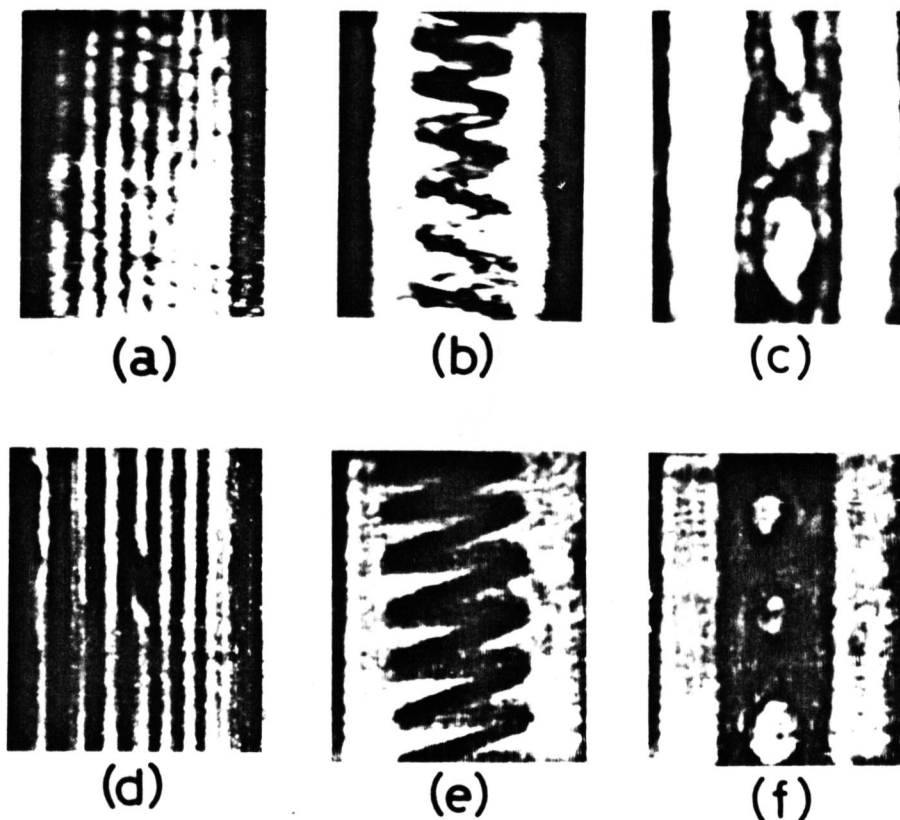
図(3-6)像のコントラストの物体幅依存性。画像に関する条件は、レンズ開口径15mm、音波周波数15MHzと30MHzであり、像のコントラストは、物体挿入前のバイアス強度で規格化し、像の中心で計算および測定されたものである。

周波数が抑圧される効果から緩やかなスロープで立ち上がると推定される)。この現象を物体の空間周波数(式(2-12)から、 $1/\text{object width}$)で評価すれば、シミュレーション像に比較して実験像は、一見高域成分が強調されるように考えられる。しかし、この現象は、次節で述べる如く、照明光学系の原因ではなく、物体と水の境界域における音波の不連続な位相によるものとして解釈される。

3.2.4. 物体像の観察

シミュレーション結果と光学的に測定した実験結果とを比較検討することにより得られたB.I.S.の画像特性と実験的に確認するために数種類の物体像と調べ、図(3-7)に示す。

結像には、オプティムと考える条件、即ち媒質中の照射音波の音響出力約 0.5 Watts/cm^2 、周波数 15 MHz と 30 MHz と使い、照明光学系では、レンズ開口径 15 mm と用いた。図中の(a),(d)は、直径 1.6 mm , 1.0 mm , 0.8 mm , 0.6 mm , 0.5 mm , 0.25 mm , 0.15 mm の平行なワイヤーが非周期的に配列した物体の音波周波数がそれぞれ 15



図(3-7) 物体像の観察。

試料は、(a)と(d)が $1.6, 1.0, 0.8, 0.6, 0.5, 0.25, 0.15 \text{ mm}$ のワイヤーを非周期的に配列した格子；(b)と(e) 直径 10 mm , 1 cm のスチール；(c)と(f) 幅 8 mm , 厚さ 0.2 mm のアルミ板に直径 4 mm と 2.5 mm の穴と厚さは 9 mm あり。(a), (b), (c) は、音波周波数 15 MHz と使い、(d), (e), (f) は、 30 MHz と用いて得られた。

MHz, 30MHz に対する物体像である。15MHz と 30MHz の像と比較すると、前者は、ワイヤの各中心部から減少する強度分布と似、後者は、物体幅が増大するにつれ、輪郭を再現する模様を呈し、図(3-4)と似にシミュレーションによる結像特性と裏付けている。主に実験的分解能が約1.2mm であり、にもかかわらず、図(3-6)で示すように、小さい物体幅と有る試料に対して比較的高いコントラストを保持して映像されることが見える。(b), (e)の物体像は、三次元的な物体として直径10mm, 1mm のパイプを用いて得られたものである。詳細に観察すれば、照射音波の伝播方向に垂直な相互異なる二面で結像パターンが変化していることが分かる。先述した如く、本システムは、ホログラム結像系と考えるべき故に、三次元的結像が可能であり、物体内部断面の観察に対して有効であると思われる。15MHz と 30MHz の場合、物体像と比較すると、後者は、分解能、画質が良好であるのに対し、前者は、劣化が顕著くあり、これは散乱音波の指向性に伴う効果が現われていると考えられる。しかし、音波から光波へ情報変換時のダイナミックレンジの非線形性の効果は、一種の低周波フィルターとして作用する。レンズ収差等による影響と異なる。像(c), (f)は、幅8mm 厚さ0.2mm のアルミ板に4mm と2.5mm の穴と有る物体に対して得られたものである。両周波数の像共に、図(3-3)で説明した如く、物体の輪郭の強度が強調エッジ効果(edge sharpening effect)を呈している。特に(c)においては、アルミ板の透過像となっており、物体端のエッジが強調されている。

さらに、物体幅8mm, 厚さ1mm の均質なアルミ板を用い、これを透過状態に設定して透過像を得、edge sharpening effect と調べた。

アルミ材料は、水との音響インピーダンスの関係から音圧反射率が高く、通常、照射音波が物体内部に伝播しない物体と考えられるが、音波の入射角と変化させた場合、物体内部に音波が伝播し得る。即ち、入射角と変化させることが、等価的にアルミ板の板厚と変化させることと同等で、板厚が音波の半波長の整数倍の点で透

透過極大が存在し、この条件下で照射音波の強度と全と同一の強度と有る透過音波が得られる。

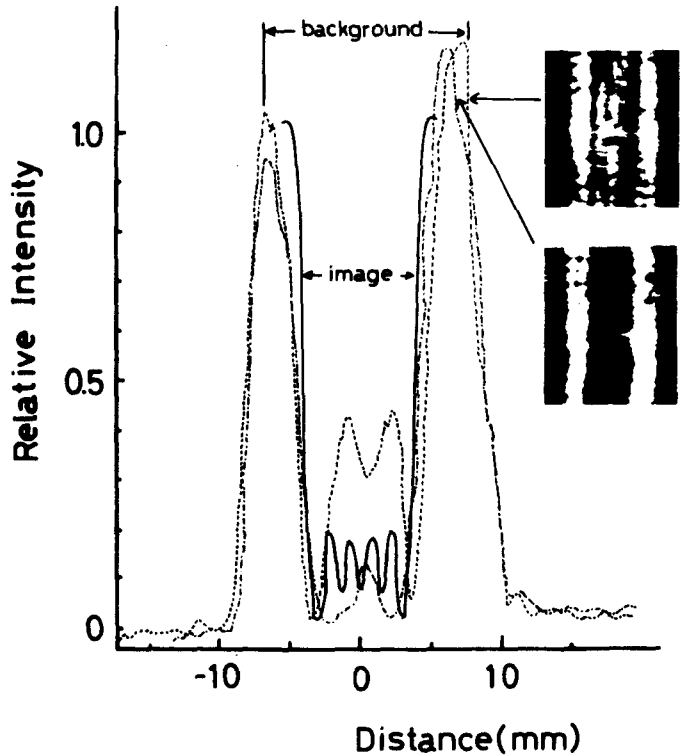
このための操作は、照射音波の方向を固定し、アルミ板をZ軸(図(2-4)に示した座標系)と回転軸として回転することにより得られ、図(3-8)に15MHzの音波を用いて得られた結果を示す。

通常、透過音波が存在しない場合、実験像と計算値は、比較的よく一致している。次に、アルミ板を僅かに回転し透過極大を固定すれば、それに対する透過像が得られる。透過像の測定値と調べれば、透過強度の上昇に対しては物体端の強度が増加せず、全強度(バックグラウンドの強度)の40%に達する強いコントラストを呈していることが分かる。透過音波が存在しない場合、計算および実験結果から物体端の強度は、全強度の20%以内で透過音波が存在しても理論的には同様であると分かる。この強い edge contrast は、単に透過音波の強度のみの考慮では説明できない。

この原因は、物体内を伝播する音波が、入射方向、材質中の波長、厚さで決まる位相変化を生ずることから、物体通過後の透過音波と照射音波との間に生

At 15 MHz

- Calculation: normal case
- - -○- - - Photodetection: normal case
-○..... Photodetection: case of rotation



図(3-8) Edge sharpening effectの測定。試料は、幅8mm、厚1mmのアルミ板であり、物体を回転することにより音波のアルミ板に対する透過率が変化し、容易に透過像が得られる。

する物体端における位相の不整合によるものと考えられる。光学像において、ヒール照
 明下の物体の位相分布も映像し得る³⁵⁾。又、Landry 等によれば、各物体断面
 における音場の位相分布が、物像面における回折光波の複素振幅中に保存
 される^{36), 37)}等が明らかにされている。上記の原因が有らざらざらと思われ。次節に
 この説明が妥当なものであることとシミュレーションにより明らかにする。

3.3.3 振幅位相物体に関する画像特性

前節では、比較的物体幅の大きい試料の物体像に於いて、音波が物体内を
 透過し得る場合、その物体端では異常に高いコントラストを呈することを実験的に確認
 した。超音波映像法においては、大抵の場合、透過像を観察することから、この考察は
 より一般的であり重要であると考えられる。

ここでは、透過像の特質のうち、特に edge sharpening effect に注目し、この現象
 を解析するために、物体は、照射音波が物体内を通過後、物体外に伝播する
 音波に対して振幅と位相変化を生ずる物体(振幅位相物体)と考へ、その像の
 計算機シミュレーションを行う。

3.3.1. 計算方法

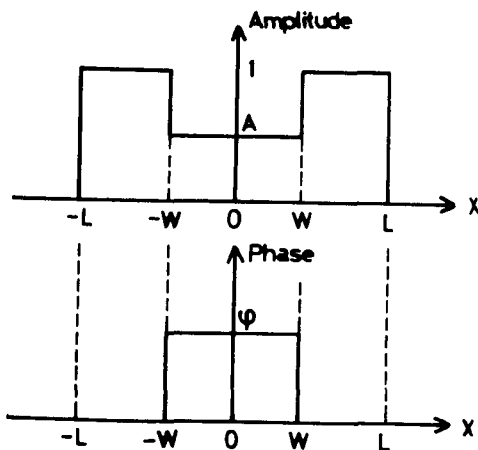
上述の効果は、B.I.S. がヒール結像系において、物体内を伝播する透過音波
 による回折光と物体外に伝播する直進音波による回折光との間の位相差の結果
 像特性への影響が問題となり、このためシミュレーションは、後者と含めて物体
 面の考慮が必要である。図(3-9)に計算に用いたモデルを示す。物体内部を
 透過する際の音波の回折効果を無視するために、物体は、薄い平板物体と仮

定ると、透過音波は、一様な振幅の減衰と位相変化のみを受ける。物体の直後、即ち $Y=0$ に物体前面 $[(X-Z)面]$ と違ふと、物体面における直進音波と透過音波により構成される音場の振幅位相分布は、照射音波の振幅で規格化すると式(3-10)に示したようになる。

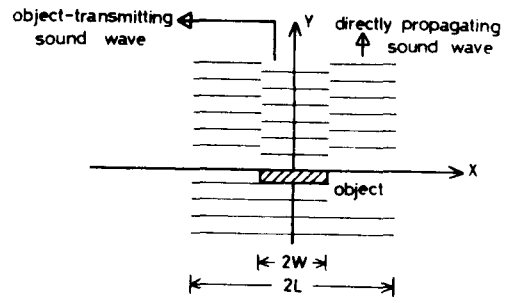
$2L$ は水晶振動子の幅で、 $2L=18mm$ 、 $2W$ は

物体幅を示す。このモデルに対し、物体以外の直進音波領域を合めに物体関数 $O(X')$ は、物体の照射音波の強度に対する透過関数 $T(X')$ と同じ

$$O(X') = [T(X')]^{1/2} \exp(j\psi) = \begin{cases} A e^{j\psi} & |X'| \leq W \\ 1 & W < |X'| \leq L \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad \dots (3-5)$$



図(3-10) X面直上の音場の振幅位相分布。A = 音波の物体に対する振幅透過率、 ψ = 透過音波の直進音波に対する位相差 (radian)。



図(3-9) 計算に用いる振幅位相物体のモデル。2L = 水晶振動子の幅、2W = 物体幅。

と表わされる。ここに $A (= T^{1/2})$ は振幅透過率を示し、 $0 \leq A \leq 1$ と満たす定数、 ψ は位相変化を示し、 $0 \leq \psi < 2\pi$ と満たす定数である。

$A=1$ 、 $\psi=0$ の場合、物体は位相物体となり、 $\psi=0$ の場合、振幅物体である。

物体像の計算は、大型計算機を利用するために、高速フーリエ変換 (F.F.T) によるフーリエ変換が容易であることから、 ψ = フーリエ変換により有限帯域の物体像のサンプル点数が限定され、像のスペクトルを求め、これと逆変換して得る方が有利である。したがって像のスペクトル

分布は、式(2-6)から

$$\hat{E}_{+1}^s(\mu) = \hat{O}(\mu) \cdot \hat{H}(\mu) \quad \dots\dots (3-6)$$

但し

$$\left. \begin{aligned} \hat{O}(\mu) &= \int_{-\infty}^{\infty} o(x') \exp(-j\mu x') dx' \\ \hat{H}(\mu) &= \text{rect}\left(\frac{\mu}{2kP_m}\right) \end{aligned} \right\} \dots (3-7)$$

つまり $\mu = kP$, $x = x_0 - \frac{k}{k} \xi$ とある

物体像は、式(3-6)のフーリエ逆変換を施す

とすると

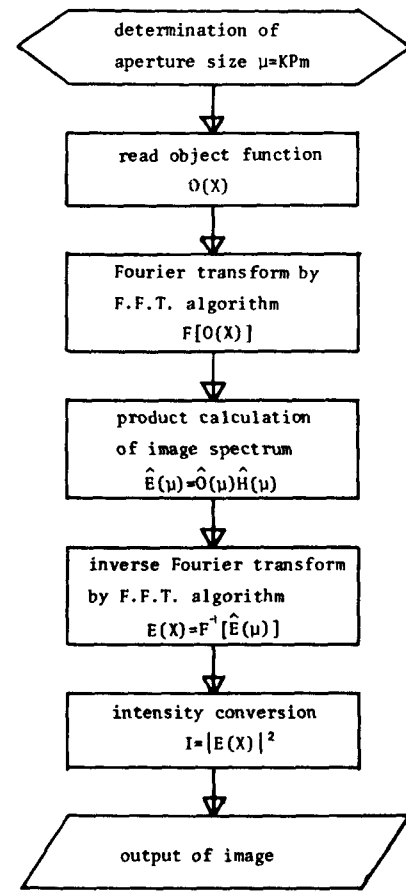
$$\left| \hat{E}_{+1}^s(x) \right|^2 = \left| \int_{-\infty}^{\infty} \hat{E}_{+1}^s(\mu) \exp(-j\mu x) d\mu \right|^2 \quad \dots\dots (3-8)$$

で与えられる。

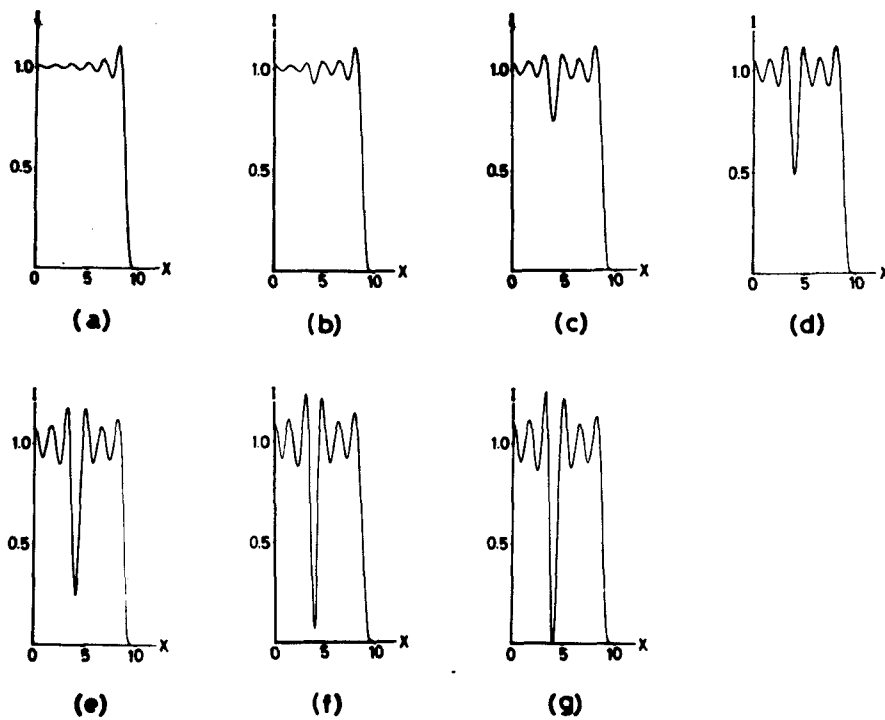
物体面のサンプリング点数は、瞳関数 $H(\mu)$ による空間周波数の帯域制限からサンプリング定理より、15MHzの音波長が約0.1mmであるから、サンプリング間隔は0.05mmに設定すると、x軸方向のサンプリング点数は1024である。このうち水晶振動子によるビーム径 $2L = 18\text{mm}$ に対して360点割り合える。図(3-11)に計算手順のフローチャートを示す。物体関数として式(3-5)を用い、振幅位相物体の物体像が計算される。

3.3.2. 計算結果および検討

位相物体と振幅位相物体に対し、音波周波数15MHzおよび+1次回折光を用い、位相差 φ と開口径 $2d$ の変化に伴って得られる物体像の計算を行う。



図(3-11)計算に用いたフローチャートのブロック図



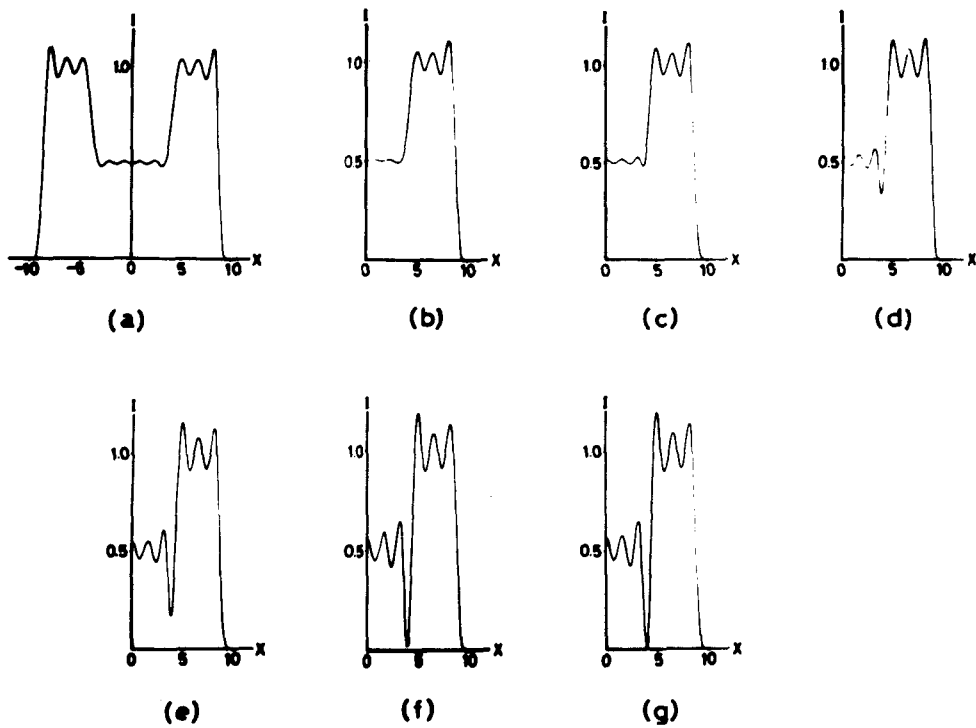
図(3-12) 位相差とハローとによる位相物体のシミュレーション。

各結果は、幅8mmの位相物体($A=1.0$)に対し、結像条件、レンズ開口径15mm、音波周波数15MHzをとり、位相差が、(a) $\varphi=0$, (b) $\varphi=\pi/6$, (c) $\varphi=\pi/3$, (d) $\varphi=\pi/2$, (e) $\varphi=2\pi/3$, (f) $\varphi=5\pi/6$, (g) $\varphi=\pi$ と同一で得られた。

図(3-12)は、開口径15mmを用いた場合の位相物体($A=1.0$)に対する位相差 φ とハローとによって得られたシミュレーション結果を示す。図中の横軸は、物体面と同一スケールに選ぶ。縦軸は、回折光の強度を表わし、物体幅は8mmである。

この図から、直進音波と物体を透過した音波との間の位相差が π に移行すると、高いコントラストと歪みとが命かる。両者の位相差が音波長の半波長異なるとコントラストの極大を示し、音波間の位相差のみで像が現われることが理解される。

これにおいて音波間の位相差が、物体像の強度分布と決定する大きな要因であり、像評価の上で重要であると考えられる。この具体例として図(3-8)で示した透過極大の条件に設定したフィルムの像と考えることができる。位相差を考慮しない場合、理

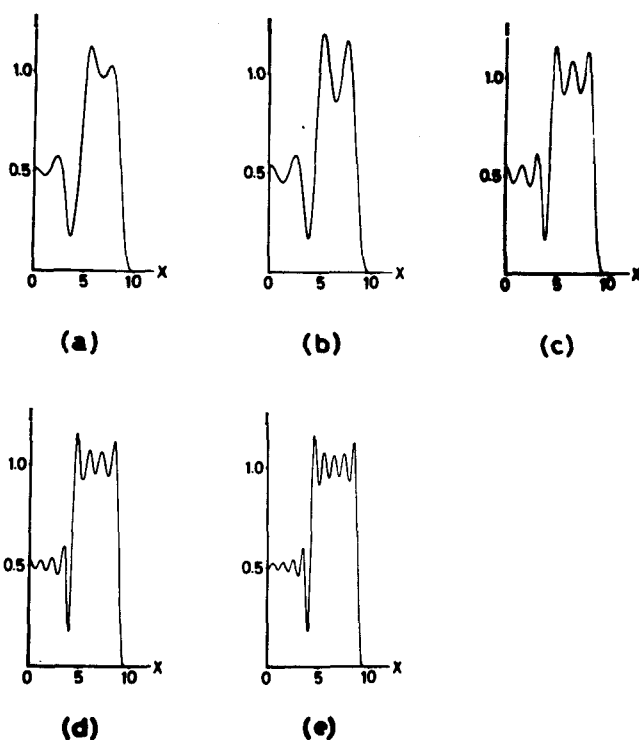


図(3-13)位相差とパラメータと振幅位相物体のシミュレーション。
各結果は、幅8mmの振幅位相物体($A=1/2$)に対し、図(3-12)と同様な結像条件のもとで、位相差が、(a) $\varphi=0$, (b) $\varphi=\pi/6$, (c) $\varphi=\pi/3$, (d) $\varphi=\pi/2$, (e) $\varphi=2\pi/3$, (f) $\varphi=5\pi/6$, (g) $\varphi=\pi$ を用いて得られた。

論的に予測し得るものにバックグラウンドの回折強度に対する約40%の強度を示す物体端のコントラストは、位相差が、 $\varphi=\pi/2$ の近傍で容易に実現される事が理解される。

図(3-13)は、開口径15mmと同一の場合の振幅位相物体($A=1/2$)に対する位相差 φ とパラメータとして得られたシミュレーション結果を示す。物体幅は、8mmあり $\varphi=0$ の場合、振幅物体像であり、 $\varphi\neq 0$ の場合、振幅位相物体となる。

位相差が増大し振幅物体から振幅位相物体に移行するに伴い、像のリソリット状の振幅の変化を生じ画像に差異が生ずることが分かる。又物体端では、強いコントラストを示すedge sharpening effectが明らかである。これらのシミュレーション結果より、edge sharpening effectは、開口径が一定の条件下で、直進音波と透



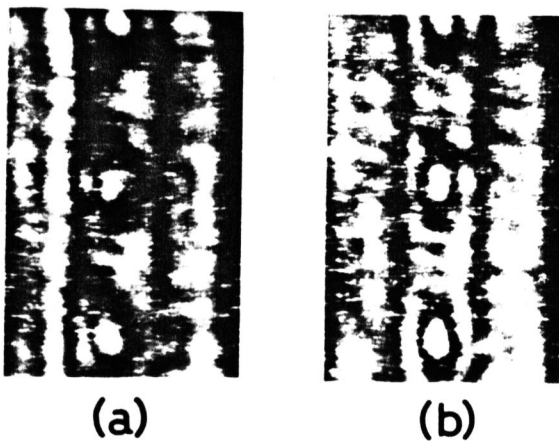
図(3-14) 振幅位相物体 ($A=0.5, \varphi=2\pi/3$) の物体像に見られる edge sharpening effect の開口径依存性。
各結果は、幅 $2W=8\text{mm}$ の振幅位相物体に対して、結像条件、音波周波数 15MHz のもとで、開口径が、(a) $2d=7.5\text{mm}$ 、(b) $2d=10\text{mm}$ 、(c) $2d=15\text{mm}$ 、(d) $2d=20\text{mm}$ 、(e) $2d=25\text{mm}$ と用いて得られた。

超音波との間の位相差が半波長異なると、強いエッジが呈出することがある。これより物体端における強度分布の広がり具合は、全くと変化せず開口径の大きさに関係していると考えられる。

次にこの効果の開口径による変化を調べるため振幅位相物体 ($A=1/2, \varphi=2\pi/3$) に対して開口径 $2d$ とパラメータとして時の物体像のシミュレーションを行った。図(3-14)は、物体幅 8mm の物体に対する計算結果である。この図から、開口径が増大する（分解能が向上する）に伴い、物体端のエッジは尖鋭になることが分かる。一方、物体端のエッジは、開口径に依存せず一定である。即ち、edge sharpening effect は、音波間の位相差により生ずるため、その強度分布の広がり具合は位相差に無関係で

あり、この開口径による帯域制限の効果が、図(3-10)に示すように、位相物体の結像に帯域制限の効果に依るものあり、この得られた edge sharpening effect³⁸⁾ 知見は、仮定として物体が、図(3-10)に示すように位相に關して矩形形状であり、位相成分がフーリエ級数展開された場合、無限次の空間周波数と対応し、仮定として物体に対してのみ存在する。位相物体を構成する空間周波数が有限であるが、又は不規則な空間周波数成分である場合、位相物体の画像は異様に効果を生ずる。³⁸⁾ 重要なことは、edge sharpening effect³⁹⁾ が、位相差による生成されるこの結像系の特徴であり、見かけ上分解能が向上することとくに観察されるが、分解能の向上とは無関係である。⁴⁰⁾

図(3-15)に、音波周波数 15 MHz を用い、開口径 7.5 mm と 15 mm に対する Al₂O₃ 平板の物体像を示す。Al₂O₃ 板は、厚さ 1 mm、物体幅 8 mm、穴の直径 3 mm であり、適当な回転操作により透過極大の条件に設定すれば、透過率 $T=1$ の物体像が得られ、位相物体として考えることができる。図中の (a) と (b) と比較すると、開口径の増大に伴って、物体先端のエッジが尖鋭になることが分り、上述の結論を裏付けている。この取り扱い



図(3-15)透過像における開口径変化による edge sharpening effect。物体は、厚さ 1 mm、3 mm 穴を有する Al₂O₃ 板である。各像は、開口径が (a) $2d=7.5$ mm、(b) $2d=15$ mm と利用して得られた。

にシミュレーションモデルは、物体先端におけるコントラストを高めるために利用されているが、物体内部において、屈折率が異なる成分を持つ場合、その境界域の映像に対して、この取り扱いも同等に edge sharpening effect を生ずる。

§3.4 結言

第2章で導出したB.I.S.の結像式に基づいて劣化の著しい物体面のX軸方向の結像に着目し、一次元物体の計算と行ない、画像特性の把握を試みた。

シミュレーションは、音波が物体内部と透過し得ない振幅物体と透過音波が存在し、像形成に寄与する振幅位相物体に分離して考へた。振幅物体の場合、シミュレーション像と光電検出することにより定量化された実験像とを比較検討し、次の事柄が明らかになった。

(1) 結像は、主として照明光学系レンズ開口および使用音波周波数に依存し、開口径の拡大に伴ない良質な画像が得られ、音波周波数が30MHzの結像の場合、理論的に予測した像と実験像は良好に一致する。音波周波数15MHzとレンズ収差の影響と阻止するオプティマム開口径を用いた結像の場合、物体幅が異なる物体のシミュレーション像と実験像を比較すると、音波長の10倍以内の幅と有る物体に対して、後者は前者よりかなり劣化している。音波長の10倍から30倍までの幅と有る物体では、両者は大体的に一致を呈し、物体幅が30倍以上の場合、両者は良好に一致を示す。このような現象は、装置的には同一であるが装置関数は不変であり、通常の結像光学系では見られないと考えられるが、小さい物体では、散乱音波のエネルギーの角度分布が広がり、高周波の物体の空間情報を含む音波は、大きい散乱角で散乱され、低周波成分のそれと比べエネルギー的に低いことから、音波から光波への情報変換時の音波強度の変換能率の非線形効果のため生ずると考えられる。

(2) 比較的大きい物体幅と有る物体の像は、結像光学系におけるヒール系では周知の如く、その輪郭部の強度の強調を以てedge sharpening effectと呈する。入射音波が物体内部と伝播する透過像の場合、特に物体端のイラストが

強調さし、その効果は、単に物体内部と透過音波の振幅成分の結像では説明せず、位相成分の考慮も必要であると考えらる。

次に、(2)で述べられた現象と解釈のために、照射音波が物体内部と透過に振幅と位相の変化と生ずる振幅位相物体の結像と考へ、シミュレーションと行つた。その結果、次の事柄が明らかになる。

(3) Edge sharpening effectは、振幅位相物体(位相物体も含め)に特徴的現象であり、直進音波と透過音波との間の位相差に依り生ずる。物体端のコントラストは、開口径に無関係に位相差のみ依存し、両者の位相差が音波長の半波長に近づくにつれ、強いコントラストを呈する。

(4) Edge sharpening effectを示す物体端の強度分布は、位相差に関係せず、 λ の開口径のみ依存する。開口径の拡大に伴ない、物体端の強度分布は、尖鋭的分布を示すが、そのコントラストの変化は生じない。

今日、超音波映像法は、X線に替り医療診断法として活用されつつある。其中で、B.I.S.は、第2章で示した如く高周波音波の映像に対して有効で、換言すれば、吸収の大きい試料には不利であると考へられる。しかし、^{(4)~(4)}その試料の映像の場合、(3)、(4)で得られた知見から、物体の音波の照射方向を選り、透過強度の極大条件で使用すれば、容易に透過像が得られ、その像の度々強いedge sharpeningと呈する。よって見かけ上鮮鋭な像が得られ、その用途は広いと考へられる。

第4章 超解像結像系

§4.1 緒言

従来の超音波ホログラフ⁴⁵⁾における結像系の分解能は、機械的精度、装置の性能に依存し、理論的に評価するのが困難であったり、一般性と是从くから、通常、実験値で示されてい

Bragg Imaging System⁴⁶⁾は、装置が簡単である。①音場の検出器と必要はない、②結像作用にレンズと使用しない、③参照波と必要としない、等の特徴を有し、この利点から像形成時の劣化要因が少なく画像が良好である。この結果、結像式に基づき分解能の理論的評価が有効であることは、既に述べたとおりである。分解能は、レンズの開口径による物体の空間周波数の情報と搬送超音波の回折制限(diffraction-limit)の交点から決定⁴⁷⁾され、物体面の相異した直交座標軸で異なる。低い分解能と有る座標軸の結像は、よほど直交する座標軸の結像に対して、開口径が狭いことから分解能が約1桁悪く、画像の良否を決定することと調べた。B.I.S.の非破壊検査、医療診断等の応用と検討した場合、前者の分解能向上におき画像の改善が望まれる。分解能の向上を図る一手法として、レンズの開口径と拡大率が考えられるが、拡大光学系のレンズ収差が像を劣化させ、開口径を広く選ぶべきでない。

よって、本章では、B.I.S.に結像光学系における合成開口法と利用し、超解像結像法の導入を試み、一次元的な分解能の向上を図⁴⁸⁾る。この方法の結像は、^{47), 48)}一定の開口径で、もとの系では開口制限と計り取れない物体の高域の空間周波数の情報を多重ホログラムとして記録し、再生像で等価的に開口径の拡大エ⁴⁶⁾に像と実現するものである。合成開口法の導入が有効であるためのB.I.S.の結像に関する条件として

- (1) 音波発生系, 光学再生系の構生素素の移動が光軸と結像点の変化と生じ, 結像は, 常に同一の結像式で記述できること,
- (2) 対象となる座標軸方向の結像に関して, 結像光に phase aberration の影響が少ないこと,
- (3) 結像に寄与しない開口制限と付いた物体の高周波情報でも検出でき, 映像可能であること,

が掲げられる。条件 (1), (3) は, 本章の理論的考察と実験結果により明らかにする。条件 (2) は, Boy 等の研究により対象となる座標軸の結像に伴う位相歪がレズ開口径の N.A. (2α) が $2\alpha < 2$ の範囲内で使用される時, 10^{-5} radian ⁽⁴²⁾ 以下であることから保証されると考えられる。49) 也, 第3章で調べた劣化要因, 例として, 音波吸収の効果と音波強度の交換能率の非線形効果は無視する*。本章で述べる B.I.S. の超解像系は, これを実現する手段が光学ホログラムであり, 物体情報が光波で伝達される B.I.S. の特質に合致すると考えられる。

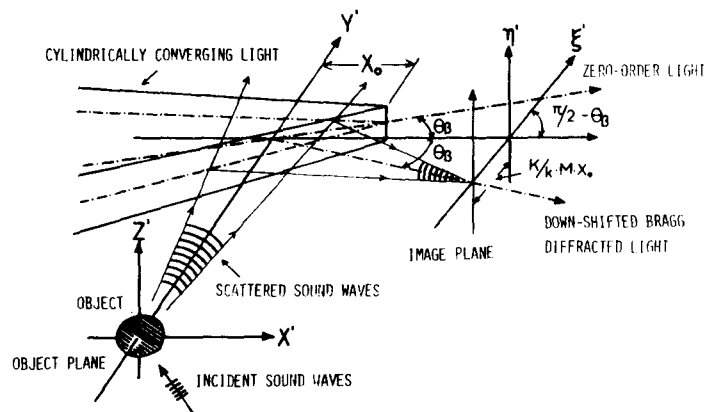
§ 4.2 Bragg Imaging System における超解像結像系の理論的表示

B.I.S. の結像に関する Angular Spectrum 法の仮定, 即ち物体は, 音波長の数倍以上であり, 散乱音波のエネルギー分布は, 大半に於いて前方に分布する forward scattering であり, 散乱過程は, 入射音波の強度に対して弱い散乱波である weak scattering の仮定⁴⁹⁾に従うものとする。

図(4-1)に示した座標系 [図(2-4) と同一の座標系であるが説明と略す] において,

* 仮りに存在しては結像光の位相歪を生ずる性格のものではないので, 像形成には, 無視できると思われる。

物体を斜方向から伝播する平面
音波に照射する場合、生ずる散
乱音波と照明光が相互作用
して生起る一次回折光による物
体像の変化を調べる。



図(4-1) Bragg Imaging Systemの座標系

物体像の検出個を、拡大
光学系の倍率を M とする ($\xi' = z'$)
個 [図(2-4) と同じ: 第2像個]

と考へる。 ξ' 軸上での結像光の振幅分布は、式(1-37)から次式で与えられる。²⁾

$$E_{-1}^s(\xi') = C_s \exp[-j(\omega - \Omega)t] \int_{-\infty}^{\infty} O(x') \exp(jk p_0 x') \cdot H(\xi' - x') dx'; \dots (4-1)$$

但し、 H は、装置関数であり

$$H(\xi'; x') = \int_{-\infty}^{\infty} R(p) \exp[-jk p (x_0 - x' + \frac{k \xi'}{kM})] dp, \dots (4-2)$$

$$R(p) = \text{rect} \left(\frac{p}{2 p_m} \right).$$

ここに $R(p)$ は、 z 軸の瞳関数と表わし、 C_s は、Acousto-Optic interaction の効率(一定値)、 x_0 は、照明光の焦点、 p_0 と p は、 x 軸に関する照射音波と散乱音波の方向余弦、 p_m は、開口径の大きさに決まる最大角の方向余弦と表わす。 Ω , k と ω , k は、天々、音波と光波の時間的角周波数と波数へ外れと表わす。

斜方向の照射音波を用いることによる物体像の座標に関して、物体の中心と考へ、
 z 軸に対する結像点 ξ_0 は、式(4-2)の指数部 $\exp[-jk p (x_0 - x' + \frac{k \xi'}{kM})]$ と零と置き、

$x'=0$ を用いて、 $\xi_0' = -(\frac{k}{k_0})Mx_0$ とおき、 P_0 に関係しない。即ち、結像点は、音波の照射方向に依存せず一定であり、 Y 軸に沿って伝播する照射音波の場合と同座標点である。しかし、検出される物体像の画質は異なると考えられる。これを調べるために式(4-1)のフーリエ変換を施し、物体像の空間周波数分布を求める。式(3-8)で行なった如く、フーリエ変換に関する空間周波数 $u = kP$ に置けば、逆変換が物体面の X 軸と同等のスケールで表示してしきるので、逆変換が、 ξ' 軸で表示されるために、式(4-2)の指数部を次のように変形する。

$$kP(x_0 - x' + \frac{k\xi'}{kM}) = \frac{kP}{M}(\xi' + \xi_0 - \frac{kx'}{k}) \dots\dots\dots (4-4)$$

∴ において、空間周波数に対する変数 $u' = \frac{kP}{M}$ とおきかたできる。結像の中心座標 ξ_0 を考慮し、 ξ' 軸に関する物体像のスペクトラムは、式(4-1)～式(4-4)を用

いて

$$\begin{aligned} \hat{E}_T^s(u') &= C_s \int_{-\infty}^{\infty} E_T^s(\xi' + \xi_0) \exp[-j u'(\xi' + \xi_0)] d(\xi' + \xi_0) \\ &= C_s \hat{O}(kP - kP_0) R(kP) \delta(kP - \frac{kMu'}{k}) \\ &= C_s \hat{O}(\frac{kMu'}{k} - kP_0) R(\frac{kMu'}{k}) \dots\dots\dots (4-5) \end{aligned}$$

∴ 15

$$\delta(x) = \left\{ \begin{array}{ll} 1 & t=0 \\ 0 & t \neq 0 \end{array} \right\} \dots\dots\dots (4-6)$$

となる。拡大光学系の倍率は、 ξ' 軸に現れる物体像の物体の実長に等しくなる。

に調整した場合、 $M = \frac{h}{K}$ である。この条件下で式(4-5)は、

$$\hat{E}_1^s(u) = (s \hat{O}(u - K P_0)) R(u), \quad \dots \dots \dots (4-7)$$

となる。ここにおいて変数 u は、 u に変換される。式(4-7)は、斜方向の照射音波を用いて得られる物体像の空間周波数分布を表現する。この式から、物体像を構成する物体の空間周波数成分は、瞳関数 $R(u)$ により、 $-K P_0$ から $K P_0$ の帯域内に制限され、物体スレ外には、周波数領域において、照射音波の傾角角に対応して空間周波数 $K P_0$ にだけ移動することが分かる。この知見から、音波の物体に対する照射方向を変化させれば、光学軸、光学要素を移動させることなく、物体の任意の空間周波数帯域における結像が可能であることが分かる。この際、重要な点は、前述した結像点の移動が、原理的に生じないことである。

従って、もし瞳関数に依存する周波数帯域以上の物体の高空間周波数の情報が取り込まれ、結像に寄与するならば、分解能の向上が計られると考えられる。この概念に基づき結像法は、合成開口法としてパラボラドテナの口径で帯域制限と受けた受信電波の像の回復に活用されており、光学レンズ系の結像では、超解像法として近年開発された。

B.I.S. における超解像系を実現するために、斜方向の音波の物体照射に発生する物体の低周波、中間周波、高周波帯域成分の空間情報に関する物体像を作成し、これ等の振幅位相分布とコヒーレント検出シカコリニアに記録する必要がある。この要請は、光学ホログラムの機能と利用に逆行することができ、原理的には、光学的な超解像結像系と同じである。

B.I.S. における結像光が音波周波数によりドフォーシフトをうけて回折光であるから、ホログラム作成のための参照光は、結像光とコヒーレントな光波

$$E_{-1}^r(\xi' + \xi_0) = C_r \exp\{-j[(\omega - \Omega)t + k p_r(\xi' + \xi_0)]\}, \quad \dots\dots (4-8)$$

を用いることによる。ここに C_r は、参照波の強度に関する定数、 p_r は、像面の主軸に対する参照波の方向余弦を示す。式(4-8)は、平面波音波と平面波光波との相互作用により生ずる一次回折光と表現したもので、非線形な位相項⁵⁰⁾を含まない。

この参照光と結像光とを像面にて記録すれば、通常⁵⁰⁾の光学ホログラムと同様に、仮-ホログラムが作成される。ホログラムの true-image 項と抽出でき

$$\begin{aligned} F_H(\xi' + \xi_0) &= E_{-1}^s(\xi' + \xi_0) E_{-1}^r(\xi' + \xi_0) \\ &= C_r E_{-1}^s(\xi' + \xi_0) \exp[-j k p_r(\xi' + \xi_0)], \quad \dots\dots (4-9) \end{aligned}$$

となる。ホログラムのスペクトルは、式(4-9)の両辺のフーリエ変換と施し、式(4-7)を用いて

$$\begin{aligned} \hat{F}_H(u) &= C_r \hat{E}_{-1}^s(u + k p_r) \\ &= C_s C_r \hat{O}\left[u + k\left(p_r - \frac{k p_0}{k}\right)\right] \cdot R(u + k p_r), \quad \dots\dots (4-10) \end{aligned}$$

となる。式(4-10)は、式(4-7)と比較することにより、仮-ホログラムのスペクトルが空間周波数の領域において、物体像のスペクトルを干渉縞の空間周波数 $k p_r$ だけ移動して得られることを示す。さらに、ホログラムに含まれる物体スペクトル $\hat{O}(u)$ は、周波数領域で、照射音波と参照光波の伝播方向の変化に対応して移動することが分かる。ここで、両波の伝播方向、 p_0 と p_r の変化に対しても常に、物体

スペクトラムの移動を禁ずる条件, $p_r - (k_r/k)P_0 = \text{constant}$ の関係が成り立つと仮定する。この条件下で、瞳関数 $R(u)$ のみが移動し、両波の伝播方向を適当に変化させることにより、瞳関数が πT と任意の空間周波数に設定できる。従って、瞳関数の空間周波数帯域が連続的に配置されるように両波の伝播方向を変化させて得られる各イメージプログラムと同一のフィルムに記録し、多重露光プログラムを作成するならば、その再生像は、開口径の拡大エムに結像系で得られる物体像と同一の像である。この結像原理は、多重露光プログラムを構成する各イメージプログラムの再生像の結像点が移動しない原理と物体の異なる空間周波数とを記録した再生光波の干渉性を利用したのとである。

瞳関数 $R(u)$ が周波数領域で連続的に配置されるための照射音波と参照光波の方向余弦 P_0 と p_r に関する条件は、次のようになる。

$$k P_{0l}^n = -(n-1)k P_m + 2(l-1)k P_m, \quad \dots\dots(4-11a)$$

$$k P_{re}^n = (n+2)k P_m + k P_{0l}^n, \quad \dots\dots(4-11b)$$

$$(n = 1, 2, 3, \dots\dots; l = 1, 2, 3, \dots\dots, n)。$$

ここに n は、多重露光プログラムを構成するイメージプログラム数、 l は、 n 個の空間周波数帯域から決定されるプログラムの作成順序を表わす。式(4-11a)は、 n 重プログラムの空間周波数帯域が、零次光の空間周波数帯域と重畳するように連続的に配置される条件を表わす。式(4-11b)は、各イメージプログラム内に含まれた物体スペクトラムの空間周波数領域における移動を禁ずる条件である。

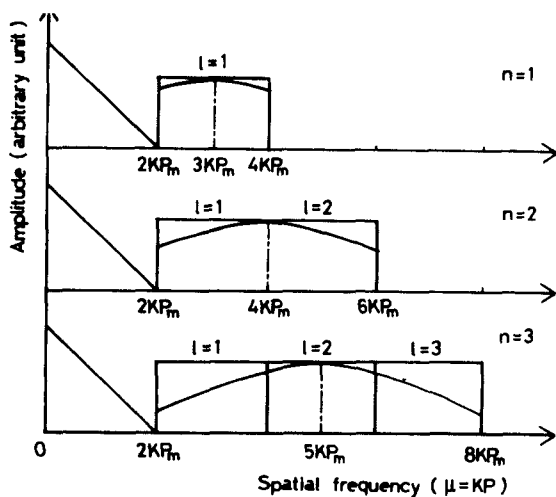
N 重露光プログラムの空間周波数分布は、B.I.S. がエーデルト系であることから、イメージプログラムの複素振幅分布のフリエ変換の総和として記述され、式(4-11a),

式(4-11b)と式(4-10)に代入して

$$\hat{F}_H^*(u) = \sum_{l=1}^M \hat{F}_{Hl} e^{i\phi_l} = C_s C_r \hat{O}[u + (u+2)K P_m] \cdot \sum_{l=1}^M R[u + (2l+1)K P_m], \dots \dots (4-12)$$

となる。ここで C_s と C_r は、B.I.S. の分解能が低いことに対応して、照射音波と参照光波の伝播方向の変化が小さく、各ホログラム間での位相値があると近似した。式(4-12)と式(4-7)とを比較することにより、多重露光ホログラムの帯域制限と与える瞳関数が、露光回数倍拡大され、物体スเปクトルの高い空間周波数成分が結像に寄与することが理解される。図(4-2)は、 n 重露光ホログラムのスペクトル分布と零次光の帯域を考慮し、式(4-12)に従って図示したものである。この図から、本方法による結像系が超解像結像系としての

機能を持つことが明らかである。



図(4-2) ホログラムの多重記録に伴う再生像の空間周波数帯域の拡大。

n = ホログラムの露光数, l = ホログラムの作成順序。

すなわち、式(4-12)は、各ホログラム間の時間的位相差を無視して導出されている。照射音波と参照光波の伝播方向を変化させて得られる各ホログラムでは、音波の伝播距離と参照光の光路長の変化により、結像光と参照光の間の時間的位相項が異なる。時間的位相差は、ホログラムの干渉縞の空間的位相移動と等価。換言すれば、干渉縞の移動量がホログラムの位相差と記録されている。

各ホログラム間で異なる位相と有する重露光ホログラムの再生像は、各ホログラムの結像光の干渉効果から、物体像と異なり pseudo-image を生ずる。

このため、更に厳密な取り扱いが必要であり、各ホログラム間の位相差を補正しなくてはならない。本方法で生ずる時間的位相項³⁷⁾と全く考慮すれば、式(4-12)は、

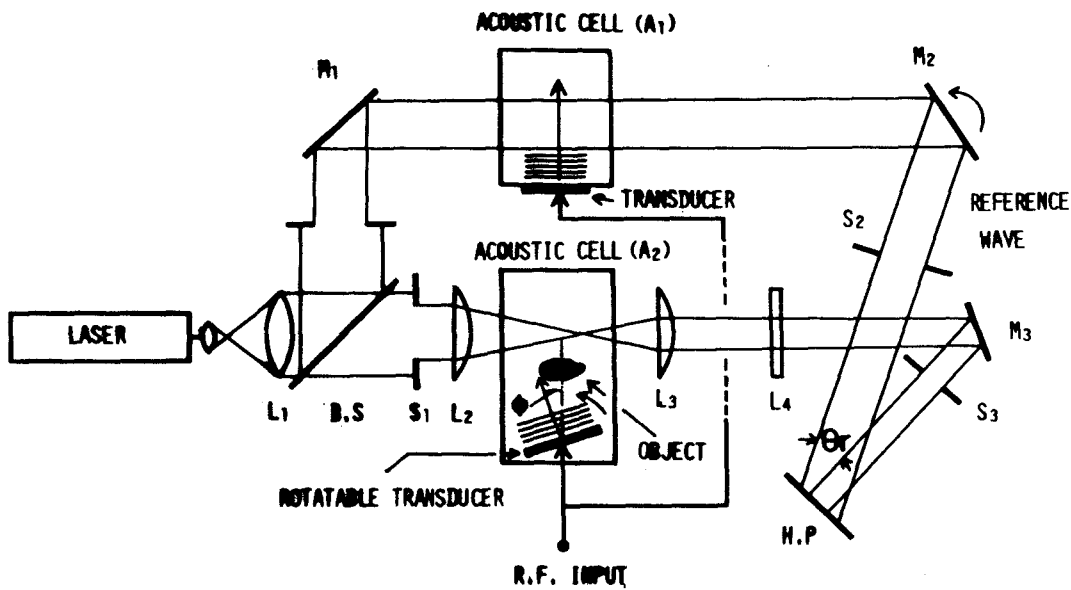
$$\hat{F}_H^*(u) = C_S C_V \hat{O}[u + (n+2)K P_m] \cdot \sum_{l=1}^M \exp(-\psi_l) \cdot R[u + (2l+1)K P_m], \quad \dots (4-13)$$

但し

$$\psi_l = \psi_{lR} + \psi_{lS}, \quad 0 \leq \psi_l < 2\pi, \quad \dots (4-14)$$

となる。ここに ψ_l は、 l 番目のホログラムにおける位相、 ψ_{lR} と ψ_{lS} は、夫々、 l 番目のホログラムにおける音波系と光学系で生起される位相を表わす。各位相項は、ホログラムの干渉結晶の周期性から、 0 から 2π までの値で座標系に依存しない。 ψ_l による干渉高の移動量は、空間周波数 k_{pr} が音波像の空間周波数帯域内で決定される性格であり、例えば、 $n=3$, $l=39$ 時、式(4-11a)(4-11b)と同一、 $K P_m / 2\pi = 1 \text{ cycles/mm}$ の空間周波数に対して $k_{pr}^3 = 7 \text{ cycles/mm}$ となるから、主として ψ_{lR} が影響する。このことから、 ψ_{lR} を変化させることにより、各ホログラム間の位相項の補正と行なうことができる。何故ならば、 ψ_{lR} は、水晶振動子と Acousto-Optic interaction 領域との間の距離に對する音波長の比で与えられる。この距離を音波の $1/5$ の精度で制御することにより、 $\pi/5$ radian の精度で設定できるためである。この操作により、位相項 ψ_l は、各ホログラム間で一定に保たれ、位相差による再生像の劣化が阻止できる。

§4.3 実験装置



図(4-3) ホログラム作成光学系。

B.S = ビームスプリッター, L_1 = コリメータレンズ ($f = 300\text{mm}$), L_2 = 照明光用レンズ ($f = 120\text{mm}$), L_3 = 倍率補正用レンズ ($f = 88\text{mm}$), L_4 = 倍率補正用レンズ ($f = 1200\text{mm}$), S_1 = 散乱音波の回折制限用絞リ, M_1 = ミラー, M_2 = 回転ミラー, S_2 & S_3 = 零次光スリット, H.P = ホログラム面。

前節で述べられた如く、超解像系の装置は、主として、一次回折光間の干渉と利用し、音波像のホログラム作成系あり。図(4-3)に装置の構成を示す。ホログラム作成のため、二つの超音波槽と使用し、(A₁)と参照光用、(A₂)と結像光用として利用し。

使用し、電気信号は、15MHzの正弦波で、水晶振動子の厚みに依存する固有共振周波数の周波数差の影響を防ぐため、同一信号を整合回路に通ずることにし安定化し、水晶振動子に印加し、各水晶振動子から発せられる音波は、15MHzの周波数であり、安定化電源の励振電圧を調整することにより、励振電力を0~1.2 wattsのレンジで変化でき、ホログラム作成時の回折光の強度を最適化することが出来る。

ホログラム作成光学系は、B.I.S.と参照波発生系と並列に配置して干渉系とある。図(4-3)に示した光学系において、下側の光学系は、通常のB.I.S.とある。各光学要素は、 S_1 : 散乱音波の回折制限と与る絞リ, L_1 : コリメータレンズ ($f = 300\text{mm}$), L_2 : 円筒レンズ

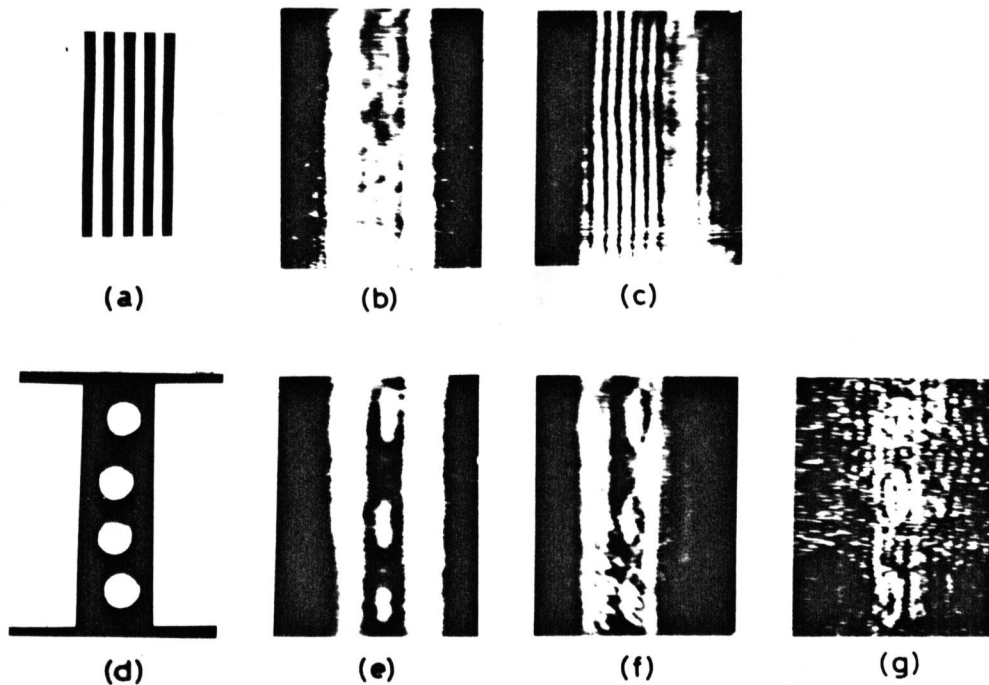
($f=120\text{mm}$), L_3 : 倍率補正用レンズ ($f=88\text{mm}$), L_4 : 倍率補正用レンズ ($f=1200\text{mm}$) である。物体は、超音波槽 (A_2) 内に水浸し、回転可能な水晶振動子と調整して得られる斜方向の平面波音波で照射される。生ずる物体像は、 θ 傾き角に対応して物体の低周波、中間周波、高周波帯域の周波数による像が得られ、前節で用いた仮定に従い拡大倍率 $M = \lambda/\lambda_0$ の補正がなされてホログラム面 H.P. に投影される。参照光は、左端から伝播する平面波光波と超音波槽 (A_1) 内で伝播する平面波音波の相互作用により生起される平面波の一次回折光を用いた。このように得られた結像光と参照光は、互いに正交しており、直接光とスリット S_2 と S_3 の除去、ホログラム面 H.P. で写真フィルム (Agfa Gevaert 社製 10E75A) に記録して、イメージホログラムが作成された。

多重露光ホログラムは、同一フィルム上に照射音波の伝播方向および参照光の像面への入射角と変化させて得られたホログラムを重ねて記録することにより得られた。両者の方向の調整は、超音波槽 (A_2) に水浸された水晶振動子の Z 軸 [図 (4-1) 参照] と中心軸といたして回転およびミラー M_2 の Z 軸と中心軸といたして回転で行なった。水晶振動子の回転角は、式 (4-11a), (4-11b) に基づいて、 $0 \sim \pm 1.4 \times 10^1$ radian, ミラーの回転角は、 $0 \sim 1 \times 10^3$ radian であり、ミラーの回転角は微小角である。ミラーの回転精度は、約 $1/60$ 分 ($\pm 5.0 \times 10^6$ radian) であり、参照光の方向の設定に必要な精度と保持に必要。時間的位相項の調整は、超音波槽 (A_2) 上に装備した水晶振動子の摺動機構により、水晶振動子と Y 軸 [図 (4-1) 参照] 方向に約 0.01mm (音波長の約 $1/10$) の精度で移動することにより行なわれた。補正法は、光学ベンチに設置するに拡大レンズでホログラムの干渉縞とを視察し、物体像の中心で常に対称な干渉縞と生ずるよう調整した。このように方法で作成した多重ホログラムは、通常の再生光学系で再生し、実験結果を得た。

§4.4 実験結果と検討

前記のごとく B.I.S. の結像においては、音波の回折制限の効果が存在し、レンズ開口径の空間周波数の帯域制限により物体スペクトルの低周波領域から高周波領域への結像による、物体像の画質の変化と調べた。

物体が斜方向から伝播する音波で照射された場合、物体像は、ハフマンフィルタを使用した結像系の像と類似した効果と呈すると考えられる。この現象を確認するため、図(4-4)に音波周波数 15 MHz、レンズの開口数 $N.A. = 0.055$ を用い、照射音波の方向と変化させて得られた物体像を示す。試料は、(a) が



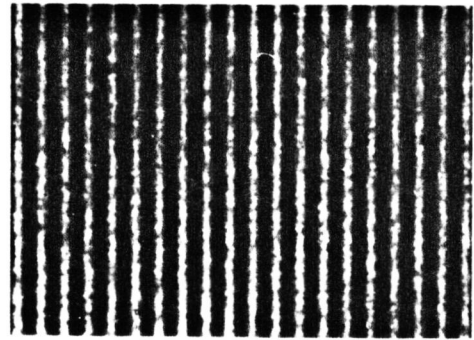
図(4-4) 照射音波の物体に対する入射角(θ_0)の変化に伴う像形成。(a) = 試料(格子, 1 cycle/mm), (d) = 試料(幅 5mm, 直径 3mm の穴と厚さ 2mm の板), (b) と (e) = 通常の場合の物体像 ($\theta_0 = 0$), (c) と (f) = 物体像 ($\theta_0 = 0.75 \text{ KPa}$), (g) = 物体像 ($\theta_0 = 1.25 \text{ KPa}$)。

直径 $\phi = 1\text{mm}$ のワイヤ-互 1mm 間隔で並列にした周期物体と、(d) が幅 5mm $\phi = 3\text{mm}$ の穴と有するフィルタである。物体像 (b) と (e) は、Y 軸と垂直な面内に水晶振動子を配位することにより得られた通常の物体像である。像 (b) において、5本のワイヤが分解できず、ワイヤの周期で決まる物体のスペクトルの空間周波数 1 cycle/mm が、開口径のカットオフ周波数より高いことが分かる。次に、水晶振動子を 0.75 Pm 回転すると、物体のスペクトルは、空間周波数領域で 0.75 K Pm だけ移動し、この結果、生じた物体像は、(c) と (f) である。物体像 (c) において、5本のワイヤが分解されて映像され、物体のスペクトルが、レンズ開口の空間周波数の帯域内に移動したことを示す。物体像 (f) では、物体の端においてエッジが生じ、ハイパスフィルタの結果と類似した効果を見出すことができる。更に、散乱音波の回折制限と与える角度以外の 1.25 Pm の回転と合わせ、バックグラウンド平面波音波による回折光は、両者の間で Bragg 条件が成立しないため消失し、 0.25 K Pm 以下の物体の低い空間周波数を除いた物体像 (g) が得られた。(g) において、物体の輪郭部のみが結像され、高周波成分のみによって形成された物体像であることが分かる。これにおいて散乱音波の回折制限以外の散乱角で伝播する高い空間周波数の情報と搬送する音波が結像に十分な音波強度を保持していることが分かる。この成分を結像に取り込む超解像結像系の有効性が確かめられた。実験結果から得られた次の知見として、B.I.S. におけるレンズ開口径による空間周波数領域の帯域が、理論的に決定される帯域とほぼ一致することが明らかになった。

次に、超解像結像法の手段であるホログラムが有効に作成できることを確認するため、結像光と参照光の干渉性と調へた。

図 (4-5) は、両者の干渉パターンであり、後に示す多重ホログラムのスペクトル分布における零次光成分と合成された開口の占有する帯域と分離するために十分な干渉

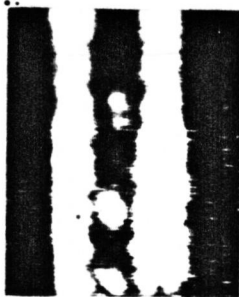
高の空間周波数 $80 \text{ cycles}/\mu\text{m}$ である。この図における干渉縞が鮮明であることから、結像光と参照光の干渉性が良好であるとわかる。さらに、その配列の平行性から両波における位相差は、少ない。即ち、本方法で用いるホログラムにおいて、結像に占有される空間周波数帯域内での phase aberration の影響は少ないと考えられる。



図(4-5)結像光と参照光の干渉パターン。干渉縞の空間周波数は、 $80 \text{ cycles}/\mu\text{m}$ である。

次に試料に対する物体像と求め、同一の

結像条件のもとで作成されたイメージホログラムからの再生像と比較し、後者の前者に対する忠実性を検討した。図(4-6)は、その実験結果を示す。通常の物体像(a)と



(a)



(b)



(c)



(d)

図(4-6) ホログラムの再生像。

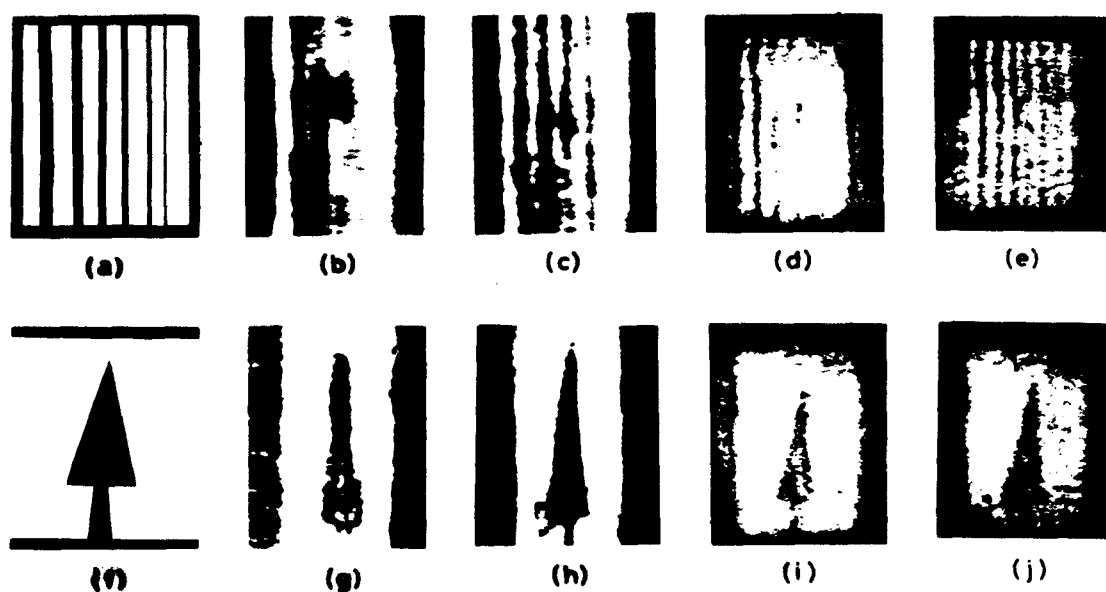
各物体像は、(a)通常の物体像、(b)ホログラムの再生像、(c)通常の物体像、(d)ホログラムの再生像である。

ホログラムの再生像(b)と比較すると、(b)は(a)に対して劣化せずに再生され、考察されたホログラム作成系の有効性が指摘できる。その故にB.I.S.の結像光と一次回折光である平面波参照波で作成されるホログラムは、通常の光学ホログラムと同等に扱うことができる。更に、両波の干渉性を利用して、Winterが提案したピンホールフィルターを付加することなく像のバックグラウンドノイズを減らすことができる。何故ならば、バックグラウンドノイズの大部分は、物体情報の搬送光波と異なる時間周波数と有る搬送光波で伝達され、ノイズ情報と記録

す参照光との干渉縞は、兩者の時間周波数で変動するため、ホログラム作成時の時間的平均化で消去される。この効果と、文字Kの内部を除いて照射音波と通さな
い物体（アルミ板に文字Kを抜出した試料）を用いて確認した。通常の物体像
(c)において発見された顕著なバックグラウンドノイズが、その再生像(c)において文字の近隣
を除いて消去されていることが分かる。この効果は、物体像の検出感度の向上および他
コグニティブ投影される物体像の情報を抽出する場合に有効であると思われる。

上述の事柄を確認した上で、式(4-11a)、(4-11b)により決定される照射音波の方向
余弦 P_0 と参照光波の方向余弦 P_r と変化させて得られるイメージホログラムを同一フィルム上
に多重露光して多重露光ホログラムを作成し、その再生像と通常の物体像と比較
して超解像結像法による二次元的な分解能の向上の効果と調べる。

図(4-7)は、実験結果を示したものである。試料は、(a)が、1.6, 1.0, 0.8, 0.6, 0.5,
0.25 mm の幅と厚さの平板およびワイヤを非周期的に配列したもので、(f)が、底
辺 6.0 mm と高さ 12.0 mm の三角形のアルミ板である。比較されるべきものの像 (b)
と (g) は、レンズの開口数 $N.A. = 0.041$ を用いて得られた通常の物体像であり、この場
合、理論的分解能は、式(2-13)から約 1.6 mm である。さらに像 (c) と (h) は、(b)
と (g) の 2 倍の開口数 $N.A. = 0.083$ を用いて得られた通常の物体像である。この場
合、B.T.S. の適正と考えられる開口数 ($2d = 15 \text{ mm}$) であり、前述のとおり、理論的分解
能 0.8 mm に対して実験的分解能 1.2 mm である。比較すべき再生像 (d) と (i)
は、 $N.A. = 0.041$ を使い、照射音波と参照光波の伝播方向を変化させて得られた
多重露光ホログラムにより得られた。この場合、原理的に合成される開口数は、(c)
と (h) におけるレンズ開口数と同じとなる。像 (b) と (g) と比較すると (d) と (i) は、像全体
に渡って明瞭化されており、分解能の向上が明らかである。像 (c) と (h) に対しては、画
質において及ばないと思われるが、試料の細部、特に三角形の角部において類似
している。像 (e) と (j) は、 $N.A. = 0.041$ を用いて得られた多重露光ホログラムの再生像で

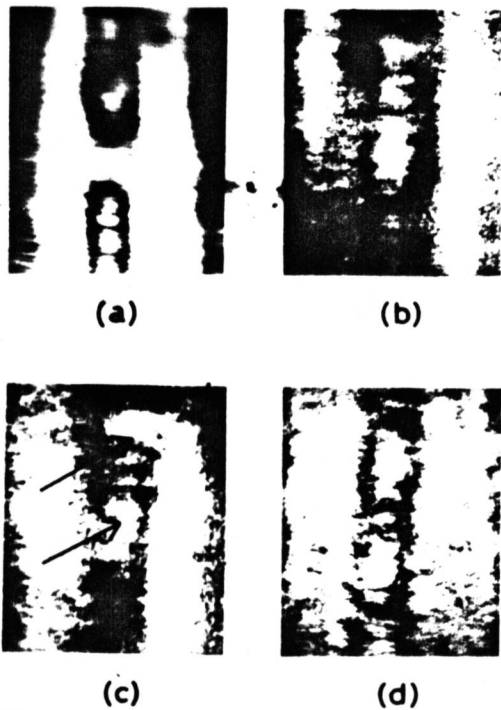


図(4-6)多重露光ホログラムの再生像における分解能に関する観察。
 試料は、(a) = 格子(幅1.6, 1.0, 0.8, 0.6, 0.5, 0.25 mm)と(f) = アルミ板(底辺
 6.0 mm, 高さ12 mm)である。各物体像は、結像条件、音波周波数15 MHzの
 もとでレンズの開口数が異なり、それぞれ、(b)と(g) = 通常の物体像(N.A. = 0.041),
 (c)と(h) = 通常の物体像(N.A. = 0.083), (d)と(i) = 2重露光ホログラムの再
 生像(N.A. = 0.041), (e)と(j) = 3重露光ホログラムの再生像(N.A. = 0.041)
 である。

あり、(b)と(g)の開口径3倍の空間周波数帯域と有彩物体像と実現可能である。
 像(e)において、試料の1.6, 1.0, 0.8 mmの格子が分解され、更に物体幅の小さい格子も
 検出される。像(j)では、(h)と(i)に比べ三角形の輪郭が明瞭化され、物体の高域空間
 周波数成分の情報も結像に寄与していることが分かる。この等の結果から、超解像系と
 構成可能なB.I.S.で得られるものの物体像における理論的分解能1.6 mm(実験的分解
 能2.4 mm)から、実験的分解能が0.8 mmに向上していることが結論される。Smith等
 は、B.I.S.における分解能の評価を行った。分解能の下限は音波長の10倍、即ち1.0 mmと
 推定に報告しているが、超解像系を用いた場合は、音波長の数倍の分解能が得られることが
 分かる。3回以上の多重露光ホログラムを作成し、更に物体の高周波成分を記録すれば、

一層の分解能の向上が計られると思われる。しかしながら、像(d)で見られる如く、格子の平行性と歪曲歪現象が見られる。この現象は、回折光の強度が弱く、ホログラムの作成時間が一回の露光時間に約20秒要し、 n 重露光ホログラムでは、その n 倍の時間と要するところから、 n 重露光ホログラムの作成時間内で媒質中(水中)に発生する音波吸収による温度上昇に伴う不規則な水流、局所的な屈折率分布によると考えられる。

更に、本方法を用いて物体細部の構造の検出を行なうことができる。



図(4-7)多重露光ホログラムの再生像における微細構造の観察。試料は、幅4mm、2mmの穴と有るアルミ板で、各物体像は、結像条件、音波周波数15MHzとて、 2×2 開口数 $N.A.$ が異なり、 (a) = 通常物体像($N.A. = 0.028$)、 (b) = 2重露光ホログラムの再生像($N.A. = 0.028$)、 (c) = 3重露光ホログラムの再生像($N.A. = 0.028$)、 (d) = ホログラムの再生像($N.A. = 0.055$)である。

物体は、4mmのアルミ板に2mmの穴と有る試料を用い、実験結果を図(4-8)に示す。物体像(a)、(b)と(d)は、 2×2 の開口数 $N.A. = 0.028$ を用いて得たものであり、(d)は、 $N.A. = 0.055$ を用いて得たものである。通常物体像(a)では理論的分解能が3.6mmとあり、穴の形状は認められない。像(b)は、2重露光ホログラムの再生像であり、アルミ板の輪郭部が明瞭化されているが、穴の形状は、明確には認められない。像(c)は、3重露光ホログラムの再生像であり、矢印で示した如く、穴の形状と認めることができる。像(d)は、単にホログラムの再生像で、多重ホログラムの再生像と画質と検討するために示した。この場合のレンズの開口数は、再生像(b)と等価である。像(b)と(c)と像

(d)と比較すれば、前者は、後者より、分解能と画質において劣っていると思われる。このように多重露光ホログラムの再生像の劣化は、§4.2で述べた各ホログラム帯域の移動操作、位相差の補正が不完全であるために生ずると考えらる。常に生ずる性格のものではないが、再生像の確実性のため、改良すべき問題点である。しかし光学的な超解像系の技術に比べ、B.I.S.の場合、帯域幅、位相も音波領域のスケールで決定されることから、機械的な設定誤差に対する困難性は、大幅に緩和される。

§4.5 結 言

B.I.S.に導入と試みた超解像結像系原理は、多重ホログラムを構成する各ホログラムに記録された各空間周波数帯域内の物体情報合成に関する原理であり、ホログラムの再生過程における結像光間の干渉効果と利用したものである。

多重ホログラムの再生像の良否を決定する要因として、各ホログラム作成時の結像光と参照光の強度が一定であること、および各ホログラム間に生ずる時間的位相差の補正が重要であると考えらる。前者は、主として、使用されるフィルムのOTF(optical transfer function)と露光時間に依存する以外に、参照波の像面に対する斜入射による強度変化にも依存する。本章で示したB.I.S.の超解像結像系は、各ホログラムの強度と位相差の補正に関して、次の理由から、原理的に精度の上から、再生像の劣化が比較的少ないと考えらる。即ち、

- (1) B.I.S.の物体像の分解能が低いことは、原因として、ホログラムの干渉系高の空間周波数が低く、これに開口径に対応した帯域幅と与える空間周波数が低く、帯域の設定が可視的に行われ、比較的容易である。
- (2) 多重露光ホログラム作成時の参照光の伝播方向の変化が、微小角であることから、

像面での各ホログラムにおける参照光強度変化は少ない。

(3) ホログラム作成時結像光の光軸および結像用光学要素の移動が不要である

ことから、レンズの収差等、光学的に生ずる位相歪の影響を考慮する必要がない。

以上等の特徴に反し、本結像法では、B.I.S.の実時間映像の特質と又如く述べた不利と相する。しかし、従来の超音波映像の分野における各種の結像法および結像式に基いた像の解釈や処理の研究が遂行されていないが、B.I.S.において、十次回折光によるホログラムを作成し、超解像の技術を導入したことは、意義があると思われる。

第5章 電気的処理システムによる検出感度の向上

§5.1 緒言

近年、超音波映像法分野において、音波の物本体に対する透過性の問題が重要視され、研究されている。Bragg Imaging System による映像を得る下限の音響出力は、約 10^{-4} watts/cm² と推定されている。

通常、B.I.S. の結像に用いる 10 MHz 以上の高周波域の音波で物本体を照射して結像する場合、生物試料等、音波の吸収が著しい試料では、透過像は得難い。例えば、生物試料に損傷なしに使用し得る音響出力 1 watt/cm^2 ⁴³⁾ に対して、音波の吸収係数 $2/3 \text{ dB/cm}^2$ (15 MHz の音波に対する値)、厚み約 30 cm の生体で透過後の音響出力は、 10^{-4} watts/cm² となり照射音波に対して約 40 dB 減衰し殆ど映像されない。超音波映像法の本来の目的である物体内部の映像を得るため、中間周波数領域 (1~10 MHz) の音波を用いるとすると、音波の媒質中の吸収係数は、同じ周波数の 2 乗の逆比で低減されるため、像の検出は、容易に行われる。しかし、第2章で示した如く分解能が低下し、数 mm 程度となり実用的でない。更に、B.I.S. が "anamorphic imaging system" ⁵¹⁾ であることから、像面の一次元方向に関して、音波長に依存する像の収縮と生じ、物体像を可視的に観察するために、拡大光学系が長い光路長と必要となる装置上の問題点が生ずる。このように理由から、比較的高い周波数域の音波を用い、検出感度の向上を図ることが妥当と考えられる。

Smith 等は、撮像管を用いた物体像の検出法を用いた 2×10^{-9} watts/cm² ⁴³⁾ 以下の音響出力の検出が可能であると報告している。しかし、実際的には、結像に付随するノイズ、例えば、零次光の混入によるノイズ、スバックルノイズ、光波と音波の相互作用による Brillouin

scattering に起因するノイズが現れて、弱い音響出力による像の検出は、ノイズと強調の結果となり困難である。ノイズの除去法としては、ノイズ成分が結像光と異なる時間周波数を持つことと利用して Holographic Recording 法³¹⁾が提案されているが、この方法では、B.I.S. の実時間結像の利点と異なり、像の強度の増幅が計れない。

筆者は、この欠点を除きかつ低い音響出力での映像と可能に力ため、像と電気信号に変換してノイズ処理と行う方法を考案した。

本章では、像面に現れるノイズ成分の大部分が、零次光と同一な時間周波数と同一光波により搬送されることと実験的に確認し、ノイズの周波数と回折光(結像光)の時間周波数の差異を利用して、ノイズを分離、除去して、ノイズを含まない物体情報の4次元映像表示できる電気的処理システム⁵³⁾とや実験結果について述べる。次に、像面に現れる零次光成分と結像光の強度を算定し、従来の B.I.S. で得られる物体像の S/N 比を求め、本方法で達成し得る S/N 比および音響出力の検出感度の改良並びにその応用として生物試料に対する有効性について述べる。

§5.2 Bragg Imaging System で発生するノイズ

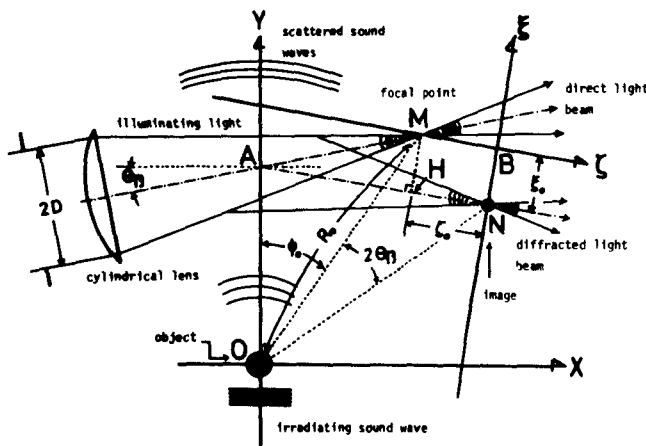
B.I.S. の結像系は、第2章で指摘した様に、光学ホログラムの記録、再生過程と具備し、かつ実時間で物体像を投影する。即ち、機能的には、Holographic imaging system であり、物体と音波を照射することによって生ずる散乱音場は、物体の散乱振幅を記録し、その音波周波数で変動する搬送波と有ることからホログラムと考えられる。像再生は、媒質中の散乱音場とレーザ光を照明することによって行われ、この過程で物体像には、多量のノイズが生ずる。

同文の如く、フィルムに記録された光学ホログラムの再生像においては、フィルム粒子

35), 54~58)

のランダムな位相分布によりスホックルノイズを生ずる。B.I.S.において、単一モードの照明光(レーザー光)が、媒質(水)内の物体情報>外の Tyndall現象による非常な位相変化が不純物等により散乱を受け、光学ホログラムと類似したスホックルノイズを生ずる。このノイズは、その生成過程と考えると、照明光の時間周波数と同一若しくは粒子流程度の媒質の移動(Tyndall散乱)に対応する Doppler-shift¹⁾を受け、照明光と同じ時間周波数を持つ搬送波で伝達されると考えられる。従って、ノイズ光は、結像光が超音波の波数ベクトルに対応した周波数変化を受け、この時間周波数的に異なる。像面上で観察されるノイズパターンは、その結像と考えると、ノイズ発生がホログラムと考える音波と光波の相互作用域(Acousto-Optic interaction area)であり、物体面にフォーカスされた像面において out of focus である。

像面上のノイズパターンの特性を説明するため、図(5-1)に結像光と零次光の幾何学的関係を示す。第2章で示した結像に関する座標に従い、音波の伝播方向にY軸と選ぶ。



図(5-1) Bragg Imaging Systemの幾何学的関係。
各点は、 $O(0,0,0)$ =物体面の原点、 $B(0,0,0)$ =像面の原点、 $M(x_0, y_0, 0)$ =照明光の焦点、 $N(z_0, 0, 0)$ =O点に対する像の中心点である。 $\triangle OMN$ において、結像原理式(1-30)から、 $\overline{MO} = \overline{NO}$ 、 $\angle MON = 2\theta_B$ の関係が成り立つ。

ひ、物体内にY軸と直交するX、Z軸で作られる平面と物体面とする。これに対する像面は、零次光の焦点Mから回折光と平行に移動した点Bが像面の原点で、回折光の中心線に垂直にZ軸、平行にX軸と決定すれば、座標系 (x, y, z) と表わされる。

この座標系の設定から物体面の中心 $(x, y, z) = (0, 0, 0)$ に対応する像の中心は $(z_0, z_0, z_0) = (z_0, 0, 0)$ となり、零次光の焦点

$M(X_0, Y_0)$ と像の中心 $N(\xi_0, 0)$ 間の距離は $\sqrt{\xi_0^2 + \zeta_0^2}$ とある。 ξ_0 と ζ_0 は、B.I.S. の結像原理と図(5-1)の幾何学的関係及び媒質中の音波と光波の波数ベクトル k と k_r について

$$\left. \begin{aligned} \xi_0 &= \left(\frac{k}{k_r}\right) X_0 \\ \zeta_0 &= \left(\frac{k}{k_r}\right) Y_0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (5-1)$$

となる。式(5-1)を用いて、線分 \overline{MN} は、 $\overline{MN} = \left(\frac{k}{k_r}\right) \sqrt{X_0^2 + Y_0^2}$ となり、30MHz以下の音波を用いた結像においては、 $\left(\frac{k}{k_r}\right) \lesssim 10^{-2}$ であるから、この値は小さく、 N 点は、 M 点の近傍に位置することが分かる。像の奥行き (ζ 軸) 方向に関して具体的に評価するには、本システムで使用する音波定数、即ち水中の音波長、 $\Lambda = 0.1 \text{ mm}$ 、レーザー光の波長 $\lambda_0 = 6.33 \times 10^{-4} \text{ mm}$ 、 $X_0 = 50 \text{ mm}$ 、 $Y_0 = 20 \text{ mm}$ を用いて、 $\zeta_0 = 9.7 \times 10^{-2} (\text{mm})$ となる。光学的好転観点から円筒レンズの焦点深度 $\Delta \zeta$ と問われるは、 $\Delta \zeta$ は、円筒レンズの開口径 $2D$ と焦点距離 f を用いて、 $|\Delta \zeta| \leq 2\lambda_0 \left(\frac{f}{2D}\right)^2$ と与えられ、レンズのオプティカル開口径 $\alpha = 0.063$ 、 $f = 120 \text{ mm}$ とすると、 $\Delta \zeta = 1.7 \times 10^{-1} \text{ mm}$ となる。この結果、15MHzの音波を用いた結像の場合、レンズ収差の混入を防ぐためには開口径 $2D$ は、 $|\zeta_0| < |\Delta \zeta|$ となり、像面が零次光の焦点深度内に位置することが分かる。この事柄から、 $\zeta_0 = 0$ と近似して光学的好転問題と生じないと考えられ、像面の原点が零次光の焦点に一致すると看做すことができる。

座標系に関する上述の近似を用いて、 Y 軸上に分布する1次元源 $A_N(Y)$ の結像を考える。この1次元源に発生する像面上の ξ の γ 方向の振幅位相分布は、²⁶⁾ 座標系に関して、 $\cos \theta_B = \sqrt{1 - \sin^2 \theta_B} = \sqrt{1 - \left(\frac{k}{2k_r}\right)^2} \approx 1$ 故 Y 軸 // ξ 軸 と考えれば、

$$E_N(\xi) = \frac{E_0 \exp[-j \frac{k}{2X_0} \xi^2]}{j \lambda X_0} \left(\frac{f}{X_0}\right) \int_{-\infty}^{\infty} A_N(Y) P\left(\frac{Yf}{X_0}\right) \exp[-j \frac{2\pi \xi Y}{\lambda X_0}] dY, \dots\dots (5-2)$$

ここに E_0 は照明光の照射時の強度、 P は L 次開口関数と表わす。像面上のノイズ振幅は、式(5-2)から、ノイズ源の分布のフーリエ変換に比例するといえる。強度比を検出されるノイズパターンは、従って L 次開口が極めて大きいと看做すと、

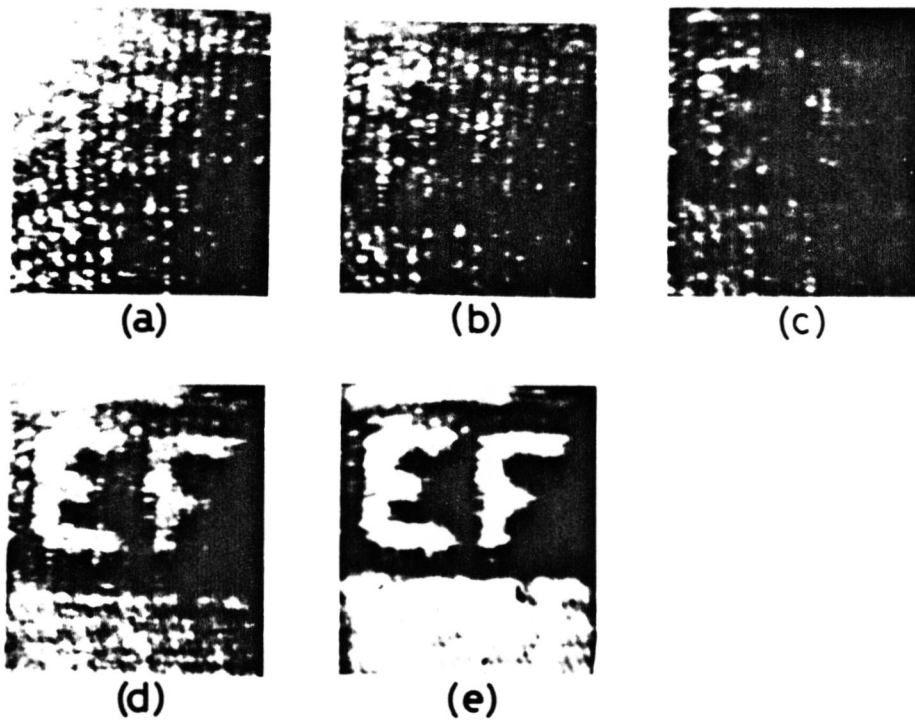
$$\begin{aligned}
 |E_N(\xi)|^2 &= \text{const} \left| \int_{-\infty}^{\infty} A_N(Y) \exp(-j \frac{2\pi \xi Y}{\lambda X_0}) dY \right|^2 \\
 &= \text{const} \iint_{-\infty}^{\infty} A_N(Y) A_N^*(Y') \exp[-j \frac{2\pi \xi}{\lambda X_0} (Y - Y')] dY dY' \\
 &= \text{const} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\int_{-\infty}^{\infty} A_N(Y) A_N^*(Y - Y'') dY \right] \exp[-j \frac{2\pi \xi Y''}{\lambda X_0}] dY'' \\
 &= \text{const} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_{A_N A_N}(Y'') \exp[-j \frac{2\pi \xi Y''}{\lambda X_0}] dY'', \quad \dots (5-3)
 \end{aligned}$$

但し

$$Y'' = Y - Y',$$

$$\Phi_{A_N A_N}(Y'') = \int_{-\infty}^{\infty} A_N(Y) A_N^*(Y - Y'') dY, \quad \dots (5-4)$$

となる。 $\Phi_{A_N A_N}$ は、ノイズ源の自己相関関数であり、像面に現われるノイズパターンは、ノイズ源のパワースペクトル分布であることが解かる。ノイズパワースペクトルの他に、実際には、照明光の開口絞りの Fraunhofer diffraction pattern が像面に現われ、前述のように ξ_0 の値が小さいことから、ある程度の強度を保持して観察される。この等、ノイズは L 次開口径を拡大すれば原理的に低減できるが、拡大光学系の収差の影響を抑えるため、開口径を制限することから無視できず、像の検出性を防げる大きな要因となっている。



図(5-2) 物体像の水晶振動子の励振電力依存性。
各像は、励振電力が、(a) $P_{ee} = 0 \text{ watt}$, (b) $P_{ee} = 0.13 \text{ watts}$,
(c) $P_{ee} = 0.26 \text{ watts}$, (d) $P_{ee} = 0.53 \text{ watts}$, (e) $P_{ee} = 1.2 \text{ watts}$
と別けて得られた。

先に解析した1次元ソースの特性を正確認識し、B.I.S.で得られる物体像の検出性を調べるため、図(5-2)に、水晶振動子の励振電力 P_{ee} を変化させて得られた物体像を示す。試料は、ゴム板に文字EFと同形にもつ、物体照射に用いた音波の励振電力は、水晶の印加電圧と示すと、各、(a) $V_{ee} = 0 \text{ vpp}$ ($P_{ee} = 0 \text{ Watt}$), (b) $V_{ee} = 50 \text{ vpp}$ ($P_{ee} = 0.13 \text{ w}$), (c) $V_{ee} = 70 \text{ vpp}$ ($P_{ee} = 0.26 \text{ w}$), (d) $V_{ee} = 100 \text{ vpp}$ ($P_{ee} = 0.53 \text{ w}$), (e) $V_{ee} = 150 \text{ vpp}$ ($P_{ee} = 1.20 \text{ w}$)である。

音波の存在しない場合、即ち(a)において、像面で観測される1次元は、図中の縦高に対応するスリット開口によるFraunhofer diffraction pattern (以後F.D.P.と略す)とスベークルパターンであることが分かる。1次元源の空間分布は、一般にガウス分布に従うと考えられる。したがって像面エの1次元強度分布は、先に説明したように1次元源のソースへケルであるから、ガウス状に分布することになり、左端から右端へ移行するにつれ、減少すること

が分かる。詳細に観察すれば、スポットルーパーに F.D.P. に重畳され、これにより変調されていることから、両者は、multiplicative である。対象 (b), (c), (d), (e) は、媒質中に音波が存在する場合で、照射音波の音響出力の増大に伴って、物体像の出現過程を示す。音響出力の増大に伴い、像の検出が容易になるとことは明らかであるが、生体試料の損傷と考へて励振電力の上限を $P_{el} = 1.2 \text{ watt}$ とすると、映像に有効な励振電圧の範囲は、60 vpp から 150 vpp であることが分かる。この事柄から、1/2 が、物体像の検出性と防げ、1/2 の強度は、励振電力約 190 mwatts ($V_{el} = 60 \text{ vpp}$) の発生音波による回折光の強度とほぼ等しい。したがって、190 mwatts 以下の強度と有る透過音波により結像される物体像においては、1/2 の強度の方が強くなり、一般に音波に対する透過率の低い試料の内部断面の映像は困難である。しかし、像 (b), (c), (d), (e) を観察すれば、バックグラウンドの 1/2 ルーパーは、音波強度の増加に対して殆んど影響せず音波と励振電圧以前のルーパーに類似することが分かる。したがって、音波の励振電力の $\sim 1.5 \text{ watts}$ の領域で発生音波の映像に関して、新たに 1/2 の影響は、無視でき、その結果、像の検出感度を劣化させる 1/2 として、零次光成分に寄与する 1/2 と考慮すればよいと考えられる。

更に、図(5-2)の 1/2 ルーパーと詳細に観察すれば、個々のスポットルーパーの水平方向の直径は、F.D.P. の 1/2 の距離より短くないことが分かる。この実験的事柄から、F.D.P. の周期は、B.I.S. の分解能に關係する量とすると推測される。ここで試料面に、 $S_0 = 0$ と近似して決定される像面 (5.2) の F.D.P. の複素振幅分布 E_F を求めると、 $\cos \theta_B$ の近似を用いて次のように表わされる。

$$|E_F(\xi)|^2 = \left| \frac{2D E_0}{\lambda_0 f} \left[\sin \left(\frac{k D \xi}{f} \right) / \left(\frac{k D \xi}{f} \right) \right] \right|^2 \quad \dots \dots (5-5)$$

ここに $2D$ は、照明光の照射時の開口径を表わす。

式(5-5)より, F. D. P. の開口径の距離は,

$$\Delta \xi_N = \frac{\pi}{k \sin \alpha}, \quad \dots \dots (5-6)$$

となる。式(5-1)に示した如く、 ξ 軸と X 軸の間の変換は、結像倍率 (K) と
用い、次のようになる。

$$\Delta X_N = \left(\frac{k}{K} \right) \Delta \xi_N = \frac{\lambda}{2 \sin \alpha} \circ \quad \dots \dots (5-7)$$

式(5-7)は、第2章に示した B. I. S. の分解能の評価式 [式(2-13)] と同一である。この事柄から、像面 E の F. D. P. の周期と測定すれば、映像した物体像の分解能と結像に用いた開口径の大きさと直ちに知ることが出来る。F. D. P. と空間周波数的に解釈すれば、この開口径に制限される像の最大空間周波数が $1/\Delta \xi_E = \frac{\sin \alpha}{\lambda}$ であるから、式(5-6)で示した零次光の最大空間周波数と9間に

$$\frac{1}{\Delta \xi_N} = 2 \left(\frac{1}{\Delta \xi_E} \right), \quad \dots \dots (5-8)$$

の関係が成り立ち、光学プログラムの再生像における零次光成分の空間周波数帯域と同等の結果が得られる。

以上と要約すれば、F. D. P. の周期成分が零次光成分の1/2の最大空間周波数と等しい。スパングル成分の空間周波数分布は、この帯域内に存在することが明らかになる。

§5.3 1/s の除去法

前節の実験結果で示した如く、回折光の強度は、励振電力が比較的強い場合でも弱く、物体像には零次光成分に起因する1/s (以後1/s成分と看做す) が混入して、検出性と困難なものとす。これ、結像光とこれ以外の参照波と重畳させて記録し、これと質的に入射して映像した場合、前述した如く1/s成分と結像成分(回折光成分)の時間周波数が異なることから、結像成分の干渉による干渉縞を生じ、この干渉縞の振幅変動を用いて信号成分と帯域フィルタを用いて抽出すれば、1/s成分と分離できる。

像面(ξ, η)に形成される物体像と1/sが $m(\lambda/k)$ 倍(物体面に対する結像系の全倍率 m) の拡大光学系で新像面(ξ', η') [図(2-4)参照]に投影される場合、両者の振幅分布は、

$$U(\xi') = E_1(\xi') \exp[j(\omega - \Omega)t] + E_N(\xi') \exp(j\omega t), \dots (5-9)$$

で表わされる。ここに E_1 は、一次回折光に搬送される像の振幅、 E_N は、零次光で搬送される全2の1/s振幅を示し、 ω と Ω は、光波と音波の角周波数である。結像光とこれ以外の平面波回折光と参照波とを用いば、参照波の振幅分布は、

$$U_r(\xi') = E_R \exp[j(\omega - \Omega)t + k_0 \xi' \sin \theta + \varphi], \dots (5-10)$$

で表わされる。ここに E_R と φ は、参照光の強度と結像光に対する位相と表わす定数であり、 θ は、参照波の伝播方向が ξ 軸に対しての入射角である。参照波と

重ね合せて記録すると、像面 (ξ, η) 上の強度分布は、

$$\begin{aligned}
 F_H(\xi') &= |U(\xi') + U_r(\xi')|^2 \\
 &= |E_i(\xi')|^2 + |E_N(\xi')|^2 + |E_r|^2 + 2E_i E_N \cos \Omega t + 2E_N E_r \cos(\Omega t - k_0 \xi' \sin \theta + \varphi) + 2E_i E_r \cos(k_0 \xi' \sin \theta + \varphi), \dots (5-11)
 \end{aligned}$$

となる。式(5-11)は、時間的周波数の表現と無視に考慮は、光学ホログラムを表わし、第6項は、ホログラムのイメージ項に対応する。この過程では、各項は、空間的に重畳し分離されない。しかし、干渉項において、第6項は、ノイズを含む他の干渉項と時間周波数的に異なっている。

像面での強度パターンとビジコンにより電気的に検出する場合、式(5-11)の空間情報は、電気的に走査されて一次元の時間信号に変換される。走査後の強度パターンの電気信号は、ビジコンの水平掃引速度と v とすると、 $\xi = vt$ の関係を用いて、

$$\begin{aligned}
 F_E(t) &= |E_i(t)|^2 + |E_N(t)|^2 + |E_r|^2 + 2E_i E_N \cos \Omega t + 2E_N E_r \cos(\Omega t - \omega_s t - \varphi) + 2E_i E_r \cos(\omega_s t + \varphi), \dots (5-12)
 \end{aligned}$$

但し

$$v = \frac{l}{\lambda_s}, \quad \omega_s = k_0 v \sin \theta = \frac{\omega_c l}{t_s}, \quad \dots (5-13)$$

となる。式(5-12)の各項は、式(5-11)の各項に対応する電気信号と示し、(1)は、ビジコン

管径 ξ の水平走直距離, t_s は水平のラスタの掃引時間, $\omega_s/2\pi$ は干渉縞の掃引周波数, ω_s/ξ は ξ 軸上の干渉縞の空間周波数である。第 i 項の映像成分 $E_i E_r$ は、ノイズと含まない物体情報と電気信号の搬送波 $\cos(\omega_s t + \varphi)$ で伝達することとする。式(5-13)の関係式から、 ω_c を変化した場合は、 ω_s が変化するため、この項は、他のノイズを含む干渉項およびバイアス項と時間周波数的に分離できる。しかし、ビジョンの有効帯域に制約があり、TV用ビジョンの場合、4MHzであるから、 $E_i E_r$ の時間周波数帯域は、この帯域内に存在し、他の項と offset があるように設定しなければならない。

一般に、超音波像は、光学像に較べ格段に分解能が低いことから、物体像の映像に用いる帯域幅も狭い。したがって、 ω_s は、低い周波数帯域に存在すると考えられるから、 $\omega_s \gg \omega_c$ と看做せば、干渉項 $E_i E_u$ と $E_u E_r$ は、音波周波数 (= $\omega_s/2\pi$) の近傍の時間周波数に帯域を有し、この結果、 $E_i E_r$ は、バイアス項と分離して考慮すればよい。

式(5-12)の各項の時間周波数帯域は、物体像を形成する物体の最大空間周波数から決定され、像面 (ξ, η) における物体像の空間周波数と、これに対応する電気信号の時間周波数の関係式は、次のようにして導出することができる。ビジョン管径上 [像面 (ξ, η)] に、 N 個配列された等間期パターンを考えると、このパターンの空間周波数は、

$$\frac{1}{\Delta \xi'} = \frac{N}{2l}, \quad \dots \dots \dots (5-14)$$

であり、この時、像の分解能は、 $l/N = 2\Delta \xi'$ である。この周期パターンとビジョンで電氣的に検出する場合、水平走直に得られる電気信号の時間的周波数は、

$$W_E = \frac{N}{2t_s}, \quad \dots \dots \dots (5-15)$$

とす。物体像の空間周波数と像の電気的走査に生ずる時間周波数との間の関係式は、式(5-14)と式(5-15)に代入して

$$W_E = \frac{1}{\lambda_s} \left(\frac{l}{\Delta \xi'} \right), \quad \dots \dots \dots (5-16)$$

とす。この関係式から、有効帯域 $W = 4 \text{ MHz}$ と有線ビジエンを用いた visual system の入射像の解像限界は、 $l = 10 \text{ mm}$, $t_s = 53.3 \text{ } \mu\text{sec/raster}$ とすれば、 $1/\Delta \xi' = 21.3 \text{ cycles/mm}$ である。又、CRT 表示像の分解能は、回路的に生ずる制限はないとすると式(5-14)から、 426 cycles/mm とす。

以上の事柄を用いて、物体像とビジエンにより電気的に検出される場合、式(5-12)の各項の電気信号の時間周波数分布を問う。ビジオン管面 E の像面 (ξ, η) における物体像の最大空間周波数は、像面 (ξ, η) 上の物体像の γ が $1/\Delta \xi_I = \frac{\sin \alpha}{\lambda}$ であるから、拡大光学系の変率 $m(k)$ を用いて

$$\frac{1}{\Delta \xi_I'} = \frac{k}{mk} \left(\frac{1}{\Delta \xi_I} \right) = \frac{\sin \alpha}{m \lambda}, \quad \dots \dots \dots (5-17)$$

とす。これは、式(5-12)の $E_I(\xi')$ の最大空間周波数である。同様に、式(5-12)の E_N の項の像面 (ξ, η) における最大空間周波数は、式(5-8)を用いて

$$\frac{1}{\Delta \xi_N'} = \frac{k}{mk} \left(\frac{1}{\Delta \xi_N} \right) = \frac{2 \sin \alpha}{m \lambda}, \quad \dots \dots \dots (5-18)$$

とす。 $|E_N(\xi')|^2$ の最大空間周波数は、式(5-17), (5-18)と式(5-16)に代入すれば、

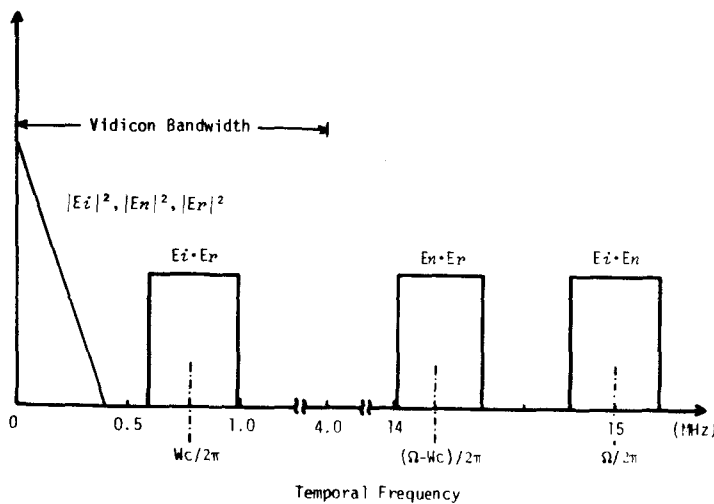
電気信号に変換した式(5-12)の各項の時間周波数領域における帯域幅が決定される。式(5-12)の映像項 E_i, E_r の空間周波数領域において、バイアス項と分離し、連続的に配置される時、 E_i, E_r の帯域の中心周波数は、式(5-16), (5-17), (5-18)を用いて

$$\omega_{ir} = \frac{3}{\lambda_s} \cdot \frac{\lambda \sin \alpha}{m \Lambda}, \dots \dots \dots (5-19)$$

となる。したがって E_i, E_r の搬送波 $\cos(\omega_s t + \varphi)$ の時間周波数 ω_s は、 $\omega_s \geq 2\pi \omega_{ir}$ の条件を満足する場合、 E_i, E_r は、時間周波数的にバイアス項と分離できる。この条件を満足する最小搬送波 ω_c による干渉帯の空間周波数は、式(5-13)を用いて

$$\omega_c \geq 6\pi \left(\frac{\lambda \sin \alpha}{m \Lambda} \right) \dots \dots \dots (5-20)$$

となる。具体的に式(5-20)を満足する干渉帯の最小空間周波数と求めると、結像に際して定数、 $m = 1/4$, $\Lambda = 0.098 \text{ mm}$, $\lambda \sin \alpha = 0.031$ と用いて、 $\omega_c / 2\pi = 3.8 \text{ cycles/mm}$ と



図(5-3) 電気的走査により生ずるプログラムの時間的スペクトル分布。走査時間は、 $63.5 \mu\text{sec}$ raster である。

なる。この値は、ビデオの解像限界 21.3 cycles/mm に対して充分低く、本方法における像の分解能の低下は生じない。電気フィルタの特性を考慮して、干渉帯の空間周波数を $\omega_c / 2\pi = 4.0 \text{ cycles/mm}$ に設定すれば、時間周波数は、 $\omega_c / 2\pi = 750 \text{ kHz}$ となる。

この結果、映像成分 $E_i E_r$ の時間周波数帯域は、式(5-16), (5-17)より $520 \text{ kHz} \sim 980 \text{ kHz}$ とおり、一方、バリエーション項のカットオフ周波数は、 $W_b = (\frac{2}{3}) W_{ir}$ であり、 $W_b = 470 \text{ kHz}$ とおり。以上、他の干渉項を含めて計算結果から、式(5-12)の各項のスホッフ成分は、図(5-3)に示すようにあり、ノイズを含まない映像成分 $E_i E_r$ が、ノイズを含む成分と時間周波数的に分離されること分かる。このように、T-V用ロジックにおける Fast scanning detection による像の検出と行われる場合でも、像の分解能の低下を採ることなく充分使用できる。

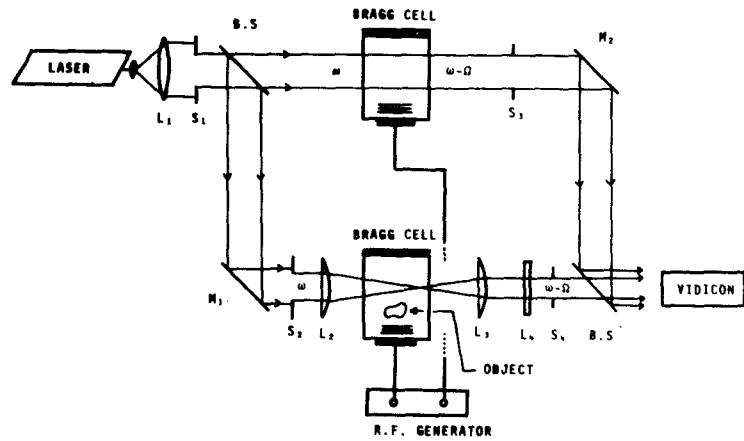
電氣的処理は、フィルターを用いて、搬送波 $\cos(\omega_s t + \varphi)$ で伝送される映像成分 $E_i E_r$ のみを抽出し、検波回路を通じて搬送波を除去すれば、本プログラムの再生像に類似して $E_i E_r$ が再生される。更に、2乗回路を用いて、 $|E_r|^2$ の強度に変換した後、CRT 上に表示すれば、所望の映像信号 $|E_r|^2$ の物体像と得ることが出来る。このようにして、前節において言及した、F.D.P. とスホッフノイズの除去が可能となり、ノイズを含まない映像信号としての画像表示が行われる。

§ 5.4 実験装置

実験に用いた光学系を図(5-4)に示す。光学系は、B.I.S. に参照波発生系と並列に付加した Mach-Zeuder 型 Interferometer に対し居り、上側の光路に超音波槽は、参照波発生用であり、下側の光学系は、通常の B.I.S. とある。レーザー ($\lambda_0 = 6.33 \times 10^{-4} \text{ m}$, 出力 1 mW) から発せられる光ビームは、対物レンズ、エリマクスレンズ L_1 ($f = 300 \text{ mm}$) と通過して平行光となり、ビームスプリッターで結像光用光波と参照光用光波に分れる。下側の光路を伝播する平行光は、スリット S_2 で $N.A. = 0.031$ とするビーム幅に制限され、内筒レンズ L_2 ($f = 120 \text{ mm}$) で線状収束光となり、超音波槽内の音場の照明光として用いられる。超

音波槽には水を満にし、物
体が浸してある。

物体の照射に用いる音波
は、発振器からの電気信号
周波数 $\frac{\omega}{2\pi} = 15 \text{ MHz}$ の正
弦波を増幅し、X-cutの水
晶 ($18 \text{ mm} \times 18 \text{ mm}$) に印加し
て発生する平面波音波である。



図(5-4) ホログラムの作成光学系

水晶振動子の励振電力 P_{el} は、 $0 \sim 1.5 \text{ watts}$ と連続的に変えられ、水晶振動子の
電圧波形をシンクロスコープで計測し、共振時の水晶のアドミタンス定数を用いて、各印加
電圧に対する励振電力が求まる。

物体照射後の音波の振舞いと照明光との相互作用の過程は、第一章に示した如くで
結像光として一次回折光を用いた。Bragg回折を満足する音波の伝播方向の設定は、二台の
超音波槽が別々の回転台に装置されているから、容易に行なうことができる。物体像は、
物実長 l (k/λ) 倍縮小 m した L_2 の焦点の近傍に結像 m した。次に円筒レンズ L_3 に
おき、 $m(k/\lambda)$ 倍の拡大がなされて、物体の実長の $1/4$ 倍 ($m=1/4$) で第2の像面 (ビジョンの
管面上) に結像された。円筒レンズ L_4 は、これと垂直な方向の倍率補正用として、像の縦
横の倍率のバランスを設定する。

一方上側の光路を伝播する平行光は、超音波槽内を伝播する平面波音波により
Bragg回折して参照波を発生する。参照波は、結像光と同一であり、様な振幅
分布と有ることの必要性から、結像用音波と同一な電気信号を分離し、増幅し得られ
る平面波音波による一次回折光を用いた。参照光は、ミラー M_2 でビジョン管面に対する入
射角を調整して、結像光と共に記録され、いわゆるホログラムと形成する。

図(5-5)は、得られたホログラムをビジョンで電気的に入力し、電気信号に変換されたホログ

ムから、1/2 処理を行な

CRT に画像表示の電気
処理系がブロック図である。

ビジョンの規格は、管径 9
掃引距離 10um, 水平掃引

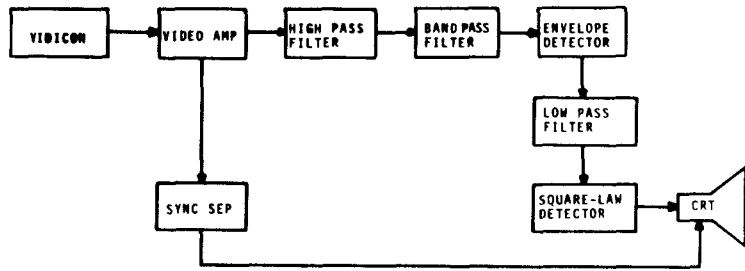
時間 63.5 μ sec/ raster (帰線消去時間を含む), 垂

直掃引時間 1/30 sec/frame であり, 性能は, 有効帯域幅 4MHz, 解像度 426 cycles/frame

である。ビジョンに出力されるビデオ映像信号は, 約 1.2 Vpp の, 干渉高の成分は, 0.2 Vpp 位の信号で, 特に, 音源強度が弱い場合, 数ミリ Vpp のレベルである。

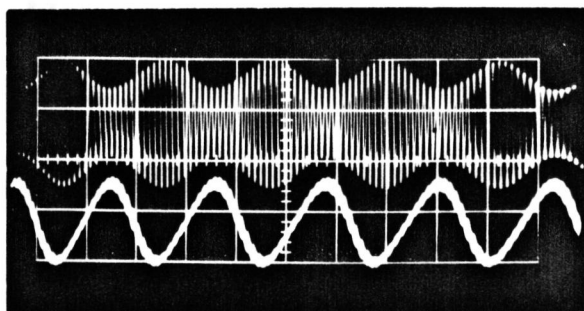
このため, CRT の同期信号は, Amp を介して別に出力し, 映像信号のみ最大 40dB 増幅率, VIDEO AMP の出力は, 同期信号を含まない映像信号のみで, 干渉高の成分は, 4V 以上のローパス回路に約 3Vpp に調整したフィルタに入力される。フィルタは, 二段のフィルタを用い, 高域フィルタと帯域フィルタとを連結する。1/2 成分に対して結像光成分が弱い場合, 即ち音源の強度が小さい場合, 信号の増幅を行なはば 1/2 成分が大きくなり後の処理に影響する。1/2 成分の時間周波数は, 図(5-3)に示した如く低周波成分に存在する。最初高域フィルタで 1/2 成分の 4V 以上の低 F を計る。次に中心周波数 750kHz, 周波数帯域 ± 250 kHz に設計した帯域フィルタで 1/2 を含まない映像成分 $E_i E_r \cos(\omega t + \varphi) = I(t)$ を出力する。

更に, 画像に不利な搬送波 $\cos(\omega t + \varphi)$ を除去するため, 包絡線検波を施す。試作した電気的フィルタと検波回路の機能と調心のため, 図(5-6)に, 900kHz の搬送波と 50kHz の正弦波で変調した電気的シミュレーション信号をフィルタに入力し, 検波回路の出力信号を示す。電気信号は, 振幅 13Vpp, 振幅変調電圧 3Vpp であり, 検波後の出力は 0.7Vpp となり, この結果から, 映像成分は, 搬送波の除去により低



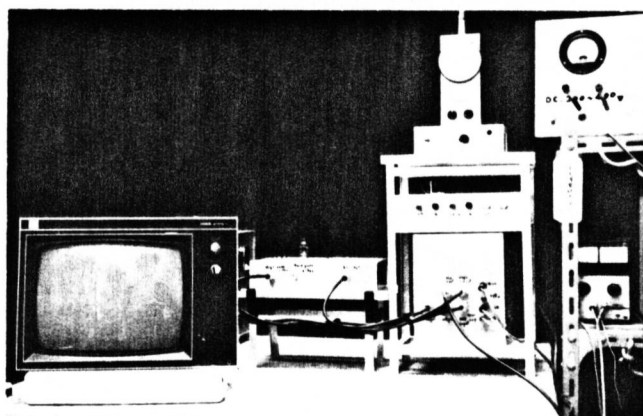
図(5-5) 1/2 除去のための電気的処理システムのブロック図。

周波信号に変換されることか分かる。
 検波後の映像信号は、フィルタリングに
 より生ずる高周波成分のノイズを除去するた
 め、低域フィルタリングを施す。フィルタリ
 ング後の信号は、画像に関し振幅的情
 報であるから、2 束回路に力強度に変
 換して CRT に表示し、所望の物体像
 が得られる。



図(5-6) 電気的エミッション信号に対する包絡
 線検波。上の波形は、フィルタに入力する電気信号
 であり、水平、垂直方向のスケールは、 100 kHz/div 、 5 V/div
 であり、下の波形は、検波された信号であり、 100 kHz/div 、
 0.5 V/div である。

図(5-7)に試作した電気的処
 理システムの写真を示す。この装置にお
 いて、表示像のものと光学像に対する
 忠実性、特に振幅に対するリニアリ
 ティは、ビジョン、 $\rho > 70$ 、CRT の特性に
 依存し、試作した装置では、特に
 リニアリティの補正は行っていない。



図(5-7) 電気的処理システム

§5.5 電気的処理像とその検討

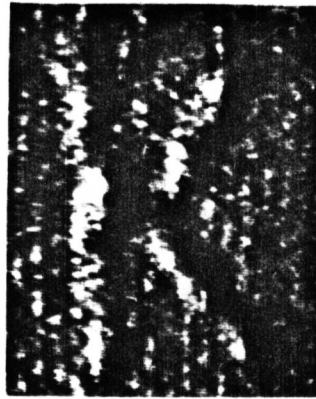
前節で示した光学系及び電気的処理システムを用いて、像面に混入するノイズ成
 分の除去と行ない、S/N 比の改善および像の検出感度の向上を試みた。

5.5.1 電氣的フィルタリングによる画像の改良

図(5-2)において水晶振動子の励振電力で表わされる通常のB.J.S.の映像し得る下限の電力は、約0.19 wattsであることと説明した。しかし低い音響出力による回折光が、1/1



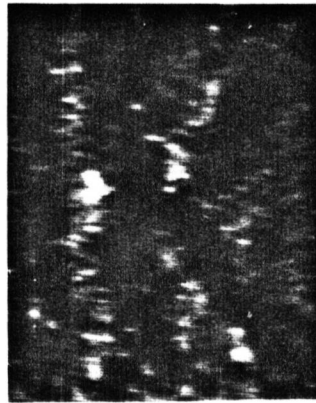
(a)



(b)



(c)



(d)

図(5-8) 電氣的フィルタリングによる画像の改良。
各物体像は、(a) = 励振電力 $P_{el} = 0.64$ watts を用いて得られた通常の物体像；(b) = (a) のハイパスフィルタリング(カットオフ周波数 100 kHz) 後の処理像；(c) = 励振電力 $P_{el} = 0.26$ watts を用いて得られた通常の物体像；(d) = (c) のバンドパスフィルタリング(周波数帯域 100 kHz ~ 300 kHz) 後の処理像である。

成分の大半が低周波帯域に分布する。信号と電氣的に増幅し、適当なフィルタリングを施せば、映像可能である。

図(5-8)に、通常の物体像のCRT表示画像と、フィルタリングによって得られた物体像のCRT表示画像を示す。物体は、ゴム板に文字Kを抜き出したものであり、文字部分の4音波が伝播する。フィルタは、4チャンネルの切替えにより、カットオフ周波数が、 10^4 Hz ~ 1.6×10^6 Hz までディスクトに変化できる。

(a)は、音波周波数 15 MHz、励振電力 $P_{el} = 0.64$ watts を用いて得られた通常の物体像である。(b)は、(a)

さらに高域フィルタリングを施すことにより得られた物体像である。フィルタのカットオフ空間周波数 $(\frac{1}{\Delta s})_c$ は、像の最大空間周波数 $(\frac{1}{2\Delta s})_m$ の $\frac{1}{8}$ で、像を構成する空間周波数帯域のうち、低周波側の $\frac{1}{8}$ の帯域の情報が除かれている。それ故、モザイク像は、高域空間周波数成分により像が形成され、微分型フィルタに類似した特性を呈する。その結果、強度分布の変化に対して強いコントラストを呈し、シャドウを伴った画像を示す。(b)は、(a)と比較すると、奥行きが感ぜられ検知され易くなるが、高周波成分の $\frac{1}{8}$ にも強調されていることが分かる。

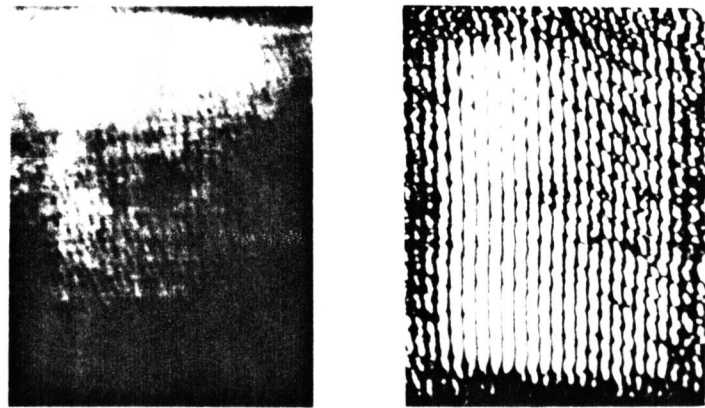
(c)は、同一物体に対して、励振電力 $P_{el} = 0.26 \text{ Watts}$ を用いて得られた物体像である。この付近の励振電力では、像の検知が困難である。(d)は、(c)の帯域フィルタリングを施して得られたモザイク像である。フィルタの低周波側のカットオフ空間周波数 $(\frac{1}{\Delta s})_c = \frac{1}{8} \times (\frac{1}{\Delta s})_m$ 、高周波側では、 $(\frac{1}{\Delta s})_c = \frac{5}{8} (\frac{1}{\Delta s})_m$ であり、全空間周波数帯域の $\frac{1}{2}$ を用いて像が形成されている。(d)と(c)と比較すると、信号の増幅作用とフィルタリングにより像の検出感度が何と比べているかが分かる。画質に関しては、(b)において文字周辺に現れる微分による効果が、高域空間周波数成分が除去されることにより消去されていることが分かる。重要な事柄は、(a)、(b)、(c)で見られた F.D.P. の帯域高が消去され、この帯域高の空間周波数が、像の強度に対する最大空間周波数 $(\frac{1}{2\Delta s})_m$ に対応することと裏付けている。

このように物体像とビジュンを用いて電氣的に入力し、単に電氣的な信号の増幅とフィルタリングにより、像の検出感度は、何と比べている。しかし、微分型フィルタを用いたものは、不足も強調し、帯域フィルタでは像の忠実性を劣化させ、両者共、分解能の低下を来すので、目的に応じて有効であるが、画質、分解能に難点が指摘される。

5.5.2 ノイズ処理による画像の改良

前節で述べたフィルタリングのみの場合の難点と除くため、ホログラムを作成し、5.3で述べた原理により電気的処理を施し、1/s成分の除去を図った。

以下に示す全ての実験結果は、結像条件、音波周波数15 MHz、レンズの開口数 N.A. = 0.031 (理論的分解能 1.6 μm) を用いて得たものである。



(a)

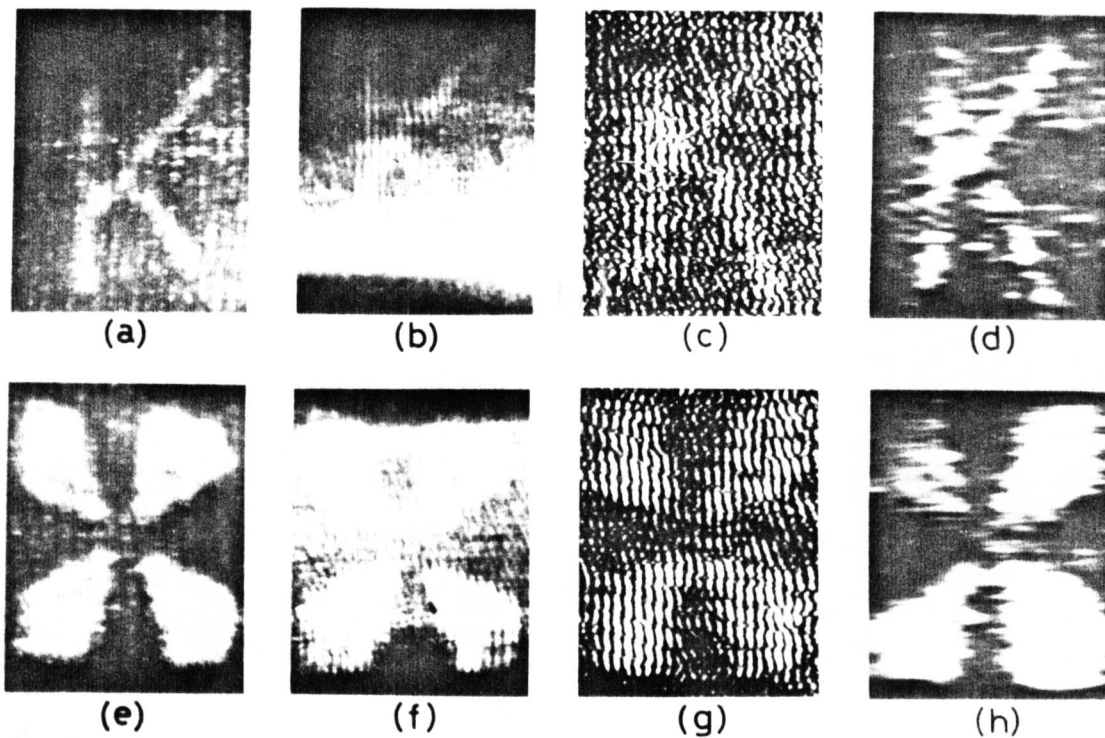
(b)

図(5-9)は音像光と参照光の干渉パターンへのフィルタリング。各写真は、(a)は4.7 cycles/mmの干渉パターン(ビームから直接CRT表示した)と(b)は(a)のバンドパスフィルタリング後の表示像である。

図(5-9)は、1/s除去に用いるフィルタの有効性を確認するため、(a)結像光と参照光の干渉パターンと(b)フィルタリング後のモニターパターンを示す。(a)は、結像用水晶振動子の励振電力 $P_{ex} = 0.26$ Watts, 参照光用励振電力 $P_{ref} = 0.05$ Watts を用いて得た1次回折光間の干渉縞の写真であり、両者の電力が弱いため、干渉縞の visibility は低い。しかし電気的な増幅とフィルタリングを施すことにより鮮明化されている。干渉縞の空間周波数 $\omega_c/2\pi$ は、兩回折光の干渉部の距離(紙面の横方向)が 4.5 mm (= 水晶の大きさ × 倍率) であり、この距離内に干渉縞の本数が2本であるから、 $\omega_c/2\pi = 4.7$ cycles/mm となり、式(5-20)の条件を満足し干渉系のホログラムの作成には充分である。

図(5-10)は、励振電力 $P_{ex} = 0.53$ Watts を用いて得た物体本像の1/s処理像の各電気的処理過程におけるモニター像を示す。物体は、1/s処理の効果と評価するためにゴム板に文字Kと抜き出した試料とフィルタリングによる分解能への影響と評価するためジメスターを抜き出したゴム板の試料を用いた。

(a)と(e)は、処理前の物体像のCRT表示像であり、バンドパスフィルタに零次光成分に



図(5-10) 物体像の電気的処理における1/2処理過程。
 各物体像は、(a)と(e)=通常の物体像(ビジエンから直接モニター)；
 (b)と(f)=(a)と(e)のイメージログラム(ビジエンから直接モニター)；(c)と
 (g)=バンドパスフィルタリング後のイメージログラム(フィルターから直接モニター)；
 (d)と(h)=1/2処理像(フィルター、包絡線検波、ローパスフィルタリング、
 2乗回路と通じてモニター)である。

奇因するノイズが顕著に現われている。物体のステルは、示されていないが、水平方向の分解能が 1.6mm であることから、式(5-7)のとおり、F.D.P.の高間隔の距離 ΔX_N が $\Delta X_N = 1.6\text{mm}$ であるから、直ちに理解される。(b)と(f)は、(a)と(e)のイメージログラムである。参照光の強度が比較的強いことから、像および干渉縞のvisibilityは低く、ビジエンの出力電圧における両者の信号は、相対的に低くなる。そこで参照波の強度を強くするのは、ノイズの強度分布の変化に対する影響を抑制するためである。(c)と(g)は、(b)と(f)を電気的に増幅し、フィルタリングを施して直接にCRTに表示に与えられる。(a)と(e)に見い出されたF.D.P.が除去され、干渉縞の時間周波数で伝送される。

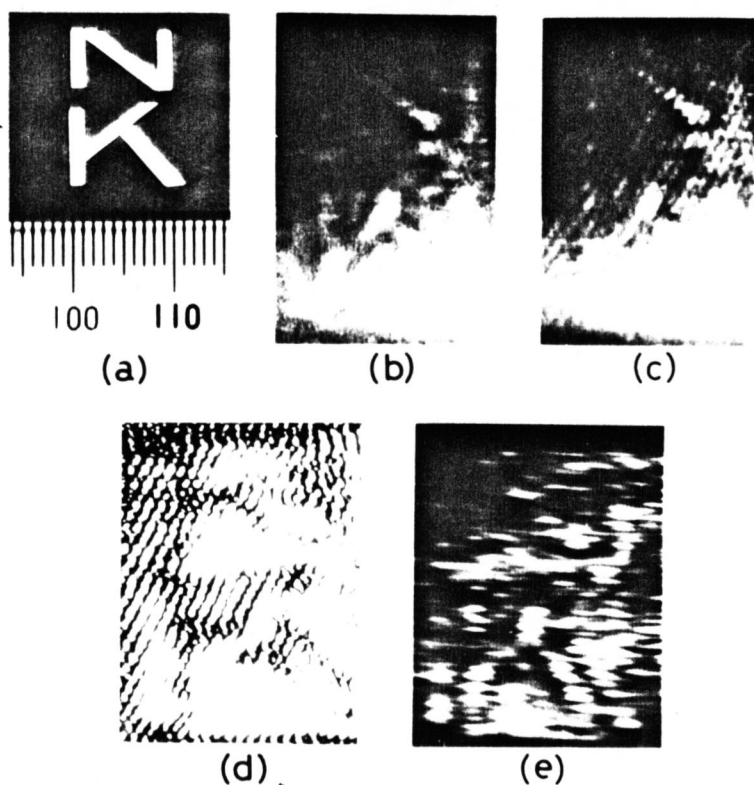
映像成分のみが強調されている。この過程で、電気的増幅率と何工すれば可成り微弱光に搬送される物体像でも検出し得る。しかし実際的には、参照光に結像光と同様にノイズ成分が含まれており、結像光に混入するノイズ成分と重畳することにより新たなノイズを発生する。このノイズに関して、フィルターの帯域が500kHzから1MHzの帯域幅であるから、フィルタリング後、バンドパスフィルタに類似したパターンを示しているが後述する如く、最終の処理像には、原理的に影響しない。(d)と(h)は、(c)と(g)とより検波回路、低域フィルター、2乗回路と通じて処理を行なった最終の処理像である。(d)と(h)において、(a)と(e)で見い出されたF.D.P.は完全に消去されていることが分かる。5.2において示す如く、F.D.P.の周期が、零次光成分に起因するノイズの最大空間周波数と等しいとある。零次光に付随するスペックルノイズの空間周波数は、この帯域内に存在することから、スペックルノイズは、F.D.P.の消去と共に、自動的に除去される。(d)と(h)においても、スペックルノイズは見い出されず、この効果が目明らかである。

又(c)と(g)で見られるノイズは、周波数帯域が約500kHz~1MHzで映像されるものであり、次段の低域フィルターが約500kHz以上の高周波成分を除去する。原理的に映像される(d)と(h)において現れていない。

このように、本方法により、ノイズが除去され、電気的映像の検出および信号の増幅作用を用いることにより、像の検出感度の向上が計られることが分かる。最終的な処理像において、図(5-7)で見られる各フィルタリングに伴う現象と呈する分解能の低下も確認されたいことから、本試作装置におけるフィルターの帯域の設定は、有効であると考えられる。

しかし処理像において像の劣化が見い出される。これは、倍率補正用の拡大光学系が長い光路長を要すると、光学系が共振に弱く、干渉系が不安定であるために生ずる。これを説明するために電気的処理系で考えれば、検波段までの情報は、像に関して振幅位相情報 $E_i E_r^* \cos(\omega t + \phi)$ であり、干渉系高が微小動

おこす位相が変化する。包絡線検波後、搬送周波数 ω_s が、映像成分の最大空間周波数に對し高くはないことから、位相が、映像成分 E_i E_r の位置と移動する。その結果として検波後のローパスフィルタで像の劣化と生ずる。この劣化は、干渉光学系の振動を防止すること以外に、干渉系高の搬送周波数 ω_s と高い周波数に設定することにより、位相の位置の移動を抑えられることから原理的に低減できる。



図(5-11) 電氣的処理による低コントラスト像の検出
各写真は、(a)=試料(フィルムベース)、(b)=初処理像、(c)
=物体像のログラム、(d)=フィルタ後のログラム、(e)
=処理像である。

図(5-11)は、フィルムベースに文字 M.K. と振すために試料の各処理過程におけるモノ像である。

フィルム材料は、水の音響インピーダンスに比較的に類似することから、音波の透過率が高く、低コントラスト物体として用いることができる。

(b)は、水晶振動子の励振電力 $P_{ex} = 1.2 \text{ watts}$ を用いて得られた物体像である。

* 第3章で調べた如く、直進音波に對する材料の膜厚で決まる透過音波の位相変化量に對し、物体像の端、コントラストは変化し、高いコントラストと呈する場合もある。

フィルム材料は、音波に対する透過率を1と近似できることから、位相物体と看做され、透過音波の位相成分で結像される。(b)は、通常の物体像で、第3章で説明した如く、物体端での4コントラストを生ずる。観察されるコントラストは、照射音波の強度が強いにも拘わらず弱く、画質に関して、図(5-8)の(a)、(b)と異なっていることが分かる。(c)は、ホログラムイメージングであり、直進音波と透過音波との間の位相差を正確に認めるために、斜方向からの参照波を用いて干渉縞の配向と変化させた。干渉縞の直線性の歪み、文字域(直進音波の伝播域)とフィルムベース域(透過音波の伝播域)の間の位相変化を正確に行うことができる。(d)は、電氣的増幅とフィルタを施した後のイメージングで、干渉縞に搬送される映像成分のみが強調されている。(e)は、最終の処理像で、前述した劣化要因の影響が顕著であるが、通常の物体像(b)と比較すると、文字域に於いて明瞭化しており、像の検出感度の向上が計られていることが分かる。

このように、著者が試作した電氣的処理によるCRT visual systemでは、物体と動画像で観察でき、スクリーン又はカメラで直接観察する場合に較べ、検出性に優れ、電氣的処理と施すことにより、1%程度の計測、微弱光の物体像でも映像し得る。さらに、低コントラスト像の検出感度の向上が計られ、生物組織等の生体内の密度変化の小さい試料等の映像に有効であると思われる。

§5.6 Bragg Imaging Systemの物体像の検出限界

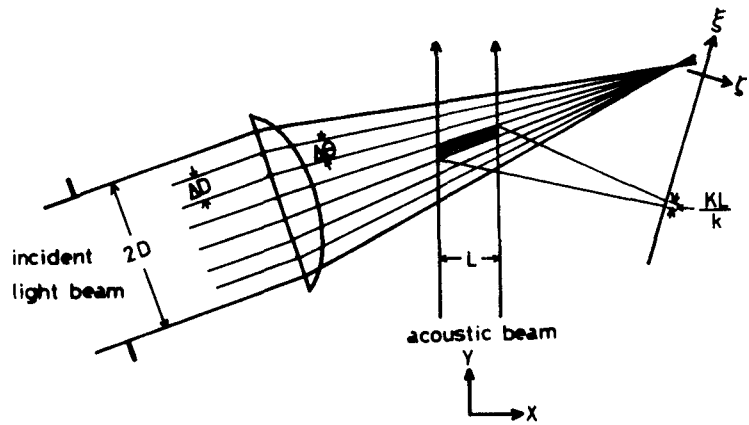
§5.21において説明した如く、B.I.S.の映像し得る音響出力の下限は、水晶振動子の入力振動電力 P_{in} が約190 mwattsであり、この制限は、主に、零次光成分から発生するF.D.P. およびスベール成分に起因する。この事柄を理論的に考察するために、結像光と零次光の強度を評価し、物体像の音響出力に対するS/N比を求める。

この目的のため、結像に關する座標系と像面は、(5-7) 面を考へる。

像面上の物体像における S/N 比を次式で定義する。

$$\gamma = \frac{\langle |E_s|^2 \rangle}{\langle |E_n|^2 \rangle},$$

..... (5-21)



図(5-12) Bragg Imaging System における照明光と平面波音波の相互作用により生ずる Bragg 回折

ここに E_s と E_n は、夫々、像とノイズの振幅と表わし、 $\langle \rangle$ は空間平均であることを示す。物体像が完全なコントラスト (=1) を示す場合、結像光の振幅 E_s は、バックグラウンドの回折光の強度に等しいことから、バックグラウンドの回折振幅に還元して考えることができる。バックグラウンドの回折振幅は、照明光として用いる円筒光波と水晶振動子から発せられる平面波音波との相互作用により生ずる Bragg 回折光で、その定量的な評価は、円筒光波の表現に難点があり、一般に困難である。²⁹⁾

そのため、図(5-12)に示す如く、照明光である円筒光波を微小角 $\Delta\theta$ で分割し、分割された光波(分割光と略す)と平面波音波との相互作用により生ずる回折光の和をバックグラウンドの回折振幅と考へる。各分割光は、円筒波の収束角が 2α 収差の影響を除くため小さく設定されることから、分割数 N に比例して平行性となる。特に $N \geq 10$ の時、音波との相互作用域 ($|x| \leq L/2$) 内で、近似的に平行光と看做し得る。このモデルにおいて、各分割光の音波による回折振幅は、平面波音波-平面波光波の相互作用による既知の回折角^{32), 33)}を用いて表現することができる。要するに、極めて平行光に近い分割光で構成される円筒波光波の平面波音波による

回折光の強度は、波の伝播方向に関する座標表示を省略して、

$$|E_D(\xi)|^2 = \left| \sum_{i=1}^{\tau} \text{rect} \left(\frac{\xi - \xi_0 - \frac{i\Delta D - D}{\cos 2\theta_B}}{\Delta D} \right) \cdot \frac{E_0}{\tau \sqrt{\Delta D}} \cdot \exp(j\phi_i) \times \right. \\ \left. \sin \left(\frac{kL \Delta n}{2n \cos \theta_i} \right) \cdot \text{sinc} \left[\frac{1}{2} KL (\theta_i - \theta_B) \right] \right|^2, \dots \dots (5-22)$$

$$i = 1, 2, 3, \dots, \tau,$$

但し

$$\text{rect}(x) = \begin{cases} 1 & |x| < \frac{1}{2} \\ 0 & \text{otherwise,} \end{cases} \quad \text{sinc}(x) = \frac{\sin x}{x},$$

と与えられる。ここに、 E_0 は、図(5-12)に示したレンズ開口径 $2D$ 内に一様に分布する入射光波の全エネルギー、 ΔD と ϕ_i と θ_i は、それぞれ、 i 番目の分割光の開口径、位相、入射角である。 n と Δn は、それぞれ、媒質の屈折率、照射音波による媒質の屈折率変化を示す。

式(5-22)内の sinc 関数は、分割光和で構成される円筒波の回折光の入射角依存性を表わし、入射方向が、Bragg 角 θ_B と満足する方向から離れるに伴い、回折光の強度が急激に減少することを示す。回折を生ずる入射光の角度幅 $\Delta\theta'$ と、sinc 関数の値が 3π に減少する角度幅と看做せば、 $\Delta\theta'$ は、式(5-22)を用いて

$$\Delta\theta' = \frac{2\pi}{KL} = \frac{\lambda}{L}, \dots \dots (5-23)$$

となる。円筒波の収束角 2α ($2\alpha < 0.2$) に対し、 $\Delta\theta'$ は、一般に $\frac{\Delta\theta'}{2\alpha} < \frac{1}{10}$ と満足する。従って、モデルに用いた微小分割角 $\Delta\theta$ は、 $\Delta\theta = \Delta\theta'$ に設定すれば、円筒光波回

折光は、唯一の分割光に於ける回折光だけと表わす。隣り分割光束に於ける影響は、
 なる。この設定のもとで、分割個数は、式(5-23)を用いて

$$\tau = \frac{2\alpha}{\Delta\theta} = \frac{2\alpha L}{\Lambda}, \quad \dots\dots\dots(5-24)$$

となる。式(5-24)の分割個数は、B.I.S.の分解能 $(\Delta X)_r = \frac{\Lambda}{2 \sin \alpha}$ [式(2-13)]と等しい
 いは、 $\tau = L/(\Delta X)_r$ と示す。分解能に関する数量である。式(5-22)は、円筒波の回
 折光が、唯一の分割光のそれであること、および $\theta_i \geq \theta_0 \geq 0$, $2D = \tau \Delta D$ を用いて次のように
 なる。

$$|E_0(\xi)|^2 = \text{rect}\left(\frac{\xi - \xi_0}{2\Delta D}\right) \left(\frac{\Lambda}{2\alpha L}\right) \left(\frac{E_0^2}{2D}\right) \left[\sin^2\left(\frac{kL\Delta n}{2n}\right)\right] \dots\dots\dots(5-25)$$

ここに rect 関数は、1個の分割光のビーム径を示す。式(5-25)は、円筒波光波の回折
 光の強度が、同一開口径と同一平面波光波の回折光の強度より、係数 $\frac{1}{2\alpha L}$ だけ
 弱いことを示し、物理的には、Bragg条件と近似的に満足する入射角内の光波のみ
 が回折されることを表現する。水晶振動子と励振に発生する音波の音響出力に対す
 る表現は、 $\frac{kL\Delta n}{n}$ により与えられ、入射光が、音場と伝播する際の相互作用域が
 一定値 L であることと用いている。しかし、円筒波が等価的に唯一の分割光と近似され
 た如く、狭いビーム径と有る入射光の回折過程における回折光の強度分布は、
 式(5-25)と異なり、Y軸の座標点に関して相互作用域の距離が異なることから
 一様な分布と示さない。

図(5-13)に相互作用域を考慮して、一様な強度分布と有る分割光の平面波
 音波に於ける回折光の強度分布を図示する。斜線部内で回折される光波は、相
 互作用域の長さがY軸に沿って $r = r-1$ に変化するに、回折光の強度分布は、 ξ

軸に關し台形状分布を示す。

得られた回折光の強度分布

は、分割光のビーム径 ΔD が

音波ビーム幅 L に対し、

$\Delta D \geq 2L \sin \theta_B$ と満足する

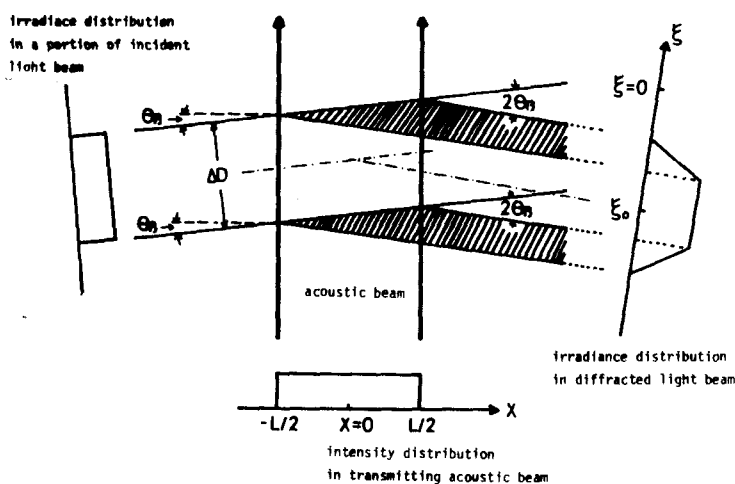
場合、回折光の強度分布は異

なる。

図(5-13)を用いて、 x 軸に

關し回折直後の回折光

波の強度分布は、



図(5-13) Uniform 光ビームと Uniform 音波ビームの相互作用に於て生起される Bragg 回折

$$\begin{aligned}
 |E'_D(\xi)|^2 &= \frac{|E_D|^2}{2L \sin \theta_B} \left(L \sin \theta_B - \xi + \xi_0 + \frac{\Delta D}{2} \right) \left| \xi - \xi_0 - \frac{\Delta D}{2} \right| \leq L \sin \theta_B \\
 &= |E_D|^2 \qquad \qquad \qquad \left| \xi - \xi_0 \right| \leq \frac{\Delta D}{2} - L \sin \theta_B \\
 &= \frac{|E_D|^2}{2L \sin \theta_B} \left(L \sin \theta_B + \xi - \xi_0 + \frac{\Delta D}{2} \right) \left| \xi - \xi_0 + \frac{\Delta D}{2} \right| \leq L \sin \theta_B \\
 &= 0 \qquad \qquad \qquad \text{otherwise}
 \end{aligned}$$

..... (5-26)

となる。図(5-14)に、式(5-26)で示される回折光の強度分布と図示する。回折光波は、

図(5-10)に示したごとく、 $\xi_0 = 0$ と近似される零次光の焦点近傍に位置する像面

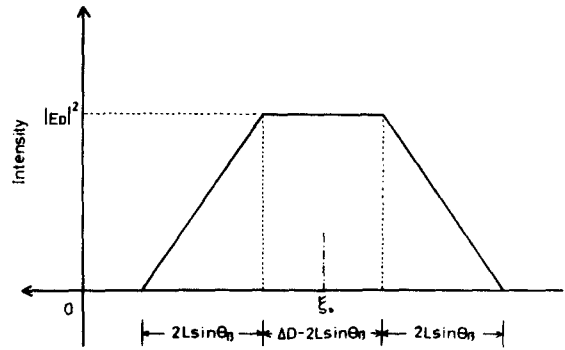
[($\xi - 2$)面] に音波ビーム像を形成する。この像は、元の音波ビーム幅 L が結像

倍率 K/R 倍縮小された像であるから、像幅 δL は、

$$\delta L = \left(\frac{K}{k}\right) L, \dots\dots (5-27)$$

である。Lに於て像面Eの音波ビーム像の平均強度は、式(5-25)と式(5-26)に代入し、式(5-27)を用いて次のようになる。

$$\begin{aligned} \langle |E_z|^2 \rangle &= \frac{1}{\delta L} \int_{|\xi - \xi_0| \leq \frac{\delta D}{2} + L \sin \theta_B} |E_D(\xi)|^2 d\xi \\ &= \left(\frac{f \Lambda^3}{2 \alpha \lambda L^3}\right) \cdot \left(\frac{E_D^2}{2D}\right) \cdot \sin\left(\frac{kL \Delta n}{2n}\right) \dots\dots (5-28) \end{aligned}$$



(図(5-19)分割光のBragg回折直後の光束方向に関する強度分布)

媒質中の屈折率変位 Δn は、音波の伝播に引生ずる^{60)~62)}音波ビームの全音響出力 (total acoustic power) P_{Ac} との間に関係が成立する。

$$\Delta n = -\frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \sqrt{F \cdot \left(\frac{P_{Ac}}{HL}\right)}, \dots\dots (5-29)$$

但し

$$F = \frac{p^2 n^6}{\rho V_{ac}^3}, \dots\dots (5-30)$$

ここに、Fは、Figure of Meritと呼ばれる定数で回折効率と与る媒質の固有定数(単位 sec^3/g)であり、 n は媒質の光弾性定数、 ρ 媒質の密度、 V_{ac} 媒質中の音速、HLは、進行音波ビームの断面積を表わす。水晶振動子の励振電力 P_{ac} (Watts) と音響出力 P_{ac} (Watts/cm²) の関係は、媒質中の音波吸収によるエネルギー損失と無視すると

$$P_{ac} = \chi_{ae} \left(\frac{P_{ee}}{HL} \right) = \left(\frac{P_{ac}}{HL} \right) \times 10^{-7}, \quad \dots \dots (5-31)$$

と示される。ここに χ_{ae} は、異質な媒質間の接面で生ずる反射音波のエネルギー損失、および水晶振動子の変換効率と考慮して、水晶と媒質間の電気音響変換能率である。音波ビームの平均強度は、式(5-29)、(5-31)と式(5-28)に代入し、入射光の強度を単位として表わすと、

$$\left\langle \left| \frac{E_r}{\frac{E_0}{\sqrt{2D}}} \right|^2 \right\rangle = \left| \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{nf}{\alpha L}} \cdot \left(\frac{\Lambda}{\lambda_0} \right)^{\frac{3}{2}} \sqrt{\frac{\chi_{ae} \cdot f \cdot P_{ee} \times 10^7}{HL}} \right|^2 \dots \dots (5-32)$$

となる。式(5-32)は、励振電力に対する音波ビーム像の強度を表わし、像の強度は励振電力の他、音波長の3乗に比例して増加することと述べている。したがって、B.I.S.における高周波域の音波を用いた結像は、音波周波数の3乗に比例して弱くなることから、像の検出感度の観点で不利である。媒質中(水中)の音波の音響出力に対する像の強度の具体的な評価式は、水の諸定数 $\rho = 0.31$, $\rho = 1.00$ ($\frac{g}{cm^3}$), $V_{ac} = 1.50 \times 10^5$ ($\frac{cm}{sec}$), $n = 1.33$ に対して $f = 160 \times 10^{10}$ ($\frac{10^6}{g}$) とおき、この値と光学系の変換率を用いて、 $\langle |E_r/E_0|^2 \rangle \approx 4.5 P_{ac}$ となる。この式から、音響出力 $P_{ac} = 100 \text{ mWatts/cm}^2$ の音波で結像する場合、結像光の強度は入射光の強度より約2dB弱く、倍率補正の計りに像の検出面(全倍率 $m = 1/4$)では、入射光の強度より約20dB低い強度であり、微弱光であることが明らかである。

次に像個[(3-2)個]に現われる1/s強度の評価を図る。§5.2で調べたように、像面上に現われる1/sは、主として、零次光に搬送されるF.D.P.とスเปックル1/sであり、取扱いの便宜上、両者の1/s強度の平均値が前者の平均値とほぼ等しいと仮定することは、前者のみを考慮する。

一次元のF.D.P.の強度分布は、矩形開口(開口径: $2D_u \times 2D_h$)の二次元フーリエ変換

から導出される。図(5-1)に示した結像系において、二次元のF.D.P.は、エリートのMT=照明光の矩形開口の二次元フーリエ変換によって表わされ、 $\xi_0 = 0$ に近似される像面でのF.D.P.のエネルギー分布は、次のようになる。

$$|E_N(\xi, \eta)|^2 = \frac{(4D_v D_n)^2}{\lambda_0^2 f^2} \cdot \left(\frac{E_0}{2D}\right)^2 \cdot \text{sinc}^2\left(\frac{k_0 D_n \xi}{f}\right) \cdot \text{sinc}^2\left(\frac{k_0 D_v \eta}{f}\right) \dots (5-33)$$

エネルギーに関する二次元フーリエ変換から一次元フーリエ変換の導出は、エネルギー保存の観点から、一方向(η 方向)に回折される光波のエネルギー総和が、入射光のビーム径 $2D_v$ と同一距離内の一様に分布することを用いて行なうことができる。この事柄を用いて二次元のF.D.P.の平均強度は、像面において、回折光(結像光)の場合と同じ領域 $|\xi - \xi_0| \leq \frac{\delta L}{2}$ と考えると、次のように表わすことができる。

$$\langle |E_N|^2 \rangle = \frac{1}{2D_v \delta L} \int_{|\xi - \xi_0| \leq \frac{\delta L}{2}} d\xi \int_{-\infty}^{\infty} |E_N(\xi, \eta)|^2 d\eta \dots (5-34)$$

式(5-34)において、 η 方向のエネルギー分布に関する積分は、式(5-33)を用いて

$$\frac{1}{2D_v} \int_{-\infty}^{\infty} \text{sinc}^2\left(\frac{k_0 D_v \eta}{f}\right) d\eta = \frac{\lambda_0 f}{4D_v^2} \dots (5-35)$$

となる。式(5-33)のF.D.P.の ξ 方向の分布は、積分領域 $|\xi - \xi_0| \leq \frac{\delta L}{2}$ の中心座標において、

$\frac{k_0 D_v \xi_0}{f} \gg 1$, $\xi_0 \gg \frac{\delta L}{2}$ が満足されるから、非周期成分による強度の変化は滑らかである。

すなわち、この領域において、F.D.P.の非周期成分は定数と看做され、F.D.P.は、正弦関数分布を呈する。この事柄を用いて、式(5-34)の ξ 方向のエネルギー分布に関する積分は、

$$\begin{aligned} \frac{1}{\delta L} \int_{|\xi - \xi_0| \leq \frac{\delta L}{2}} \text{sinc}^2 \left(\frac{k_0 D_n \xi}{f} \right) d\xi &\approx \frac{f^2}{k^2 D_n^2 \xi_0^2 \delta L} \int_{|\xi - \xi_0| \leq \frac{\delta L}{2}} \text{sin}^2 \left(\frac{k_0 D_n \xi}{f} \right) d\xi \\ &= \frac{\lambda_0^2 f^2}{8\pi^2 D_n^2 \xi_0^2}, \quad \dots\dots\dots (5-36) \end{aligned}$$

とす。Lに於て、F.D.P.の平均強度は、式(5-1), (5-33), (5-35), (5-36)と式(5-34)に代入し、入射光の強度を単位比に表わせば、次の如くなる。

$$\left\langle \left| \frac{E_N}{\frac{E_0}{\sqrt{20}}} \right|^2 \right\rangle = \frac{n^2 \lambda_0 f}{2\pi^2 X_0^2} \left(\frac{\Lambda}{\lambda_0} \right)^2 \quad \dots\dots\dots (5-37)$$

B.I.S.における式(5-21)を定義するS/N比は、式(5-32), (5-37)を用いて

$$\gamma = \frac{\pi^4 X_0^2 X_{ae} F}{n \lambda_0^2 L} \cdot \left(\frac{\Lambda}{2\alpha} \right) \left(\frac{P_{ee}}{H_L} \right) \times 10^7, \quad \dots\dots\dots (5-38)$$

とす。この式を、媒質中の音響出力を用いて表わせば

$$\gamma = \frac{\pi^4 X_0^2 F}{n \lambda_0^2 L} \cdot \left(\frac{\Lambda}{2\alpha} \right) \cdot P_{ac} \times 10^7, \quad \dots\dots\dots (5-39)$$

とす。両式から、B.I.S.における物体像のS/N比は、水晶振動子の励振電力(音響出力)の増大に伴って向上し、高い周波数域の音波を用いた結像等、分解能 $(\frac{\Lambda}{2\alpha})$ の高い場合劣化する。北-2結像系において、石ム粒子等が生ずるスペックルノイズは、Lに反比例

口径の拡大により減少することが知られているが、式(5-30)は、これと異なる結果を示す。B.I.S.の5場合、回折光の強度が式(5-28)と示す如く、音波周波数に強く依存するためである。

S/N比と具体的に評価するために、前出の結像に関する定数と媒質(水)の定数を用い、照明光の焦点を $X_0 = 50 \text{ mm}$ に設定すると、式(5-38)、(5-39)より、 $\gamma \approx 20 X_{ae} P_{ec}$ 、 $\gamma \approx 65 P_{ac}$ となる。この評価式から、 $X_{ae} = 1$ の場合、11%強度と等しい回折光 ($\gamma = 1$) を生ずる励振電力は、

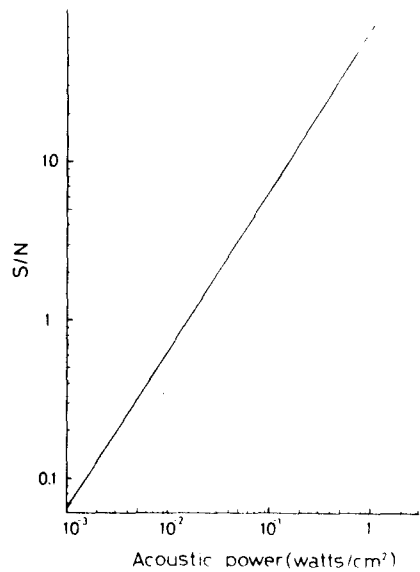
$$P_{ec} = 49 \text{ m watts}$$

となり、水晶振動子の印加

電圧を示すと、 $V_e = 30.2 \text{ V}_{pp}$ と計算される。実用上の水晶振動子の水に対する電気音響変換効率 $X_{ae} = 1/4$ の場合、 $\gamma = 1$ とする励振電力は、 $P_{ec} = 194 \text{ m watts}$ 、 $V_e = 60.4 \text{ V}_{pp}$ と計算され、5.2に調へた実験結果、 $P_{ec} = 190 \text{ m watts}$ 、 $V_e = 60 \text{ V}_{pp}$ に対して良好な結果を与えている。この事柄から、回折光の導出に用いたモデルと評価式の導出の過程に用いた粗い仮定の妥当性が分かる。

図(5-15)に、B.I.S.における物体像のS/N比と音響出力の関係は式(5-15)の計算結果を示す。このグラフから、 $\gamma = 1$ とする零次光のF.D.P.の等価音響出力は、 $P_{ac} = 15 \text{ m Watts/cm}^2$ であることが分かる。更に通常のB.I.S.において、得られる音響出力は、 $10^{-3} \text{ Watts/cm}^2$ 程度であることが結論される。

更に、結像光の検出と防げるノイズとして、本章で調へた以外のノイズ、例えば Acousto-Optic interaction に付随する Brillouin 散乱によるノイズ、電気回路素子の量子雑音等の発生があり、これ等の影響が考慮されるが、両ノイズの定量的な値は、等価音響出力を示すと、 $2 \times 10^{-9} \text{ Watts/cm}^2$ ⁴³⁾ 程度である。従って、本章で提案した方法と採用するのは、零次光成分の



図(5-15) Bragg Imaging System における物体像の S/N 比 ($X_{ae} = 1$ の場合)。

ノイズ除去された、 10^{-5} watts/cm² 程度の音響出力に対するダイミックスの回復及び検出感度の向上が計られるものと思われる。

§ 5.7 結言

医療診断や非破壊検査等の実用的見地から、B.I.S.における物体像の電気的処理によるS/N改善、検出感度の向上を試みた。従来の像の検出手段であるカメラ、スリニに替り、撮像管によるCRT visual systemを導入すれば、B.I.S.の難点である、微弱光に搬送される物体像の検出性が緩和される。しかし、低音響出力の音波による回折光は、入射光の強度に対して著しく弱く、ノイズの混入がある場合、検出感度が向上しても、ノイズ強調の結果となり無意味である。

本章では、物体像と複写することにより、生体に損傷を及ぼさない watt/cm^2 以下の音響出力領域の音波を用いた結像では、発生するノイズは、主として、零次光成分の回折散乱現象による Fraunhofer diffraction pattern と スパッタノイズであることと調べた。このノイズに着目して、零次光成分が結像光成分と同期搬送光波の時間周波数において異なる B.I.S. の特質を利用して、後者と同一の周波数を有する参照波と重ねたホログラムを作成し、これを電気的に入力、電気的処理によるノイズ除去法を考案し、装置の試作を行った。電気的処理システムによる像処理は、ノイズ除去の他、信号の増幅を行なうことによる像の検出性の向上が計られた画像と実時間で表示される。しかし、装置面では、ホログラム作成光学系が振動に弱く、干渉縞の変動が像の劣化を生じ、充分な成果が見られなかった。更に、B.I.S. における物体像の検出感度を調べるため、回折光(結像光)とノイズの強度と理論的に評価し、S/N比の考察を計った。その結果、B.I.S. における映像し得る音響出力は、零次光成分のノイズの混入により、

$10^{-3} \text{ watt/cm}^2$ 程度に制限されるのが解かた。

LTが、本章で示したような電氣的アナログ処理は、重要であると考えられ、その特徴として次のような事柄が掲げられる。

- (1) 実時間で画像表示が行われる。
- (2) 微分, 積分等の信号処理, フィルタリングが容易である。
- (3) TV用モニターシステムの解像限界は、本章で計算した結果から 2.3 cycles/mm であり、超音波像の解像限界が 2 cycles/mm 程度であるから、画質、分解能と他下程となく運用され、安ん西に試作できる。
- (4) 光学像の倍率の拡大が計りて表示されることから、倍率の収縮と生ずる超音波像に有効である。
- (5) 電氣的制御回路により、像のコントラスト調整が任意に行われ、ダイナミックレンジを拡大することができ。

今後、CRT visual systemの導入は、超音波像の画像表示に欠けらる手段であると思われる。今日、実用化された液面波ホログラフによる超音波映像法、Ultrasonic Camera等によるシステムでも、音波の反射、吸収の著しい物体に対しては、像の検出感度は低く、X線透視像の特色に匹敵する位に至っていない。B.I.S.に関する限り、検出感度の問題は、分解能の問題と交差し、低い周波数領域の音波を用いた結像系は、検出感度は向上する反面、分解能が低下し、両者は相反する。分解能が高く、かつ高い感度で物体像を得るためには、比較的高い高い音波周波数により結像系を構成する方が有効で、感度の向上に関しては、電氣的アナログ処理、大型計算機によるデジタル処理で改良が計られると思われる。

総 括

本論文の主旨は、Korpelによる提案された Bragg Imaging System と波動光学的に取り扱い、結像作用の理解と画像の解析と試みたことである。最初に、音波による光波の Bragg 回折現象と概説し、Angular Spectrum 法を用いて波動的回折効果を含む Bragg Imaging System の結像式の導出と行った。

次に、B.I.S. と用いて物体内部構造と観察する場合、得られた物体像と正しく解釈するため、分解能、画像特性と確認しておく必要がある。この立場から結像式に基づいて像の分解能と調べた。画像に関しては、音波像は通常透過像として観察されるから、光学における位相物体の結像に近い。このため音波が透過しない物体(振幅物体)に対して物体像のシミュレーションと行った基礎的知識と得た上で、音波が透過し得る物体(振幅位相物体)のシミュレーションと行った画像特性に関する知識と得た。

更に、医療診断、非破壊検査等の実用的立場から、分解能の向上と計るため、B.I.S. に超解像技術の導入と試みた。この技術は、B.I.S. の結像の特質に合致するものであることと指摘し、回折光間の干渉に利用されるホログラムの提案とその再生像について、画質、分解能の向上と検討した。

最後に、他の超音波映像法に較べ、B.I.S. の難点である像の検出感度の改良と試みた。実験結果の考察から、物体像は、 $1/\lambda$ において検出性が防げられ、 $1/\lambda$ と陰去ることにより検出性が向上し、結像光と $1/\lambda$ とは、無関係であること(搬送波の時間周波数と結像に関して)が分かった。この事柄と基にして、 $1/\lambda$ 処理と検出感度の向上と計る電気的処理システムと考案した。

以下、各章に於いて得られた知識とまとめて記す。

第1章においては

- (1) Wolffによる提案された Angular Spectrum 表示法を用いて, Bragg Imaging System の結像式を導出し, Korpel が幾何光学的に示した結像原理を確認した。
- (2) 得られた結像式に, 照明光のレンズ開口が散乱音波の回折制限と与える波動効果と考慮し, 結像特性の把握に必要な表示と手立て。

第2章においては

- (3) 分解能に関する実験を行ない, 分解能が結像に用いる音波周波数と照明光のレンズ開口径に依存することを確認した。
- (4) 結像式に基づいて分解能の理論的言評式を得た。この式から計算される理論的分解能と実験値と比較して, 言評式の妥当性を確認した。

第3章においては

結像式に基づいて物体像のシミュレーションを行ない, 画像特性の把握を試みた。シミュレーション結果と光電検出することにより定量化した実験結果とと比較検討し, 次のような知見を得た。

物体が音波と通さばい振幅物体の場合

- (5) 画像の良否は, 主として, 音波周波数と照明光のレンズ開口径に決まると見られる。30MHz の音波を用いた結像の場合, シミュレーション結果と実験結果は, 良好に一致するが 15MHz の音波による結像の場合, 特に物体中幅が小さい場合, 散乱音波の指向性に起因すると思われる像の劣化を呈する。

(6) 物体端のコントラストが強調される edge sharpening effect と呈し、光学像と類似した画像と示す。

物体が音波と通す振幅位相物体の場合

(7) 光電検出することにより実験結果を定量化し、その結果から、物体端のコントラストが極端に強調された edge sharpening effect が生ずることを見出した。この効果は、物体内と透過する音波と物体外を伝播する直達音波との間の位相差に生ずることがシミュレーションにより明らかとなり、両者の位相差が π に近づくに伴い、強いコントラストと呈する。

(8) Edge sharpening effect における強度分布の広がり、位相差に際しては、レンズの開口径のみに依存する。レンズの開口径の増大に伴い、物体端の強度分布は、シャープとなるが、そのコントラストの強さに対する変化は生じない。

第4章 において

B.I.S. の分解能向上の試みとして、光学的超解像技術の導入を計った。この目的のため、B.I.S. の超解像結像法と実現する理論的な表式を導出し、その過程で、光学的な方法と異なり、光軸の移動しない方式を見出した。ホログラムの作成法として、B.I.S. の結像光と平面波音波による平面波回折光により作成されるホログラムを採用し、その再生像において劣化がないことを実験的に確認した。得られた実験結果から、

(9) B.I.S. における分解能が通常、音波長の10倍以上であることに較べ、超解像結像系を構成すれば、音波長の数倍以内の分解能が得られることを確認した。

(10) 画像(再生像)の良否を決定する要因として、多重露光ホログラムを構

成るホログラム間の位相差の補正が重要であると考えられる。

第5章においては

B.I.S.の像面に現われるノイズと検討し、その特性と空間周波数分布を明らかにした。これに基づいて、電気的アナログ処理によるノイズ除去法を提案し、解析的に示した。解析結果から、電気的処理システムを設計し、ノイズ除去と物体像の検出感度の改良を試みた。提案した方法の有効性と通常のB.I.S.で得られる物体像の検出感度とを評価するために、S/N比の計算を行った。以下得られた結果および方式に関する特徴は、

- (1) 1 watt/cm^2 以下の音響出力領域の音波を用いた結像の場合、物体像には、零次光成分によって搬送されるレンズ開口径のFraunhofer diffraction patternと媒質中の不純物で散乱して生ずるスポットノイズの顕著である。これ等のノイズは、結像光(回折光)と時間周波数的に異なり、結像光とコヒーレントな参照波でホログラムを作成し、これを電気的に入力し、走査して検出すれば、時間周波数帯域の異なることから、結像成分とノイズ成分が分離できることを示した。
- (2) 電気的処理システムにより、ノイズに埋もれた微弱光による物体像をも検知することができ、実時間で画像表示が行なえた。低コントラスト物体像の検出に関し、像を明瞭化することができ、像の検出感度の向上が計られた。
- (3) 通常のB.I.S.において得られる物体像におけるS/N比と、理論的に評価した。この結果、B.I.S.において検知し得る媒質内の音波の音響出力は、約 $10^{-3} \text{ watts/cm}^2$ であることとを確認し、電気的処理システムの有効性を指摘した。

謝 辞

本研究は、大阪大学工学部鈴木研究室において行なわれたものである。

終りに臨み、終始懇切なる御指導と御鞭撻と賜りました大阪大学工学部教授 鈴木達朗先生、ならびに、研究の細部にわたる御討論と御激励と賜りました一岡芳樹助教授、梅野正隆講師、横関俊介助手に対し衷心より感謝の意を表します。

また、実験装置の試作、実験と行なう過程で御助力頂いた、近藤光治氏、中川俊浩氏、松平雅道氏、上坂辰男氏、ならびに、鈴木研究室の方々、に厚く御礼申し上げます。

参 考 文 献

- 1) 奥吉延一：超声波技术便覧（日刊工業 1970）
- 2) W. M. Brown and L. J. Porcello: IEEE Spectrum 6 (1969) 52.
- 3) D. Gabor: Nature 161 (1948) 777.
- 4) R. K. Mueller and N. K. Sheridan: Appl. Phys. Letters 13 (1968) 22.
- 5) R. K. Mueller, E. Maron, and D. Fritzler: Appl. Opt. 8 (1969) 1537.
- 6) A. F. Metherell, S. Spinak, and E. J. Pisa: Appl. Opt. 8 (1969) 1543.
- 7) A. Korpel: Appl. Phys. Letters 9 (1966) 425.
- 8) C. S. Tsai and H. V. Hance: J. Acoust. Soc. Amer. 42 (1967) 1345.
- 9) H. V. Hance, J. K. Parks, and C. S. Tsai: J. Appl Phys. 38 (1967) 1981.
- 10) J. Landry, J. Powers, and G. Wade: Appl. Phys. Letters 15 (1969) 186.
- 11) E. David: Phys. Zeits 38 (1937) 587.
- 12) G. Willard: J. Acoust. Soc. Amer. 21 (1949) 201.
- 13) A. Korpel: IEEE Trans., Su-15 (1968) 153.
- 14) W. H. Carter: J. Opt. Soc. Amer. 60 (1970) 1366.
- 15) F. D. Martin, L. Adler, and M. A. Breazeale: J. Appl. Phys 4 (1972) 1480.
- 16) J. R. Shewell and E. Wolf: J. Opt. Soc. Amer. 58 (1968) 1596.
- 17) G. C. Sherman: J. Opt. Soc. Amer. 59 (1969) 697.
- 18) E. Wolf: Optics commun. 1 (1969) 153.
- 19) W. H. Carter: J. Opt. Soc. Amer. 60 (1970) 306.
- 20) W. H. Carter and Pin-Chin Ho: Appl. Opt. 13 (1974) 162.
- 21) 雑質, 鈴木: 応用物理 44 (1975) 483.
- 22) M. Born and E. Wolf: *Principle of Optics* (pergamon Press New York 1975)
- 23) H. Weyl: Ann. Physik 60 (1919) 481.
- 24) C. S. Tsai and H. V. Hance: J. Acoust. Soc. Amer. 48 (1970) 1110.

- 25) R. A. Smith, G. Wade, J. Powers, and J. Landry: *J. Acoust. Soc. Amer.* 49 (1971) 1062.
- 26) J. W. Goodman: *Introduction to Fourier Optics* (McGraw-Hill Book Co., New York 1968).
- 27) J. Powers, R. Smith, and G. Wade: in *Acoustical Holography* (A. F. Metherell, Ed. Plenum Co., New York 1971) vol.3.
- 28) D. Gabor: *Proc. Roy. Soc. (London)* A197 (1949) 454.
- 29) D. Gabor: *Proc. Phys. Soc.* B64 (1951) 449.
- 30) S. Goldman: *Frequency Analysis Modulation and Noise* (McGraw-Hill Book Co., New York 1948)
- 31) D. C. Winter: *Appl. Phys. Letters* 22 (1973) 151.
- 32) V. N. Mahajan and J. D. Gaskill: *J. Opt. Soc. Amer.* 64 (1974) 561A.
- 33) V. N. Mahajan: *J. Opt. Soc. Amer.* 65 (1975) 271.
- 34) P. M. Morse and K. U. Ingard: *The theoretical Acoustics* (McGraw-Hill Book Co., New York 1968).
- 35) H. Enloe. *Bell Syst. Tech. J.*, 46 (1967) 1479.
- 36) J. Landry, J. Powers, and G. Wade: *J. Acoust. Soc. Amer.* (1971) 1593.
- 37) J. Landry, J. Powers, and G. Wade: *J. Appl. Phys.* 43 (1972) 2502.
- 38) Y. Ichioka, K. Yamamoto, and T. Suzuki: *J. Opt. Soc. Amer.* 65 (1975) 892.
- 39) P. S. Considine: *J. Opt. Soc. Amer.* 56 (1966) 1001.
- 40) 久保田宏: 波動光学 (岩波書店)
- 41) A. F. Metherell, H. M. A. El-Sum, and L. Larmore: *Acoustical Holography* (Plenum Co., New York 1969) vol.1
- 42) A. F. Metherell and L. Larmore: *Acoustical Holography* (Plenum Co., New York 1970) vol.2.
- 43) A. F. Metherell: *Acoustical Holography* (Plenum Co., New York 1971) vol.3.

- 44) G. Wade: *Acoustical Holography* (plenum Co., New York 1972) vol.4.
- 45) R. K. Mueller: Proc. IEEE. 59 (1971) 1319.
- 46) N. Saiga, T. Nakagawa, and T. Suzuki: Japan J. Appl. Phys. (in press).
- 47) M. Ueda and T. Sato: J. Opt. Soc. Amer. 61 (1971) 418.
- 48) M. Ueda, T. Sato, and M. Kondo: Optica Acta 20 (1973) 403.
- 49) L. S. Taylor and E. N. Hernandez: J. Opt. Soc. Amer. 60 (1970) 314.
- 50) H. Stark, F. B. Tuteur, and M. Sayar: Appl. Opt. 10 (1971) 2728.
- 51) A. Korpel, L. W. Kessler, and M. Ahmed: J. Acoust. Soc. Amer. 51
(1972) 1582.
- 52) G. Benedek and T. Greytak: Proc. IEEE. 53 (1965) 1623.
- 53) 雑賀, 鈴木: 応用物理 (投稿中).
- 54) I. Goldfisher: J. Opt. Soc. Amer. 55 (1965) 247.
- 55) S. Lowenthal and H. Arsenault: J. Opt. Soc. Amer. 60 (1970) 1478.
- 56) D. Gabor: IBM J. Res. Develop (1970) 509.
- 57) R. F. Van Ligton: Appl. Opt. 12 (1973) 255.
- 58) Y. Ichioka: J. Opt. Soc. Amer. 64 (1974) 919.
- 59) C. F. Quate, C. D. W. Wilkinson, and D. K. Winslow: Proc. IEEE. 53
(1965) 1604.
- 60) D. A. Pinnow, L. G. Van uitert, A. W. Warner, and W. A. Bonner: Appl.
Phys. Letters 15 (1969) 83.
- 61) Dan Maydan: IEEE. J. Quantum Electronics QE-6 (1970) 15.
- 62) D. A. Pinnow: IEEE. J. Quantum Electronics QE-6 (1970) 223.