OUKA
Osaka University Knowledge Archive

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

雑賀憲昭

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

緒　論

医療診断，品質管理において，生体を切開することなく，あるいは，試料を破損することなく，内部情報を把握したい要求が，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，マクロな物体に対して回折効果が少なく透過力も強い優れた投影法である。その反面，強い透過性を有することから，生体の諸器官の軟い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線を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て，超音波映像法が注目されて来た。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。魚群探知等に用いるソナーも，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，いわゆる結像作用を有していない。低い周波数域の音波を用いて，試料に対する音波の透過力を強化したり，詳細な物体情報を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，音波の回折効果の低減を図るため，散乱物体の側近に制約される。これ等の問題を回避するために，音波映像の分野に，1948年Gaborにより提案されたホログラフィーの技術が導入され，1960年代の後半から，超音波ホログラフィーとして，新しい分野を形成するに到った。この映像法では，パルスエコー法に

おける像形成が、音波の振幅情報のみで行なわれるのと異なり、音波の振幅位相情報を用いることから、結像作用を有し、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持っている。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をホ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、ホログラムを作成する必要がある。音響ホログラムは、検出器が、像形成に必要な音波強度を得るためにある程度以上の検出面積と必要とし、走査時の機械的な設定誤差等で、精度上の問題があり、その再生像は劣化が著るしい。それゆえに、超音波ホログラフィーによる結像系は、散乱音波の検出、記録手段の改良、開発が重要であり、液体表面のレリーフを用いた液面波ホログラフィー、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、多くの結像系では、散乱音場のホログラム作成過程と、この再生により像形成がなされる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を提案した。この方法は、音波と光波の相互作用により生起される光波のブラッグ回折を利用した映像法であるところからBragg Imaging System (B.I.S.と略する)と称されている。この映像法の場合、ホログラフィーを用いた映像法と同等な結像作用を有し、実時間で動画が観察できる。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を記録し、進行音波によって搬送される一種のホログラムと見做され、特に音場の検出器を必要とせず、参照音波も不要で、前述のホログラフィー結像法と異なる。この結果、形成される物体像は、ホログラフィー結像系で見られた、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を生ぜず、比較的、画質、分解能

とも良好である。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が，比較的高周波域の音波を用い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を行なう必要がある，

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て，結像光学系と同様な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，余り顧みられなかった画像の解析，検討を行ない，物体像の画像に関する特性を調べる。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，B.I.S.の結像作用に重要な，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を調べ，光波の回折現象の記述に，三次元的な表示法が甚だ要であることを述べる。このため，結像式の導出は，Angular Spectrum表示法を用いて行ない，得られた表式がレン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，分解能の評価を与える。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て，結像の特質を調べ，解釈を試みる。特に，B.I.S.は，ホログラムの記録，再生系と見做しに結像系であることを示し，結像作用に関して，光学要素を必要としないレン

ズ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、結像式に基づいた理論的考察が有効であることを指摘する。

第3章では、B.I.S.を用いて得られる物体像を解釈する立場から、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、光電検出して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とは限らず、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おいても、強いコントラストを生ずることを述べている。これ等の効果は、B.I.S.が物体情報に関して、コヒーレント系であることに寄因する。

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、照明光のレンズ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なう。その過程で、光波と音波の相互作用により生起される回折光間の干渉によるホログラム作成法を提案し、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。前述したごとく、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、ノイズが像側に顕著に現われることから、物体像の検出が困難となる。ノイズ除去を図るため、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された両者が時間周波数的に分離される効果を利用した電気的処理によるアナログ処理法を提案する。更に、B.I.S.により得られた通常の物体像の音響出力をパラメータとする検出感度を調べ、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、古くからシュリーレン法等、音場の可視法として用いられ、ホログラフィーが登場する以前から注目されてきた現象であった。このため、理論的解析も多くなされ、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、幾つかの点に於いて、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、電子線回折等で周知のBragg反射と類似にBragg回折と称することである。

高周波域の音波による光波の回折現象を利用した超音波映像法は、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、その後の研究に於いても、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Bragg回折現象を用いること等の現象を表現するのに困難を極め、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るに過ぎない。

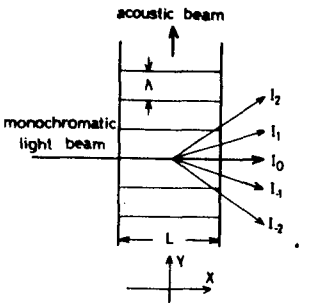
ここでは、超音波像の像評価を行なう観点から、Angular Spectrum法を用いて、波動効果を含むB.I.S.の結像式を導出した。その結果、第2章、第3章で検討するB.I.S.の画像特性の把握に有効であるべき、次の効果を含む結像式の表現を得た。

(1) 照明光学系のレンズ開口径のNumerical apertureは、散乱音波の回折制限と与え、結像に寄与する物体の空間周波数を制限する。

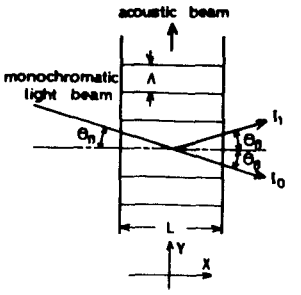
(二) 照明光は，レンズ開口径によって，その焦点面で広がりを有する。
理論式の導出過程で音波による光波のBragg回折が明らかにされ，Korpelによって提示された，B.I.S.の結像原理が確認される。

§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より生起される回折は，Raman-Nath回折とBragg回折に区別される。一般に，Raman-Nath回折は，2MHz以下の低周波域の音波に対して生じ，Bragg回折は，10MHz以上の高周波域の音波で生ずるとされているが，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



(b) Bragg 回折

図(1-1)超音波による光波の回折

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軸と選び，光波と音波の相互作用域の距離を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ことにより生起される屈折率格子の各格子面で回折された光波は，その上下の格子面で回折された光波と重畳することなく伝播し，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

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を除いて、光学格子の回折パターンと同等である。一方、上下の格子面で回折された光波が重畳して同一な方向に伝播する場合、干渉による強度の相殺効果により、回折パターンは異なってくる。この場合、Raman-Nath回折で生じた高次の回次光のうち、図(1-1)の(b)に示したごとく、1次の回折のみが現われ、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 $|X| \leqq \frac{L}{2}$ において、$\Lambda/2$ 以上であるとして、

$$L \tan\theta_{\pm 1} \geqq \frac{\Lambda}{2}. \qquad \cdots\cdots \quad (1-1)$$

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、$\theta_{\pm 1} = \pm \sin^{-1}\frac{\lambda}{\Lambda} \ll 1$ を用いて

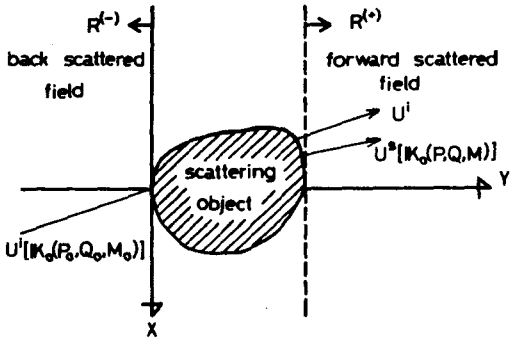
$$\frac{K^2 L}{k} \geqq \pi, \qquad \cdots\cdots\cdots \quad (1-2)$$

となる。ここに K, k は、夫々、音波、光波の波数ベクトルを表わし、$Q_L = \frac{K^2 L}{k}$ は、Raman-Nath回折からBragg回折の移行を評価する回折パラメータである。Q_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が平面格子より体積的な格子として看做される場合の回折過程で生ずるものである。したがって、音波による光波のBragg回折を用いた結像素子には、三次元的

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を行なった。

§1.3 散乱場の Angular Spectrum 表示法

前節で述べた如く、Bragg 回折現象を表現するため、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) 散乱場の Angular Spectrum 表示

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 を考える。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 $\varepsilon_o(P_o, Q_o, M_o)$ と、波数ベクトル K_o を用いて表わされ、座標点 $R(X, Y, Z)$ における振幅は、

$$U^i(R) = U_o \exp(jK_o \varepsilon_o \cdot R), \qquad \cdots\cdots (1-3)$$

と書ける。照射波が、散乱体内を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がう弱い散乱過程であると仮定すると、座標点 $R(X, Y, Z)$ に現われる波の振幅は、透過波と散乱波であり

$$U(R) = U^i(R) + U^s(R), \qquad \cdots\cdots (1-4)$$

と書ける。ここに $U^S(\mathbf{R})$ は、散乱体より発生する波の振幅を表わす。$U(\mathbf{R})$ は、外力の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を満たす。

$$\nabla^2 U(\mathbf{R}) + K_0^2 n^2(\mathbf{R}) U(\mathbf{R}) = 0, \qquad \cdots (1-5)$$

ここに、$n(\mathbf{R})$ 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 $n(\mathbf{R})=1$ である。照射波も波動方程式を満足することから、$(\nabla^2 + K_0^2) \times U^i(\mathbf{R}) = 0$ であり、これを用いて、式(1-5)は、

$$(\nabla^2 + K_0^2) U^S(\mathbf{R}) = F(\mathbf{R}) U(\mathbf{R}), \qquad \cdots (1-6)$$

但し

$$F(\mathbf{R}) = -K_0^2 \{ n(\mathbf{R}) - 1 \} \qquad \cdots (1-7)$$

となる。$F(\mathbf{R})$ は、散乱体の屈折率分布を表現する。式(1-6)の解は $|U^S|^2 \ll |U^i|^2$ の仮定から、ボルン近似の一次項のみを選べば次のように表わされる。

$$U^S(\mathbf{R}) = -\frac{1}{4\pi} \int F(\mathbf{R}') U_0 \exp(jK_0 \mathbf{e}_0 \cdot \mathbf{R}_0') G(|\mathbf{R}-\mathbf{R}'|) d^3\mathbf{R}'. \qquad \cdots (1-8)$$

ここに $G(r) = \exp(jK_0 r)/r$ であり、$\mathbf{R}'(X', Y', Z')$ は、散乱体の座標であることを示す。$G(r)$ が球面波を表現することから、式(1-8)は、物体の回折振幅を記述する Fresnel-Kirchhoff の回折積分と等価であり、この事実から、$F(\mathbf{R}')$ は、物体の複素振幅透過率であると考えられる。球面波 $G(|\mathbf{R}-\mathbf{R}'|)$ は、Weyl の平面波展開の公式を用いて、次のように表わされる。

$$G(|R-R'|)=\frac{jK_0}{2\pi}\iint_{-\infty}^{\infty}\frac{1}{Q}\exp\{jK_0[P(x-x')+Q|Y-Y'|+M(z-z')\}$$

$$\times dP\,dM\,, \qquad \cdots (1-9)$$

但し，波の伝播方向の方向余弦(P, Q, M)に関して

$$Q=(1-P^2-M^2)^{1/2} \qquad P^2+M^2\le 1\,, \qquad \cdots (1-10a)$$

$$=j(P^2+M^2-1)^{1/2} \qquad P^2+M^2>1\,, \qquad \cdots (1-10b)$$

である。式(1-9)と式(1-8)に代入して，散乱波の振幅は，

$$U^S(R)=\iint_{-\infty}^{\infty}A^{\pm}(P,M;P_0,M_0)\exp[jK_0(Px\pm QY+Mz)]\,dP\,dM\,, \qquad \cdots (1-11)$$

但し

$$A^{\pm}(P,M;P_0,M_0)=-\frac{jK_0}{8\pi^2Q}\int_{-\infty}^{\infty}F(R')U_i\exp[-jK_0(Px'\pm QY'+Mz')]$$

$$\times d^3R' \qquad \cdots (1-12)$$

となる。±の符号は，図(1-2)において，前方散乱の領域(R^+)で＋，後方散乱の領域(R^-)で－に選ぶ。式(1-10a)，(1-10b)で記述される散乱波は，$P^2+M^2\le 1$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，$A^{\pm}(P,M)$は，積分変数に関して，物体の屈折率の分布関数$F(R)$のスペクトルであり，更に，散乱波$U^S(R)$と$A^{\pm}(P,M)$と同様な関係であることから，散乱波に対するこの表示法が，Angular Spectrum法と呼ばれ，時に，$A^{\pm}(P,M)$は，散乱体より生ずる散乱波の角度分布を表わす。この表示法の利点は，三次元的な散乱過程が表現されることの他，結像作用に方向余弦を

用いるって結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によって示されたBragg Imaging Systemの幾何学的結像原理をAugular Spectrum法を用いて証明し、波動効果を含む表現を得る。

水中に浸された物体 $O(x', Y', z')$ 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、Augular Spectrum法により、つぎ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

$$A(p, M) = \iint_{-\infty}^{\infty} O(x', Y', z')\, S^i(x', Y', z') \exp[-jK(px' + QY' + Mz')]$$

$$\times dx'dY'dz', \qquad \cdots (1-13)$$

但し

$$\left.\begin{aligned} Q &= (1 - p^2 - M^2)^{1/2} && p^2 + M^2 \le 1 \\ &= j(p^2 + M^2 - 1)^{1/2} && p^2 + M^2 > 1 \end{aligned}\right\}. \qquad \cdots\cdots (1-14)$$

ここに

(X, Y, Z); 散乱場における座標点,

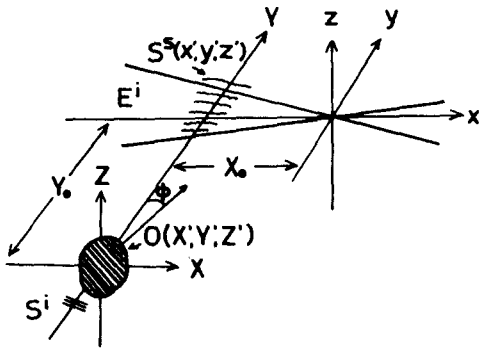
$A(p, M)$; 散乱音波の角スペクトル,

(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図を図(1-3)に示す。



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。

図(1-3)は，水中に浸された物体Oを音波S^iで照射し生ずる散乱音波S^sを凹筒収束光波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。

照射音波は，Y軸に沿って伝播する平面波と用い，次式で表わされる。

$$S^i(X,Y,Z)=\exp(jKY)。 \qquad \cdots\cdots (1-15)$$

音波長に比べ比較的大きい物体(small angle scatter)による散乱と考えると，$|Q|\simeq 1$であり，これと用い，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。

$$S^s(X,Y,Z)=-\frac{jK}{8\pi^2}\int_{-\infty}^{\infty}\cdots\int O(x',Y',z')\exp(jKY')\exp\{-jK[$$

$$P(x'-x)+Q(Y'-Y)+M(z'-z)]\}dx'dY'dz'dPdM。 \qquad \cdots (1-16)$$

次に，照明光E^iで散乱音波S^sにより構成される散乱音場で照明する場合，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)の類似性を用いて，散乱光波 E^s は，次のように表わされる。

$$E^s(x,y,z) = -\frac{jK}{8\pi^2}\int_{-\infty}^{\infty}\cdots\int S^s(x,y,z)E^i(x',y',z')\exp\{-jk[p(x'-x)$$

$$+q(y'-y)+m(z'-z)]\}\,dx'dy'dz'dq\,dm, \qquad \cdots\cdots (1-17)$$

ここに

(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，スペクトラム表示を用いて，次式で表わされる。

$$E^i(x,y,z) = \iint_{-\infty}^{\infty} B_0(q_0,m_0)\exp[jk(p_0x+q_0y+m_0z)]\,dq_0dm_0, \qquad \cdots\cdots (1-18)$$

ここに

$B_0(q_0,m_0)$；入射光の角スペクトル

(p_0,q_0,m_0)；入射光の方向余弦。

照明光としては，図(1-3)に示したごとく，円筒レンズによる線状収束光が用いられ，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，および焦点において，収束光が，z軸と平行であることを考慮して

$$B_0(q_0,m_0) = \mathrm{sinc}\frac{kd}{2}(q_0-q_B)\,\delta(m_0), \qquad \cdots\cdots (1-19)$$

但し

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

ここに

$2d$; 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に時の表式である。

したがって照明光 E^iは、式(1-19)と用い、方向余弦 q_0 がレンズ開口径により制限されることから

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

但し

$$\epsilon(q_0 - q_B) = \begin{cases} 1 & |q_0 - q_B| \leqq \alpha \\ 0 & |q_0 - q_B| > \alpha \end{cases}, \qquad \cdots\cdots (1-21)$$

となる。ここに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、線状収束光の表示式であり、レンズの開口径と光ビームの広がりの効果を表現する。図(1-3)から座標系(X, Y, Z)と(x, y, z)との間の幾何学的関係、$X = x + X_0$, $Y = y + Y_0$, $Z = z$と用い、式(1-16), (1-20)を式(1-17)に代入することにより、散乱光の振幅 E^sは、次のようになる。

$$E^s(x,y,z) = -\frac{kK}{64\pi^4} \int_{-\infty}^{\infty} \cdots \int O(X',Y',Z') \exp[jK(Y' + PX_0 + QY_0)]$$

$$\times \in (q_0 - q_B)\, \mathrm{sinc}\frac{kd}{2}(q_0 - q_B) \exp\left\{-jk\left[\left(px' - \frac{k}{K}pz\right) + \left(Qy' - \frac{k}{K}qy\right) + \left(Mz' - \frac{k}{K}mz\right)\right]\right\} dq_0\, dp\, dm\, dP\, dM\, dx'\, dy'\, dz' \times \iiint_{-\infty}^{\infty} \exp\left\{-jk\left[(p - p_0 - \frac{K}{k}P)x' + (q - q_0 - \frac{K}{k}Q)y' + (m - m_0 - \frac{K}{k}M)z'\right]\right\} dx'\, dy'\, dz'。$$

$$\cdots\cdots (1-22)$$

式(1-22)の第二番目の積分は，Acousto-Optical interactionの領域(x', y', z')が光波長に比べ，十分広範囲であると考えられることから，つぎのようになる。

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

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

$$|k - |k_0 = |K \quad , \qquad |k| = |k_0| = k \quad , \qquad \cdots\cdots (1-24)$$

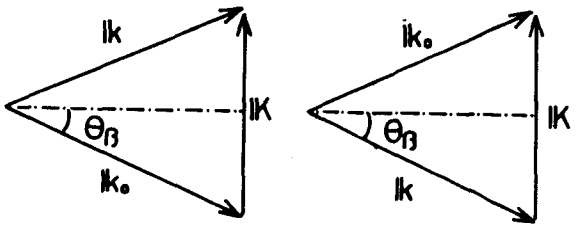
ここに

$$|k_0 = k(p_0, q_0, m_0),\ |k = k(p, q, m),\ |K = K(P, Q, M),$$

と表わすこともできる。

式(1-24)は，Bragg conditionに他ならず，散乱光波は，式(1-24)と満足する方向(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，音波により回折された1次回折光の振幅を表わし，他の散乱光は生成されない。

式(1-15)において，照射音波S^iは，簡単化のため$\exp(jKY)$のみ考慮したが，S^iが正弦波状の進行波であることから，$\exp(-jKY)$の場合をも考えると，



図(1-4) Bragg diffractionを示すベクトル図。ik_0=入射光の波数ベクトル, ik=回折光の波数ベクトル, iK=散乱音波の波数ベクトル。

二波の回折光が存在し、各光とも、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

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

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、$|M|\ll 1$として、式(1-23)から、P,Qを求めると次のようになる。

$$\left.\begin{aligned} p &= p_0 + \frac{K}{k}P \simeq \frac{K}{2k}P + Q\cos\theta_B \\ q &= q_0 + \frac{K}{k}Q \simeq \frac{K}{2k}Q - P\cos\theta_B \\ m &= \frac{K}{k}M \end{aligned}\right\}_{\circ} \quad \cdots\cdots (1-26)$$

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

$$E^s_{+1}(x,y,z) = -\frac{kK}{64\pi^4}\iiiint_{-\infty}^{\infty} O(X',Y',Z')\,\epsilon(p)\sin\left(\frac{k\alpha}{2}p\right)\exp(jKY')\times$$

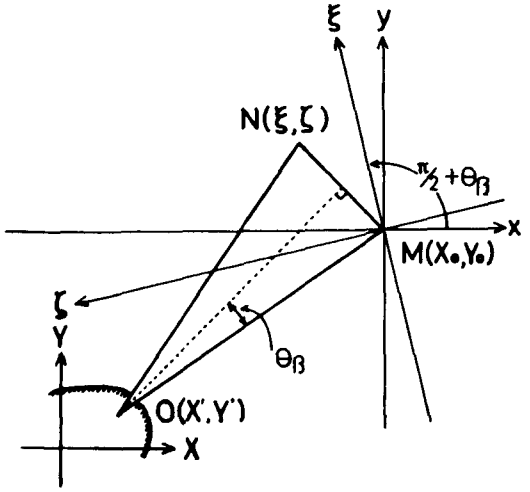
$$\exp\left\{-jK\left[\frac{k}{K}p\left(\frac{K}{k}X' - \frac{K}{2k}X + Y\cos\theta_B - \frac{K}{2k}X_0 - Y_0\cos\theta_B\right) + \frac{k}{K}Q\left(\frac{K}{k}Y'\right.\right.\right.$$

$$\left.\left.\left. - X\cos\theta_B - \frac{K}{2k}Y + X_0\cos\theta_B - \frac{K}{2k}Y_0\right) + M(Z'-Z)\right]\right\} dP\,dM\,dX'\,dY'\,dZ', \quad \cdots (1-27)$$

ここに

$$\varphi_0 - \varphi_B \simeq P_0$$

となる。式(1-27)の被積分項のうち、$\in(p)$, $\sin(\frac{kd}{2}p)$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を与える効果、照明光の焦点面におけるビームの広がりの効果を表わす。



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。

ここで図(1-5)に示すように、(x, y)軸の原点に関して正方向に、$(\pi/2+\theta_B)$ radだけ回転した新座標系(ξ,ζ)を選ぶと、座標変換はつぎのようである。

$$\left.\begin{aligned}\xi &= (X_0 - X)\sin\theta_B + (Y - Y_0)\cos\theta_B \\ \zeta &= (X - X_0)\cos\theta_B + (Y - Y_0)\sin\theta_B\end{aligned}\right\}。 \qquad \cdots\cdots (1-28)$$

式(1-25), (1-28)を用いて式(1-27)は、つぎのように変換される。

$$E^S_{+1}(\xi,\zeta,z) = -\frac{kK}{6+\pi^4}\iiint_{-\infty}^{\infty} O(X',Y')\in(p)\sin(\frac{kd}{2}p)\exp(jKY')\times$$

$$\exp\left\{-jK\left[p(X'-X_0+\frac{k}{K}\xi)+Q(Y'-Y_0-\frac{k}{K}\zeta)\right]\right\}dp\,dX'\,dY'\times$$

$$\iint_{-\infty}^{\infty} O(z')\exp\left[-jKM(z'-z)\right]dM\,dz'。 \qquad \cdots\cdots (1-29)$$

式(1-29)は、方位余弦 P, M に関して、完全に独立ではないが、B.I.S.のレンズ系の収差の制約から、一般に $P<\alpha<0.2$ radian 以下であることから、Pは小さく、近似的に

に独立と考えられる。レンズの開口径および焦点面での広がりを考慮しない場合の結像点（perfect image point）は，式(1-29)の位相項から

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

となる。図(1-5)は，式(1-30)の幾何学的関係を示す。ただしZ軸方向に関して，像の倍率変化は生じないので削除した。簡単な幾何学的関係から，△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，他の著者らが指摘した B.I.S. の Imaging Rule を説明する。式(1-30)は，X-散乱音場とホログラムとみなすと，これの再生条件に他ならない。したがって，式(1-29)は，B.I.S. の結像に関する一般式と考えられ，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Ⅱ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（ξ-Z面）が定まる。特に，物体をY'=0面のみの thin object とすると，式(1-29)は，Z軸成分を削除し，方向余弦 $p = -\sin\phi$ を用いて

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

ここに

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

となる。式(1-31)は，B.I.S.の一次元的な結像と表わし，物体像が第二番目の積分を装置関数と考えれば，これと物体関数との convolution integral によって記述されることを示す。

さらに，結像特性を把握するため，物体像の空間周波数分布について調べる。そのため，関数 $g(\xi)$ のフーリエ変換（F.T.と略する）を次式で定義する。

$$\hat{g}(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} g(\xi) \exp(-j\nu\xi)\, d\xi \quad \cdots\cdots (1-33)$$

式(1-31)の F.T.は，変数変換 $u = (x/k)x_0 - \xi$，$\nu = k\sin\phi$ を用いて

$$\hat{E}_{+1}^{s}(\omega) = c\int_{-\infty}^{\infty} O(x')\,dx' \int_{-\infty}^{\infty} \hat{h}(\sin\phi') \exp(jkx'\sin\phi')\, d\{\sin\phi'\}$$

$$\times \int_{-\infty}^{\infty} \exp[-jku(\sin\phi' - \sin\phi)]\, du$$

$$= c'\hat{O}(\omega)\cdot\hat{h}\left(\frac{\omega}{k}\right), \quad \cdots\cdots\cdots (1-34)$$

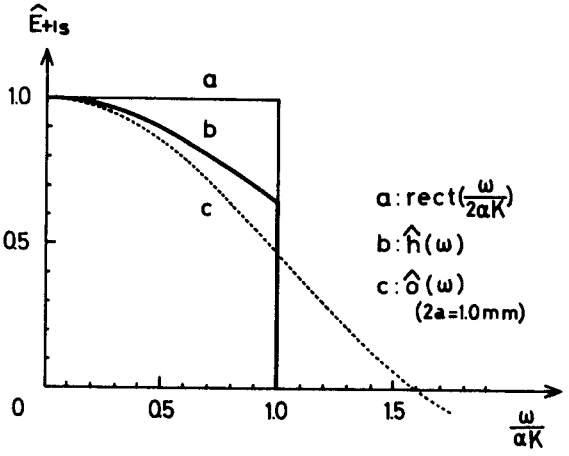
ただし

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

となる。ここに c, c' は定数であり，ω は空間周波数を表わし，$\omega = k\sin\phi$ である。式(1-34)から，$\hat{h}(\omega/k)$ は，B.I.S.の transfer function と考えられる。

分解能近傍の大きさを有する物体の結像を模式的に観察するため，音波周波数 15 MHz の場合について，レンズ収差を考慮して経験的に適当と思われるレンズ開

口径（2d=15mm）*と用い，幅（2a=1mm）の平板物体に対して，物体関数のスペクトル分布 $\hat{o}(\omega)$ と装置関数のスペクトル分布 $\hat{h}(\omega)$ を求め，図(1-6)に示した。この図から，結像に寄与する物体の最大空間周波数は，レンズ開口径で決定され，若干の高域空間周波数成分の劣化と度外視すれば，結像特性は，開口径による散乱音波の回折制限の効果が支配的であることが解かる。したがって，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ラム

$$E_{+1}^{S}(\xi)=\int_{-\infty}^{\infty}o(x')dx'\int_{-\infty}^{\infty}\mathrm{rect}\left(\frac{\sin\phi}{2\alpha}\right)\exp\left\{-jK\left[\sin\phi\left(x_0-\frac{h}{K}\xi-x'\right)\right]\right\}\times d\{\sin\phi\}。 \quad \cdots\cdots (1-36)$$

同様な手法を用いて，(x,y)軸の原点より，正方向に $\pi/2-\theta_B$ 回転した座標系 (ξ,ζ) 軸を設定することにより，十次回折光による結像式は，次のようになる。

$$E_{-1}^{S}(\xi)=\int_{-\infty}^{\infty}o(x')dx'\int_{-\infty}^{\infty}\mathrm{rect}\left(\frac{\sin\phi}{2\alpha}\right)\exp\left\{-jK\left[\sin\phi\left(x_0+\frac{h}{K}\xi-x'\right)\right]\right\}\times d\{\sin\phi\}。 \quad \cdots\cdots (1-37)$$

---

*後章の実験においては，2d=30mmまで用いられるが，レンズ収差の影響を避けるため，2d=15mmが適当と思われる。

式(1-36), (1-37)は、物体に音波を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み、音波から光波への信号変換にBragg回折を用いたB.I.S.の結像式を表わす。

§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こと謂べ、この現象を記述するためには、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を述べた。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と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を明らかにし、Korpelが幾何学的に示した結像作用を確認した。特に、結像式には、照明光学系のレンズのN.A.(円筒波の収束角に関係した)が散乱音波の回折制限を与える音波系のN.A.に変換されることと示し、光学レンズ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られるpoint spread functionを用いて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を前提とするため、音波長の近傍の大きさを有する物体、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、その後の研究においても 幾何光学(ray optics)の手法を用いて説明されてきた。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評価に対しは、必ずしも有効でない。Smith等は、得られた像の分解能の評価を計るため、幾何光学的結像作用に波動効果を考慮して評価式を求め実験値と比較して両者が良好に一致することを調べた。

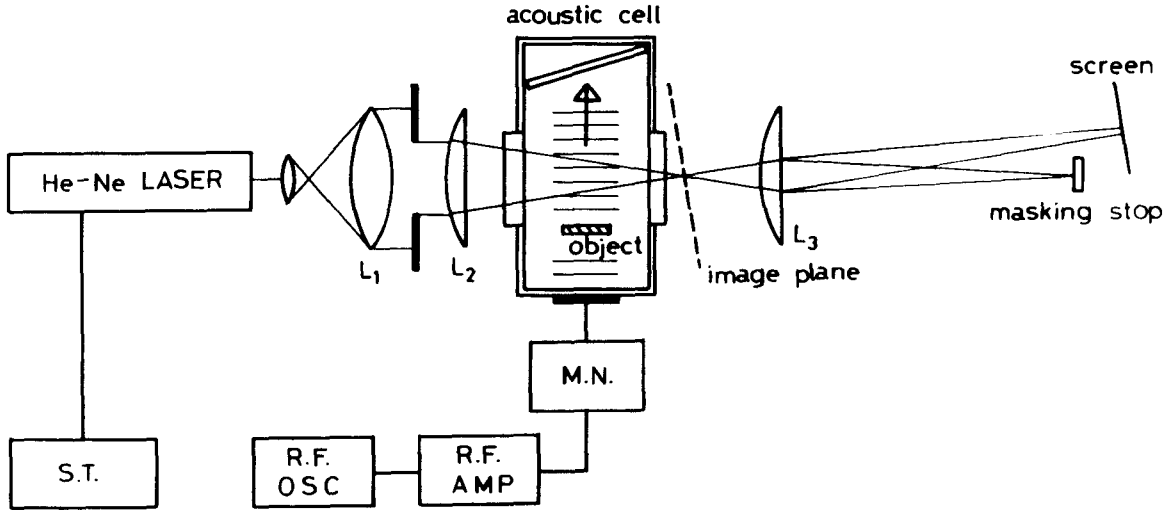
物体像の分解能は、レンズを用いた結像光学系の分解能の評価法、例えば Rayleigh creiterionで周知のように、物体情報を搬送する回折波の回折制限(diffraction-limit)の効果を考慮して決定されるべきものであると考えられる。

かかる観点から、B.I.S.の結像を記述するための座標系を導入し、第1章で求めた結像式を用いて分解能の評価を図った。その過程で明確にされる結像の特質として、B.I.S.がホログラフィーを用いた結像系と類似して、ホログラムの記念表、像再生の機能を有し参照波を使用しない実時間結像系であることを述べる。更に、分解能に関する実験を行ない、実験像と結像式を用いて評価される分解能と比較して、B.I.S.の分解能の評価を与える。

§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。

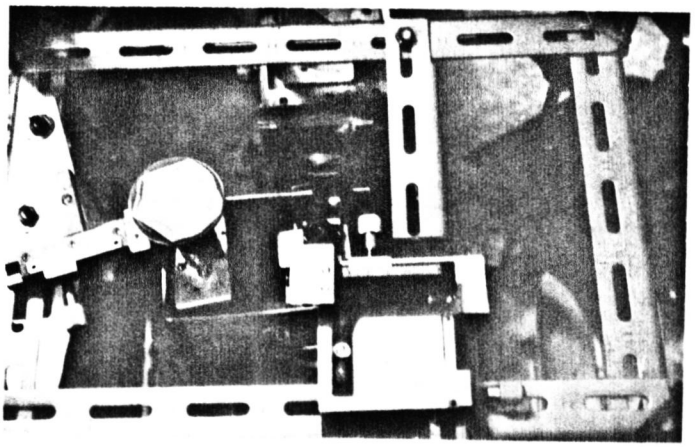
音波発生系では，発振器より得られる電気信号を増幅して圧電素子に印加して音波を発生させ，水と満たした超音波槽内の物体に照射して散乱音場を生成する過程である。発振器の出力は，単一モードの正弦波で，Bragg 回折を生ずる必要性から比較的高周波域の電気信号 15MHz と 30MHz を使用した。圧電素子は，サイズ 20mm × 20mm の X-cut，5MHz 用の水晶で，奇数倍の高周波電気信号に対して使用することが可能である。水晶は，共振時の Q 値が高く，インピーダンスが高いので映像に適当な音響出力を得るためには，高電圧で励振する必要がある。このため増幅回路を用い，これと水晶振動子の接続は，10MHz 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 Vp-p ～ 250 Vp-p 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. = スタビライザー，L_1 = コリメータレンズ(f=300mm)，L_2 = 照明光用凹筒レンズ(f=120mm)，L_3 = 拡大用凹筒レンズ(f=88mm)。

のレンジで可変される。電気信号の印加に伴な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を照射する。図(2-2)は、試作した超音波槽である。水晶振動子と照明光波間の距離は、約60mmに設計し、その間に物体が水浸して挿入される。この結果、物体を照射することにより生ずる散乱音場のうち、前方に散乱された音波のみが結像に用いられる。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。



図(2-2) 超音波槽

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なスペクトルだけであるために単色光を必要とし、レーザービーム（出力1mW、波長$\lambda_0 = 6328\text{Å}$）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、コリメーターレンズ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より調整され、開口径の大きさが、式(1-36)、(1-37)のrect関数で示される散乱音波のdiffraction-limitを与える。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、$2\alpha < 0.2$を満たす範囲で使用される。超音波槽内に光波を導入するウインドウに用いるオプティカルパラレルは、照明光の位相変化を来たさないため、$\frac{1}{4}\lambda$以下の面精度で製作されたものを用い、図(2-1)に示された円筒レンズも同等の精

度内で製作されたものを用いた。照明光波の光軸は、照射音波の波面（X軸）に対して、Bragg角入射するように設定した。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で生ずる±1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える。図(2-3)は、試作したBragg Imaging Systemの装置の写真である。音波により回折された光波は、前章で示した如く、物体情報を搬送し、照明光の焦点近傍に物体像を形成する。物体像は、次節で示すように、実際の物体の実長のK/Δ倍一次元的に収縮されているので、円筒レンズで倍率の回復を計り、カメラはスクリーン上に投影される。

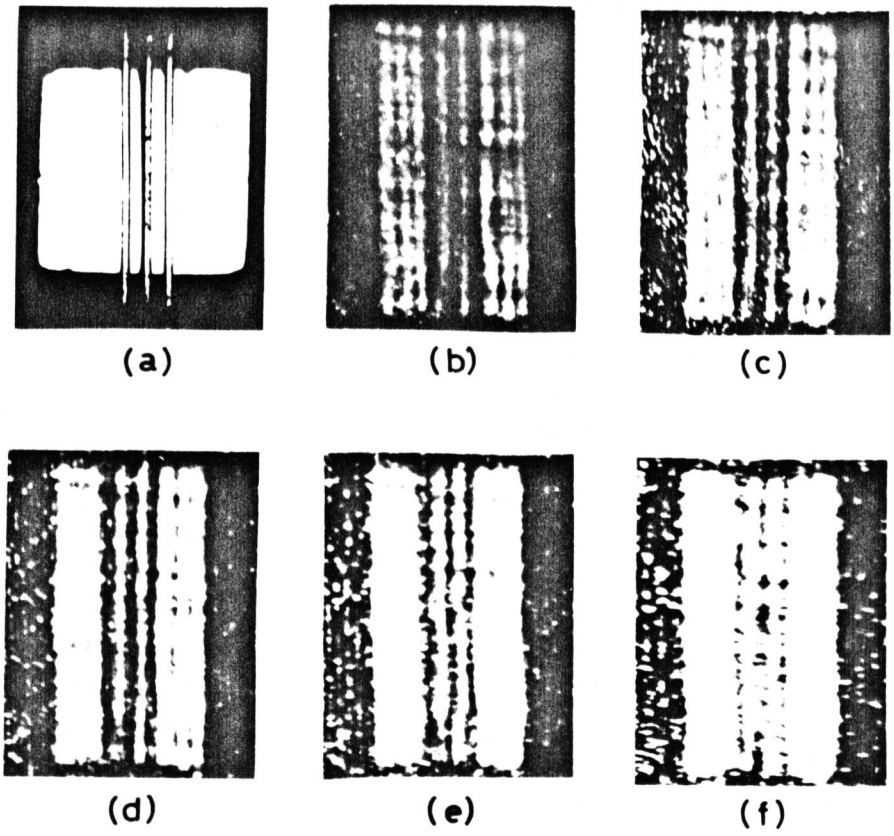
図(2-3) Bragg Imaging Systemの映像装置

§2.3 物体像の分解能

通常、結像光学系の分解能は、結像用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、レンズの開口径が分解能を決定する大きな要因であることは、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、分解能の開口径および音波周波数依存性を検討した。実験条件は、音波周波数30MHz, 15MHzと用い、水晶振動子の印加電圧は各150Vp-p, 200Vp-pを用いた。

図(2-4)に音波周波数30MHz, 結像光として一次の回折光を用い、開口径($L_1=2d$)を変化させて得られた実験像を示す。試料は、直径1.0mmのワイヤーを1.5mm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を用いて得られたものであり、写真中の矩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一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

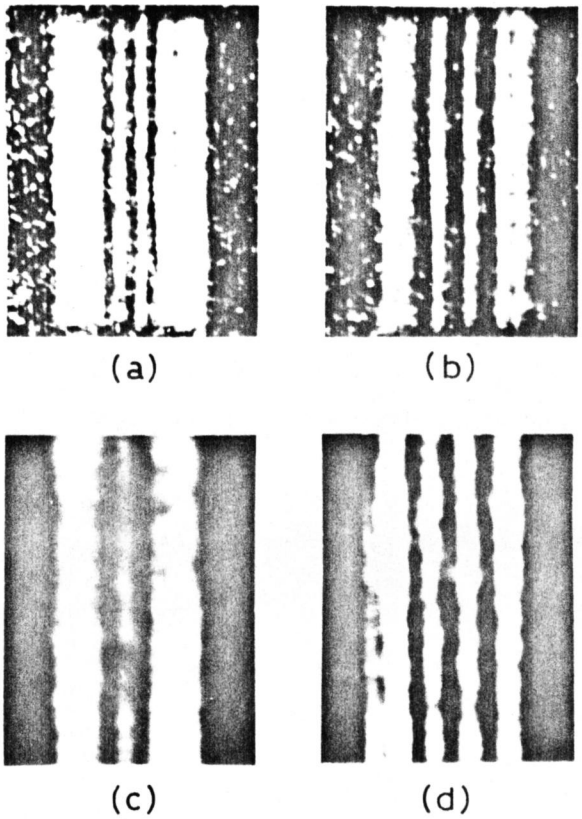


図(2-4)音波周波数30MHzにおける物体像のレンズ開口径依存性。物体は、1mm中間のワイヤーで各像は、レンズ開口径、(b) $2d=15$mm, (c) $2d=10$mm, (d) $2d=7.5$mm, (e) $2d=5$mm, (f) $2d=2.5$mmを用いて得られた。

窺え，各開口径に対して1.0mmのワイヤーが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のワイヤー，(b),(d)が1.5mmワイヤーであり，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の物体像に関して見れば，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，レンズの開口径と音波周波数に依存することが分かる。レンズの収差に関しては，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] $2\alpha < 0.2$ 以内で使用されたゆえに，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のワイヤー，(b),(d)が，直径1.5mmのワイヤーの像であり，(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。

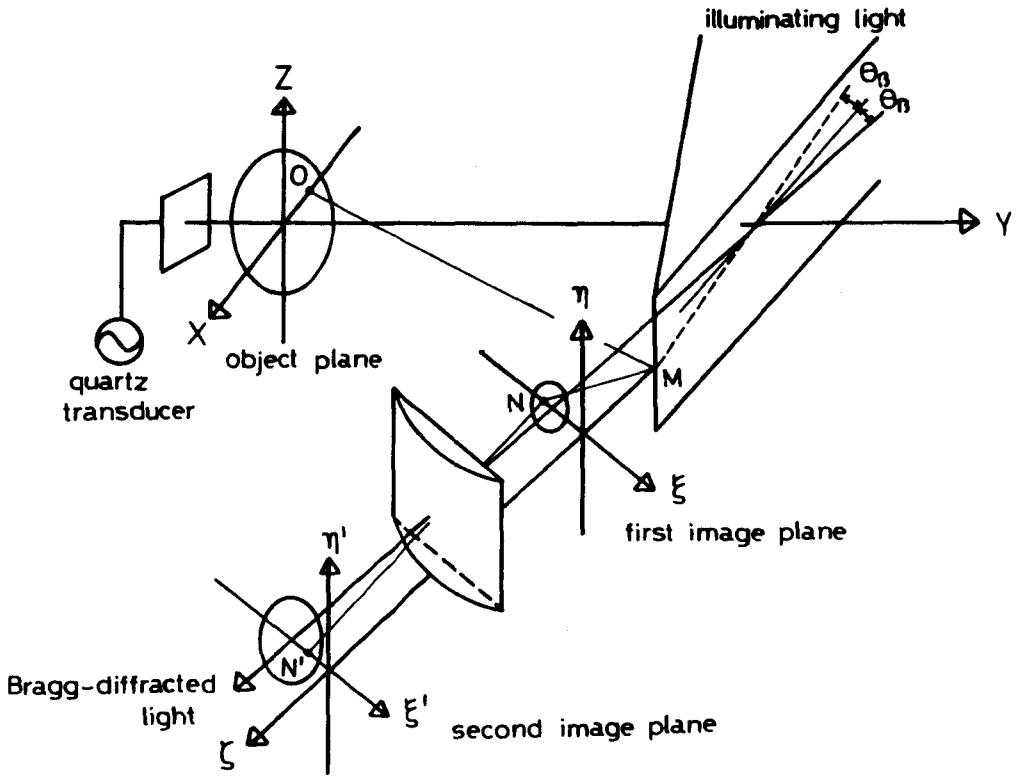
§2.4 分解能の理論的検討

前章で示された結像式を一般的に取り扱うため座標系を設定し，これを用いて

B.I.S.の結像の特色を調べ、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認を図る。

この目的のため、1次回折光によ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、次のようにして決定された。

照明光の光軸に対して波面がBragg条件を満たすように照射音波の伝播方向を設定し、Y軸とする。Y軸に垂直な物体内の任意の断面を物体面に選び、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)に対する像点は、座標系(X,Y,Z)で表示すると、式(1-30)から1次回折光に対しては、照明光の焦点、M(X_0, Y_0, 0)より座標移動された点N($X_0 - \frac{K_R}{K_A}X_0$, $Y_0 + \frac{K_R}{K_A}Y_0$, 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(ξ-η)面、第二像面(ξ'-η')面である。

の集合を考えると，それ等の像点は $N(X_0 - \frac{K}{R}X_0,\ Y_0 + \frac{K}{R}Y_0,\ 0)$ を通過し，回折光の光軸に垂直な軸上に形成され，像点の集合で生ずる座標軸を ζ 軸とする。ζ 軸は，X軸を $(\pi/2 - \theta_B)$ radian 回転したものであり X軸に対応する像面上の座標である。ζ 軸の原点は，照明光の焦点 M を通過し，回折光の伝播方向と平行な座標軸 ζ との交点に選ぶ。更に，(ξ, ζ) 軸に直交する座標軸を η 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。このようにして決定される像面を第一像面とすると，回折光波の振幅分布は，ζ 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。この像面を第二像面とし，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がそ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，像および分解能の評価には，第一像面で調べれば充分である。

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なわれることが分かり，B.I.S. が一般の結像光学系と異なるレンズレス結像系である特徴を有していることが理解される。結像の特色を調べるため X軸上の物体点 X_1, X_2 を考え，その像点を求めると，式(1-30)から

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

となる。物体点が相近隣する時，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

---

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

$$\Delta\xi = \frac{K}{k}\Delta X \qquad \cdots\cdots (2-2)$$

となる。残りの座標軸に関しても同様に

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

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、像面上の物体像は、$\frac{K}{k}$倍収縮されることを示し、Z軸方向に関しては倍率変化を生じないことを示す。この効果は、ホログラフィーの結像作用[28),29)]では周知の効果であり、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'との間に生ずる倍率$\frac{\lambda'}{\lambda}$と同等である。B.I.S.において物体の振幅位相情報は、散乱音波に記録され、時間的に変動する搬送波を有することから、散乱音場を、光波に対するホログラムと考えることができる。従ってB.I.S.は、音波ホログラムの再生系を有する実時間のレンズレス結像系であると言える。

次に、物体像の分解能を理論的に評価するため、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)から

$$E_{-1}^{S}(\xi,\eta) = C\iint_{-\infty}^{\infty} O(x';z')\,H(\xi-x';\eta-z')\,dx'dz' \qquad \cdots\cdots (2-4)$$

ここに

$$H(\xi,x';\eta,z') = \iint_{-\infty}^{\infty} \mathrm{rect}\left(\frac{p}{2p_m}\right)\mathrm{rect}\left(\frac{M}{2M_m}\right)\exp\left\{-jK\left[p\left(x_0+\frac{x}{k}\xi-x'\right)+M(\eta-z)\right]\right\}dp\,dM \qquad \cdots\cdots (2-5)$$

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かり、図(2-6)に示した如くである。この事柄を考慮して、像の中心から変数を選び式(2-4)の二次元フーリエ変換を施せば、次のようになる。

$$\hat{E}_1^s(\mu,\nu) = \iint_{-\infty}^{\infty} E_1^s(\xi,\eta)\exp\left\{-j\left[\mu\left(x_0+\frac{k}{K}\xi\right)+\nu(\eta-z)\right]\right\} \times d\left\{x_0+\frac{k}{K}\xi\right\} d\eta$$

$$= \hat{O}(\mu,\nu)\cdot\hat{H}(\mu,\nu), \qquad \cdots\cdots\cdots (2-6)$$

但し

$$\hat{O}(\mu,\nu) = \iint_{-\infty}^{\infty} O(x',z')\exp[-j(\mu x'+\nu z')]\,dx'dz', \qquad \cdots\cdots (2-7)$$

$$\hat{H}(\mu,\nu) = \mathrm{rect}\left(\frac{\mu}{2kP_m}\right)\mathrm{rect}\left(\frac{\nu}{2kM_m}\right). \qquad \cdots\cdots (2-8)$$

ここに、(μ,ν) は、(x,z) 方向に関する空間周波数であり、$\mu = kP$, $\nu = kM$ で表わされ、符号 $\wedge$ は、フーリエ変換を示す。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

$$\mu_m = kP_m, \qquad \nu_m = kM_m \qquad \cdots\cdots (2-9)$$

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、フリエ級数表示されることは周知である。物体面上の X 軸、Z 軸方向に配置された周期物体 $\cos\left(\frac{2\pi x'}{\Delta x'}\right)\cos\left(\frac{2\pi z'}{\Delta z'}\right)$ を考えると、この物体の空間周波数分布は、式(2-7)から

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

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

となる。したがって $\Delta X, \Delta Z$ 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

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

となる。式(2-7)を用いて、物体面上の最大空間周波数に対応する周期物体の周期間隔 ΔX_m, ΔZ_m は、

$$\frac{2\pi}{\Delta X_m} = KP_m, \qquad \frac{2\pi}{\Delta Z_m} = KM_m, \quad \cdots\cdots (2-12)$$

となる。電気通信理論における分解能の定義[*30]によれば、分解能は、物体像に現われる物体を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

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

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、分解能が音波周波数とレンズの開口径に依存することが分かり、前節の実験結果を説明することができる。

---

* 光学におけるコヒーレント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 ($\mathrm{cycle/mm}$) を用いて行なわれることが多いが、超音波映像系では分解能が低く、物体面の分解される物体幅で行なうのが通例である。

condition	$(\Delta X)_r$ $\sin\alpha=0.063$ 2d=15mm		$(\Delta Z)_r$ $\sin\beta=0.71$ 2d=33mm	
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まとめて示す。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軸方向より約一桁異なることが分かる。これは前に詳べたごとく、X軸方向の物体情報が$\frac{1}{2}$倍の収縮を受け、この補償のため、拡大光学系が高い倍率を必要とするところから、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、倍率の変化と全んど生ぜず、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が得られ、理解し難い現象と考えられるが Smith 等[25]もこの方向に関して$\frac{\lambda}{3}$に対応する実験的分解能を得ている。しかし、X軸方向の結像が原理的に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さらに詳しく検討する必要があると思われ、次章で議論する。

§2.5 結言

B.I.S.がホログラフィーの原理に基ずいた結像系であることを指摘し、物体から散乱される音波で構成される音場とホログラムと考えれば実時間で像再生を行なう結像系であることを述べた。B.I.S.の場合、他の超音波ホログラフィによる結像系に比べ、装置が簡単であり、参照音波を使用せず、レンズを使用しないレンズレス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小なく、理論的な考察が有効であると思われる。

ホログラフィクイメージングシステムである特徴として、物体像は、物体面のX、Y軸方向に対応する像面のξ、η軸に関して像の収縮を生じ、ホログラフィーの結像倍率と同等な効果を生ずる。B.I.S.の三次元的な結像作用を示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レンズの開口数に依存し、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、これが音波周波数とレンズの開口径に依存することを明らかにし、この知見を確認するため、結像式を用いて物体像の空間周波数分布を調べ、分解能の評価式を求めた。理論的に導出された評価式から計算される分解能と実験結果の比較を行ない、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、前章で導出された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、その他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よる画像特性の検討

§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いった具体的な評価式が像の理解に関して余り有効でないため、画像評価の研究は余んど試みられなかった。B.I.S.の場合、装置が簡単で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べた。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、正確な情報を抽出したり、物体像に現われる現象を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、劣化の原因を解明することができ、画像の改善、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を行ない画像特性の把握[21]を試みた。結像系は無収差であると仮定し、物体面上のZ軸方向に対する結像作用は、高い分解能を有するため無視し、B.I.S.の画像の良否を決定する劣化の著るしいX軸方向の一次元の結像についてのみ調べた。

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）を考えた。計算結果は、実験像の光電検出を行ない、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、測定結果の厳密性を保持するため、写真フィルムを用いず結像光を直接光電的に検出した。次に、超音波映像法では、重要であると思われるより一般的な、音波に対して半透明な物体（振幅位相物

体と考え、これに対するシミュレーションを行ない知見を得た。

§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、基礎的な考察を行なうため、物体は、照射音波が物体内部を透過しない場合について考える。物体として、薄い平板物体を仮定すると、物体関数は、物体幅を $2a$ とすると

$$O(x') = \begin{cases} 1 & x' \le a \\ 0 & x' > a \end{cases}, \qquad \cdots\cdots\cdots (3-1)$$

となる。+1次回折光で結像される2の物体像の強度分布は、式(1-36)から次式で与えられる。

$$I(\xi) = \left| E_{+1}^{S}(\xi) \right|^2$$

$$= \left| \int_{-\infty}^{\infty} O(x') H(\xi - x') dx' \right|^2, \qquad \cdots\cdots\cdots (3-2)$$

但し

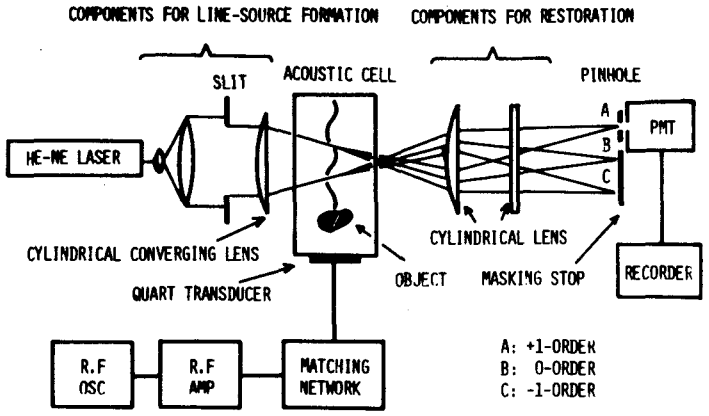
$$H(\xi - x') = \int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{rect}\left(\frac{p}{2P_m}\right) \exp\left\{-jK\left[p\left(x_0 - \frac{h}{K}\xi - x'\right)\right]\right\} dp. \qquad \cdots\cdots (3-3)$$

計算方法は、数値計算で行ない、計算結果は、h/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

用いた装置の構成を図(3-1)に示す。使用音波は、音響出力 0.5 Watts/cm²,

音波周波数15MHz, 30MHzの平面波で、水と満たした超音波槽内を伝播し、物体を照射する。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された二次の回折光を生成する。



図(3-1)実験装置の構成

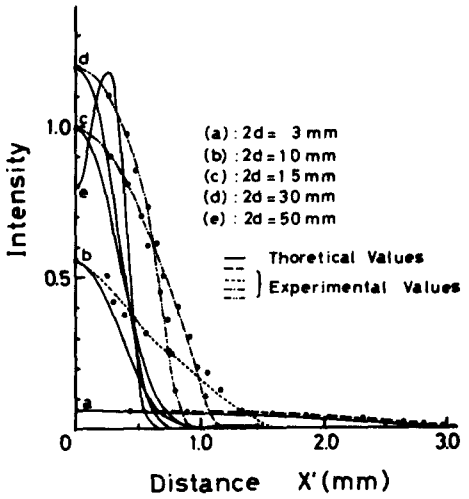
結像には、+1次回折光を使用し、物体は、アルミ板を用いた。物体像は、直接にフォトマルティプライヤーで検知し、レコーダーに入力して強度分布を測定した。像面では、零次光を中心に、媒質中(水中)の不純物によるRayleigh散乱, Tyndall散乱に起因するノイズ[31]が顕著に広がり、この混入を押えるため、音波槽を円筒レンズの側近に置き、零次光と信号光との分離を図った。小物体の測定は、円筒レンズの収差の影響を押えるため、フォトマルティプライヤーを固定し、物体を1/10mm間隔で離散的に移動させて行なった。ノイズが重畳した信号光の光電測定値は、ノイズの中間値を測定値とした。

3.2.2. 計算結果および検討

式(3-2),(3-3)に含まれた変数、音波周波数、レンズ開口径、物体幅をパラメータ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15MHz, 幅1mmの平板物体を用い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ことを示し、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を裏付けている。収差を考慮して定めた適正開口径($2d=15mm$)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倍の像幅を有し、実験像の劣化が著るしい。この劣化は、開口径が減少する程著るしく、像形成の立場から考れば、E.I.は、S.I.におけるよりも像面上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。劣化の要因として



図(3-2) レンズ開口径をパラメータとする15MHzにおけるシミュ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。

(1) 限られた 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。

これ等の劣化要因は、単独に影響を与える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、吸収について考えれば、水中の音波の吸収係数[1]は、15MHzで約 0.0569 ($\frac{neper}{cm}$), 30MHzで約 0.228 ($\frac{neper}{cm}$)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、全ての空間周波数に対して一様であるはずで、特に高域空間周波数成分が欠除されることはない。Acousto-Optic interaction area に関しても、その領域の大きさは、物体面の座標系で Z軸方向より X軸方向の方が広く、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、この効果ではないと考えられる。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

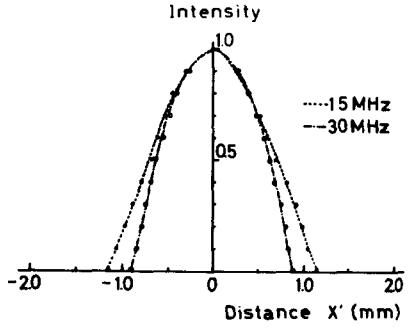
乱波の仮定，$|S^s|^2 \ll |S^i|^2$, $|E^s|^2 \ll |E^i|^2$が成立しないような強い散乱音波あるいは回折光波が生起される時に生ずるものである。ボルン近似に従う散乱過程で生起される回折光の振幅は，式(1-36)から位相項を無視すれば

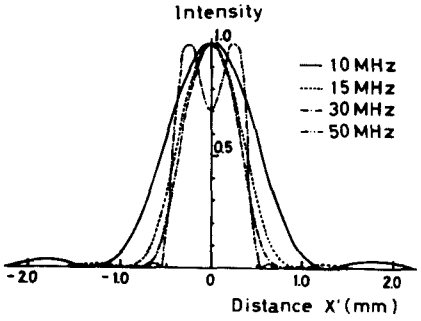
$$E_{+1}^{s} \propto |E^i||S^s| \propto |E^i| \cdot P_{ac} \qquad \cdots\cdots\cdots (3-4)$$

となり，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

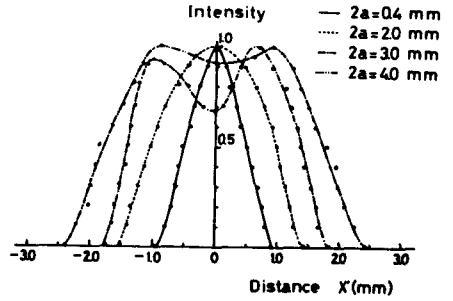
$$E_{+1}^{s} \propto |E^i| \sin\sqrt{A \cdot P_{ac}} \qquad \cdots\cdots\cdots (3-5)$$

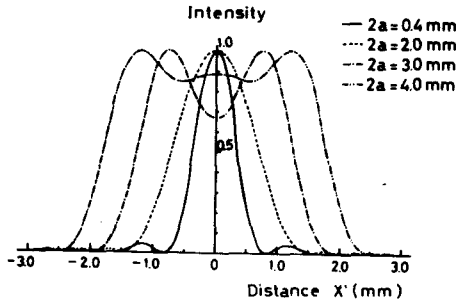
となる。ここにAは定数である。式(3-5)から，回折光の振幅は，音響出力に対してlinearに変化しないことが分かる。さらに，式(3-5)において音響出力が弱い場合，この級数展開された第1次近似として式(3-4)が得られることが理解される。式(3-5)に従うAcousto-Optic interactionにおいては，ボルン近似に従う弱い散乱および回折過程で生ずる弱い散乱音波に対して，強い音波強度に対応する回折光の強度が強調される効果を生ずる。換言すれば，音波から光波への強度の変換時のダイナミックレンジの非線形性が見され，弱い音響出力の領域では，強い音波を強調する効果を生ずる。散乱音場について考えると，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広がり，散乱角の大きい散乱音波程，物体の高い空間周波数の情報を含んでいる。これ等の効果を考慮すれば，前述した像の劣化は，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低く，又伝播距離も長くなることから吸収の効果も大きく，ダイナミックレンジ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より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) 音波周波数をパラメータとするレンズ開口径15mmにおけるシミュレーション像と実験像の比較。物体は、1mm幅のアルミ板で上図は実験像、下図は、シミュレーション像を示す。





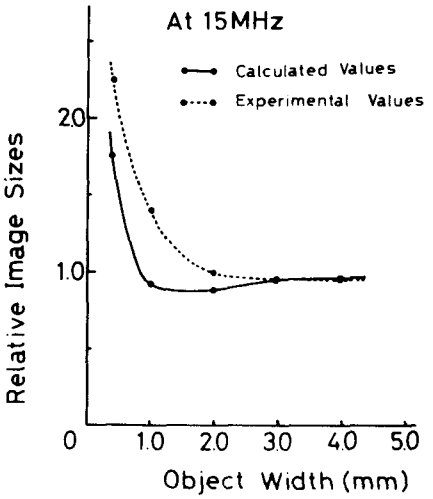
図(3-4) 物体幅をパラメータとするレンズ開口径15mm、音波周波数15MHzにおけるシミュレーション像と実験像の比較。上図と下図は、夫々、実験像とシミュレーション像を示す。

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 2a=15mmを用い、幅1mmのアルミ板に対する像の音波周波数依存性を調べたものである。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、顕著な差は見ていない。しかし詳細に観察すれば、特性曲線のtail部が異なり、後述の実験像における15MHzと30MHzの物体像では、前述した劣化要因の影響と考えられる効果により、像のsharpnessが著るしく異なることが分かる。

図(3-4)は、開口径15mm、音波周波数15MHzを用い、アルミ板の物体幅を

変化させて得られたものである。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たedge sharpning effectを呈する。両者の一致は、装置上の変化はなく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を変化させるから、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たためであると解釈される。

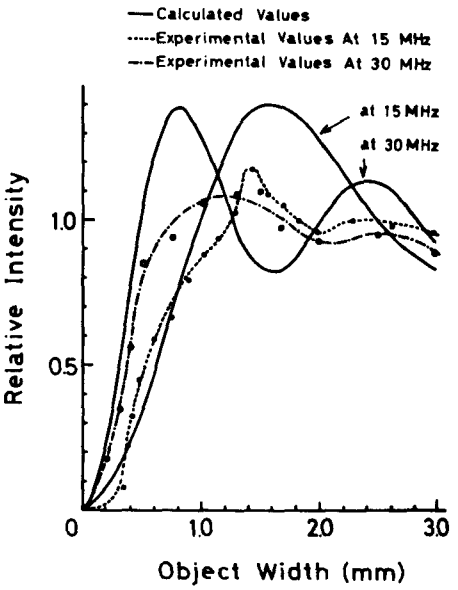


図(3-5) レンズ開口径15mmと音波周波数15MHzにおけるシミュレーション像と実験像の物体幅依存性。Image Sizeは、像幅(最大強度の半値幅)をもとの物体幅で規格化したものである。

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でImage sizeを定義し、物体幅の大きさと像の広がりの関係を調べたものである。Image sizeは、像幅を物体幅で規格化して示してある。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合致し、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、急激に劣化する。ここに於いて、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鈍くなるので、前述した音波から光波への情報変換時に生ずるダイナミックレンジの非線形性による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、通常の光学結像系では、起り得ない現象が認められた。

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るしいことが分かった。しかし後者の実験像では、それらの物体に対してもある程度の強度を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、物体を挿入し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位で完全に強度を回復し、それ以下の物体幅では、Coutrast ringingを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、比較的急な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周波数が抑圧される効果から緩慢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/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たように考えられる。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た。

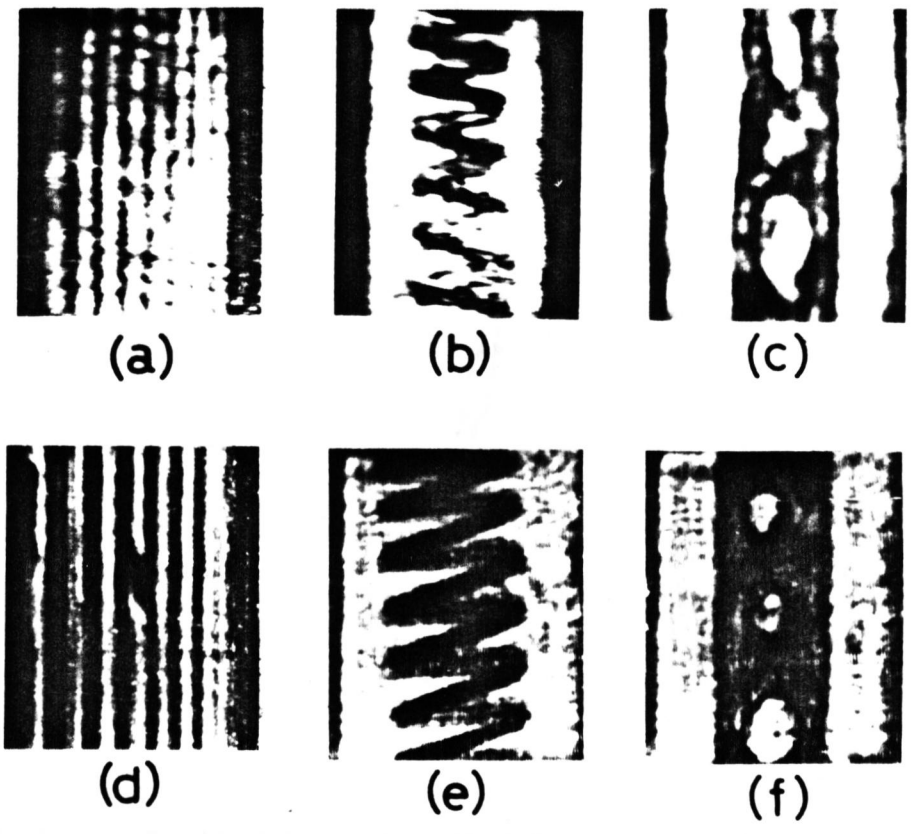


図(3-6) 像のコントラストの物体幅依存性。結像に関する条件は、レンズ開口径15mm、音波周波数15MHzと30MHzであり、像のコントラストは、物体挿入前のバイアス強度で規格化し、像の中心で計算および測定されたものである。

3.2.4. 物体像の観察

シミレーション結果と光電的に測定した実験結果とと比較検討することにより得らたB.I.S.の画像特性を実験的に確認するため数種類の物体像と調べ、図(3-7)に示す。

結像には、オプティマムと考えられる条件、即ち、媒質中の照射音波の音響出力約0.5 watts/cm², 周波数15MHzと30MHzを用い、照明光学系では、レンズ開口径15mmを用いた。図中の(a),(d)は、直径1.6mm, 1.0mm, 0.8mm, 0.6mm, 0.5mm, 0.25mm, 0.15mmの平行なワイヤーが非周期的に配列されに物体の音波周波数が夫々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, 0.15mmのワイヤーを非周期的に配列した格子；(b)と(e)直径10mm, 1m中のスプリング；(c)と(f)幅8mm, 厚さ0.2mmのアルミ板に直径4mmと2.5mmの穴と有するものである。(a), (b), (c)は、音波周波数15MHzと用い、(d), (e), (f)は、30MHzと用いて得られた。

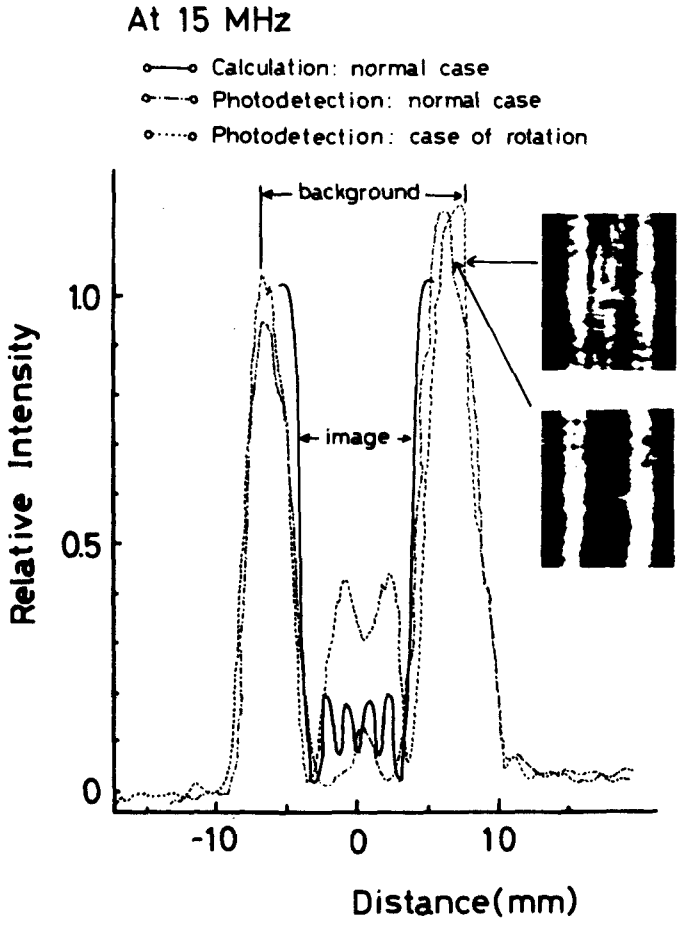
MHz, 30MHzに対する物体像である。15MHzと30MHzの像と比較すると、前者は、ワイヤーの各中心部から減少する強度分布と共に、後者は、物体幅が増大するにつれ、輪郭を再現する模様を呈し、図(3-4)で示したシミュレーションによる結像特性を裏付けている。また実験的分解能が約1.2mmであるにもかかわらず、図(3-6)で示されたごとく、小さい物体幅を有する試料に対しても比較的高いコントラストを保持して映像されることが窺える。(b), (e)の物体像は、三次元的な物体として直径10mm、1w中のバネを用いて得られたものである。詳細に観察すれば、照射音波の伝播方向に垂直な相異なる二面で結像パターンが変化していることが分かる。先述したごとく、本システムは、ホログラフィー結像系と考えられる故に、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比べ、前者は、劣化が顕著であり、ここでも散乱音波の指向性に伴なう効果が現われていると考えられる。しかし、音波から光波への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ので、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の穴を有する物体に対して得られたものである。両周波数の像共、図(3-3)で調べた如く、物体の輪郭の強度が強調された効果(edge sharpning 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、物体端のコントラストが強調されている。

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 sharpning effectを調べた。

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、照射音波が物体内を伝播しない物体と考えられるが、音波の入射角を変化させた場合、物体内に音波が伝播し得る。即ち、入射角を変化させることが、等価的にアルミ板の板厚を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

過極大が存在し、この条件下で照射音波の強度と全く同一の強度を有する透過音波が得られる。[17]

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）を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。



図(3-8) Edge sharpning effect の測定。試料は、幅 8mm、厚さ 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た。

通常の透過音波が存在しない場合、実験像と計算値は、比較的良好に一致している。次に、アルミ板を僅かに回転し透過極大で固定すれば、それに対応する透過像が得られる。透過像の測定値を調べれば、透過強度の上昇に対しても物体端の強度が上昇せず、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ころから、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されない。

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

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，コヒーレント照明下で物体の位相分布をも映像し得ること[35]，又，Laudry 等によって，各物体断面における音場の位相分布が，その像面における回折光波の複素振幅中に保存されること[36),37)]等が明らかにされている故に，上記の原因が有力であると思われる。次節にこの説明が妥当なものであることをシミュレーションにより明らかにする。

§3.3 振幅位相物体に関する画像特性

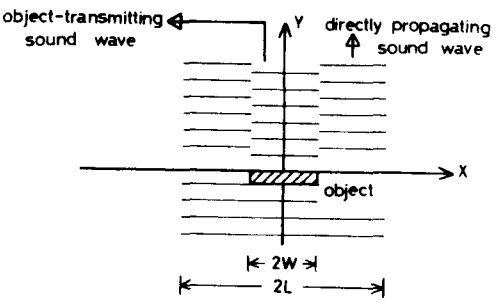
前節では，比較的物体幅の大きい試料の物体像に於いて，音波が物体内を透過し得る場合，その物体端では異常に高いコントラストを呈することを実験的に確認した。超音波映像法においては，大抵の場合，透過像で観察することからこの考察はより一般的であり重要であると考えられる。

ここでは，透過像の特質のうち，特に edge sharpning effect に注目し，この現象を解析するため，物体は，照射音波が物体内を通過後，物体外を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）と考え，その像の計算機シミュレーションを行なった。

3.3.1. 計算方法

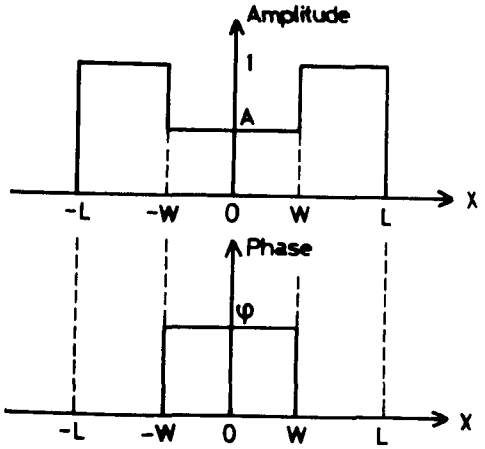
上述の効果は，B.I.S. がコヒーレント結像系であるため，物体内を伝播する透過音波による回折光と物体外を伝播する直進音波による回折光との間の位相差の結像特性への影響が問題となり，このためシミュレーションは，後者を含めた物体面の考慮が必要である。図(3-9)に計算に用いたモデルを示す。物体内部を透過する際の音波の回折効果を無視するため，物体は，薄い平板物体を仮

定すると，透過音波は，一様な振幅の減衰と位相変化のみを受ける。物体の直後の面，即ちY=0に物体面[(X-Z)面]を選ぶと，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図(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。このモデルに対して，物体以外の直進音波の領域を含めた物体関数O(X')は，物体の照射音波の強度に対する透過関数をT(X')とすれば



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。

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



図(3-10) X軸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，φ=透過音波の直進音波に対する位相差(radian)。

と表わされる。ここにA(=$T^{\frac{1}{2}}$)は振幅透過率を表わし，$0 \leq A \leq 1$を満たす定数，φは位相変化を表わし，$0 \leq \varphi < 2\pi$を満足する定数である。

A=1，φ≠0の場合，物体は位相物体となり，φ=0の場合，振幅物体である。

物体像の計算は，大型計算機を利用できるため，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，サンプリング定理により有限帯域の物体像のサンプル点数が限定され，像のスペクトラムを求め，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ラム

分布は、式(2-6)から

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

ただし

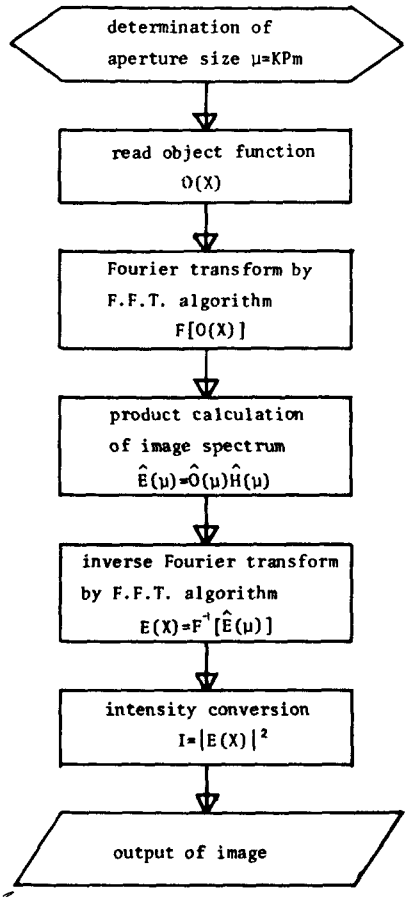
$$\left.\begin{aligned}\hat{O}(\mu) &= \int_{-\infty}^{\infty} O(x')\exp(-j\mu x')\,dx' \\ \hat{H}(\mu) &= \mathrm{rect}\left(\frac{\mu}{2kP_m}\right)\end{aligned}\right\} \cdots (3-7)$$

となり $\mu = kP$, $X = X_0 - \frac{k}{K}\xi$ である。

物体像は、式(3-6)のフーリエ逆変換を施すことにより

$$\left|\hat{E}^{s}_{+1}(x)\right|^2 = \left|\int_{-\infty}^{\infty}\hat{E}^{s}_{+1}(\mu)\exp(-j\mu x)\,dx\right|^2 \qquad \cdots\cdots (3-8)$$

で与えられる。

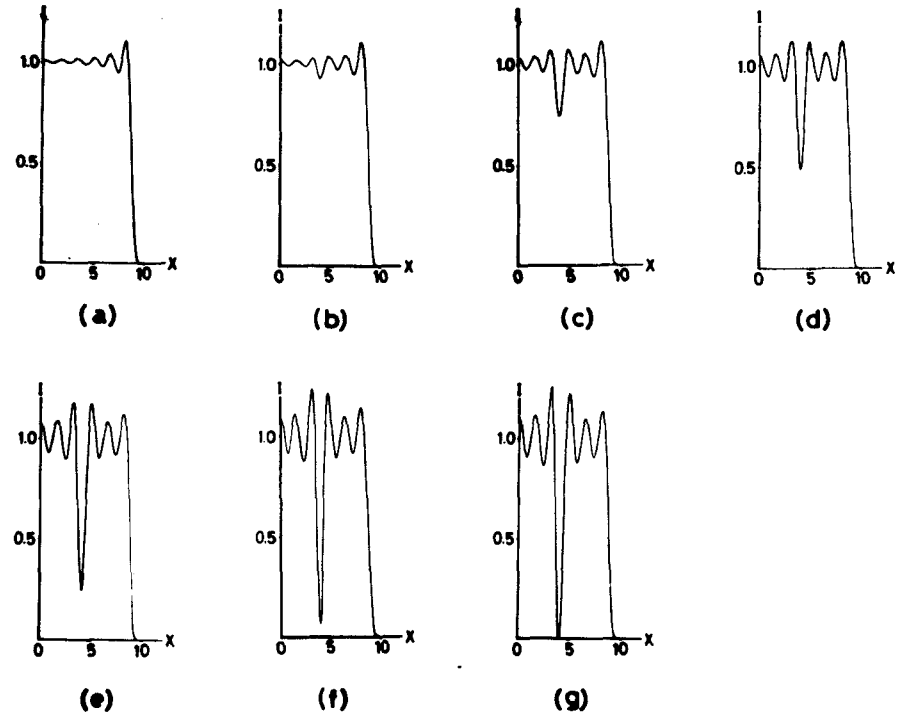


図(3-11)計算に用いたフローチャートのブロック図

物体面のサンプル点数は、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により、15MHzの音波長が約0.1mmであるから、サンプリング間隔を0.05mmに設定すると、X軸の総サンプル点数は1024である。このうち水晶振動子によるビーム径 $2L = 18$mmに対して360点割り合てる。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)を用いれば、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

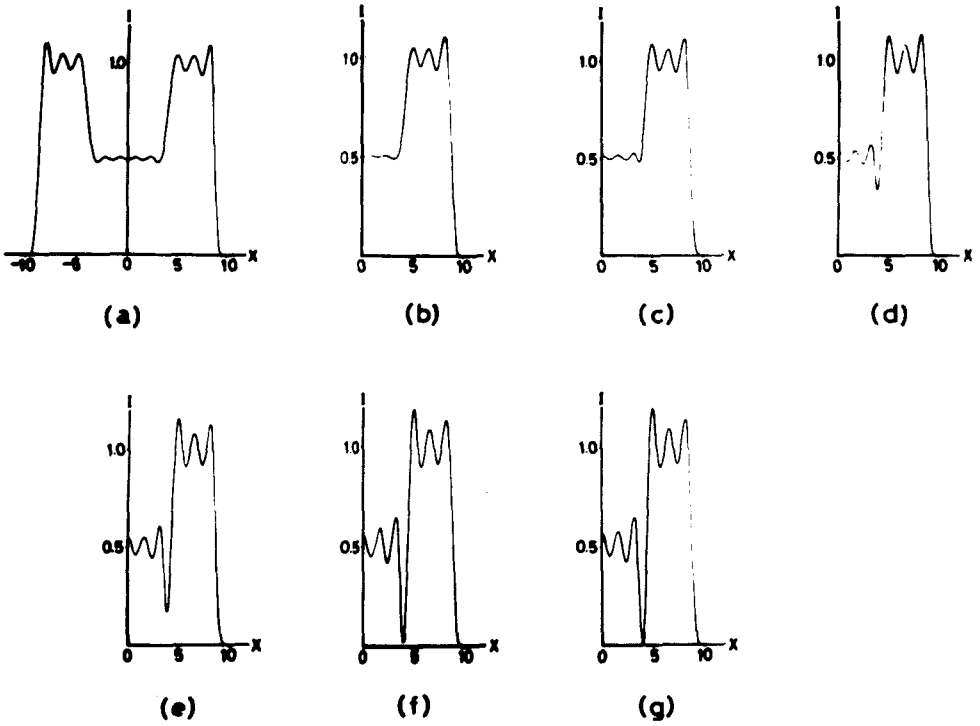
位相物体と振幅位相物体に対し、音波周波数15MHzおよび+1次回折光を用い、位相差 ψ と開口径 $2L$ をパラメータとして得られる物体像の計算を行なった。



図(3-12)位相差をパラメータとす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)に対して、結像条件、レンズ開口径15mm、音波周波数15MHz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。

図(3-12)に、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を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。図中の横軸は、物体面と同一スケールに選び縦軸は、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に移行するに伴い、高いコントラストを呈することが分かる。両者の位相差が音波長の半波長異なる時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。ここにおいて音波間の位相差が、物体像の強度分布を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)で示された透過極大の条件に設定されたアルミ板の像と考えることができ、位相差を考慮しない場合、理

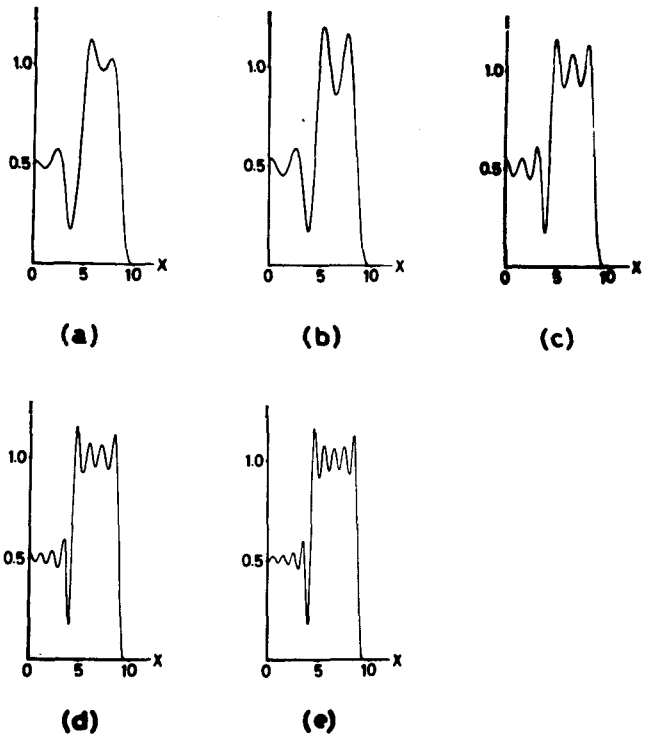


図(3-13)位相差をパラメータとする振幅位相物体のシミュレーション。
各結果は、幅8mmの振幅位相物体($A=\frac{1}{2}$)に対して、図(3-12)と同様な結像条件のもとで、位相差が(a)$\varphi=0$, (b)$\varphi=\pi/6$, (c)$\varphi=\pi/3$, (d)$\varphi=\pi/2$, (e)$\varphi=2\pi/3$, (f)$\varphi=5\pi/6$, (g)$\varphi=\pi$を用いて得られた。

論的に予測し得なかったバックグラント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ことが理解される。

図(3-13)は、開口径15mmを用いた場合の振幅位相物体($A=\frac{1}{2}$)に対する位相差φを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であり$\varphi=0$の場合、振幅物体像であり、$\varphi\neq0$の場合、振幅位相物体となる。

位相差が増大して振幅物体から振幅位相物体に移行するに伴い、像のリプル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、強いコントラストと示すedge sharpning effectが明らかである。これ等のシミュレーション結果により、edge sharpning effectは、開口径が一定の条件下で、直進音波と遠



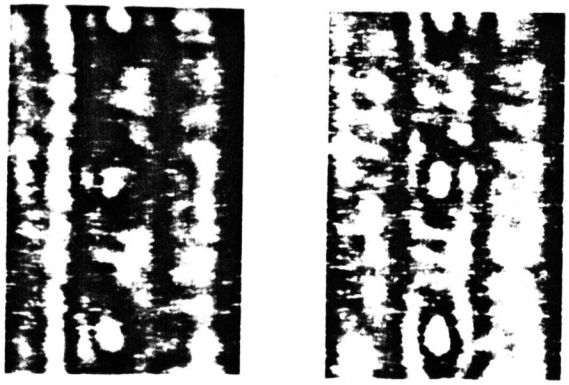
図(3-14)振幅位相物体($A=0.5$, $\varphi=2\pi/3$)の物体像に見られるedge sharpning effectの開口径依存性。各結果は、幅$2W=8$mmの振幅位相物体に対て、結像条件、音波周波数15MHzのもとで開口径が、(a)$2d=7.5$mm, (b)$2d=10$mm, (c)$2d=15$mm, (d)$2d=20$mm, (e)$2d=25$mmを用いて得られた。

通音波との間の位相差が半波長異なるにつれ、強いコントラストを呈することが分かった。しかし物体端における強度分布の広がりは全く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($A=\frac{1}{2}$, $\varphi=\frac{2\pi}{3}$)に対する開口径$2d$をパラメータとした時の物体像のシミュレーションを行なった。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)に伴ない、物体端のコントラストは尖鋭になることが分かる。一方、物体端のコントラストは、開口径に依存せず一定である。即ち、edge sharpning effectは、音波間の位相差により生ずるけれども、その強度分布の広がりは位相差に無関係で

あり，レンズ開口径による帯域制限の効果が効くことが明らかになった。この事実から，位相物体の結像も帯域制限の効果に従うものであり，ここで得られた edge sharpning effect の知見は，仮定された物体が，図(3-10)に示した如く位相に関して矩形状であり，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を有すると仮定された物体に対してのみ有効である。位相物体を構成する空間周波数が有限であるか，又は不規則な空間周波数分布である場合，位相物体の画像は異なった効果を生ずる。[38] しかし重要なことは，edge sharpning effect が，位相差によって生成されるコヒーレント結像系の特徴[37]であり，見かけ上分解能が向上されたごとくに観察されるが，分解能の向上とは無関係であることである。[40]

図(3-15)に，音波周波数15MHzを用い，開口径7.5mmと15mmに対するアルミ平板の物体像を示す。アルミ板は，厚さ1mm，物体幅8mm，穴の直径3mm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で物体像が得られ，位相物体として考えることができる。図中の(a)と(b)を比較すると，開口径の増大に伴なって，物体端のコントラストが尖鋭になることが分かり，上述の結論を裏付けている。ここで取り扱ったシミュレーションのモデルは，物体端におけるコントラストを調べるため用いたものであるが，物体内において，屈折率が異なる分布を持つ場合，その境界域の映像に対して，ここでの取り扱いと同等に edge sharpning effect を生ずる。



図(3-15) 透過像における開口径変化による edge sharpning effect。物体は，厚さ1mm 3mmの穴を有するアルミ板である。各像は，開口径が，(a) 2d=7.5mm，(b) 2d=15mmを用いて得られた。

§3.4 結言

第2章で導出されたB.I.S.の結像式に基づいて分化の著しい物体面のX軸方向の結像に着目して、一次元物体の計算を行ない、画像特性の把握を試みた。

シミュレーションは、音波が物体内部を透過し得ない振幅物体と透過音波が存在し、像形成に寄与するような振幅位相物体に分離して考えた。振幅物体の場合、シミュレーション像と光画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のレンズ開口および使用する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、理論的に予測される像と実験像は良好に一致する。音波周波数15MHzとレンズの収差の影響を阻止するオプティマムな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倍以内の幅を有する物体に対して、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倍までの幅を有する物体では、両者は、大体の一致を呈し、物体幅が30倍以上の場合、両者は、良好な一致を示す。このような現象は、装置的には同一であるから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、大きな散乱角で散乱され、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を有する物体の像は、結像光学系におけるコヒーレント系では周知のごとく、その輪郭部の強度の強調といったedge sharpning effectを呈する。入射音波が物体内を伝播する透過像の場合、特に物体端のコントラストが

強調され、この効果は、単に物体内を透過する音波の振幅成分の結像では説明され、位相成分の考慮も必要であると考えられた。

次に、(2)で述べられた現象を解釈するため、照射音波が物体内部を透過に振幅と位相の変化を生ずる振幅位相物体の結像と考え、シミュレーションを行なった。その結果、次の事柄が明らかになった。

(3) Edge sharpning effectは、振幅位相物体(位相物体を含めに)に特徴的な現象であり、直進音波と透過音波との間の位相差によって生ずる。物体端のコントラストは、開口径に無関係で位相差のみに依存し、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 sharpning effectを示す物体端の強度分布は、位相差に関係せずレンズの開口径のみに依存する。開口径の拡大に伴ない、物体端の強度分布は、尖鋭的分布と示すが、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線に替る医療診断法[41)～44)]として活用されつつある。その中で、B.I.S.は、第2章で示したごと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えられる。しかしそのような試料の映像の場合でも、(3)、(4)で得られた知見から、物体の音波の照射方向を選び、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、その像が度々強いedge sharpningと呈することから見かけ上鮮鋭な像が多られ、その用途は広いと考えられる。

第4章 超解像結像系

§4.1 緒言

従来の超音波ホログラフィーによる結像系の分解能は[45]、機械的精度、装置の性能に依存し、理論的に評価することが困難であったり、一般性を欠くことから、通常、実験値で示されていた。

Bragg Imaging Systemは、装置が簡単である他、(1)音場の検出器を必要としない、(2)結像作用にレンズを使用しない、(3)参照波を必要としない、等の特徴を有し、これら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、結像式に基づく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を搬送する音波の回折制限(diffraction-limit)の効果から決定され[21]、物体面の相異なる直交座標軸で異なる。低い分解能を有する座標軸の結像は、それと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前述べた。B.I.S.の非破壊検査、医療診断等の応用と考えた場合、前者の分解能向上による画像の改善が望まれる。分解能の向上と図る一手法として、レンズの開口径を拡大することが考えられるが、拡大光学系のレンズの収差が像を劣化させ、開口径を広く選ばれない。

そこで、本章では、B.I.S.に結像光学系における合成開口法を利用した超解像結像法の導入と試み、一次元的な分解能の向上を図った[46]。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をうけて取り込め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された像を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、光学再生系の構生要素の移動が、光軸と結像点の変化と生せず、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を受け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、Boj等の研究により対象となる座標軸の結像に伴なう位相歪がレンズ開口径のN.A.(2α)が $2\alpha < 2$ の範囲内で使用される時、10^{-5} radian以下[44]であることから保証されると考えられる。その他、第3章で調べた劣化要因、例えば、音波吸収の効果と音波強度の変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、これと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

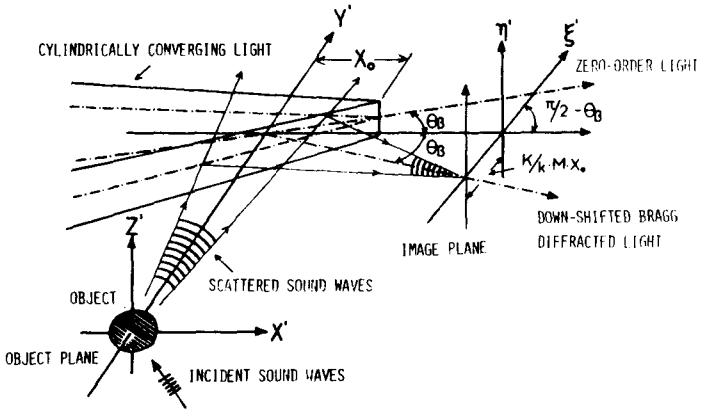
B.I.S.の結像に関するAngular Spectrum法の仮定、即ち物体は、音波長の数倍以上であり、散乱音波のエネルギー分布は、大半に於いて前方に分布するforward scatteringであり、散乱過程は、入射音波の強度に対して弱い散乱波であるweak scatteringの仮定[49]に従うものとする。

図(4-1)に示した座標系[図(2-4)と同一の座標系であるから説明を略す]において、

---

* 後川に存在しても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で照射した場合，生ずる散乱音波と照明光が相互作用して生起する−1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

物体像の検知面を，拡大光学系の倍率をMとする$(\xi'-\zeta')$面［図(2-4)で示した第2像面］で考える。ξ'軸上の結像光の振幅分布は，式(1-37)から次式で与えられる。[21]

$$E_{-1}^{S}(\xi')=C_S \exp[-j(\omega-\Omega)t]\int_{-\infty}^{\infty} O(x')\exp(jKP_0x')\cdot H(\xi'-x')dx', \quad \cdots\cdots (4-1)$$

ただし，Hは，装置関数であり

$$H(\xi';x')=\int_{-\infty}^{\infty} R(p)\exp\left[-jKp\left(x_0-x'+\frac{k\xi'}{KM}\right)\right]dp, \quad \cdots\cdots (4-2)$$

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

ここにR(p)は，レンズの瞳関数を表わし，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，開口径の大きさで決まる最大角の方向余弦を表わす。Ω，Kとω，kは，夫々音波と光波の時間的角周波数と波数ベクトルを表わす。

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，物体の中心を考え，これに対する結像点ξ_0'は，式(4-2)の指数部$\exp\left[-jKp\left(x_0-x'+\frac{k\xi'}{KM}\right)\right]$を零と置き，

$x'=0$ と用いて、$\xi_0' = -(k/k)Mx_0$ となり、P_0 に関係ない。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一な座標点である。しかし、検出される物体像の画質は異なると考えられる。これと調べるため、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を $\mu = KP$ に選べば、その逆変換が物体面のX軸と同等のスケールで表示されてしまうので、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。

$$Kp(X_0 - X' + \frac{k\xi'}{KM}) = \frac{kP}{M}(\xi' + \xi_0 - \frac{KX'}{k}) \quad \cdots\cdots (4-4)$$

ここにおいて、空間周波数に対する変数を $\mu' = \frac{kP}{M}$ とすることができる。結像の中心座標 ξ_0 を考慮して、ξ' 軸に関する物体像のスペクトラムは、式(4-1)～式(4-4)と用いて

$$\hat{E}_{-1}^{s}(\mu') = C_s \int_{-\infty}^{\infty} E_{-1}^{s}(\xi' + \xi_0) \exp[-j\mu'(\xi' + \xi_0)] d(\xi' + \xi_0)$$

$$= C_s \hat{O}(Kp - Kp_0) R(Kp) \delta(Kp - \frac{KM\mu'}{k})$$

$$= C_s \hat{O}(\frac{KM\mu'}{k} - Kp_0) R(\frac{KM\mu'}{k}) \quad \cdots\cdots (4-5)$$

ここに

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

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

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

$$\hat{E}^{s}_{-1}(\mu)=C_s\hat{O}(\mu-KP_0)R(\mu), \qquad \cdots\cdots\cdots (4-7)$$

となる。ここにおいて変数μ'は，μ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$R(\mu)$により，$-KP_m$からKP_mの帯域内に制限され，物体スペクトラムは，周波数領域において，照射音波の伝搬角に対応した空間周波数KP_0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よる結像が可能であることが分かる。この際に重要な点は，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い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。この概念に基づく結像法は，合成開口法としてパラボラアンテナの口径で帯域制限を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，斜方向の音波の物体照射により生ずる物体の低周波，中間周波，高周波帯域成分の空間情報による物体像を作成し，これ等の振幅位相分布とコヒーレント検出し，かつリニアー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を利用して遂行することができ，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プラーシフトをうけた回折光であるから，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

$$E_{-1}^{r}(\xi'+\xi_0) = Cr \exp\{-j[(\omega-\Omega)t + kPr(\xi'+\xi_0)]\}, \quad \cdots\cdots (4-8)$$

と用いることにする。ここにCrは，参照波の強度に関する定数，Prは，像面のξ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−1次回折光を表現したもので，非線形な位相項を含まない。[30]

この参照光と結像光とを像面で記録すれば，通常の光学ホログラムと同様に，イメージホログラムが作成される。ホログラムのtrue-image項を抽出すると

$$F_H(\xi'+\xi_0) = E_{-1}^{s}(\xi'+\xi_0)\, E_{-1}^{r}(\xi'+\xi_0)$$

$$= Cr\, E_{-1}^{s}(\xi'+\xi_0) \exp[-jkPr(\xi'+\xi_0)], \quad \cdots\cdots (4-9)$$

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を施し，式(4-7)を用いて

$$\hat{F}_H(\mu) = Cr\, \hat{E}_{-1}^{s}(\mu + kPr)$$

$$= CsCr\, \hat{O}\left[\mu + k\left(Pr - \frac{KP_0}{k}\right)\right] \cdot R(\mu + kPr), \quad \cdots\cdots (4-10)$$

となる。式(4-10)は，式(4-7)と比較することにより，イメージホログラムのスペクトラムが空間周波数の領域において，物体像のスペクトラムを干渉縞のもつ空間周波数kPr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ラム$\hat{O}(\mu)$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, $p_r - (K/k)p_o = \text{constant}$ 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、瞳関数だけを任意な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ホログラムを同一のフィルムに記録し、多重露光ホログラムを作成するならば、その再生像は、開口径の拡大された結像系で得られる物体像と同一な像である。この結像原理は、多重露光ホログラムを構成する各イメージホ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を記録した再生光波の干渉性を利用したものである。

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_o と p_r に関する条件は、次のようになる。

$$Kp_{ol}^{n} = -(n-1)Kp_m + 2(l-1)Kp_m , \qquad \cdots\cdots(4-11a)$$

$$kp_{rl}^{n} = (n+2)Kp_m + Kp_{ol}^{n} , \qquad \cdots\cdots(4-11b)$$

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

ここに n は、多重露光ホログラムを構成するイメージホログラム数、l は、低い空間周波数側から決定されるホログラムの作成順序を表わす。式(4-11a)は、n 重ホ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ことなく連続的に配置される条件を表わす。式(4-11b)は、各イメージホ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。

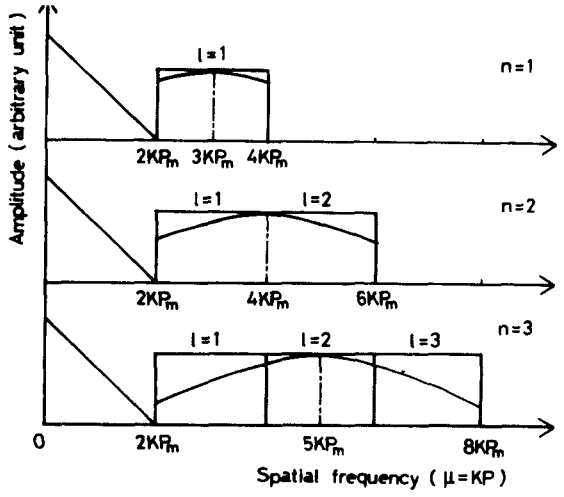
N重露光ホログラムの空間周波数分布は、B.I.S. がコヒーレント系であることから、イメージホログラムの複素振幅分布のフーリエ変換の総和として記述され、式(4-11a),

式(4-11b)と式(4-10)に代入して

$$\hat{F}_H^n(\mu) = \sum_{\ell=1}^{n} \hat{F}_{H\ell}$$

$$= C_s C_r \hat{O}[\mu+(n+2)KP_m] \cdot \sum_{\ell=1}^{n} R[\mu+(2\ell+1)KP_m], \quad \cdots\cdots (4-12)$$

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、各イメージホログラム間で一定値であると近似した。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を与える瞳関数が露光回数倍拡大され、物体スペクトラム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て、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有することが明らかである。



図(4-2) ホログラムの多重記録に伴な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。

しかし、式(4-12)は、各ホログラム間の時間的な要因による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な位相項が異なる。時間的位相差は、ホログラムの干渉縞の空間的な移動を与え換言すれば、干渉縞の移動量がホログラムの位相差を記録している。

各ホログラム間で異なる位相を有する多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、物体像と異なった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ければならない。本方法で生ずる時間的な位相項[37]を全て考慮すると、式(4-12)は、

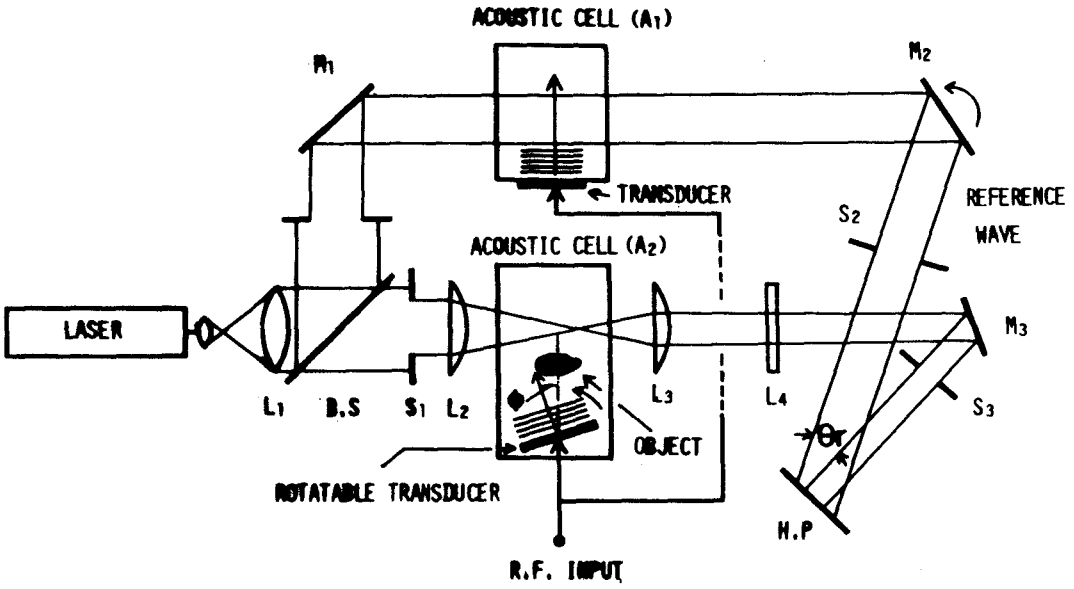
$$\hat{F}_H^n(u) = C_S C_r \hat{O}[u+(n+2)KP_m] \cdot \sum_{l=1}^{n} \exp(-\psi_l) \cdot R[u+(2l+1)KP_m], \quad \cdots\cdots (4-13)$$

ただし

$$\psi_l = \psi_{lr} + \psi_{ls}, \quad 0 \leqq \psi_l < 2\pi, \quad \cdots\cdots\cdots (4-14)$$

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、ホログラムの干渉縞の周期性から，0から2πまでの値であり、座標系に依存しない。ψ_lによる干渉縞の移動量は、その空間周波数k_{pr}が音波像の空間周波数帯域内で決定される性格のもの、例えば、$n=3$，$l=3$の時，式(4-11a)(4-11b)より、$KP_m/2\pi = 1$ cycles/mmの空間周波数に対して$k_{pr_3} = 7$ cycles/mmとなるから、主としてψ_{ls}が影響する。このことから、ψ_{ls}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を行なうことができる。何故ならば、ψ_{ls}は、水晶振動子とAcousto-Optic interaction領域との間の距離に対する音波長の比で与えられ、この距離を音波の$1/10$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($f=300mm$)，L_2＝照明光用レンズ($f=120mm$)，L_3＝倍率補正用レンズ($f=88mm$)，L_4＝倍率補正用レンズ($f=1200mm$)，S_1＝散乱音波の回折制限用絞り，M_1＝ミラー，M_2＝回転ミラー，S_2とS_3＝零次光ストッパー，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を利用した音波像のイメージホログラム作成系であり，図(4-3)に装置の構成を示す。ホログラム作成のため，二台の超音波槽を使用し，(A_1)を参照光用，(A_2)を結像光用として用いた。

使用した電気信号は，15MHzの正弦波で，水晶振動子の厚さ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すことにより安定化し，水晶振動子に印加した。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と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できる。

ホログラム作成光学系は，B.I.S.と参照波発生系を並列に配置した干渉系である。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.である。各光学要素は，S_1：散乱音波の回折制限を与える絞り，L_1：コリメータレンズ($f=300mm$)，L_2：凹面レンズ

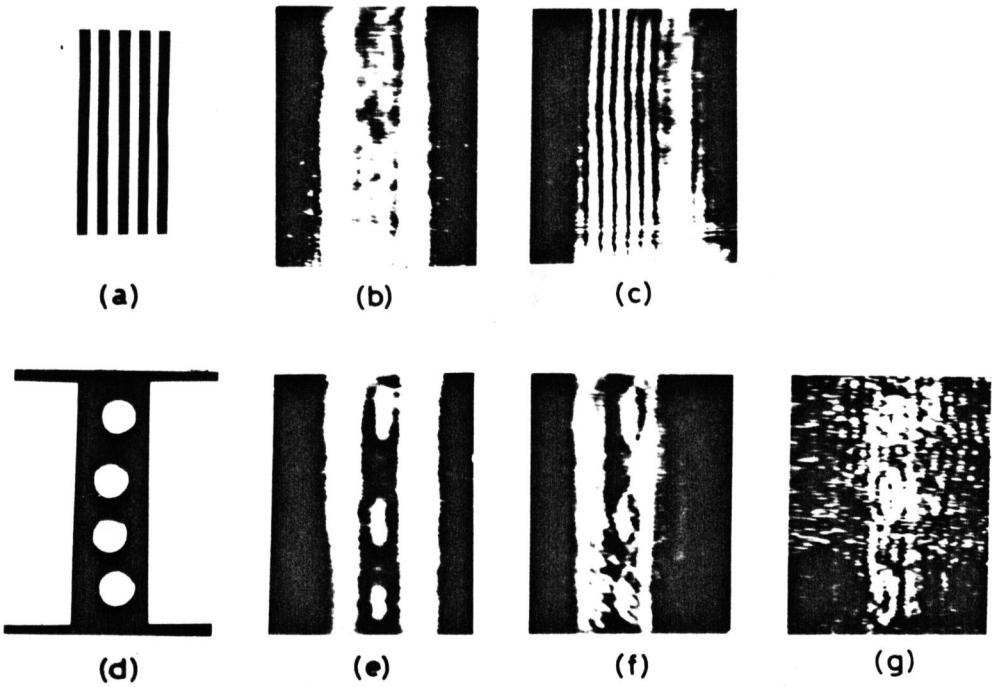
($f=120mm$), L_3：倍率補正用レンズ($f=88mm$), L_4：倍率補正用レンズ($f=200mm$)である。物体は、超音波槽(A_2)内に水浸され、回転可能な水晶振動子を調整して得られる斜方向の平面波音波で照射される。生ずる物体像は、その仰ぎ角に対応して物体の低周波、中間周波、高周波帯域の周波数による像が得られ、前節で用いた仮定に従い拡大倍率 $M=b/k$ の補正がなされてホログラム面 H.P に投影される。参照光は、左端から伝播する平面波光波と超音波槽(A_1)内を伝播する平面波音波との相互作用により生起される平面波の一次回折光を用いた。このようにして得られた結像光と参照光は、互いにコヒーレントであり、直接光とスリット S_2 と S_3 で除き、ホログラム面 H.P. で写真フィルム（Agfa Gevaert 社製 10E75A）に記録されて、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を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］を中心軸とした回転および ミラー M_2 の Z' 軸を中心とした回転で行なった。水晶振動子の回転角は、式(4-11a), (4-11b)に基づいて、$0 \sim \pm 1.4\times10^{-1}$ radian, ミラーの回転角は、$0 \sim 1\times10^{-3}$ 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（$\pm 5.0\times10^{-6}$ radian）であり、参照光の方向の設定に必要な精度を保持している。時間的位相項の調整は、超音波槽(A_2)上に装備された水晶振動子の摺動機構により、水晶振動子を Y 軸［図(4-1)参照］方向に約 0.01 mm（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、光学ベンチに設置された拡大レンズでホログラムの干渉縞を観察し、物体像の中心で常に対称な干渉縞を生ずるように調整した。このような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る物体スペクトラムの低周波領域から高周波領域での結像による、物体像の画質の変化を調べた。

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、ハイパスフィルターを使用した結像系の像と類似に効果を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15MHz、レンズの開口数 N.A.=0.055 を用い、照射音波の方向を変化させて得られた物体像を示す。試料は(a)が



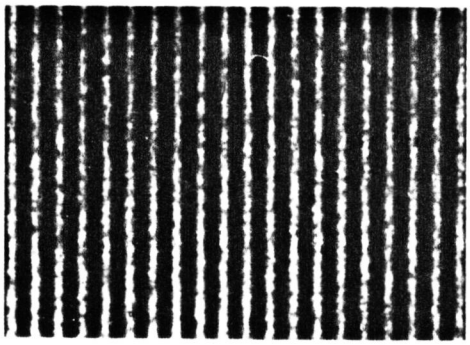
図(4-4) 照射音波の物体に対する入射角(p_0)の変化に伴なう像形成。(a)=試料(格子、1 cycle/mm)、(d)=試料(幅5mm、直径3mmの穴を有するアルミ板)、(b)と(e)=通常の物体像($p_0=0$)、(c)と(f)=物体像($p_0=0.75 K P_m$)、(g)=物体像($p_0=1.25 K P_m$)。

直径 $\phi=1mm$ のワイヤーを 1mm 間隔で並列にした周期物体と，(d)が幅 5mm $\phi=3mm$ の穴を有するアルミ板である。物体像(b)と(e)は，Y軸と垂直な面内に水晶振動子を配備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本のワイヤーが分解されず，ワイヤーの周期で決まる物体のスペクトラムの空間周波数 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，物体スペクトラムは，空間周波数領域で 0.75KPm 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本のワイヤーが分解されて映像され，物体のスペクトラムが，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，物体端においてコントラストを生じ，ハイパスフィルターの結像と類似した効果を見い出すことができる。更に，散乱音波の回折制限を与える角度以上の 1.25 Pm の回転を施すと，バックグラウンドの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，0.75KPm 以下の物体の低い空間周波数も除かれた物体像(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。ここにおいて散乱音波の回折制限される以上の散乱角で伝播する高い空間周波数の情報を搬送する音波が結像に充分な音波強度を保持していることが分かり，この成分を結像に取り込む超解像結像系の有効性が確められた。実験結果から得られた別の知見として，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されることを確認するため，結像光と参照光の干渉性を調べた。

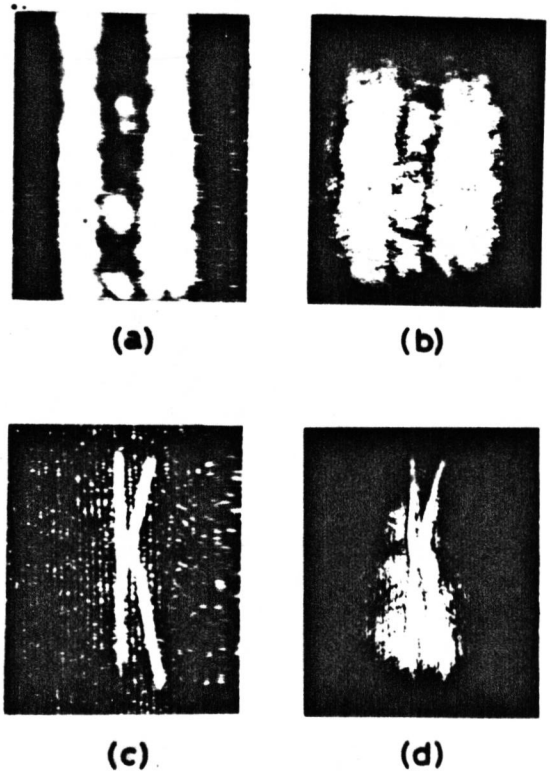
図(4-5)は，両者の干渉パターンであり，後に示す多重ホログラムのスペクトル分布における零次光成分と合成された開口の占有する帯域を分離するのに充分な干渉

縞の空間周波数80 cycles/mm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ことが分かる。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 cycles/mmである。

次に試料に対する物体像を求め、同一な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て、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)とホログラムの再生像(b)を比較すると、(b)は(a)に対して劣化なしに再生され、考案されたホログラム作成系の有効性が指摘できる。それ故にB.I.S.の結像光と1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ンドノイズを減ずることができる。何故ならば、バックグラ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を有する搬送光波で伝達され、ノイズ情報と記録

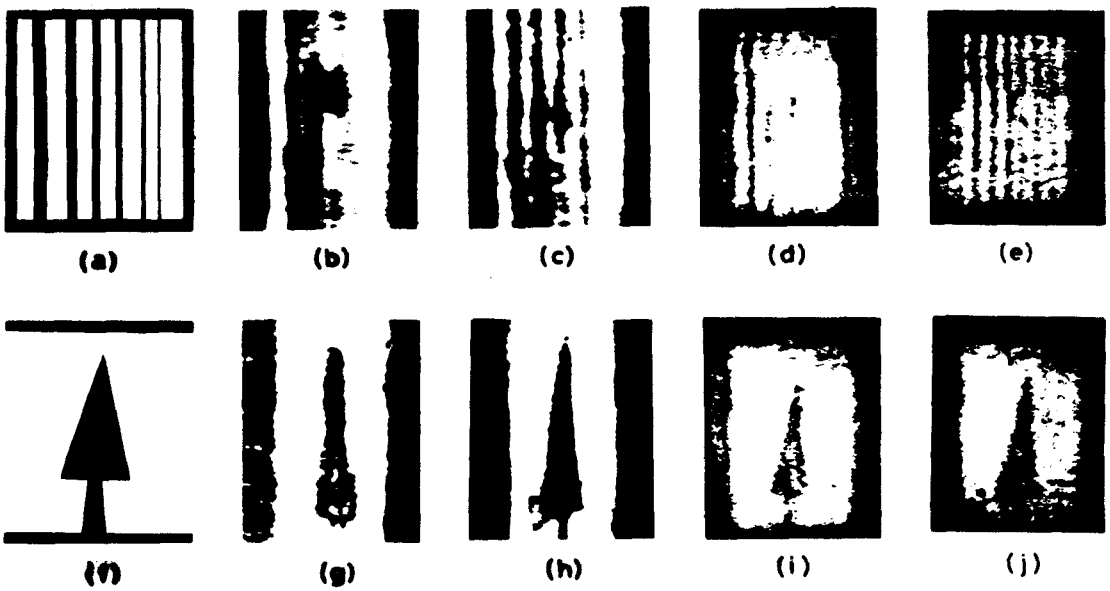


図(4-6)ホログラムの再生像。
各物体像は、(a)通常の物体像、(b)ホログラムの再生像;(c)通常の物体像、(d)ホログラムの再生像である。

する参照光との干渉縞は、両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。この効果を、文字Kの内部を除いて照射音波を通さない物体（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)において観察される顕著なバックグランドノイズが、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低コントラストで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 を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を比較して超解像結像法による一次元的な分解能の向上の効果を調べた。

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 の幅を有する平板およびワイヤーを非周期的に配列したものと、(f)が、底辺 6.0mm で高さ 12.0mm の三角形状のアルミ板である。比較されるべきもとの像(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 1.6mm である。さらに像(c)と(h)は、(b)と(g)の2倍の開口径 N.A. = 0.083 を用いて得た通常の物体像である。この場合、B.I.S. の適正と考えられる開口径（2d = 15mm）であり、前述した如く、理論的分解能 0.8mm に対して実験的分解能 1.2mm である。比較すべき再生像(d)と(i)は、N.A. = 0.041 を用い、照射音波と参照光波の伝播方向を変化させて得られた2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径は、(c)と(h)におけるレンズ開口径と同一となる。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3重露光ホログラムの再生像で

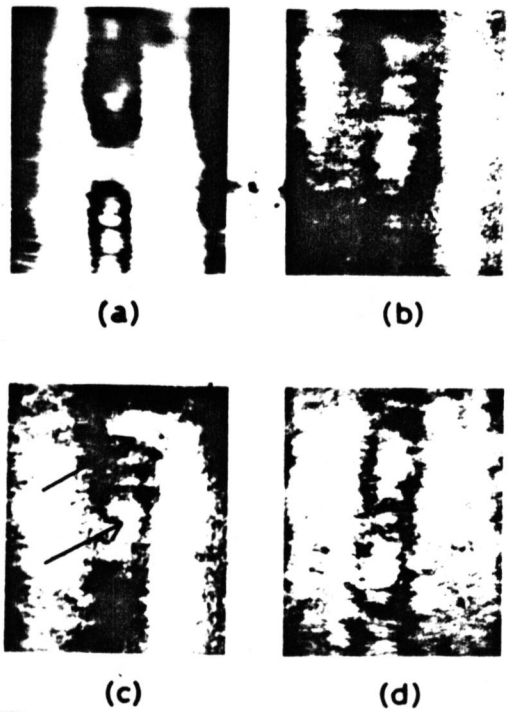


図(4-6) 多重露光ホログラムの再生像における分解能に関する観察。試料は、(a)=格子(幅1.6, 1.0, 0.8, 0.6, 0.5, 0.25 mm)と(f)=アルミ板(底辺6.0 mm, 高さ12 mm)である。各物体像は、結像条件、音波周波数15 MHzのもとでレンズの開口数が異なり、夫々、(b)と(g)=通常の物体像(N.A.=0.041), (c)と(h)=通常の物体像(N.A.=0.083), (d)と(i)=2重露光ホログラムの再生像(N.A.=0.041), (e)と(j)=3重露光ホログラムの再生像(N.A.=0.041)である。

あり、(b)と(g)の開口径の3倍の空間周波数帯域を有する物体像を実現するものである。像(e)において、試料の1.6, 1.0, 0.8 mmの格子が分解されており、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が結像に寄与したことが分かる。これ等の結果から、超解像系を構成すれば、B.I.S.で得られるもと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に向上したことが結論される。Smith等は、B.I.S.における分解能の評価を行ない、分解能の下限を音波長の10倍、即ち1.0 mmと推定して報告しているが、超解像系を用いれば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ものと思われる。しかしながら、像(d)で観察される如く、格子の平行性を歪曲する現象が見られる。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、それのn倍の時間を要するところから、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なう不規則な水流、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、2mの穴を有するアルミ板で、各物体像は、結像条件、音波周波数15MHzのもとでレンズ開口数N.A.が異なり、夫々、(a)=通常の物体像(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の穴を有する試料を用い、実験結果を図(4-8)に示す。物体像(a)、(b)と(d)は、レンズの開口数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。通常の物体像(a)では、理論的分解能が3.6mmである故に、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を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)+(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。このような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の帯域の移動操作，位相差の補正が不完全であるために生ずると考えられ，常に生ずる性格のもので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.に導入を試みた超解像結像系の原理は，多重ホログラムを構成するイメージ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の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を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れる。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，原理的かつ精度の上からも，再生像の劣化が比較的少ないと考えられる。即ち，

(1) B.I.S.の物体像の分解能が低いことに帰因して，ホログラムの干渉縞の空間周波数が低く，レンズの開口径に対応した帯域幅を与える空間周波数が低く，帯域の設定が可視的に行なえ，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，

像面で各ホログラムにおける参照光の強度変化は少ない。

(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。

これ等の特質に反して、本結像法では、B.I.S.の実時間映像の特質を欠如させる不利を伴する。しかし、従来の超音波映像の分野における各種の結像法では、結像式に基づく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、ナンス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、意義があるものと思われる。

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、超音波映像法の分野において、音波の物体に対する透過性の問題が重要視され、研究されつつある。Bragg Imaging System により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/cm² [43] を用いて、音波の吸収係数 2/3 dB/cm²（15 MHz の音波に対する値）、厚み約 30 cm の生体を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）の音波を用いたとすると、音波の媒質中の吸収係数は、ほぼ周波数の2乗の逆比で低減されるため、像の検出は、容易に行なえる。しかし、第2章で示した如く分解能が低下し、数十 mm オーダー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を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を必要とする装置上の問題点を生ずる。このような理由から、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れば 2×10^{-9} watts/cm² までの音響出力の検出が可能であることを報告 [43] 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、スペックルノイズ、光波と音波の相互作用による Brillouin

scattering に起因するノイズ[52]が現われて，弱い音響出力による像の検出は，ノイズと強調する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を利用した 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を損じ，像の強度の増幅が計られない。

筆者は，この欠点を除きかつ低い音響出力での映像を可能にするため，像を電気信号に変換してノイズ処理を行なう方法を考案した。

本章では，像面に現われるノイズ成分の大部分が零次光と同一な時間周波数をもつ光波により搬送されることを実験的に確認し，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みで映像表示できる電気的処理システム[53]とその実験結果について述べる。次に，像面に現わ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の生物試料に対する有効性について述べる。

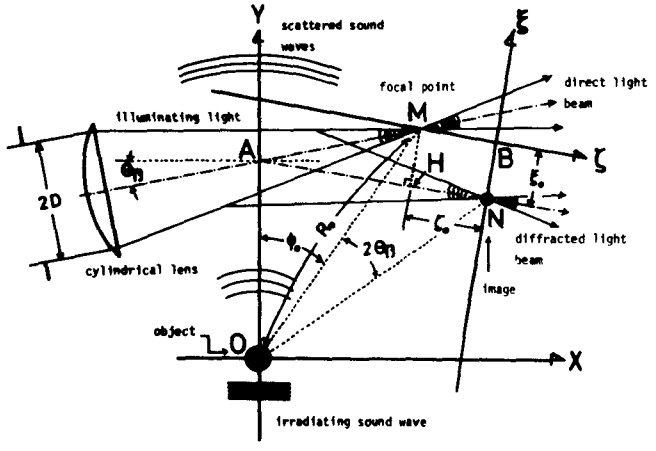
§5.2 Bragg Imaging System で発生するノイズ

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，再生過程を具備し，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，物体を音波で照射することにより生ずる散乱音場は，物体の散乱振幅と記録し，かつ音波周波数で変動する搬送波を有することから ホログラムと考えられる。像再生は，媒質中の散乱音場をレーザー光で照明することにより行なわれ，この過程で物体像には，多量のノイズを生ずる。

周知の如く，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

のランダムな位相分布によりスペックルノイズを生ずる。B.I.S.においても、単一モードの照明光(レーザー光)が、媒質(水)内の物体情報以外のTyndall現象による非定常な位相変化及び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ペックルノイズを生ずる。このようなノイズは、その生成過程を考えれば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-shift[1]しか受けないので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ている故に、これと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、その結像を考えると、ノイズの発生がホログラムと考えられる音波と光波の相互作用域(Acousto-Optic interaction area)であるため、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調べるため、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軸を選び、物体内にY軸と直交するX, Z軸で作られる平面を物体面とする。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ξ_0移動した点Bが像面の原点で回折光の中心線に垂直にξ軸、平行にζ軸と決定すると、座標系(ξ, ζ, γ)で表わされる。



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(X₀,Y₀,0)=照明光の焦点、N(ξ_0,0.0)=O点に対する像の中心点、である。△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。

このような座標系の設定から、物体面の中心(X,Y,Z)=(0,0,0)に対応する像の中心は$(\xi, \zeta, \gamma) = (\xi_0, 0, 0)$となり、零次光の焦点

35), 54)~58)

$M(X_0, Y_0)$ と像の中心 $N(\xi_0, 0)$ 間の距離は、$\sqrt{\xi_0^2 + \zeta_0^2}$ となる。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 を用いて

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

となる。式(5-1)を用いて、線分 $\overline{MN}$ は、$\overline{MN} = \left(\frac{K}{k}\right)\sqrt{X_0^2 + Y_0^2}$ となり、30MHz 以下の音波を用いた結像においては、$\left(\frac{K}{k}\right) \lesssim 10^{-2}$ 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れば、本システムで便用する諸定数、即ち水中の音波長、$\Lambda = 0.1\,mm$、レーザー光の波長 $\lambda_0 = 6.33 \times 10^{-4}\,mm$、$X_0 = 50\,mm$、$Y_0 = 20\,mm$ を用いて、$\zeta_0 = 9.7 \times 10^{-2}\,(mm)$ となる。光学的な着眼点から円筒レンズの焦点深度 $\Delta\zeta$ を調べれば、$\Delta\zeta$ は、円筒レンズの開口径 2D と焦点距離 f を用いて、$|\Delta\zeta| \leqq 2\lambda_0\left(\frac{f}{2D}\right)^2$ で与えられ、レンズのオプティマムな開口径 $\alpha = 0.063$、$f = 120\,mm$ とすると、$\Delta\zeta = 1.7 \times 10^{-1}\,mm$ 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大きな開口径では、$|\zeta_0| < |\Delta\zeta|$ 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、$\zeta_0 = 0$ と近似しても光学的な問題を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軸上に分布するリボン源 $A_N(Y)$ の結像を考える。このリボン源により発生する像面上のスペックルパターンの振幅位相分布は[26]、座標系に関して、$\cos\theta_B = \sqrt{1 - \sin^2\theta_B} = \sqrt{1 - \left(\frac{K}{2k}\right)^2} \simeq 1$ 故 Y軸 // ζ軸と考えると、

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

ここに E_0 は照明光のコリメート時の強度，p はレンズの開口関数を表わす。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なっていることが分かる。強度として検出されるノイズパターンは，従ってレンズ開口が極めて大きいと看做すと，

$$|E_N(\xi)|^2 = \text{const} \left| \int_{-\infty}^{\infty} A_N(Y) \exp\left(-j \frac{2\pi \xi Y}{\lambda X_0}\right) dY \right|^2$$

$$= \text{const} \iint_{-\infty}^{\infty} A_N(Y) A_N^*(Y) \exp\left[-j \frac{2\pi}{\lambda X_0} \xi (Y - Y')\right] dY dY'$$

$$= \text{const} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\int_{-\infty}^{\infty} A_N(Y) A_N^*(Y - Y'') dY \right] \exp\left[-j \frac{2\pi \xi Y''}{\lambda X_0}\right] dY''$$

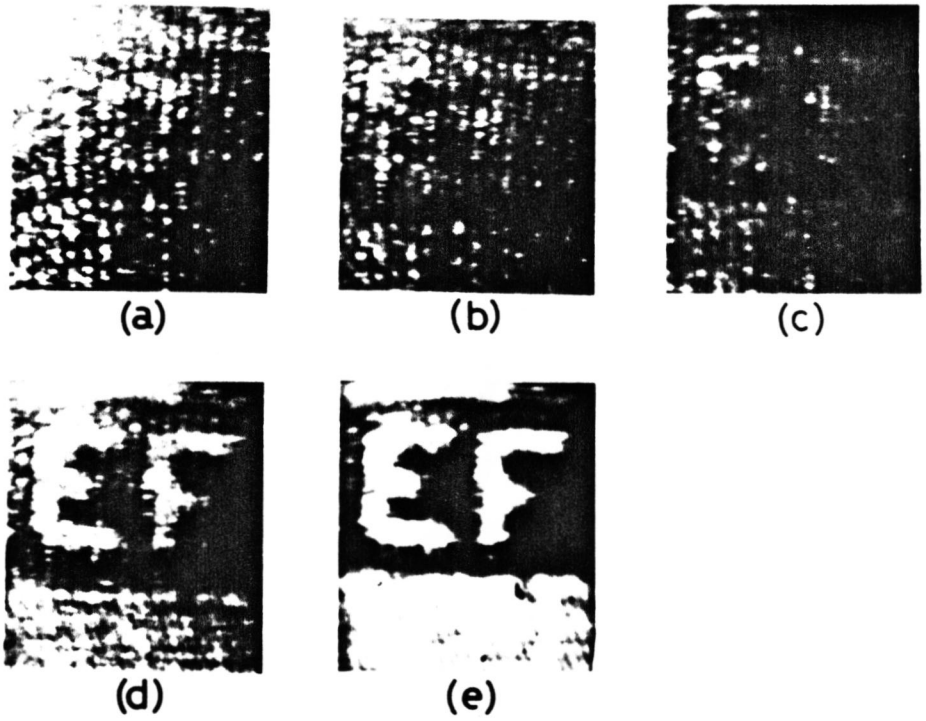
$$= \text{const} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_{A_N A_N}(Y'') \exp\left[-j \frac{2\pi \xi Y''}{\lambda X_0}\right] dY'', \quad \cdots\cdots (5\text{-}3)$$

但し

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

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

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。このスペックルパターンの他，実際には，照明光の開口絞りの Fraunhofer diffraction pattern が像面上に現われ，前述した如く 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。これ等のノイズは，レンズ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押えるため，開口径を制限することから無視できず，像の検出性を妨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_{el} = 0 watt, (b) P_{el} = 0.13 watts, (c) P_{el} = 0.26 watts, (d) P_{el} = 0.53 watts, (e) P_{el} = 1.2 watts を用いて得られた。

先に解析したノイズパターンの特性を確認し、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_{el} 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を彫ったもので、物体照射に用いた音波の励振電力は、水晶の印加電圧で示すと、各、(a) V_{el} = 0 V_{p-p} (P_{el} = 0 watt), (b) V_{el} = 50 V_{p-p} (P_{el} = 0.13 w), (c) V_{el} = 70 V_{p-p} (P_{el} = 0.26 w), (d) V_{el} = 100 V_{p-p} (P_{el} = 0.53 w), (e) V_{el} = 150 V_{p-p} (P_{el} = 1.20 w)である。

音波の存在しない場合、即ち(a)において、像面で観測されるノイズは、図中の糸状点に対応するレンズ開口径によるFraunhofer diffraction pattern(以後F.D.P.と略す)とスペックルパターンであることが分かる。ノイズ源の空間分布は、一般にガウス分布に従うと考えられる。したがって像面上のノイズの強度分布は、先に調べたようにノイズ源のパワースペクトルであるから、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，スペックルパターンは，F.D.P.に重畳されず，これにより変調されていることから，両者は，multiplicativeである。像(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なう，物体像の出現過程を示す。音響出力の増大により，像の検出が容易となることは明らかであるが，生体試料の損傷を考えに励振電力の上限を $P_{el}=1.2$ watt とすると，映像に有効な励振電圧の範囲は，60 vp-p から 150 vp-p であることが分かる。この事柄から，ノイズが，物体像の検出性を防げ，ノイズの強度は，励振電力約190 mwatts ($V_{el}=60$ vp-p) で発生する音波による回折光の強度とほぼ等しい。したがって，190 mwatts 以下の強度を有する透過音波により結像される物体像においては，ノイズ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，バックグランドのノイズパターンは，音波強度の増加に対して多くど影響されず音波を励振する以前のパターンに類似することが分かる。したがって，音波の励振電力 0 ~1.5 watts の領域で発生する音波の映像に関して，新たなノイズの影響は，無視でき，その結果，像の検出感度を劣化させるノイズとして，零次光成分に寄因するノイズのみを考慮すればよいと考えられる。

更に，図(5-2)のノイズパターンと詳細に観察すれば，個々のスペックルノイズの水平方向の直径は，F.D.P.の1サイクルの距離より短か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.の分解能に関係する量を与えると推測される。これを調べるため，$\xi_0=0$ と近似して決定される像面 (ξ,η) 上の F.D.P. の複素振幅分布 E_F を求めると，$\cos\theta_B\simeq 1$ の近似を用いて次のように表わされる。

$$|E_F(\xi)|^2=\left|\frac{\pi D E_0}{\lambda_0 f}\left[\sin\left(\frac{kD\xi}{f}\right)\Big/\left(\frac{kD\xi}{f}\right)\right]\right|^2 \qquad \cdots\cdots(5\text{-}5)$$

ここに πD は，照明光のコリメート時の開口径を表わす。

式(5-5)より，F.D.P.の1サイクルの距離は，

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

となる。式(5-1)に示したごとく，ξ軸とX軸の間のスケールの変換は，結像倍率(K/k)を用いて，次のようになる。

$$\Delta X_N = \left(\frac{k}{K}\right)\Delta\xi_N = \frac{\lambda}{2\sin\alpha} . \qquad \cdots\cdots\cdots (5-7)$$

式(5-7)は，第2章で示した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，像面上のF.D.P.の周期を測定すれば，映像された物体像の分解能と結像に用いた開口径の大きさを直ちに知ることができる。F.D.P.と空間周波数的に解釈すれば，レンズの開口径により制限される像の最大空間周波数が $1/\Delta\xi_I = \frac{2\sin\alpha}{\lambda}$ であるから，式(5-6)で示される零次光の最大空間周波数との間に

$$\frac{1}{\Delta\xi_N} = 2\left(\frac{1}{\Delta\xi_I}\right) , \qquad \cdots\cdots\cdots (5-8)$$

の関係が成り立ち，光学ホ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。

以上を要約すれば，F.D.P.の周期成分が零次光成分のハイの最大空間周波数と与えスペックルノイズ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った。

§5.3 ノイズの除去法

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ノイズ（以後ノイズ成分と省略す）が混入して，その検出性を困難なものとした。しかし，結像光とコヒーレントな参照波を重ね合わせて記録し，これを電気的に入力して映像した場合，前述した如くノイズ成分と結像成分（回折光成分）との時間周波数が異なることから，結像成分のみが安定な干渉縞を生じ，この干渉縞で振幅変調された信号成分を帯域フィルターを用いて抽出すれば，ノイズ成分と分離できる。

像面(ξ,η)に形成される物体像とノイズが$m(P/K)$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，

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

で表わされる。ここにE_I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てのノイズ振幅を示し，ωとΩは，光波と音波の角周波数である。結像光とコヒーレントな平面波回折光を参照波として用いれば参照波の振幅分布は，

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

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を表わす定数であり，θは，参照波の伝播方向がξ軸に対してつくる入射角である。参照波と

重ね合せて記録すると、像面(ξ', ζ')上の強度分布は、

$$F_H(\xi') = \left| U(\xi') + U_r(\xi') \right|^2$$

$$= \left| E_I(\xi') \right|^2 + \left| E_N(\xi') \right|^2 + \left| E_R \right|^2 + 2E_I E_N \cos\Omega t + 2E_N E_R \cos($$

$$\Omega t - k_0 \xi' \sin\theta + \varphi) + 2E_I E_R \cos(k_0 \xi' \sin\theta + \varphi), \quad \cdots\cdots (5-11)$$

となる。式(5-11)は、時間的な周波数の表現を無視して考えれば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。

像面上の強度パターンを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をvとすると、$\xi = vt$の関係を用いて、

$$F_E(t) = \left| E_i(t) \right|^2 + \left| E_n(t) \right|^2 + \left| E_r \right|^2 + 2E_i E_n \cos\Omega t + 2E_n E_r \cos($$

$$\Omega - \omega_s)t - \varphi] + 2E_i E_r \cos(\omega_s t + \varphi), \quad \cdots\cdots (5-12)$$

ただし

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

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を表し、lは、ビジコン

管面上の水平走査距離，t_0は，水平のトラスターの掃引時間，$\omega_s/2\pi$は，干渉縞の掃引周波数，$\omega_c/2\pi$は，ξ軸上の干渉縞の空間周波数である。第6項の映像成分 $E_i E_r$ は，ノイズを含まない物体情報を電気的な搬送波 $\cos(\omega_s t+\varphi)$ で伝達することとを示す。式(5-13)の関係式から，ω_cを変化させれば，ω_0が変化するから，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，ビジコンの有効帯域に制約があり，TV用ビジコンの場合，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 Off-set で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，$\Omega \gg \omega_s$と看做せば，干渉項 $E_i E_n$ と $E_n E_r$ は，音波周波数($=\Omega/2\pi$)の近傍の時間周波数に帯域を有し，この結果，$E_i E_r$は，バイアス項との分離だけを考慮すればよい。

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', ζ')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。ビジコン管面上[像面(ξ', ζ')上]に，N個配列された白黒周期パターンを考えると，このパターンの空間周波数は，

$$\frac{1}{\Delta\xi'} = \frac{N}{2l}, \qquad \cdots\cdots\cdots (5\text{-}14)$$

であり，この時，像の分解能は，$l/N = 2\Delta\xi'$である。この周期パターンをビジコンで電気的に検出する場合，水平走査して得られる電気信号の時間的周波数は，

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

となる。物体像の空間周波数と像の電気的走査により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

$$W_E = \frac{1}{t_s}\left(\frac{l}{\Delta\xi'}\right) , \qquad \cdots\cdots\cdots\cdots (5-16)$$

となる。この関係式から、有効帯域 $W = 4\,MHz$ と有するビジコンを用いた visual system の入力像の解像限界は、$l = 10\,mm$, $t_s = 53.3\,\mu sec/raster$ を用いて、$1/\Delta\xi' = 21.3\ cycles/mm$ である。又、CRT 表示像の分解能は、回路的に生ずる劣化がないものとすると、式(5-14)から、$42.6\ cycles/mm$ となる。

次に事柄を用いて、物体像をビジコンにより電気的に検出した場合、式(5-12)の各項の電気信号の時間周波数分布を言及べる。ビジコン管面上の像面(ξ', η')における物体像の最大空間周波数は、像面(ξ, η)上での物体像のそれが $1/\Delta\xi_I = \frac{\sin\alpha}{\lambda}$ であるから、拡大光学系の倍率 $m(=\frac{1}{K})$ を用いて

$$\frac{1}{\Delta\xi_I'} = \frac{K}{mk}\left(\frac{1}{\Delta\xi_I}\right) = \frac{\sin\alpha}{m\lambda} , \qquad \cdots\cdots\cdots (5-17)$$

となり、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)のベイアス項の像面(ξ', η')における最大空間周波数は、式(5-8)を用いて

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

となり、$|E_N(\xi')|^2$ の最大空間周波数である。式(5-17)、(5-18)を式(5-16)に代入すれば、

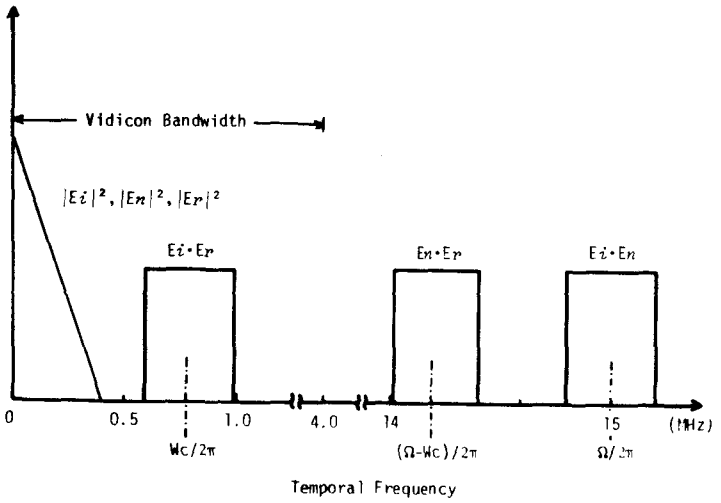
電気信号に変換された式(5-12)の各項の時間周波数領域における帯域幅が決定される。式(5-12)の映像項 $E_i E_r$ が空間周波数領域において、バイアス項と分離しかつ連続的に配置される時、$E_i E_r$ の帯域の中心周波数は、式(5-16)、(5-17)、(5-18)を用いて

$$w_{ir} = \frac{3}{x_s} \cdot \frac{l \sin\alpha}{m\Lambda} , \qquad \cdots\cdots\cdots (5-19)$$

となる。したがって $E_i E_r$ の搬送波 $\cos(w_s t + \varphi)$ の時間周波数 w_s が、$w_s \geq 2\pi w_{ir}$ 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 x 軸上に作られる干渉縞の空間周波数は、式(5-13)を用いて

$$w_c \geq 6\pi \left(\frac{\sin\alpha}{m\Lambda} \right) \qquad \cdots\cdots\cdots (5-20)$$

となる。具体的に式(5-20)を満たす干渉縞の最小空間周波数を求めると、結像に関する定数、$m = 1/4$、$\Lambda = 0.098\,mm$、$\sin\alpha = 0.031$ を用いて、$w_c/2\pi = 3.8\ cycles/mm$ となる。この値は、ビジコンの解像限界 $21.3\ cycles/mm$ 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。電気フィルターの特性を考慮して、干渉縞の空間周波数を $w_c/2\pi = 4.0\ cycles/mm$ に設定すれば、時間周波数は、$w_c/2\pi = 750\ kHz$ となる。



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

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 kHz～980 kHz となり、一方、バイアス項のカットオフ周波数は、$W_b = (2/3) W_{ir}$ と用いて、$W_b = 470$ kHz となる。以上、他の干渉項も含めた計算結果から、式(5-12)の各項のスペクトル分布は、図(5-3)に示したようになり、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が分かる。このように、TV用ビジコンにおける Fast scanning detection による像の検出を行なう場合でも、像の分解能の低下を来たすことなく充分使用できる。

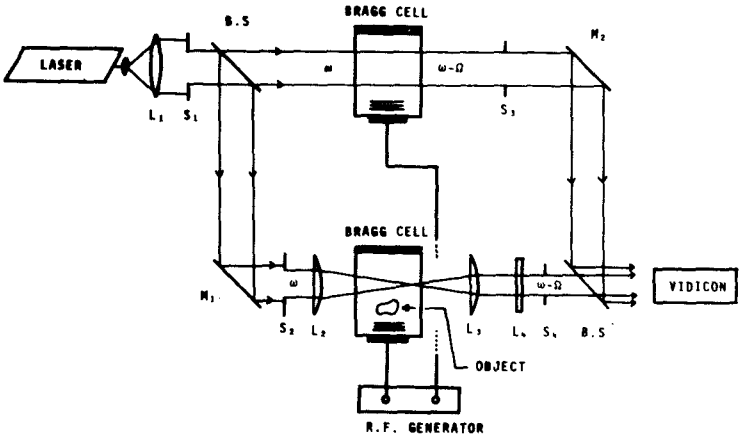
電気的処理は、フィルターを用いて、搬送波 $\cos(\omega_s t + \varphi)$ で伝送される映像成分 $E_i E_r$ のみを抽出し、検波回路を通じて搬送波を除去すれば、ホログラムの再生像に類似して $E_i E_r$ が再生される。更に、2乗回路を用いて、$|E_r|^2$ の強度に変換した後、CRT上に表示すれば、所望の映像信号 $|E_r|^2$ の物体像を得ることができる。この様にして、前節において調べた F.D.P. とスペックルノイズの除去が可能となり、ノイズを含まない映像信号だけの画像表示が行なえる。

§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. に参照波発生系を並列に付加して Mach-Zeuder 型 Interferometer になっており、上側の光路上の超音波槽は、参照波発生用であり、下側の光学系は、通常の B.I.S. である。レーザー ($\lambda_0 = 6.33 \times 10^{-4}$ mm, 出力 1 mW) から発せられる光ビームは、対物レンズ、コリメータレンズ L_1 ($f = 300$ mm) を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 を与えるビーム幅に制限され、円筒レンズ L_2 ($f = 120$ 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、水を満た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 $\Omega/2\pi = 15$ MHzの正弦波を増幅して、X-cutの水晶(18 mm×18 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

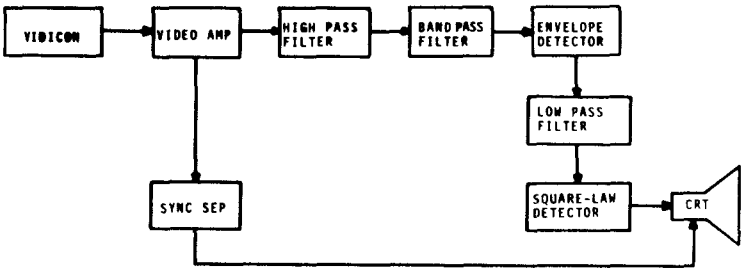
水晶振動子の励振電力 P_{el} は、0～1.5 watts まで連続的に変えられ、水晶振動子の電圧波形をシンクロスコープで計測し、共振時の水晶のアドミッタンス定数を用いて各印加電圧に対する励振電力が求まる。

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±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、物実長より (K/k) 倍縮小されレンズ L_2 の焦点の近傍に結像される。次に円筒レンズ L_3 により、$m\,(b/k)$ 倍の拡大がなされて、物体の実長の1/4倍 $(m=1/4)$ で第二の像面(ビジコンの管面上)に結像された。円筒レンズ L_4 は、これと直角な方向の倍率補正用レンズで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回折されて参照波を発生する。参照波は結像光とコヒーレントであり一様な振幅分布を有す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、増幅して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 でビジコ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を形成する。

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

ラムから、ノイズ処理を行なってCRTに画像表示する電気処理系のブロック図である。



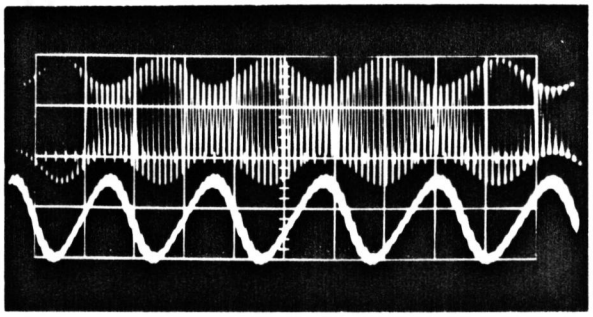
図(5-5) ノイズ除去のための電気的処理システムのブロック図。

ビジコンの規格は、管面上の掃引距離10mm、水平掃引時間 63.5 μsec/raster (帰線消去時間も含む)、垂直掃引時間 1/30 sec/frame であり、性能は、有効帯域幅4MHz、解像力426 cycles/frame である。ビジコンにより出力されたホログラムの映像信号は、約1.2 Vp-p で、そのうち、干渉縞の成分は、0.2 Vp-p 位の信号で、特に、音波強度が弱い場合、数ミリ Vp-p のオーダーである。

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増幅する。VIDEO AMPの出力は、同期信号を含まない映像信号のみで、干渉縞の成分は、ゲインコントロール回路により約3Vp-pに調整されフィルターに入力される。フィルターは、二段のフィルターを用い、高域フィルターと帯域フィルターを連結する。ノイズ成分に対して結像光成分が弱い場合、即ち音波の強度が小さい場合、信号の増幅を行なえばノイズ成分が大きくなり後の処理に影響するので、ノイズ成分の時間周波数は、図(5-3)に示した如く低周波成分に在在するので、最初高域フィルターでノイズ成分のゲインの低下を計る。次に中心周波数 750kHz、周波数帯域 ±250 kHz に設計された帯域フィルターでノイズを含まない映像成分 $E_i E_r \cos(\omega_s t + \varphi)$ だけを抽出する。

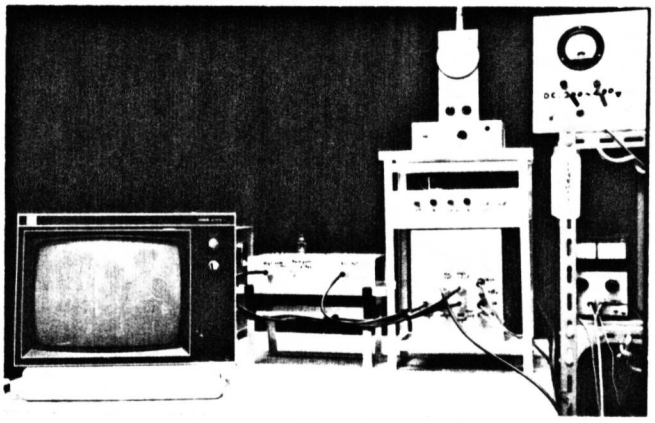
更に、画像に不用な搬送波 $\cos(\omega_s t + \varphi)$ を消去するため、包絡線検波を施す。試作した電気的フィルターと検波回路の機能を調べるため、図(5-6)に、900kHzの搬送波を50kHzの正弦波で変調した電気的シミュレーション信号をフィルターに入力し、検波回路の出力信号を示す。電気信号は、振幅13Vp-p、振幅変調電圧3Vp-pであり、検波後の出力は0.7Vp-pとなった。この結果から、映像成分は、搬送波の除去された低

周波信号に変換されることが分かる。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こす。フィルタリング後の信号は、画像に関して振幅の情報であるから、2乗回路により強度に変換してCRTに表示し、所望の物体像が得られる。



図(5-6) 電気的ラミコレーション信号による包絡線検波。上の波形は、フィルターに入力する電気信号で、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、100 kHz/div, 0.5 V/div である。

図(5-7)に試作された電気的処理システムの写真を示す。この装置において、表示像のもとの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、ビジコン、アンプ、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なっていない。



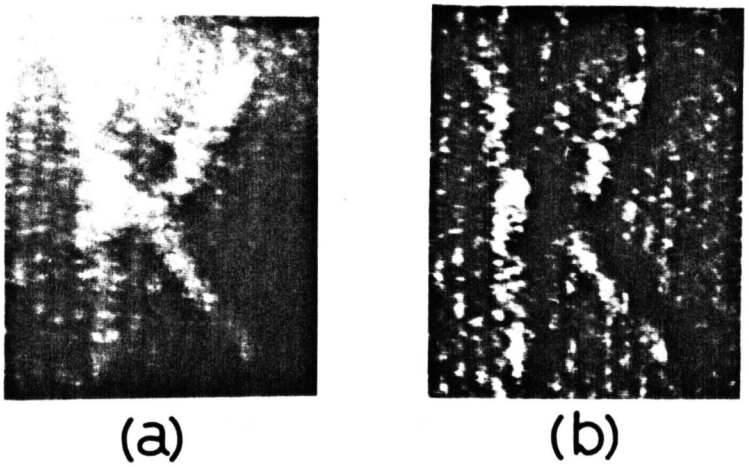
図(5-7) 電気的処理システム

§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を行ない、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 電気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.T.S.の映像し得る下限の電力は、約0.19 wattsであることと言及べた。しかし低い音響出力による回折光でも、ノイズ成分の大半が低周波帯域に分布するので信号を電気的に増幅し、適当なフィルタリングを施せば映像可能である。



図(5-8)電気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100kHz～300kHz)後の処理像である。

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、文字の部分のみ音波が伝播する。フィルターは、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までディスクリートに変化できる。

(a)は、音波周波数15MHz、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)

を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。フィルターのカットオフ空間周波数 $(1/\Delta x')_c$ は、像の最大空間周波数 $(1/2\Delta x')_m$ の1/8で像を構成する空間周波数帯域のうち、低周波側の1/8の帯域の情報が除かれている。それ故、モニター像は、高域空間周波数成分により像が形成され、微分型フィルター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、シャドウを伴なった画像を示す。(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ノイズも強調されていることが分かる。

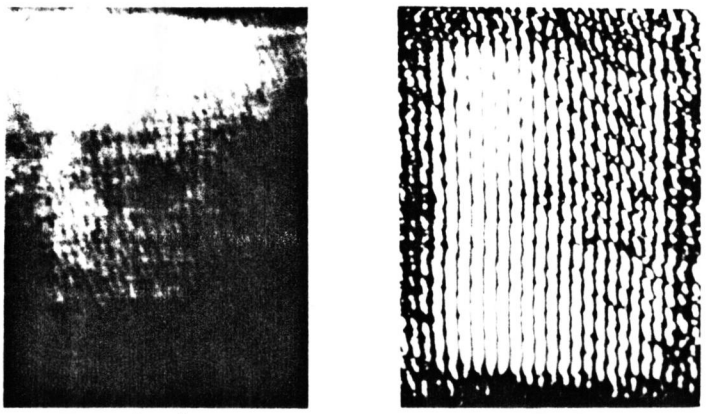
(c)は、同一物体に対して、励起振電力 $P_{el}=0.26$ watts を用いて得た物体像である。この付近の励振電力では、像の検知が困難である。(d)は、(c)の帯域フィルタリングを施して得たモニター像である。フィルターの低周波側のカットオフ空間周波数 $(1/\Delta x')_c = 1/8 \times (1/\Delta x')_m$、高周波側では、$(1/\Delta x')_c = 5/8\,(1/\Delta x')_m$ であり、全空間周波数帯域の1/2を用いて像が形成されている。(d)と(c)と比較すると、信号の増幅作用とフィルタリングにより像の検出感度が向上していることが分かる。画質に関しては、(b)において文字周辺に現われた微分による効果が、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.の急従縦高が消去され、この急従縦高の空間周波数が像の強度に対する最大空間周波数 $(1/2\Delta x')_m$ 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コンを用いて電気的に入力し、単に電気的な信号の増幅とフィルタリングによって、像の検出感度は、向上し得る。しかし、微分型フィルターを用いれば、ノイズをも強調し、帯域フィルターでは像の忠実性を劣化させ、両者共、分解能の低下を来たすので、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を除くため、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、ノイズ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46μm)を用いて得たものである。

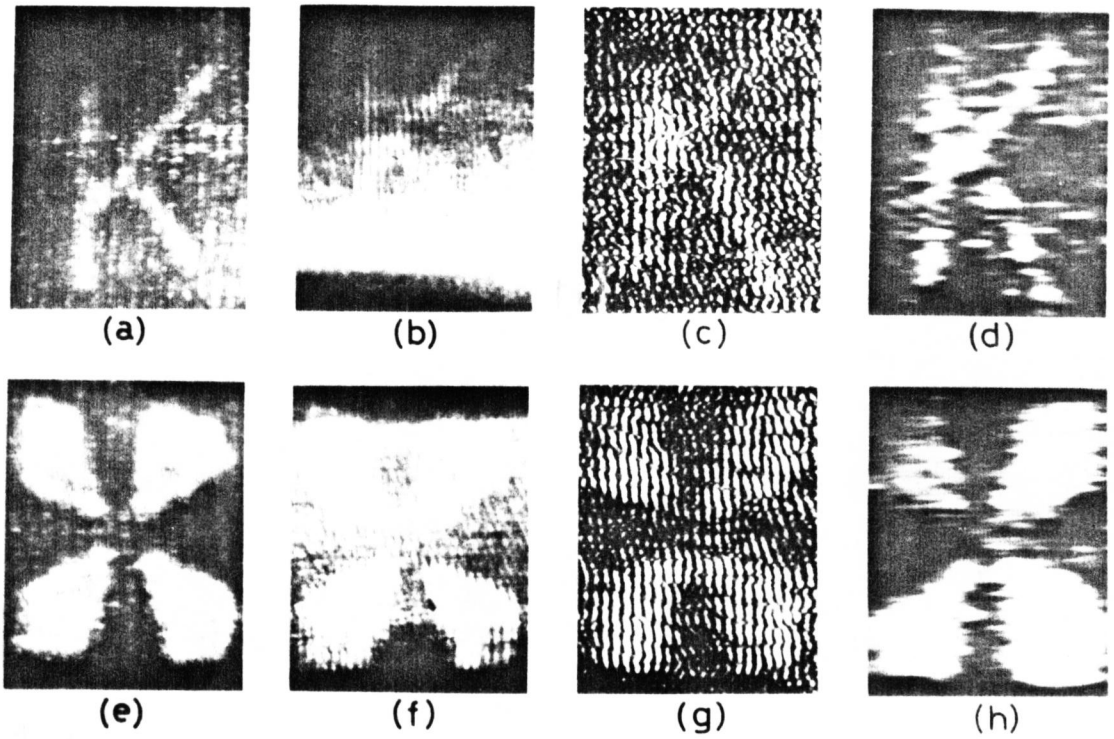


図(5-9)結像光と参照光の干渉パターンのフィルタリング。各写真は、(a)が4.7 cycles/mmの干渉パターン(ビジコンから直接CRT表示された)と(b)が(a)のバンドパスフィルタリング後の表示像である。

図(5-9)は、ノイズ除去に用いるフィルター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$P_{el}=0.26$ wattsと参照光用励振電力$P_{ee}=0.05$ wattsを用いて得られる±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、両回折光の干渉部の距離(紙面の横方向)が45mm(=水晶の大きさ×倍率)であり、この距離内に干渉縞の本数が21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$P_{el}=0.53$ wattsと用いて得た物体像のノイズ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、ノイズ処理の効果を調べるためにゴム板に文字Kを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を調べるためジーメン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、バックグラウンドに零次光成分に



図(5-10) 物体像の電気的処理におけるノイズ処理過程。
各物体像は、(a)と(e)＝通常の物体像(ビジコンから直接モニター)；
(b)と(f)＝(a)と(e)のイメージホログラム(ビジコ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ホログラム(フィルターから直接モニター)；
(d)と(h)＝ノイズ処理像(フィルター，包絡線検波，ローパスフィルタリング，
2乗回路を通じてモニター)である。

寄因するノイズが顕著に現われている。物体のスケールは、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)で示した如く、F.D.P.の縞間の距離 ΔX_N が $\Delta X_N = 1.6$ mmであるから、直ちに理解される。(b)と(f)は、(a)と(e)のホログラムのモニター像である。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、ビジコンの出力電圧における両者の信号は、相対的に低くなる。こ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圧するためである。(c)と(g)は、(b)と(e)を電気的に増幅し、フィルタリングを施して直接にCRTに表示したものである。(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

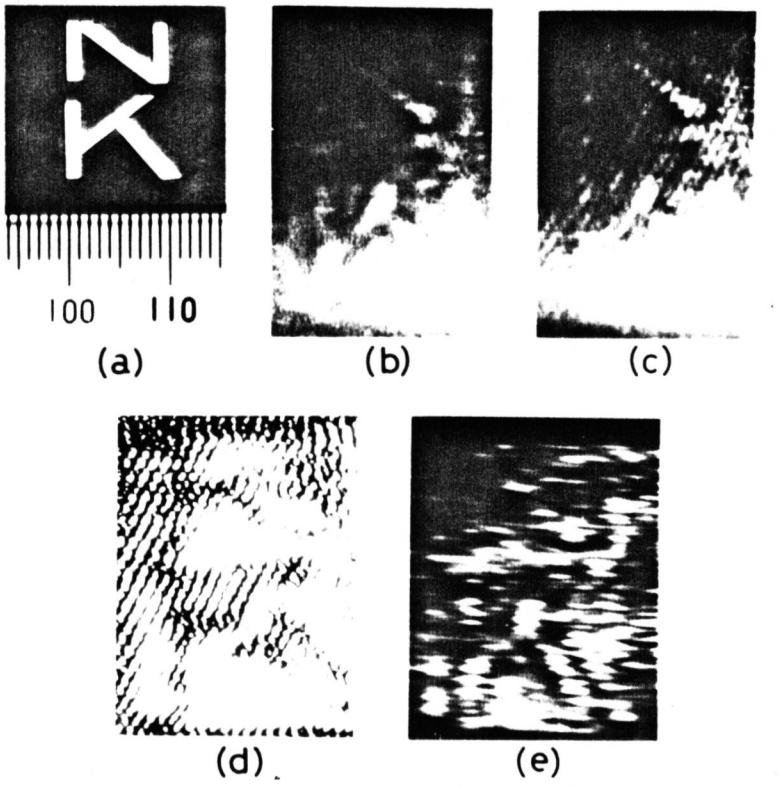
映像成分のみが強調されている。この過程で電気的増幅率を向上すれば可成りの微弱光に搬送される物体像でも検出し得る。しかし実際的には、参照光にも結像光と同様にノイズ成分が含まれており、結像光に混入するノイズ成分と重畳することにより新たなノイズを発生する。このノイズに関して、フィルターの帯域が500KHzから1MHzの帯域幅であるから、フィルタリング後、バンドパスフィルターに類似したパターンを示しているが後で述べる如く、最終の処理像には、原理的に影響しない。(d)と(h)は、(c)と(g)をさらに検波回路、低域フィルター、2乗回路を通じて処理を行なった最終の処理像である。(d)と(h)において、(a)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において示した如く、F.D.P.の周期が零次光成分に寄因するノイズの最大空間周波数を与えることおよび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、(d)と(h)においても、スペックルノイズは見い出されず、この効果が明らかである。

又(c)と(g)で現われたノイズは、周波数帯域が約500KHz～1MHzで映像されたものであり、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ので原理的に映像されず(d)と(h)において現われていない。

このように、本方法により、ノイズが除去され電気的な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)で現われた各フィルタリングに伴なう現象と呈ず分解能の低下も観察されないことから、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ころから、光学系が振動に弱く干渉縞が不安定であるために生ずる。これを説明るため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 $E_0 E_r \cos(\omega_s t + \varphi)$ であり、干渉縞が微動

することにより位相ψが変化する。包絡線検波段で、搬送周波数ω_sが、映像成分の最大空間周波数に対して高くないことから、位相ψは、映像成分Ei Erの位置と移動させ、その結果として検波後のローパスフィルターで像の劣化を生ずる。したがって、この劣化は、干渉光学系の振動を防止すること以外に、干渉縞の搬送周波数ω_sを高い周波数に設定することにより、位相ψの位置の移動が抑えられることから原理的に低減できる。



図(5-11)電気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)=未処理像、(c)=物体像のホログラム、(d)=フィルタリング後のホログラム、(e)=処理像である。

図(5-11)は、フィルムベースに文字N.K.と抜き出した試料の各処理過程におけるモニター像である。

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ところから、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_{ee}=1.2 wattsを用いて得た物体像である。

*第3章で調べた如く、直進音波に対する材料の膜厚で決まる透過音波の位相変化量によって物体像の端のコントラストは変化し、高いコントラストを呈する場合もある。

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章で調べた如く、物体端でのみコントラストを生ずる。確認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、ホログラムのモニター像であり、直進音波と透過音波との間の位相差を確認するために、斜方向からの参照波を用いて干渉縞の配向を変化させた。干渉縞の直線性の歪から、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)の間の位相変化を確認することができる。(d)は、電気的増幅とフィルタリングを施した後のモニター像で、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Kに於いて明白に強化されており、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、著者が試作した電気的処理によるCRT visual systemでは、物体を動画像で確認でき、スクリーン又はカメラで直接確認する場合に較べ検出性に優れ、電気的処理を施すことにより、ノイズ除去が計られ、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ない試料等の映像に有効であるものと思われる。

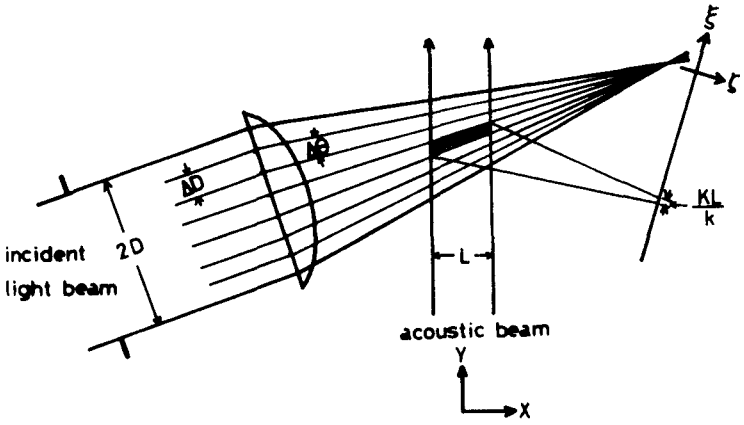
§5.6 Bragg Imaging Systemの物体像の検出限界

§5.2において調べた如く、B.I.S.の映像し得る音響出力の下限は、水晶振動子の励振電力 P_{oe} が約190 mwattsであり、この制限は、主として、零次光成分から発生するF.D.P.およびスペックルノイズに寄因する。この事柄を理論的に考察するため、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を求める。

この目的のため、結像に関する座標系の像面は、(5-7)面で考える。

像面上の物体像における S/N比を次式で定義する。

$$\gamma = \frac{\langle |E_I|^2 \rangle}{\langle |E_N|^2 \rangle}, \quad \cdots\cdots (5-21)$$



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

ここに E_I と E_N は、夫々、像とノイズの振幅を表わし、$\langle\ \rangle$ 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_I は、バックグランドの回折光の強度に等いことから、バックグラ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。[99]

そのため、図(5-12)に示すごく、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で、バックグランドの回折振幅を考える。各分割光は、円筒波の収束角がレンズ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 に比例して平行性を示す。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解[32),33)]を用いて表現することができる。即ち、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，

$$|E_D(\xi)|^2 = \left|\sum_{i=1}^{\tau} \mathrm{rect}\left(\frac{\xi-\xi_0-\frac{i\Delta D-D}{\cos 2\theta_B}}{\Delta D}\right)\cdot\frac{E_0}{\tau\sqrt{\Delta D}}\cdot\exp(j\phi_i)\times\right.$$

$$\left.\sin\left(\frac{kL\Delta n}{2n\cos\theta_i}\right)\cdot\mathrm{sinc}\left[\frac{1}{2}KL(\theta_i-\theta_B)\right]\right|^2, \quad \cdots\cdots\cdots (5-22)$$

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

但し

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

で与えられる。ここに，E_0^2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，夫々，i番目の分割光の開口径，位相，入射角である。nとΔnは，夫々，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を満足する方向から離れるに伴ない，回折光の強度が急激に減少することと示す。回折を生ずる入射光の角度幅$\Delta\theta'$を，sinc関数の値が$\frac{2}{\pi}$に減少する角度幅と看做せば，$\Delta\theta'$は，式(5-22)と用いて

$$\Delta\theta' = \frac{2\pi}{KL} = \frac{\Lambda}{L}, \quad \cdots\cdots\cdots (5-23)$$

となる。円筒波の収束角2α（$2\alpha<0.2$）に対して，$\Delta\theta'$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$\Delta\theta$を，$\Delta\theta=\Delta\theta'$に設定すれば，円筒光波の回

折光は、唯一の分割光により生ずる回折光だけで表わされ、隣の分割光束による影響はない。この設定のもとで、分割個数は、式(5-23)を用いて

$$\tau = \frac{2\alpha}{\Delta\theta} = \frac{2\alpha L}{\Lambda}, \qquad \cdots\cdots\cdots\cdots (5\text{-}24)$$

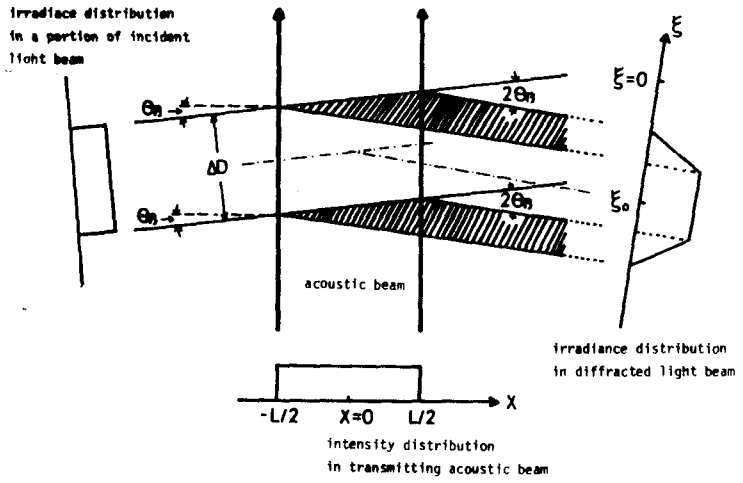
となる。式(5-24)の分割個数は、B.I.S.の分解能 $(\Delta X)_r = \frac{\Lambda}{2\sin\alpha}$ [式(2-13)]を用いれば $\tau = L/(\Delta X)_r$ で示され、分解能に関係する量である。式(5-22)は、円筒波の回折光が、唯一の分割光のそれであること、および $\theta_i \doteqdot \theta_0 \doteqdot 0$, $zD = \tau\Delta D$ を用いて次のようになる。

$$|E_D(\xi)|^2 = \mathrm{rect}\left(\frac{\xi-\xi_0}{2\Delta D}\right)\left(\frac{\Lambda}{2\alpha L}\right)\left(\frac{F_0^2}{2D}\right)\cdot\left[\sin^2\left(\frac{kL\Delta n}{2n}\right)\right]. \qquad \cdots\cdots (5\text{-}25)$$

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、同一開口径を用いた平面波光波の回折光の強度より、係数 $\Lambda/2\alpha L$ だけ弱いことと示し、物理的には、Bragg 条件を近似的に満足する入射角度の光波のみが回折されることを表現する。水晶振動子を励振して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、音場と作用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で近似された如く、狭いビーム径を有す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を示さない。

図(5-13)に相互作用域を考慮した、一様な強度分布を有する分割光の平面波音波による回折光の強度分布を図示する。斜線領部内で回折される光波は、相互作用域の長さが y 軸に沿ってリニアーに変化するため、回折光の強度分布は、ξ

軸に関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に対して、$\Delta D \geq 2L\sin\theta_B$を満足する場合と、$\Delta D < 2L\sin\theta_B$の場合、回折光の強度分布は異なる。



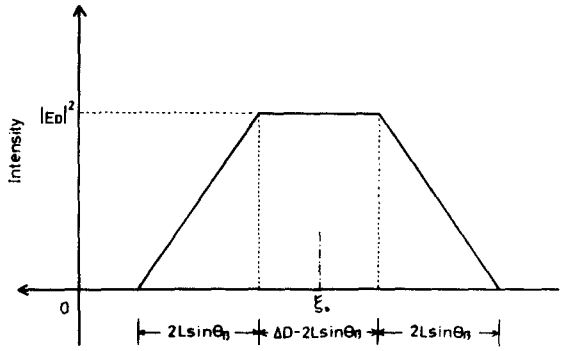
図(5-13) Uniform光ビームとUniform音波ビームの相互作用により生起されるBragg回折

図(5-13)を用いて、ξ軸に関する回折直後の回折光波の強度分布は、

$$
\left.
\begin{aligned}
|E'_D(\xi)|^2 &= \frac{|E_D|^2}{2L\sin\theta_B}\left(L\sin\theta_B - \xi + \xi_0 + \frac{\Delta D}{2}\right) && \left|\xi - \xi_0 - \frac{\Delta D}{2}\right| \leqq L\sin\theta_B \\
&= |E_D|^2 && |\xi - \xi_0| \leqq \frac{\Delta D}{2} - L\sin\theta_B \\
&= \frac{|E_D|^2}{2L\sin\theta_B}\left(L\sin\theta_B + \xi - \xi_0 + \frac{\Delta D}{2}\right) && \left|\xi - \xi_0 + \frac{\Delta D}{2}\right| \leqq L\sin\theta_B \\
&= 0 && \text{otherwise}
\end{aligned}
\right\}
\quad \cdots\cdots (5-26)
$$

となる。図(5-14)に、式(5-26)で示される回折光の強度分布を図示する。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[$(\xi-\zeta)$面]上に音波ビーム像を形成する。この像は、もとの音波ビーム幅Lが結像倍率K/k倍縮小された像であるから、像幅δLは、

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



(図(5-19)分割光のBragg回折直後のξ軸方向に関する強度分布

である。したがって像面上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。

$$\langle |E_I|^2 \rangle = \frac{1}{\delta L} \int_{|\xi-\xi_0| \leq \frac{\delta D}{2} + L\sin\theta_B} |E_D'(\xi)|^2 d\xi$$

$$= \left(\frac{f l^3}{2\alpha\lambda L^3}\right) \cdot \left(\frac{E_D^2}{2D}\right) \cdot \sin\left(\frac{kL\Delta n}{2n}\right). \qquad \cdots\cdots (5-28)$$

媒質中の屈折率変位Δnは、音波の伝播により生ずるもので、音波ビームの全音響出力(total acoustic power) P_{AC}との間に次の関係[60)~62)]が成立する。

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

ただし

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

ここに、Fは、Figure of Meritと呼ばれる定数で回折効率を与える媒質の固有定数(単位sec^3/g)であり、又、p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}($Watts/cm^2$)の関係は、媒質中の音波吸収によるエネルギー損失を無視すると

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

で表される。ここに χ_{ae} は、異なる媒質間の境界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を考慮した、水晶と媒質間の電気音響変換能率である。音波ビーム像の平均強度は、式(5-29)，(5-31)を式(5-28)に代入し、入射光の強度を単位として表わすと、

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

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、像の強度が励振電力の他、音波長の3乗に比例して増加することを述べている。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 $p = 0.31$，$\rho = 1.00\ (g/cm^3)$，$V_{ac} = 1.50 \times 10^5\ (cm/sec)$，$n = 1.33$ を用いて $F = 160 \times 10^{-7}\ (cm^3/g)$ となり、この値と光学系の諸定数を用いて $\langle |E_I/E_{0D}|^2 \rangle \simeq 4.5 P_{ac}$ となる。この式から、音響出力 $P_{ac} = 100\ mWatts/cm^2$ 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32dB弱く、倍率補正の計られた像の検出面(全倍率 $m = 1/4$)では入射光の強度より約20dB低下した強度であり、微弱光であることが明らかである。

次に像面[(5-2)図]に現われるノイズ強度の評価を図る。§5.2で調べた如く、像面上に現われるノイズは、主として、零次光に搬送されるF.D.P.とスペックルノイズであり、取り扱いの便宜上、両者のノイズ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により、前者のみと考慮する。

一次元のF.D.P.の強度分布は、矩形開口(開口径：$2D_v \times 2D_h$)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、コリメートされた照明光の矩形開口の二次元のフーリエ変換によって表わされ、$\xi_0 = 0$で近似される像面上のF.D.P.のエネルギー分布は、次のようになる。

$$|E_N(\xi,\eta)|^2 = \frac{(4D_vD_h)^2}{\lambda_0^2 f^2}\cdot\left(\frac{E_0}{2D}\right)^2\cdot \mathrm{sinc}^2\left(\frac{k_0 D_h \xi}{f}\right)\cdot \mathrm{sinc}^2\left(\frac{k_0 D_v \eta}{f}\right)_0 \quad \cdots\cdots (5-33)$$

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$2D_v$と同一な距離内に一様に分布することを用いて行なうことができる。この事柄を用いて一次元の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$|\xi-\xi_0| \leqq \delta L/2$と考えれば次のように表わすことができる。

$$\langle |E_N|^2 \rangle = \frac{1}{2D_v \delta L}\int_{|\xi-\xi_0|\leqq \frac{\delta L}{2}} d\xi \int_{-\infty}^{\infty} |E_N(\xi,\eta)|^2 d\eta_0 \quad \cdots\cdots\cdots (5-34)$$

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

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

となる。式(5-33)のF.D.P.のξ方向の分布は、積分領域$|\xi-\xi_0| \leqq \frac{\delta L}{2}$の中心座標において、$\frac{k_0 D_v \xi_0}{f} \gg 1$, $\xi_0 \gg \frac{\delta L}{2}$と満足することから、非周期成分による強度の変化は滑らかである。それゆえ、この領域において、F.D.P.の非周期成分は定数と看做すと、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、

$$\frac{1}{\delta L}\int_{|\xi-\xi_0|\le\frac{\delta L}{2}} \mathrm{sinc}^2\left(\frac{k_0 D_h \xi}{f}\right) d\xi \simeq \frac{f^2}{k^2 D_h^2 \xi_0^2 \delta L}\int_{|\xi-\xi_0|\le\frac{\delta L}{2}} \sin^2\left(\frac{k_0 D_h \xi}{f}\right) d\xi$$

$$= \frac{\lambda_0^2 f^2}{8\pi^2 D_h^2 \xi_0^2}, \qquad \cdots\cdots (5-36)$$

となる。したがって、F.D.P.の平均強度は、式(5-1)、(5-33)、(5-35)、(5-36)を式(5-34)に代入し、入射光の強度を単位として表わせば次のようになる。

$$\left\langle \left| \frac{E_N}{\frac{E_0}{\sqrt{2D}}} \right|^2 \right\rangle = \frac{n^2 \lambda_0 f}{2\pi^2 X_0^2}\left(\frac{\Lambda}{\lambda_0}\right)^2. \qquad \cdots\cdots\cdots (5-37)$$

B.I.S.における式(5-21)で定義されるS/Nには、式(5-32)、(5-37)を用いて

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

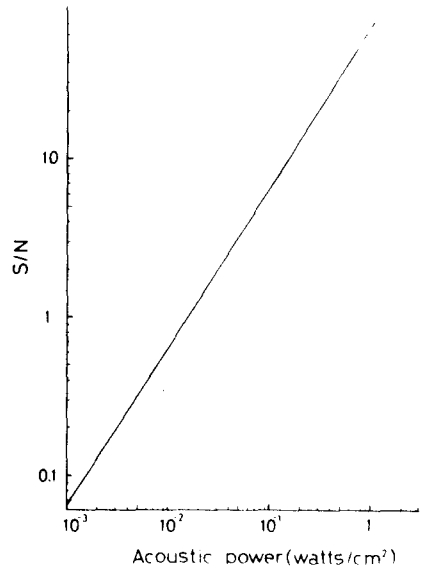
となる。この式を、媒質中の音響出力を用いて表わせば

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

となる。両式から、B.I.S.における物体像のS/Nには、水晶振動子の励振電力(音響出力)の増大に伴なって向上し、高い周波数域の音波を用いた結像等、分解能($\frac{\Lambda}{2\alpha}$)が高い場合劣化する。コヒーレント結像系において、フィルム粒子等で生ずるスペックルノイズは、レンズ開

口径の拡大により減少することが知られている[35]が，式(5-30)は，これと異なった結果を与え，B.I.S.の場合，回折光の強度が式(5-28)で表される如く，音波周波数に強く依存するためである。

S/N比を具体的に評価するため，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$X_0=50$mmに設定すると，式(5-38)，(5-39)は，夫々，$\gamma \simeq 20 X_{ae} P_{ec}$，$\gamma \simeq 65 P_{ac}$となる。この評価式から，$X_{ae}=1$の場合，ノイズ強度と等しい回折光($\gamma=1$)を生ずる励振電力は，$P_{ec}=49$ mwattsとなり，水晶振動子の印加電圧で表すと，$V_c=30.2\ V_{p-p}$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能率$X_{ae}=1/4$の場合，$\gamma=1$を与える励振電力は，$P_{ec}=194$ mwatts，$V_c=60.4\ V_{p-p}$と計算され，§5.2で調べた実験結果，$P_{ec}=190$ mwatts，$V_c=60\ V_{p-p}$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で用いた粗い仮定の妥当性が分かる。



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

図(5-15)に，B.I.S.における物体像のS/N比を，音響出力をパラメータとして式(5-15)の計算結果を示す。このグラフから，$\gamma=1$となる零次光のF.O.P.の等価音響出力は，$P_{ac}=15$ mwatts/cm²であることが分かる。更に，通常のB.I.S.において，目視後し得る音響出力は，10^{-3} watts/cm²までであることが結論できる。

更に，結像光の検出を妨げるノイズとして，本章で調べた以外のノイズ，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，これ等の影響が考えられるが，両ノイズの定量的な値は，等価音響出力で表すと，2×10^{-9} watts/cm²程度である[43]。従って，本章で提案した方法を採用すれば，零次光成分の

ノイズ除去され、更に 10^{-5} watts/cm² 程度の音響出力に対するダイナミックレンジ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・スクリーンに替り、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増感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るしく弱く、ノイズの混入がある場合、検出感度が向上してもノイズを強調する結果となり無意味である。

本章では、物体像を観察することにより、生体に損傷をおぼさない 1 watt/cm² 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とスペックル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その増感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持つ参照波と重ねてホログラムを作成し、これを電気的に入力し、電気的処理によるノイズ除去法を考案し、装置の試作を行なった。電気的処理システムによる像処理は、ノイズ除去の他、信号の増幅を行なっているので像の検出性の向上が計られた画像を実時間で表示するものである。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)とノイズの強度を理論的に評価し、S/N比の考察を計った。その結果、B.I.S.において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} watts/cm² 程度に制限されることが解かった。

したがって、本章で示したような電気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揚げられる。

(1) 実時間で画像表示が行なえる。

(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、本章で計算された結果から 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、分解能を低下することなく運用され、安価に試作できる。

(4) 光学像の倍率の拡大が計られ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) 電気的制御回路により、像のコントラスト調整が随意に行なえ、ダイナミックレンジを拡大することができる。

今後、CRT visual system の導入は、超音波像の画像表示に欠くべからざ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ィー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、吸収の著る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迄に至っていない。B.I.S.に関する限り、検出感度の問題は、分解能との問題と交換し、低い周波数領域の音波を用いて結像すれば、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、電気的アナログ処理、大型計算機によるディジタル処理で改良が計られるものと思われる。

総　括

本論文の主旨は、Korpelによって提案されたBragg Imaging Systemを波動光学的に取り扱い、結像作用の理解と画像の解析を試みたものである。最初に、音波による光波のBragg回折の現象を概説し、Angular Spectrum法を用いて波動的な回折効果を含むBragg Imaging Systemの結像式の導出を行なった。

次に、B.I.S.を用いて物体内部の構造を観察する場合、得られた物体像を正しく解釈するため、分解能、画像特性を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を調べた。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を行ない基礎的な知見を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を行ない画像特性に関する知見を得た。

更に、医療診断、非破壊検査等の応用的立場から、分解能の向上を計るため、B.I.S.に超解像技術の導入を試みた。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を指摘し、回折光間の干渉により作られるホログラムの提案とその再生像について、画質、分解能の向上を検討した。

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を試みた。実験結果の考察から、物体像は、ノイズによって検出性が妨げられ、ノイズを除去することにより検出性が向上し、結像光とノイズとは、無相関であること（搬送波の時間周波数と結像に関して）が分かった。この事柄を基にして、ノイズ処理と検出感度の向上を計る電気的処理システムを考案した。

以下、各章に於いて得られた知見をまとめて記す。

第1章においては

(1) Wolfによって提案された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を考慮し、結像特性の把握に必要な表示を与えた。

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評価式を得た。この式から計算される理論的分解能と実験値を比較して、評価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を比較検討して、次のような知見を得た。

物体が音波を通さない振幅物体の場合

(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より決定される。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、特に物体中心が小さい場合、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 sharpning effectと呼し、光学像と類似した画像となす。

物体が音波を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 sharpning effectが生ずることと見い出した。この効果は、物体内を透過する音波と物体外を伝播する直進音波との間の位相差により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0に近ずくに伴ない、強いコントラストと呈する。

(8) Edge sharpning effectにおける強度分布の広がりは、位相差に関係せずレンズの開口径のみに依存する。レンズの開口径の拡大に伴ない、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章においては

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と計った。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い出した。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と採用し、その再生像において劣化がないことと実験的に石確認した。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倍以上であるの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と石確認した。

(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と構

成す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を検討し、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試作し、ノイズ除去と生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.で得られる生物体像の検出感度を評価するため、S/N比の計算を行なった。以下得られた結果および方式に関する特徴は、

(11) 1 watt/cm² 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されて生ずるスペックル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、時間周波数帯域が異なることから、結像成分とノイズ成分が分離できることを示した。

(12) 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生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ても、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。

(13) 通常のB.I.S.によって得られる生物体像におけるS/N比を、理論的に評価した。この結果、B.I.S.によって検知し得る媒質内の音波の音響出力は、約 10^{-3} watts/cm² であることを右確認し、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ったものである。
終りに臨み，終始懇切なる御指導と御鞭撻と賜わ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わりました一岡芳樹助教授，梅野正隆言葉師，横関俊介助手に対して衷心より感謝の意を表します。
また，実験装置の試作，実験を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) 実吉純一：超音波技術便覧（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. Sheridon: 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) 都甲 潔，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* (McGrow-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 Ci., 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) 久保田広：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.