

放射線像研究

VOL 7 . No. 2 . (通巻 51号) 1977年6月

目次

研究会記事・会告	42頁
特別講演資料	
投影からの立体像再生	
電通大 岩下正雄	46頁
論文	
52-1 蓄積管を用いた画像の空間周波数スペクトルの測定	
電通大 佐野敏一・橋向博昭・川口正芳・	
大坪 博・長谷川伸	
東京高専 新免 朗	52頁
52-2 分光光学系のOTFの測定(Ⅲ)	
国際医学総合技術学院 小島克之	
京都工繊大 金森仁志	59頁
52-3 X線減弱曲線の実験式と半価層値	
東芝玉川 杉本 博	64頁

第 52 回 研 究 会 記 事

第 52 回 R I I 研究会は下記のように開催されました。

日 時 昭和 52 年 6 月 11 日 (土) 10:30~

場 所 電気通信大学西 2 号館

特別講師 電気通信大学 岩 下 正 雄 氏

出席者 (敬称略)

岩下正雄, 大橋義春, 金森仁志, 川口正芳, 木下幸次郎, 楠本芳二, 小島克之
斉藤 誠, 坂本 清, 佐野敏一, 神保昌夫, 杉本 博, 大坊元二, 高橋俊二,
竹中栄一, 恒岡卓二, 津山泰子, 中村 薫, 西岡敏雄, 二羽英明, 橋向博昭,
長谷川 伸, 福喜多博義, 松林孝行, 三塩宏二, 村山 弘, 八代 裕, 山田裕
保, 山本義憲, 脇方妙子, 他数名

プログラム (*印のものは本誌に論文が掲載されています。)

特別講演

* X線CT装置を用いた立体像再生における各種再生アルゴリズムの比較と問題点

電通大 岩下正雄 氏

研究発表

*1) 蓄積管による画像の自己相関関数測定機

電通大 川口正芳, 橋向博昭, 佐野敏一, 長谷川 伸

東京高専 新免 朗

*2) 分光光学系のOTFの測定(Ⅲ)

国際医学総合技術学院 小島克之

京都工繊大 金森仁志

*3) X線吸収の近似式と半価層

東芝玉川 杉本 博

4) CT像の画質に影響する因子について

東大医 竹中栄一

5) Hilbert 部分空間による画像の分類

三井記念病院 木下幸次郎

会 告

第 5 3 回研究会について

第 5 3 回研究会を下記のように開催いたします。

日 時 昭和 5 2 年 9 月 1 0 日 (土)

場 所 京都大学

新 入 会 員

下記の方々を会員として迎えました。

氏 名	〒	勤務先および所在地	TEL
中 山 保 男	2 1 1	聖マリアンナ医大東横病院レントゲン室 川崎市小杉町	044-722-2121
津 田 和 良	5 4 5	大阪市立大学医学部附属病院中央放射線部 大阪市阿倍野区旭町 1 - 5 - 7	06-633-1221
安 政 勝 己	6 6 2	兵庫医科大学中央放射線部 西宮市武庫川町 1 - 1	0798-45-6258
山 下 順 一	6 5 0	神戸市立中央市民病院 神戸市生田区加納町 1 - 5	078-231-4381
山 中 裕		同 上	
川 戸 隆 夫		同 上	

住 所 変 更 等

氏 名	〒	新勤務先および所在地	TEL
稲 津 博	889-16	宮崎医科大学中央放射線部 宮崎県宮崎郡清武町大字木原 5 2	09858-5-1510
小 西 圭 介	8 1 2	九州大学歯学部 歯科放射線学教室 福岡市東区馬出 3 - 1 - 1	092-641-1151
松 川 収 作	3 6 2	埼玉県立がんセンター放射線部 埼玉県北足立郡伊奈町小室 8 1 8	0487-22-1111
横 山 俊		同 上	
吉 本 清 一	8 1 2	九州大学医療技術短期大学部診療放射線技術学科 福岡市東区馬出 3 - 1 - 1	092-641-1151

昭和52年度総会議事録

第52回研究会の昼食時を利用し参加会員約20名を得て総会が行なわれた。

1. 昭和51年度会計報告 竹中委員より別表の通り報告があり承認された。
2. 高橋信次先生の学士院賞受賞について報告。記念品を差し上げることとした。
3. 次回研究会は9月上旬関西で行うこととした。

放射線イメージ・インフォメーション研究会 昭和51年度会計報告

昭和51.4.1～52.3.31

収 入		支 出	
費 目	金 額 (円)	費 目	金 額 (円)
前年度繰越金	37,504	交 通 費	70,000
賛 助 会 費	460,000	会 合 費	—
一 般 会 費	301,000	印 刷 費	452,500
利 子	2,611	通 信 費	134,340
雑 収 入	29,850	事 務 雑 費	4,445
		人 件 費	40,000
		謝 金	50,000
		次年度繰越金	79,680
計	830,965	計	830,965

高橋先生より感謝の辞

本誌第6巻4号にて御案内のように当会会長 高橋信次先生には本年度学士院賞 恩賜賞をお受けになり、これを祝して当会より銀盃をさし上げました。先生にはことの外お喜びで、会員諸氏に心から感謝され、また皆様方の放射線画像分野での御活躍を祈っておられる旨の書状を事務局あてに寄せられました。

尚これは52回、53回研究会の席上参加者から御寄進を頂き、通常会費から補填して桐箱入り銀盃に会名刻印し、10月8日お届けいたしました。

投影からの立体像再生

電気通信大学 岩 下 正 雄

1. ま え が き

最近の急速な電子計算機技術の進歩に支えられて、従来は不可能であった3次元画像のデジタル処理が現実のものとなってきた。

3次元画像処理をデジタル的に行う場合、記憶容量、処理速度、入出力機器などの点で、まだかなりの制約があるが、現在の開発テンポから考えれば、近い将来、大容量記憶、高速並列演算装置、立体ディスプレイの登場が期待される。

ここでは、最近世界各国から注目を浴びている3次元立体像再生の問題について、その歴史的背景、再生原理、応用を明らかにしてみたい。

投影像からの3次元像再生の手法は、今日では主に、医学の分野、とくに放射線医学の分野において、X線による脳腫瘍の観察や、放射性同位元素を用いた癌細胞の早期発見などに有力な手段となっている。すでに英国のEMI (図1)、米国のACTA (図2)、西独のシーメン

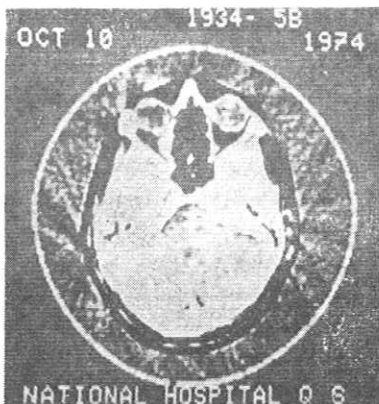


図1 EMI スキャナーによる再生像

"5. Topics on Visualization Technique: 5-1 3-dimensional Reconstruction from Projections" by Masao Iwashita (Institute of Industrial Science, University of Tokyo, Tokyo)



図2 ACTA スキャナーによる再生像

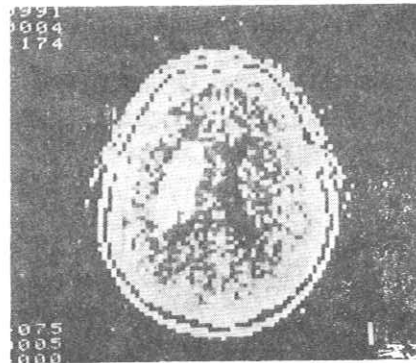


図3 シーメンス社の再生像

ス社の製品(図3)は新聞などでもおなじみであるが、これらはいずれもX線による投影像から計算機を使って、脳あるいは人体の任意の個所の断面図が短時間で得られるという便利なものである。

同様の手法は他の分野でも広く用いられており、たとえば電子顕微鏡は電子による投影像を利用しているが、

試料板を $\pm 30^\circ$ くらいまで上下に傾けることができ、水平方向に 360° まで任意の角度で回転もできるので、異なった角度からみた投影像を記録できる。これらの複数の投影像による金属組織、細胞構造の立体再生が行われ、多くの成果が得られている¹⁾。

天文学の分野でも、従来の光学的望遠鏡より波長範囲の広い電波望遠鏡が用いられており、星の空間的位置の再生が行われている²⁾。

これらの立体像再生に用いられる波には、X線、マイクロ波、ミリ波、超音波、陽子線、 α 線、 γ 線、レーザー光などがあるが、それぞれ異なった装置構成となるにもかかわらず、その再生アルゴリズムは共通である。

ここでは、現在までに発表された多くのアルゴリズムの中から代表的なものをとりあげ、その特徴を明らかにする。

2. 再生アルゴリズム

3次元像を再生する場合、それを等間隔の平行平面で切ったときの各断面層の集合と考えて再生することが多い。このようにすれば、各断面層は2次元平面となるから、その平面に平行なビームを当てたときの1次元の投影群から、まず2次元像を再生し、それらを並べて3次元像をつくることができる。したがって、3次元像再生の問題は2次元像再生の問題に帰着されることとなる。

ただし、投影方向が限定されたり、ある方向に対して障害物があり投影が得られない場合などは、不規則な方向からの投影をもとに再生を行わねばならない。

投影からの像再生の手法は、表1に示すように、大きく2つに分けることができ、ひとつは反復法、もうひとつは非反復法である。

表1 投影からの像再生各種アルゴリズム

	アルゴリズム
反復法	行列法
	代数的再生法 (ART)
	同時反復法 (SIRT)
	最小2乗誤差法
非反復法	後方伝播法
	後方伝播法 (雑音除去つき)
	後方伝播法 (Rho フィルターつき)
	コンボリューション法 フーリエ変換法

つは非反復法である。

これらの中には、後方伝播法やフーリエ変換などのように、多重露光やレンズなどによりアナログ的にもできるものがあるが、デジタルの方が高精度であり、再現性にも優れている。

3. 再生原理

3.1 多元連立線形方程式



図4 等間隔格子を通過するビームの減衰

連立1次方程式による方法では、正方形の中心点でその中の濃度とを代表させ、ビーム中にその点が含まれているかいないかで投影に対する寄与が決まる。この方法は、画のサイズが大きくなると、方程式の数、未知数の数が急激に増え、計算時間が莫大となるほか、方程式相互の独立性の問題もあるので、あまり実用的ではないが、原理的には他のアルゴリズムにくらべ最も基本となるもので、その意味も理解しやすく、他の手法を新たに開発するうえでも重要な意味をもつと思われるので、欠かすことのできないものである。

図4のように正方形を横にならべたものを考え、この中を左の方から強度 I_0 のビームが通過すると考える。それぞれの正方形の中での減衰係数を $\mu_1 \dots \mu_n$ とすれば、ビーム出力強度 I は次のように与えられる。

$$I = I_0 \times \exp(-\mu_1 \Delta x) \times \exp(-\mu_2 \Delta x) \times \dots \times \exp(-\mu_n \Delta x) \\ = I_0 \exp(-\mu_1 \Delta x - \mu_2 \Delta x - \dots - \mu_n \Delta x) \quad (1)$$

ただし、 Δx は正方形の一辺の長さである。

(1)式を変形すると、

$$\mu_1 \Delta x + \mu_2 \Delta x + \dots + \mu_n \Delta x = \ln \frac{I_0}{I} \triangleq I' \quad (2)$$

ここで(2)式の I' は濃度を与える。

これから各正方形の濃度の和が投影の濃度となることがわかる。

いま一例として、図5のような 2×2 の4つの画素からなる画像を複数の投影から再生する問題を考えてみる。これを 0° と 90° の2方向から投影し、それぞれの濃度の関係を式で表わすと(3)式となる。

$$\begin{aligned} A_1 + A_2 &= P_1 = 3 \\ A_3 + A_4 &= P_2 = 7 \\ A_1 + A_3 &= P_3 = 4 \\ A_2 + A_4 &= P_4 = 6 \end{aligned} \quad (3)$$

この方程式の解は無数にある。行列の理論によれば、係数行列の階数が未知数の数より大きければ、解は不定となる。上の式では階数は3で、未知数の数は4であるので、4つの式のうち独立でないものが少なくとも1つあることになる。(3)式を行列表現すれば(4)式になる。

A_1	A_2
1	2
A_3	A_4
3	4

図5 ARTの原画像

$$F \cdot A = P \quad (4)$$

ただし

$$F = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 1 \\ 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad A = \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \\ A_3 \\ A_4 \end{pmatrix}, \quad P = \begin{pmatrix} P_1 \\ P_2 \\ P_3 \\ P_4 \end{pmatrix}$$

行列 F は幾何学的な意味での重み関数と考えられるが、通常は幅の狭いビームを用いているので、 F はほとんどの要素が 0 であるような疎な行列となる。行列 F の階数が未知数の数と一致すれば (4) 式の解は (5) 式で与えられる。

$$A = F^{-1} \cdot P \quad (5)$$

もし F の行列式が 0 になるようならば、(4) 式の解は一意的に決まらない。2 つの投影から再生を行うためには、次のように投影角を 0° と 45° に選んでやればよい。この場合には解は一意的に決まる。

$$\begin{aligned} A_1 + A_3 &= P_1 \\ A_2 + A_4 &= P_2 \\ A_1 &= P_3 \\ A_2 + A_3 &= P_4 \end{aligned} \quad (6)$$

以上の議論をそのまま大きなサイズの画像に展開すると、 $N \times N$ のサイズの画像に対しては、未知数が N^2 個となり、解くのが困難となる。

また上の例では行列 F の要素 f は 0 または 1 の 2 値として扱っていたが、ビームの幅を一定として、それぞれの画素とビームとの相関の度合いに応じて、重み f を 0 から 1 までの任意の値をとるようにすれば、より精度が良くなる。

このとき f は幾何学的な位置やビームの減衰などにより決まる。この場合も上と同様にして逆行列が求められたならば、それぞれの画素の濃度を決定できる。

3.2 代数的再生法 (ART)

方程式の数が未知数に比べて不十分な場合や、未知数の数が多い場合などは、3.1 節のように直接的に解を求めるかわりに、反復により解を近似していく方法がとられる。この方法では、最初に初期値として、すべての画素 $A(i, j)$ に適当な値を入れておき、それにより計算される投影 $R_{k(\theta)}$ と、実際に測定された値 $P_{k(\theta)}$ との差を小さくするように $A(i, j)$ を変化させていく。

$$A^{n+1}(i, j) = A^n(i, j) \frac{P_{k(\theta)}}{R_{k(\theta)}} \quad (7)$$

これを各投影ごとにくりかえし行い、ひとまわりするとまた初めからやり直す。このようにして収束するまで反復する。(7) 式の方法は乗法的 ART と呼ばれている。

他に加法的 ART もあり、これは次の式で与えられる。

$$A^{n+1}(i, j) = \max \left\{ A^n(i, j) + \frac{P_{k(\theta)} - R_{k(\theta)}}{N_{k(\theta)}}, 0 \right\}$$

$\frac{6}{5}$	$\frac{9}{5}$
$\frac{14}{5}$	$\frac{21}{5}$

図 6 ART を施した結果

(8)

ただし、 $N_{k(\theta)}$ はビーム $k(\theta)$ に含まれる画素数である。

次に一例として、3.1 節であげた 2×2 の画像に対して ART を用いたらどうなるかを示す。

まず初期値として全画素の平均値を採用すると、全画素の濃度は、ある方向 θ への投影の和で表わされるから 10 となる。これは 1 画素あたり $10/4$ となる。次に各投影に対して乗法的 ART を適用する。

水平方向第 1 行について考えると、 $A_1 + A_2 = 5$ となり、真の投影値が 3 であることから、 A_1, A_2 の推定値に対し、それぞれ $5/3$ で割る。第 2 行については、 $A_3 + A_4 = 5$ となり、 $5/7$ で割る。次に垂直方向についても同様の処理を施すと、その結果は図 6 となる。これは 1 つの解を与える。

3.3 同時反復法 (SIRT)

この方法は ART と違い、すべての投影を同時に用いて修正をくりかえす方法をとっており、次の式で表わされる。

$$A^{n+1}(i, j) = \max \left\{ A^n(i, j) + \frac{\sum_{\theta} P_{k(\theta)} - \frac{\sum_{\theta} R_{k(\theta)}}{\sum_{\theta} L_{k(\theta)}} \cdot \frac{\sum_{\theta} R_{k(\theta)}}{\sum_{\theta} N_{k(\theta)}}}{\sum_{\theta} L_{k(\theta)}}, 0 \right\} \quad (9)$$

ただし $k(\theta)$ はビーム

$L_{k(\theta)}$ は $k(\theta)$ の長さ

$P_{k(\theta)}$ は $k(\theta)$ の測定された投影の濃度

$R_{k(\theta)}$ は計算された投影の濃度

$N_{k(\theta)}$ は $k(\theta)$ の中にある点の数を表わす

$L_{k(\theta)} \approx N_{k(\theta)}$ となる。

上の方法は加法的であるが、乗法的なものとして次のようなものがある。

$$A^{n+1}(i, j) = \max \left\{ \frac{\sum_{\theta} P_{k(\theta)} \sum_{\theta} N_{k(\theta)}}{\sum_{\theta} L_{k(\theta)} \sum_{\theta} R_{k(\theta)}} \cdot A^n(i, j), 0 \right\} \quad (10)$$

このときは、1 回の反復ごとに規格化を次のように行う。

$$A^{n+1}(i, j) = T A^n(i, j) / T' \quad (11)$$

$$T = \sum_{k=1}^n P_k$$

$$T' = \sum_{i, j} A^{n+1}(i, j)$$

3.4 最小2乗反復法

$$f_{i_0, j_0} A^{n+1}(i_0, j_0) = R_{k(\theta)}^n - \sum f_{i, j} P(i, j) \quad (12)$$

ただし $f_{i, j}^0$ は幾何学的あるいは減衰によりきまる重み。

$$R\{A^{n+1}(i_0, j_0)\} = \sum_{\theta} \frac{[P_{k(\theta)} - R_{k(\theta)}^n]^2}{\sigma_{k(\theta)}^2} \quad (13)$$

(12)式のもとで(13)式の $A^{n+1}(i_0, j_0)$ を変数とする関数 R が最小となる条件を求める。 R が最小値をとるのは、変数 $A^{n+1}(i_0, j_0)$ に対する微係数が0となるときであるから、

$$\frac{dR}{dA^{n+1}(i_0, j_0)} = 0$$

とおいて $A^{n+1}(i_0, j_0)$ について解くと、

$$A^{n+1}(i_0, j_0) = A^n(i_0, j_0) + \frac{\sum_{\theta} f_{i_0, j_0}^0 [P_{k(\theta)} - R_{k(\theta)}^n] / \sigma_{k(\theta)}^2}{\sum_{\theta} [f_{i_0, j_0}^0 / \sigma_{k(\theta)}^2]} \quad (14)$$

となる。

3.5 重ね合わせ (後方伝播法)

最も簡単でかつ最も速い再生法として、単に投影像を帯状に後方伝播し重ね合わせる方法がある。投影方向に投影像を引きのばすだけなので、結果的には、1点の濃度を投影方向にばらまいていることになる。この方法は多くのカメラを用いて光学的に重ね合わせることも実現できる。2次元的な後方伝播では、ある半径 r の円を考えると、その円周上での濃度は $1/r$ に比例するので、後方伝播像と真の画像との関係は、

$$(\text{後方伝播像}) = (\text{真の画像}) * \frac{1}{r} \quad (15)$$

で表わされる。ここで $*$ はコンボリューションを示す。

後方伝播された像 $B(r, \phi)$ と投影像 $P(x, \theta)$ との関係は次式で表わされる。

$$B(r, \phi) = \int_0^{\pi} P[r \cos(\phi - \theta), \theta] d\theta \quad (16)$$

投影の数が有限である場合には、この式は、

$$B'(i, j) = \sum_{\theta} P_{k(\theta)} \quad (17)$$

とかけられる。

3.6 フーリエ変換法

この方法の基礎となるのは、次の投影切断面定理である。2次元図形の濃度分布を $f(x, y)$ で表わすと、そのフーリエ変換は $F(u, v)$ とかける。その間には次の式が成立する。

$$F(u, v) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) e^{-2\pi i(xu + yv)} dx dy \quad (18)$$

$$f(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(u, v) e^{2\pi i(xu + yv)} du dv \quad (19)$$

いま、 $f(x, y)$ を x 軸方向に関して積分すると、 y 軸への投影が得られる。

$$P_x(y) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) dx \quad (20)$$

この $P_x(y)$ のフーリエ変換 $P_x(v)$ は次のようになる。

$$P_x(v) = \int_{-\infty}^{\infty} P_x(y) e^{-2\pi i y v} dy \quad (21)$$

(20)と(21)式、(18)と(19)式より容易に次の式が導かれる。

$$P_x(v) = F(u, v)|_{u=0} \quad (22)$$

すなわち、信号空間での投影がフーリエ空間でのスライスに相当している。フーリエ変換は直交変換であるから、この関係は任意の方向に対して成立する。したがって、多方向の投影をフーリエ変換すれば、それを補間してフーリエ空間での像が構成でき、それを逆フーリエ変換すれば所望の再生像が求まる。

3.7 コンボリューション法

後方伝播 $B(x, y)$ は、

$$B(x, y) = \iint \frac{A(x', y')}{\{(x-x')^2 + (y-y')^2\}^{1/2}} dx' dy' = A * r^{-1} \quad (23)$$

とかける。コンボリューション定理により、

$$F\{B(r, \phi)\} = F\{A(r, \phi)\} * F(r^{-1}) \quad (24)$$

$$F(r^{-1}) = 2\pi \int_0^{\infty} r^{-1} J_0(2\pi R r) r dr = R^{-1}$$

この式から、

$$A(r, \phi) = F^{-1}\{F\{A(r, \phi)\}\} = F^{-1}\{|R| F\{B(r, \phi)\}\} \quad (25)$$

となり $A(r, \phi)$ が求まる。

ただし $F(\quad)$ はフーリエ変換を表わす。

これを忠実にやると時間がかかるので、 $|R|$ のフーリエ変換に帯域制限 R_m を設けて、

$$q(r) = \int_0^{R_m} |R| \exp(i2\pi R r) dR = \frac{R_m}{\pi r} \sin(2\pi R_m r) - \frac{1}{2(\pi r)^2} (1 - \cos(2\pi R_m r)) \quad (26)$$

で求まる $q(r)$ を $1/2 R_m = a$ として近似すると、

$$q(na) = \begin{cases} \frac{1}{4a^2} & n=0 \\ \frac{-1}{\pi^2 n^2 a^2} & n=\text{奇数} \\ \phi & n=\text{偶数} \end{cases} \quad (27)$$

この q と投影とのコンボリューションにより再生する。

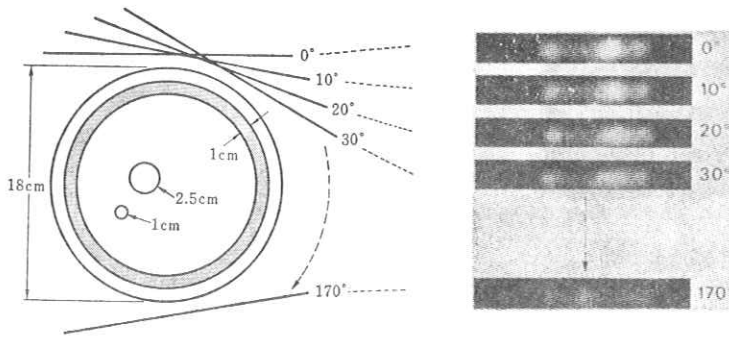


図7 ファントム (原画)

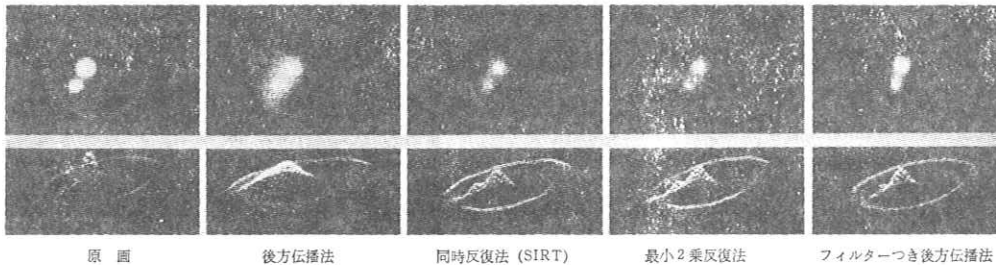


図8 再生結果

4. 各方式の比較

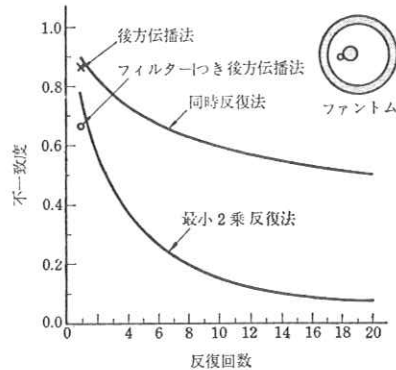
以上述べてきた再生法を比較するうえで重要なパラメーターとしては、精度、計算時間、必要とする投影の数、雑音に対する特性などがあるが、個々の場合については、それぞれ計算機の種類の違いなどから、単純に実験データを比較するわけにもいかない。ここでは、各方式の特徴を主に比較してみる。

加法的 ART と SIRT とを比較してみると、前者は1つ1つの投影について、そのつどすぐ前の投影による修正結果をデータとして用いるのに対して、後者は、すべての投影からのデータを一度に用いる点が異なっている。したがって、SIRT はすべての投影からの影響が足し合わされ平均化されるので、計算時間が長いのと、記憶容量を多く必要とする欠点がある反面、雑音やビームの減衰などによる影響が少なくすむという利点がある。

後方伝播法では、投影の濃度分布をそのまま単純に投影方向に延長し足し合わせる結果、モアレ縞が目につく。手続きは最も簡単といえる。

フーリエ変換法は、数学的にはすっきりした方法であるが、反面、雑音に対しては弱い。

コンボリューション法は、原理的にはフーリエ変換法と同じで、比較的計算時間も少なくすむのでよく使わ



$$\text{不一致度} = \frac{\left[\sum_{ij} (A^*(i,j) - A^0(i,j))^2 \right]^{1/2}}{\left[\sum_{ij} (A^*(i,j) - A^0(i,j))^2 \right]^{1/2}}$$

		σ	f	r	t
25 投影	ART2	0.13	0.24	0.11	57.1
	SIRT	0.42	0.53	0.40	121.9
	Conv	0.16	0.22	0.12	19.3
50 投影	ART2	0.12	0.20	0.12	90.7
	SIRT	0.42	0.52	0.40	243.7
	Conv	0.09	0.16	0.08	39.7

$$\sigma = \left[\frac{\sum_{i=1}^{n^2} (\rho_i - \hat{\rho}_i)^2}{\sum_{i=1}^{n^2} (\rho_i - \bar{\rho})^2} \right]^{1/2}, \quad \bar{\rho} = \frac{1}{n^2} \sum_{i=1}^{n^2} \rho_i$$

$$f = \max_{1 \leq i \leq n^2} |\rho_i - \hat{\rho}_i|$$

$$r = \max_{1 \leq i \leq n^2} |\sigma_i - \hat{\sigma}_i|$$

$$t = \text{コスト}$$

図9 各方式の収束特性



図 10 正3角形サンプリングによる再生像

れているが、雑音に対しては弱い。

これらの方式をファントムを用いて比較した結果を図7～図9に示す。

以上のアルゴリズムでは、いずれも正方形サンプリングを基礎としているが、2次元平面においては必ずしもこのサンプリングの仕方が最適であるとはいえず、たとえば標本化効率に関しては正方形よりも正3角形の方が効率が低いことが知られており、また等方性の点でも優れた方式である⁷⁾。このときは単位格子は正6角形となるので、その再生像は正6角形の内に収まる。この例を図10に示す。

5. む す び

以上みてきたように、立体像再生のアルゴリズムは、ほぼ出つくした感があるが、今後、実用化を考えたときには、より高速なアルゴリズムの開発が望まれ、静止画から動画の処理へと発展していく動きもみられる。

(昭和50年12月12日受付)

〔参 考 文 献〕

- 1) G. N. Ramachandran, A. V. Lakshminarayanan: Three-dimensional Reconstruction from Radiographs and Electron Micrographs
- 2) D. J. De Rosier, A. Klug: Reconstruction of Three-dimensional Structures from Electron Micrographs
- 3) T. F. Budinger, G. T. Gullberg: Three-dimensional Reconstruction in Nuclear Medicine Emission Imaging, IEEE Trans., NS-21, June (1974)
- 4) Z. H. Cho, I. Ahn, C. Bohm, G. Huth: Computerized Image Reconstruction Methods with Multiple Photon/X-ray Transmission Scanning, Phys. med. biol., 19, 4 (1974) 511-522
- 5) Richard Gordon: Medical Radioisotopes Scintigraphy 1972, Vol. 1 (Nov., 1975)
- 6) Russell M. Mersereau, Alan V. Oppenheim: Digital Reconstruction of Multidimensional Signals from their Projections, Proc. of IEEE, 62, 10, Oct. (1974) 1319-1338
- 7) 尾上, 岩下: 正3角形サンプリングによる投影からの立体像再生, 画像工学コンファレンス (昭 50.11)

蓄積管を用いた画像の空間周波数スペクトルの測定

電気通信大学 佐野敏一 橋向博昭 川口正芳 大坪博 長谷川伸
東京高専 新免 朗

信号変換形蓄積管を用いて画像の自己相関関数をリアルタイムに表示する装置を試作し、さらにこのデータをマイクロコンピュータにより高速フーリエ変換を行い画像のウィーナスpekトラムを得るシステムを作り、種々の2値画像で実験した結果は、期待通りの結果を得た。

1. ま え が き

最近の画像処理は大容量のメモリを用いた電子計算機によるデジタル処理が主流である。これは電子計算機の持つ高い精度、高度の判断能力、広い処理内容範囲、ソフトウェアによる処理の柔軟性などの利点による。これに対しアナログ処理は上述の点で電子計算機処理に劣り、研究の地味な分野ではあるが高速且つ経済的に画像の特徴量を計測し得る。一方、近年マイクロコンピュータが長足に進歩し、大形計算機には能力、速度の点では劣るものの、広範なデータ処理が経済的に行われるようになった。そこで筆者らはアナログ装置による画像の特徴量抽出と、マイクロコンピュータによる処理の組合せで高速且つ経済的な処理を行うことを考え、信号変換形蓄積管による画像の自己相関関数の測定をリアルタイムに行うアナログ装置と、このデータをマイクロコンピュータに入力して高速フーリエ変換によりウィーナスpekトラムを計算出力するハイブリッドシステムを試作した。

尚、自己相関関数は従来画像の全データを入力して電子計算機で計算するか、または光学的自己相関器を用いて測定しているが、いずれもオフラインで相当の測定時間または手数を必要としたものであり、本システムではリアルタイムで測定できることが大きな特長である。

2. 光学的自己相関関数測定原理

画像のテクスチャーの性質を表わすにはよく知られたように画像のウィーナスpekトラムを用いることが有利であり、これは自己相関関数(以下ACF)をフーリエ変換すればよい。

画像を $f(x, y)$ とするとその ACF $\Psi(\xi, \eta)$ は次式で与えられる。

$$\Psi(\xi, \eta) = \lim_{x, y \rightarrow \infty} \frac{1}{XY} \int_{-\frac{X}{2}}^{\frac{X}{2}} \int_{-\frac{Y}{2}}^{\frac{Y}{2}} f(x, y) \cdot f(x+\xi, y+\eta) dx dy \dots\dots\dots (1)$$

従来、これを求めるには図1の光学相関器が使われている。¹⁾ すなわち2枚の全く同一の画像(スライド、透過率が $f(x, y)$ とする)を重ね合わせ、両画の相対位置を ξ, η として平行光を入射すると各座標点での透過光量は $f(x, y), f(x+\xi, y+\eta)$ となるため、 ξ, η を順次変えつゝ全透過光量を測定すれば(1)式の $\Psi(\xi, \eta)$ が得られる。

本試作の蓄積管による ACF の測定は図1の原理を電子画像に置き変えたものである。すなわち信号変換形蓄積管の蓄積面上に記録された電荷像 $f(x, y)$ を画像 $g(x, y)$ で変調された電子ビームで読みとりを行うと、信号電極に到達するビーム量は $f(x, y) \cdot g(x, y)$ に比例し、映像信号の形で画像の積の信号をとり出すことができる。そこで $f(x, y)$ をまず蓄積管に記録したのち、同じ画像を x, y 方向にそれぞれ ξ, η だけずらせた画像 $f(x+\xi, y+\eta)$ で読み取り信号を変調すると画像 $f(x, y) \cdot f(x+\xi, y+\eta)$ の映像信号が得られる。従ってこの映像信号を1フレーム期間積分してその総電荷量を求め、1フレーム期間について平均すればその出力は入力画像の x 及び y 方向の有効長さをそれぞれ X, Y として

$$\frac{1}{XY} \int_{-\frac{X}{2}}^{\frac{X}{2}} \int_{-\frac{Y}{2}}^{\frac{Y}{2}} f(x, y) \cdot f(x+\xi, y+\eta) dx dy \dots\dots\dots (2)$$

となる。画像 $f(x, y)$ が $x < -X/2, x > X/2, y < -Y/2, y > Y/2$ の領域で0であれ

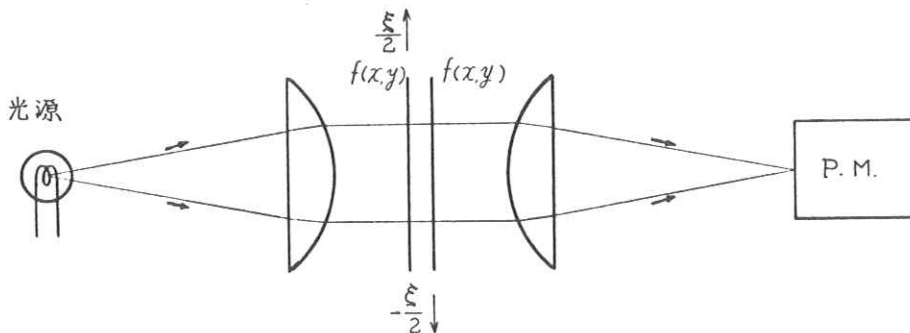


図1. 光学的自己相関器の原理図

ば、 ξ 、 η を順次変えて積分器の信号出力を求めることにより、(1)式のACFを求めることができる。さらにこの関数をフーリエ変換することにより、画像のウィーナスpektrumを求め得る。

3. 試作装置

被測定画像(35mmスライド)のACFの x 軸または y 軸に沿った断面をメモリーオシロスコープにオンライン表示し、同時にマイクロコンピュータに入力してウィーナスpektrumを計算する装置を試作した。 x 、 y 軸の選択はパネル面よりスイッチにより行う。構成を図2に示す。画像入力系は3インチCRTを用いたフライングスポット走査器、ACF演算部はThomson社の蓄積管TME1239Aで走査レートは放送標準方式に準じた。またマイクロコンピュータはIntel社の8080を用いたコンソールタイプのもので、メモリーは16kバイト実装している。 x 軸方向の断面を測定する場合、画像の移動すなわち(1)式の ξ は、1フレームごとにて0.25 μ sec(原画上0.15mmのずれに相当)ずつ走査のタイミングをおくらせ、これを64回くり返して行われる。すなわちACFの断面のデータを $\frac{1}{30}$ 秒ごとにて約0.15mmのサンプリング間隔で64回測定し、約2秒で1回のACFの測定を終了する。

この装置の動作を以下に述べる。まずフライングスポット走査器の出力で蓄積管に画像を記録する。次に蓄積管を読み取りモードとし、メモリーオシロスコープの横軸の掃引を開始する。第1フレームは記録時と全く同じ(移動量=0)変調のビームで読み取りを行い、出力を1フレーム期間ミラー積分回路で積分すると \bar{I} (0.0)が得られるのでこの値をサンプルホールド

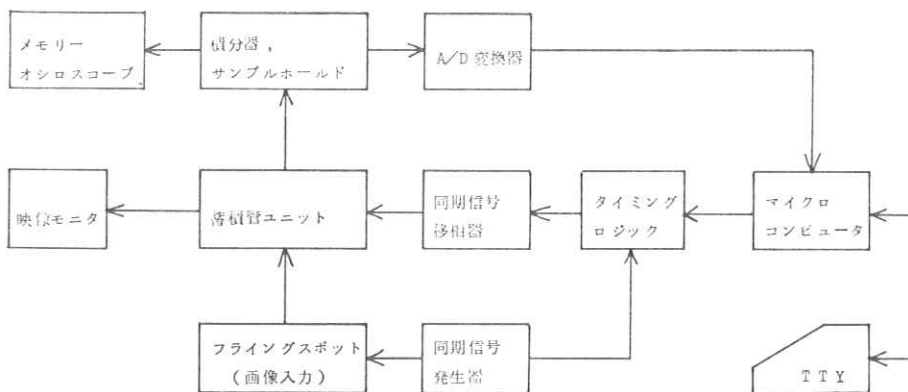


図2. 試作装置の構成

してオシロスコープの縦軸に入れると同時にA/D変換を行い、8ビットの分解能でマイクロコンピュータに入力する。

第2フレームでは、同期信号の遅れにより原画上 α 軸方向に約0.15 μ mずれた位置で走査するので、この出力を積分してオシロスコープに表示し、マイクロコンピュータに入力する。これをくり返すことにより、約2秒後に64点より成るACFがオシロスコープに表示され、マイクロコンピュータにACFのデータ64点がそろふ。写真1にオシロスコープに表示されたACFの例とその原画像を示す。

マイクロコンピュータはACFの入力を終わるとそれをフーリエ変換し、ウィーナスpektrumを計算する。マイクロコンピュータの出力はACFを $\overline{\Psi}(0.0) = 1$ に正規化した数値及びそのグラフ、ACFのフーリエ変換によるウィーナスpektrumの数値及びその対数変換値のグラフの4通りで、すべてTTYにより出力される。フーリエ変換は仮数部3バイト、指数部1バイトのフローティング演算の高速フーリエ変換(FFT)プログラムで行われる。入力されたデータはACFの正の変位についての値のみであるので負側へ折り返し、ハンニングウィンドウによるウィンド処理を施したのち、ウィンドの外に0の区間をデータ数と同じだけつけ加え、256点の数値系列としてFFTを行う。フローティング演算はソフトウェアによるもので、汎用のフローティングルーチンを用いている。また演算時間をできるだけ短縮するためsine, cosine及びウィンド関数はテーブルルックアップ方式とした。演算時間はソフトによるフローティング演算のため入力データにより多少の差があるが、ウィンド処理を含めてFFTに約1分10秒、グラフ表示のさいの対数変換に約15秒を要する。必要とするメモリー容量は入出力管理及びFFTを含むメインルーチンが1.3kバイト、フローティングルーチンが2.4kバイト、sine, cosine及びウィンド関数のテーブルに1.3kバイト、データエリアとして2kバイト、計7kバイトである。

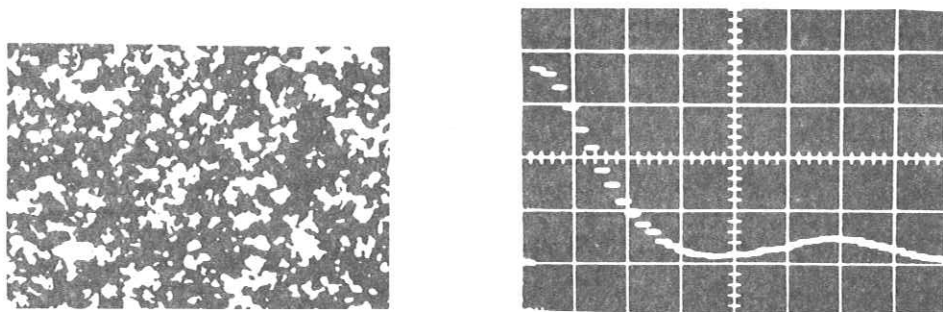
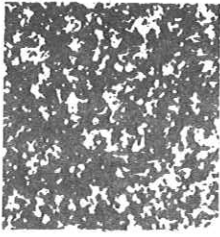
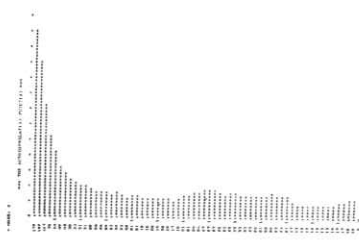


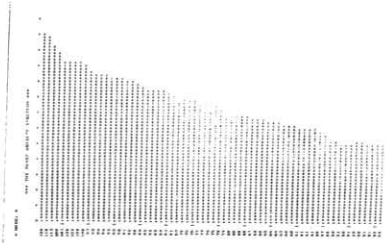
写真1. 原面とオシロスコープに表示されたACF



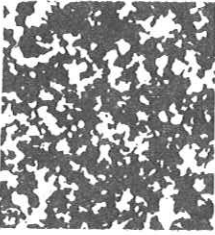
(1.a)



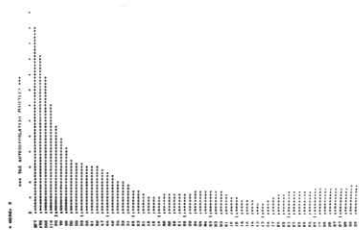
(1.b)



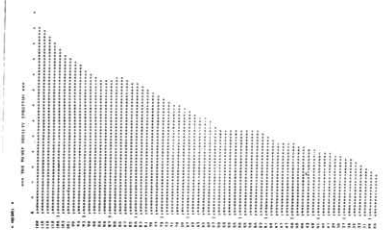
(1.c)



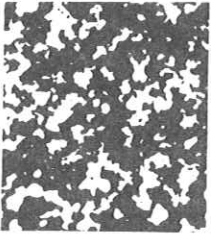
(2.a)



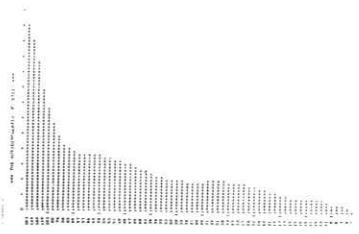
(2.b)



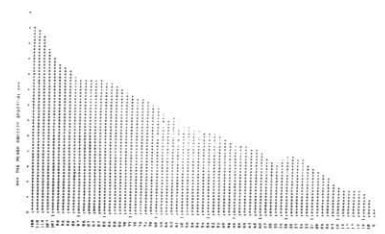
(2.c)



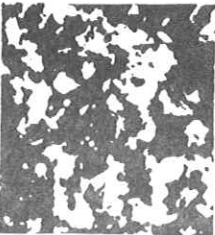
(3.a)



(3.b)

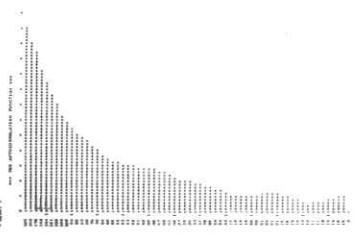


(3.c)



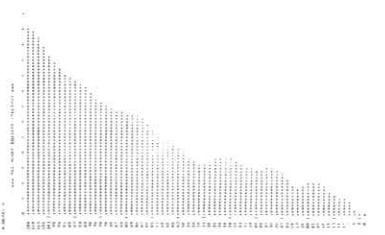
(4.a)

入力画像



(4.b)

A.C.F



(4.c)

ウィーナスpektrum

写真2. 2値雑音モデルのA C Fおよびウィーナスpektrum

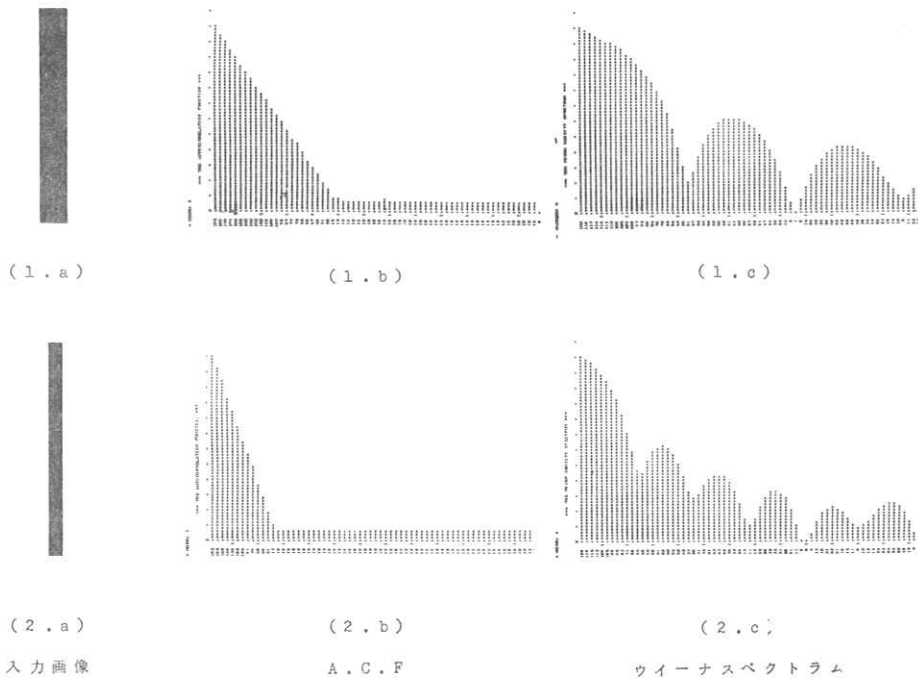


写真3. 孤立方形波のA C Fおよびウィーナスpekトラム

但し写真1(a), 2(a)はネガポジ逆転

4. 測定結果

本装置を用いたいくつかの2値画像のA C F及びウィーナスpekトラムの測定結果を写真2, 3に示す。写真2において(a)は透明フィルム上に黒点を配した2値雑音モデルで, (b)はその資料のA C Fをマイクロコンピュータに入力し $\overline{\rho}(0.0) = 1$ で正規化したものである。横軸1点はx軸方向の移動量に相当し原画面上で0.15mmである。(c)はA C FをF F Tを用いてフーリエ変換したウィーナスpekトラムで, 縦軸はデシベルであり直流の値を0 dB, グラフの下縁を-30dBとしてある。原画像の粒状の違いがA C Fの形状の差として表現されておりウィーナスpekトラムにおいてもその差異が認められる。

写真3は原画としてスリット状の孤立方形波パターンを用いたものである。A C Fは三角波状となり, そのカットオフ点は原画の方形波の幅と一致する。ウィーナスpekトラムの周期も原画像の方形波の幅から計算したものに等しくほぼ満足できる結果を示している。高域で多少の乱れがみられるが, これは測定系のジッターによる画面のゆれがありそれがA C Fに周期性

の雑音を生じさせており，そのスペクトラムによる乱れと考えられる。

5. むすび

蓄積管を用いた自己相関関数およびウィーナスペクトラム測定装置を試作し一応の結果が得られた。画像からハードウェアによりエッセンシャルデータを抽出して計算機に入れた点，従って短時間に経済的に画像を処理できる点に意義がある。

最後に，蓄積管装置を使用させていただいたトムソンCSFの黒江氏，マイクロコンピュータのソフトウェアについて御指導いただいた本学態本教授に厚く御礼申し上げます。

6. 参考文献

- (1) Kretzmer, E. R. : BSTJ, p751 (1952)

分光光学系の O.T.F. の測定 (Ⅲ)

小島克之, 金森仁志*

国際医学総合技術学院

岐阜県関市市平賀, 501-32

* 京都工芸繊維大学

京都市左京区松ヶ崎, 606

MEASUREMENT OF OPTICAL TRANSFER
FUNCTIONS OF SPECTROSCOPIC SYSTEMS (Ⅲ)

Katuyuki KOZIMA and Hitoshi KANAMORI*

International College of Bio-Medical Technology

Ichihiraga, seki-shi, GIFU, 501-32

* Kyoto Technical University

Matsugasaki, Sakyo-ku, KYOTO, 606

分光光学系の Optical Transfer Function (O.T.F.) を直接測定するための, 正弦波状スペクトルをもつ光源の作り方と, それを使った O.T.F. の測定方法, および測定した O.T.F. (振幅と位相) について前回までに報告した。^{1,2)}

今回は直接測定した O.T.F. を使って, 分光光学系で観測した NaD 線のスペクトル像を修整したので報告する。

§ 1. O.T.F. の測定

図 1 は正弦波状スペクトルをもつ光源を作る装置である。正弦波状スペクトルの形状と振幅

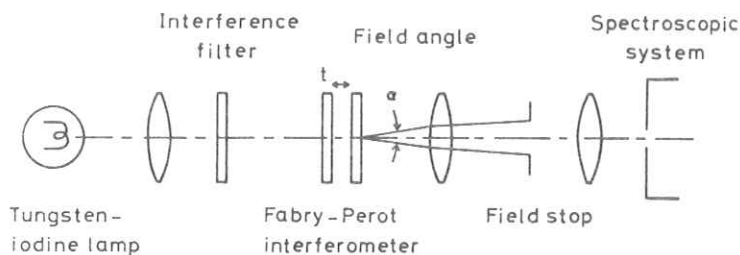


Fig.1 The light source emitting sinusoidal spectra.

は、O.T.F. を測定する分光光学系に対して十分に分解能の良い分光器（今回の場合 0.005nm まで十分に分解できる平面回折格子分光器）で校正した。

図2にO.T.F. を測定した単一平面回折格子モノクロメータの構成を示す。分解能は悪く 0.4nm 程度である。

直接測定したO.T.F. の振幅と位相を図3の実線に示す。³⁾ 点線はほとんど同じ構造の単一平面回折格子モノクロメータのO.T.F. である。exper. となっているのは、実験的に求めた単色光の広がりから求めたO.T.F. であり、theor. となっているのは理論的に求めた単色光の広がりから求めたO.T.F. である。³⁾ 単色光の広がりから求めたO.T.F. の位相の高周波部分は、複雑に振動するので省略した。

§ 2. スペクトル像の修整

図4(a)の曲線は、図2の単一平面回折格子モノクロメータの出口スリットの位置にフィルムを置いて撮影したNaD線のスペクトル写真を、マイクロフォトメータ($0.005\text{nm} \times 0.35\text{nm}$ のスリット)で走査し、写真の濃度を入射光量に直したものである。NaD線の間隔は 0.597nm であるが、この図ではピーク間隔はそれより狭く、 0.507nm になっている。また、NaD線 589.0nm と 589.6nm の強度比は2:1であるが、この観測結果では逆になっている。

図4(a)の強度分布曲線を 0.03nm の間隔でサンプリングしてフーリエ変換し、O.T.F. で割ってフーリエ逆変換し、スペクトルを修整した結果が図4(b)である。(修整の方法は文献3)参

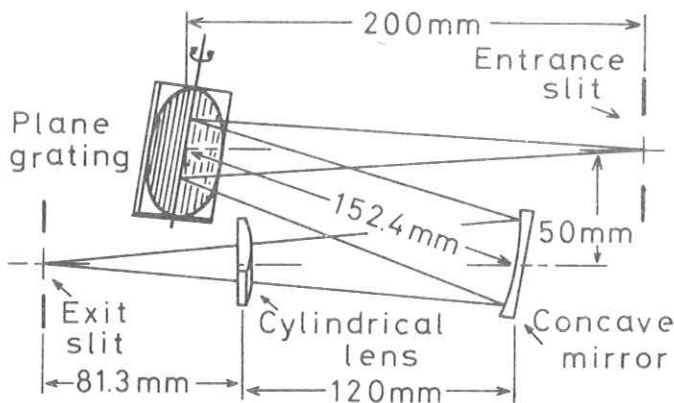


Fig.2 The side-view of monochromator tested.

照。) 実線が直接測定したO.T.F. で修整した結果である。長い点線は実験で求めた線像分布関数をフーリエ変換して求めたO.T.F. で修整した結果であり、短い点線は計算で求めた線像分布関数をフーリエ変換して求めたO.T.F. で修整した結果である。³⁾

NaD線の2本の波長間隔が約0.6nmに修整されている。また589.0nmと589.6nmの強度比がほぼ2:1となっており、従来の観測結果と一致している。

直接測定したO.T.F. とフーリエ変換で求めたO.T.F. での修整結果を比較すると、NaD線の2本の波長間隔はどちらもほとんど同じである。しかし強度比は直接測定によるO.T.F. での修整結果が2:1に一番近く、また589.0nmのスペクトルでは最も鋭くなっており、直接測定で求めたO.T.F. での修整結果が、最も良い結果が得られた。

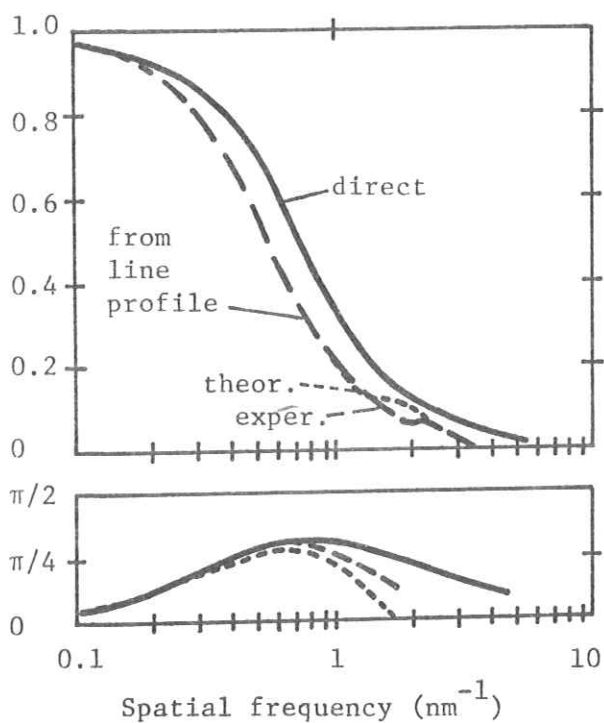
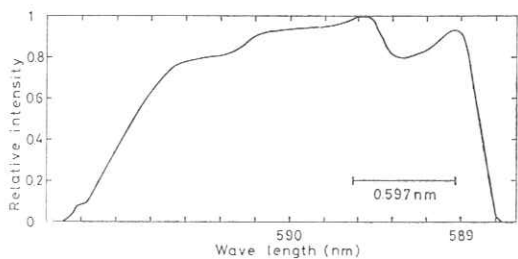
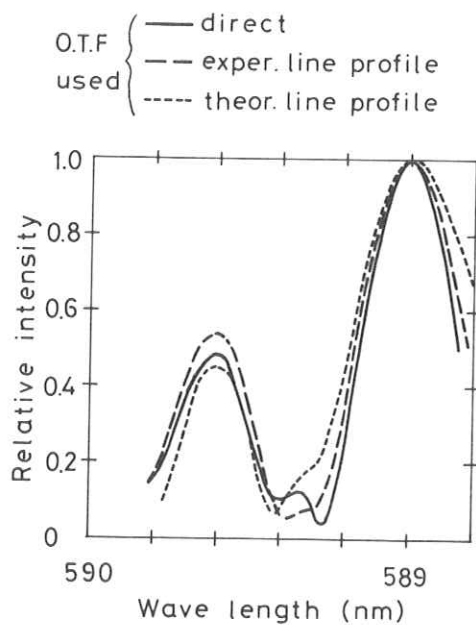


Fig.3 Optical transfer functions determined for a plane-grating monochromator.



(a) Line profile of the Na-D doublet : uncorrected.



(b) Line profiles of the Na-D doublet : corrected by the O.T.F.S.

Fig. 4

文 献

- 1) 小島, 金森 : 放射線像研究 6 (1976) 56.
- 2) 小島, 金森 : 放射線像研究 6 (1976) 133.
- 3) 金森, 小島 : 分光研究 23 (1974) 180.

X線減弱曲線の実験式と半価層値

東芝玉川工場 杉本 博

はじめに

先きに報告した診断領域に於ける連続X線の吸収体による減弱曲線¹⁾についての実験式を利用して、減弱曲線の半価層値を求める方法を得た。さらにX線スペクトラムの近似式を用いて計算によって求めた減弱曲線と、実験結果の比較を併せて報告する。

1. 半価層値の計算方法

減弱曲線の実験式

$$I(x) = I(0) \exp[-\mu x - B(1 - e^{-dx})] \dots\dots\dots (1)$$

ここで μ, B, d : パラメーター

x : 吸収体厚 (ここではアルミニウム厚: mm)

$I(x)$: 吸収体厚 x の場合の透過X線量

$I(0)$: 吸収体がない場合の透過X線量

を用いて、半価層値 x_{HVL} を求めるには、(1)式が非線型であるため、代数的に解くのは困難である事から、Newton法を用いる。ここで第1半価層値 x_{HVL1} は、

$$I(x_{HVL1}) / I(0) = (1/2) \dots\dots\dots (2)$$

を満たす x の値であり、第2, …… , 第 n 半価層値は、各々(2)式の右辺の $2 \dots\dots, n$ 乗となるが、計算方法が同じであるので、以下は第1半価層値 x_{HVL1} についての計算法を報告する。また第 n 近似値 ($n = 0, 1, 2, \dots$) について各々 x_0, x_1, x_2, \dots と表わす事とする。

1) 漸近形

(1)及び(2)式より、半価層値 x に対して

$$I(x)/I(0) = \exp[-\mu x - B(1 - e^{-dx})] = 1/2$$

が成り立つから、対数をとって

$$\mu x + B(1 - e^{-dx}) = \ln 2 \dots\dots\dots (3)$$

漸近形(第0近似値 x_0)として、左辺の第3項を無視すると

$$x_0 = (\ln 2 - B)/\mu \dots\dots\dots (4)$$

が得られる。この値を初期値としてNewton法を行う。

2) Newton法

(3)式に x_0 を代入すると、減弱曲線と漸近形との差は、

$$\ln 2 - [\mu x_0 + B(1 - e^{-dx_0})]$$

x_0 での減弱曲線の対数をとったものの、接線の傾きは、

$$-\mu - Bde^{-dx_0}$$

よって、第1近似値は、これから

$$x_1 = x_0 + [\ln 2 - \mu x_0 - B(1 - e^{-dx_0})] / (\mu + Bde^{-dx_0}) \dots\dots\dots (5)$$

と求まる。高次の近似値は、 $x_0 \rightarrow x_1$, $x_1 \rightarrow x_2$ とすれば、第2近似値(x_2)が得られ、これを繰り返せば、より高次の近似値が得られる。

3) 収束度の評価

第*i*近似値(x_i)より得られる、第(*i*+1)近似値(x_{i+1})と第(*i*+2)近似値(x_{i+2})が、

$$x_{i+1} = x_i + \Delta x_i$$

$$x_{i+2} = x_{i+1} + \Delta x_{i+1} \dots\dots\dots (6)$$

となるが、この補正項 Δx_i と Δx_{i+1} の比を評価すれば、2)のNewton法の収束度が評価できる。ここで、

$$\Delta x_i = \frac{\ln 2 - \mu x_i - B(1 - e^{-dx_i})}{\mu + Bde^{-dx_i}}$$

$$\Delta x_{i+1} = \frac{\ln 2 - \mu(x_i + \Delta x_i) - B(1 - e^{-d(x_i + \Delta x_i)})}{\mu + Bde^{-d(x_i + \Delta x_i)}} \dots\dots\dots (7)$$

より、 $\Delta x_{i+1} / \Delta x_i$ は、

$$\begin{aligned} \frac{\Delta x_{i+1}}{\Delta x_i} &= \frac{\ln 2 - \mu(x_i + \Delta x_i) - B(1 - e^{-d(x_i + \Delta x_i)})}{\mu + Bde^{-d(x_i + \Delta x_i)}} \times \frac{\mu + Bde^{-dx_i}}{\ln 2 - \mu x_i - B(1 - e^{-dx_i})} \dots\dots\dots (8) \\ &\cong \frac{\ln 2 - \mu(x_i + \Delta x_i) - B(1 - e^{-dx_i}) - Be^{-dx_i}d\Delta x_i}{\ln 2 - \mu x_i - B(1 - e^{-dx_i})} \times \frac{\mu + Bde^{-dx_i}}{\mu + Bde^{-dx_i} - Bd^2e^{-dx_i}\Delta x_i} \\ &\cong \left[1 - \frac{\mu + Bde^{-dx_i}}{\ln 2 - \mu x_i - B(1 - e^{-dx_i})} \Delta x_i \right] \times \left[1 + \frac{Bd^2e^{-dx_i}}{\mu + Bde^{-dx_i}} \Delta x_i \right] \\ &\cong 1 + \left[\frac{Bd^2e^{-dx_i}}{\mu + Bde^{-dx_i}} - \frac{\mu + Bde^{-dx_i}}{\ln 2 - \mu x_i - B(1 - e^{-dx_i})} \right] \Delta x_i \end{aligned}$$

かっこ内の第2項は、(7)式より $1/\Delta x_i$ であるから、

$$\frac{\Delta x_{i+1}}{\Delta x_i} \cong \frac{B d e^{-d x_i}}{\mu + B d e^{-d x_i}} d \Delta x_i < d \Delta x_i$$

$$\therefore (\Delta x_{i+1}) < d (\Delta x_i)^2$$

ここで、 $d \leq 0.5$ であるから、 $\Delta x_i < 1.4$ であれば、この近似方法は収束する。

4) 実験値との比較

東芝コンデンサ放電型X線装置 (KCD-1 2M) についての第1及び第2半価層値と、前記近似法によって計算した結果を Fig.1 に示す。さらにその誤差を Fig.2 に示す。ほぼ第2近似 (x_2) で、 $\pm 3\%$ 以内に入っている。すなわち2回程度の繰り返し計算で、半価層値が得られる。

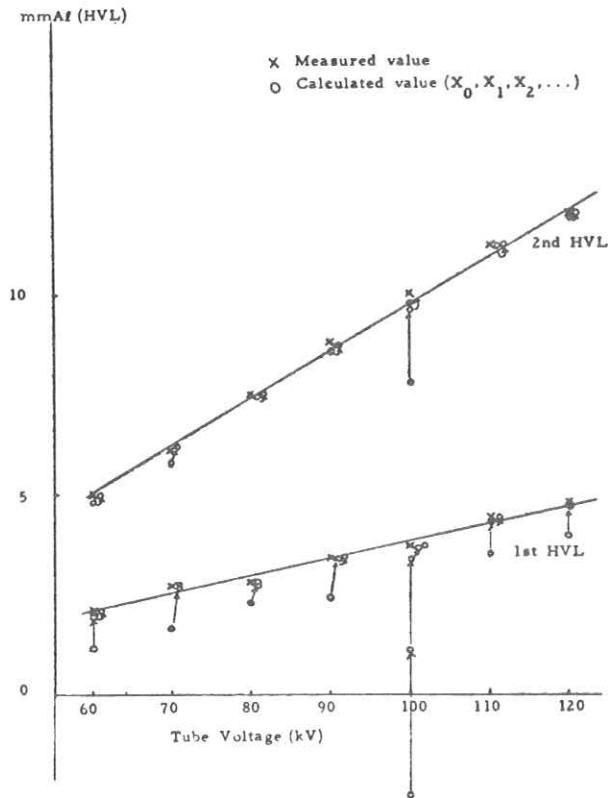


Fig.1. Comparison between calculated and measured 1st/2nd Half Value Layer. (KCD-1 2M 10mAs exposure)

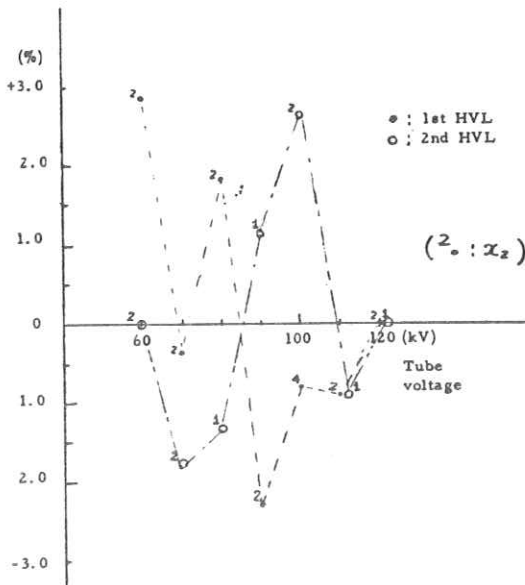


Fig.2 Accuracy of calculation

2. X線スペクトルの近似式を利用したパラメータの計算

Kramers の式²⁾を用いてX線スペクトルを近似し、これに順次厚さの異なるアルミニウムを加えてX線の減弱曲線を計算でシュミレーションし、この減弱曲線から、実験式のパラメータ μ , B , d を求めた。一方東芝単相X線装置 (KXO-15 (KA)) を用いて測定した減弱曲線から求めた同様のパラメータのX線管電圧特性を Fig.3 (μ), 4 (d), 5 (B) に示す。計算値と実測値との割合に良い一致が見られる。パラメータ μ 及び B は管電圧が上がるに伴って、単調に減少し、一方パラメータ d は、ほとんど管電圧に依存していない事がわかる。

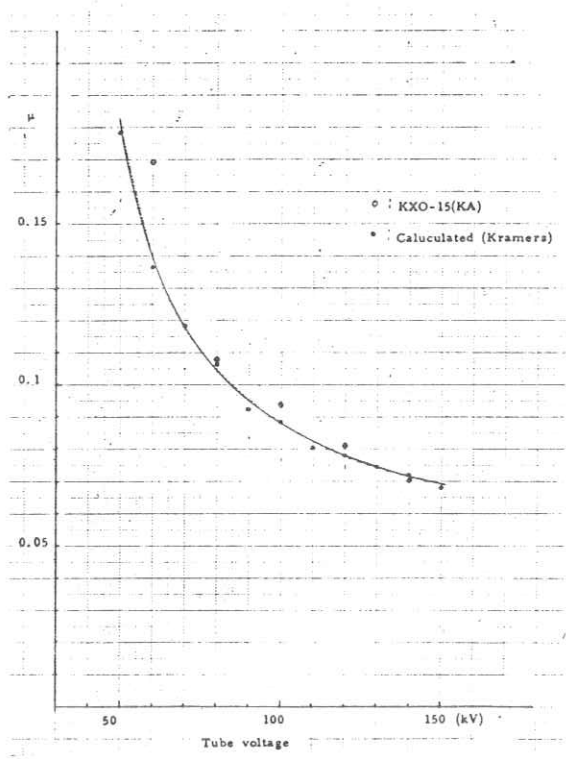


Fig.3 Parameter μ

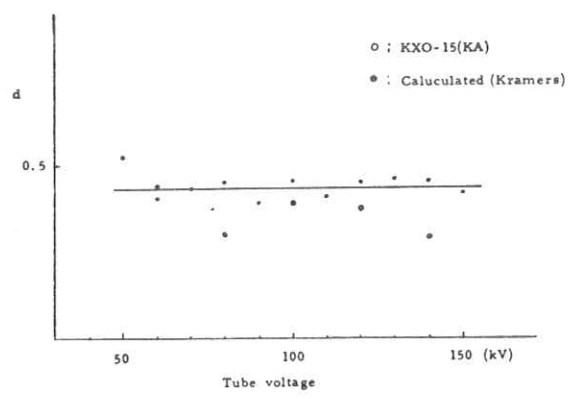


Fig.4 Parameter d

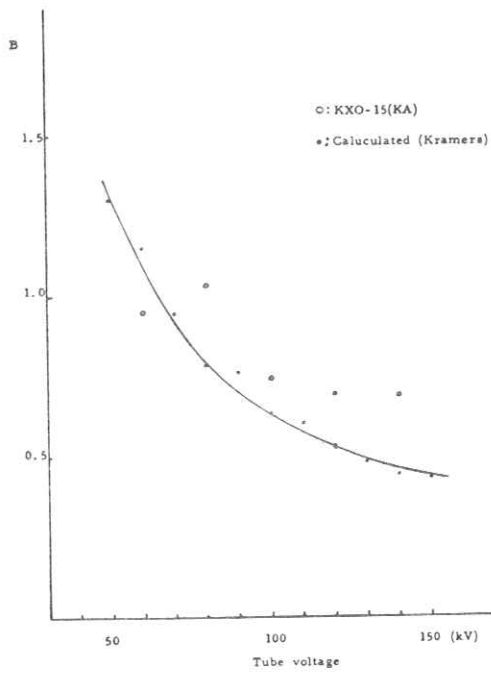


Fig. 5 Parameter

3. 結 び

以上のように，Newton法を用いて半価層値が精度よく求められる事及び実測パラメータ値と計算によるシュミレーションの値に良い一致が見られる事が判明した。

参 考 文 献

- 1) 杉本 博 : 放射線像研究 6 (1976)
- 2) 佐藤 孝司 : 放射線像研究 2 (1973) 他

R. I. I. 研 究 会

会 長	高 橋 信 次				
顧 問	立 入 弘				
常任委員	佐々木 常 雄	竹 中 栄 一	津 田 元 久	長谷川 伸	
委 員	飯 沼 武 一	岡 芳 樹	内 田 勝	梅 垣 洋一郎	
	金 森 仁 志	木 下 幸次郎	佐 柳 和 男	佐々木 常 雄	
	竹 中 栄 一	高 野 正 雄	滝 沢 正 臣	津 田 元 久	
	恒 岡 卓 二	長谷川 伸	松 田 一	三 浦 典 夫	
	矢 仲 重 信				

編 集 後 記

このたびは遠路調布までお越し頂き、ありがとうございました。特別講演にはこのところ話題となっているコンピュータトモグラフィのアルゴリズムの話を電通大の岩下先生にお願いしなつかしい話をやさしく解説して頂きました。毎研究会の特別講演・見学会は好評のようですが、その選定に幹事が頭を痛めております。適当な講師、話題がありましたら幹事あておしらせ下さい。

今年も残す所僅かとなりました。皆様の研究、業務の進展を願っております。 (S・H)

放 射 線 像 研 究

発行日 昭和五十二年六月

編 者 集 長 谷 川 伸

〒 182 調布市調布ヶ丘一―五―一
電気通信大学電子工学科内

電話 ○四二四―八三一―二六―
内線 四二〇

発行所 R I I 研 究 会

発行所 竹 中 栄 一

〒 113 東京都文京区本郷七―三―一
東京大学医学部放射線

医学教室内

電話 ○三一八一―五―五四―一
内線 八六七六

印刷所 東京都文京区湯島二―一―七

株式会社 コ ス モ ス
電話 ○三一八三一―〇九五五