



Title	正弦波変調ストロボ法によるホログラフィ干渉
Author(s)	高井, 信勝; Takai, Nobukatsu; 山田, 正紀 他
Citation	北海道大學工學部研究報告, 77, 109-120
Issue Date	1975-10-04
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/41318
Type	departmental bulletin paper
File Information	77_109-120.pdf



正弦波変調ストロボ法によるホログラフィ干渉

高井信勝* 山田正紀** 井戸川 徹*

(昭和50年3月31日受理)

Holographic Interferometry by the Use of Sinusoidal Strobe Illumination

Nobukatsu TAKAI Masanori YAMADA Tohoru IDOGAWA

(Received March 31, 1975)

Abstract

A theoretical analysis of holographic interferometry was made by introducing light-amplitude-shutter functions. The characteristics of interference fringes of the reconstructed images in various methods were examined by applying the shutter functions corresponding to each method. Particularly, two methods employing sinusoidal strobe illumination are newly proposed: the amplitudes of the light used as the object and/or reference waves are modulated with a sinusoidal signal synchronized with the object vibration. These methods have some merits, with respect to the fringe contrast, phase matching and sensitivity to extremely small vibrations, which are different from those of the time averaged and pulse-strobe methods. Some of the theoretical results were also confirmed in experiments.

1. はじめに

1965年にPowellとStetson¹⁾によって始められたホログラフィーによる微小な振動パターンの解析方法は、機械、音響、造船、航空等の数多くの工学の分野で利用できる計測手段として急速の発展をとげている^{2)~5)}。その後開発された各種の解析方法は、中島⁶⁾の報告において詳細に比較・検討されているが、大別すると時間平均法とストロボ法に分類される^{7)~10)}。時間平均法はホログラム作成段階において、振動周期と比べて充分長い時間にわたって連続露光するものであり、ストロボ法は物体の振動に同期させてストロボ露光を与えるものである。通常の時間平均法では再生像に干渉縞として得られる等振動振幅分布に静止状態にあるノーダルライン (nodal line) が明瞭に認められる点に大きな特徴をもっているが、使用する光の波長の数倍程度以上の大きい振動振幅に対して干渉縞のコントラストが著しく減少する点に難点がある。一方、代表的なストロボ法であるパルスストロボ法では、振動振幅の大きい振動に対しても良好なコントラストの干渉縞を得ることができるが、ノーダルラインが識別されず、また干渉パターンが物体振動とストロボ照明の位相差の影響を強く受ける。

振動物体によるホログラムの再生像を、露光の方式を意味するシャッター関数の概念を導入

* 応用物理学科

** 現在、富士写真フイルム(株)勤務

して一般的に解析してみると、物体像に重畳して物体の振動に依存した干渉縞が生じることが理解される。この場合、干渉縞の特性は露光の方式を与えるシャッター関数で決定され、時間平均法では0次の Bessel 関数の自乗により、またパルスストロボ法では正弦関数の自乗で特徴づけられる。このように、再生像に得られる干渉縞がノードルラインの情報を含むものか、あるいは良コントラストのものかは、使用するシャッター関数によって支配される。換言すれば、ホログラフの技術を振動解析に利用する際には、目的に応じた特性をもつ干渉縞を得るようにシャッター関数を選択する必要がある、種々の露光方法を検討しなければならない。

本稿では、Alekssoff¹¹⁾ が強度に関して導入したシャッター関数の概念を振幅に適用した理論解析を展開し、正弦波シャッター関数で露光が与えられる場合の干渉縞の特性が二通りの方法において調べられる。第一の方法は、物体波と参照波に同一の正弦波シャッター関数を使用するものであり、第二の方法は物体波を時間的に一様とし、参照波のみを正弦的に変調するものである。ここでは、前者を正弦波強度変調法⁶⁾と呼び、後者を正弦波振幅変調法と呼ぶ。また、これらを総称して正弦波変調ストロボ法と呼ぶ。

理論的考察から知られる正弦波強度変調法の長所は、ノードルラインの情報を失うことなく、大きい振動振幅に対しても比較的良好なコントラストの干渉縞が得られることであり、しかも振動物体とストロボ照明の位相差が干渉縞に与える影響が小さいことである。一方、正弦波振幅変調法においては、干渉縞の特性が1次の Bessel 関数の自乗で特徴づけられるために、振動振幅の極めて小さい領域で干渉縞の強度が急激に変化する。これを利用して、時間平均法では達し得なかった微小振動の解析^{12),13)}が可能になる。また、物体振動とストロボ照明の位相差の影響が、干渉縞の位置を変化させることなく、干渉縞の明暗に直接反映されることから、空間的な振動位相についての情報をも得ることができる。これらの理論解析の結果のいくつかは、実験において確かめられた。

2. 原 理

この章では、振動物体のホログラム再生像に振動振幅に依存した干渉パターンが観測される現象についての理論を一般的に展開する。その結果から、従来より知られている時間平均法およびパルスストロボ法において得られる再生像強度分布を導出する。正弦波変調ストロボ法は次章において解析する。なお、数式のはん雑さを避けるために、特に意味をもたない比例定数は以下全て省略する。

Fig. 1 に拡散物体における Leith-Upatnieks 型ホログラム作成の原理図を示す。乾板上での位置 \mathbf{r}' 、時刻 t における物体波および参照波もそれぞれ $\tilde{O}(\mathbf{r}', t)$ 、 $\tilde{R}(\mathbf{r}', t)$ であらわす。いま、物体波および参照波の振幅に時間的な重みを与えるシャッター関数 (ウィンドウ関数、あるいは露光関数) をそれぞれ $w_0(t)$ 、 $w_r(t)$ とする。このとき、乾板にホログラムとして記録される強度 $I(\mathbf{r}')$ は次式で与えられる。

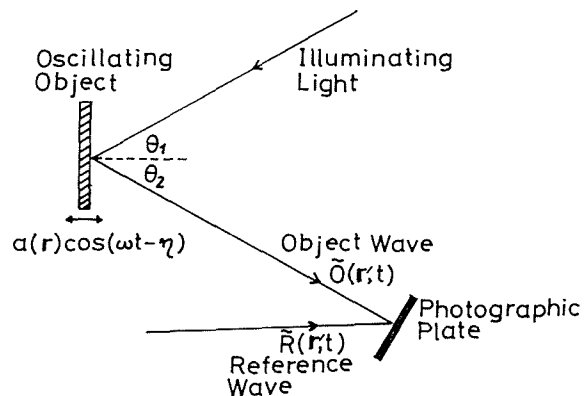


Fig. 1. The basic system for recording a hologram.

$$\begin{aligned}
I(\mathbf{r}') &= \int_{-\infty}^{\infty} |w_0(t) \tilde{O}(\mathbf{r}', t) + w_r(t) \tilde{R}(\mathbf{r}', t)|^2 dt \\
&= \int_{-\infty}^{\infty} |w_0(t) \tilde{O}(\mathbf{r}', t)|^2 dt + \int_{-\infty}^{\infty} |w_r(t) \tilde{R}(\mathbf{r}', t)|^2 dt + \int_{-\infty}^{\infty} w_0(t) w_r^*(t) \tilde{O}(\mathbf{r}', t) \tilde{R}^*(\mathbf{r}', t) dt \\
&\quad + \int_{-\infty}^{\infty} w_0^*(t) w_r(t) \tilde{O}^*(\mathbf{r}', t) \tilde{R}(\mathbf{r}', t) dt. \tag{1}
\end{aligned}$$

ここで、強度が乾板に線形に記録されるとし、また*は複素共役を表わしている。式(1)で、再生段階に像として結像する項は、第3項および第4項でこれらは空間的に分離する。以下、第3項のみを考察する。いま、物体波のみが物体の振動に関係しており、参照波は時間的に定常であれば、

$$\tilde{O}(\mathbf{r}', t) = \left| \tilde{O}(\mathbf{r}', t) \right| \exp \left\{ i\phi_0(\mathbf{r}', t) \right\} \exp(-2\pi i\nu t) = \mathcal{F}_s \left[o(\mathbf{r}, t) \right] \exp(-2\pi i\nu t), \tag{2}$$

$$\tilde{R}(\mathbf{r}', t) = \left| \tilde{R}(\mathbf{r}') \right| \exp \left\{ i\phi_r(\mathbf{r}') \right\} \exp(-2\pi i\nu t) \tag{3}$$

とおける。ここで $o(\mathbf{r}, t)$ は物体上の位置における振幅分布で、 $\mathcal{F}_s[]$ は物体上から乾板面への空間的な線形変換をあらわしている。また、 ν は使用する光の周波数である。このとき、式(1)の第3項は、

$$|\tilde{R}(\mathbf{r}')| \exp \left\{ -i\phi_r(\mathbf{r}') \right\} \int_{-\infty}^{\infty} w_0(t) w_r^*(t) \mathcal{F}_s \left[o(\mathbf{r}, t) \right] dt \tag{4}$$

となる。

つぎに、ホログラムに記録された式(4)から再生される像を考える。再生波として、ホログラム作成時の参照波[式(3)]を使用し、空間的に逆変換した位置、すなわち、ホログラム作成時に物体が置かれてあった位置に観察される再生像強度分布は、

$$I_r(\mathbf{r}) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} w_0(t) w_r^*(t) o(\mathbf{r}, t) dt \right|^2 \tag{5}$$

となる。このとき、簡単のために $|\tilde{R}|^2 = 1$ とした。いま、物体が振幅 $a(\mathbf{r})$ 、角周波数 ω 、初期位相 $\eta(\mathbf{r})$ の正弦振動しているとき、Fig. 1において乾板方向に出射する光は、

$$\begin{aligned}
\phi(\mathbf{r}, t) &= \frac{2\pi}{\lambda} a(\mathbf{r}) \cos(\omega t - \eta(\mathbf{r})) (\cos \theta_1 + \cos \theta_2) \\
&\equiv \alpha_0 \cos(\omega t - \eta(\mathbf{r})) \tag{6}
\end{aligned}$$

の位相変調を受ける。ここで α_0 は

$$\alpha_0 \equiv \frac{2\pi}{\lambda} a(\mathbf{r}) (\cos \theta_1 + \cos \theta_2) \tag{7}$$

であり、波長 λ および光学系の配置により θ_1, θ_2 が定まれば、振動振幅 $a(\mathbf{r})$ にのみ比例する。このとき、物体上の振幅分布は時間的に変化し、

$$o(\mathbf{r}, t) = |o(\mathbf{r})| \exp \left\{ i\alpha_0 \cos(\omega t - \eta) \right\} \tag{8}$$

とおける。ここで、

$$\exp \{ iz \cos \theta \} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} (i)^n e^{in\theta} J_n(z)$$

の Bessel 関数による展開式を用いて、式(5)の再生像強度分布を求めると、

$$I_r(\mathbf{r}) = |o(\mathbf{r})|^2 C(\alpha_0, \eta), \quad (9)$$

ここで,

$$C(\alpha_0, \eta) = \left| \sum_{n=-\infty}^{\infty} (i)^n e^{in\eta} J_n(\alpha_0) \int_{-\infty}^{\infty} w_0(t) w_r^*(t) e^{-in\omega t} dt \right|^2 \quad (10)$$

である。式(9)、(10)が再生像の干渉縞を記述する一般的な結果である。 $C(\alpha_0, \eta)$ が物体像 $|o(\mathbf{r})|^2$ に重畳して生じる干渉パターンを意味しており、振動振幅 $a(\mathbf{r})$ と式(7)で関係する α_0 および振動の初期位相 $\eta(\mathbf{r})$ に依存し、シャッター関数 $w_0(t)$ 、 $w_r(t)$ によって、その特性は決められる。Fig.2に時間平均法、パルスストロボ法および正弦波変調ストロボ法で使用されるシャッター関数を示す。ここでは、まず従来より知られている時間平均法およびパルスストロボ法における干渉縞の特性 $C(\alpha_0, \eta)$ を求めておく。

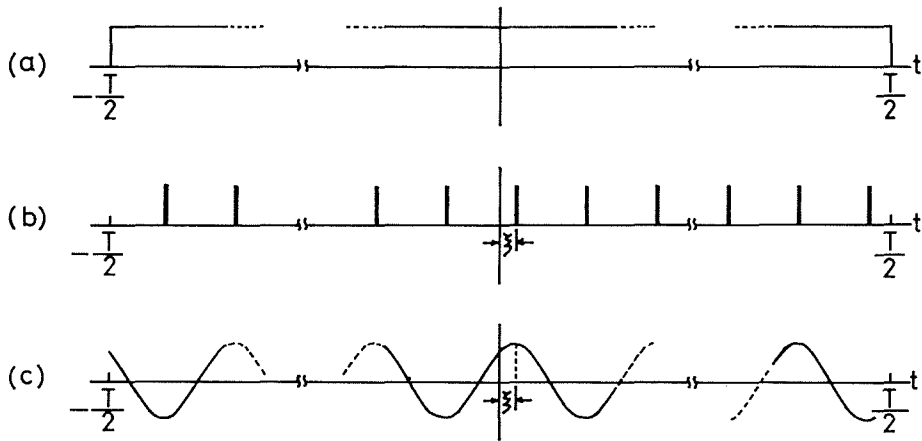


Fig. 2. Shutter functions for (a) time averaged, (b) pulse-strobe and (c) sinusoidal strobe methods.

時間平均法

シャッター関数を,

$$w_0(t) = w_r(t) = \text{rect} \left| t/(T/2) \right| \quad (11)$$

とおく。ここで T は全露光時間で,

$$\text{rect } |x| = \begin{cases} 1, & |x| \leq 1 \\ 0 & |x| > 1 \end{cases}$$

である。 T が物体の振動周期 $2\pi/\omega$ と比べて充分大きければ,

$$\int_{-\infty}^{\infty} w_0(t) w_r^*(t) e^{-in\omega t} dt = \lim_{T \rightarrow \infty} \int_{-T/2}^{T/2} e^{-in\omega t} dt = \delta(n\omega) \quad (12)$$

となり、式(10)から

$$C(\alpha_0, \eta) = J_0^2(\alpha_0) \quad (13)$$

となる。これが時間平均法によって得られる結果であり、 α_0 を変数とする0次のBessel関数によって干渉縞は特徴づけられる。このとき、位相 $\eta(\mathbf{r})$ には無関係である。

パルスストロボ法

シャッター関数 $w_0(t)$ 、 $w_r(t)$ がともに物体の振動周期 $\tau(=2\pi/\omega)$ の1/2の周期で繰り返す

パルス列関数の場合を考える。簡単のためにパルス幅を無限小とし、全露光時間が十分に長く、パルス数を無限個と考えて δ 関数列であらわすと、

$$w_0(t) = w_r(t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta(t - m\tau/2 - 2\pi\xi/\tau) \quad (14)$$

とおける。ここで、 ξ は繰り返しパルスの初期位相である。このとき、

$$\begin{aligned} & \int_{-\infty}^{\infty} w_0(t) w_r^*(t) e^{-in\omega t} dt \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta(t - m\tau/2 - 2\pi\xi/\tau) e^{-in\omega t} dt \\ &= e^{-in\xi} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta(n - 2m) \end{aligned} \quad (15)$$

となるから、式(10)は

$$\begin{aligned} C(\alpha_0, \eta) &= \left| \sum_{m=-\infty}^{\infty} (-1)^m e^{i2m(\eta-\xi)} J_{2m}(\alpha_0) \right|^2 \\ &= \cos^2(\alpha_0 \cos \Delta) \end{aligned} \quad (16)$$

となる。ここで、 Δ は物体振動の初期位相とパルスストロボ照明の初期位相の差、すなわち

$$\Delta = \eta - \xi \quad (17)$$

である。式(16)は、パルスストロボ法では干渉縞が正弦波関数で特徴づけられることを示している。したがって、 α_0 の増大とともに正弦的な干渉縞が得られるために、大きな振動振幅に対してもコントラストは良い。しかし、物体振動とストロボ照明の位相差 Δ によって、その縞間隔は著るしく影響される。

3. 正弦波変調ストロボ法

ここでは、シャッター関数として正弦波関数を用いられる正弦波強度変調法と正弦波振幅変調法における再生像干渉パターンの特性関数が導出され、それらの特徴が検討される。

3.1 正弦波強度変調法

照明光の振幅に関するシャッター関数 $w_0(t)$, $w_r(t)$ を同一の角周波数 ω_s をもつ正弦波関数で与える。すなわち、

$$w_0(t) = w_r(t) = \cos(\omega_s t - \xi) \quad (18)$$

のとき、

$$\begin{aligned} & \int_{-\infty}^{\infty} w_0(t) w_r^*(t) e^{-in\omega t} dt = \int_{-\infty}^{\infty} \cos^2(\omega_s t - \xi) e^{-in\omega t} dt \\ &= \frac{1}{2\omega} \left[\delta(n) + \frac{1}{2} e^{-i2\xi} \delta(n-2m) + \frac{1}{2} e^{i2\xi} \delta(n+2m) \right] \end{aligned} \quad (19)$$

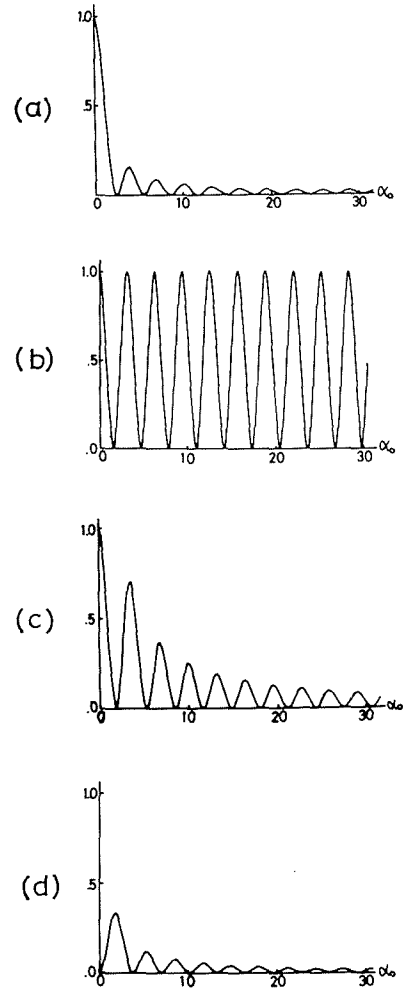


Fig. 3. Relative intensities of interference fringes by (a) time averaged, (b) pulsed strobe, (c) sinusoidal intensity-modulation and (d) sinusoidal amplitude-modulation methods.

となる。ここで、

$$m = \omega_s / \omega \quad (20)$$

であり、ストロボ照明と物体振動の周波数の比である。このとき、特性関数は

$$C(\alpha_0, \eta) = \left[J_0(\alpha_0) + (-1)^m J_{2m}(\alpha_0) \cos \{2(\xi - m\eta)\} \right]^2 \quad (21)$$

となり、0次および2m次のBessel関数で特徴づけられる。特に $m=1(\omega_s=\omega)$ の場合である

$$C(\alpha_0, \eta) = \left[J_0(\alpha_0) - J_2(\alpha_0) \cos(2\Delta) \right]^2 \quad (22)$$

を以下に考察する。 $\Delta=0$ とした場合の式(22)の振舞いをFig. 3(c)に示す。同図(a)の時間平均法の場合と比較すると、 α_0 の大きい領域でコントラストが数倍向上している。しかし、物体振動の位相が知られている場合は少なく、ストロボ照明と物体の位相を一致させることは必ずしも容易ではなく、式(22)においても位相差 Δ の影響を受ける。この影響は、パルスストロボ法で述べたように、干渉縞の縞間隔を変化させるために振動振幅の測定にとって重要な問題になる。Fig. 4は $C(\alpha_0, \eta) = 0$ から得られる暗線(dark fringe line)を与える α_0 の値が位相差 Δ によって変化する様子を、パルスストロボ法[式(16)]と正弦波強度変調法[式(22)]と比較して示す。この図から知られるように、パルスストロボ法では各暗線の α_0 が位相差 Δ によって大幅に変化するが、正弦波強度変調法では、どの暗線もそれほど変化を受けない。

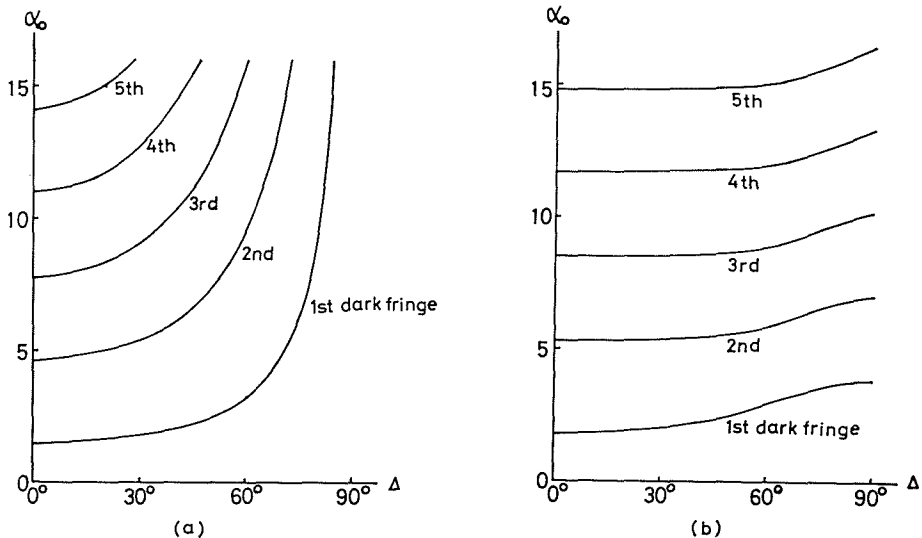


Fig. 4. Variations of α_0 of dark fringe lines due to the phase differences Δ ; (a) pulse-strobe method and (b) sinusoidal intensity-modulation method.

結論として、ここで解析した正弦波強度変調法は、干渉縞のコントラストに関して時間平均法より優れ、またストロボ照明と物体振動の位相差の影響は、パルスストロボ法よりは少なく両者の中間的な特質を有している。

3.2 正弦波振幅変調法

物体照明光として時間的に変動しない様な光を使用し、参照光として正弦的に振幅が変動する照明を行なうと、ホログラム強度の再生像に寄与する成分には、時間とともに正弦的に変動する露光が繰り返えし与えられる。この場合、全露光時間は充分長く、

$$\left. \begin{aligned} w_0(t) &= 1 \\ w_r(t) &= \cos(\omega_s t - \xi) \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

とおくと,

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} w_0(t) w_r^*(t) e^{-in\omega t} dt &= \int_{-\infty}^{\infty} \cos(\omega_s t - \xi) e^{-in\omega t} dt \\ &= \frac{1}{\omega} \left\{ e^{i\xi} \delta(n+m) + e^{-i\xi} \delta(n-m) \right\} \end{aligned} \quad (24)$$

となる。特性関数は、これを式(10)に代入して,

$$C(\alpha_0, \eta) = \left[J_m(\alpha_0) \cos(\xi - m\eta) \right]^2 \quad (25)$$

となり, m 次の Bessel 関数で与えられる。以下, $m=1$ ($\omega_s = \omega$) の場合である

$$C(\alpha_0, \eta) = J_1^2(\alpha_0) \cos^2 \Delta \quad (26)$$

を考察する。Fig. 3(d) は $\Delta=0$ における式(26)の特性関数の振舞いを示す。これは、同図(a)~(c)の他の方法で得られる結果と全く異なる特徴を示している。すなわち、他の方法では $C(0, \eta)=1$ であるのに対して、正弦波振幅変調法では $C(0, \eta)=0$ であり、振動振幅が0であるノードルラインが暗線になる。その結果、静止物体の像は得られない。また、 α_0 が0の近傍での α_0 に対する $C(\alpha_0, \eta)$ の変化は

$$\left. \frac{\partial C(\alpha_0, \eta)}{\partial \alpha_0} \right|_{\alpha_0=0} \propto \alpha_0^2 \quad (27)$$

であるから、わずかの振動振幅の変化に対して極めて敏感に干渉縞の強度が変化する。この特徴は、正弦波振幅変調法に特有のものであり、特に微小な振動の解析に利用できる。

さらに、ここで得られた正弦波振幅変調法の結果である式(26)では、 α_0 と Δ が変数分離されているために、位相差 Δ の変化が干渉縞の空間的位置を変化させることなく、縞の濃淡を変化させるだけである。言い換えると、等振動振幅分布として得られる干渉パターンは、物体の振動位相に応じてその強度が変化する。特に、 $\Delta=90^\circ$ では $C(\alpha_0, \eta)=0$ となり、連続する干渉縞はそ

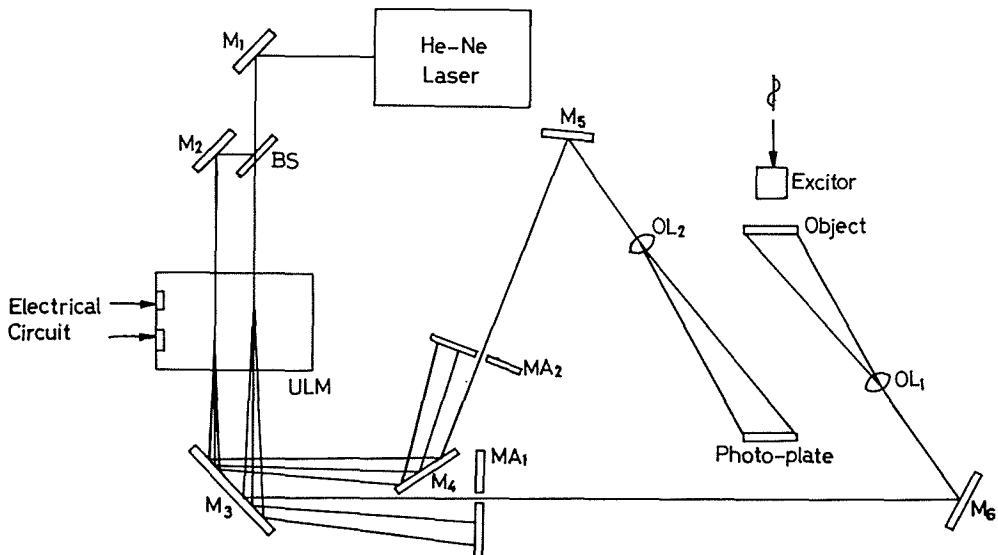


Fig. 5. Optical arrangement employed in experiments.

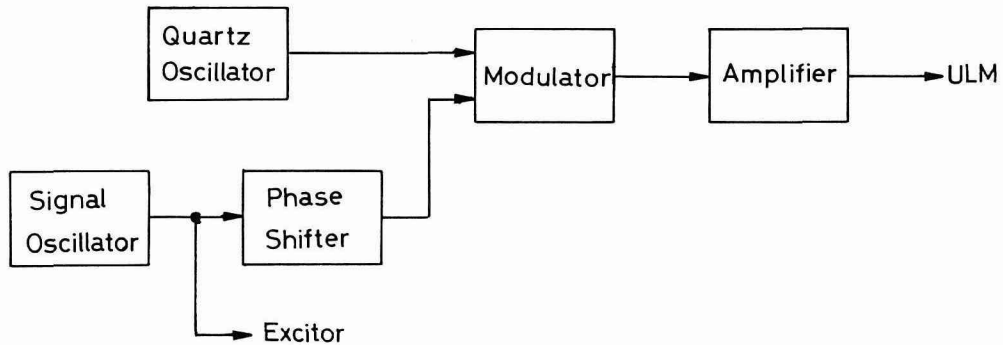


Fig. 6. Electrical system fed into a quartz in ULM.

の点で立ち切れる結果になる。このように、正弦波振幅変調法では、振動振幅の大きさと、位相の両方の情報を分離した形で含んだ干渉パターンとなる。

4. 実験

実験に使用した光学系を Fig. 5 に示す。He-Ne レーザ光 ($\lambda=6328 \text{ \AA}$) がビームスプリッターで二つに分けられ、2 チャンネル超音波光変調器 (ULM) に通されたのち、物体照明光および参照光として使用された。このとき、ULM から出射する 1 次回折光の振幅は、超音波の振幅が適当な限度内で超音波の振幅に比例するため、超音波に所望の振幅変調を施すことにより、必要なシャッター関数が得られる。Fig. 6 に ULM に導びかれる電気系のブロック図を示す。10 MHz 水晶発振器からの搬送波を位相変換器により適当に位相が設定された信号波によって振幅変調したのち ULM 内の水晶板を駆動した。特に、正弦波シャッター関数においては変調方式として両側帯波搬送波抑制変調を施すことで 1 次回折光振幅を正弦波変調した¹⁴⁾。その変調波形を Fig. 7 に示す。また時間平均法およびパルスストロボ法では、矩形信号およびパルス列信号で搬送波を変調して、それぞれシャッター関数を得た。

まず、単純な物体として、片もちばり (鉄製、幅 13.3 mm、長さ 61.4 mm) を使用し、各種の方法における再生像干渉パターンを比較・検討し、つぎに複雑な振動物体としてスピーカーの膜振動を調べた。いずれも、物体表面には拡散性のよい MgO を添付した。物体と写真乾板は向い合わせて置かれ、 $\theta_1=35^\circ$ 、 $\theta_2=0^\circ$ とした。したがって、 α_0 と振動振幅 $a(\mathbf{r})$ との関係は、式 (7) より、

$$a(\mathbf{r}) = \alpha_0/18.1 \quad (\mu\text{m}) \quad (28)$$

である。

4.1 正弦波強度変調法

Fig. 8 に正弦波強度変調法による片もちばりの再生像と、マイクロデントメータによる強度分布測定結果を、時間平均法およびパルスストロボ法の結果とともに示す。各方法において、振動状態は同一で、下端を固定し、上端付近背後から電磁石により約 60 Hz で微振が加えられた。なお、ストロボ法においては $d=0$ の条件を満足させてある。測定された干渉縞の強度分布は、

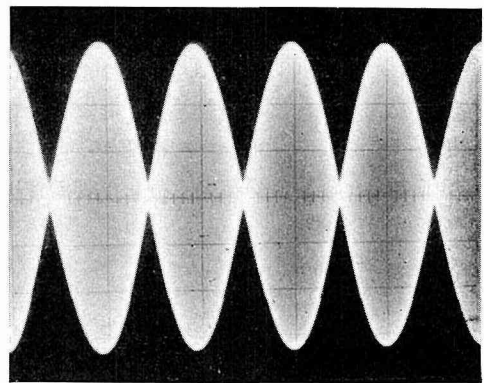


Fig. 7. A waveform by the both-side-band suppressed carrier modulation.

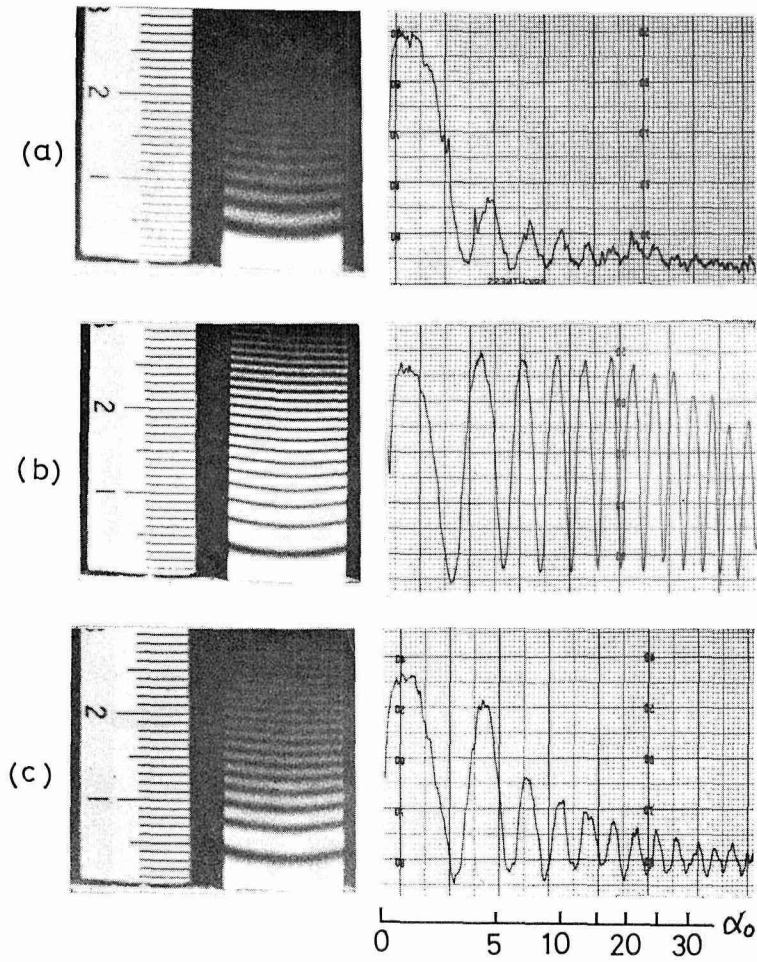


Fig. 8. Reconstructed images and measured intensity distributions of a cantilever by means of (a) time averaged, (b) pulse-strobe and (c) sinusoidal intensity-modulation methods.

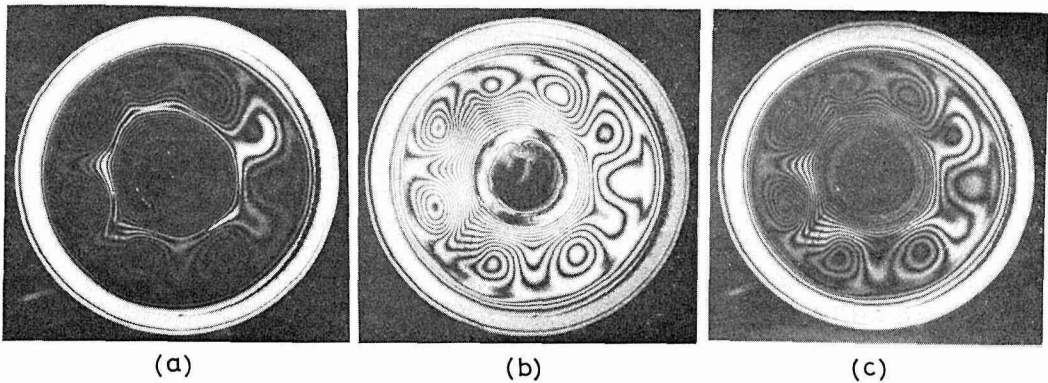


Fig. 9. Vibration patterns of a speaker membrane observed by (a) time averaged, (b) pulse-strobe and (c) sinusoidal intensity-modulation methods. ($f=4$ kHz)

各々の写真の下端のノードライン ($\alpha_0=0$) から上方に走査して得られたもので、片もちばりの振動に合わせて α_0 の目盛りが与えられている。このとき、写真のスケールで 2 cm での振動振幅は、干渉縞の本数と式 (28) を用いて得られ、およそ $1.7 \mu\text{m}$ である。ここでの結果は、理論解析による Fig. 3 の結果と一致した振舞いを示しており、正弦波強度変調法は、ノードラインの情報を含み、かつ大きな振動振幅に対しても比較的良好なコントラストを有している。このことは、Fig. 9 に示すスピーカー膜の振動パターンにおいても明瞭に認められる。

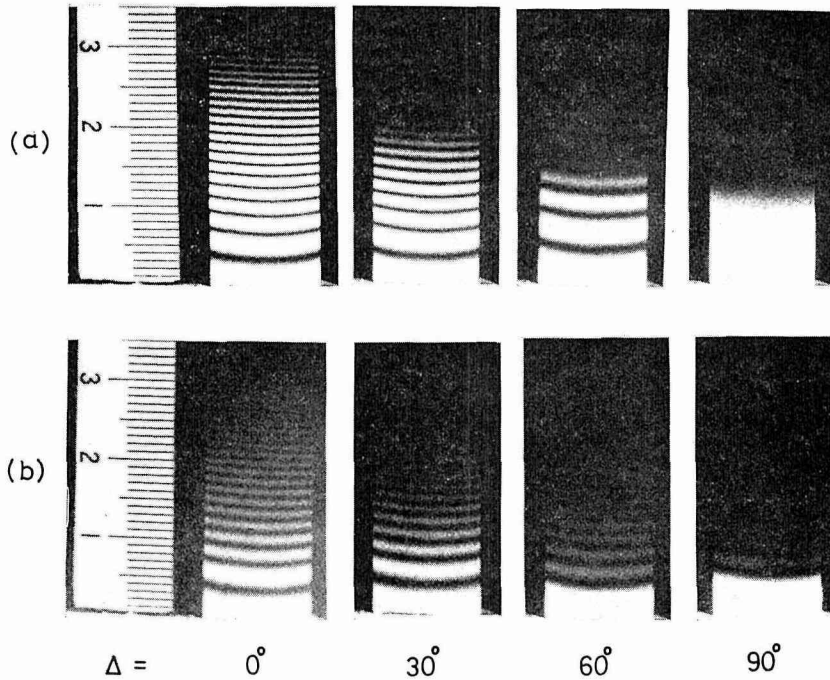


Fig. 10. Effects of the phase difference Δ in (a) pulse-strobe and (b) sinusoidal intensity-modulation methods.

Fig. 10 は、パルスストロボ法と正弦波強度変調法におけるストロボ照明と物体振動の位相差 Δ の影響を調べたものである。パルスストロボ法の結果 (a) は Δ が 0° , 30° , 60° , 90° と増大していくにつれて、干渉縞の間隔は大きく変化している。一方、正弦波強度変調法 (b) の結果では Δ が 60° までの範囲では、干渉縞の間隔はほとんど変化せず、全体のコントラストの減少がみられるだけである。なお、パルスストロボ法においても、大きな振動振幅のところではコントラストは減少するが、これは実験で使用するパルス幅が有限の幅をもっていることに原因している⁶⁾。以上のことから、正弦波強度変調法は干渉縞のコントラストに関して時間平均法より良く、位相差の影響に関して、パルスストロボ法よりも柔軟な手法であることが実験により確かめられた。

4.2 正弦波振幅変調法

2チャンネル ULM において、一方を正弦波変調超音波とし、他方を無変調超音波として、そこから出射する 1 次回折光をそれぞれ参照波および物体照明波として使用し、正弦波振幅変調プログラムを作成した。Fig. 11 に正弦波振幅変調法による片もちばりの再生像および強度分布測定結果を示す。これを Fig. 7 の結果と比較すると、最下端のノードラインが消失し、振動している部分にのみ干渉パターンがみられる。したがって、目安としてとなりに置かれた静止スケー

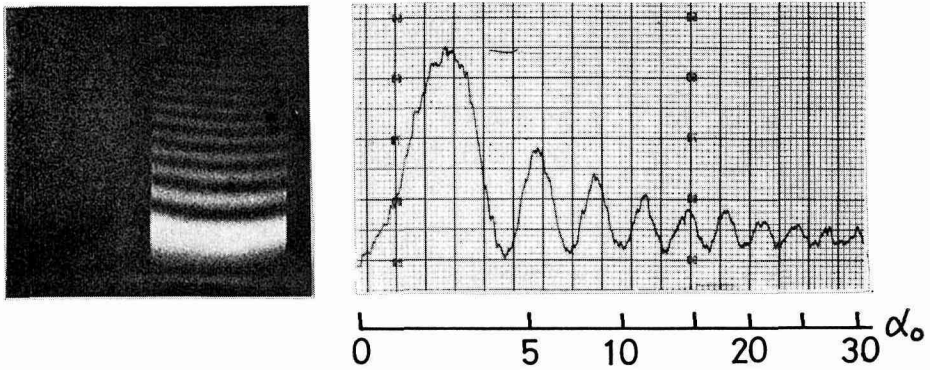


Fig. 11. The reconstructed image and its intensity distribution of a cantilever by means of the sinusoidal amplitude-modulation method.

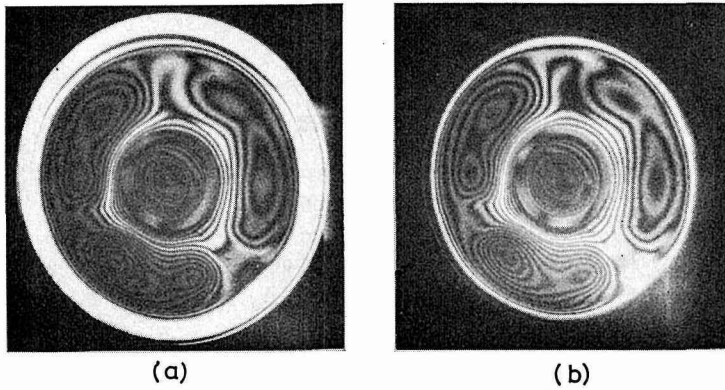


Fig. 12. Vibration patterns of a speaker membrane observed by (a) time averaged and (b) sinusoidal amplitude-modulation methods. ($f=3$ kHz)

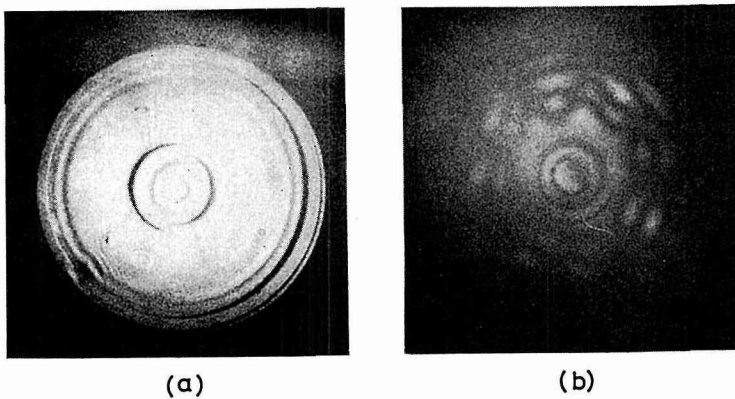


Fig. 13. Reconstructed images of a speaker membrane vibrating with extremely small amplitude by means of (a) time averaged and (b) sinusoidal amplitude-modulation methods. ($f=10$ kHz)

ルの像は全く得られない。Fig. 12には、時間平均法と比較して、スピーカー膜の振動パターンを示す。この結果からも同様な様子がみられ、時間平均法と正弦波振幅変調法では、干渉縞の明暗の位置がほぼ逆転している。

Fig. 11の強度分布測定結果にみられるように、正弦波振幅変調法では $\alpha_0 \approx 0$ の近傍では干渉縞の強度が急激に変化する。この特性を利用して、さらに微小な振動パターンの観測を行なった。Fig. 13はスピーカーの励振電圧を充分小さくして、時間平均法と正弦波振幅変調法で、振動パターンを観測した結果である。時間平均法(a)では、全面がほとんど一様な明るさで、振動パターンは認められないが、正弦波振幅変調法(b)においては、わずかながらも振動しているパターンが明らかに認められる。この際の振動振幅は、実際に測定し得なかったけれども、時間平均法では感知し得ない領域であることから推測して、およそ $\lambda/10$ 以下、すなわち $0.06 \mu\text{m}$ 以下の微小振動であると思われる。

おわりに

最後に、この研究の遂行にあたって有益な議論と御援助をいただいた当学部応用光学講座の諸学兄に厚く感謝いたします。

参考文献

- 1) R. L. Powell and K. A. Stetson: J. Opt. Soc. Amer. **55**, 12 (1965), 1593.
- 2) H. Bjelkhagen: Optics and Laser Technol. **6**, 4 (1974), 117.
- 3) W. Reinicke and L. Cremer: J. Acoust. Soc. Amer. **48**, 4 (Part 2) (1970), 988.
- 4) 深堀勝市, 山本鷹司, 村田正義: 三菱重工技報 **8** (1971), 405.
- 5) H. Saito, I. Yamaguchi and T. Nakajima: *Applications of Holography*, ed. E. S. Barrekette *et al.* (Plenum Press, New York 1971), p. 105.
- 6) 中島俊典: 応用物理 **41**, 6 (1972), 560.
- 7) R. J. Collier, C. B. Burckhardt and L. H. Lin: *Optical Holography* (Academic Press, New York, 1971), p. 437.
- 8) 中島俊典: 応用物理 **39**, 3 (1970), 228.
- 9) P. Shajenko and C. D. Johnson: Appl. Phys. Letters **13**, 1 (1968), 44.
- 10) B. M. Watrasiewicz and P. Spicer: Nature **217** (1968), 1142.
- 11) C. C. Aleksoff: Appl. Optics **10**, 6 (1971), 1329.
- 12) T. Nakajima: Japan. J. appl. Phys. **13**, 3 (1974), 471.
- 13) T. Nakajima and H. Saito: Japan. J. appl. Phys. **14** (1975), 277, Supplement 14-1.
- 14) N. Takai: Opto-electronics **4** (1972), 31.