



Title	一対の超音波変調器を利用した光ヘテロダイン検出方式による実時間相関信号処理
Author(s)	大塚, 喜弘; Ohtsuka, Yoshihiro; 中野, 善明 他
Citation	北海道大學工學部研究報告, 67, 109-116
Issue Date	1973-06-30
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/41127
Type	departmental bulletin paper
File Information	67_109-116.pdf



一対の超音波変調器を利用した光ヘテロダイン 検出方式による実時間相関信号処理

大塚 喜弘 中野 善明

(昭和47年11月30日受理)

Real-Time Correlational Signal-Processing by Optical Heterodyne Detection Technique Using Twin Ultrasonic Light Modulators

Yoshihiro OHTSUKA, Yoshiaki NAKANO

Department of Engineering Science, Faculty of Engineering, Hokkaido University, Sapporo

(Received November 30, 1972)

Abstract

A collinear optical heterodyne detection-system, consisting of closely successive ultrasonic light modulators (ULM) and an optical mask with a reference signal, has been studied for the purpose of real-time correlational signal processing. The first order in the dual diffraction spectrum of light, produced by the twin ULM's, can provide both a signal light wave and a reference one for photomixing. The signal light wave arises from only the first ULM, while the reference light beam arises from the second ULM alone. For a system with the twin ULM's but without the mask, two-varying signals which modulate the signal as well as the reference light beams can be processed in a form of real-time convolution obtainable from the envelope of the beating signal. If the optical mask is added to this systems and a time-varying signal is fed to only the second ULM, a real-time correlational processing can be carried out between those two signals. Those theoretical predictions are verified experimentally. When the two ultrasonic waves, modulated with a rectangular pulse, are arranged to propagate in the opposite direction in the twin ULM's, an optical signal of the frequency 10.6 MHz, which is exactly the sum of two sound frequencies, is simply generated.

1. はじめに

超音波による光の回折現象は、Debye と Sears¹⁾ および Lucas と Biquard²⁾ 等によって、1932年に独立に発見されたことはよく知られている。比較的低い超音波周波数領域³⁾では、超音波は、音速度で進行する位相格子⁴⁾とみなせるので、入射光は時空間にわたって位相変調される。この結果、入射光は超音波によって回折されると同時に、その周波数も Doppler 効果によって、回折次数に従った周波数偏倚をうける。

これらの現象は、1935年代の Raman と Nath^{5),6)} の一連の研究で、理論的にも解明されている。近年、レーザーの出現により、光ヘテロダイン検出法が、従来の直接光検出と対比して注目を集めるようになった⁷⁾。この分野での超音波周波数領域における周波数偏倚器として、超音波が積極的に利用されるようになった⁸⁻¹⁰⁾。すなわち、超音波によって周波数が偏倚したレーザー

光と偏倚していないものレーザー光を光の2乗検出器上で重畳してやると、搬送周波数が、ちょうど超音波周波数に等しい光ビートの信号が発生できるようになった。

光ヘテロダイン検出が可能であるためには、光波は時間的にコヒーレントでなければならない⁴⁾。換言すると、光のスペクトルが十分狭い単色光を必要とする。現在までのところでは、この条件を満たす光源は、レーザー光のみとってよいであろう。光ヘテロダイン検出法は、レーザーのもっとも特徴的な応用分野の一つであるが、光学系に関する困難な技術的問題、たとえば、信号光波と参照光波の波面を高精度に重畳しなければならない問題がある¹¹⁻¹⁵⁾。これらの技術的問題点を解決するために、著者らは、一対の並列的に配置した超音波による光の2重回折を利用することを提唱し、理論的にも実験的にも、光学系に関する困難な点が相当程度解決されることを報告してきた¹⁶⁻¹⁹⁾。

この方法の応用として、発生した光ビートの振幅に注目すると、実時間相関器が実現できる¹⁶⁾。超音波光変調器 (ULM という) へ印加する時間信号と光学マスクとの間の相関を、光学的に、実時間で演算する方法を最初に示したのは Slobodin²⁰⁾ であったが、その後、この方面の研究は急速な発展をとげている²¹⁾。

通常の光電検知器は、光の強度を検出するものであるから、光の振幅に対しては2乗特性を有する。したがって、光相関器の多くは、相関信号の2乗演算をおこなっている²²⁾。これに対して、ここで報告する方式は、周波数の異なった信号光と参照光を重畳して実時間干渉をおこなうものであるから、両光波の乗算部分から光ビートがえられ、その振幅から相関信号そのものが演算されるという特徴がある。この論文は、光ビートの振幅に着目した実時間信号処理の理論と基礎的な実験を扱ったものである。

2. 原 理

ULM-1, ULM-2 および光学マスクを配置した光ヘテロダイン検出のための光学系を Fig. 1 に示す。2つの ULM と光学マスクを十分に接近して配置すると、これらは同一場所に重畳されているとみなすことができる²³⁾。ここでは、ULM-1 の音波の進行方向を x 軸にとり、その他は ULM-1 の位置に重畳しているものと仮定する。ULM-2 の音波の進行方向を ULM-1 と逆方向にとると、光ビートの周波数は、それぞれの超音波周波数の和となる。なお、これらの音波が同一進行方向のときは、それらの周波数差がビート周波数となる^{16,17)}。

ULM-1 および ULM-2 の超音波角周波数、音速、および波数を、それぞれ、 Ω_j, V_j および K_j ($j=1, 2$) とする。また、それぞれの超音波を振幅変調する時間信号を $S_1(t)$ および $S_2(t)$ と

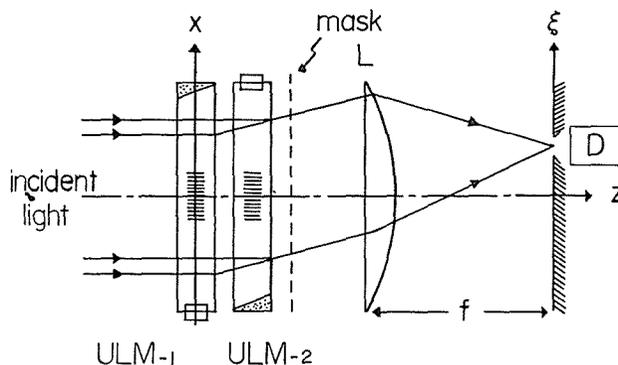


Fig. 1 Optical system for real-time correlator with twin ULM's and optical mask.

すると、それぞれの媒質中における光の屈折率は、

$$n_1 = n_0 - \alpha S_1(V_1 t - x) \sin(\Omega_1 t - K_1 x) \quad (1)$$

$$n_2 = n_0 - \beta S_2(V_2 t + x) \sin(\Omega_2 t + K_2 x) \quad (2)$$

と書ける。ここで、 n_0 は音場が存在しないときの屈折率であり、 α および β は変調度に比例した量である。

いま簡単のため、角周波数 ω の平行光が ULM-1 に垂直入射するものとする。入射光電場を、

$$E_0 \exp i\omega t \quad (3)$$

とすると、ULM-1 によって位相変調を受け、Raman-Nath の領域では^{5,6)}、ULM-1 を通過した光の電場は、

$$E(x, t) = E_0 \exp i\{\omega t - \alpha S_1(V_1 t - x) \sin(\Omega_1 t - K_1 x)\} \quad (4)$$

と書ける。音圧が低く、式 (4) を展開して 2 次以上の高次項が無視できるとき、

$$\begin{aligned} E(x, t) &\simeq E_0 \exp(i\omega t) \{1 - i\alpha S_1(V_1 t - x) \sin(\Omega_1 t - K_1 x)\} \\ &= E_0 \exp(i\omega t) \left[1 - \frac{\alpha}{2} S_1(V_1 t - x) \exp\{i(\Omega_1 t - K_1 x)\} + \frac{\alpha}{2} S_1(V_1 t - x) \exp\{-i(\Omega_1 t - K_1 x)\} \right] \end{aligned} \quad (5)$$

となる。この式の第 1 項は回折せずに直進する零次光を、第 2、第 3 項は、それぞれ +1 次および -1 次回折光を意味している。ただし、超音波の進行方向に回折するスペクトルを正とする。ここでは、これらの回折スペクトルのうち、零次光と +1 次回折光に着目する。零次および +1 次光の電場は、位相の定数項を無視すると、それぞれ、

$$E_0(x, t) = E_0 \exp i\omega t \quad (6)$$

$$E_{+1}(x, t) = -\frac{E_0 \alpha}{2} S_1(V_1 t - x) \exp i\{(\omega + \Omega_1)t - K_1 x\} \quad (7)$$

と書ける。これらの光波は ULM-2 を通過すると再び回折されるが、その回折スペクトルの中で、光ヘテロダイン検出に必要な光波についてのみ着目する。まず式 (6) で示される ULM-1 を通過した零次光について考える。この光波は ULM-2 で再び回折され、その回折スペクトルのうち、-1 次回折光が光学マスク M を通過した後の光波の電場を $E_{0, -1}(x, t)$ と記す。同様に、式 (7) で示される ULM-1 を通過した +1 次回折光については、ULM-2 に入射して回折せずに直進する光波、すなわち零次光が光学マスク M を通過した後の光波の電場を $E_{1, 0}(x, t)$ と記す。したがって、光学マスク M の振幅透過率を $a(x)$ とすると、着目する 2 つの光波の電場 $E_{1, 0}(x, t)$ および $E_{0, -1}(x, t)$ は、

$$E_{1, 0}(x, t) = -\frac{E_0 \alpha}{2} S_1(V_1 t - x) a(x) \exp i\{(\omega + \Omega_1)t - K_1 x\} \quad (8)$$

$$E_{0, -1}(x, t) = +\frac{E_0 \beta}{2} S_2(V_2 t + x) a(x) \exp i\{(\omega - \Omega_2)t + K_2 x\} \quad (9)$$

と書ける。

式 (8) と (9) によって表わされる光波をレンズ L で光検出器の光電面上に集光する。この両光波の合成電場を考えると、レンズ L の焦平面では、Fraunhofer 回折による x 座標についての Fourier 変換の形になる。光の波長を λ 、レンズ L の焦点距離を f とし、レンズの焦平面で x 軸に平行な座標を ξ 軸にとって、

$$p = \frac{f\lambda}{\xi} \quad (10)$$

とおけば、検出器面上の座標 ξ に対応した p 点での電場は、

$$E(p) = \int_{-\infty}^{+\infty} \Xi(x, t) \exp(-2\pi i p x) dx \quad (11)$$

で表わされる。ここで、

$$\Xi(x, t) = \Xi_{1,0}(x, t) + \Xi_{0,-1}(x, t) \quad (12)$$

で式 (8) と (9) の合成電場を表わす。したがって、 p 点での光の強度は、

$$I(p) = E(p)E^*(p) = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \Xi(x, t) \exp(-2\pi i p x) dx \right|^2 \quad (13)$$

となる。ただし、* 印は複素共役を意味する。

1 次回折光の回折角は音波と光の波数の比で与えられるから、一般に 2 つの超音波の周波数が異なると、それぞれの回折角は異なることになる。したがって、2 つの ULM が互に平行に配置されても、ここで問題にしている 1 次回折光の 2 光束の波面は完全に重畳されない。しかし、2 つの ULM を相対的に傾むけることによって、これらを完全に重ねることが可能である。たとえば、7 MHz と 8 MHz の水中における超音波による場合には、超音波の幅を 5 mm、検出器面の幅を 10 mm にすると、2 つの超音波の進行方向の開き角を約 10^{-2} rad. 程度に調整すればよいという結果がえられている^{16,17)}。ここでは、簡単のため、このような条件が満足されているものと仮定する。いま、光電面前のスリット幅は、集光束が検出器で全て受光されるだけ十分開いているものとすれば、光電流は次式に比例する。

$$I(t) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \Xi(x, t) \exp(-2\pi i p x) dx \right|^2 dp$$

式 (13) を用いて、

$$\begin{aligned} &= \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \Xi(x_1, t) \Xi^*(x_2, t) \exp\{-2\pi i p(x_1 - x_2)\} dx_1 dx_2 dp \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(x_1 - x_2) \Xi(x_1, t) \Xi^*(x_2, t) dx_1 dx_2 = \int_{-\infty}^{+\infty} |\Xi(x, t)|^2 dx \end{aligned} \quad (14)$$

ただし、 $\delta(x)$ はデルタ関数を意味する。

光学マスク M の強度透過率を、 $A(x) = a(x)a^*(x)$ とおいて、式 (14) を式 (8), (9) および (12) を用いて具体的に書けば、

$$\begin{aligned} I(t) &= \frac{E_0^2 \alpha^2}{4} \int_{-\infty}^{+\infty} S_1^2(V_1 t - x) A(x) dx + \frac{E_0^2 \beta^2}{4} \int_{-\infty}^{+\infty} S_2^2(V_2 t + x) A(x) dx \\ &\quad - \frac{E_0^2 \alpha \beta}{4} \int_{-\infty}^{+\infty} [S_1(V_1 t - x) S_2(V_2 t + x) A(x) \exp i\{(\Omega_1 + \Omega_2)t - (K_1 + K_2)x\} + c.c.] dx \end{aligned} \quad (15)$$

となる。ここで、*c.c.* は複素共役を示す。この式で第 1 項および第 2 項は、光ビートに関係しない項で、第 3 項がビート信号である。したがって、定数項を無視すると、ビート信号のみは、

$$I_b(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} S_1(V_1 t - x) S_2(V_2 t + x) A(x) \cos\{(\Omega_1 + \Omega_2)t - (K_1 + K_2)x\} dx \quad (16)$$

と書ける。ここで、光ビート周波数はそれぞれの超音波周波数の和 $(\Omega_1 + \Omega_2)/2\pi$ である。また、光ビートの位相変動が、その周波数にくらべて十分小さければ、このビートの振幅を実時間検出することによって、情報信号に関する相関が実時間で処理されることを示している。以下、式 (16) について、次のような場合について考察する。

1) 2 つの ULM 信号のみの場合^{24,25)}

$$\left. \begin{array}{l} \text{光学マスク } M; A(x)=1 \\ \text{ULM-1}; S_1(t) \\ \text{ULM-2}; S_2(t) \end{array} \right\} \quad (17)$$

および,

$$V_1 t - x = \tau \quad (18)$$

とおくと, ビート信号の振幅は, 定数項を無視して書くと,

$$C\{(V_1 + V_2)t\} = \int_{-\infty}^{+\infty} S_1(\tau) S_2\{(V_1 + V_2)t - \tau\} d\tau \quad (19)$$

がえられる。すなわち, 2つの超音波に加えた振幅変調信号 $S_1(t)$ と $S_2(t)$ との間の Convolution が実時間で演算されることを示している。

2) 光学マスクと1つの ULM 信号の場合¹⁵⁾

$$\left. \begin{array}{l} \text{光学マスク } M; A(x) \\ \text{ULM-1}; S_1(t)=1 \\ \text{ULM-2}; S_2(t) \end{array} \right\} \quad (20)$$

および,

$$V_2 t + x = \tau \quad (21)$$

とおくと, ビート信号の振幅は, 定数項を無視して書くと,

$$R(-V_2 t) = \int_{-\infty}^{+\infty} S_2(\tau) A(\tau - V_2 t) d\tau \quad (22)$$

がえられる。すなわち, 光学マスクと ULM-2 に加えた振幅変調信号との間の Correlation が実時間で演算されることを示している。この場合, ULM-1 は光ビート信号発生のためにだけ用いられている。

3. 実験方法

実験装置の模式図を Fig. 2 に示す。光源には, 出力が約 30 mW 程度の TEM₀₀ モードで動作する He-Ne ガスレーザーを用いた。ULM-1 への入射光ビームの直径をレンズ L₁, L₂ で約 100 mm に拡大し, ULM-2 からの出射光はレンズ L₃ で光電面上に集光した。ULM-1 および ULM-2 には, X-cut の水晶振動子をトランスデューサーとしてとりつけ, ここでは簡単のため

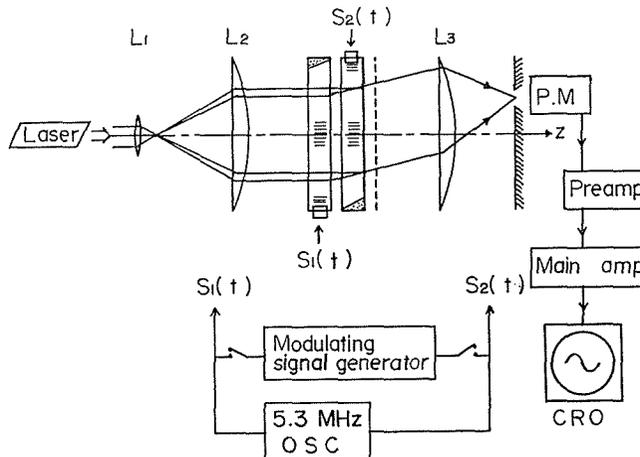


Fig. 2 Block diagram for optical-heterodyne detection processing.

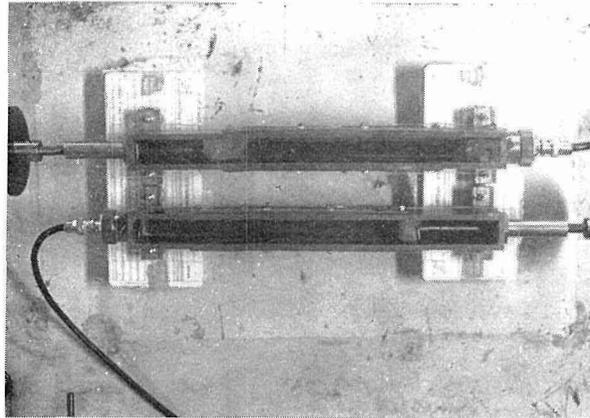


Fig. 3 A photograph of twin ultrasonic modulators.

に、2つの超音波の周波数を等しくとり、 $\Omega_1/2\pi = \Omega_2/2\pi = 5.3 \text{ MHz}$ とした。レンズ L_1 , L_2 および L_3 の焦点距離はそれぞれ 25, 600 および 600 mm である。

Fig. 3 は2つの ULM を上から見た写真である。この超音波槽は蒸留水で満され、進行超音波を発生させるために、トランスデューサーと対向する面に、ポリウレタンの吸音材をとりつけた。この実験では、振幅変調信号に典型的な矩形パルス波を用いたので、超音波槽の窓の大きさを $20 \text{ mm} \times 150 \text{ mm}$ とすることによって、パルス幅は約 $100 \mu \text{ sec}$ まで広げることができた。適当な大きさの矩形開口を光学マスク M として用いた。

光検出器には、S-20 特性の光電子増倍管を用い、受光面の前面にスリットをとりつけた。光電子増倍管の動作電圧は、500~600 V の範囲で、信号対雑音比 S/N を良好に保つことができた。光電子増倍管の出力を前置増幅器を通して、さらに、中心周波数 10.8 MHz, 3 dB の帯域幅 600 kHz の同調増幅器で増幅し、この出力波形をオシロスコープで観測した。

4. 実験結果と考察

4.1 光ビートの発生

光ビート信号は、本方式によって十分良好な S/N 比で、且つ容易に発生できた。Fig. 4 にそれを示す。上の波形は、2つの ULM のトランスデューサーに印加した 5.3 MHz の電圧波形で、下は光ヘテロダイン出力で、変調信号を印加していない場合の光ビートの波形である。ビート周波数は2つの超音波周波数の和で、 $5.3 \times 2 = 10.6 \text{ MHz}$ となっている。

4.2 実時間信号処理

Fig. 5 に、2つの ULM に時間信号の矩形パルスを印加した場合の写真を示す。上は印加パルスの波形で、下は得られた光ヘテロダイン出力である。光ビート信号の包絡線は、それぞれの印加信号間の Convolution を示している。ここで、上の印加信号パルスの幅と、下の Convolution 波形の零レベルでの幅が、ちょうど等しくなっていることがわかる。光学マスクと1つの ULM を組み合わせた場合を Fig. 6 に示す。上の波形は ULM-2 に加えた信号パルスで、下は得られた光ヘテロダイン出力である。すなわち、光ビート信号の包絡線として Correlation が実時間で演算されている。上の印加信号パルスの幅に対して、下の Correlation 波形の零レベルでの幅がちょうど2倍になっていることがわかる。

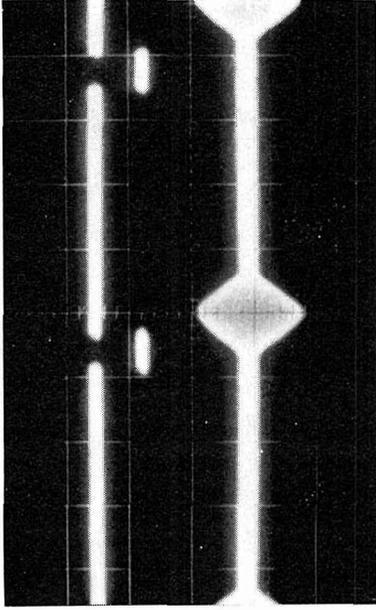


Fig. 6 An example of a real-time correlation. The upper is the input pulse signal applied to the ULM-2. The lower is the correlation between the pulse and a mask with a rectangular aperture.

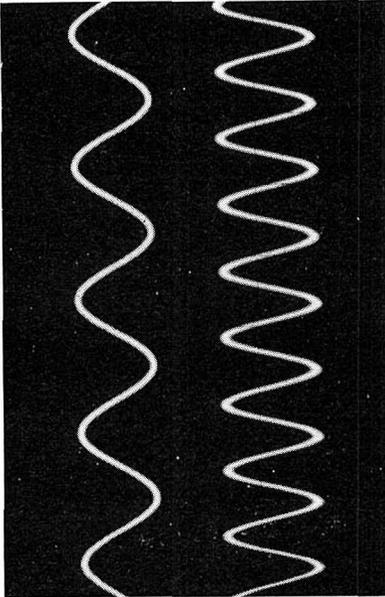


Fig. 4 Comparison of sinusoidal signal driving ULM-1 and ULM-2 (upper) with generated beating signal (lower).

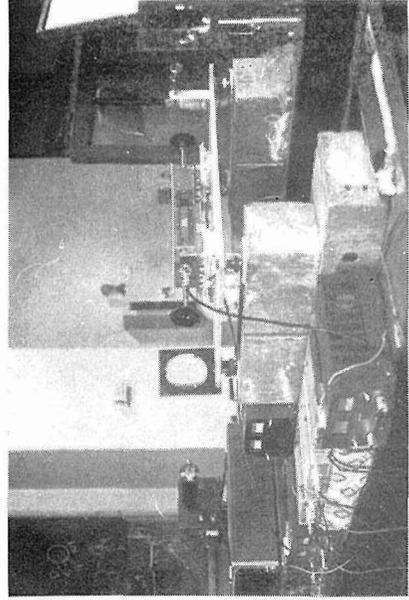


Fig. 7 A picture of experimental apparatus.

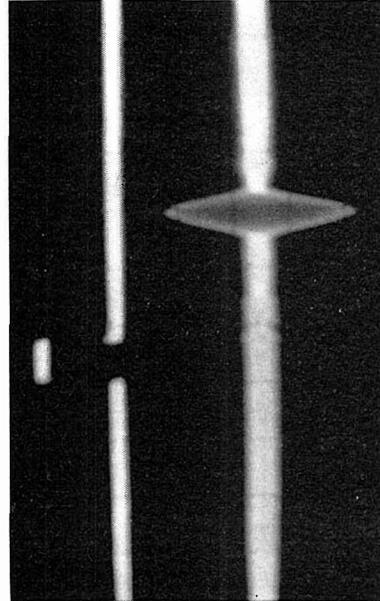


Fig. 5 An example of real-time convolution. The upper is the input pulse signal applied to the ULM-1 and ULM-2. The lower is the convolution obtained from these signals.

5. 要 約

一対の超音波光変調器に光を通すと、2重回折スペクトルを生ずる。この2重回折スペクトルの内、1次回折光に注目すると、光ヘテロダイン検出に必要な信号光と参照光を含んでいる。すなわち、信号光は第1の変調器によるものであり、参照光は第2の変調器によるものと考えることができる。したがって、これらの光波を重畳して光検出器で検出すると、光ビートを発生することができる。ただし、光源はレーザーのような単色光源でなければならない。

信号光と参照光を時間信号で変調し、光ビートの振幅に着目すると、これらの信号間の Convolution が実時間で演算される。また、第2の超音波変調器のみを時間信号で変調し、さらに、参照信号をもった光学マスクを組み合せると、これらの信号間の相関が実時間で演算される。この場合、第1の超音波変調器による信号光は、光ビートを発生させる目的のみに使用されている。一般に、従来の光相関器は、直接光強度の検出を利用しているため、相関信号の2乗を検出しているが、ここでの方式は、相関信号そのものが検出できるという特徴がある。

これらの理論結果を実験的にも確認できた。また、実験装置が光学部品として、2, 3のレンズ以外ほとんど必要とせず、さらに、ビート発生のための alignment が極めて容易であることも本装置の特徴である。しかし、信号の電気回路処理にあたっては、信号対雑音比 S/N を最適にする考慮が必要である。すなわち、光ヘテロダイン検出では、ビート周波数を中心周波数とする狭帯域増幅器等によって、S/N を向上できるのが大きな特徴であるが、変調信号が帯域幅をもっている場合には、同調増幅器の帯域幅をこの帯域幅に合せる必要がある。

おわりに、この研究の実験に際して、池田教授、佐々木助手および奥村技官に終始多大な援助を承りました。ここに深甚なる感謝の意を表します。

文 献

- 1) Debye, P. and Sears, F. W.: Proc. Natl. Acad. Sci., **18** (1932) 409.
- 2) Lucas, R. and Biquard, P.: Compt. Rend., **194** (1932) 3132.
- 3) Exterman, R. and Wannier G.: Helv. Phys. Acta., **9** (1936) 520.
- 4) Born, M. and Wolf E.: "*Principles of Optics*" (Pergamon Press, New York 1964).
- 5) Raman, C. V. and Nath, N. S. N.: Proc. Ind. Acad. Sci., **2A** (1935) 406, **3A** (1936) 119.
- 6) Berry, M. V.: "*The Diffraction of Light by Ultrasound*" (Academic Press, London, 1966).
- 7) Ross, M.: "*Laser Receiver*" (John Willy, 1966).
- 8) Cummins, H. Z. and Knable, N. Gambel, L. Yeh Y.: Appl. Phys. Letters., **2** (1963) 62.
- 9) Adler, R.: IEEE Spectrum, **4** (1964) 42.
- 10) Cummins, H. Z. and H. L. Swinny: "*Progress in Optics*" ed, E. Wolf (North Holland, 1970).
- 11) Read, W. S. and Fried D. L.: Proc. IEEE, **51** (1963) 1787.
- 12) Corcoran, V. J.: J. appl. Phys., **36** (1965).
- 13) Siegman, A. E.: Proc. IEEE, **54** (1966) 1350.
- 14) Rowley, W. R. C.: Optica Acta., **16** (1969) 159.
- 15) Sakdraba, I.: Memoirs of the Faculty of Engineering, Hokkaido University, **12**(1970) 417, **12**(1970) 427.
- 16) Ohtsuka, Y.: Qpto-electronics, **3** (1971) 119.
- 17) 大塚喜弘, 中野善明, 杉本隆夫: 応用物理, **41** (1972) 51.
- 18) 大塚喜弘, 中野善明: 電子通信学会画像工学研究会資料, IT 72-18 (1972-10).
- 19) Ohtsuka, Y.: Japan. J. appl. Phys. **11** (1972) 1446.
- 20) Slobodin, L.: Proc. IEEE, **51** (1963) 1782.
- 21) Damon, R. W. Moloney, W. T. and McMahon D. H.: "*Physical Acoustics*" vol. 7, ed., Mason W. P. and Thurston, R. N. (Academic Press, New York, 1970).
- 22) Cutrona, L. J. Leith, E. N. Palermo, C. J. and Porcello L. J.: IRE Trans-Infom. Theory, **6** (1960) 386.
- 23) Mertens, R.: Z. Physik, **160** (1960) 291.
- 24) Atzen, C. and Pantani, L.: Proc. IEEE, **58** (1970) 501.
- 25) 河千田征幸, 滑川敏彦: 日本音響学会誌 **28** (1970) 327.