

5. アナログ光コンピューティング

5.1 アナログ光コンピューティングの基礎

アナログ情報表現は光の波動場としての物理法則を直接コンピューティングに生かすための最も自然な情報表現である。光波の伝搬・干渉・回折などの自然法則そのものが多次元フーリエ変換や多次元相関演算などのかなり高いレベルの超並列演算を簡単に実現してくれるからである。同等な演算内容をデジタル論理演算を積み上げて表現する際の複雑さを思えば、このような光アナログ情報処理の魅力は際だっている。1960年代から70年代の中ごろにかけての空間周波数フィルタリングに基づく光情報処理の研究の興隆は、まさにこの光アナログ情報処理の魅力に動機づけられていたといえよう。

一方、アナログコンピューティングの最大の弱点はその精度にある。デジタル演算では演算のたびごとに出力信号が2値のパルス波形に再整形されるが、アナログ演算はそのような「情報の自己修復機構」をもたない。したがって、演算を継続すると精度が落ちていくので2桁以上の精度を確保するのはなかなか難しい。また、アナログコンピューティングで汎用の情報処理を実現するのはきわめて困難である。そもそも光アナログコンピューティングの魅力は自然界の物理法則に内在するフーリエ変換などの高いレベルの超並列演算機構をそのまま利用するエレガントさにあった。それは、逆にいえば、光波の従う物理法則により自然な形で実現できないような、たとえば、論理の積み上げ型の情報処理には光アナログコンピューティングはまったく不向きであることを意味している。

その生い立ちを見れば「コンピュータ」に期待されていたのは、まさにその名のごとく「高精度」で「万能」な「計算」をするための道具としての役割であった。それゆえアナログ式電子計算機の衰退は自然のなりゆきであった。光アナログコンピューティングの研究もその例外ではない。それまで「光情報処理」と呼ばれていた分野¹⁾は1980年代初頭に「光コンピュータ」または「光コンピューティング」という名称で再び活気をとり戻すことになるが、そのときの中心課題は光論理演算を基礎とする光デジタルコンピューティングであった。「光情報処理」の行き詰まりの原因がアナログ情報処理にあったと考えた研究者の多くはアナログを離れ、デジタル光論理演算を指向することにより新たな光コンピューティングの可能性を求めた。その結果、デジタル光コンピューティングの研究はデバイスとアーキテクチャの両面においてかなりの進展をみるようになった。が、その一方で、

デジタル光コンピューティングは、デジタル論理演算という原理の共通性のために、そのポテンシャルを電子式デジタルコンピュータと直接比較される立場に立つことになった。論理素子の大きさ、論理演算の速度・エネルギー消費、汎用性などにおいて光論理演算システムは（将来において）果たしてシリコン VLSI システムを凌駕する可能性をもちうるものなのか。現在のデジタルコンピュータと同じ方向を指向し、光技術をシリコン VLSI 技術と対立・競合するものと位置づける限り、デジタル光コンピューティングは常にこのような辛辣な問への回答を迫られる宿命を背負うことになるであろう。

アナログコンピューティングのよさが再認識されるきっかけとなったのは1980年代の中ごろからの第2次ニューラルネットブームである。それは、単にバックプロパゲーションの学習にシグモイド型のアナログニューロン素子が重要な役割を果たしているというようなことを意味するものではない。むしろ重要なのは、超並列情報処理の基本原則を、デジタル論理演算の積み上げではなく、互いに非線形な相互作用する非常に多数の素子のダイナミクスに求めた点にある。すなわち、「非線形な物理系の力学的状態変化を利用して問題を解く」というアナログ情報処理の原理が、逐次的な論理演算では容易に実現することのできない「直感型の」超並列情報処理を可能にする、という考え方である。このことは、アナログとデジタルの情報表現は対立的にとらえるべきではなく、情報処理の内容に応じて互いに補完し合う関係にあることを意味しており、光アナログコンピューティングの研究の存在意義を与えている。一方、ニューラルネットブームを契機とするアナログコンピューティングの再評価は VLSI ニューロチップやシリコン網膜などのアナログ VLSI チップの研究の進展をもたらした。その結果、光デジタルコンピューティング同様に、光アナログコンピューティングもまたシリコン VLSI システムとそのポテンシャルを比較される立場にあり、光技術による優位性の理論的根拠や実験的検証が求められている。

〔武田 光夫〕

参考文献

- 1) 辻内順平、村田和美（編）：光学情報処理、朝倉書店（1974）

5.2 フーリエ変換と空間周波数フィルタリング

フーリエ変換と空間周波数フィルタリング¹⁾⁻³⁾による古典的光アナログコンピューティングは、自然現象のもつコンピューティング機能を最も有効で自然な形で取り込んだ光情報処理の典型といえる。アナログ情報表現による精度上の問題と線形処理であるという制約のために単独での用途はある程度限定されるが、非線形な光素子や光増幅機構と組み合わせることにより種々の情報処理の可能性を生み出すことができるという点で光アナログコンピューティングの重要な要素技術となっている。

5.2.1 線形システムによる光情報処理

a. 重ね合せの原理

図5.1に示すように互いに平行な2枚の平面を考え、第1の平面上の波動場 $g(\mathbf{r})$ が波源となり線形波動方程式に従って伝搬することにより第2の平面上に形成する波動場を $\hat{g}(\hat{\mathbf{r}})$ で表すことにしよう。ここで $\mathbf{r}=(x, y)$ と $\hat{\mathbf{r}}=(\hat{x}, \hat{y})$ はそれぞれの平面上の座標を表すベクトルである。

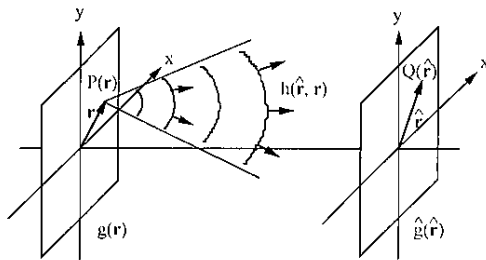


図 5.1 線形システムと重ね合せの原理

線形波動方程式に従う波動場では重ね合せの原理が成立する。したがって空間の1点 $P(\mathbf{r})$ においた単位振幅の点光源が他の点 $Q(\hat{\mathbf{r}})$ に形成する波動場を $h(\hat{\mathbf{r}}, \mathbf{r})$ とすれば、空間的に広がりをもつ波源 $g(\mathbf{r})$ が点 Q に形成する波動場 $\hat{g}(\hat{\mathbf{r}})$ は、波源を点光源の集合とみなして各点光源からの寄与を波源の振幅に重みをつけて重ね合わせることにより

$$\hat{g}(\hat{\mathbf{r}}) = \int_{-\infty}^{\infty} h(\hat{\mathbf{r}}, \mathbf{r}) g(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \quad (1)$$

のように与えられる (ここで $d\mathbf{r}=dx dy$ である)。いまここで $g(\mathbf{r})$ を入力とみなし $\hat{g}(\hat{\mathbf{r}})$ を出力とみなすと、式(1)は $h(\hat{\mathbf{r}}, \mathbf{r})$ をインパルス反応とする線形システムの入出力関係を表していることがわかる。

点 Q で観測するのが光の波動場ではなく光強度であるとする線形性が失われるので、 $|g(\mathbf{r})|^2$ と $|\hat{g}(\hat{\mathbf{r}})|^2$ との間には一般に式(1)のような線形システムの入出力関係は成立しない。実際に検出されるのは光検出器の時間応答の時定数のあいだで時間平均された光強度であるので入出力関係は

$$\langle |\hat{g}(\hat{\mathbf{r}})|^2 \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} h(\hat{\mathbf{r}}, \mathbf{r}) h^*(\hat{\mathbf{r}}, \mathbf{r}') \langle g(\mathbf{r}) g^*(\mathbf{r}') \rangle d\mathbf{r} d\mathbf{r}' \quad (2)$$

となる。ここで $\langle \rangle$ は時間平均、 $*$ は複素共役を表す。波源が空間的に完全にインコヒーレントで、 $\langle g(\mathbf{r}) g^*(\mathbf{r}') \rangle = \langle |g(\mathbf{r})|^2 \rangle \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ のように異なる点からの光波が干渉しない場合には

$$\langle |\hat{g}(\hat{\mathbf{r}})|^2 \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} |h(\hat{\mathbf{r}}, \mathbf{r})|^2 \langle |g(\mathbf{r})|^2 \rangle d\mathbf{r} \quad (3)$$

となり、 $|h(\hat{\mathbf{r}}, \mathbf{r})|^2$ をインパルス応答とする線形システムの入出力関係が強度についても成立することとなる。式(1)のような波動場についての線形システムの入出力関係を利用した

光情報処理をコヒーレントな処理といい、式(3)のような光強度についての線形システムの入出力関係を利用した光情報処理をインコヒーレントな処理という。

b. シフトインバリエントシステム

インパルス応答は一般には点光源の位置に依存してその関数形が変化する。そのような線形システムをシフトバリエントシステムといい、そのシステムを用いた光情報処理をシフトバリエントな処理という。関数形が不変で点光源と観測点の相対的座標差だけにより

$$h(\hat{\mathbf{r}}, \mathbf{r}) = h(\hat{\mathbf{r}} - \mathbf{r}) \quad (4)$$

となるようなシステムをシフトインバリエントシステムといい、そのような線形システムの入出力関係は

$$\hat{g}(\hat{\mathbf{r}}) = \int_{-\infty}^{\infty} h(\hat{\mathbf{r}} - \mathbf{r}) g(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \quad (5)$$

のようなコンボリューション積分で与えられる。このようなシステムによる情報処理をシフトインバリエントな処理という。線形システムによる情報処理の原理は適切なインパルス応答をもつ光学系を構成することにより所望の演算を実現することにあるが、シフトインバリエントシステムでは式(5)の入出力関係を空間周波数領域で表現するとコンボリューション積分演算が積の演算に変化されるので見通しがよくなる。すなわち、

$$\begin{aligned} \hat{G}(\hat{\mathbf{f}}) &= \int_{-\infty}^{\infty} \hat{g}(\hat{\mathbf{r}}) \exp(-2\pi i \hat{\mathbf{f}} \hat{\mathbf{r}}) d\hat{\mathbf{r}} \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \left[\int_{-\infty}^{\infty} h(\hat{\mathbf{r}} - \mathbf{r}) g(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \right] \exp(-2\pi i \hat{\mathbf{f}} \hat{\mathbf{r}}) d\hat{\mathbf{r}} \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} h(\hat{\mathbf{r}} - \mathbf{r}) \exp[-2\pi i \hat{\mathbf{f}}(\hat{\mathbf{r}} - \mathbf{r})] d(\hat{\mathbf{r}} - \mathbf{r}) \int_{-\infty}^{\infty} g(\mathbf{r}) \exp(-2\pi i \hat{\mathbf{f}} \mathbf{r}) d\mathbf{r} \\ &= H(\hat{\mathbf{f}}) G(\hat{\mathbf{f}}) \end{aligned} \quad (6)$$

となる。ここで $\mathbf{f}=(f_x, f_y)$, $\mathbf{r}=f_x x + f_y y$ であり、大文字は小文字で表された物理量のフーリエスペクトルを表す。電気回路などの場合と異なり、光波動場では次に述べるレンズのフーリエ変換機能によりフーリエスペクトルを空間分布として直接取り出すことができるので、空間周波数フィルタリングがきわめて容易に実現できる。また電気回路などの時系列信号のフィルタのような因果律に関する制約もないので理想的な周波数特性のフィルタを実現することができる。

5.2.2 位相器としてのレンズ

図5.2に示すような一般的なレンズ系による軸上物点の理想結像を考える。物点 O からの発散球面波 AH が前側主平面 HB に入射して後側主平面 $H'B'$ から収束球面波 $A'H'$ として出射してくるものとしよう。前側と後側の主平面同士は互いに等倍 (倍率が1) の共役結像関係にあるので、前側主平面上の座標が (x, y) の B 点に入射した光線は後側主平面上で同じ座標値 (x, y) の B' 点を通る。

図からわかるように、 HH' を通る軸上の光線に比べて、光線 $ABB'A'$ は前側主平面へ入射の直前と後側主平面から出射した直後において合計の光路長 $\overline{AB} + \overline{A'B'}$ だけ余分な距離

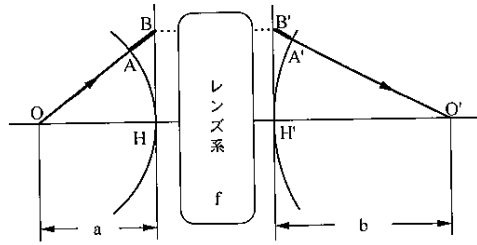


図 5.2 位相器としてのレンズ

を走ることになる。O点とO'の点の間は理想的な（無収差の）共役結像を仮定しているので、光線OABB'A'O'と光線OHH'O'の物点と像点間の全光路長は等しいはずである。したがって、 $\overline{AB} + \overline{A'B'}$ の余分な光路長の分は前後の主平面間の光線BB'の伝搬のなかで吸収されて補正されていることになる。言い換えると、図5.2のようなレンズ系は前後の主平面の間で光線の入射高に応じて

$$\overline{AB} + \overline{B'A'} = \sqrt{a^2 + x^2 + y^2} - a + \sqrt{b^2 + x^2 + y^2} - b \quad (7)$$

$$\approx \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right) \frac{x^2 + y^2}{2} \quad (8)$$

$$= \frac{x^2 + y^2}{2f} \quad (9)$$

だけ光路を短縮する機構をもっていることになる。ここで主点から物点までの距離 a や像点までの距離 b は光線高 $\sqrt{x^2 + y^2}$ に比べて十分大きいという近軸の仮定 $\sqrt{x^2 + y^2} \ll a$, $\sqrt{x^2 + y^2} \ll b$ と、共役結像条件

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f} \quad (10)$$

を用いた、 f はレンズ系の焦点距離である。この光路長を波数 $k = 2\pi/\lambda$ により位相に換算すると、レンズ系は前側主平面に入射して後側主平面から出射する波動に対して等価的に

$$t(x, y) = \exp\left(-ik \frac{x^2 + y^2}{2f}\right) \quad (11)$$

のような位相変化を与える位相器としての機能をもつことになる。

5.2.3 レンズのフーリエ変換機能

a. 波動場の角スペクトル表示

一般に3次元空間を方向余弦が $(\alpha, \beta, \sqrt{1-\alpha^2-\beta^2})$ の方向に伝搬する平面波は

$$\exp\left[\frac{2\pi i}{\lambda}(ax + \beta y + \sqrt{1-\alpha^2-\beta^2}z)\right] \quad (12)$$

のように表されるので、種々の方向に伝搬する平面波の重み付き重ね合わせにより $z=z$ の平面上に形成される波動場は

$$u(x, y; z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U\left(\frac{\alpha}{\lambda}, \frac{\beta}{\lambda}\right) \exp\left[\frac{2\pi i}{\lambda}(ax + \beta y + \sqrt{1-\alpha^2-\beta^2}z)\right] d\left(\frac{\alpha}{\lambda}\right) d\left(\frac{\beta}{\lambda}\right) \quad (13)$$

となる。ここで $U(\alpha/\lambda, \beta/\lambda)$ は方向余弦が $(\alpha, \beta, \sqrt{1-\alpha^2-\beta^2})$ の方向に伝搬する平面波の重みである。また、 $\alpha^2 + \beta^2 > 1$ の範囲では $\sqrt{1-\alpha^2-\beta^2} = i\sqrt{\alpha^2 + \beta^2 - 1}$ となりそのような成分は z 方向への伝搬に伴い指数関数的に減衰して消滅するエバネッセント波となる。重み $U(\alpha/\lambda, \beta/\lambda)$ は $z=0$ の平面上の波動場 $u(x, y; 0)$ に関する境界条件から次のように決定される。 $z=0$ の平面上の波動場は式(13)で $z=0$ とおくことにより

$$u(x, y; 0) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U\left(\frac{\alpha}{\lambda}, \frac{\beta}{\lambda}\right) \exp\left[\frac{2\pi i}{\lambda}(ax + \beta y)\right] d\left(\frac{\alpha}{\lambda}\right) d\left(\frac{\beta}{\lambda}\right) \quad (14)$$

となる。これは

$$f_x = \frac{a}{\lambda} \quad (15)$$

$$f_y = \frac{\beta}{\lambda} \quad (16)$$

とおくと

$$u(x, y; 0) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U(f_x, f_y) \exp[2\pi i(f_x x + f_y y)] df_x df_y \quad (17)$$

と書き表すことができる。したがって、 f_x と f_y はそれぞれ x および y 方向の空間周波数を表し、 $U(f_x, f_y) = U(\alpha/\lambda, \beta/\lambda)$ は $z=0$ の平面上の波動場 $u(x, y; 0)$ の空間周波数スペクトルを表す。すなわち、空間周波数成分に分解するということは、物理的には式(16)のような対応関係の方向余弦 $(\alpha, \beta, \sqrt{1-\alpha^2-\beta^2})$ の方向に伝搬する平面波成分に分解することに相当することになる。式(13)のような方向余弦による表現を波動場の角スペクトル表示という。

b. f-f 配置

図5.3のような焦点距離 f の理想的なレンズ系による波動場の変換を考える。前側主平面(H面)の前方向の距離 d のところにある物体面 ($z=0$) 上の波動場 $u(x, y; 0)$ がレンズ系により後側焦平面 (F'面) に変換されるプロセスは以下のように表すことができる。

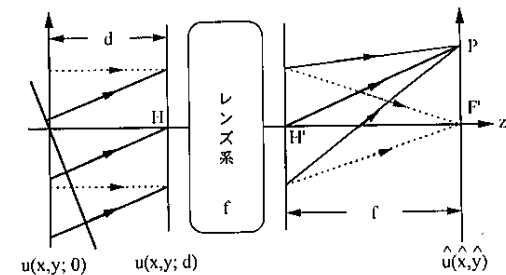


図 5.3 レンズのフーリエ変換機能

前側主平面 (H 面) 上の波動場は式 (13) で $z=d$ とおくことにより $u(x, y; d)$ となる。後側の主平面 (H' 面) 上の波動場はレンズの位相器としての作用により $u(x, y; d)$ に式 (11) の位相項を掛けただけになる。後側焦平面 (F' 面) 上の波動場 $\bar{u}(\bar{x}, \bar{y})$ は焦点距離 f だけ隔てた平面へのフレネル回折で与えられるので、定数項を除いて

$$\bar{u}(\bar{x}, \bar{y}) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} u(x, y; d) \exp\left(-ik \frac{x^2 + y^2}{2f}\right) \times \exp\left[ik \frac{(\bar{x}-x)^2 + (\bar{y}-y)^2}{2f}\right] dx dy \quad (18)$$

$$= \exp\left(ik \frac{\bar{x}^2 + \bar{y}^2}{2f}\right) \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} u(x, y; d) \exp\left[-\frac{2\pi i}{\lambda f} (\bar{x}x + \bar{y}y)\right] dx dy \quad (19)$$

$$= \exp\left(ik \frac{\bar{x}^2 + \bar{y}^2}{2f}\right) \exp\left[ikd\left(1 - \frac{\alpha^2 + \beta^2}{2}\right)\right] \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U\left(\frac{\alpha}{\lambda}, \frac{\beta}{\lambda}\right) d\left(\frac{\alpha}{\lambda}\right) d\left(\frac{\beta}{\lambda}\right) \times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[2\pi i \left\{\left(\frac{\alpha}{\lambda} - \frac{\bar{x}}{\lambda f}\right)x + \left(\frac{\beta}{\lambda} - \frac{\bar{y}}{\lambda f}\right)y\right\}\right] dx dy \quad (20)$$

$$= \exp\left(ik \frac{\bar{x}^2 + \bar{y}^2}{2f}\right) \exp\left[ikd\left(1 - \frac{\alpha^2 + \beta^2}{2}\right)\right] \times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U\left(\frac{\alpha}{\lambda}, \frac{\beta}{\lambda}\right) \delta\left(\frac{\alpha}{\lambda} - \frac{\bar{x}}{\lambda f}, \frac{\beta}{\lambda} - \frac{\bar{y}}{\lambda f}\right) d\left(\frac{\alpha}{\lambda}\right) d\left(\frac{\beta}{\lambda}\right) \quad (21)$$

$$= \exp(ikd) \exp\left[ik \frac{\bar{x}^2 + \bar{y}^2}{2f}\left(1 - \frac{d}{f}\right)\right] U\left(\frac{\bar{x}}{\lambda f}, \frac{\bar{y}}{\lambda f}\right) \quad (22)$$

となる。ここで近軸近似 $\sqrt{1 - \alpha^2 - \beta^2} \approx 1 - (\alpha^2 + \beta^2)/2$ を用いた。式 (22) は、後側焦平面上の波動場 $\bar{u}(\bar{x}, \bar{y})$ が、強度検出の際に消える位相項 $\exp[ik(\bar{x}^2 + \bar{y}^2)(1 - d/f)/(2f)]$ を除いて、物体面上の波動場のフーリエ変換とっていることを示している。物体面と前側主平面間の距離を焦点距離に等しく $d=f$ のように選ぶと、この位相項も消えて定数項 $\exp(ikd)$ を除いて完全なフーリエ変換の関係

$$\bar{u}(\bar{x}, \bar{y}) = U\left(\frac{\bar{x}}{\lambda f}, \frac{\bar{y}}{\lambda f}\right) \quad (23)$$

が成立する。このようにレンズの前後の主平面からそれぞれ焦点距離 f を隔てた平面上の波動場の間に完全な 2 次元フーリエ変換の関係を成立させる光学配置を f-f 配置という。f-f 配置における光学焦平面上の実座標 (\bar{x}, \bar{y}) と物体面上の空間周波数 (f_x, f_y) との対応関係は

$$f_x = \frac{\bar{x}}{\lambda f} \quad (24)$$

$$f_y = \frac{\bar{y}}{\lambda f} \quad (25)$$

となっており、これは式 (16) の方向余弦 (α, β) として図 5.3 の主点 H'P を通る光線の方角余弦の近軸近似値 $(\bar{x}/f, \bar{y}/f)$ を採用したことに相当する。

5.2.4 線形アナログ光コンピューティングの基本演算

a. 和差演算と積演算

和差演算と積演算は線形アナログ光コンピューティングの最もプリミティブな演算であり、ほかの高度で複雑な演算は、後述のように、これらの積と和の演算が自然な形で組み合わせられた物理現象を通じて実現されるところに光アナログコンピューティングの特色がある。

和の演算は波動場の重ね合わせの原理により実現される。コヒーレントな波動場では和の演算は複素表現された波動場同士に対して行われるので、波動場の位相が重要な役割を演じる。たとえば、2つの波動場の位相を相対的に π だけずらして重ね合わせることで差の演算を実現することができる。一方、インコヒーレントな波動場では重ね合わせの原理が成立するのは光強度についてであり、光強度の和の演算は容易だが差の演算は実現しにくいので通常は電気的な手段で実現される。インコヒーレントな波動場の光強度和演算は、広がりをもつ光検出器の受光面積について受光量を積分する形で実現することもできる。インコヒーレント光を用いた処理では光強度が非負であることが情報表現に制約を与える。一方、コヒーレント光の場合は波動場が本質的に複素フェーズであるので複素数を含む豊かな情報表現を可能にするが、光波相互の位相関係を確実に制御するとともに安定に保つためのシステム構成技術が必要とされる。

積の演算は、透過光または反射光が入射光に透過率または反射率を掛けたものになることを利用して実現される。インコヒーレント光の場合は光強度透過率または光強度反射率なので掛け算されるのは絶対値が 1 以下の非負値であるが、コヒーレント光の場合は絶対値が 1 以下の複素振幅透過率または複素振幅反射率が掛けられる。いずれにせよ、この場合は入力信号の一方を透過率または反射率に変換する必要がある。そのためのデバイスとして空間光変調器が用いられる。コヒーレントな波動場の積の演算を実現するためのもう 1 つの手段は、2つの波動場 u_1 と u_2 を重ね合わせて強度検出することにより生じる次のような 2 次の積の項を利用することである。

$$|u_1 + u_2|^2 = u_1 u_1^* + u_2 u_2^* + u_1 u_2^* + u_2 u_1^* \quad (26)$$

5.2.5 二重回折光学系と空間周波数スペクトル領域での演算

図 5.4 に示すように f-f 配置を 2 つ直列に配置した光学系を二重回折光学系という。簡単のために 2 つのレンズの焦点距離は等しく f であるとする (焦点距離の差は単に空間的なスケールの差を生じるだけである)。第 1 レンズは、その前側焦平面 (A 面) 上の波動場 $u(x, y)$ をフーリエ変換してその空間周波数スペクトル分布 $U(f_x, f_y)$ を式 (24), (25) のようなスケール関係で後側焦平面 (B 面) 上に形成する。B 面上のスペクトル分布は第 2 レンズによりさらにもう一度フーリエ変換されて第 2 レンズの後側焦平面 (C 面) 上に波動場 $\bar{u}(x, y) = u(-x, -y)$ を形成する。言い換えれば、A 面と C 面は結像倍率が -1 (倒立) の共役結像の関係にあり、これは第 2 レンズがフーリエ逆変換ではなく再びフーリエ変換を行っていることによる。このような二重回折光学系は、A 面上の入力波動場の空間

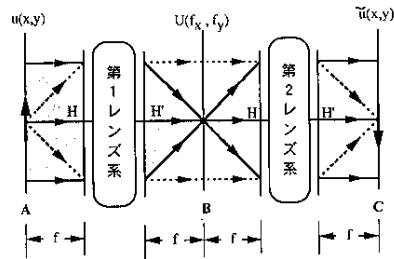


図 5.4 二重回折光学系

周波数スペクトルをB面上に自由に操作することができるので、空間周波数スペクトル領域での演算のための最も基本的な光学配置となっている。

a. 微分演算

微分演算を空間周波数スペクトル領域で表現することにより、二重回折光学系を用いた空間周波数フィルタリングにより実現することができる。簡単な例として入力波動場 $u(x, y)$ を偏微分する場合を考える。

$$\begin{aligned} \frac{\partial^{n+m} u(x, y)}{\partial x^n \partial y^m} &= \frac{\partial^{n+m}}{\partial x^n \partial y^m} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U(f_x, f_y) \exp[2\pi i(f_x x + f_y y)] df_x df_y \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} [(2\pi i)^{n+m} (f_x^n + f_y^m) U(f_x, f_y)] \exp[2\pi i(f_x x + f_y y)] df_x df_y \end{aligned} \quad (27)$$

$$(28)$$

となるので

$$T(f_x, f_y) = (2\pi i)^{n+m} (f_x^n + f_y^m) \quad (29)$$

のような複素振幅透過率をもつようなフィルターをB面におくことにより偏微分を実現できる。このフィルターを光軸回りに回転することにより、他の任意の座標軸方向の偏微分を実現することができる。

b. 相関演算

2つの複素関数 $g(r)$ と $h(r)$ の相互相関関数 $r_{gh}(r)$ を

$$r_{gh}(r) = \int_{-\infty}^{\infty} g(\bar{r} + r) h^*(\bar{r}) d\bar{r} \quad (30)$$

で定義する。特別な場合として、 $g(r) = h(r)$ の場合を自己相関関数という。相互相関関数の演算を空間周波数領域で表現すると、式(6)同様にして

$$\begin{aligned} R_{gh}(f) &= \int_{-\infty}^{\infty} \left[\int_{-\infty}^{\infty} g(\bar{r} + r) h^*(\bar{r}) d\bar{r} \right] \exp(-2\pi i f r) dr \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} g(\bar{r} + r) \exp[-2\pi i f(\bar{r} + r)] d(\bar{r} + r) \int_{-\infty}^{\infty} h^*(r) \exp(2\pi i f r) dr \\ &= G(f) H^*(f) \end{aligned} \quad (31)$$

のような複素共役なスペクトルとの積演算となる。したがって、図5.4の二重回折光学系

の入力面Aに $g(x, y)$ の波動場を与え、空間周波数面Bに複素振幅透過率が $T(f_x, f_y) = H^*(f_x, f_y)$ のようなフィルターを置けば出力面Cに $r_{gh}(x, y)$ の2次元相互相関信号を得ることができる。正規化された関数 $g(r)$ と $h(r)$ に対しては、相互相関関数の絶対値の最大値は平行移動を許したうえでの波動場間の類似度の測度を与え、それは同一波動場の自己相関関数の絶対値の最大値を超えることがない。したがって、ある特定の入力 $g_0(r)$ に対して最大の相関強度を与えるフィルターは、その入力信号のフーリエスペクトルの複素共役値を複素振幅透過率とするフィルター

$$T(f_x, f_y) = G_0^*(f_x, f_y) \quad (32)$$

であって、このようなフィルターを入力 $g_0(r)$ に対するマッチトフィルターと呼ぶ。マッチトフィルターをフーリエスペクトル面Bに置いて得られる出力面C上の相関強度のピーク値の比較によりパターン認識を行うことができる。

また、式(26)において $u_1 = G(f_x, f_y)$, $u_2 = H^*(f_x, f_y)$ とおくことにより、第3項に得られる $G(f_x, f_y) H^*(f_x, f_y)$ を利用する方法もある。具体的には、図5.4の入力面A上の対称な位置に $g(x+x_0, y)$ と $h(x-x_0, y)$ の振幅透過率をもつ物体を置いて、周波数スペクトル面B上でそのフーリエスペクトル強度を透過率 $T(f_x, f_y)$ がその強度分布に比例するような媒質にいったん記録する。

$$T(f_x, f_y) = |G(f_x, f_y) \exp(2\pi i f_x x_0) + H(f_x, f_y) \exp(-2\pi i f_x x_0)|^2 \quad (33)$$

$$\begin{aligned} &= |G(f_x, f_y)|^2 + |H(f_x, f_y)|^2 + G(f_x, f_y) H^*(f_x, f_y) \exp(4\pi i f_x x_0) \\ &\quad + G^*(f_x, f_y) H(f_x, f_y) \exp(-4\pi i f_x x_0) \end{aligned} \quad (34)$$

このような振幅透過率をもつ媒質をB面に置き、今度は入力面Aの軸上に点光源を置いて平行光で照明すると第2レンズによりフーリエ変換されて出力面C上に

$$I(x, y) = r_{gg}(x, y) + r_{hh}(x, y) + r_{gh}(x+2x_0, y) + r_{gh}^*(x-2x_0, y) \quad (35)$$

のような複素振幅分布が得られる。第1項と第2項は光軸上に現れる自己相関関数であり、第3項と第4項が光軸から $2x_0$ 隔てたところに現れる相互相関関数とその複素共役である。上では空間周波数スペクトル強度をいったん感光材に記録してから照明する2段階の過程として説明したが、強度により屈折率変化を生じるフォトリフラクティブ結晶を用いることにより全プロセスを一度に実行することもできる。このような方法を光学的ジョイント相関器という。

c. 空間周波数フィルタリング

空間周波数面に置いたフィルターの複素振幅透過率を制御することにより、入力波動場 $g(x, y)$ を処理する方法を空間周波数フィルタリングという。この意味においては上述の微分や相関演算は空間周波数フィルタリングそのものであるが、ここではフィルタリングを、文字どおり、所望の信号スペクトルを通過させ不要なスペクトルを除去するという狭義の弁別機能に解釈してその特長を述べる。光学的空間周波数フィルタリングの特色は因果律の制約がないので完全なシャープカットオフの理想フィルターが実現できることである。また空間周波数が $f = (f_x, f_y)$ とベクトルで与えられるので2次元スペクトル面上で周波数と方位を適切に選んだ多様なフィルター処理が実現できることも重要な特長である。

d. 空間周波数フィルターの物理的実現法

一般に空間周波数フィルターは複素数値をとるので所望の振幅と位相からなるの複素振幅透過率を物理的に実現する必要がある。その1つの方法は所望の信号のフーリエ変換ホログラムを用いる方法である。ジョイント相関器の説明において、図5.4の入力面A上の対称な位置に置いた $g(x+x_0, y)$ と $h(x-x_0, y)$ の振幅透過率の物体の一方を点光源にする。たとえば $g(x+x_0, y) = \delta(x+x_0, y)$ とすると、それがホログラムの参照光の役割を果たし、式(34)は

$$T(f_x, f_y) = |\exp(2\pi i f_x x_0) + H(f_x, f_y) \exp(-2\pi i f_x x_0)|^2 \quad (36)$$

$$= 1 + |H(f_x, f_y)|^2 + H^*(f_x, f_y) \exp(4\pi i f_x x_0) + H(f_x, f_y) \exp(-4\pi i f_x x_0) \quad (37)$$

となる。このような振幅透過率をもつホログラムを用いれば、第3項に入力信号 $h(x, y)$ に対するマッチトフィルターの項が得られる。この場合、 $\exp(4\pi i f_x x_0)$ がホログラムの空間キャリア周波数として相関項と他の不要項とを出力面上で空間的に分離してくれる。

このような光学的に記録したホログラム以外に、計算機で合成したコンピュータホログラムや、相関ピークをシャープにするために位相だけを用いた位相フィルターなどがある。

〔武田 光夫〕

参考文献

- 1) J.W. Goodman: Introduction to Fourier Optics, McGraw-Hill (1968)
- 2) 小瀬輝次, 斎藤弘義, 田中俊一, 辻内順平, 波岡 武 (編): 光工学ハンドブック, pp.235-254, 朝倉書店 (1986)
- 3) 谷田貝豊彦: 光とフーリエ変換, 朝倉書店 (1992)

5.3 光アナログ演算の例

まずここでは、具体的なアナログ演算作用をわかりやすく分類して簡単に述べ、次に具体的な演算システムの例について、その構成デバイスも含めて紹介する。

5.3.1 光アナログ演算作用

ここでは、既存の光学素子などを用いて実現される並列光アナログ演算の基礎となる作用について概観する。この作用にはレーザー光を用いて実現される「コヒーレント光演算」と、それ以外の光で実現される「インコヒーレント光演算」の2つがある。光演算で用いられるのはコヒーレント光演算が大部分を占める。

a. 結像作用

これは、光技術の中で最も優れた他では置き換えられない作用の1つである。図5.5(a)に示すように、光軸に垂直なある2次元平面(物体面)が、ある倍率変化をもって別の面(像面)に伝達される作用である。3次元空間の伝達も可能だが、この場合には光軸方向の

5.3 光アナログ演算の例

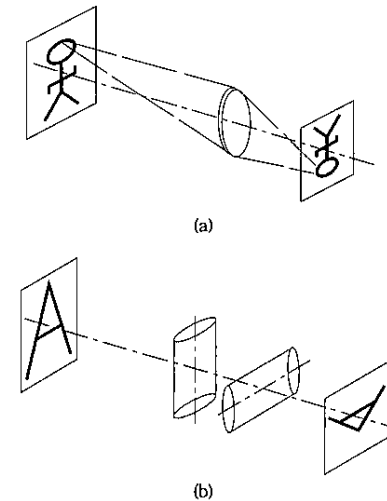


図 5.5 結像作用

(a) 普通の結像, (b) アナモルフィック結像。

倍率(縦倍率)とそれに垂直な方向への倍率(横倍率)とが異なり、空間が歪んで伝達される。この横倍率は図5.5(b)のように、アナモルフィック光学系を用いれば、ある方向(たとえば図の x 方向)とそれとは異なる方向(たとえば図の y 方向)とで違えることができる。

この作用はコヒーレントでもインコヒーレントでも実現され、空間不変性(space-invariance)が満足される場合には、optical transfer function (OTF) でその伝達特性が記述される。光リソグラフィで用いられる結像光学系では、コヒーレント度を調整することにより、最適な結像特性を得ている。

b. 積分演算作用

これは2次元分布 $f(x, y)$ の定積分

$$A = \int_{y_1}^{y_2} \int_{x_1}^{x_2} f(x, y) dx dy \quad (1)$$

を光学的に実現する演算である。この積分演算は、非負の値の分布に対しては、図5.6(a)に示すように、平行光照明した光強度透過率分布 $f(x, y)$ (非負の値の分布に対応)の透過光を凸レンズで集光し、像焦点面に置かれる大きい径のピンホールを通した後で光電検出すればよい。コヒーレント光学系を用いれば、 $f(x, y)$ として実数または複素数が可能である。その場合の演算光学系を同図(b)に示す。この図に示すように、レーザー平行光で複素振幅透過率が $f(x, y)$ である透過スクリーンを透過した平行光成分のみをレンズおよびそのレンズの後側焦点面に置かれたピンホールで透過させ、その面での複素振幅を検出する。このピンホールの大きさは、照明するレーザー光の波長、 $f(x, y)$ の積分範囲および凸レンズの焦点距離によって決まるエアリーディスクの大きさとする。複素振幅の検出には、

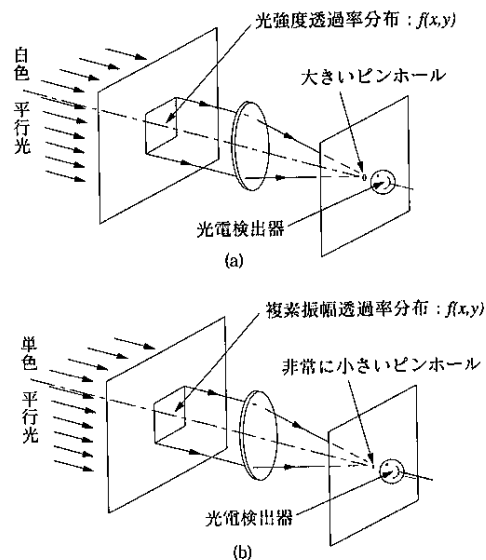


図 5.6 2次元積分演算作用

- (a) 非負の値をもつ2次元分布の積分演算光学系,
(b) 複素数の値をもつ2次元分布の積分演算光学系.

光強度を検出し、その平方根である振幅と、ヘテロダイン検波による位相検出により実現される。

c. レンズによるフーリエ変換演算作用

図5.7に示す光学系で、入力面 (F_1 面) に複素振幅分布 $f(x, y)$ を置き、単色平行コヒーレント光で照明すれば、そのレンズの後側焦点面に $f(x, y)$ の2次元フーリエ変換が実現される。これは、光波動の伝搬 (回折現象) とレンズ入射前の方向の異なる種々の平行光を後側焦点面のそれぞれの位置に集光する凸レンズの特性により実現されるものである。すなわち、次式の演算が実現される。

$$U(u, v) = \frac{A}{j\lambda f} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) \exp \left[-\frac{2\pi j}{\lambda f} (xu + yv) \right] dx dy \quad (2)$$

この式で、 A は定数、 λ は使用光の波長、 f は凸レンズの焦点距離、 (u, v) は図に示すようにレンズの後側焦点面での直行座標系である。この式で

$$\begin{aligned} \omega_x &= \frac{2\pi u}{\lambda f} \\ \omega_y &= \frac{2\pi v}{\lambda f} \end{aligned} \quad (3)$$

とすれば、 ω_x, ω_y は2次元フーリエ変換での角空間周波数に対応させることができ、また

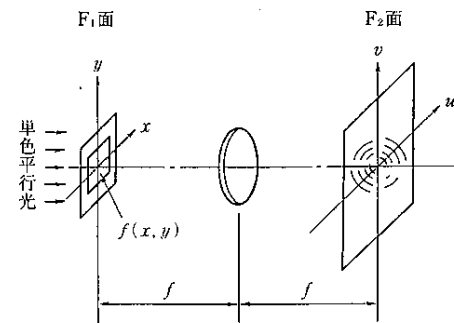


図 5.7 2次元フーリエ変換光学系

式(2)を次のように表すことにする。

$$U(\omega_x, \omega_y) \propto F_2[f(x, y)] \quad (2')$$

ここで、 $F_2[f(x, y)]$ は $f(x, y)$ の2次元フーリエ変換を表す演算子である。

$f(x, y)$ をレンズの前側焦点面に置かない場合は、前式の係数部は (u, v) に対して連続的に位相が変化する。このフーリエ変換面 (後側焦点面) で強度 (エネルギースペクトル) の演算が目的である場合には、 $f(x, y)$ は必ずしもレンズの前側焦点面に置く必要はない。

以上述べたコヒーレント光演算の入力および出力はすべて光波の複素振幅分布として与え、検出しなければならない。光の分布が検出あるいは記録できるのは、現在の技術では光強度であり、直接光波の複素振幅を検出することはできない。光強度は複素振幅の絶対値の2乗の時間積分であり、複素振幅のうちの振幅はその強度の平方根であるから強度検出より求められるが、位相の検出はできない。この位相の検出のためには (ヘテロダイン) 干渉法などの手法が必要である。

d. ホログラフィによる光波複素振幅の記録・再現作用

普通の光分布記録法では、前述のように光強度分布しか記録できず、空間的相対位相分布は記録できない。光波の複素振幅分布の記録・再現を可能にするのがホログラフィ技術である。そのポイントは、記録したい複素振幅分布 (物体光波面) とコヒーレントな振幅・位相が滑らかに変化する平面波等 (参照光波面) とをある空間で干渉させ、定在波を生じさせる。この定在波を光強度として観察するのが干渉縞である。そして、この干渉縞の分布を感光材料に記録現像処理したものはホログラムと呼ばれる。たとえば、そのホログラムを記録時の参照光波面で照明するとどのような光波面が出力されるかを、光演算で最もよく使われるフーリエ変換ホログラムについて説明する。実現する光学系を図5.8に示す。図5.8(a) はホログラム記録光学系である。ホログラムの記録は2次元複素振幅物体 $f(x, y)$ の2次元フーリエ変換が得られる面で行う。その面へ参照光として同じレーザーより別れた平行光束を斜め方向より入射させる。この場合のホログラム記録面での光強度分布 $i(u, v)$ は次式で表される。

$$i(u, v) = |F_2[f] + A \exp(-jau)|^2 \quad (4)$$

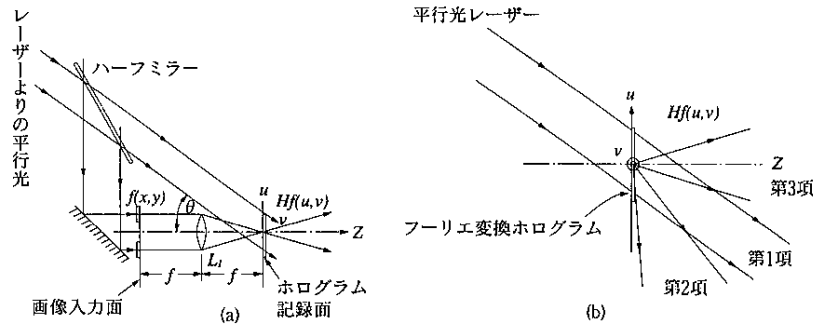


図 5.8 フーリエ変換ホログラムの記録と再生
(a) 記録, (b) 再生.

この式の α は次式で与えられる.

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda} \tan \theta$$

この強度分布に比例した振幅透過率分布をもつように写真フィルム等の光強度分布記録材料に露光・現像処理する. その記録した感材 (フーリエ変換ホログラム) を記録時と同じ位置に置き, 参照光のみでこのホログラムを照明する. このホログラムよりの出力光波面 (出力複素振幅分布) $o(u, v)$ は次の式のようになる.

$$\begin{aligned} o(u, v) &= i(u, v) \times A \exp(-j\alpha u) \\ &= A(|F_2[f]|^2 + A^2) \exp(-j\alpha u) \\ &\quad + A^2 F_2^*[f] \exp(-2j\alpha u) + A^2 F_2[f] \end{aligned} \quad (5)$$

この式の第1, 第2, 第3項はそれぞれ図 5.8 (b) で示す光波に対応し, 光の伝搬方向を分離することができる. これらの出力光波面の中で第3項に注目すれば, これは係数定数 A^2 を除いて記録時のフーリエ変換された物体光波そのものであり, 複素振幅の状態が再現されることになる.

5.3.2 具体的なアナログ光演算の例

ここでは前項で述べたアナログ光演算の基本的な機能を用いて実現あるいは提案されているいくつかの具体的な演算システムについて述べる.

a. パワー (エネルギー) スペクトル分析

前項の c で述べたレンズによるフーリエ変換作用を直接的に用いる応用であり, 1次元と2次元データへの適用がある.

(i) 1次元への応用——スペクトルアナライザ

これは時間周波数が非常に高く, また時間変動の激しい電波のスペクトル解析用に開発されたものである. すなわち原理的には図 5.9 (a) に示すようにその電波のある帯域をビー

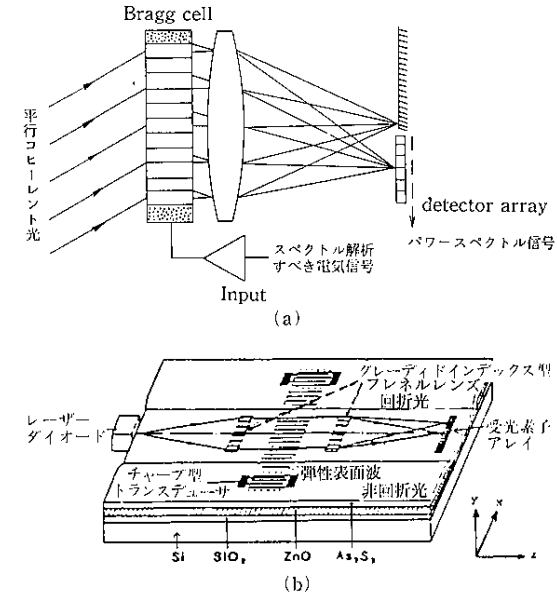


図 5.9 高い周波数 (数百ギガヘルツ) の電磁波のスペクトルアナライザ
(a) 原理図, (b) モノシリック構造のスペクトルアナライザ.

トダウンした電気信号を, 光を位相変調する超音波ブラッグセルに入力し, ブラッグ回折角度を保って単色平行光を入射させる. そしてそのセルの直後に凸レンズを置き, そのレンズの後側焦点面に CCD 等の高速スキャンが可能な1次元光電検出素子アレイを置く. この系で, 超音波セルの端から超音波が伝搬する時間内での窓内で制限された (トランケイトされた) パワースペクトルが光電検出器の走査速度の時間分解能で得られる.

最近では, 図 5.9 (b) に示すように, 光導波路的にシリコン基板上に一体化し安定に動作する光 IC 化したデバイスの開発も進んでいる. これについては, 参考文献 2 に詳しい.

(ii) 2次元への応用——画像のテクスチャ解析

これは画像の空間周波数についての2次元エネルギースペクトルを求め, その分布より画像の周期的な構造 (テクスチャ) を解析する目的に使われる. この場合の光学系を図 5.10 に示す. この解析を高速で行う場合の光学系および信号処理系であり, 画像入力部には incoherent to coherent converter, 出力検出面には図に示すような空間周波数分布 (画像の周期性の強さを示す), 角度分布 (画像の構造の方向性を示す) を検出する特殊な形状をした検出開口アレイを用いて, その個々の出力をマイクロプロセッサ等により比較し出力する. この方式により毎秒数画像のテクスチャ解析が実現される.

b. 空間周波数フィルタリングによる画像処理

これは図 5.11 に示す光学系で実現される. すなわち, フーリエ変換光学系を2つカスケ

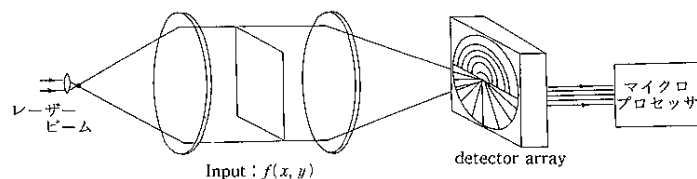


図 5.10 2次元分布のテクスチャ解析

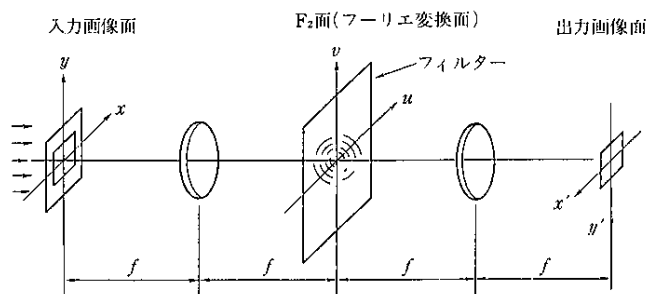


図 5.11 2回のフーリエ変換をカスケードに結合させた画像の空間周波数フィルタリングを実現する光学系

ードに連ねて使い、フーリエ変換面に空間周波数フィルターを置いてフィルタリング演算を実現する。入力画像を $i(x, y)$ (振幅透過率分布に対応させる)、フィルタリング関数を $H(\omega_x, \omega_y)$ 、出力画像の複素振幅 $o(x, y)$ とすれば、これらの関係は次式で表される。

$$o(x, y) = i(x, y) * F_2^{-1}[H(\omega_x, \omega_y)] \quad (6)$$

ここで、 $*$ は 2 次元コンボリューション演算を示す。このような space-invariant な 2 次元フィルタリング処理は、画像修正、画像のコントラスト強調、画像の輪郭抽出、画像の方向性エッジの強調、パターンの差の表示等に使われる。これらの目的に応じて振幅フィルター、複素振幅フィルターが使われる。

複素振幅フィルターとしてホログラフィックフィルターが使われる場合もある。この場合には図 5.11 とは少し異なり、フィルター後の光軸をある角度だけオフセットするほうがよい場合がある。

その例の 1 つとして、「ホログラフィック電子顕微鏡でのリアルタイム再生と処理」がある。これは、キャリア空間周波数の比較的低い干渉縞パターンよりなるイメージ型の電子線ホログラムの光学的再生・処理をビデオレートで行う例である^{3,4)}。その概略を図 5.12 に示す。特殊な電子顕微鏡によるホログラム像をビデオカメラで撮り、そのビデオ信号で液晶パネルを駆動する。このビデオ信号で駆動される液晶パネルは一種の光領域のホログラムと考えることができる。ただし、生じている干渉縞は粗いので、ビデオカメラとそのビデオ信号で駆動される液晶パネルも普通の解像力があればよい。

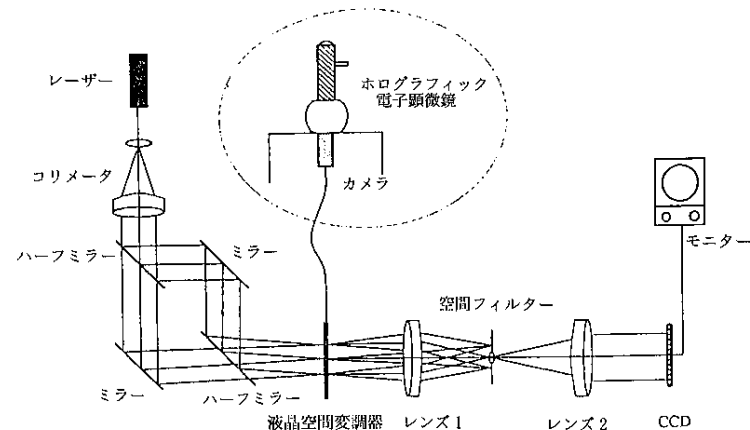


図 5.12 ホログラフィック電子顕微鏡により得られる干渉縞の曲がり(位相の変化に対応)をビデオレートで強調処理するフーリエ変換画像処理光学系

このホログラムを少し角度の異なる 2 つの平行光で照明し、凸レンズによるフーリエ変換面で必要な成分だけを通すフィルタリングを行い、再度レンズによりフーリエ変換を行う。その面にイメージセンサーを置き、モニターテレビで観察する。このようにすれば物体の磁力線などの変化がビデオレートで観察できる。ビデオプロジェクター等で使われている液晶パネルを巧みに使ったダイナミックフィルタリングの優れた一例である。

c. コヒーレント光 2 次元相関演算による画像のパターンマッチング

画像のパターンマッチングを、光学的に実現する目的で開発された。画像のパターンマッチングは、現在の高速度デジタル計算機を用いてもかなりの時間を必要とする。

2 次元 (画像) パターンマッチングの目的は大きく分けて 2 つある。1 つは、大きい画面の中に探しているパターンがあるかどうか、もしある場合、それはその画面の中のどこにあるかを決定することである。もう 1 つは、パターンの同定 (identification) が目的である場合であり、その一致の程度を決定することである。

いずれの場合も、光アナログ演算で実現されるのは、次に述べる 2 次元相関演算である。

類似度の高さを表す定量的な尺度の 1 つとして相互相関関数 $R(x_m, y_m)$ がある。この関数は次式で与えられる。

$$R(x_m, y_m) = \int_{-y_0}^{y_0} \int_{-x_0}^{x_0} f^*(x, y) \cdot g(x - x_m, y - y_m) dx dy \quad (7)$$

この積分で、積分範囲内の平均値および標準偏差がほぼ一定という条件が満足される場合には、 $f(x, y)$ と最も類似度が高い g 面上の位置 (x_0, y_0) で、 $R(x_m, y_m)$ は最大値を示す。

前記の目的 1 の場合には、 $g(x, y)$ の存在範囲は、 $f(x, y)$ のそれより相当大きい。目的 2 の場合には、両者はほぼ同じ存在範囲である。そのときには、次式に示す一点のみの相関演算をやればよい。ただしこの場合は、多くの画像パターン g_k について、行わなけれ

ばならない。

$$R_k = \int_{-y_0}^{y_0} \int_{-x_0}^{x_0} f^*(x, y) g_k(x, y) dx dy \quad (8)$$

この2次元相関演算を実現するコヒーレント光学系には2つの方法が開発されている。それぞれについて、次に説明する。

(i) マッチトフィルタリング

この場合には、5.3.1項のdで述べたフーリエ変換ホログラムを用いる。まず始めに複素振幅透過率分布が $f(x, y)$ である物体のフーリエ変換ホログラムを前述の図5.8(a)に示す光学系で作成する。このホログラムの振幅透過率分布 $T_H(u, v)$ は前述したように式(4)で与えられる。

次に記録光学系で、参照光はストップし、 $f(x, y)$ を $g(x, y)$ に取り替えて、 $g(x, y)$ のフーリエ変換の光波面でそのホログラムを照明する。そのホログラムから出力する光波の複素振幅 $o(u, v)$ は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} o(u, v) &\propto F_2[g] \cdot T_H(u, v) \\ &= (|F_2[f]|^2 + A^2) \cdot F_2[g] \\ &\quad + AF_2[f] \cdot F_2[g] \exp(jau) \\ &\quad + AF_2[f^*] \cdot F_2[g] \exp(-jau) \end{aligned} \quad (9)$$

それぞれの項は、図5.13に示すそれぞれの方向への回折波面に対応し、空間的に分離することができる。ここでは第3項のみに着目する。同図に示すようにこの第3項の光波面をレンズを用いて再度フーリエ変換すれば、その変換面の複素振幅分布 $o'(x', y')$ は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} o'(x', y') &\propto F_2[AF_2[f^*] \cdot F_2[g] \exp(-jau)] \\ &= A \iint f^*(x, y) g(x-x', y-y') dx dy \end{aligned} \quad (10)$$

この面で x' 方向に $-a$ の座標の移動を行えば

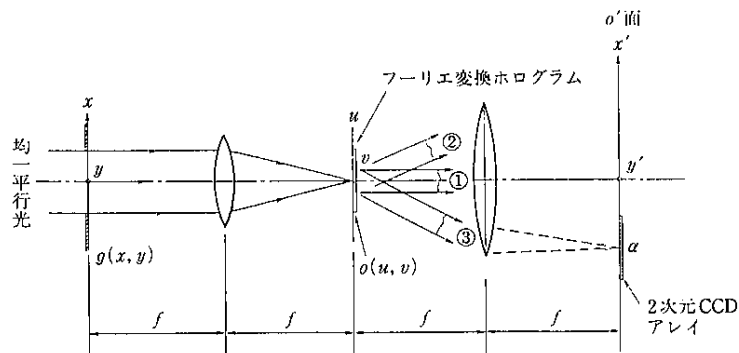


図 5.13 マッチトフィルタリング演算を実現する光学系

$$o'(x', y') \propto \iint f^*(x, y) g(x-x', y-y') dx dy \quad (10')$$

となり、 $f(x, y)$ と $g(x, y)$ の相関演算が $(a, 0)$ を中心として実現されることになる。

これは「実面 (x, y) 面での相関演算は、フーリエ変換面では積演算で表されるという数学の性質を利用したものである」と説明することもできる。

コヒーレント光を用いる相関演算の特長は、この演算時に、5.3.2項のbで述べたフーリエ面での空間周波数フィルタリングが行えることである。たとえば、零空間周波数成分（図5.11の原点近傍）をカットして光を通さないようにすれば、 $f(x, y)$ 、 $g(x, y)$ とともに平均値を0にしたことになり、相関信号のS/Nを向上させることができる。さらに相関出力をより鋭くするためのフィルター処理もフーリエ変換面を操作することにより実現される。

このフーリエ変換ホログラムを用いる2次元マッチトフィルターは最初の提案者の名をとって、ヴァンデルルクト（Vander Lugt）フィルターとも呼ばれている⁹⁾。

以上に述べた2次元相関演算はエレガントであるが、ホログラムの作成という工程が必要である。ホログラムは、普通高分解能の感光材料によって記録される。マッチトフィルターであるフーリエ変換ホログラムを変えていく必要がない場合には、入力パターン $g(x, y)$ を高速で変え、相関出力面で検出すれば、高速の2次元相関演算が実現される。その入力パターン面として、ビデオレートで作動する液晶パネルなどの空間光変調器を用い、その出力面でCCDイメージセンサーを用いれば、ビデオレート（30画像/秒）での演算が実現される。

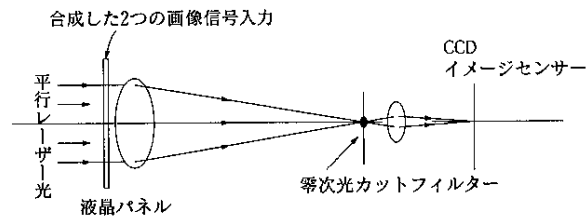
しかし、フィルターであるホログラムを書き換える必要がある場合には、現在の時点では高速にはできず、したがって、高速演算は実現できない。

相関をとるもとのパターン $f(x, y)$ も変えながら相関演算を可能にする方法として、次に述べるジョイントフーリエ変換が提案・研究されている。

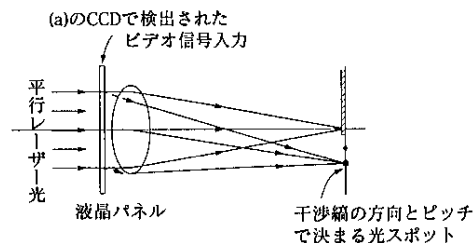
(ii) ジョイントフーリエ変換

マッチングの比較をしたい2つの画像パターンを、図5.14(a)に示すように、同一面内で平行に位置をずらしておき、平行レーザー光で照明してレンズによりフーリエ変換してその変換面で重ね、そこでの干渉縞明暗パターンを検出し、そのパターンを同図(b)に示す同じフーリエ変換光学系で再度フーリエ変換することにより、その縞の乱れ具合・方向・ピッチを読み出すことにより相関演算を実現する方法である。なぜ相関演算が実現されるかについては、前節を見てほしい。

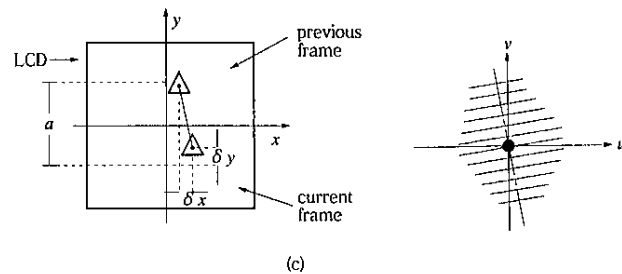
現象論的には次のように説明される。サイズと方向が同じ（傾いていない）類似したパターンを同一平面に置きその合成パターンをフーリエ変換すれば、変換面（レンズの像焦点面）での光強度分布は、図5.14(c)に示すように、2つのパターンを結ぶ直線と垂直な方向に、2つのパターンの間隔に逆比例したピッチのほぼ平行な干渉縞が生じる。この干渉縞光強度パターンを、同じフーリエ変換光学系で再度フーリエ変換すれば、変換面では、縞のピッチと方向で一義的に決まる2個所に小さく光るスポットが生じる。その位置およびそのスポットの広がりを検出すれば、2つのパターンの類似度と相対位置のずれを決定



(a)



(b)



(c)

図 5.14 ジョイントフーリエ変換により相関演算を高速で実行するシステム
(a) 第1フーリエ変換光学系, (b) 第2フーリエ変換光学系, (c) 入力面での2つの類似パターンの配置と第1光学系のフーリエ変換面での光強度分布の関係。

することができる。

この項の最初に述べた2つの目的それぞれへの適応例について、次に述べる。

(iii) 高速パターンマッチングの例

(1) 画面中にある類似パターンを見つける例 (局所パターンマッチング)

図 5.15 (a) に示すように画像の明るさの分布 $f(x, y)$ と $g(x, y)$ があり, $g(x, y)$ の存在範囲は $f(x, y)$ のそれよりもかなり広いとする。そしてこの $g(x, y)$ (サーチエリア) の中で $f(x, y)$ (ウィンドウ) と最も類似度の高い位置 $g(x, y)$ を求めるのが具体的な目的である。

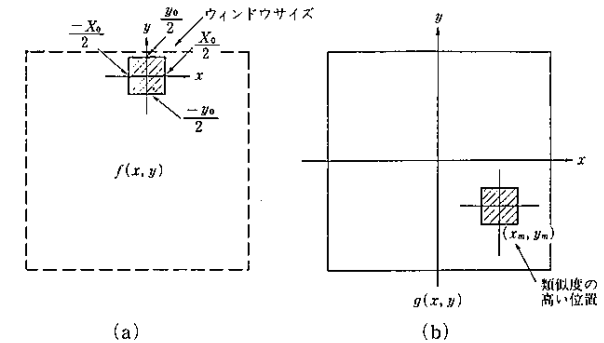


図 5.15 画像の局所パターンマッチングの説明図

$g(x-x_m, y-y_m)$ が (x_m, y_m) の位置にかかわらずウィンドウサイズ内で平均値および標準偏差がほぼ一定という条件が満足される場合には, $f(x, y)$ と最も類似度が高い g 面上の位置 (x_0, y_0) で $R(x, y)$ は最大値を示す。すなわち前式の演算を $g(x, y)$ の存在範囲すべてにわたって行い, その結果の値の最大値を示す g 面上で (x_m, y_m) の位置を最も類似度

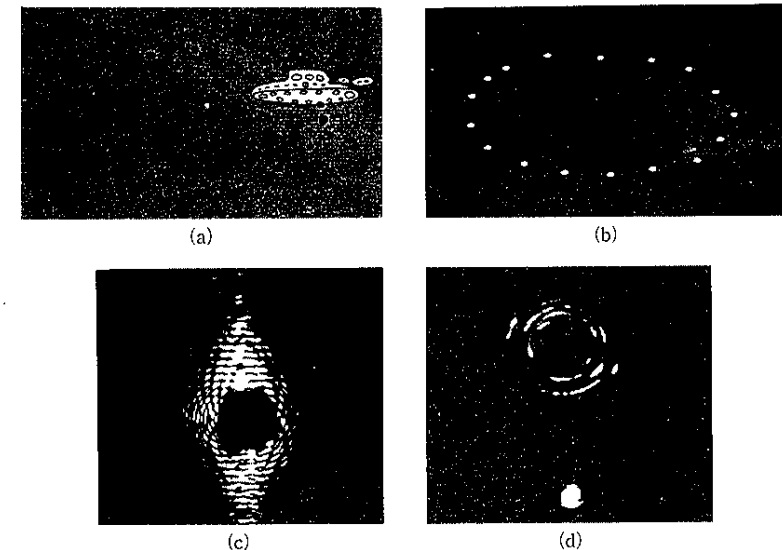


図 5.16 Joint Fourier 変換による特定の物体の自動追尾の例
(a) 追尾したい特定物体(戦車のおもちゃ), (b) JFT による相関出力結果を重ねたパターン, (c) 第1ステップでのフーリエ変換面での光強度分布パターン, (中心部の光強度が非常に大きい部分はカットするフィルターを通して), (d) 第2ステップでの出力面での強度分布 (下半分) を示す。

の高い点 (x_0, y_0) と決定すればよい。

ある特定の物体を追尾していく例を紹介する⁶⁾。この場合には、一般には参照パターンは変わっていく。それを検出し、そのパターンを $f(x, y)$ とし、その直後の画像を $g(x, y)$ とし、ジョイントフーリエ変換 (joint Fourier transform: JFT) を行えば、ある特定の物体の自動追尾が可能になる。その例を図 5.16 に示す。同図 (a) は追尾したい物体 (戦車のおもちゃ) であり、図 (b) が JFT による相関出力結果を重ねたパターンである。図 (c) には、第 1 ステップでのフーリエ変換面での光強度分布パターン (中心部の光強度が非常に大きい部分はカットするフィルターを通して) を示す。また、図 (d) には、第 2 ステップでの出力の下半分を示す。

この実験のように、背景が真っ暗あるいは均一の明るさで特定物体以外の物体がない場合は、比較的うまくいくが、細かい構造の背景の場合には、初めに参照パターンをどのようにして決定するかが問題である。

(2) パターンの同定を高速に実行する例

パターンの同定を指紋の照合に適用した例を紹介する⁷⁾。この光学系であらかじめ登録されている約 100 個の指紋パターンの中に当人の該当する指紋パターンがあるかないかの照合を行うシステムである。

その全体の光学系を図 5.17 に示す。液晶による透過型電子書込み SLM (液晶パネル) の右半面にまず当人の指紋パターンを写し、それを光書込み型の SLM の上半面に投影する。同様に左半面には参照パターンを次々と表示していく。そして両方の (joint) フーリエ変換して重ねたパターンを 5.2.1 項の c で述べた構造をもつ液晶実時間ホログラムに記録し、

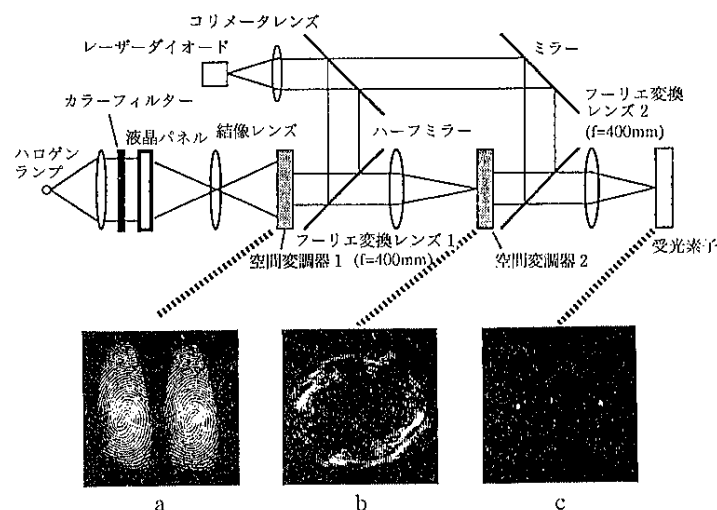


図 5.17 ジョイントフーリエ変換を用いた高速指紋同定システムの光学構成図とそれぞれの面での光強度分布

裏面より平行光で照明する。そして、そのホログラムより回折再生される光波面をフーリエ変換すれば、その複素振幅分布は指紋パターンと参照指紋パターンの相互相関演算結果を表す。すなわちこの面の強度分布のピーク値が大きく広がりが小さいほどパターンの類似度が高いことを意味する。この場合はその分布の位置はほとんど同じなので、その部分で検出される 2 次元光強度分布の簡単な解析により類似度を高速で得ることができる。

このようにパターンマッチングを指紋の照合に適用するのは、着眼点のよい実用的な例であろう。その理由は、指紋パターンは一般にその空間周波数スペクトルが高周波成分を多く含み、相関演算によって一致・不一致が非常に敏感にでる特性をもっているからである。指紋の一致、不一致は本人の同定 (本人が確かにその人であることを確認すること) のために非常に重要な手法であると認識されつつある。そのため、電子的に行う手法も多く研究・開発されており、実用的にはそれらのシステムとの競合になると思われる。

以上 2 つは JFT を用いた例であるが、最後に実時間ホログラムデバイスとして、リチウムナイオベートを使った高速マッチトフィルタリングによる画像の照合の応用として、模型の自動車を完全自動走行させた例を紹介する⁸⁾。

カリフォルニア工科大学の電子工学科の建物の廊下や実験室で小さな車を自動走行させるものである。まず、デジタルコンピュータに接続した大容量メモリの中に廊下や部屋の像を記録し、無線でそれを車に伝送する。自動走行させたい車にテレビカメラを装備し、そのカメラの映像 (パターン) のレーザー光でマッチトフィルター (フーリエ変換ホログラム) を照明する。車が移動するにつれてコンピュータはカメラからの像とメモリの像を比較し、一度見覚えのある場所を見つけるといくつかの定められた道の 1 つへと車を進める。その道の 1 つ 1 つはメモリから呼び出された一連の像として次々とマッチングをとるシステムに入力される。およそ 1000 枚の画像がメモリに記録されていたが、建物の中のいくつかの部屋に次々と入っていくのに必要としたのは 53 枚の画像にすぎなかったとのことである。

これを開発したグループは、その後新しい車を設計しており、それはキャンパス内のどこでも自動で動けるように計画している。そのためには、超大容量のメモリを装備する必要がある。なおかつ高速の読出しも必要である。高速読出しおよび高速自動相関演算が可能になれば、障害物がでてきても、それを避けて自動走行できるであろう。この車の自動走行は、多くの記憶された画像パターンとの高速画像パターンマッチング技術が、将来広く使われるのに弾みをつける一例になるかもしれない。

[本田 捷夫]

参考文献

- 1) たとえば, J. W. Goodman: Introduction to Fourier Optics., pp. 83-89, McGraw Hill (1968)
- 2) たとえば, 梶原俊明: 光集積フーリエ演算器, 光学, 14, 1, 48-50 (1985)
- 3) J. Chen, T. Hirayama, G. Lai, T. Tanji, K. Ishizuka and A. Tonomura: Video-rate Electron-Holographic Interference Microscopy using a Liquid Crystal Panel, Meeting Digest of Topical Meeting of ICO (Japan), p.103 (1994)
- 4) G. Lai: Advances in Electron Interferometry, SPIE's Working Group Newsletter-Holography,

- p.7, Jun. (1994)
- 5) Vander Lugt, *et al.*: Character-Reading by Optical Spatial Filtering, Optical and Electro-Optical Information Processing, Edited by Tippet, *et al.*, MIT Press, p.125 (1968)
 - 6) E.C.Tam, *et al.*: Autonomous real-time object tracking with an Adaptive joint Transform Correlator, *Optical Engineering*, 29, 4, 314 (1990)
 - 7) 豊田晴義, 吉田成浩, 向坂直久, 小林祐二, 原 勉: 位相変調型空間光変調器を用いた光相関システム, *光学*, 23, 315-320 (1994)
 - 8) D. サルティス, F. モック: よみがえるホログラム・メモリ, *日経サイエンス*, No.1, p.54 (1996), (Scientific American, November, 1995)

5.4 入出力周辺装置

光コンピューティングにおいては、並列演算装置への情報の一時的な記憶保持あるいは変換する入出力装置が必要である。このような目的で光波の振幅、位相、強度分析を空間並列的に制御するデバイス、従来から空間光変調器と呼ばれてきた。空間光変調器は図 5.18 に示すように、書き込み情報を検出するアドレス層とこの情報をもとに読出し光を変調する光変調層とから構成される、並列型の 3 端子デバイスであるといえる。この空間光変調器は、並列情報を直接光で書き込む光アドレス型 (図 5.19) と時系列電子情報により書き込む電子アドレス型 (図 5.20) とに大別される。これらのデバイスの例とその特性を表 5.1 と表 5.2 にまとめておく。この図からもわかるように、きわめて多くの材料が空間光変調器に用いられており、変調方式、特性とも多岐にわたっている。また、通常のテレビ技術で利用されている撮像素子、CRT などは、光情報と電子情報の変換装置として利用できる。次に、空間光変調器などを利用したアナログ光コンピューティング用入出力デバイスをいくつか紹介する。

5.4.1 液晶ライトバルブによるインコヒーレント・コヒーレント変換器

通常、アナログ光コンピューティングではコヒーレント光を使うので、実世界の画像情報 (通常これはインコヒーレント光) をコヒーレント光情報に変換する必要がある。このような目的で利用されるデバイスはインコヒーレント・コヒーレント変換器と呼ばれ、光

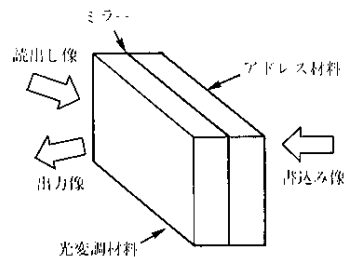


図 5.18 空間光変調器の構成

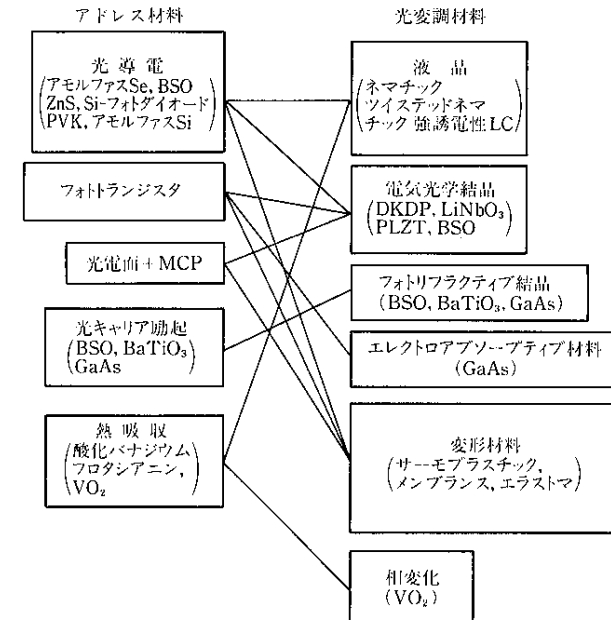


図 5.19 光書き込み型空間光変調器の構成

書き込み型空間光変調器をコヒーレント光で読み出せばよい。代表的な、光書き込み型空間光変調器である液晶ライトバルブの構造を図 5.21 に示す²⁾。アドレス材料として CdS やアモルファス Si が用いられ、変調材料としてツイステッドネマチック液晶が用いられている。解像力は 30 本/mm、応答速度は 30 ms 程度である。この液晶空間光変調器では、インコヒーレント画像がアドレス材料に投影されると光が当たったところは導電率が変化し、変調材料に加わる電圧が変化してこれによって液晶の偏光特性が変調される。読出し光とコヒーレントな直線偏光を入射し、誘電体ミラーで反射させ 2 回液晶層を通過させ偏光特性の空間変化に変換する。これを適当な検光子で検出すれば、インコヒーレント光の強度分布がコヒーレント光の強度変化に変換される。図 5.22 に液晶空間光変調器を用いた実時間光相関器の例を示す³⁾。インコヒーレント像が液晶空間光変調器に結像され、これを半導体レーザー光で読み出し、フーリエ変換レンズを介して、あらかじめ製作しておいたマッチトフィルターに入力する。この例では、半導体レーザーとマッチトフィルターを 4 組用いて、処理の並列化を図っている。

5.4.2 液晶テレビによる入出力

ビデオ信号の表示に用いられている液晶テレビは、光コンピューティング用の入出力装置としても利用可能である。通常は、液晶テレビのバックライトを取りはずして、液晶パ

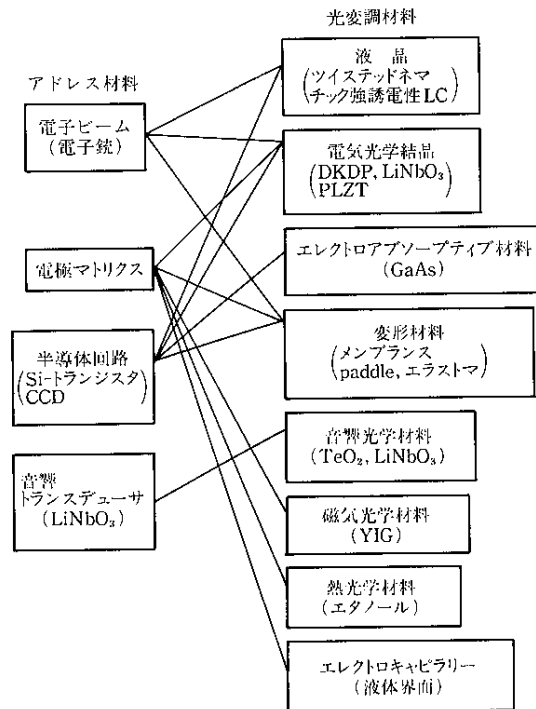


図 5.20 電子書き込み型空間光変調器の構成

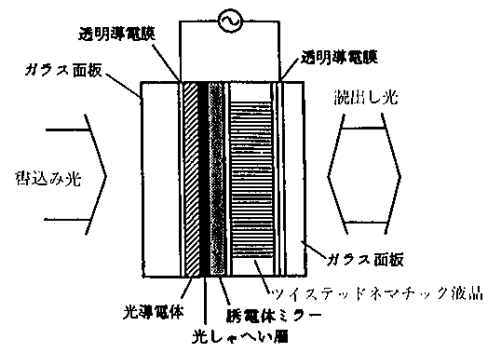


図 5.21 液晶空間光変調器

ネルのみを用いる。電気信号で変調された液晶パネルの各液晶画素の偏光特性を変化をレーザー光で読み出す、電子アドレス型の空間光変調器として利用される。液晶パネルとしては、液晶画素の1つ1つにトランジスタスイッチング素子を取り付けられたアクティブ

表 5.1 光アドレス方式空間光変調器

	光変調材料	アドレス材料	解像度 lp/mm (50% MTF) または pixel	感度 ($\mu\text{J}/\text{cm}^2$)	応答時間 (ms)		蓄積 時間	コントラスト	備考
					書込	消去			
LCLV	Twisted Nematic 液晶	CdS	30	2	10	30	10ms	50/1	
	"	アモルファス Si	38	2	10	10	10ms	20/1	
	"	Si フォトダイオード	12	1	5	20	10ms	100/1	
	"	BSO	10	20	15	15	10ms	20/1	
	Nematic 液晶	GaAs	14		10	10			
VGM-LCLV	"	ZnS	5	15	1000	1000	10sec		
	強誘電性液晶	アモルファス Si	25		0.1	0.1			
LCLV	スメックチック結晶	酸化バナジウム フタロシアニン	3000×3000 pixels		2 $\mu\text{s}/\text{pixel}$			10/1	
PROM	BSO	BSO	15	5	5	1	1h	1000/1	演算機能
PRIZ	BSO	BSO	20	5	5	5	1h		
MSLM	LiNbO ₃	光電面+MCP	9	0.02	100	200	1day	1000/1	演算機能
Photo-Titus	DKDP	アモルファス Se	15	10	0.01	0.03	1h	1000/1	演算機能
FERPIC	PLZT	PVK	40 (10% MTF)	10×10 ³	1000	1000	h	25/1	
CERAMPIC	PLZT	ZnCdS	20		1	10	h	100/1	
	PLZT	Si-Photo Tr	2×2 pixels						
PICOC	BSO	BSO	10	80	30	10	h		
PEMLM	membrane	光電面+MCP	30	5×10 ⁻⁴	0.5	0.5	days		演算機能
OTO-DMD	membrane	Si-Photo Tr	128×128 pixels	2	0.025	0.04	200ms	30/1	
	TP	サーモプラスチック	1000	10	5000	5000	years	100/1	
VO ₂	VO ₂	VO ₂	150	10 ⁴	10 ⁻³	1	years		

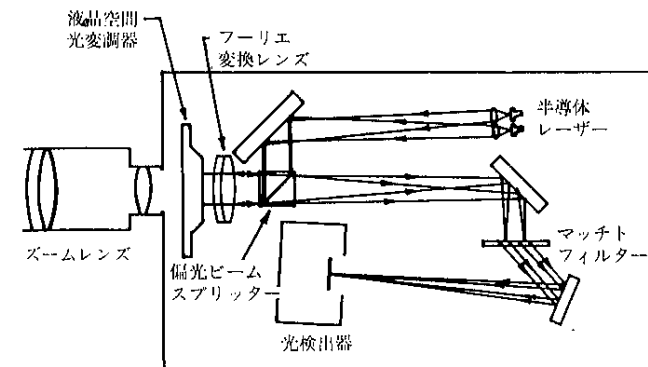


図 5.22 液晶空間光変調器を用いた光時間光相関器

表 5.2 電気アドレス方式空間光変調器

	光変調材料	アドレス材料	解像度	応答時間	蓄積時間	コントラスト	備考
LCLV	Twisted Nematic 液晶	CCD	256×256 pixels	20MHz	10ms	50/1	
	"	電子ビーム	2 lp/mm (50% MTF)	3Hz		40/1	
	"	"	10 lp/mm	25ms		60/1	
	強誘電性液晶	Matrax	64×64 pixels	2.5ms/frame		35/1	
MSLM	LiNbO ₃	電子ビーム	3 lp/mm (50% MTF)	W. 200ms, E. 50ms	days		演算機能
EBSLM	"	"	10 lp/mm (50% MTF)	W. 100ms, E. 200ms	days	1000/1	演算機能
BGO ライトバルブ	BGO	"	10 lp/mm (50% MTF)	ビデオレート		15/1	
Titus	DKDP	電子ビーム	20 lp/mm (50% MTF)	W. 32ms, E. 1ms	1h	150/1	演算機能
PLZT	PLZT	Si-Tr Matrix	12×12 pixels				
	"	"	128×128 pixels	10μs/pixel	10ms	25/1	
TIR	LiNbO ₃	電極	4735 pixels	128MHz		100/1	
DMD	membrane	Si-Tr	128×128 pixels	TV rate	200ms	30/1	
Micro-Mechanical	SiO ₂ paddle	"	2×18 pixels	1MHz		10/1	
	"	電子ビーム	600 TV lines	W. 30ms, E. 30ms	months	15/1	
Eidophor	油膜	"	50 lp/mm	W. 15ms, E. 15ms	30ms		
LIGHT-MOD	YIG	Matrix	128×128 pixels	1μs/pixel	years	1000/1	
SIGHT-MOD	"	"	512×512 pixels	1μs/pixel	years	1000/1	
LISA	GIG	"	256×256 pixels	20μs/pixel	years		
Electro-absorptive	GaAs	CCD	16×1 pixels	1ms/pixel	ms		
AO	TeO ₂	LiNbO ₃ (音響トランジューサ)	32×120 pixels	2μs			
LTM	C ₂ H ₅ OH	Matrix	256×1 pixels	W. 1ms, E. 1ms	1ms		
Electro-capillary	液体・液体界面	Matrix		W. 3ms, E. 3ms			

マトリックス型のものがよく利用される。図 5.23 に、液晶パネルを用いた結合変換相関法による指紋照合システムの例を示す⁴⁾。入力用の指紋パターンとあらかじめ登録された参照指紋パターンを液晶パネル上に並列に表示し、これを光アドレス型液晶空間光変調器 1 に書き込み、レーザー光で読み出してフーリエ変換する。この強度分布を光アドレス型液晶空間光変調器 2 に書き込みコヒーレント光で読み出し、再びフーリエ変換して相関像を得る。この例にみられるように、液晶パネルは電子アドレス型の空間光変調器の代表例であり、また、入力像を画像処理して表示することも容易であるため、重要な入出力装置となってい

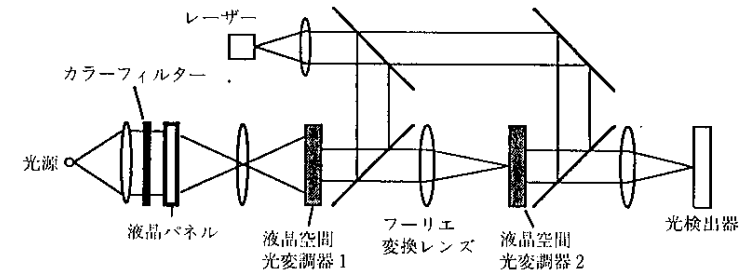


図 5.23 液晶パネルを用いた指紋照合システム

る。

5.4.3 固体撮像素子

画像信号を時系列電気信号に変換するデバイスとして、固体光検出器を 2 次元的に集積化したものが、固体撮像素子である。配列された光検出器の出力を逐次的に呼び出す方法により、XY アドレス方式と電荷輸送方式の 2 つに分類される。

a. XY アドレス方式

この方式では、図 5.24 (a) のように各光検出器を X と Y の選択線で結び、交点にあるスイッチング素子を介して光検出器の出力を取り出す方式である。図 5.24 (b) にフォトダイオードを光検出器とし、MOS トランジスタをスイッチング素子とした 1 画素の構成例を示す。

b. 電荷輸送方式

光強度に対応した電荷を、一時的に画素に蓄えそれを順次転送して画像信号を取り出す方式で、CCD (charge coupled device) がこの方式の代表的なデバイスである。CCD の構造は、図 5.25 のように、シリコン単結晶に絶縁膜 (SiO₂) を付け、この上に電極列を配置したものである。いま、1 つの電極近傍に光照射によって光電子を生じているとする。こ

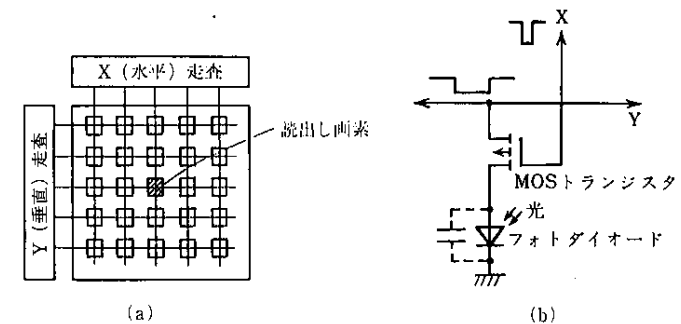


図 5.24 XY アドレス方式の固体撮像素子

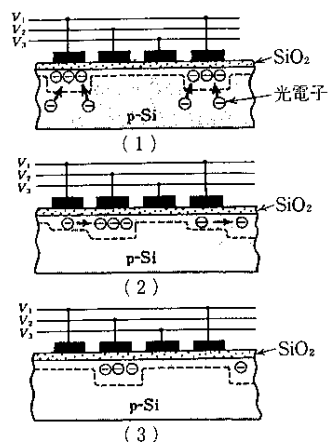


図 5.25 CCDの構造

の電極に電圧 (V_1) が加えられていると、光電子はこの電極付近に集められる。次に、この状態で隣の電極に電圧 (V_2) を加えると、もとの電極に蓄えられた電荷は隣の電極に移動することになる。このように、次々と適当な電圧を各電極に加えることで、電荷を移動させ、外部に信号として取り出すことができる。通常は、図に示したように三相の駆動電圧を加えて電荷移動を行う。

〔谷田貝豊彦〕

参考文献

- 1) 谷田貝豊彦：応用物理，58，1136 (1988)
- 2) W.P. Bleha, et al. : *Opt. Eng.*, 17, 371 (1978)
- 3) J. Upatnieks : *Appl. Opt.*, 22, 2798 (1983)
- 4) 豊田晴彦：光学，23，315 (1994)

5.5 システム実装技術

5.5.1 光コンピューティングシステム実装の特徴と構成要素^{1,2)}

光コンピューティングの実用化を考えていくうえで、どうしても解決しなければならない技術の1つに、実装技術がある。個々の光学部品、発光受光デバイス、変調器など光コンピューティングに必要とされる要素部品はそれなりに発展してきたといえるが、これらの構成要素を安定に配置し目的としてシステム性能を発揮させる技術、実装技術はいまだ本格的に研究開発されてはいない。従来の模擬的な実験で利用されていた、光学定盤に光学系、光変調器などを配置する手法を発展させても、実用上十分な信頼性と経済性を確保できるとは思われない。光コンピューティング技術が真に利用されるためには、光実装技術は今後ますます重要になると思われる。

光実装に利用される構成要素は、光演算を実行するプロセッサ要素、光並列メモリ、光配線部分、入出力要素などに分類される。光コンピューティングの並列性の優位を維持するためには、個々の構成要素は2次元化、アレイ化する必要がある、個々の構成要素を並列的に接続(配線)する必要がある。

光通信の場合と異なり、光コンピューティングにおける光実装の特徴は、情報の伝達処理の並列性にあり、2次元並列デバイスをいかに安定に配置固定できるか、あるいは並列実装可能なデバイスをいかに設計製作できるか、に依存している。光コンピューティング実装技術のハードウェアの特徴としては、(1) 2次元デバイスの2次元的な実装(したがって実装はボードレベルにおいても3次元的になる)、(2) 従来の電子配線、光通信における実装に比べて、高度なアライメント技術の必要性、があげられる。

5.5.2 配線技術

光コンピューティングシステムを実装するためには、必要な各構成要素間に光情報を伝搬させる必要がある³⁻⁵⁾。このための技術は、基本的には光配線(光インターコネクション)技術である。特に、光コンピューティングにおいて、その特徴を発揮するためには、並列あるいは立体配線技術が不可欠である。したがって、光ファイバーなどを用いた導波路型光インターコネクションばかりでなく、空間伝搬型の光インターコネクションも重要である。また別の視点から、光インターコネクションは、固定配線型と可変配線型とに分類される。

空間伝搬型の並列光インターコネクションにおいては、Nチャンネルの出力をMチャンネルの入力にいかにか効率よく配線あるいはスイッチングするかが鍵であり、固定配線型ではマイクロレンズアレイやアナモルフィック光学系を用いたもの、プレーナー光学系によるもの、ホログラムを用いたものなどが提案されている。

可変型光インターコネクションとしては、クロスバスイッチ、ハイパーキューブ、シャッフル交換機などのN対N接続の機能を光学的に実現するもので、特に、多数のプロセ

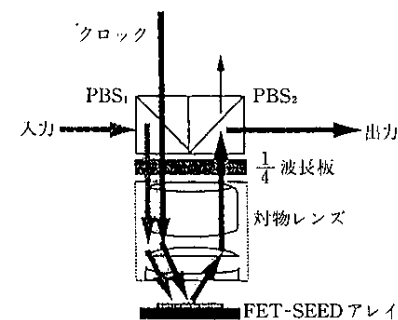


図 5.26 FET-SEED スマートピクセルによる16×16のバケットスイッチングノード

(symmetric self-electrooptic effect device) を用いた光スイッチングシステムがある^{6,7)}。SEED とは、MQW 層を含む光サイリスタで、光双安定特性をもっている。これを用いた AND と OR ゲートから光スイッチングノードが構成され、5 kb/s のビットレートが得られた。続いて、32×32、64×64 のスイッチングネットワークが構成され、最近では、FET-SEED スマートピクセルによる 16×16 のパケットスイッチングノード (図 5.26) が試作されている。スマートピクセル入出力光学系を図 5.27 に示す。スマートピクセル自体の速度は、222 Mb/s であるがシステム全体では 50 Mb/s が達成されている。

このように、自由空間型の光インターコネクションの研究は活発であるが、光コンピューティングを直接的に目標とした研究は少ない。

b. モジュール化実装

自由空間型の光実装においては、高い精度のアライメントが必要であり、さらにそのシステムの安定性、信頼性の確保も重要である。システムの拡張性も考慮して、光学系をいくつかの形状が決まったモジュールにし、これを組み合わせることによりシステムを実装する試みがなされている。

一例として反射型ブロック光学系があり、キューブ型偏光ビームスプリッター (PBS) やガラスブロック、反射型レンズなどと組み合わせて構成されている⁸⁾。図 5.28 は従来光学系とそれに対応する反射型ブロック光学系である。

図 5.29 は、デジタル光コンピューティングの一例で、MSD 加算⁹⁾を実現するための光インターコネクション図とこれを実現したビームスプリッターブロックである¹⁰⁾。

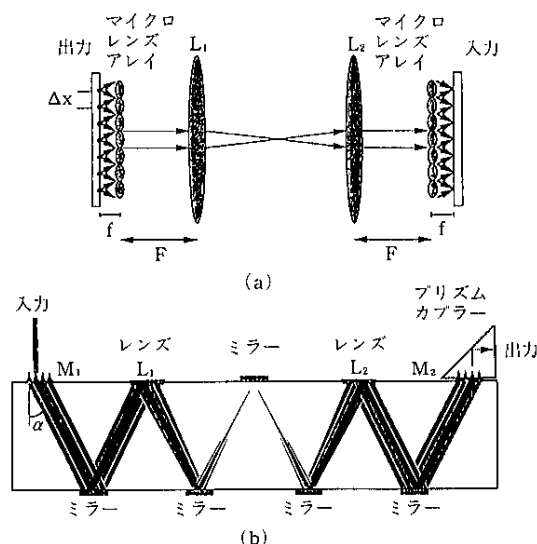


図 5.30

(a) 従来型光学系, (b) プレーナー光学系による光実装。

c. プレーナー光学による実装

図 5.30 のように、自由空間型の光インターコネクションを平行平板ガラス基盤に集積化したものがプレーナー (平板) 光学系である¹¹⁾。従来の手法では、多チャネルの入出力アレイのインターコネクションをマイクロレンズアレイとアフォーカルレンズ系で実現されるが、プレーナー光学系では、ガラス基盤の上下面に配置されたミラーや DOE (diffractive optics element) レンズによって集積化している。この実装技術によれば、実装すべき光学要素 (レンズ、ミラーなど) がマイクロリソグラフィ技術でできるので位置合せ誤差を除去でき、さらには、半導体光デバイスなどもフリップチップボンディングでき、きわめて高い安定性、信頼性ならびに量産性が期待できる。 [谷田貝豊彦]

参考文献

- 1) 中島啓幾: 光学, **19**, 822 (1990)
- 2) 北山研一: 光学, **23**, 254 (1994)
- 3) 和田 修: 応用物理, **62**, 2 (1993)
- 4) 黒川隆志: 光学, **25**, 138 (1996)
- 5) T. Yatagai, S. Kawai and H. Huang: *Proc. IEEE*, **84**, 828 (1996)
- 6) E. Kerbis, T.J. Coolnan and F.B. McCormick: *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **2**, 600 (1990)
- 7) F.B. McCormick, F.A.P. Tooley and T.J. Coolnan, *et al.*, *Appl. Opt.*, **33**, 1601 (1994)
- 8) D. Miyazaki, J. Tanida and Y. Ichioka: *Opt. Lett.*, **19**, 1281 (1994)
- 9) H. Huang, M. Itoh and T. Yatagai: *Appl. Opt.*, **33**, 6146 (1994)
- 10) H. Huang, M. Itoh and T. Yatagai: *Opt. Rev.*, **2**, 255 (1995)
- 11) J. Jahns and B. Acklin: *Opt. Lett.*, **18**, 1594 (1993)

5.6 光によるウェーブレット変換

5.6.1 はじめに

ウェーブレット変換 (wavelet transform) は、モレット (J. Morlet) によって石油の地中探査信号解析に用いられたのを起源とし、その後数学者らによって詳しく調べられ、さまざまな種類のウェーブレット関数 (wavelet function) が発見された。ウィグナー分布関数と同様に、ウェーブレット変換は特定の位置に含まれる周波数を抽出する有効な手段であり、現在では多重解像度解析^{1,2)}、ニューラルネットワーク³⁾、フラクタル解析⁴⁾等に応用され、その発展は著しい。光学の分野においても、短パルス光や散乱光の解析などに利用され、応用が盛んに研究されている^{5,6)}。また、画像などの非常に情報量の多い信号を、高速にウェーブレット変換するための光学的なシステムも数多く提案されている⁷⁻¹²⁾。

最も基本的な直交変換であるフーリエ変換は、信号に含まれる周波数分布を知る方法として古くから使われている。特に光学の分野では、フーリエ変換を 1 枚のレンズで行うことができ、2 次元の画像を簡単に並列処理できることから、広く利用され、現在の光コンピューティングの基礎をなしていると言っても過言ではない。2 次元の信号に含まれる空間周波数成分は、光学的なフーリエ変換によって瞬時に知ることが可能であり、特定の周

波数成分のみを抽出し処理することもできる。しかし、フーリエ変換では信号がどの周波数を含んでいたかは解析できるが、その周波数成分をもつ信号の位置を同定できない。そのため、信号に窓をかけ、窓の中の信号をフーリエ変換することによって、窓内での周波数分布を調べ、位置を特定する、短時間フーリエ変換 (short-time Fourier transform) といった方法が提案されている。しかし、短時間フーリエ変換は、窓の幅を抽出したい周波数に合わせて調整しなければ分解能を上げることができないなどの欠点をもつ。一方、ウェーブレット変換では、信号に含まれる特定周波数を局所的に知ることができ、周波数に対応した分解能が得られる。

ウェーブレット (wavelet) とは、特定の位置にのみ存在する小さな波をいい、正弦波のような連続な波と異なり、両端で急速に減衰する波を関数で表したものである。特に、信号に含まれる特定周波数を局所的に知るためには波の減衰は速いほうが都合がよい。また、ウェーブレットの定義では、直流成分をもたないといった条件 (admissible condition) を満たす必要があり、現在このような2つの条件を満たすウェーブレットは数種類見つっている。2つの条件を満たす基本関数をマザーウェーブレット関数と呼び、マザーウェーブレット関数の拡大縮小と移動によってウェーブレット関数は定義される。いま、1次元のマザーウェーブレット関数を $h(t)$ とするとウェーブレット関数は、

$$h_{a,b}(t) = \frac{1}{\sqrt{a}} h\left(\frac{t-b}{a}\right) \quad (1)$$

で表される。ここで a はスケールパラメータ、 b はシフトパラメータである。信号 $g(t)$ が与えられると、そのウェーブレット変換 $W(a, b)$ は

$$W(a, b) = \frac{1}{\sqrt{a}} \int h^*\left(\frac{t-b}{a}\right) g(t) dt \quad (2)$$

で得られる。式 (2) において、スケールパラメータ a を変えると抽出される周波数の帯域を変えることができる。また、シフトパラメータ b を変えると、抽出する信号の位置を変えることができる。式 (2) のスケールパラメータ a を固定して考えると、これは信号 $g(t)$ とスケールパラメータ a に固定されたウェーブレット関数 $h(t)$ との相互相関演算の式であることがわかる。したがって、光学的に演算可能であり、その結果、すべての位置の周波数を同時に得ることができる¹³⁾。しかしスケールパラメータを固定しなければならないため、一度のウェーブレット変換では、1つの周波数帯域と位置の関係だけしか得られない。すなわち、複数の周波数情報を得るためには、スケールパラメータを変えながらウェーブレット変換を複数回実行する必要があるのである。

現在、相関演算を行うための光学系は、マッチトフィルターと結合変換相関光学系の2つに大別できる。マッチトフィルターを用いる場合、空間フィルターはフーリエ面に置かれる。このとき、ウェーブレット関数が実空間で局在しているのと同様に、ウェーブレット関数のフーリエスペクトルもフーリエ面上で局在しているため、ウェーブレット関数が直交するようにスケールパラメータを選ぶと、フーリエ面上では、それぞれのスペクトル分布の重なりを小さくできる。加えて、ウェーブレット関数は直流成分をもたないため、

そのスペクトルの中心強度は0という特徴をもつ。このことから、ウェーブレット関数の空間フィルターを作成した場合、フィルターは大きなダイナミックレンジを必要としないため、高品質のフィルターを簡単に作成でき、ノイズの少ない変換が可能である。しかし、マッチトフィルターの特性として、フィルターの位置調整が非常に厳しく、また使用に際して、あらかじめ相関演算を行う関数をフーリエ変換し、フィルターを合成しておかなければならないために、利用用途が限定される。結合変換相関光学系では、入力画像とウェーブレット関数を同一平面に表示することで相互相関演算を行うことができるため、マッチトフィルターの位置調整の問題を緩和できる。ここでは、この2つの光相関器を用いた場合のウェーブレット変換について、主にわれわれが行った実験方法と結果について紹介する。

5.6.2 マッチトフィルターによるウェーブレット変換¹⁴⁾

ウェーブレット変換は、光学的なウェーブレット関数と入力信号の相互相関演算であるため、図 5.31 に示すような光学系 (マッチトフィルター光学系) によってウェーブレット変換を行うことができる。入力画像を平面 P1 に置き、レーザー光である平面波により背面から平面 P1 を照射する。平面 P1 を透過した光は、レンズ L1 によりフーリエ変換され空間フィルター P2 に入射する。このとき空間フィルターに記録されたウェーブレット関数の空間スペクトルと入力信号の空間スペクトルの乗算が行われ、レンズ L2 によってウェーブレット関数と入力画像との相互相関が平面 L3 に出力される。

ウェーブレット関数の空間フィルターには、振幅型の計算機ホログラム¹⁵⁾を用いた。数式によって表されるウェーブレット関数などのフィルターを作る場合、計算機ホログラムはフィルターの応答関数を任意の複素振幅分布にできるため、容易にウェーブレット関数などの空間フィルターの作成が可能である。また、ホログラムが複数の波面を多重記録できる能力を利用して、スケールの異なるウェーブレット関数を多重に記録することで、ウェーブレット変換を並列処理できる。空間フィルターの関数には、ウェーブレット関数として最もシンプルなハール (Haar) 関数を用いた。1次元のハール関数は

$$h(t) = \begin{cases} 1, & 0 \leq t < 0.5 \\ -1, & 0.5 \leq t < 1 \\ 0, & \text{otherwise} \end{cases} \quad (3)$$

で表される。これを

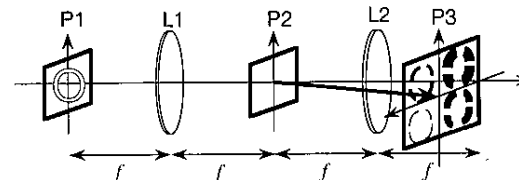


図 5.31 マッチトフィルターを使ったウェーブレット変換光学系

$$h(x, y) = h(x) \cdot h(y) \quad (4)$$

で示されるような2次元の関数に拡張した。4個のウェーブレット関数を同時に処理する場合を例にとると、空間フィルターの作成のためにハール関数を図5.32のように配置したのちにフーリエ変換を行い計算機プログラムの複素振幅分布を決定する。このとき、ハール関数のスケールは小さいほうから1, 2, 4, 8倍の関係になっている。実験で用いられたフィルターは、セル型の2値透過率をもつローマン (Lohmann) の計算機プログラムである。図5.33にウェーブレット変換の光学的実験結果を示す。入力画像としてアルファベットの 'O' を用いた。出力画像の位置は図5.33のウェーブレット関数の配置位置と一致する。ウェーブレットのスケールが大きくなるに従って、抽出される画像の空間周波数分布が低くなっているのがわかる。

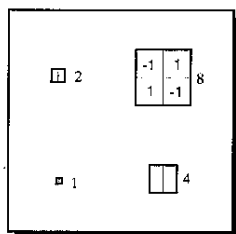


図 5.32 スケールの異なるウェーブレット関数の配置

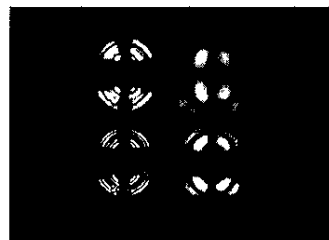


図 5.33 光学系からのウェーブレット変換出力

マッチトフィルターによって光学的にウェーブレット変換が可能であることを示したが、マッチトフィルターではあらかじめウェーブレット関数をフーリエ変換したフィルターを用意しておかなければならず、多数あるウェーブレット関数を応用に応じて切り替えることができない。また、フィルターの位置ずれはウェーブレット変換の出力に著しい変化を及ぼすため、フィルターの正確な位置調整を必要とする。フィルターの正確な位置調整を必要としない相関光学系として、結合変換相関光学系が知られている。次にこの結合変換相関光学系を使ったウェーブレット変換の説明を行う。

5.6.3 結合変換相関光学系によるウェーブレット変換¹⁶⁾

結合変換相関光学系では、相関演算の操作は2段階で行われる。図5.34に示す結合変換相関光学系を使って説明を行うと、相関演算は、上部の2つの入力信号からフーリエスペクトルの加算を得る過程と、下部のフーリエスペクトルの加算された強度分布から相互相関を得る過程からなる。相互相関演算が行われる画像は入力面 P1 に並べて配置される。このとき、入力画像の相対的な位置関係により、出力平面上での相互相関の出力の位置が決定される。入力面 P1 をレーザーからの平面波によって照射すると、フーリエ平面 P2 には P1 面に配置された2つの画像の空間周波数スペクトルの加算された振幅分布が現れる。このスペクトルの強度分布を P3 面に表示し、先ほどと同様にレーザー光で照射すると、平面

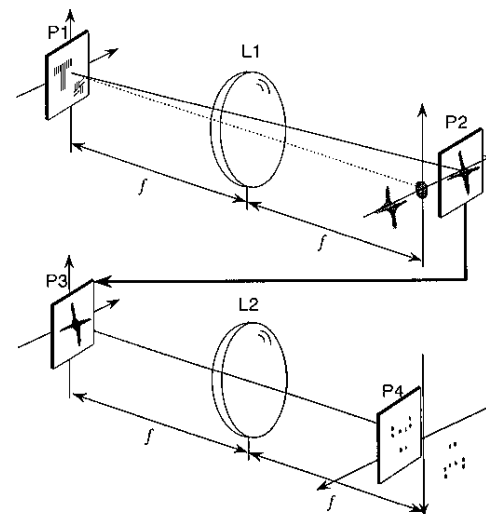


図 5.34 結合変換相関器によるウェーブレット変換光学系

P4 上に2つの入力画像の相互相関と自己相関が得られる。

ウェーブレット変換に結合変換相関光学系を用いる場合、ウェーブレット関数と入力画像は計算機プログラムの符号化法によって符号化される。これは、ウェーブレット関数が負の値をもつためである。符号化されたウェーブレット関数と入力画像を P1 に置いた場合、P1 の透過光はレンズ L1 によってフーリエ変換され、図5.34に示すように P2 の1次回折光の位置に2つのスペクトルの加算された振幅分布が現れる。1次回折光の位置にスペクトルが現れるのは、P1 面の符号化に振幅変調型の手続きを用いたためである。P3 面を作るために、1次回折光の位置に P2 に写真フィルムなどを置き、その強度を記録する。さらに P3 にそのフィルムを置きコヒーレントな光によって後方から照射すると、P4 にウェーブレット変換の出力を得ることができる。

5.6.4 入力パターンの符号化法

結合変換相関光学系の画像入力デバイスとしては、液晶 TV や写真フィルム等が用いられる。これらのデバイスは入力信号を光の透過率で表すため正の値しか表すことができないことから、ウェーブレット関数のように負の値をもつものはこのままでは表示できない。しかし、振幅型の計算機合成プログラムは正の透過率しかもたないにもかかわらず、それが作り出す再生像では、複素振幅分布を得ることが可能である。このプログラムの符号化を利用することで結合変換相関器でも正負の値をもつ信号の相関演算が可能となる。ここでは負の値をもつウェーブレット関数と入力像の表示のため、計算機プログラムの符号化法を簡略化したものを用いた。符号化によってフーリエ平面では、あたかも負の値をもつ

ウェーブレット関数が入力面に置かれたかのようなスペクトル分布が得られる。また液晶 TV 等は画素の位置が固定されているため、固定された開口によるホログラムの符号化法を用い、後で述べる液晶 TV への応用が可能である。特にウェーブレット関数は実数であるため、符号化はさらに一般の複素数を符号化するホログラムより簡略化できる。いま、入力像を $g(x, y)$ とすると、 $g(x, y)$ は

$$g(x, y) = g_+(x, y) - g_-(x, y) \quad (5)$$

で示され、正の $g_+(x, y)$ と負の $g_-(x, y)$ に分解できる。ここで、入力画像を間隔 d でサンプリングし、次式に示すように符号化した場合を考える。

$$g_s(x, y) = \sum_n \sum_m \{g_+(x, y) \delta(x - nd, y - md) + g_-(x, y) \delta(x - nd + d/2, y - md)\} \quad (6)$$

δ は 2 次元のデルタ関数を、 m, n は整数を表す。これをフーリエ変換すると

$$G_s(\mu, v) = \sum_k \sum_l [(G_+(\mu, v) + G_-(\mu, v) \exp(\pi i k)) * \delta(\chi - k/d, v - l/d)] \quad (7)$$

となる。 $*$ はコンボリューション (convolution) 積分を示す。ここで $k=1$ 、すなわち 1 次回折光を選べば $G_s(\mu, v)$ は $g(x, y)$ のフーリエ変換と一致する。実際のホログラムの符号化は図 5.35 のように 1 つのセルを 2 つに分割した構造からなる。負の場合は図 (a) のように左に開口を設け、正の信号の場合は図 (b) のように右に開口を開ける。1 つのサンプル点が 1 つのセルに対応し、開口の高さ h はサンプル点の振幅に比例し

$$h = d \times |g(x, y)| \quad (8)$$

$$\therefore |g(x, y)| \leq 1$$

で与えられる。

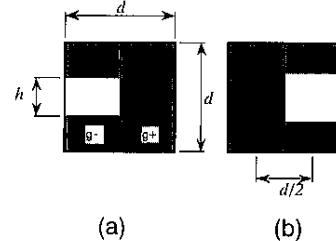


図 5.35 セルの構造
(a) 負の信号, (b) 正の信号。

5.6.5 コンピュータシミュレーションと実験結果

結合変換相関器においても、複数のウェーブレット関数と入力信号の相関演算を並列に処理可能である。結合変換相関器では、相互相関は 2 つの入力信号の相対的な距離だけ光軸から離れた位置に出力されるが、入力面に複数の信号を配置するとそれぞれの相互相関の出力が相対的な距離だけ光軸から離れた位置に現れる。したがって、出力面で相関出力が重ならないように複数のウェーブレット関数と入力信号を入力面に配置することによってウェーブレット変換の出力を同時に得ることができる。実験では 2 個のウェーブレット関数を並列処理する場合を紹介する。ウェーブレット関数は、マッチトフィルタの実験の場合と同様にハール関数を用いた。また入力像にはアルファベット の 'T' を用いた。図 5.36 に符号化されたスケールの異なる 2 個のハール関数と入力画像を示す。また図 5.37 (a) に結合変換相関光学系から得られる像を、コンピュータシミュレーションにより計算した結果を図 5.37 (b) に示す。光学系からの出力はコンピュータシミュレーションと一致して、

ウェーブレットのスケールの違いが抽出された出力像の大きさに現れている。中心のノイズが一致しない原因は P2 において記録する場合、それぞれの入力像の自己相関の信号が中心付近に集中しフィルムのダイナミックレンジを超えてしまっているためと考えられる。

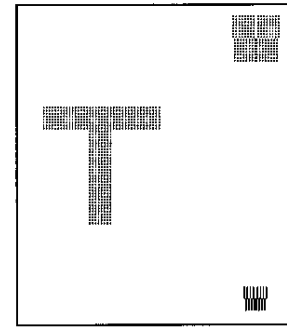


図 5.36 符号化された入力平面

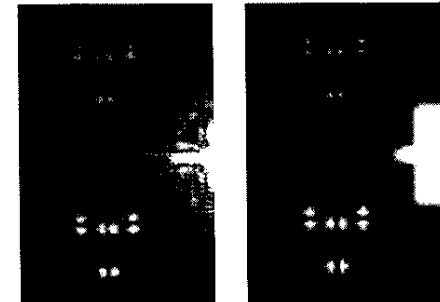


図 5.37 結合変換相関光学系からの演算結果
(a) 光学系の結果, (b) シミュレーションの結果。

5.6.6 実用化システム¹⁷⁾

ロボットビジョンやニューラルネットワークなどの画像処理への応用を考えた場合、入力画像はリアルタイムで書き換えられなければならない。また数種類のウェーブレット関数とそのスケールを、状況や応用に応じて選択する必要がある。そのためには入力平面としては書き換えが可能なデバイスが必要であり、スペクトルの加算された強度分布もリアルタイムに読み出すことが要求される。先に示した符号化法は開口の大きさを変えるのみで、開口位置が固定されているため、実験で用いた写真フィルムの代わりに液晶 TV と CCD カメラを使って実行することが可能である。しかし、液晶 TV では各画素の大きさを変えることができないため、透過光の振幅を開口の大きさではなく、各画素の透過率によって符号化を行う。

この場合のシステムの構成を図 5.38 に示す。このシステムでは、相関演算のための 2 段

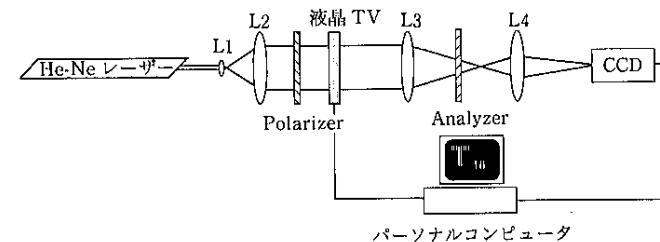


図 5.38 実用化システムの構成図

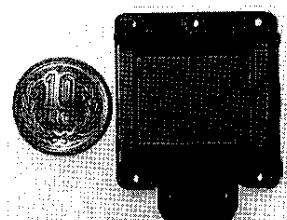


図 5.39 液晶テレビの外観

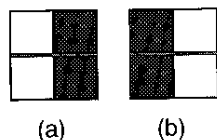
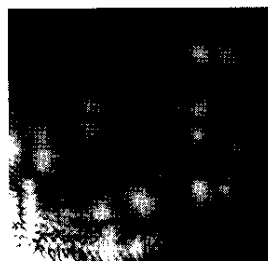
図 5.40 液晶テレビの符号化
(a) 負の信号, (b) 正の信号.

図 5.41 実用化システムからのウェーブレット変換出力

階の操作は同じ光学系を2度使って実現される。まず、符号化された入力画像とウェーブレット関数は液晶 TV に表示され、レーザーによって照明される。レンズ L3 でフーリエ変換された後、レンズ L4 によって拡大されたスペクトルが CCD カメラによりとらえられる。CCD カメラによってとらえられた画像をもう一度液晶 TV に表示することで、CCD カメラには入力画像のウェーブレット変換された画像が観測される。このシステムでは、液晶 TV および CCD カメラはパーソナルコンピュータにより制御されている。表示に液晶 TV を用いているため入力画像をリアルタイムで表示でき、ウェーブレット関数の変更も可能である。図 5.39 に実験に用いた液晶 TV の外観図を示す。液晶 TV にはエプソン社製 P13 VM 125 を用いた。液晶 TV は 26.88×20.16 mm のサイズに 640×480 の画素をもち、1 画素の大きさは $42 \times 42 \mu\text{m}$ である。液晶 TV を用いた場合の符号化法を図 5.40 に示す。図 5.40 (a), (b) はそれぞれ正負の符号化を図示したものである。セルは 4 画素から構成されており、たとえば負の信号の場合、左の 2 画素の透過率のみが信号の強度に比例し、右の 2 画素は不透明に設定する。液晶 TV を用いた場合のウェーブレット変換の出力を図 5.41 に示す。液晶 TV と CCD カメラを用いたシステムにおいても、フィルムを用いた実験と同等の結果が得られた。

5.6.7 ウェーブレット変換の極性の検出

通常、画像などをウェーブレット変換した場合、画像は正の値であり、ウェーブレット関数は実関数であるため、その相関演算の結果は正負の値をもつ。しかし、ウェーブレット変換後の出力信号が、正負の値を含んでいるにもかかわらず、変換後の出力信号を CCD カメラや写真フィルムによってとらえた場合、出力信号の強度しか得られず、符号に関する情報を失われてしまう。そこで、ウェーブレット変換の正負の値を検出するための方法として干渉を利用する方法を、次に説明する。光学系は実用化システムで用いたものと同じものを用い、スペクトルの強度分布の記録までの手順も同じである。しかし、スペクトルの強度分布の入力面での再表示時には、図 5.42 に示すような干渉光用の開口をスペクトルの強度分布と並べて表示する。この開口はウェーブレット変換後の出力平面ではホログラムの参照光と同じ役割を果たし、結果的に図 5.43 (a) のような干渉縞が発生する。図 5.

43 (b) は (a) の円で囲まれた部分の拡大図を示したものである。(b) の上部の縞と下部の縞が半周期ずれているのは、上下の信号を位相差が半波長あるためである。このことから縞の位置を調べることによって、ウェーブレットの変換後の出力信号の符号を調べることができる。

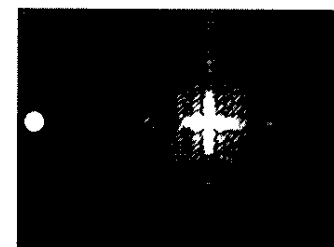
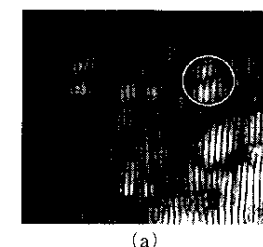


図 5.42 参照光用の開口とスペクトルの配置

図 5.43
(a) ウェーブレット変換出力と参照光との干渉縞, (b) その拡大図.

5.6.8 おわりに

ウェーブレット変換を光学的に演算する方法を、マッチトフィルターと結合変換相関器という2つの相関器の場合について説明した。これらの相関器は、いくつかのウェーブレット変換の演算結果を同時に得られる特長がある。これは、光による2次元信号の並列処理と、さらに空間の広がりを利用した光コンピューティング特有の処理方法である。現在、ウェーブレット変換は数学的な理論体系も完全には整っておらず、多くの数学者により、数多くの研究がなされている。光学の分野においても、画像の帯域圧縮や特徴抽出などで、その応用が模索されている。今後、ウェーブレット変換はフーリエ変換で解析できないようなさまざまな分野へ適用され、位置と周波数の関係を利用したさまざまな応用化システムが提案されるであろう。

[広川 勝久]

参考文献

- 1) S. Mallat : Wavelets for Visions, *Proc. IEEE*, 84, 604-614 (1996)
- 2) A. Ye and D. Casasent : Morphological and wavelet transforms for object detection and image processing, *Appl. Opt.*, 33, 8226-8239 (1994)
- 3) A. Stollfuss, S. Teiwes and F. Wyrowski : Computer-generated optical multiwavelet filters for hybrid image-classification systems, *Appl. Opt.*, 34, 5179-5187 (1995)
- 4) E. Freysz, B. Pouligny, F. Argoul and A. Arneodo : Optical wavelet transform of fractal aggregates, *Phys. Rev. Lett.*, 64, 745-748 (1990)
- 5) C. Hirlimann and J.-F. Morhange : Wavelet analysis of short light pulses, *Appl. Opt.*, 31, 3263-3266 (1992)
- 6) X.J. Lu, A. Katz, E.G. Kanterakis and N.P. Caviris : Joint transform correlator that uses wavelet transforms, *Opt. Lett.*, 17, 1700-1702 (1992)
- 7) H. Szu, Y. Sheng and J. Chen : Wavelet transform as a bank of the matched filters, *Appl. Opt.*,

- 31, 3267-3277 (1992)
- 8) T. J. Burns, K. H. Fielding, S. K. Rogers, S. D. Pinski and D. W. Ruck : Optical Haar wavelet transform, *Opt. Eng.*, **31**, 1852-1858 (1992)
- 9) P. G. Block, S. K. Rogers and D. W. Ruck : Optical wavelet transform from computer generated holography, *Appl. Opt.*, **33**, 5275-5278 (1994)
- 10) D. Roberge and Y. Sheng : Optical wavelet matched filter, *Appl. Opt.*, **33**, 5287-5293 (1994)
- 11) W. Wang, G. Jin, Y. Yin and M. Wu : Joint wavelet-transform correlator for image feature extraction, *Appl. Opt.*, **34**, 370-376 (1995)
- 12) D. Mendlovic I. Ouzieli, I. Kiryushev and E. Marom : Two-dimensional wavelet transform achieved by computer-generated malutireference matched filter and Dammann grating, *Appl. Opt.*, **34**, 8213-8219 (1995)
- 13) Y. Sheng, D. Roberge and H. H. Szu : Optical wavelet transform, *Opt. Eng.*, **31**, 1840-1845 (1992)
- 14) 広川勝久, 伊東一良, 一岡芳樹 : 計算機プログラムを用いた並列ウェーブレット変換, 第56回応用物理学会学術講演会 講演予稿集, **3**, 786 (1995)
- 15) B. R. Brown and A. W. Lohmann : Complex Spatial Filtering with Binary Masks, *Appl. Opt.*, **51**, 967-969 (1966)
- 16) K. Hirokawa, K. Itoh and Y. Ichioka : Optical wavelet processor by holographic bipolar encoding and joint-transform correlation, *Appl. Opt.*, **36**, 1023-1026 (1997)
- 17) K. Hirokawa, K. Itoh and Y. Ichioka : Real-time optical wavelet-transform with positive and negative signals, *Opt. Rev.*, **4**, 366-369 (1997)

6. ハイブリッド光コンピューティング

光情報処理は、画像などの2次元情報のフーリエ変換や画像間の相関演算を並列的に高速に実行することができる。一方、コンピュータなどを用いた電子情報処理は、このような演算を高速に実行することが難しい反面、非線形処理や状況に応じて変化する適応型処理などの光情報処理で困難な処理を容易に実行することができる。そこで、両者を組み合わせたハイブリッド型情報処理システムを構築することにより、それぞれを単独で用いるよりも画像処理の大幅な高速化と高度化が期待できる。このような観点から、光情報処理と電子情報処理を組み合わせたハイブリッド光コンピューティングの研究が進められている。本章では、このようなハイブリッド光コンピューティングシステムの実例について述べる。

6.1 ハイブリッド画像処理システム

ハイブリッド画像処理システムを構築するねらいは、光情報処理と電子情報処理のそれぞれに優位な機能を組み合わせて補完することにより、高速で高度な画像処理を実現することにある。光情報処理と電子情報処理の現時点での処理能力を概観すると図6.1のように表すことができる。

光情報処理は、1000×1000画素程度の大きな画像に対してフーリエ変換、コンボリューション演算、相関演算などの積和演算を並列的に高速に実行する能力があり、この点で電

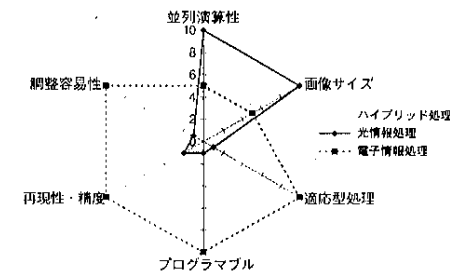


図 6.1 光情報処理と電子情報処理の特徴とハイブリッドシステムの可能性