

1次元FFTによるバイナリーホログラムについて

藤 木 茂 夫*

On the Binary Hologram by One Dimensional FFT

Shigeo FUJIKI

要 旨

計算機によるバイナリーホログラムの作製は従来、2次元FFT (Fast Fourier Transform) を用いて行なわれている。この場合、パーソナルコンピュータでは記憶容量、演算時間等により、入力する2次元画像データ数 ($M \times N$) がかなり制限される。本論文では、1次元FFTを用いてバイナリーホログラムを作製する方法を提案し、実験を行った結果を報告する。提案された方法によれば、画像データ数の制限はほとんどなく、演算時間も2次元FFTによる方法と比較して短縮される。

Abstract

The Binry hologram by digital computer has been made by using two dimensional FFT (Fast Fourier Transform). If the input data consist of a large number of picture elements, the methods using two dimensional FFT require many memories of computer and much time. In general, personal computers have not so many memories.

In this paper, a new method for the binary hologram which is made by using one dimensional FFT is proposed and experiments are discribed. Using the proposed method, the numbers of picture element are not almost limited and the required time is shorter than by two dimensional FFT.

1. は じ め に

従来の計算機合成ホログラムの一つの方法であるバイナリー (2 値) ホログラムはフーリエ変換型である。この方法について簡単に説明しておく。まず、2次元画像のフーリエ変換値を求めるため2次元画像を $M \times N$ 個の画素に分解し、そのサンプル値を2次元FFT (Fast Fourier Transform) にかけて、FFT 値を求める。得られた $M \times N$ 個のFFT 値 (一般に複素数値) をプロッターにより2値すなわち白 (光透過率 = 0 に相当)、黒 (光透過率 = 1) で平面上に表現する。これを写真フィルム上に白、黒反転させ縮小したものをホログラムとする。この2値ホログラムを光学的にフーリエ変換すると元の画像が再生される。

このような2次元FFTを用いる方法ではそのアルゴリズム上、一般に $M \times N$ 個の2次元配列を

2個必要とする (実数部と虚数部)。したがって扱う画素数は計算機上でとり得る2次元配列の大きさにより制限される。特に、最近とみに普及しているパーソナルコンピュータでは $M \times N$ を十分大きくとれない。

本論文で提案する方法は $M \times N$ 個の入力データの各行 N 個のデータを1次元データとして、1次元FFTにより離散的フーリエ変換値を求め、これを M 回行うことにより処理するものである。したがって配列としては1次元配列ですむので、画素数にはほとんど制限なしと考えてよい。したがって時間さえいとわなければ任意の画素数のバイナリーホログラムを作製することができる。FFTの演算時間について言えば、例えば $N \times N$ 個の2次元FFTの乗算回数が約 $4 N^2 \log_2 N$ 、 N 個の1次元FFTの乗算回数が $2 N \log_2 N$ でこれを N 回行うと $2 N^2 \log_2 N$ となり、¹⁾ 従来の2次元FFTによる方法に比べ約 $1/2$ に節約される。

* 助教授 電気工学科

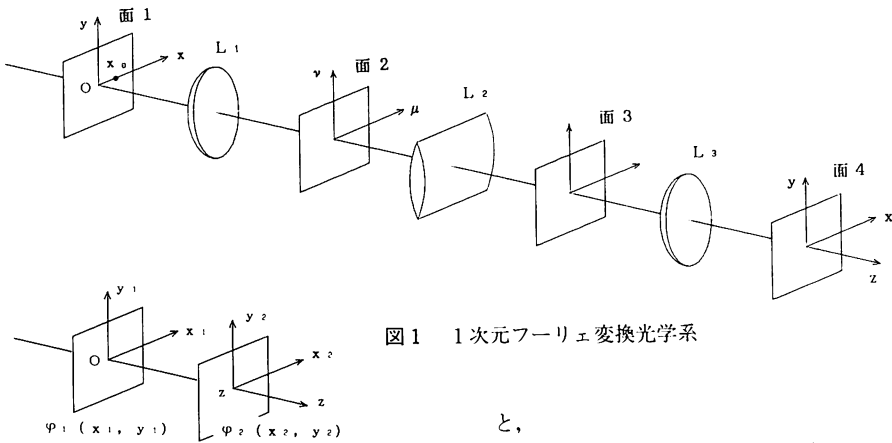


図1 1次元フーリエ変換光学系

図2 フレネル回折

2. 原 理

2. 1 1次元フーリエ変換光学系

本論文で提案される方法で作られるホログラムから、光学的に像を再生するためには、1次元のフーリエ変換を行う光学系が必要である。そのための光学系を図1に示す。図1の系の働きは、フレネル・キルヒホッフの回折公式をフレネル領域に適用した(1)式²⁾を繰り返し用いることにより解析できる。

$$\varphi_2(x_2, y_2) = \frac{A}{j\lambda z} e^{jkz} \iint_{-\infty}^{\infty} \varphi_1(x_1, y_1) \cdot \exp\left\{j \frac{k}{2z} [(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2]\right\} \quad (1)$$

(1)式は図2において、波長 λ なるコヒーレントな光が面1に入射したとき、面1を通過した直後の光分布を $\varphi_1(x_1, y_1)$ としたときに、面1より距離 z の前方の面2に到達する光の分布を $\varphi_2(x_2, y_2)$ としたときの関係である。ただし、 A は光源の強さに関する定数、 j は虚数単位、 $k = 2\pi/\lambda$ である。

図1の面1には波長 λ の点光源が $x = x_0$ にあり、 L_1, L_3 は球面レンズ、 L_2 は円筒面レンズである。面2には光透過率関数が $H(\mu, \nu)$ なる2次元物体が置かれ、今回の場合 $H(\mu, \nu)$ はバイナリーホログラムである。面4が最終出力像面である。3つのレンズの焦点距離はともに f とし、各面、レンズ間の距離はともに f とする。レンズの働きはレンズに入射する光分布を $f_1(x, y)$ としたとき、レンズ通過直後のそれを $f_2(x, y)$ とする

と、

$$f_2(x, y) = P(x, y) f_1(x, y) \quad (2)$$

であり、球面レンズでは

$$P(x, y) = \exp\left\{-j \frac{k}{\lambda f} (x^2 + y^2)\right\} \quad (3)$$

円筒面レンズでは

$$P(x, y) = \exp\left\{-j \frac{k}{\lambda f} y^2\right\} \quad (4)$$

で与えられる。²⁾面1にある点光源をデルタ関数 $A \cdot \delta(x - x_0)$ (A は定数)として、これを(1)式の φ_1 とし、 $z = f$ とすれば L_1 に入射する光分布が得られる。これに(3)式の $P(x, y)$ を乗じたものを新たに φ_1 とし、 $z = f$ として(1)式より面2に入射する光分布が得られる。これに $H(x, y)$ を乗じたものを新たに φ_1 とする。以下同様にして面4に到達する光分布 $\varphi(x, y)$ を求めると

$$\varphi(x, y) = B \cdot e^{j \frac{k}{2} x^2} \int_{-\infty}^{\infty} H(\mu, \nu) \cdot e^{j 2 \pi x_0 \mu} \cdot e^{j 2 \pi \frac{x}{\lambda f} \mu} d\mu \quad (B: \text{定数}) \quad (5)$$

となる。(5)式によれば、積分の前の指数項 $\exp(jkx^2/f)$ を別にすると、 $H(\mu, \nu) \exp(j 2 \pi x_0 \mu)$ なる2次元関数の μ 方向(すなわち x 方向)の1次元フーリエ変換になっている。もちろん $x_0 = 0$ とすれば $H(\mu, \nu)$ のフーリエ変換である。なお、光学的にはフーリエ変換も逆変換も区別なく、例えば面4の x の正方向を逆にとればいわゆるフーリエ変換となる。

2. 2 1次元フーリエ変換によるバイナリーホログラムの理論

バイナリーホログラムから再生したい所要の関数を $u(x, y)$ とする。ある任意の y の値を y_0 としたときの $u(x, y_0)$ を $g(x)$ とし、図1の光学系

の働きを考えれば以後1次元関数で解析して十分である。本研究のテーマは次のように要約できる。すなわち、

「0または1からなる2値関数 $H(\mu)$ に指数関数 $\exp(j2\pi x_0\mu)$ を乗じたもののフーリエ変換値が所要の関数 $g(x)$ に比例するか、又は近似的に比例するような $H(\mu)$ を求めること」である。

今、 $H(\mu) \exp(j2\pi x_0\mu)$ のフーリエ変換値を $\varphi(x)$ とすると、

$$\varphi(x) = \int_{-\infty}^{\infty} H(\mu) e^{j2\pi x_0\mu} \cdot e^{j2\pi\mu x} d\mu \quad (6)$$

である。(5)式において、 $x/\lambda f$ を新たに x と置き換えれば(5)式と(6)式は指数項 $\exp(jkx^2/f)$ を除けば同じものである。この指数項は再生像の強度には無関係なもので本質的なものではない。

関数 $g(x)$ のフーリエ変換値を $G(\mu)$ とする。すなわち、

$$G(\mu) = \int_{-\infty}^{\infty} g(x) e^{-j2\pi\mu x} dx \quad (7)$$

そこで、前述のテーマの要約は次式と等価である。すなわち、

$$G(\mu) = C \cdot H(\mu) \exp(j2\pi x_0\mu) \quad (8)$$

(C: 定数)

を満足する2値関数 $H(\mu)$ を求めることである。しかし、任意の関数 $g(x)$ のフーリエ変換である $G(\mu)$ は複素数であり、(8)式を満足する $H(\mu)$ は一般的には存在しない。そこで $g(x)$ と $G(\mu)$ に次のような条件を加する。

$$g(x) = 0 \quad |x| \leq \Delta x/2 \quad (9)$$

$$G(\mu) \approx 0 \quad |\mu| \leq \Delta\mu/2 \quad (10)$$

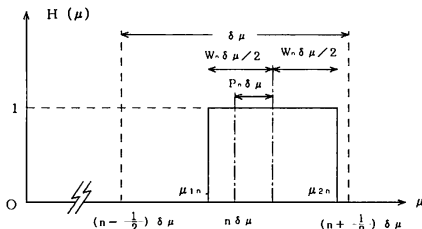


図3 $H(\mu)$ の n 番目の区間

一般に、(9)式を満たす関数のフーリエ変換値は $\mu = \pm\infty$ まで広がっているが、 $\Delta\mu$ をある程度大きくとれば(10)式は近似的に満足される。(10)式はホログラムの寸法が有限であり得ることを示している。さて、(6)式の $\varphi(x)$ が $|x| > \Delta x/2$ で全く

任意であることを許せば、この任意性が、(8)式を満たさずとも $|x| \leq \Delta x/2$ の範囲内で $g(x)$ と $\varphi(x)$ とが比例 (または近似的に比例) することを期待させる。

さて、2値関数 $H(\mu)$ を次式で表わすものとする。

$$H(\mu) = \sum_{n=1}^N \text{rect} \left\{ \frac{\mu - (n + P_n)\delta\mu}{W_n\delta\mu} \right\} \quad (11)$$

ただし、

$$\text{rect}(x) = \begin{cases} 1 & |x| \leq 1/2 \\ 0 & |x| > 1/2 \end{cases} \quad (12)$$

で、 N は1次元データ数である。 W_n , P_n はこれから求めようとするもので実数値である。図3に、 $(n-1/2)\delta\mu \leq \mu \leq (n+1/2)\delta\mu$ なる n 番目の区間の様子を示す。 n 区間とその左右の区間において、 rect 関数が1となる部分 (以後窓という) が重ならないとすれば、

$$H(\mu) = \begin{cases} 1 & \mu_{1n} \leq \mu \leq \mu_{2n} \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (n=1, 2, \dots, N)$$

$$\mu_{1n} = (n + P_n - W_n/2)\delta\mu$$

$$\mu_{2n} = (n + P_n + W_n/2)\delta\mu \quad (13)$$

なる2値関数である。(11)又は(13)式を(6)式に代入し、計算すると、

$$\varphi(x) = \sum_n \int_{\mu_{1n}}^{\mu_{2n}} e^{j2\pi(x+x_0)\mu} d\mu$$

$$= \delta\mu \sum_n W_n e^{j2\pi(x+x_0)(n+P_n)\delta\mu} \cdot \text{sinc}\{(x+x_0)W_n\delta\mu\} \quad (14)$$

ただし、

$$\text{sinc}(x) = \frac{\sin(\pi x)}{\pi x} \quad (15)$$

である。一方 $g(x)$ は(9)式を仮定しているのでそのフーリエ変換値 $G(\mu)$ は標準化定理より、

$$G(\mu) = \sum_n G\left(\frac{n}{\Delta x}\right) \text{sinc}(\mu\Delta x - n) \quad (16)$$

であり、したがってその逆変換である $g(x)$ は、

$$g(x) = \int_{-\infty}^{\infty} G(\mu) e^{j2\pi\mu x} d\mu$$

$$= \sum_n G\left(\frac{n}{\Delta x}\right) \int_{-\infty}^{\infty} \text{sinc}(\mu\Delta x - n) e^{j2\pi\mu x} d\mu$$

$$= \frac{1}{\Delta x} \text{rect}\left(\frac{x}{\Delta x}\right) \sum_n G\left(\frac{n}{\Delta x}\right) e^{j2\pi n x / \Delta x} \quad (17)$$

となる。ここで $|x| \leq \Delta x/2$ なる範囲で(14)式と(17)式が等しくなる条件を求めるために

$$\delta\mu = 1/\Delta x \quad (18)$$

$$G(n/\Delta x) = A_n e^{j\varphi_n} \quad (19)$$

$$x_0 \delta\mu = M_0 \quad (M_0: \text{任意の正の整数}) \quad (20)$$

$$W_n = K_0 A_n \quad (K_0: \text{正の定数}) \quad (21)$$

$$P_n = \varphi_n / 2\pi M_0 \quad (22)$$

とおくことにする。(18)~(22)式の間係を用いると(14)式は次のように書ける。

$$\begin{aligned} \varphi(x) &= K_0 \delta\mu \sum_n (A_n e^{j\varphi_n}) e^{j2\pi x n / \Delta x} \\ &\quad \cdot e^{j2\pi x P_n \delta\mu} \text{sinc}\{(x+x_0)K_0 A_n \delta\mu\} \end{aligned} \quad (23)$$

したがって(17)式と(23)式が等しくなるためには次の2つの条件が必要である。

$$\text{条件(I)} \quad \exp(j2\pi x P_n \delta\mu) \equiv \text{EXP} \approx 1 \quad (24)$$

$$\begin{aligned} \text{条件(II)} \quad &\text{sinc}\{(x+x_0)K_0 A_n \delta\mu\} \\ &\equiv \text{SINC} \approx \text{定数} \end{aligned} \quad (25)$$

2次元フーリエ変換によるバイナリーホログラムの場合には(24),(25)に相当する条件が三つあり、そのうちの一つは条件(I)と全く同一であるのでここでは条件(II)について考えることにする。2次元フーリエ変換の場合の条件(II)に対応する条件は $\text{sinc}\{(x+x_0)c\delta\mu\}$ (c は定数)であり、これは x の値によってのみ変化するのであるが、条件(II)は A_n の値によっても変化する。 A_n は $0 \sim 1$ の範囲にある。今、

$$Q \equiv |(x+x_0)K_0 A_n \delta\mu| \quad (26)$$

とおくと、

$$Q \leq K_0 \cdot |x \delta\mu + M_0| \quad (27)$$

である。比例定数 K_0 は $0 \sim 1$ の間の任意の値である。 K_0 が 0 に近ければ $\text{sinc}(Q) \approx 1$ となるが K_0 が小さすぎると(23)式から再生像自体の明るさが減小するのであまり小さくするのは得策ではない。

また M_0 は $M_0 \geq 1$ なる任意の整数であるが、条件(I)からは大きければ大きいほどよく、条件(II)からは逆に小さい方がよい。実験結果から言えば M_0 は 1 か 2 程度とするのがよいようである。例として、 $K_0 = 0.5$ 、 $M_0 = 1$ とし、 x が $-\Delta x/2 \sim \Delta x/2$ の範囲で変化する場合を考えると Q は $0.75 \sim 0.25$ の値となり、このとき $\text{sinc}(Q) \sim 0.25 \sim 0.75$ となり、かなり SINC の影響がありそうである。しかし、 A_n の値は一般に直流分で最大となり、空間周波数の増大とともに小さくなる傾向があり、かつ最大値も 1 よりかなり小さくなるの

が普通である。 A_n が 1 となるのは N 個の入力データがすべて 1 なる値をもつときである。したがって SINC の影響は上に述べたものよりもずっと小さいと思われる。もちろん x の観測範囲をせばめれば Q の変化範囲は当然小さくなるので入力関数の 0 でない範囲を $-\Delta x/2 \sim \Delta x/2$ の全域に広げず一部分のみに限れば再生像質は向上する。

3. 再生像の計算

2値関数 $H(\mu)$ からの再生像は(23)式で与えられる。条件(I)、(II)が完全に満たされるものとすれば $\varphi(x)$ は周期 Δx の周期関数となり、 $|x| \leq \Delta x/2$ では $g(x)$ に一致するのは当然であるが、(24),(25)の EXP 項、SINC 項がどの程度再生像の質に影響を与えるかを一般的に論ずるのは難かしいのでここでは一例として図4のような簡単な例を $g(x)$ として、(23)式、及び(23)式で $\text{EXP} = 1$ とおいたときの $\varphi_1(x)$ 、と(23)式で $\text{SINC} = 1$ とおいたときの $\varphi_2(x)$ を計算し、EXP 項、SINC 項の影響を調べることにする。 $\varphi_1(x)$ 、 $\varphi_2(x)$ は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \varphi_1(x) &= K_0 \delta\mu \sum_n A_n e^{j\varphi_n} e^{j2\pi x n / \Delta x} \\ &\quad \cdot \text{sinc}\{(x+x_0)K_0 A_n \delta\mu\} \end{aligned} \quad (26)$$

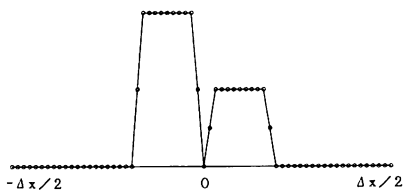
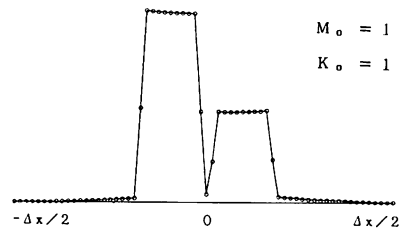
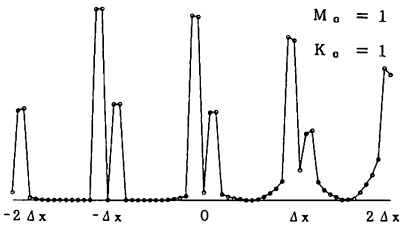
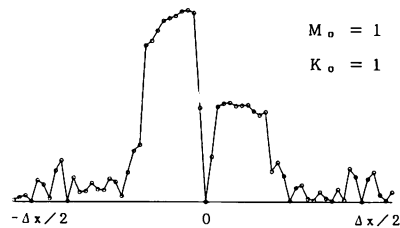
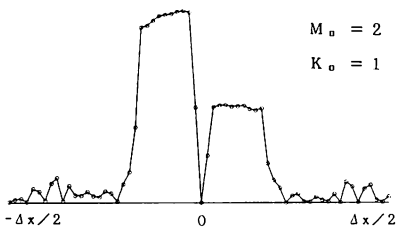
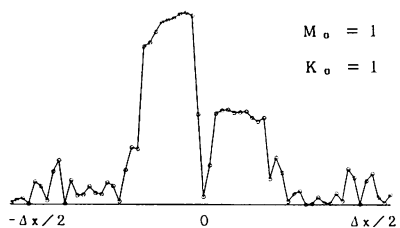
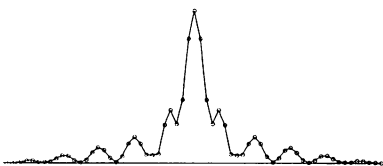
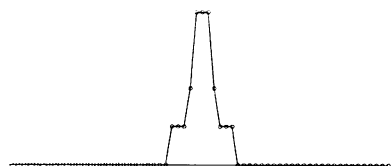
$$\varphi_2(x) = K_0 \delta\mu \sum_n A_n e^{j\varphi_n} e^{j2\pi x n / \Delta x} \cdot e^{j2\pi x P_n \delta\mu} \quad (27)$$

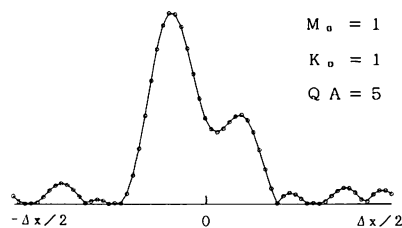
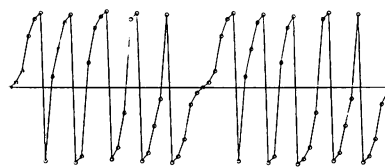
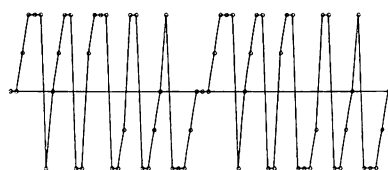
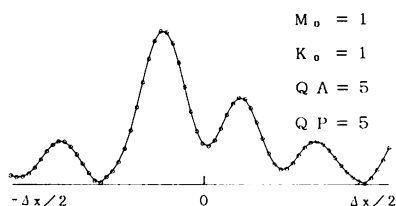
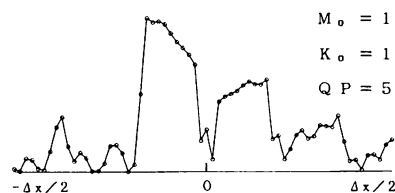
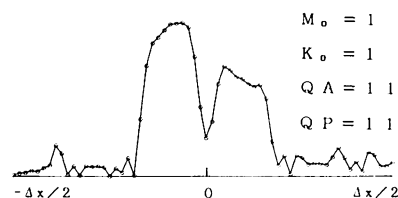
A_n 、 φ_n を求めるために1次元FFTを用いている。グラフ中の・印はサンプル値または計算値であり、横軸は空間座標 x で、縦軸は $\varphi(x)$ 、 $\varphi_1(x)$ 、 $\varphi_2(x)$ などの絶対値で、最大値で規格化した値である。図5は $K_0 = 1$ 、 $M_0 = 1$ の場合の $\varphi_1(x)$ である。この図を見る限りでは SINC の影響はほとんど見られない。図6は図5と同じ条件で $|x| \leq 2\Delta x$ の範囲を示した。ここでは SINC の影響がゆるやかに現われている。ここで SINC の影響は当然のことながら、 $x = -x_0 = -M_0/\delta\mu = -\Delta x$ で最も小さくなっている。図7は $\varphi_2(x)$ である。EXP 項の影響がはっきり現われているのがわかる。図8は $M_0 = 2$ とした場合の $\varphi_2(x)$ で図7に比べ若干改善されているが、光学的像として見ればほとんど差がない。図9に $\varphi(x)$ を示す。図7とほとんど同じになっている。

さて、バイナリーホログラムを実際にプロッターを用いて作製する場合に、プロッターで描く線の太さ、ペン移動の最小単位、精度、描き得る

大きさ等に制限がある。したがってプロッター面上での $\delta\mu$, W_n , P_n は離散的値とせざるを得ない。そのために W_n , P_n はそれらの最大、最小値間を適当な区間に分割し、量子化する必要がある。例えば図10は図4の関数のFFT値の振幅値 A_n ($n = 1, 2, \dots, N$)であり、 $N=64$ である。これを例えば5段階の等間隔で量子化したものが図11である(振幅値の量子化数をQAとする)。この量子化された振幅値を②式の A_n として用いた場合の $\varphi(x)$ を図12に示す。図12では位相は量子化していない。図13, 14に位相と位相の量子化数QP=5の場合の量子化された位相を、図15に位

相のみ量子化した場合の $\varphi(x)$ を示す。振幅値のみ量子化した場合の再生像図12と比べると、この場合の位相の量子化は振幅の量子化ほど大きな影響を与えていない。これは量子化前の位相分布がたまたま図13のように最大値($+\pi$)と最小値($-\pi$)の付近に集中しているためと思われる。図16, 17, 18に振幅、位相の量子化数が等しくそれぞれQA=QP=5, 11, 21の場合を示す。これらを量子化されていない図9と比較すれば、量子化数が10程度以上であれば、再生像質にあまり変化が無いと言える。

図4 入力関数 $g(x)$ 図5 $|\varphi_1(x)|$ 図6 $|\varphi_1(x)|$ 図7 $|\varphi_2(x)|$ 図8 $|\varphi_2(x)|$ 図9 $|\varphi(x)|$ 図10 入力関数のFFT値の振幅 A_n 図11 A_n の量子化 (QA=5)

図12 $|\varphi(x)|$ (振幅のみ量子化)図13 入力関数のFFT値の位相 φ_n 図14 φ_n の量子化 (QP=5)図16 $|\varphi(x)|$ 図15 $|\varphi(x)|$ (位相のみ量子化)図17 $|\varphi(x)|$

4. ホログラムの作製と光学的再生像

(1)式で表わされる2値関数をプロッターを用いて平面上に描くための手順を以下に示す。

- ① 2次元画像データ $g(m, n)$ ($m=1, 2, \dots, M, n=1, 2, \dots, N$) を仮定する。
- ② m 行の N 個のデータの離散的フーリエ変換値の振幅 A_{mn} , 位相 φ_{mn} を1次元FFTで求める。
- ③ A_{mn} , φ_{mn} をそれぞれ適当なレベルで量子化する。
- ④ 量子化された A_{mn} , φ_{mn} より $W_n = W_{mn} = K_0 \cdot A_{mn}$, $P_n = P_{mn} = \varphi_{mn} / 2\pi M_0$ とし, 図19のように斜線部をプロッターでぬりつぶす。これを $n=1$ から N まで行う。
- ⑤ ②~④の過程を $m=1$ から M まで行い図19のような図形を縦方向に並べて2次元図形(ホログラム原版)とする。
- ⑥ ⑤までの過程で作られた図形を写真撮影しフィルム上に白黒反転させ焼付けこれをホログラムとする。

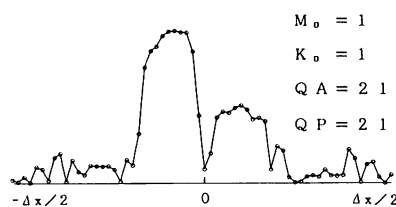
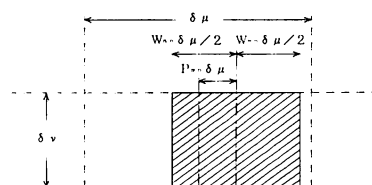
図18 $|\varphi(x)|$ 

図19 バイナリーホログラムのセル

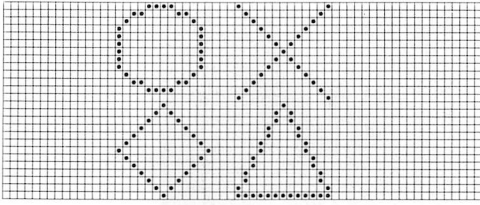


図20 入力画像 (26×64)

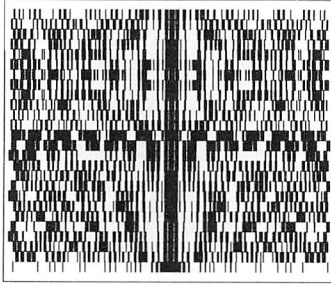
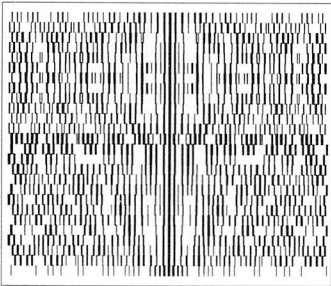
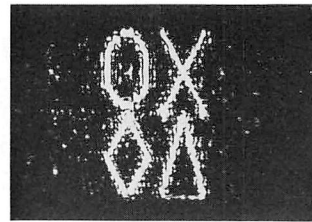
図21 ホログラム ($M_0 = 1$, $K_0 = 1$, $QA = QP = 11$)図22 ホログラム ($M_0 = 1$, $K_0 = 0.5$, $QA = QP = 11$)

図20に入力画像の例を示す。この場合データ数は26×64個でそれぞれの値は0と1（・印）である。図21に $M_0 = 1$, $K_0 = 1$, $QA = QP = 11$ とした場合のホログラム原版を示す。このときの入力画像は図20である。この場合、お互い隣どうしの窓の重なりが随所に見られる。図22は $K_0 = 0.5$ の場合であり窓の重なりはかなり少なくなっている。図21, 22の原版の大きさは約128mm×104mmである。写真フィルム上には約4mm×3.25mmとした。図23～28に図1の光学系を用いて再生した像を示す。図23～25の入力画像は図20のものである。図23と図24を比べると図23の再生像の方が画質がよい。これは $K_0 = 1$ の場合、前述したように隣りどうしのセルの窓の重なりのため情報の欠損が生じるためと考えられる。図25は

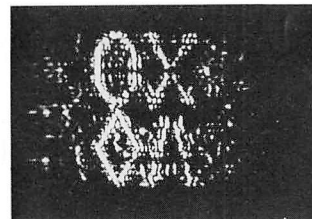
量子化数が5の場合でやはり図23に比べ画質が劣っている。図26は入力画像としてアルファベットのABを13×64の画素で、図27, 28はそれぞれ漢字の苦、アルファベットのKを10×32の画素で表わしたものに對する光学的再生像である。

これらの光学的再生像に共通している性質として比較的長い横線があまり良く再生されていないことである。この理由を考えてみる。今、画像のデータ値は0と1のどちらかである。一行中の1なる値が多ければ、その行のFFT値は直流分が他の周波数成分に比べかなり大きくなり、それを等間隔のレベルで量子化し、プロッターで描かせたとき、例えば図20の最下行に対して図21, 22の最下行のようにぬりつぶす部分が非常に少なくなり、この部分を通過する光量はかなり少なくなる。これに対して図20の13行目のように0の部分が多ければ再生像も明るくなる。図23の再生像において Δ の下部が暗く、Xの下部が明るくなっているのはこの理由による。



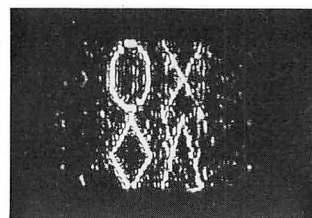
$M_0 = 1$
 $K_0 = 0.5$
 $QA = 11$
 $QP = 11$

図23 光学的再生像(1)



$M_0 = 1$
 $K_0 = 1$
 $QA = 11$
 $QP = 11$

図24 光学的再生像(2)



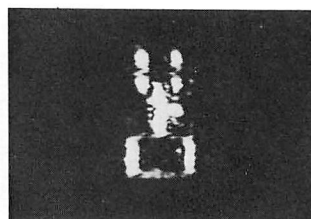
$M_0 = 1$
 $K_0 = 0.5$
 $QA = 5$
 $QP = 5$

図25 光学的再生像(3)



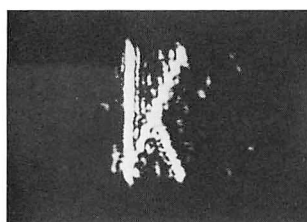
$$\begin{aligned} M_0 &= 1 \\ K_0 &= 0.5 \\ QA &= 11 \\ QP &= 11 \end{aligned}$$

図 26 光学的再生像(4)



$$\begin{aligned} M_0 &= 1 \\ K_0 &= 0.5 \\ QA &= 11 \\ QP &= 11 \end{aligned}$$

図 27 光学的再生像(5)



$$\begin{aligned} M_0 &= 1 \\ K_0 &= 0.5 \\ QA &= 11 \\ QP &= 11 \end{aligned}$$

図 28 光学的再生像(6)

参 考 文 献

- (1) 辻内・村田；“光学情報処理”，朝倉書店。
- (2) J. W. Goodman；“Introduction to Fourier Optics”，Mc Graw-Hill, New York (1968).
- (3) A. W. Lohman and D. P. Paris；“Binary Fraunhofer Holograms Generated by Computer”，October 1967/Vol. 6 No. 10/Applied Optics, p. 1739~1748.

(昭和 61 年 11 月 25 日受理)

5. あ と が き

本論文ではバイナリーホログラムの新しい方法を提案し、実験によりその理論的根拠を確かめた。提案された方法の最大の利点は 1 次元 FFT を用いるために、比較的記憶容量の小さなパーソナルコンピュータでも画素数の大きな画像のバイナリーホログラムを作り得ることである。また演算時間も同じ画素数であれば 2 次元 FFT による方法に比べ約 $1/2$ になる。一方、今後改善すべき点は 4. で述べたように、各行ごとに 1 次元 FFT 値を求めるために、各行に含まれる直流成分の大小により再生像の各行ごとの明るさが異ってくることである。これを解消する方法として考えられることは(1)入力画像データにランダムな位相を掛け各行の直流成分を平均値する、(2)各行のデータに $+1$, -1 を交互に掛けるなどして直流成分を減少させるなどである。これらについては今後検討する予定である。

なお、本研究で使用した計算機は PC 9801 UV 2 (日電)でプロッターは SR 6602 (岩通)で、光学的再生に用いた光源は He-Ne レーザ (波長 6328 Å) である。

本研究は文献(3)にヒントを得て行なわれたことを付記しておく。

最後に本研究に対し協力いただいた第 18 期卒業生新岡聖治君に感謝いたします。