

放射線像研究

VOL. 11. NO. 4. (通巻69号) 1981年11月

* 目 次 *

研究会記事・会告

論 文

- 70-1 ピュアGe検出器で測定したX線スペクトルの補正 118頁
京都工繊大 中森伸行, 金森仁志
- 70-2 2次元自己相関関数のオンライン測定(2)..... 125頁
電 通 大 長谷川伸, 小山裕一, 諏訪昭夫, 佐野敏一
東 京 高 専 浅野光彦
- 70-3 光学的フーリエ変換によるX線フィルムの粒状性..... 129頁
城 西 歯 大 山田英彦, 丹羽克味, 奥村泰彦
高木 仁, 川津泰一, 金井良維
- 70-4 シンチレータの特性 —積分棒型— 135頁
三井記念病院 入江忠志, 仙貫忠夫, 木下幸次郎
応 用 光 研 松本義一
日 立 電 子 山口奉頼
筑波大附属病院 秋貞雅祥
- 70-5 NaI(Tl)シンチレータのフィルター効果 141頁
応 用 光 研 松本義一
三井記念病院 木下幸次郎
筑波大附属病院 秋貞雅祥, 兵藤一行, 楠本敏博
- 70-6 ステレオX線写真対よりの, 中間像の合成..... 144頁
東 京 工 大 岡田勝行, 本田捷夫, 辻内順平
- 70-7 デジタル医用画像の表示方法の検討..... 149頁
日立メディコ 堀場勇夫
名 工 大 岩田 彰, 石井直宏, 鈴木宣夫, 岡崎和弘
名古屋保健衛生大 古賀佑彦, 沢田武司
- 70-9 CT用高速アルゴリズムの検討..... 155頁
名 工 大 岩田 彰, 山岸信敏, 石井直宏, 鈴木宣夫
日立メディコ 堀場勇夫

—放射線イメージ・インフォメーション研究会—

第70回 研究会記事

第70回RI研究会は下記のように開催されました。

日 時 昭和56年12月5日(土) 10:30~

場 所 東京大学生産技術研究所 第3部輪講室

特別講演 東京大学生産技術研究所 高木幹雄先生

出席者 約50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

画像処理の最近の動向

東大生研 高木幹夫先生

見 学

11:30~ 同多次元画像処理センター

研究発表

- * 1) ピュアGe検出器で測定したX線スペクトルの補正
京都工繊大 中森伸行, 金森仁志
- * 2) 2次元自己相関関数のオンライン測定(2)
電通大 長谷川伸, 小山裕一, 諏訪昭夫, 佐野敏一
東京高専 浅野光彦
- * 3) 光学的フーリエ変換によるX線フィルムの粒状性(2)
城西歯大 山田英彦, 丹羽克味
- * 4) シンチレータの特性
三井記念病院 秋貞雅祥
日立電子 山口奉頼
応用光研 松本義一
- * 5) NaIシンチレータフィルター効果
応用光研 松本義一
三井記念病院 木下幸次郎
筑波大附属病院 秋貞雅祥
- * 6) ステレオX線写真よりの, 中間像の合成
東京工大 岡田勝行, 本田捷夫, 辻内順平

- * 7) デジタル医用画像の表示方法検討
 日立メディコ 堀場勇夫
 名 工 大 岩田 彰, 石井直宏, 鈴木宣夫, 岡崎和弘
- 8) 角度制限投影からの画像再構成の実用アルゴリズム
 東 芝 総 研 井上多聞
- 9) C T用高速アルゴリズムの検討
 名 工 大 岩田 彰, 石井直宏, 鈴木宣夫, 山岸信敏
 日立メディコ 堀場勇夫
- 10) N M R - C Tの開発
 東 芝 総 研 佐藤幸三, 巨瀬勝美, 鈴木宏和, 井上多聞

会 告

———— 第 7 1 回研究会について ————

第 7 1 回研究会を下記のように開催いたします。

日 時 昭和 5 7 年 3 月 1 3 日 (土)
 場 所 名 古 屋

———— 第 7 2 回研究会演題伺い ————

第 7 2 回研究会を下記により開催いたしますので演題をお寄せ下さい。

日 時 昭和 5 7 年 6 月 1 2 日 (土)
 場 所 東 京
 演題〆切 昭和 5 7 年 5 月 1 9 日 (水)
 申 込 先 (〒 1 8 2) 調布市調布ヶ丘 1 - 5 - 1
 電気通信大学電子工学科内 電話 0 4 2 4 - 8 3 - 2 1 6 1 内 4 2 0
 R I I 研究会 長谷川 伸

———— 所 属 変 更 ————

| | | | |
|---------|-------|-----------------------------------|-------|
| 氏 名 | 〒 | 新勤務先および所在地 | T E L |
| 黒 柳 錦 也 | 2 6 0 | 東京歯科大学歯科放射線学教室 千葉市真砂 1 - 2 - 2 | |

| | | | |
|-----------|-------------------|------------------------|--------------|
| 松 下 茂 | 4 3 0 | 浜松市野口町 2 6 9 (自 宅) | |
| 梅 垣 洋 一 郎 | $\frac{194}{-01}$ | 町田市大蔵町 1 7 8 7 (自 宅) | |
| 荒 木 不 次 男 | 8 6 0 | 熊本市医師会地域医療センター放射線部 | 0963-63-3311 |
| | | 熊本市本荘 5-16-10 | |

— 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 |
|---------|-------|---|
| 内 田 勝 行 | 2 2 7 | 東京工業大学工学部情報工学研究施設 横浜市緑区長津田町 4 2 5 9 |
| 佐 藤 俊 之 | 1 4 1 | シーメンス・メディカル・システムズ(株) 品川区西五反田 2-11-10 五反田藤倉ビル |
| 吉 田 彰 | 7 0 0 | 岡山大学医学部附属診療放射線技師学校 岡山市鹿田町 2-5-1 |

nac
ナック

映像 システム
株式会社 ナック

本社 東京都港区西麻布 1-2-7 第17興和ビル
電 話 (904) 2 3 2 1-4

診断から治療まで
NECメディカル



取扱機器

- 医療用リニアック ●放射線治療計画装置
- バリアン全身用CTスキャナ
- CGR社(仏国)X線診断装置各種
- 医用システム/コンピュータ

NEC
日本電気

お問い合わせは：メディカルシステム販売部 東京都港区芝五丁目33番7号(徳栄ビル)108 電話03(453)5511(大代表)

- 医用機器・病院機能の自動化・医療情報システム



総合医療機器の

株式会社 日立メディコ

(旧日立レントゲン株式会社)

●東京都千代田区内神田1-1-14日立鎌倉橋別館 ●郵便番号101 ●電話(東京)03-292-8111(代表)

Beautiful Color

フジカラー



KYOKKO

安全と健康を願う心から

X-ray System

増減紙、蛍光板、防護用品、TLD、テストチャート

化成オプトニクス株式会社

- 東京都港区浜松町2丁目7番地18号(井上ビル) TEL03(437)5381
- 大阪市東区伏見町5丁目1番地(大阪明治生命館) TEL06(208)4868・4869

ピュア Ge 検出器で測定した X 線スペクトルの補正

京都工芸繊維大学 中森伸行, 金森仁志

1. 緒言

近年, 高分解能の半導体検出器を用いて診断 X 線エネルギー範囲のスペクトルを測定するようになってきた。このため, X 線発生器から出る X 線スペクトルが X 線画像の画質や被写体での被曝線量に及ぼす影響を詳しく研究できるようになってきた。しかし, 検出器の効率などの検出特性は, 検出器の材質, 形状, また, 使用条件に大きく依存する。したがって真の被測定 X 線スペクトルを求めるためには, 使用した検出器の特性に応じて測定データを補正する必要がある。しかし, 現在までのところ, あらゆる条件の測定データを補正するのに必要な係数を決定することはむずかしく, 実験あるいは計算とも, 細い X 線ビームを検出面に垂直に入射する場合について求めたものがほとんどである^{1)~4)}

X 線写真の画質を論じるとき, 散乱線を一次線と同様に像形成の大きな要因として考えなくてはならない。散乱線は, 被写体から散乱されるものであるから, 細いビームの線源を用いても, 例えば増感紙などに入射するときには, 種々の角度で広い領域に分布する。このため, 散乱線スペクトルを測定したデータを, 細いビームが垂直入射する条件で求めた補正係数を用いて補正を行い, 真の散乱線スペクトルを求めることは困難である。

この論文では, 上述のことに着目して, 検出器に入射する X 線光子の角度や位置が, 検出器の効率にどのような影響を及ぼすかを調べるために, モンテカルロ法を用いてシミュレーションを行な

った。

光子と相互作用する電子は, 原子の束縛を受けたり, 外側の電子で遮蔽される。今回のシミュレーションでは, 上の点を考慮して, 散乱 X 線光子の角度分布を, Thomson の式や Klein-Nishina の式に, それぞれ, Form factor の 2 乗や Scattering function⁵⁾ を掛けて修正した。

次に, ⁵⁷Co と連続 X 線の測定結果を示し, その結果から測定するときの注意事項と, 簡単な測定条件のもとでスペクトルを補正した例について述べる。

2. 計算方法

X 線光子が検出器に入射すると結晶と相互作用を起こし, その相互作用の種類に応じて異なったエネルギーが検出器内で吸収される。一般の診断で用いる X 線エネルギーの範囲で起こる相互作用には, 光電効果, 弾性散乱および非弾性散乱がある。光子は, 結晶外に飛び出すか, 全エネルギーが吸収されるまで何回かの相互作用をくり返す。さらに, 検出器の結晶で決まる K-吸収端より大きいエネルギーの光子が光電効果を起こした時, K-特性 X 線を発生する。この K-特性 X 線が結晶外に飛び出すとエスケープピークを生じる。測定データを補正するための係数を求めるため, 今回の計算では以上の過程を考慮してプログラムを作成した。なお, この他に, 検出器の結晶を囲むケースなどで X 線光子が散乱し, 検出器で吸収される後方散乱ピークが観測される現象があるが,

今回の計算では省いた。

前の文献⁶⁾では，電子は全て自由であると考え，散乱光子の角度分布をThomsonの式，あるいは，Klein-Nishinaの式を使って計算した。今回は電子が原子に束縛されていることを考慮して，散乱光子の角度分布を修正した。

弾性散乱が起こったとき， θ 方向に散乱する光子の割合を表わすのは，自由電子の場合，Thomsonの式

$$\frac{d\sigma_T(\theta)}{d\theta} = \frac{r_e^2}{2} \cdot (1 + \cos^2\theta) \cdot 2\pi \cdot \sin\theta \quad (1)$$

である。ここで， r_e は古典電子半径である。

電子が束縛されていることを考慮すると，

$$\frac{d\sigma_{coh}(\theta)}{d\theta} = \frac{d\sigma_T(\theta)}{d\theta} \cdot [F(x, Z)]^2 \quad (2)$$

となる。ここで， $F(x, Z)$ はForm factorと呼ぶもので，散乱角度，光子エネルギーおよび物質の原子番号の関数である。

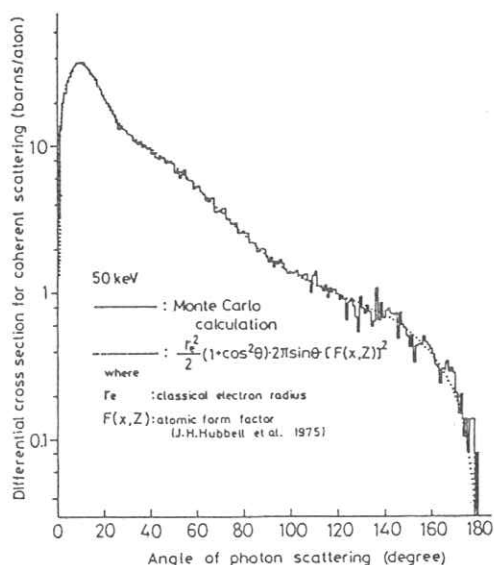


図1. 弾性散乱を起こした光子の散乱角度分布(光子エネルギー; 50keV)

非弾性散乱が起こったとき， θ 方向に散乱する光子の割合を表わすのは，自由電子の場合，Klein-Nishinaの式

$$\frac{d\sigma_{KN}(\theta)}{d\theta} = \frac{r_e^2}{2} \cdot \left\{ \frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \right\}^2 \times \left[1 + \cos^2\theta + \frac{\alpha^2(1 - \cos\theta)^2}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \right] \cdot 2\pi \sin\theta \quad (3)$$

である。ここで， $\alpha = E/mc^2$ である。

電子が束縛されていることを考慮すると

$$\frac{d\sigma_{incoh}(\theta)}{d\theta} = \frac{d\sigma_{KN}(\theta)}{d\theta} \cdot S(x, Z) \quad (4)$$

である。ここで， $S(x, Z)$ は，Scattering functionと呼ぶもので，Form factorと同様，散乱角度，光子エネルギーおよび物質の原子番号の関数である。

我々は，Geに対する $F(x, Z)$ と $S(x, Z)$ をHubbell等⁵⁾のデータから引用した。入射エネルギーを5 keVから250 keVまで5 keV毎に，また，

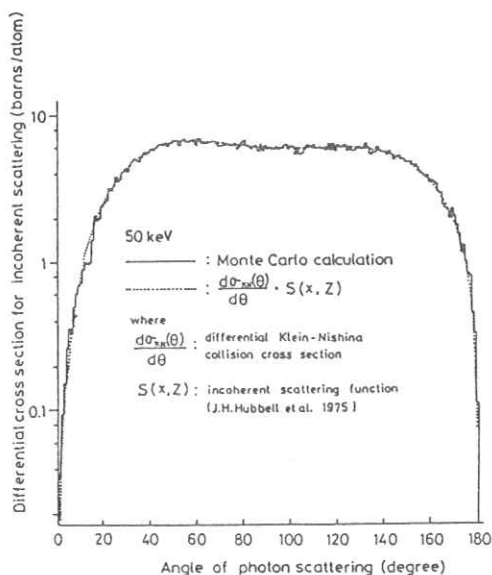


図2. 非弾性散乱を起こした光子の散乱角度分布(光子エネルギー; 50keV)

散乱方向を100分割して計算機内に保存しておく任意のエネルギーについて2次補間を行なって散乱方向を決定した。

図1, 2に光子エネルギー50keVに対する, 弾性散乱と非弾性散乱の光子散乱分布を示す。点線が式(2)あるいは(4)で計算したものであり, 実線がモンテカルロ法で発生した分布である。

両者を比較すると, モンテカルロ法で発生した分布が, 式(2)あるいは(4)をよく表わしている。

今回, ORTEC社製のX線用ピュアGe検出器(活性領域; 半径0.3 cm, 厚さ0.5 cm)をモデルに, 光子が検出器に入射する角度および位置を変えて効率を計算した。図3に示すように, 入射角度 θ を検出面の法線方向からの値とし, 入射位置を検出器の中心から半径 R 内に一様に光子が分布するものとした。

3. 計算結果

図4に, 入射光子数に対する全吸収ピークの光子数の割合(効率), K-エスケープピークの光子数の割合, 弾性散乱で結晶外に出た光子数の割合

および非弾性散乱で結晶外に出た光子数の割合を, 光子エネルギーを横軸にとって示した。

K-吸収端以上のエネルギーの光子では, K-エスケープが生じるため, 効

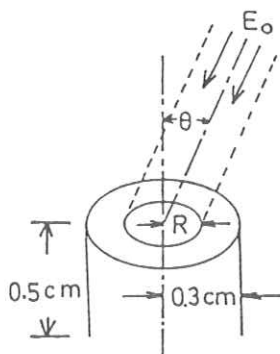


図3. 計算した検出器のモデル

率が低下する。しかし, エネルギーが大きくなると, 検出器の表面が深い位置で光電効果を起こすので, 発生したK-特性X線が吸収されて, 効率は上昇する。60keV以上になると, 散乱線および, 相互作用せず検出器を通りぬける光子の割合がふえるため, 効率は低下し, 150keVでは30%になる。

入射光子の角度および入射位置の効率への依存性を図5, 6に示す。入射光子エネルギーは, 50, 100 および 150keVである。

光子の入射角度が15度以内でしかも入射半径が0.2 cm以内のとき, 検出器の効率は, 細いビーム($R=0$ cm)で垂直入射したときの効率と差はない。しかし, 入射半径が0.2 cmを越えると, 垂直入射の場合でも, 散乱線やK-特性X線が結晶の側面から出る割合が大きくなり, 効率が低下する。細いビーム($R=0$ cm)で入射するときの効率に対する広がったビーム($R=0.3$ cm)で入射するときの効率の割合は, 光子エネルギーが高いほど

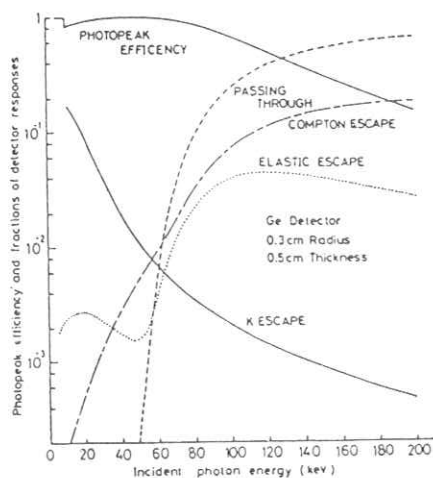


図4. Ge検出器の各過程の光子数の割合

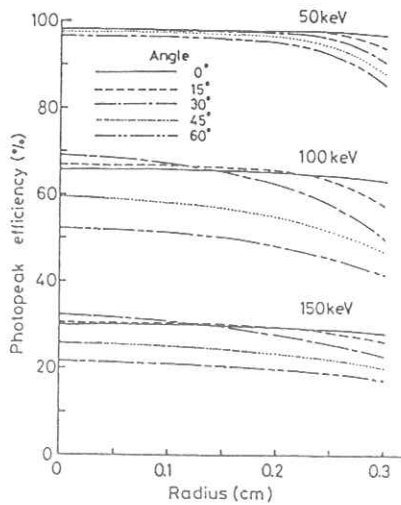


図5. 入射位置の依存性

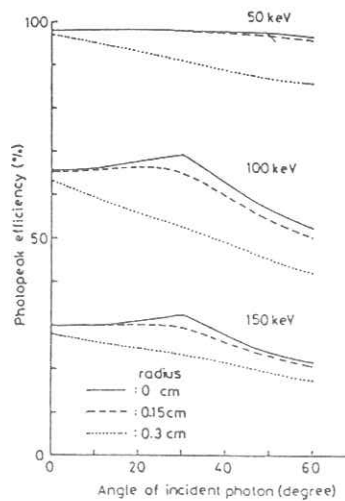


図6. 入射角度の依存性

小さくなる。これは、光子エネルギーが高くなると散乱線の割合が増加するためである。ただ絶対値では、150keVより100keVの方が低下が大きい。100keVの場合、入射角度が30度だと、効率は68%から54%に低下する。

次に入射角度に対する依存性を図6から考えてみる。入射半径が小さいとき ($R=0$ cm), 検出器の形状で決まる角度 (半径0.3 cm, 厚さ0.5 cm)

$$\theta = \tan^{-1} \frac{0.3}{0.5} \approx 31 \text{ degree} \quad (5)$$

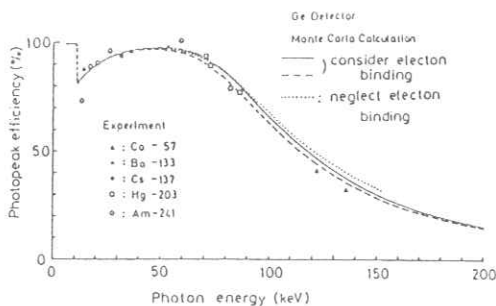


図7. 効率の実験値と計算値の比較

で光子が入射するとき、光子の検出器を通る経路が最も長くなるため、効率も最大となる。しかし、入射半径が大きくなると側面から飛び出す光子の割合が増すため、入射角度を大きくすると効率は単調に減少する。

図7は、同位元素を用いて、実験で検出器の効率を求めた結果と、モンテカルロ法で計算した結果とを比較したものである。実験は英国 The Radio-Chemical

Center 製の Rect 型同位元素を検出器の前面10 cmの位置に置いて γ 線を計数した。その結果を Table of Isotopes⁷⁾の値と比較して、各同位元素のエネルギーに対する相対的な効率を求めた。図7の実験値の表示点は、ピーク付近で計算値に一致するようにしたものである。

モンテカルロ計算の結果を、自由電子で細いビームが垂直入射すると考えたときを点線で、束縛電子で細いビームが垂直入射すると考えたときを実線で、束縛電子で入射半径を0.3 cm内に垂直入射すると考えたときを破線で示した。

実験値と比較的によく一致しているのは、実験条件が一番近い場合 (破線) である。しかし、このときでも、光子エネルギーの高いところで、計算値が実験値より高くなっている。これは、実験では垂直入射でない光子が存在したため、図5, 6で説明した効果が起こって効率が低下したと考えられる。

4. 測定データの補正

今回、我々は入射半径 0.1 cm で垂直入射した場合について、モンテカルロ法を用いて補正係数を計算した。その結果を用いて、実験結果を補正した例について述べる。

4-1. 補正方法

単色 X 線を Ge 検出器に入射し、個々の光子のエネルギーがどんな分布で検出器で吸収されるかをモンテカルロ法で求めた。図 8 に、光子エネルギー 50, 100 および 150 keV の場合の結果を示した。図 8 から分るように、吸収された光子数を 1 keV 間隔で積算し、入射光子数で割って補正係数 $f(E, E_0)$ を求めた。すなわち、エネルギー E の X 線光子が n 個検出器に入射すると、エネルギー E_0 だけ検出器に吸収された光子の数は $n \times f(E, E_0)$ 個となる。この補正係数を、単色入射 X 線エネルギー 6 keV から 250 keV までの範囲に対して 1 keV 毎に求めた。

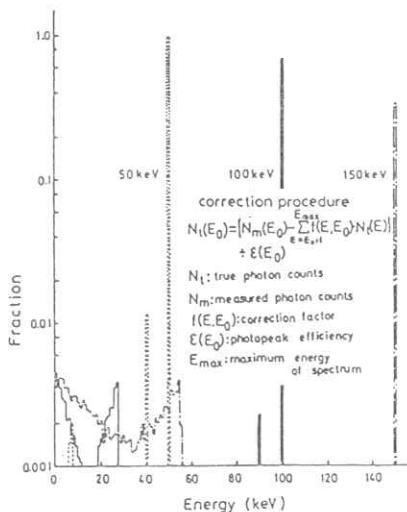


図 8. 入射光子に対する計数分布 (補正係数)

測定データは多重波高分析器で 1 チャンネル当たり 1 keV に設定して計算したものである。その分布を $N_m(E)$ とする。この値から補正したスペクトル分布 $N_t(E)$ は

$$N_t(E_0) = \left\{ N_m(E_0) - \sum_{E=E_0+1}^{E_{max}} f(E, E_0) \cdot N_t(E) \right\} \div \epsilon(E_0) \quad (6)$$

となる。ここで、 $\epsilon(E_0)$ は光子エネルギー E_0 での検出器の効率である。計算を、最高のエネルギーに対する値から順次低エネルギーへと行なっていく。この方法は、基本的には W. W. Seelentag 等³⁾や C. S. Chen 等⁴⁾の方法と同じである。

4-2. 補正結果

図 9 ~ 11 に補正例を示す。

図 9 の点線は、⁵⁷Co を検出器の前 10 cm の位置におき、コリメータ等を用いなくて測定したデータである。実線は、測定データを補正したものである。90 keV 付近に後方散乱ピークを観測した。今回の補正では後方散乱の影響を省いているため

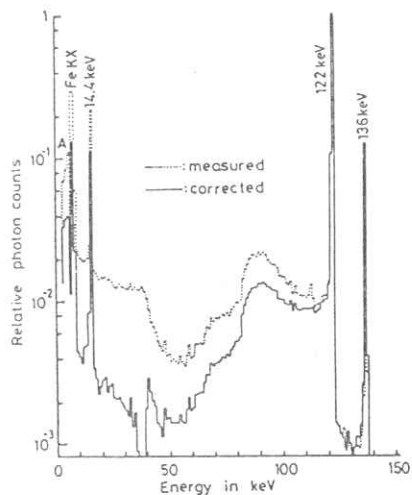


図 9. ⁵⁷Co のスペクトル (コリメータ無)

補正後もそのまま残っている。図にAで示したピークおよびその付近はエスケープピークやコンプトン散乱が原因で発生したものである。補正後ではこれらの値が約 $\frac{1}{3}$ に減少している。しかし、これは次に述べる図10の同じ領域の補正と比較すると不十分である。

図10は、同じく ^{57}Co を検出器前面10 cmの位置に置いて測定したものである。この場合では、半径1 mmの穴をあけた厚さ2 mmのPb板において、入射位置を制限して、補正係数の条件と合わせた。

この例では、Pb板の特性X線(77~88 keV)を観測したが、後方散乱ピークの割合は、図9と比較して非常に小さい。図9と同様Aで示したピーク付近の値は、図10では $\frac{1}{8}$ ~ $\frac{1}{10}$ に減少している。図9、10の補正後のデータで、Feの特性X線の値とピークAの値の

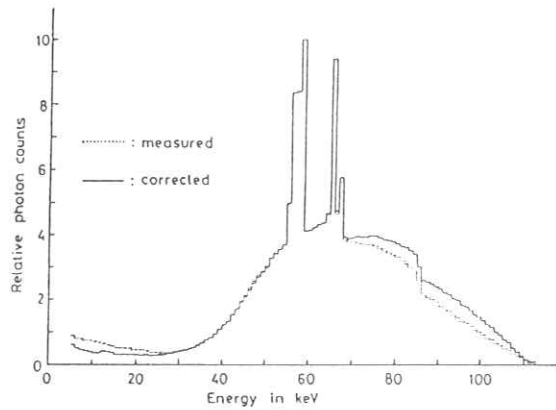


図11 連続X線のスペクトル(コリメータ無)

比をとると、図9では約3:1であるが、図10では約12:1である。両者の比較から分かるように図10の場合のように実験条件に合った係数で補正すると、その補正の効果は大きいと言える。

図11は連続X線について補正した例である。

実験条件は、管電圧110kV、管電流0.5mA、X線管と検出器の距離2 mである。さらに、検出器のパイルアップ現象をさけて、計数率を1000~2000 cps とするため、1 mm厚のPb板と3 mm厚のAlを管球フィルタとして使用した。この実験ではコリメータを使用しなかった。

点線が測定データであり、実線が補正結果である。70 keV以上の高エネルギー領域では、補正の効果が顕著である。40 keVから65 keVの領域では測定データと補正結果との間に差がないように見える。この原因は、(1)検出効率が90%以上である。(2)高いエネルギー領域から散乱線としてこの領域で計数される光子数と、このエネルギー領域から散乱線として出て、より低い領域で計数される光子数とがほぼ等しい、という2点のためである。

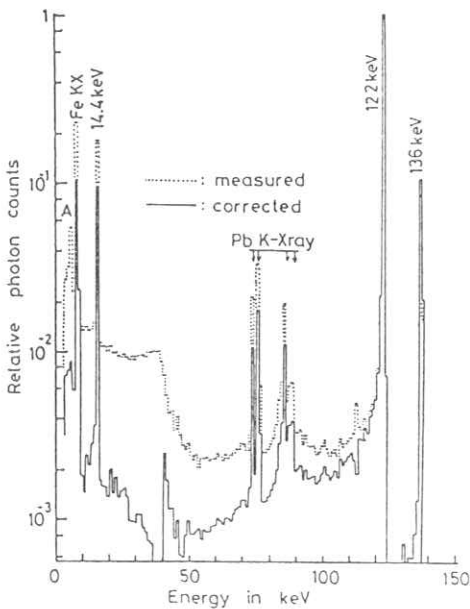


図10 ^{57}Co のスペクトル(コリメータ有)

したがって、(1)の理由で誤差が10%以内であればよいと判断する場合を除くと、この領域でも補正は必要である。20 keV 以下の一次X線は付加フィルタ等で吸収されるため、この領域で計数される光子はないはずである。しかし、補正後の結果でも分布している。この原因は、図5、6で説明したように、検出器の端付近に入射した光子の側面から飛び出る割合が増すためである。したがって、今回の実験条件に合った、検出面全体に入射する場合の補正係数を用いて補正を行なうことができたならば、20 keV 以下の領域の値が零に近づき、その分高エネルギー領域の値が少し増加するはずである。

5. 結 論

今回、検出器の効率が光子の入射位置や入射角度でどのように変わるかを調べるために、モンテカルロ法を用いてシミュレーションした。また、簡単な補正を実験データに適用して、その良否を判定した。

今回の結果から分かるように、真の被測定スペ

クトルを求めるために、補正を行うことは効果的である。しかしこのとき、正しい結果を求めるためには、計算が膨大になっても、正確に測定条件に合った補正を行なうことが必要である。特に、広がった線源や散乱線を含むスペクトルを測定する場合には、上のことは大切である。

参 考 文 献

- 1) H. I. Israel, et. al : Nucl. Inst. Meth. 91, 141 (1971)
- 2) G. Svahn : Diagnostic x-ray Spectra (Thesis, Univ. Lund, 1977)
- 3) W. W. Seelentag, W. Panzer : Phys. Med. Biol. 24, 767 (1979)
- 4) C. S. Chen, et. al : Med. Phys. 7, 627 (1980)
- 5) J. H. Hubbell : J. Phys. Chem. Ref. Data 8, 69 (1979)
- 6) 中森伸行, 金森仁志 : 放射線像研究 11, 16 (1981)
- 7) C. M. Leder, et. al : Table of Isotopes (7th edition)

2次元自己相関関数のオンライン測定 (II)

電気通信大学 長谷川伸, 小山裕一, 佐野敏一, 諏訪昭夫
 東京高専 浅野光彦

1. まえがき

画像の性質, 特に粒状性を定量的に解析するには, 自己相関関数を測定することが有効な手段である。我々はフライングスポットスキャナ (以下 FSS) を用いて 2次元自己相関関数をリアルタイムに測定し, 一応, 所期の結果が得られたので第 1報を発表した¹⁾。その後装置内の反射や散乱光を抑えるために偏光板等を使用し, 波形のペDESTAL減少, 波形の傾きを補正することができ, コントラストのある中間調を持つ画像の 2次元自己相関関数をオンライン測定できたのでここに報告する。

ここで装置内のレンズ表面, スライド面等による反射光は水平偏光であり, 信号成分は垂直偏光であるから信号成分のみを検出することになる。使用

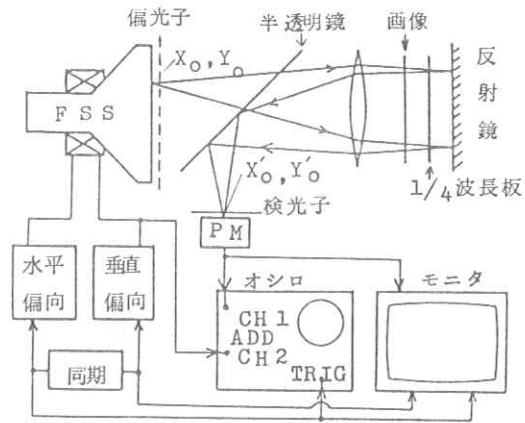


図 1. 改良装置の原理図

2. 改良装置の原理

改良した装置の原理を図 1 に示す。光源である FSS の前面に偏光板 (偏光子) を置き, 光を水平偏光とする。スライドを透過した光はうしろに置かれている $1/4$ 波長板に入射する。この $1/4$ 波長板では図 2(a) に示すように入射光を直交する 2 つの成分に分け, $1/4$ 波長の相対的位相差を生じさせるため, 透過光は円偏光となる。この光が鏡に反射し, 再び $1/4$ 波長板に入射すると図 2(b) に示すように, さらに $1/4$ 波長の位相差を生じ透過光は垂直偏光となる。この光がスライドを透過しレンズにより集光され, 光電子増倍管の前面に挿入された偏光板 (検光子) により, 垂直偏光のみを光電子増倍管に入射させる。こ

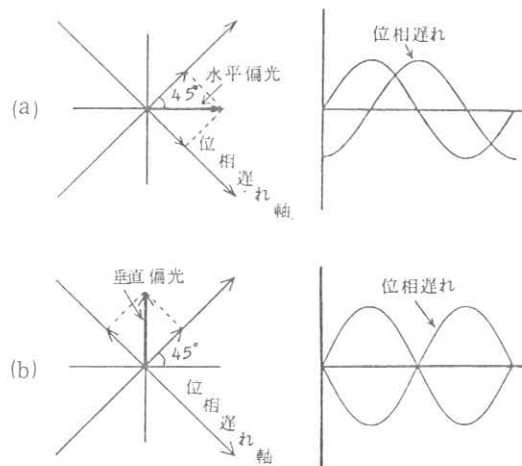
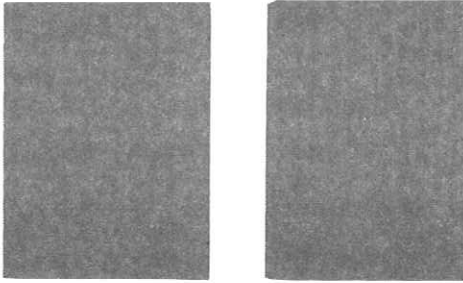
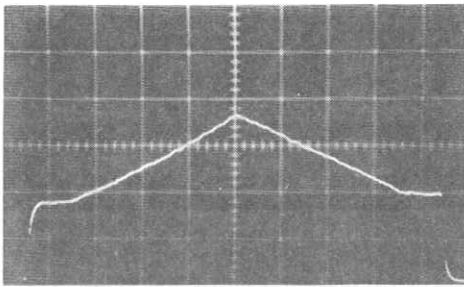


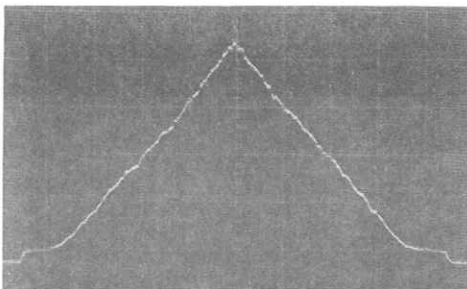
図 2. $1/4$ 波長板



(a) 原 画

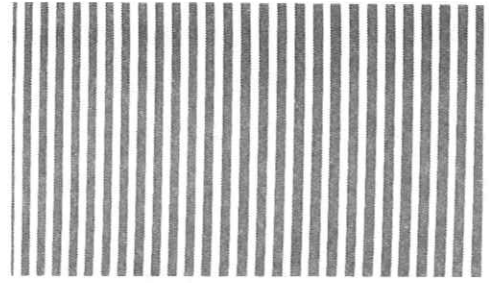


(b) 自己相関関数 1 ライン (改良前)

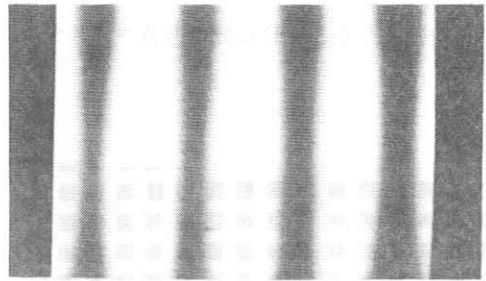


(c) 自己相関関数 1 ライン (改良後)

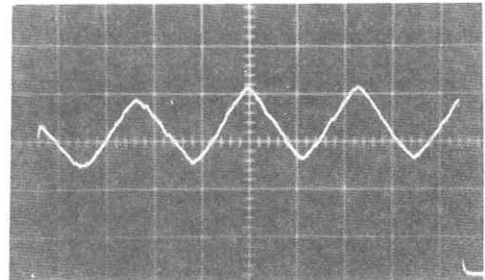
図 3. ス リ ッ ト



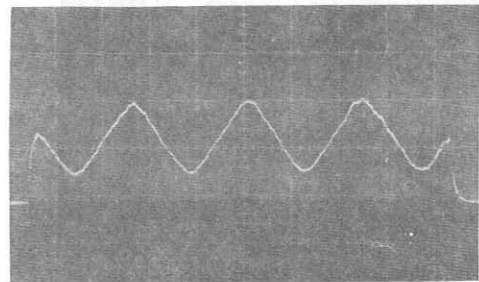
(a) 原 画



(b) 自己相関関数の 2 次元表示



(c) 自己相関関数横方向 1 ライン表示 (改良前)



(d) 自己相関関数横方向 1 ライン表示 (改良後)

図 4. 縦 縞

した偏光板は2枚平行で22%、直交で1%以下の透過率である。また、レンズ表面での反射を抑えるために、FSSの発光ピーク波長(400 nm)で反射率がほとんど0となるマルチコーティングを行なった。

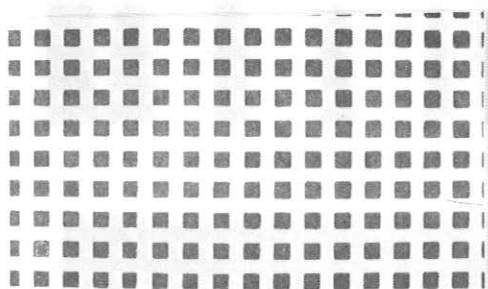
3. 改良装置による自己相関関数の測定

改良前に入力した画像と同じ原画を使用し、測定した結果を図3~6に示す。スリット(幅2.95 mm)についてみると、DC分であるペDESTルは

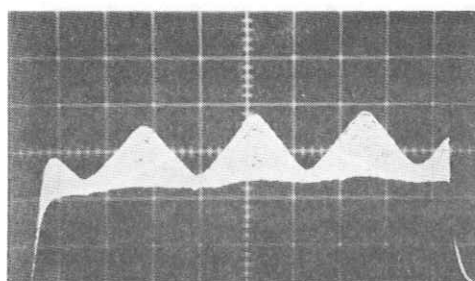
約1/15に減少し、傾きも見られない。また、中間調を持つ画像の自己相関関数を図7に示す。

4. むすび

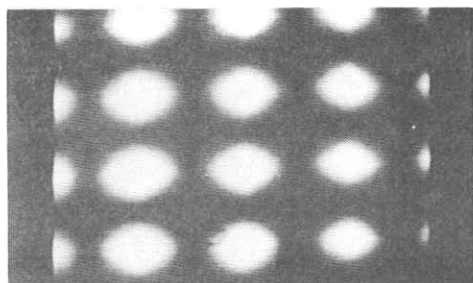
従来の光学相関器を改良し、FSSと簡単な光学系を用いることにより、2値画像および中間調を持つ一般の透過画像の2次元自己相関関数を高速(1秒間)で測定表示する装置を作ることができた。



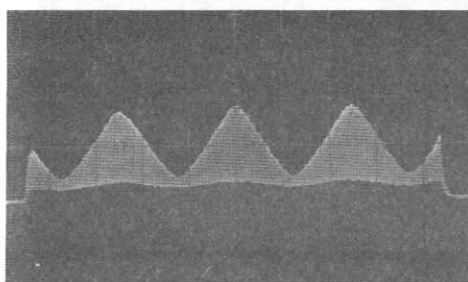
(a) 原 画



(c) 自己相関関数横方向重畳表示(改良前)

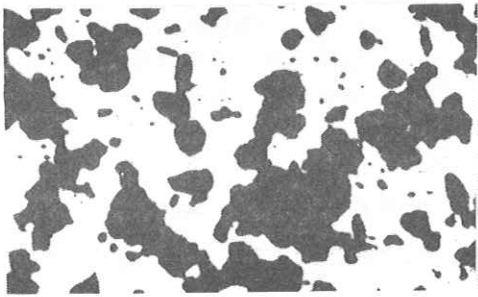


(b) 自己相関関数の2次元表示



(d) 自己相関関数横方向重畳表示(改良後)

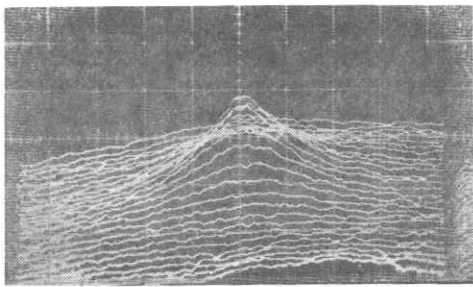
図 5. 格 子



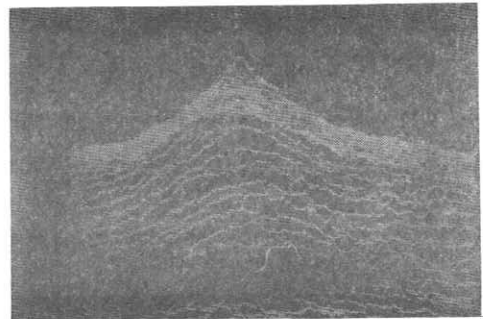
(a) 原画 (6.3倍・ネガ)



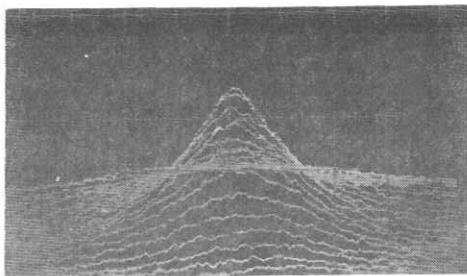
(a) 原画



(b) 自己相関関数の3次元表示 (改良前)



(b) 自己相関関数の3次元表示



(c) 自己相関関数の3次元表示 (改良後)

図7. 一般画像

文献

- 1) 長谷川他：放射線像研究 Vol.11 No.2
p.p.69~74 (1981)
- 2) 橋向 他：第8回画像コンファレンス
1-1 (1977)
- 3) 小山 他：電子通信学会技術資料
IE-80-94 (1981)

図6. ランダムノイズ

光学的フーリエ変換による X 線フィルムの粒状性

城西歯科大学 歯科放射線学講座

山田英彦, 丹羽克味, 奥村泰彦

高木 仁, 川津泰一, 金井良維

1. はじめに

コヒーレント光学系によるフラウンホーファー回折を利用し、X線フィルムの粒状性を現像温度および濃度の差に対して、それぞれの振幅透過率分布分析から求める方法を試みた。感光材料の粒状性測定は、フラウンホーファー回折を用いた方法¹⁾も含め、従来から多くの測定評価が試みられているが^{2),3),4)} 本研究ではフーリエ変換面に特殊なディテクターを用い、その回折光の光強度分布を電気信号に変換して粒状性の空間周波数分布を測定した。

2. 実験装置

2次元フーリエ変換光学系は図1に示すとおりである。

L_1 は $f = 810$ (mm), L_2 は $f = 340$ (mm), A は円形で $d = 22\phi$ (mm), P_1 面は入力画像の空間周

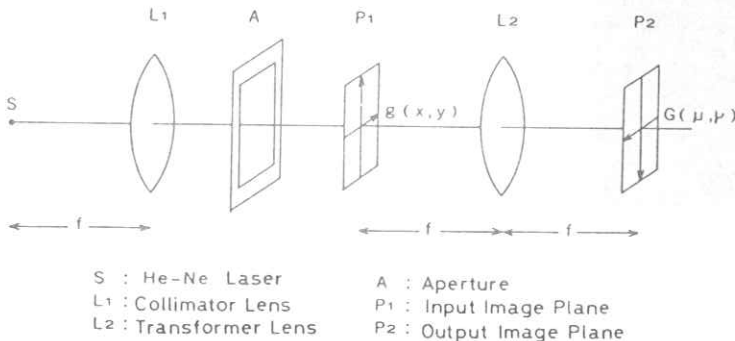
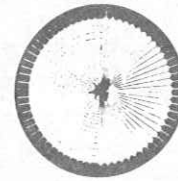


図1. 二次元フーリエ変換光学系

波数分布域および P_2 面の開口径 ($d = 30\phi$) の影響で、今回は L_2 と P_2 の間に設定し、その位置は P_2 面前方 40 (mm) とした。 P_2 面には、図2に示す極座標型多素子検出器 (Recognition System社製) を用いて、2次元フーリエ変換出

Schematic Pattern of Polar Co-Ordinate Photodetector Array



RINGS 1-32ch. WEDGES 1-32ch.

$$\omega = \frac{X}{\lambda F}$$

X: Ring Radius
 λ : Wave Length
 F: Focal Distance
 ω : Spatial Frequency

図2. 極座標型多素子検出器

力画像をサンプリングする方法で測定を行なった。ここで測定系および装置について、詳しくはほぼ同一内容なので放射線像研究 (通巻 61号)⁵⁾ を参照されたい。

3. 実験方法

入力画像は、一般に歯科

TEST FILMS

- ・ AGFA - GEVAERT CURIX x - ray film
- ・ DUPONT CRONEX 4 medical x - ray film
- ・ FUJI dental panorama x - ray film (RX)
- ・ FUJI dental x - ray film
- ・ HANSHIN dental x - ray film
- ・ KODAK BLUE BRAND film (BB-5)
- ・ KODAK dental x - ray film
- ・ KODAK X - OMAT S film (XS-5)
- ・ SAKURA dental x - ray film
- ・ SAKURA medical x - ray film (AL)

表 1.

用X線フィルムとして用いられているフィルムを中心に、表1に示す10種類のものを使用した。これらのフィルムに対して、それぞれ現像温度(20℃と26℃)による差、およびフィルム濃度($D=0.5$ と $D=1.0$)による差について、原画像を直接入力する方法で比較した。現像液はフジRD・1、現像時間は静止手現像処理で4分間であり、定着液にはフジハイレンフィックスを用いて入力画像の作成を行なった。

実験では、入力画像が一様にランダムな分布を示す銀粒子なので、空間周波数成分のみの測定に

限り、各現像温度および濃度に応じた粒状性のパワースペクトルを図2に示すディテクターによって測定した。すなわち、32チャンネルの素子に0(lp/mm)から597(lp/mm)まで周波数が分解されている。各素子は入力画像による回折光の光強度分布に比例した直流電圧出力を測定している。実際には、生データの出力をフィルムベースのみの入力画像による0次および円形開口で補正を行ない、さらに光強度分布曲線の最高出力値を1.0にノーマライズしている。

なお、原画作成にあたって、歯科用X線発生装置(管電圧56kVp,管電流7mA)によりFFD=1(m)にて増感紙なしで各フィルムを曝射感光させている。

4. 実験結果

X線フィルムの粒状性を、本実験装置により回折光の光強度分布の空間周波数で測定比較し、その代表4例を上げると図3～図6のようになる。

これらのパワースペクトルに対して、等現像温

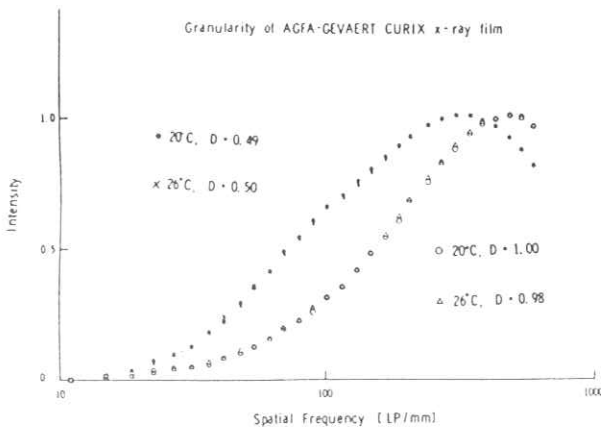


図3. AGFA-GEVAERT CURIX x-ray filmのパワースペクトル

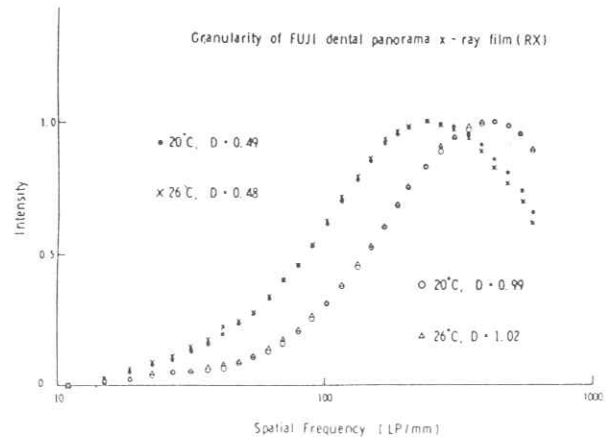


図4. FUJI dental panorama x-ray film (RX)のパワースペクトル

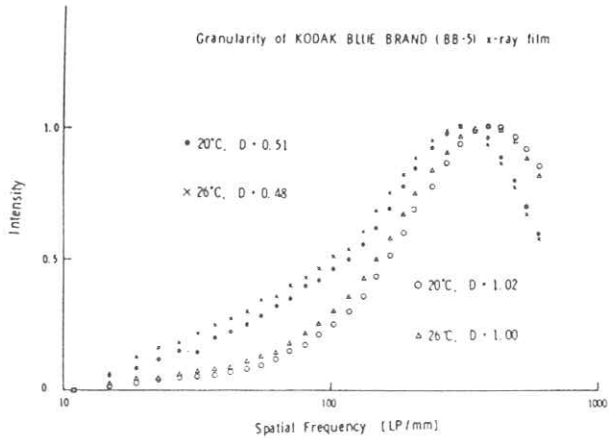


図5. KODAK BLUE BRAND film (BB-5)のパワースペクトル

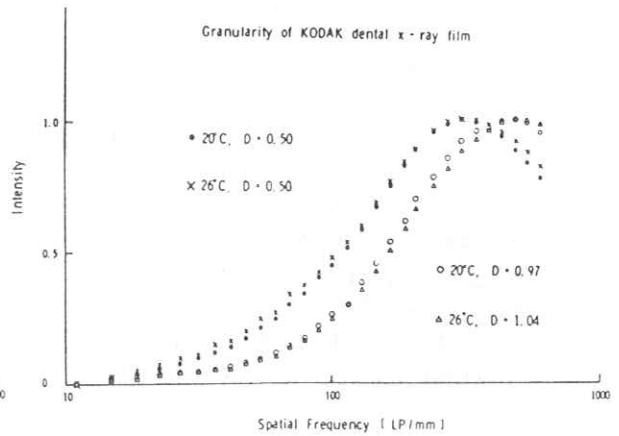


図6. KODAK dental x-ray film のパワースペクトル

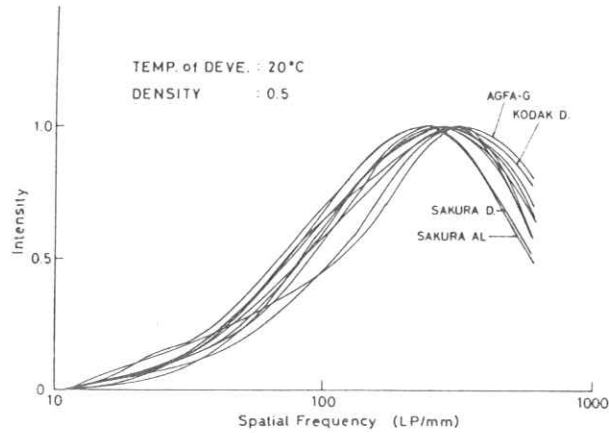


図7. 現像温度 20°C, 濃度 0.5 のフィルムのパワースペクトル

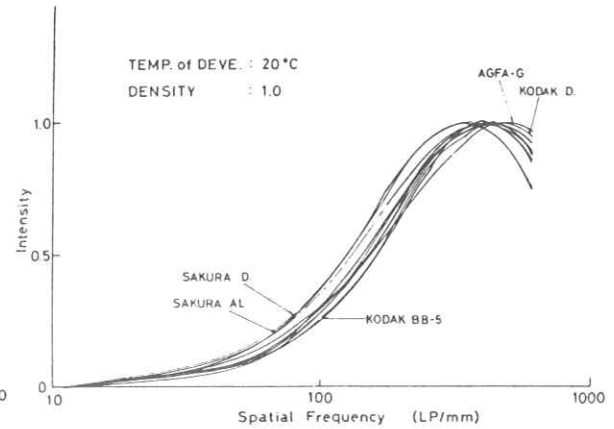


図8. 現像温度 20°C, 濃度 1.0 のフィルムのパワースペクトル

度および等濃度のフィルムを同一グラフ上に描くと、そのパワースペクトルは図7～図10のようになる。但し、このグラフにおけるフィルム名は特徴的なものみの記入に限ってある。

ここで、各フィルムについて、その現像温度および濃度値に対して、光強度分布の最高値を示すピーク周波数値、光強度分布の最高値から80%域までの帯域幅等を表示すると表2のようになる。

この表において、ピーク周波数のところに書き

込んだ数値 (lp/mm) は、等現像温度処理での濃度差だけに対するピークレベルの移動量であり、この数値が大きいほど濃度差による粒状性のパワースペクトルが変動することを意味している。

80%帯域のところの数値では棒グラフで示された帯域幅の数値 (lp/mm) であり、この数値の大小によって粒状性の均一性の評価がある程度できると思われる。

次に10種類のX線フィルムについて、今回の

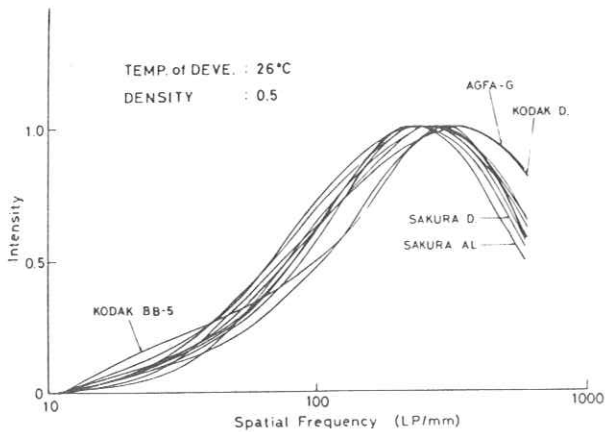


図9. 現像温度 26°C, 濃度 0.5 のフィルムのパワースペクトル

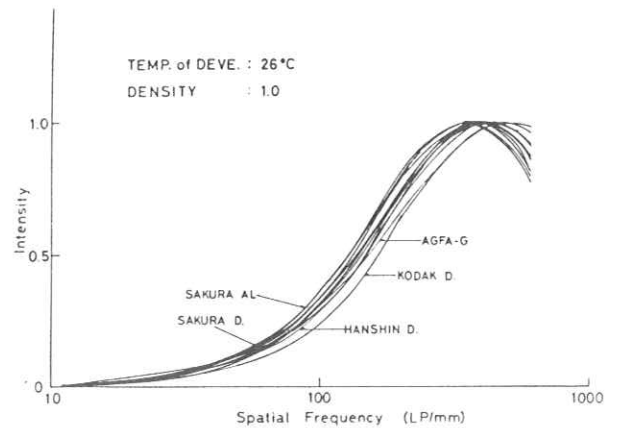


図10. 現像温度 26°C, 濃度 1.0 のフィルムのパワースペクトル

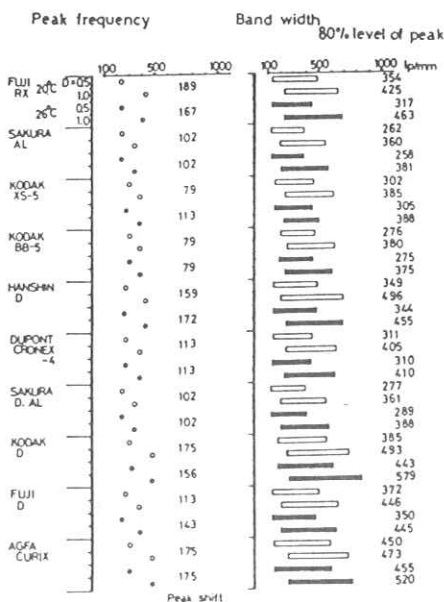


表2. 各種フィルムのパワースペクトルにおけるピーク周波数と80%帯域巾

測定結果から主な特徴を記すと以下ようになる。

- (1) AGFA-GEVAERT CURIX x-ray film
濃度変化によるピーク周波数の移動量は 175 (lp/mm) と大きく、濃度 1 のピーク周波数値は 481 (lp/mm) とかなり高い。また 20°C および 26°C 現

像において、ともに 80% 帯域巾が大きい。

- (2) DUPONT CRONEX-4 medical x-ray film

一般的に低周波数域の強度レベルが 10 種中最も小さい。

- (3) FUJI dental panorama x-ray film (RX)

濃度変化によるピーク周波数の移動量が 189 (lp/mm) と大きく、また濃度 0.5 のピーク周波数値が 242 (lp/mm) と、かなり低い。

- (4) FUJI dental x-ray film

ピーク周波数値は DUPONT とほぼ同じであり、特に濃度 1 のとき 26°C 現像処理になると低周波数域が強調される。

- (5) HANSHIN dental x-ray film

濃度変化によるピーク周波数の移動量が 159 (lp/mm) と大きく、80% 帯域巾もかなり大きい。

- (6) KODAK BLUE BRAND film (BB-5)

濃度変化によるピークレベル移動量は 79 (lp/mm) と最小であり、また低周波数域での光強度

分布は他に比較してかなり大きい。

(7) KODAK dental film

濃度変化によるピーク周波数の移動量が175 (lp/mm)と大きく、ピーク周波数値も濃度0.5が306 (lp/mm)濃度1.0が481 (lp/mm)と、かなり高周波領域にある。また低周波数域の強度レベルもDUPONTに次いで低く、110 (lp/mm)以上の周波数域で粒状性を形成している。

(8) KODAK X-OMAT S film(XS-5)

濃度変化によるピークレベル移動量はBB-5に次いで小さく、粒状性の濃度差による変化が少ない。

(9) SAKURA medical x-ray film

低周波数域での光強度レベルが最も高く、濃度0.5および濃度1.0のときのピーク周波数が最小である。

(10) SAKURA medical x-ray film(AL)

今回の測定結果では、SAKURA dentalとまったく同じパワースペクトルを得た。

5. 考 察

ブラウンホーファー回折によるフィルムの粒状性の検討は、マイクロフォトメーター走査による方法に比較して、はるかに広い面積についての平均値を得ることができるので、粒状構造の部分的欠陥の影響を受けにくいことや、パターンが等方的でない構造であっても差支えないことなどが有利な点であると考えられる。今回の測定では直接原画像を入力できたため、顕微鏡拡大した前処理画像のようなフィルム乳剤層のうちある一層のみの拡大された画像を入力する方法より、すぐれたものと思われる。そこで、医学フィルムが両面乳剤

であるので、両面乳剤と片面乳剤とのパワースペクトルの測定比較を行なったが、その結果、両者の間に差は認められなかった。

一方、各フィルムの粒状性を、実験に使用した特殊なディテクターでその回折光の光度分布として測定したが、グラフでは、0次の出力レベルを各フィルムごとに補正し、また円形開口の回折による光強度分布を、フィルムの粒状性の強度分布から差し引くことによりそのパワースペクトルを求めている。本来、この実験に使用したディテクターは、ガウシアンな光強度分布をリニアに表示し得ることができるように設計されているので、フィルムの銀粒子のようなランダム画像では、単位面積当りの出力値でそのパワースペクトルを出す方が良いのかもしれない。また、円形開口補正も、その開口による回折がフーリエ変換面での粒状性のパワースペクトルにコンボリューションされたかたちで出力されるので、今回の補正も適切ではないと考えられるが、この問題に関してあらためて検討する。したがって本装置によるX線フィルムの粒状性の測定は、このような補正の問題を多く残してはいるが、相対的評価として各フィルムの各項目ごとにそれぞれ粒状性に有意性が見出せたと思う。

6. 結 論

光学的2次元フーリエ変換法により、10種類のX線フィルムの粒状性を現像温度および濃度による差に対してそれぞれ比較し、以下のようなことがわかった。

- (1) 現像温度差(20℃と26℃)による粒状性の変化はあまりなかった。

- (2) 強度ピークレベル値の周波数帯域は、濃度 0.5 では 242~344 (lp/mm)、濃度 1.0 では 344~481 (lp/mm)であった。
- (3) 同一フィルムで濃度 0.5 から濃度 1.0 に変化すると、粒状性は高周波数域へと変化した。
- (4) 両面乳剤および片面乳剤の同一種類のフィルムにおいて、両者のパワースペクトルはほとんど同じであった。
- (5) 10種類のX線フィルムによる粒状性の個体差は、強度ピークレベル周波数および周波数帯域幅にその有意性が見出せた。

文 献

- 1) 田村 稔, 久保田広; "写真銀粒子の power spectrumについて" 応用物理, 26巻3号, p.92, (1957)
- 2) 大上進吾; "写真感光材料の粒状性(I)" 応用物理29巻3号, p.169, (1960)
- 3) 大上進吾; "写真感光材料の粒状性(II)" 応用物理29巻8号 p.528, (1960)
- 4) 土井邦雄, 大頭 仁; "ラジオグラフィーにおける粒状性の解析" 放射線像の研究, 2巻8編, p.243, (1966)
- 5) 山田英彦, 丹羽克味, 金井良維; "光学的フーリエ変換によるX線フィルムの画像解析" 放射線像研究, Vol 9, No 4, p.175, (1979)
- 1) 田村 稔, 久保田広; "写真銀粒子の power

シンチレータの特性 — 積分棒型 —

| | |
|----------------|-------------------|
| 三井記念病院 RI センター | 入江忠志, 仙貫忠夫, 木下幸次郎 |
| 日立電子 | 山口奉頼 |
| 応用光研 | 松本義一 |
| 筑波大附属病院 | 秋貞雅祥 |

1. はじめに

シンチカメラを用いて RI アンギオグラフィの検査を行なう場合、ポーラス状に高計数率の RI を注入する必要がある。しかしその場合、しばしばアーティファクトが出現し、シンチグラム読影上に重大な障害を来すことがある(図1)。そこで我々は、アーティファクトの原因と対策を検討し、さらにシンチレータの特性上極めて良好な結果を得たので報告する。

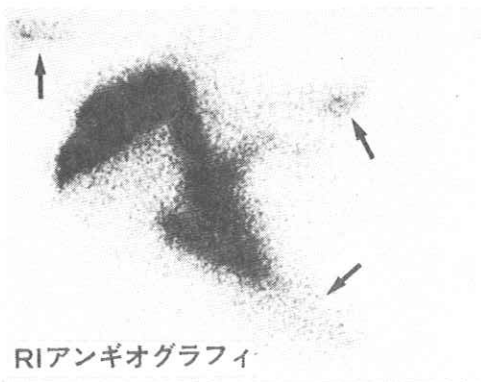


図1.

2. 板状蛍光体によるアーティファクトの現状

シンチグラム上にイメージングされるアーティファクトの形状は線源を中心に放射状、星状、又は周辺に円形状に描写されるもの等、形はさまざま

までである。アーティファクトの原因はいろいろ考えられるが今回我々は NaI(Tl)シンチレータを中心に調べてみた。点線源のガンマ線がそのエネルギー

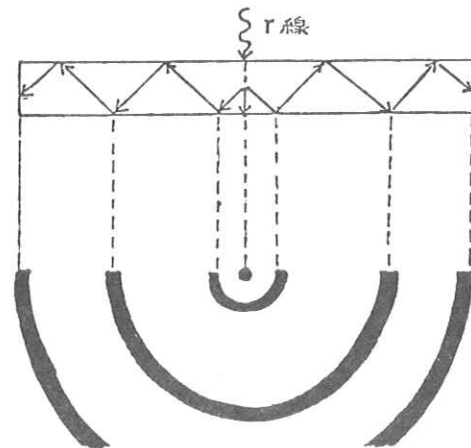


図2.

ギーを吸収するのに十分な厚さをもつ NaI(Tl)シンチレータに入射すると、蛍光に変換され発光する。その光は NaI(Tl)シンチレータ内において散乱し、射出面では NaI(Tl)の屈折率、 $n \div 1.75$ で決まるところの全反射を起したものは入射面へ向い、その散乱光の一部はさらに全反射をして射出面へと向う。そのくり返しにより線源の周辺に波紋状のアーティファクトが出現する(図2)。

以上のごとくシンチレータ内での光の散乱によってアーティファクトが発生すると推定される。

われる短
半減期，
中・高エ
ネルギー
のガンマ
線に用い
ると透過

| 方 法 | 利 点 | 欠 点 |
|-----------------------------|-----------|--------------------------|
| 1. 蛍光板の厚さをできるだけ薄くする。 | 工作が簡単である。 | 高エネルギー側の変換効率が著しく低下する。 |
| 2. 光の射出面を粗面にし、側面に光の吸収体を入れる。 | 側面は有効。 | 射出面を粗面にすると光の出力が散乱して減少する。 |
| 3. 電気回路で補正する。 | 簡単である。 | 電氣的出力が低下する。 |

表 1.

シンチグラム上に現われるアーティファクトの形はシンチカメラに装着するコリメータのホルの形状により線束の断面が円形，三角形，四角形，六角形，等さまざまあり，その結果コリメータとガンマ線の干渉や出力分布の差から，放射状，星状，或いは円形状にイメージングされるものと考えられる。

現在使用されているシンチカメラは各社とも分解能に重点を置き，シンチレータを薄くしておりそのためテクネチウム99m程度までの比較的低エネルギーガンマ線ではNaI(Tl)の蛍光板の厚さを薄くすれば感度をあまり下げずに解像力の良い像を得られるが，これから利用されると思

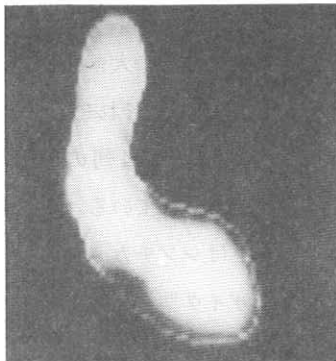


図 3.

して，蛍光変換効率が低下する。

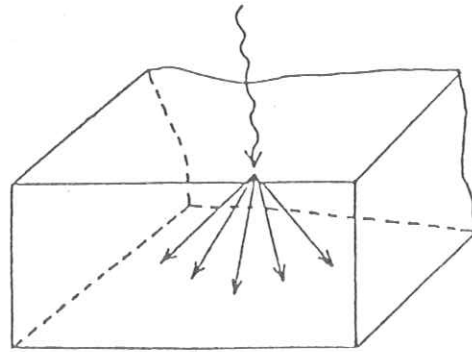


図 4.

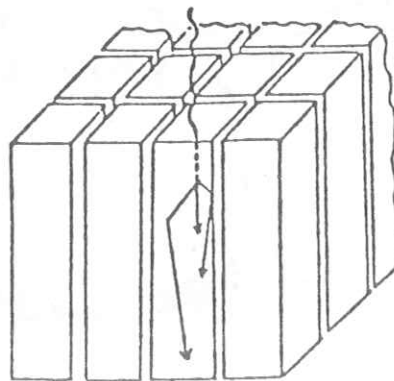


図 5.

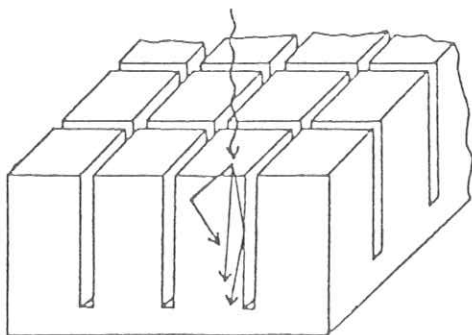


図 6.

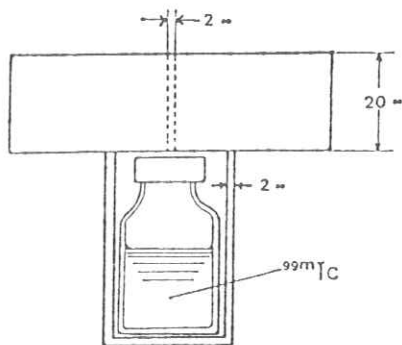


図 8.

3. アーティファクトの対策

これまでも多くの方法によりアーティファクトの対策がなされて来た(図1)。しかし我々はさらに、エネルギー依存性をなくしかつ感度、分解能が良く、アーティファクトの出ないシンチレータとして、アンガー型の板状蛍光体ではなく光学積分棒形蛍光体(以下棒状蛍光体)であることが望ましいと考える。

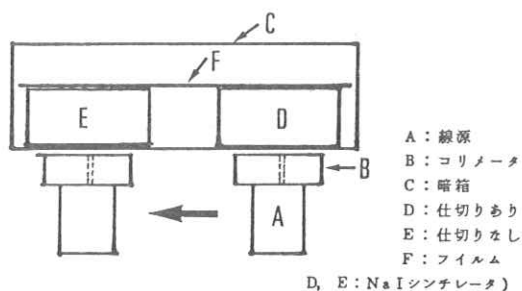
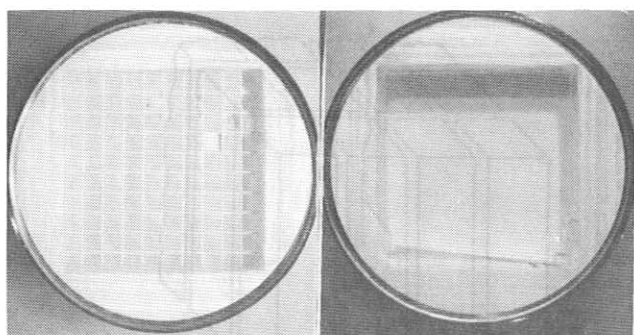


図 9.



A

B

図 7.

4. 光学積分棒形蛍光体の特性

ベアド・アトミック社製²⁾のオートフロロスコープは蛍光体素子の大きさが、0.83 cm角×3.8 cm高さの角柱でそれぞれケースに封入されたうえ、14行×21列の基板状に総数294本が組立てられている。このオートフロロスコープはシンチカメラの板状蛍光体に比し、モザイク型蛍光体であるため解像力が各素子の寸法で決まる。

線源とコリメータ間距離による解像力の

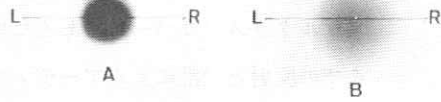


図 10.

変化は少ない。特に各蛍光体素子をケースに封入してあるためシンチレータ内での光学的散乱が少なく、アーティファクトのないイメージが得られる(図3)などの利点がある。一方、加工性の困難、高価格、ライトガイドによる変換蛍光量の損失が大きい。時間分解能がシンチカメラと比し大差ないなどの欠点もある。これらの歴史的背景をもとに筑波大学の秋貞教授、他日立電子、応用光研の方々が協力し、新発想の溝切り蛍光体を開発した。その特徴は個々の蛍光体素子を1つ1つ束ねないで、蛍光板に必要とする所要の寸法で切込み、溝切りを入れたものである。図4に板状蛍光体、図5に棒状蛍光体、図6に溝切り蛍光体の構造と光の散乱状態を示す。

そこで実際に試作したNaI(Tl)シンチレータを用いて、テクネチウム99mのガンマ線による実験を板状蛍光体と溝切り蛍光体について行った。使用したシンチレータの構造は溝切蛍光体は52×52mm、厚さ26mm(溝切り部16mm+基部10mm)、MgOのスペーサを溝切り部に入れたもの(図7-A)と板状

蛍光体で、50×50mm、厚さ16mm(図7-B)の2ケである。線源にはテクネチウム99mを20mCi用い、線源の囲りと底を2mmの鉛でシールドし、ガンマ線の射出方向には厚さ20mmの鉛に直径2mmのホールをあげ線束をコリメートし細線束となるようにした(図8)。露出方法は図9に示すように各々のシンチレータを完全に遮光した暗箱の中に並べて固定し、その上にX線フィルム(フジRXタイプ)

を密着させた暗箱を線源の上に設置し、2ケのシンチレータを各々同一の線源を用いて5分づつ照射した。尚、最初の5分間におけるテクネチウム99mの減衰は無視して行った。

溝切りを入れたものと板状蛍光体のシンチレータの発光分布をX線フィルムに焼き込み、現像処理後にフィルムのガンマ値を求めたところ約2.4であった。そのフィルムをアパーチャ2mmの濃度計を用いて各々LからRの方向に1mm幅で濃度測定を行った(図10)。その濃度値をグレースケールで補正し、シンチレータの出力光量として表

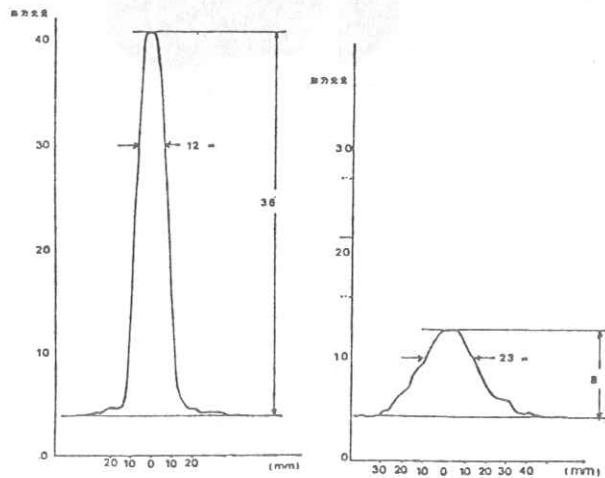


図 11.

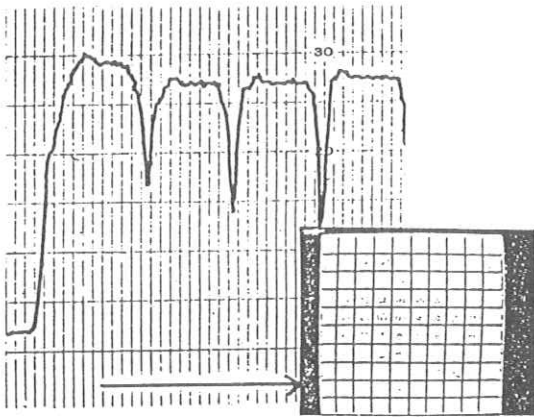


図 12.

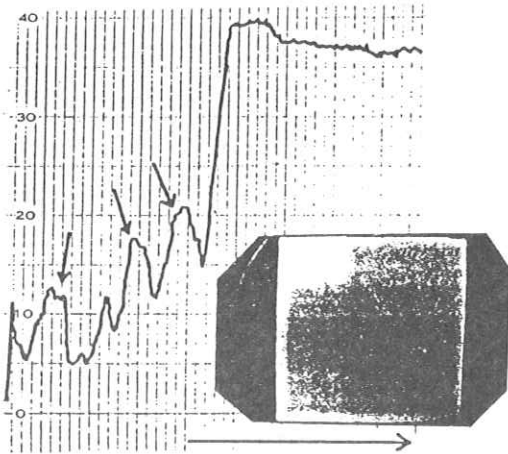


図 13.

わしたのが図11である。図10, 11のAは溝切り蛍光体, Bは板状蛍光体である。

さらに、テクネチウム99mを50mCi, 11×9.5 cm, 厚さ1.5 cmの面線源を用い、8.5 cmの点で10分間づつ各々のシンチレータに照射した。図12は溝切り蛍光体の写真と濃度分布を表わしたものでアーティファクトの発生は見あたらない。

一方、図13に示す板状蛍光体はシンチレータの周辺において反射による出力光量の高い部分(中央部の約1.6倍)があり、さらにシンチレータの射出面をクリスタルガラスでカバーしてあるため、そこでの反射と散乱によるアーティファクトが出現し、光学的散乱によるアーティファクトはシンチレータとクリスタルガラスの両方で著明にフィルム上に描写された。

5. 結 論

以上の結果より、高感度、高分解能を目的として始められた溝切り蛍光体は板状蛍光体に比べ、光学的散乱によって生じるアーティファクトを完全に阻止するので実用上極めて有用なことがわかった。さらにシンチレータ固有の感度と分解能について調べたところ、実験に用いた5.2mm角の溝切りを入れた蛍光体は板状蛍光体よりも、フィルムの最高出力光量より算出した感度によれば約4.2倍、又最高出力光量の70%値におけるピーク幅で求めた分解能は約2倍良くなっていることがわかった。尚、本実験にあたりと

くにR Iアンジオ時のアーティファクトについて適切な御助言を賜わった当R Iセンター井上部長及び東京医科歯科大学講師の松原先生に感謝致します。

文 献

- 1) 中島 他; 放射線蛍光板の一方式: 第28回応

用物理学会講演予稿集 p.309(1967)

2) R. C. Murry & J. E. Dowdey ; 第16回 A A P

M年会報告 8月(1974)

3) 秋貞, 山口 ; 特願 昭50 - 76576

NaI (Tl) シンチレータのフィルター効果

応用光研工業 松本 義一
 三井記念病院 木下幸次郎
 筑波大学附属病院 秋貞雅祥, 兵藤一行, 楠本敏博

1. まえがき

シンチレーションカメラに使用されている NaI (Tl) シンチレータの蛍光減衰時間は約 250 ns であると言われている。このため光電子増倍管の出力波形を波形整形回路に入れて、整形した後、不感時間を短くする試みが行なわれている。

しかし NaI (Tl) の発光帯は図 1 に示す様に可視域と近紫外域のみでも、325 nm, 425 nm, 428 nm があり、これらのナノセカンド光パルスによる励起での発光は Herb²⁾; 石金³⁾ 等によって調べられており、残光の長いものは 425 nm と 428 nm であり、特に 325 nm では 7 ns 以下であることが確かめられている。

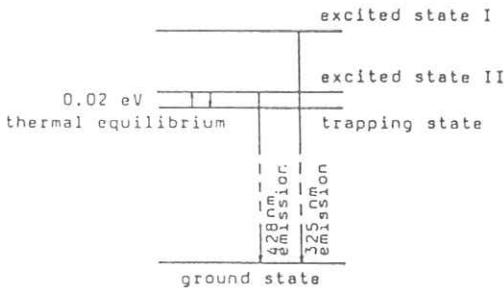


図 1. Schematic energy diagram of the thallos dimer center

7 線による励起の実験は発光時間が 7 ~ 数百 ns

であって、その繰返しが不定期な上、 μ C 程度の線源では ms ~ 秒の間隔で発光するので従来のメモ

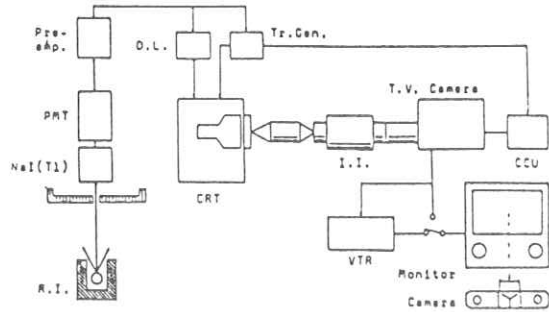


図 2. Blok diagram of the recording system of the single-sweep nanosecond pulses.

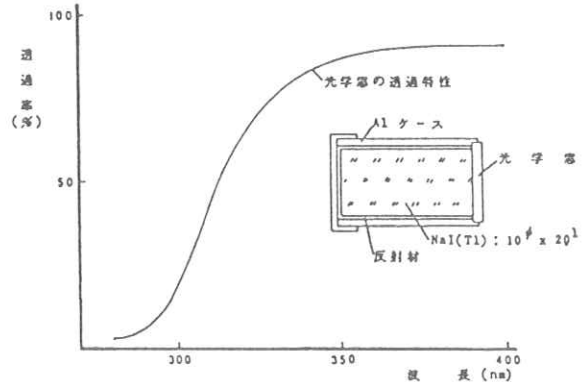


図 3. NaI(Tl) シンチレータ

| フィルタ | 中心波長 | 半値幅 | 透過率 |
|------|----------|---------|--------|
| BP 2 | 320 (nm) | 17 (nm) | 28 (%) |
| BP 3 | 370 | 21 | 17.5 |
| BP 4 | 425 | 14 | 38 |

表 1. 干渉フィルタの特性

リースコープによる測定では困難である。我々は高速度オシロスコープの波形を、I・Iを用いてTVカメラに与え、VTRを長時間メモリとして使用する方法を開発して γ 線励起によるNaI(Tl)シンチレータの波形を調べたので報告する。

2. 実験装置

秋貞等が核医学⁴⁾に報告した図2の装置を用い図3に示したシンチレータの出力側に表1に示した320nm, 425nmに中心波長を持つ干渉フィルタを挿入し、さらに光電子増倍管は低雑音にするために、冷却装置をつけて使用した。また使用した光電子増倍管の特性を図4に示す。

3. 結果

最初従来通りのフィルターなしの発光現象を、VTRに記録し、 γ 線パルス(以下これを主パルスと言う)で同期した約500ns間の波形が図5下方の写真であり、これより主パルスの順次減衰

するパルス列を図5上方の半対数グラフに表わしてある。この点群を最小2乗法で直線近似したものが図中の破線で、この場合には減衰時間は約350ns程度であり、従来の値に近い。

次に中心が320nm, 半値巾が17nmのフィルタをシンチレータの直後に挿入して、撮影した19枚の写真(1例を図6下方に示す)のパルス群を図5と同様に整理すると、個々の γ 線に対応する320nmの主パルスは平均値340mV, S.D. 126mVの分布をしている。残光は200mV以下で、シンチレータ出力に200mV以下を切るディスタクリミネータを入れて利用すれば出力パルスは各々の γ 線パルスに対応する。

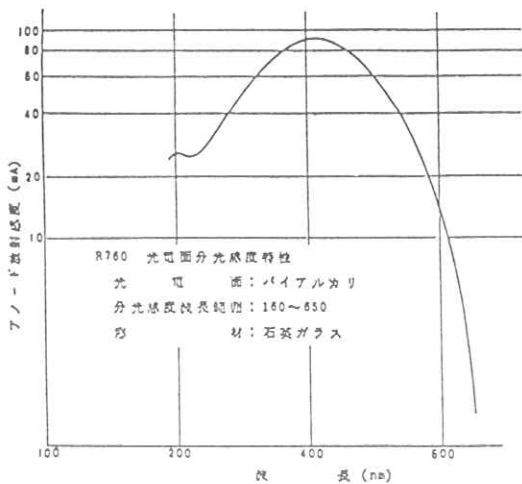


図4. 光電子増倍管の特性

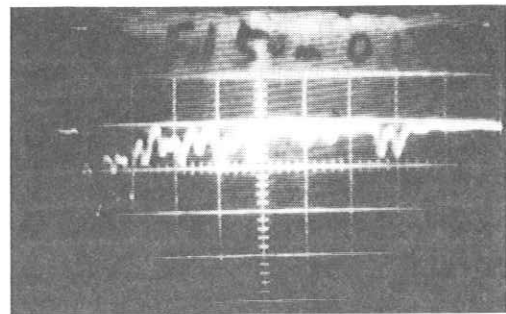
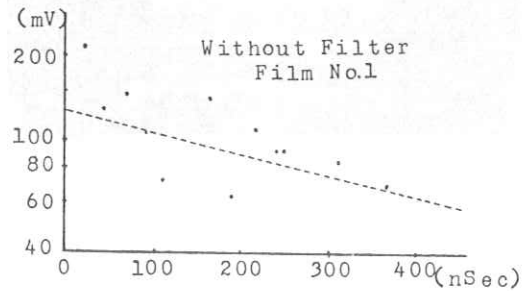


図5. 下の写真は横軸 100mV/div, 縦軸 50ns/div

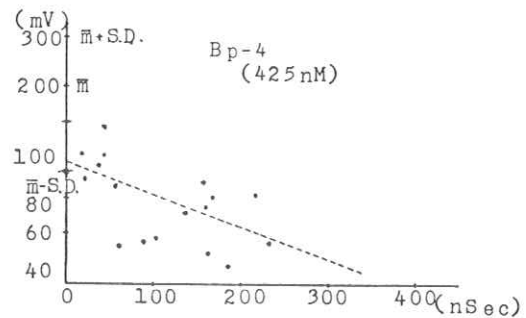
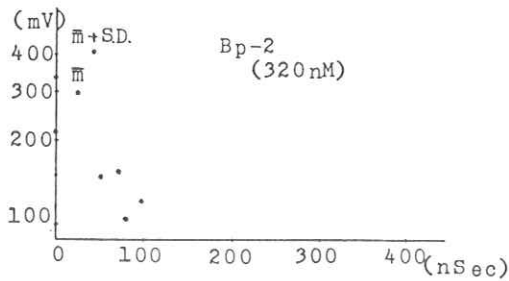


図 7.

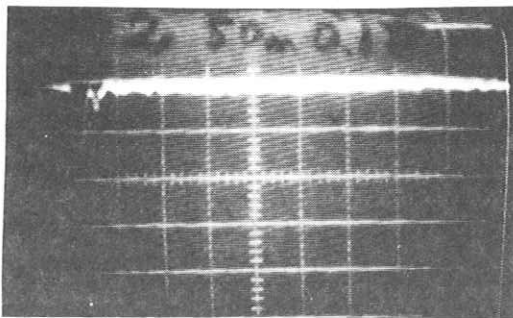


図6. 下の写真は縦軸100mV/div,横軸50ns/div

残光の長い425, 428nmの光は実験に用いた干渉フィルタの中心が425nmで半値巾が14nmであるため、分離する事は不可能であるが、図5と同様に13個の写真を撮影し、各々の写真中のパルスを図5と同様に整理したものを図7に示す。主パルスの平均値は200mVであり、S.D.は100mVでフィルタなしの場合に近い残光時間を示している。

4. まとめ

光励起によるNaI(Tl)シンチレータの遅い蛍光の減衰は425と428nmのレベルの各々のTrapping stateとの間の熱平衡によるものであるが、 γ 線励起に対しても同様であることが確かめられた。実際

のパルスハイトは積分値であるため感度については問題があるが、この結果からシンチレーションカメラの不感時間を短くする事が可能であると考えられる。

参 考 文 献

- 1) 田淵他：高速シンチレーションカメラ．
MEDIX vol.5No1, p.59~64
- 2) G. K. Herb, M. P. Fontana and W. J. Von Sciver : Phys. Rev. 168(1968)1000
- 3) Masuo Ishikane : J. Phys. Society of Japan vol. 36, No6, June. 1974. p.1572
- 4) 秋貞他：A New Method of Recording Waveforms of Scintillation Pulses
核医学 17. p.395. 1980

ステレオ X線写真対よりの中間像の合成

東京工業大学 像情報工学研究施設

岡田 勝行， 本田 捷夫， 辻内 順平

1. はじめに

人間の体内の様子を、CTの様断面ではなく3次元的に表示することに対する要求は大きい。その一つの方法として、図1(a)(b)に示す様に、レンチキュラーシート¹⁾²⁾や、ホログラフィックステレオグラム³⁾等の立体ディスプレイを用いて、X線写真を立体表示することが試みられている。この様な立体ディスプレイを用いると、ほぼ完全な3次元像が得られるが、立体ディスプレイの作成には、撮影方向がそれぞれ異なる、多数(数十~千枚以上)のX線写真が必要である。そのため、現在一般に用いられているX線装置では、撮影が難しく、X線被曝量が増大すること等の問題もある。

ここで、もし 図2の様に2方向から撮影したX線写真から、任意の方向から撮影した様なX線写真が、計算機等を用いることにより合成することができれば、それらの写真を用いて立体ディス

プレーを作成することができ、結果的に、2枚のステレオX線写真対から、3次元像が得られる。

立体ディスプレイを目的とした、ステレオ写真対から任意の方向への投影像を作成する、光学的方法については、大越等による報告⁴⁾がある。この方法は、光学的な処理によるため、処理時間が短いという利点があるが、ノイズやゴーストへの対応が難しいという問題がある。計算機を用いる方法として、以前我々は、微分処理による位相の変化を利用した方法を考案した⁵⁾これは、ステレオ写真対の撮影角度差が小さい場合には良好な像が得られ、演算量も少ないという利点を持つが、角度差が大きくなると、合成像の誤差が増大するため、適用範囲の制限が大きい。

ここでは、ステレオX線写真の特徴に注目し、左右投影像の部分相互相関関数を用いることにより、物体の奥行き方向の情報を抽出して、任意の

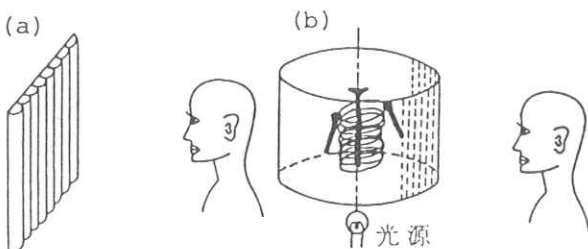


図1. 立体X線ディスプレイ (a)レンチキュラーシート (b)ホログラフィックステレオグラム

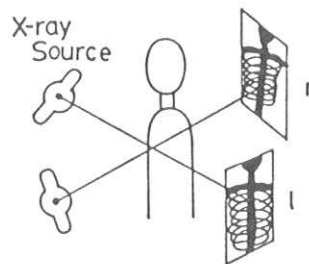


図2. ステレオX線写真の撮影

方向への投影像を作成する方法を示し、あわせていくつかの例について、合成した中間投影像を示す。

2. 部分相互相関関数

任意の方向への投影像は、まず物体の断面の分布を作成し、次に、その断面を任意の方向に投影することにより、合成することができる。しかしステレオX線写真対から、断面の分布を作成するには、投影像の枚数が少ないため、ステレオX線写真の特徴を利用することが必要である。

まず、ステレオX線写真の特徴を整理する。

1. 投影方向数が少ない。
2. 投影像の解像度は良い。
3. 透過物体である。
4. 中間調のある像である。
5. 骨や血管などの器管が、分離していると考えられる。

1及び2より、CTのアルゴリズムをそのまま利用することはできない。例えば、1つの断面を考える場合、左右の投影像を $l(x)$ $r(x)$ として、単純な逆投影を行なうと、断面の分布 $D_B(x, z)$ は、

$$D_B(x, z) = \frac{1}{2} \{ l(x+b) + r(x-b) \} \quad (1)$$

$$b = z \tan \theta \quad (2)$$

と表せるが、 D_B は投影像の方向が少ないため、図3(a)の様に、ゴーストの多い分布となる。ただし、ここで θ は、投影方向の角度差の $1/2$ である。

ここで、もし、図3(b)の様に、物体の存在する部分にのみ値を持つ様な関数があったとすると、これと D_B をかけ合わせる事により、図3(c)の様に、ほぼ正しい断面の分布が得られ、その方向への投影像が得られる。

この関数を求めるため、物体として以下の様な物を考える。上述の特徴5より、物体の存在する

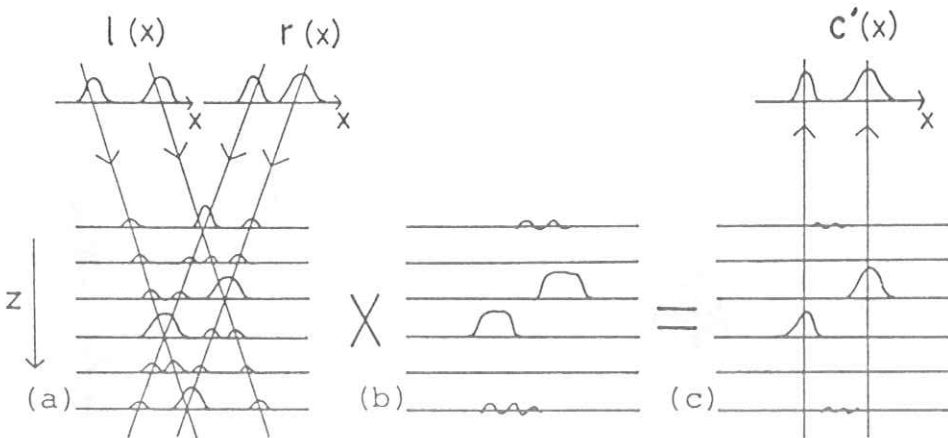


図3. (a)単純な逆投影 (b)物体の位置を示す関数(部分相互相関関数)
(c) (a)と(b)の積をとることにより作成した、断面の分布と、再投影

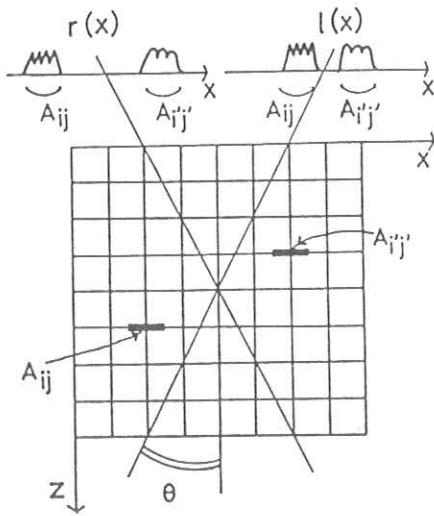


図4. 物体の一断面の分布と、投影像

位置に関する情報は、解像度に比べて粗くても良い。そのため、物体として、図4の様に、その1断面内に、比較的粗い格子点 (i, j) を仮定しその格子点 (x_i, z_j) 上に、平面状の物体 A_{ij} が存在することができる。投影方向の角度差が小さければ、物体はほぼ平面状であると考えことができ、又、非常に厚い物体は、平面物体の重なった物として取りあつかう。この物体を、左右2つの方向に投影した物が、投影像 $l(x)$ 、 $r(x)$ であるが、これらには、物体 A_{ij} がその物体の奥行き方向の位置 z_j に対応して、左右方向へ移動して投影されている。逆に、投影像から、変位量を抽出することにより、その物体の奥行き方向の位置が得られる。

変位量を抽出するには、左右の像から、それぞれ同じ物体が投影されている位置をもとめる必要がある。ここでは、前述のステレオX線写真の特徴、3及び4を考慮して、部分相互相関関数を用いた。部分相互相関関数は、図5の様に、左右像

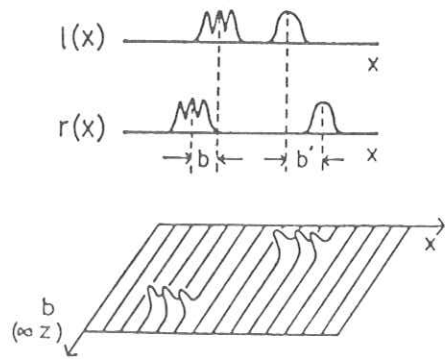


図5. 部分相互相関関数の計算方法

の一部分をそれぞれ切り取り、その切片同志の積の和をとったものである。

$$S(x, b) = \int_{-w}^w \{ l(x+b+s) - \bar{l} \} \times \{ r(x-b+s) - \bar{r} \} ds \quad (3)$$

$$\bar{l} = \frac{1}{2w} \int_{-w}^w l(x+b+s) ds \quad (4)$$

$$\bar{r} = \frac{1}{2w} \int_{-w}^w r(x-b+s) ds \quad (5)$$

ここで W は、積分範囲である。

この関数は、切りとった部分の類似度が高いと大きな値を持つため、切片の位置 x 、変位 b と共に表示すると、図5の様になり、 b が物体の奥行き方向に対応した物体の位置を示す関数となる。そのため、図3の方法により、任意の方向への投影像を得ることができる。

3. 計算方法

投影は、平行投影とする。図4に示した物体の左右方向への投影像、 $l(x)$ 、 $r(x)$ は、

$$l(x) = \sum_{ij} A_{ij} (x - x_i - z_j \tan \theta) \quad (6)$$

$$r(x) = \sum_{ij} A_{ij} (x - x_i + z_j \tan \theta) \quad (7)$$

となる。(3)式で示した部分相互相関関数は、

$$S(x, b) = \int_{-w}^w (l - \bar{l})(r - \bar{r}) ds$$

これに、(6)(7)式を代入して、 $i = j$ 及び、 $b = Z_j \tan \theta$ の場合を分離すると、

$$\begin{aligned} S(x, b) &= \sum_{ij} \int_{-w}^w \{A_{ij}(x - x_i + s)\}^2 ds \\ &+ \sum_{i \neq i', j \neq j'} \int A_{ij} A_{i'j'} ds \\ &= \sum_{ij} T_{ij} + N_1 \end{aligned} \quad (8)$$

となり、物体 A_{ij} の二乗和 T_{ij} と、その他の項、 N_1 となる。 N_1 は、異なった物同志の積の和であるため、 T_{ij} に比べて小さい値をとる。 N_1 の項を減少させるため、適当な閾値処理を行なう。

$$\begin{aligned} S'(x, b) &= TH[S(x, b), k] \\ &\approx \sum_{ij} T_{ij} \end{aligned} \quad (9)$$

$$TH(x, k) = \begin{cases} x & x \geq k \\ 0 & x < k \end{cases} \quad (10)$$

説明を簡単にするため、作成する投影像は、左右の投影像の中間の方向とする。合成された中間像 $C'(x)$ は

$$C'(x) = \frac{1}{2} \frac{\int S'(x, b) \cdot \{l(x+b) + r(x-b)\} db}{\int S'(x, b) db} \quad (11)$$

とあらわせる。これに、(6)(7)(9)式を代入して、 $b = Z_j \tan \theta$ の場合を分離すると、

$$C'(x) = \frac{\sum_{ij} T_{ij} \cdot A_{ij}(x - x_i) + N}{\sum_{ij} T_{ij}} \quad (12)$$

ここで N はその他の項である。もし、物体の重なりが少なければ、(12)式は次の様に近似できる。

$$C'(x) \approx \sum_{ij} A_{ij}(x - x_i) + N' \quad (13)$$

この様に、ここで述べた方法では、物体に重なりがあると、(13)式が成立しないため、正しい像は得られないが、あまり物体が重ならなければ、正しい中間像が得られる。

4. 計算例

(11)式で示したアルゴリズムで、中間像が合成できることを確かめるため、実際に2次元の画像を用いて計算を行なった。以下の計算では、部分相互相関関数は、正規化したものを用い、相関の積分は、2次元で行なった。物体としては、X線写真を手に入れる事が困難であったため、不透明な

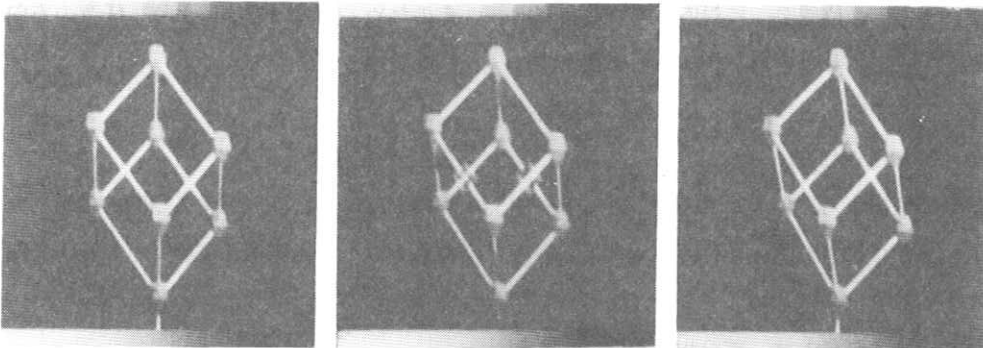


図6. (a) 左投影像

(b) 合成した、中間像

(c) 右投影像

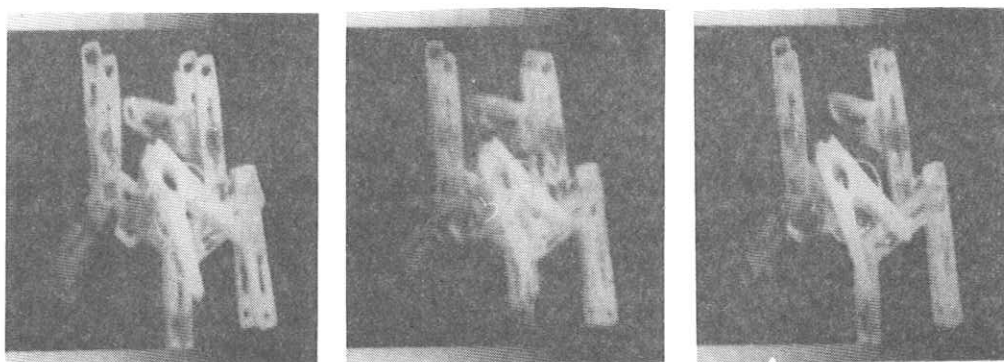


図7. (a) 左投影像 (b) 合成した, 中間像 (c) 右投影像

物体を, TVカメラで入力した画像を用いた。

合成した中間像を評価するために, あらかじめ撮影した正しい中間像 $C(x, y)$ と, 合成した中間像 $C'(x, y)$ との, 二乗平均誤差 E を計算した。

$$E = \left[\frac{\iint \{C(x, y) - c'(x, y)\}^2 dx dy}{\iint \{C(x, y)\}^2 dx dy} \right]^{\frac{1}{2}} \times 100 \% \quad (14)$$

図6は, 線状の物体の場合である。(a)(c)はそれぞれ, 左右投影像で, 撮影方向の角度差 2θ は, 12度である。(b)は合成した中間像で, 左右投影方向の中間の方向へ投影した場合である。物体の重なる部分において, ゴーストを生じているが, その他の部分については良好な像が得られた。この像の場合, 誤差 E は, 11% である。

図7は, 中間調のある物体である。(a)(c)はそれぞれ, 左右投影像であり, 図6と同様, 2θ は12度である。(b)は合成した中間像で, 一部ゴーストが発生しているが, 中間調の再現は良好である。この場合の誤差 E は, 12% であった。

5. 結 論

部分相互相関関数を用いることにより, ステレオ X 線写真対から, 任意の方向への投影像を合成

することが可能なことを示した。ここで述べた方法は, 物体の重なり合いが少ない場合には良好な像が得られ, 中間調の再現も良い。物体の重なり合う際には, 若干のゴーストが発生するが, これはイタレーションを行なうことにより, 改善が可能であると思われる。今後は, 合成した画像を用いて, 実際に3次元ディスプレイを作成する予定である。

参 考 文 献

- 1) K. Sano(Ed) "Atlas of Stereoscopic Neuroradiology", Univ of Tokyo Press (1976)
- 2) J. F. Butterfield, proc. of SPIE 199 "Advances in Display technology" (1979) p. 42
- 3) 池田茂人, 映像情報(M) 18 (昭和54年) p. 1138
- 4) K. Oshima and T. Okoshi, Appl. Opt. 18 (1979) p. 469
- 5) 岡田勝行, 本田捷夫, 辻内順平, 第40回応用物理学会学術講演会予稿集(昭和54年秋) p. 74

デジタル医用画像の表示方法の検討

日立メディコ研究開発センター 堀場勇夫
名古屋工業大学情報工学科 岩田 彰, 石井直宏, 鈴木宣夫, 岡崎和弘
名古屋保健衛生大学 古賀佑彦, 沢田武司

1. はじめに

近年医用画像のデジタル化が急速に進展しつつある。デジタル処理は処理の定常性が高く、かつ複雑な処理要求に対しても柔軟性があり、記録、検索が容易であるなどの優れた特徴を有する。一方検出器を用い被写体透過後のX線強度を直接測定しデジタル化する事によって得られる画像は、検出素子の進歩およびデジタル処理技術を活用する事により、従来のX線フィルム像に比して広いダイナミックレンジと高い濃度分解能が期待される。しかしながらこれらデジタル画像表示に用いられるCRTやフィルムの濃度分解能はせいぜい200グレイレベル程度と低く、像全体のは握と高い濃度分解能を生かした表示が困難である。我々はこうした問題に対し、従来CT装置等に用いられたウィンドウ処理に加え、画像の空間周波数分布に着目したフィルタレーション処理、濃度分布一様化処理およびSIN型変換によるダイナミックレンジ圧縮法による表示を行い、良好な臨床評価を得たので報告する。

2. SIN型輝度変換によるウィンドウ処理

CT画像等のデジタル画像の濃度値は約70dBと非常に広い。にも拘らず臨床上周知な濃度値を濃淡画像として表示する必要があり、従来こ

うした要求に対して注目濃度値付近の値を切り出し、CRTやフィルムに表示する方法がとられている。しかしながらこうした切り出しによるウィンドウ処理では切り出された濃度値以外の情報は画像に全く表現されず、像全体の把握が不可能であった。本処理は注目したい濃度値あるいはCT値付近の輝度こう配を診断目的に合わせて急峻にするとともに、注目濃度値から遠ざかる程しだいに輝度こう配をゆるくし、表示濃度範囲を広げる事を目的とする処理である。図1に本処理方式を示す。図1で上段は従来広く用いられたリニアウィンドウ変換方式であり、実線で示した変換に対して1点鎖線は輝度こう配をゆるくする事によって表示範囲を広げる変換であり、破線は表示濃度値をずらせる変換である。下段は今回検討したSIN型輝度変換によるものでリニアウィンドウと同様に表示範囲や表示レベルを自由に変える事が出来るが、注目濃度値付近の輝度こう配を同一とした場合、リニアウィンドウ処理に比べ約1.5倍の濃度値を表現する事が可能となる。図2に本処理を頭部CT値に適用した画像を示す。本処理例は表示濃度値の範囲をともに脳実質付近に合わせたものであるが、右のSIN型輝度変換による画像では白質と灰白質の分離をより明瞭に表示している。

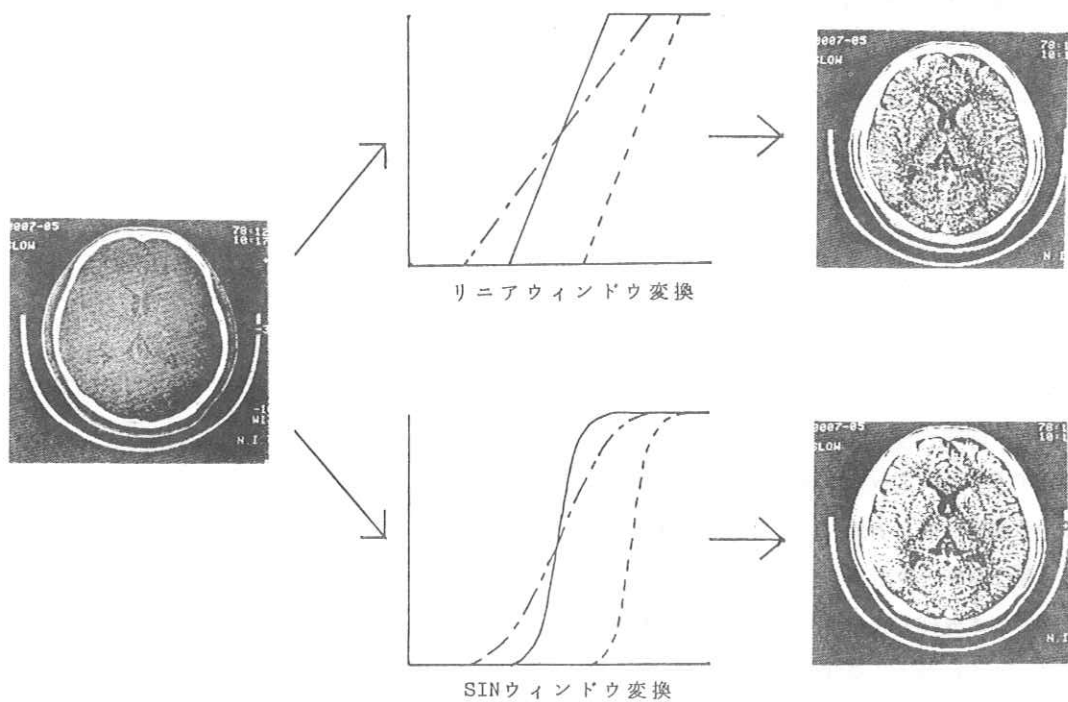
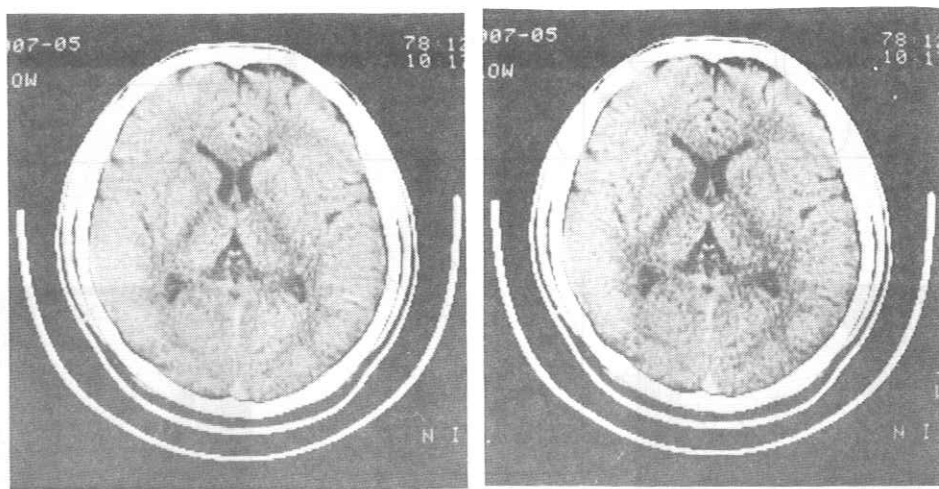


図1. SIN型輝度変換によるウインドウ処理法



(a) リニアウインドウ (b) SINウインドウ
 図2. 2種類のウインドウ処理による画像比較

3. 濃度分布一様化処理

図3に胸部CT像の濃度値の分布を求めた。本例のように濃度値の分布に偏りが大きい時、濃度値をそのまま濃淡画像として表示すると、分布が多い所の濃度情報は同じような輝度として表現される。これに対して临床上は濃度値の類似した組織病変を問題とする事が多く、濃度分布の多い所の輝度変調度を高くする事が要求される。こうした問題に対して画像の濃度分布を一様化することによって、画像に多く含まれている濃度値やCT値付近で自動的に輝度こう配を急峻にする事を目的とした。

図4に本処理方式を示す。すなわち原画像の各ピクセル上に有する濃度値のヒストグラムを図上

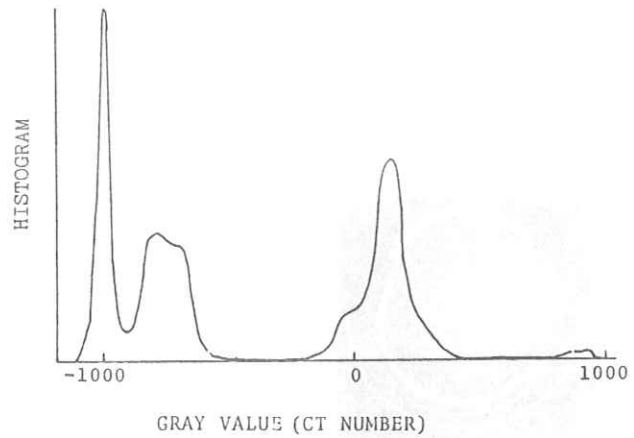


図3. 胸部CT像の濃度値分布

左上のように求める。このヒストグラムから累積度曲線を求め、この曲線を変換テーブルとして原画像の濃度値を変換する事により、濃度ヒストグ

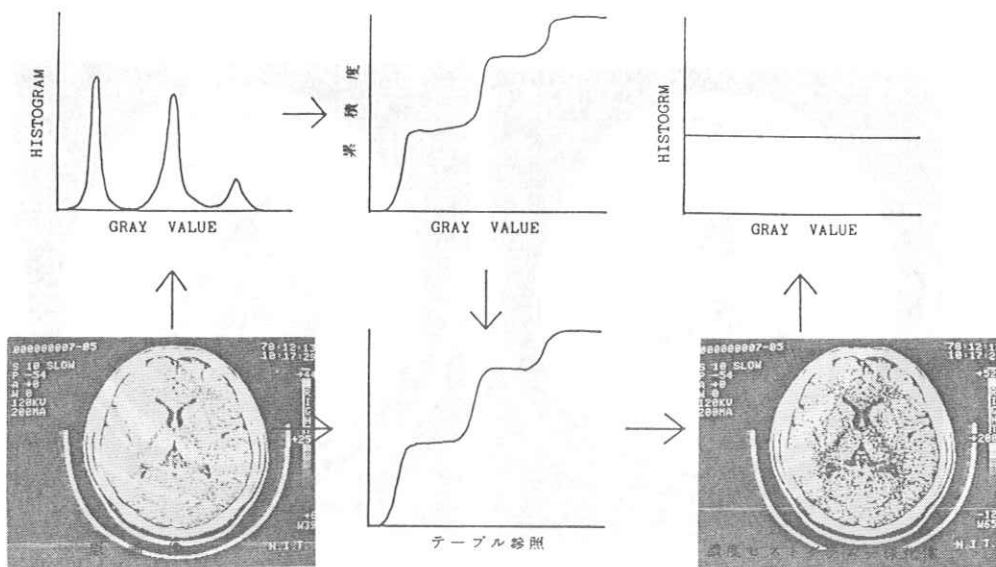
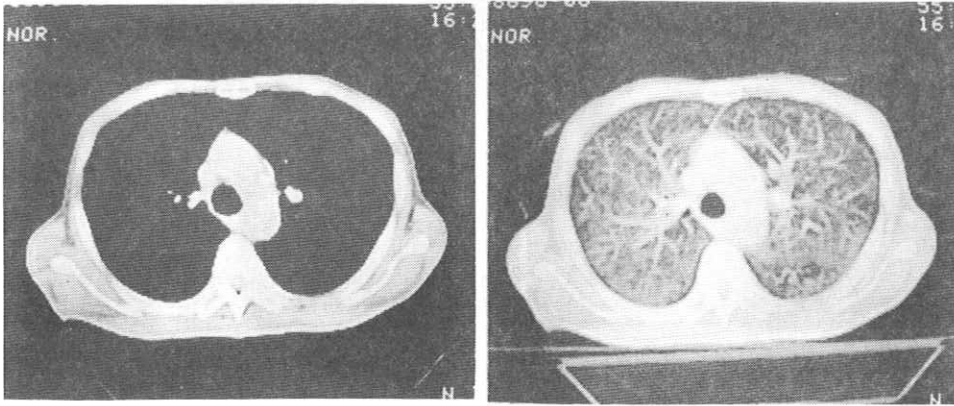


図4. 濃度分布一様化処理法



(a) 原画像

(b) 濃度分布一様化処理による画像

図5. 胸部CT像における濃度分布一様化処理の効果

ラムが一様となる像を得る。図5は本処理を胸部CT像に適用した画像を示したものである。この例では肺野内の血管や気管の走行状況と心臓および肩胛骨付近の筋肉の状況を同時に観察できるといふ効果を得ている。本例のように濃度分布一様化処理は原画像の濃度分布が多峰性のとき有効な結果を得る。

吸収に関する情報を計測したX線ビームに沿う吸収係数の積分値として計測した画像では、画像の空間周波数成分が低周波域に偏る。図6は頭部DR像のパワースペクトルを求めたものであり、画像の空間周波数成分の偏りが顕著である。しかしながら临床上必要な情報は必ずしも非常に低い周波数成分にあるとは限らず、むしろ比較的高い空間周波数成分にあることが多い。こうした問題に対して、図7に示す低周波成分を抑圧するフィルタ関数によりフィルタレーションを行う事により図

4. 空間フィルタレーション処理

デジタルラジオグラフィ(DR)像のようにX線

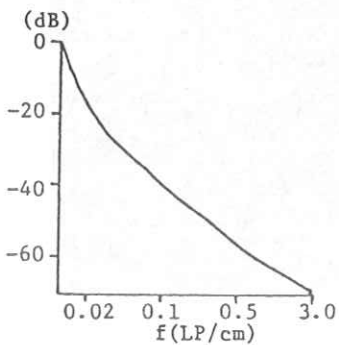


図6. 頭部DR像のパワースペクトル

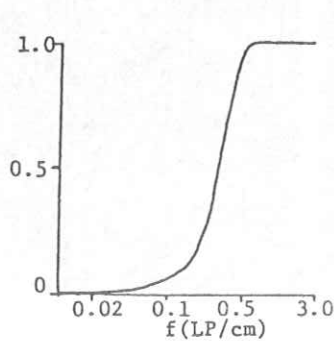


図7. フィルター関数

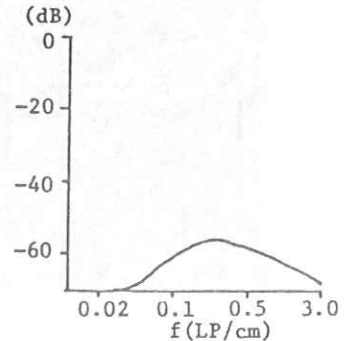
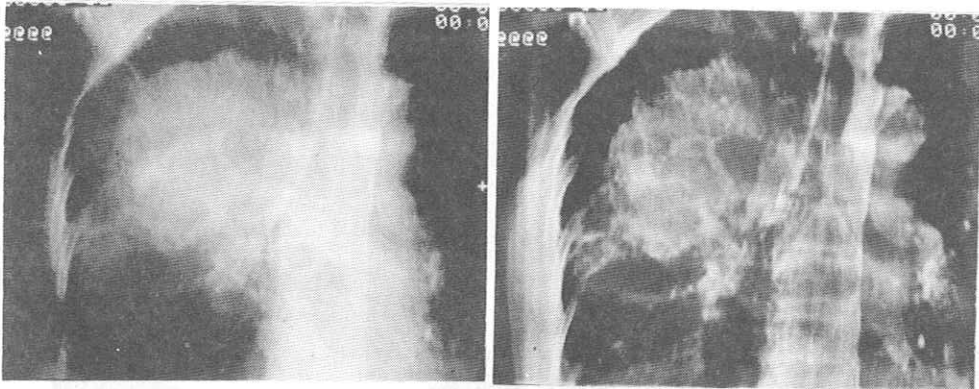


図8. 処理後のパワースペクトル



(a) 原画像 (b) 空間フィルタレーション処理画像
 図9. 空間フィルタレーション処理の効果

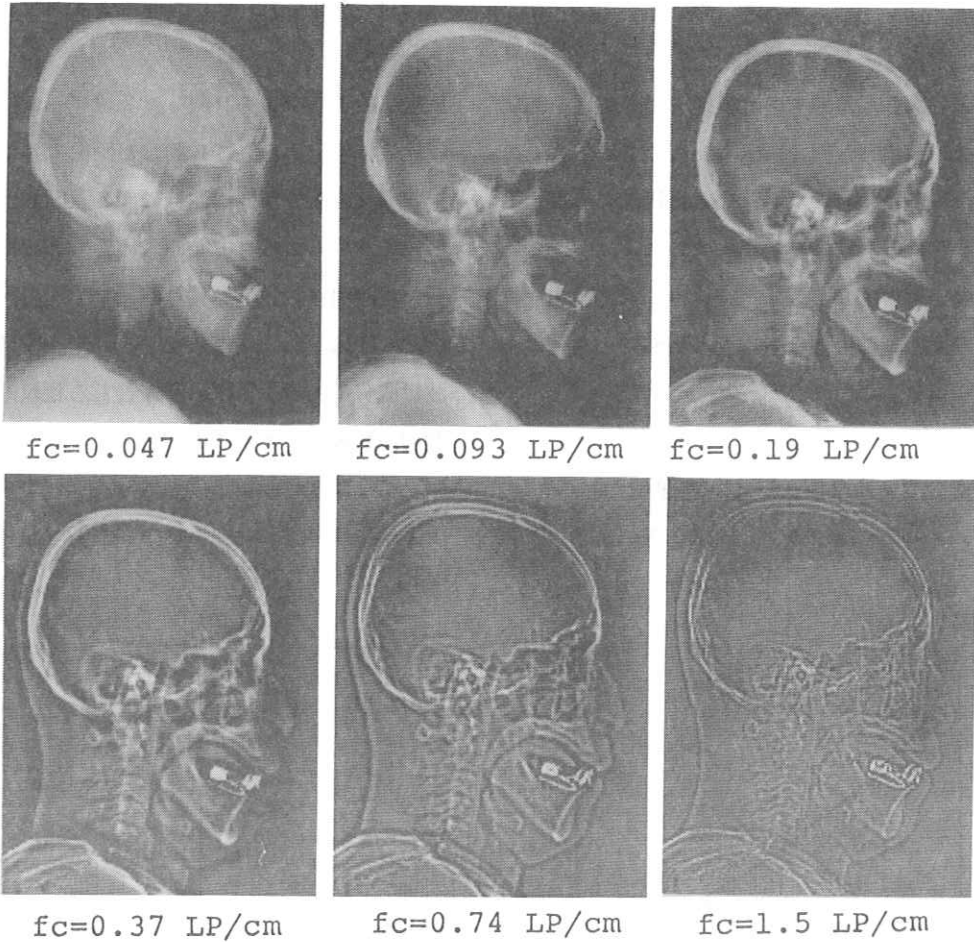


図10. 空間フィルタレーション処理におけるカットオフ周波数と画質

8に示すように、注目する周波数付近に偏った画像を求める事ができる。本処理はこのように空間フィルタによってダイナミックレンジの大部分を占める低周波成分を除去する事によって、相対的に高い空間周波数成分を大きくし、表示ダイナミックレンジを有効に利用して、画像のもつ診断情報をできる限り表現しようとするものである。

図9は胸部DR像に対して空間フィルタレーション処理を実施した画像を示したものである。この画像例では、肺右葉上部に発生した腫瘍の形状を原画像に比べより明瞭に表示するとともに周辺組織との位置関係も同時に読みとる事ができる。また本処理の画像はフィルタ関数の形に大きく依存する。図10はフィルタ関数のカットオフ周波数を変えた時の画像を求めたものである。低周波抑圧フィルタのカットオフ周波数をしだいに高くするに従い、画像の微細構造がしだいに明瞭となる反面、肉感的な像質がうすれる。このように空間フィルタレーション処理ではフィルタ関数によって像質が大きく変わるため、診断目的によるフィルタ関数の最適化が必要となる。我々はこうしたフィルタレーション処理

を頭頸部、胸部、腹部、腰部などのDRについて実施し、どの計測部位についても吸収係数差の少ない画像をよりコントラストよく表示できる事を確認した。

5. ま と め

以上デジタル画像のダイナミックレンジ圧縮法による表示ダイナミックレンジを有効に利用する事を目的とし、いくつかの方法を示し、その臨床効果について検討した。表1はこれらの処理を適用した効果を画像の種類ごとに示したものである。その結果、濃度分布に偏りがある場合や多峰性の場合、SIN型輝度変換曲線によるウインドウ処理や濃度分布一様化処理を施すことによって、同時に多くの診断情報を得ることができ、本処理はこうした画像への適用が有効である事が明らかとなった。また一般に低空間周波数成分の多いDR像では、空間フィルタレーション処理を施すことによって、吸収差の少ない部分をよりコントラストよく表示できるという効果がどの画像についても得られ、本処理が広い適用部位で有効であることが明きらかとなった。

表1. 各種表示ダイナミックレンジ圧縮法の効果

| | 空間フィルタ | ヒストグラム等化法 | SIN窓 |
|-------|--------|-----------|------|
| CT 頭部 | | + | + |
| CT 腹部 | | 0 | 0 |
| CT 胸部 | | ++ | + |
| DR 頭部 | ++ | + | + |
| DR 胸部 | ++ | + | + |
| DR 腹部 | ++ | + | + |
| DR 腰部 | ++ | + | + |

CT用高速アルゴリズムの検討

名古屋工業大学 岩田 彰, 山岸信敏, 石井直宏, 鈴木宣夫
日立メディコ 堀場勇夫

1. まえがき

ファンビーム X線方式の第3および第4世代CTシステムの実用化による, 計測時間の大幅な削減に伴ない, CTシステムの検査対象は頭部のみならず全身にまで広がっている。今日, このようにCT検査が幅広く適用されるのに伴って, たとえば軟部組織中の微小病変部や骨肉部の病変部の検査など, さらに多くのより高度な診断情報を得ることのできるCTシステムが要望され, 又, より高い画質がCT像に要求されている。これらのCTシステムに対する要望に応えるためには, 高コントラスト空間分解能および低コントラスト濃度分解能のより一層の向上が必須であり, また, 画質劣化要因である種々のアーチファクトの軽減方式を確立する必要がある。このため, 我々は, これら画質決定要素の定量的解析を行ない多くの有用な結果を得た^{1,2)}。一方, このような高い画質を得るために, 計測データの増大に伴ない像再構成演算時間が必然的に増加する。このため, 像再構成演算時間の短縮が強くもとめられている。我々は, 計測時間の短いファンビーム方式CTシステムのための新しい高速再構成アルゴリズムについて検討を行なった結果, 極座標上に逆投影を行なうことによって, 演算回数を大幅に削減し, きわ

めて高速かつ実現が容易なアルゴリズムを考案した。本報告では, この極座標逆投影の概要について述べ, 又それによって得られた再構成像と, 他の再構成法によって得られた再構成像とを比較検討した結果についても述べる。

2. 従来の像再構成法^{4),5)}

図1に, 第3世代ファンビーム方式CTシステムのスキャナー構成と計測方式を示す。投影データの収集は, 被検査体計測領域を覆うファンビーム

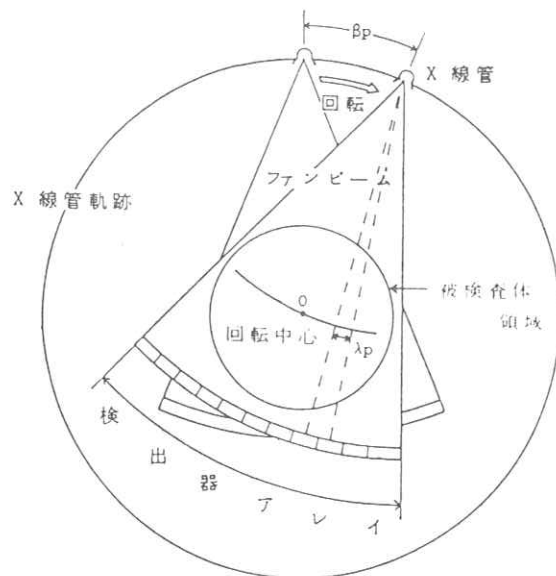


図1. ファンビーム方式CTシステムにおけるスキャナー構造と走査方式

ムX線管と、それに対向して配置された検出器列が一体となって、被検査体のまわりに、180度あるいは360度回転し、その際、パルスX線を一定角度 β_p ごとに曝射し、被検査体領域を通過した透過X線を、一定間隔 λ_p で並んだ検出器列で計測することによって行なわれる。こうして得られた投影データを用いて図2に示した手順により、像再構成を行なう。すなわち、投影データは、X線源と検出素子を結ぶX線ビームに沿うX線吸収係数の積分値に対応する値に変換するための前処理演算において対数変換されると同時に、検出系の非直線性補正を含む誤差補正処理が施こされる。次に、逆投影によるぼけを補正するためのフィルタレーションを各投影データについて行ない、そのあと、逆投影(バックプロジェクション)演算を行なうことによって再構成像を得る。このように多方向から得られる各投影データごとにフィルタレーションを行ない、二次元メモリー空間上に直接ファン状にバックプロジェクションを行なう方法をダイレクトバックプロジェクション法という(以下ダイレクト法と略す)。これに対して、ファン状に得られた投影データ群から並べ換えに

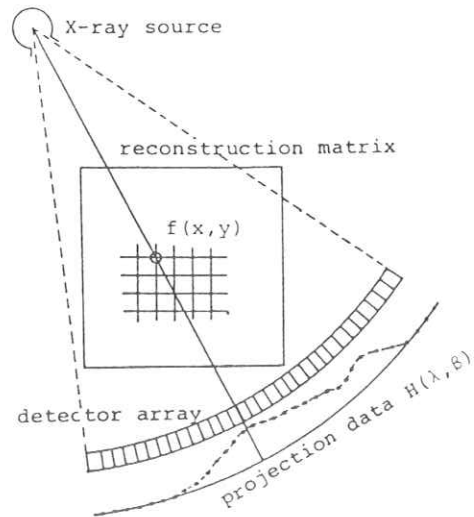


図3. 再構成演算座標系と投影データとの関係

よっていったん平行ビーム投影データを作成し、このデータを用いてフィルタレーションおよびバックプロジェクションを行なう方法(アレンジ法)がある。この方式は、像再構成演算が第1世代および第2世代CTシステムと同一となる為システムの共用性が高いという長所がある。反面一つの

並行ビーム投影データを得るのにファンビーム広がり角度分のファンビームが必要であり、計測と同時に再構成演算を行なうことが困難である。

ここでは、このうち、ファンビームを用いて計測を行なうCTシステムにおける再構成演算の基本となるダイレクト法について解説する。逆投影演算は、投影データを得る過程とは逆処理の関係にあり、多方向か

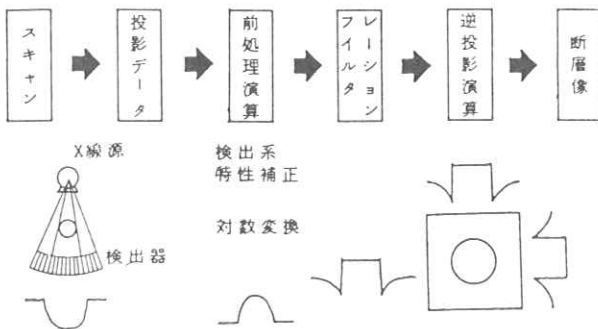


図2. ファンビーム方式CTシステムにおける像再構成演算過程

$$\lambda = D \cdot \left\{ \tan^{-1} \left(\frac{y - D \sin \beta}{x - D \cos \beta} \right) - \beta \right\} \quad (2)$$

$$\frac{1}{\rho^2} = \left\{ (x - D \cos \beta)^2 + (y - D \sin \beta)^2 \right\}^{-1} \quad (3)$$

式中の $1/\rho^2$ は、ファンビーム状計測に起因した逆投影密度と、フィルタ後投影データの X 線源と、座標点との距離 ρ への依存性を補正する重み項である。 $G(\lambda', \beta)$ は、投影データのフィルタレーション結果であり、次式により定式化される。

$$G(\lambda', \beta) = \int_{-\infty}^{\infty} J(\lambda) \cdot H(\lambda, \beta) \cdot \omega(\lambda' - \lambda) d\lambda \quad (4)$$

ただし、 $J(\lambda)$ はフィルタレーション時に必要となるファンビーム効果補正項である。また、 $\omega(\lambda)$ はフィルタのインパルスレスポンスである。(4)式は実空間におけるコンボリュ

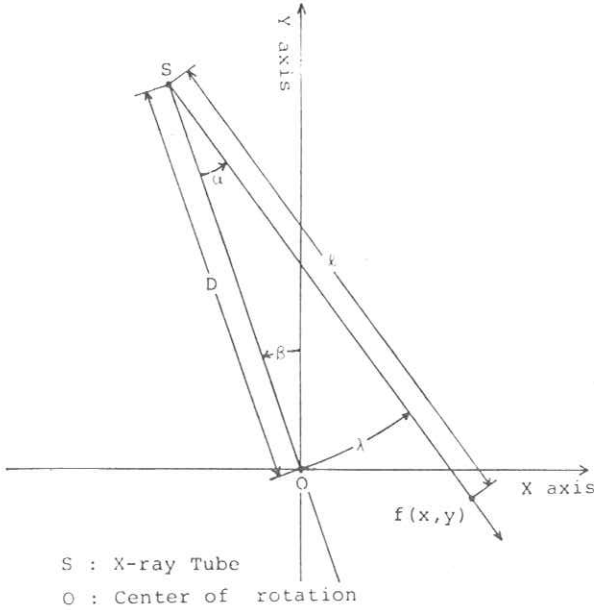
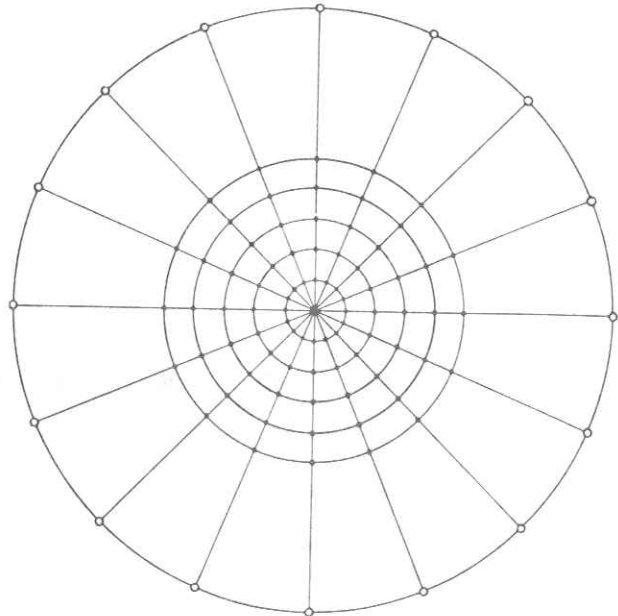


図 4. 再構成演算座標系と計測幾何学系との関係

ら得られた各投影データの計測ビーム位置に従い、フィルタレーション後の投影データを再構成演算座標上に累積加算する演算である。この再構成演算座標系と投影データとの関係を図 3 に示す。また、再構成演算座標系と計測幾何学系との関係を図 4 に示す。この座標系には、ラスタースキャンされる表示装置との結合を考慮すると、直角座標を用いることが都合がよい。この直角座標上のフィルタ後の投影データを逆投影するための累積加算は次式により定式化される。

$$f(x, y) = \int_0^{2\pi} \frac{1}{\rho^2} G(\lambda', \beta) d\beta \quad (1)$$

ただし、



○ location of X-ray source for data acquisition
• pixel point of polar coordinates

図 5. 計測 X 線源位置と逆投影用極座標系との関係

ーションで記述したが、もちろん、 $H(\lambda, \beta)$ と $\omega(\lambda)$ のフーリエ変換の積の逆フーリエ変換として求めることもできる。

このように逆投影演算は(1), (2), (3)式により記述できるが、実際に、この演算を行なうには、(2) (3)式において、各座標ごとに三角関数、逆三角関数の演算を必要とするため、計算量が膨大となり再構成演算の高速化の妨げとなる。

3. 極座標逆投影法 (ポーラー法)

そこで、我々は、逆投影演算における演算回数を大幅に削減し、きわめて、高速かつ実現が容易な逆投影法を考案した。それは、逆投影演算座標として、X線源と検出器列の回転運動の中心(図4の0点)を原点とする極座標 (r, φ) を設定し、かつ、その角度方向 (φ) 座標間隔を、投影データ計測密度 β_p と同一あるいはその整数分の1とし、この極座標上に逆投影演算を行ない、一次再構成像を得、そのあと、極座標-直角座標変換によりラスタスキャン方式の表示装置に適合した再構成像を得るものである。図5に、計測X線原位置と、逆投影用極座標との関係を示す。極座標と、直角座標の間には次の関係がある。

$$x = r \cos \varphi \quad (5)$$

$$y = r \sin \varphi \quad (6)$$

(5), (6)式を(2), (3)に代入し、整理すると

$$\lambda = D \tan^{-1} \left\{ \frac{r \sin(\beta - \varphi)}{D - r \cos(\beta - \varphi)} \right\} \quad (7)$$

$$\frac{1}{r^2} = \{ D^2 - r^2 - 2Dr \cos(\beta - \varphi) \}^{-1} \quad (8)$$

となる。従って、 λ, φ^2 は共に、 r と

$(\beta - \varphi)$ の関数となる。角度方向 φ の座標間隔 φ_p を投影データの計測密度 β_p と同一かあるいは整数分の1とする。すなわち

$$\beta = \beta_0 + \beta_p M \quad (M = 0, 1, \dots \dots [2\pi/\beta_p]) \quad (9)$$

$$\varphi = \beta_0 + \varphi_p K \quad (K = 0, 1, \dots \dots [2\pi/\varphi_p]) \quad (10)$$

ここで、 $\varphi_p = \beta_p / N$ ($N =$ 整数)

β_0 : 計測出発位置

とすると、

$$\beta - \varphi = \beta_p \left(M - \frac{K}{N} \right) \quad (11)$$

となり、(7), (8)式は、この (N, K) を用いて

$$\lambda = F(\beta - \varphi, r) = F \left\{ \beta_p \left(M - \frac{K}{N} \right), r \right\} \quad (12)$$

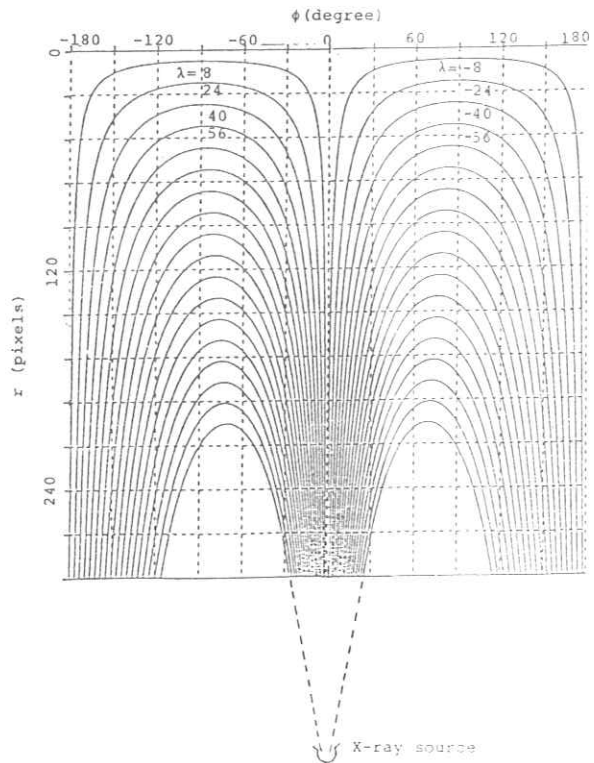


図6. 極座標系における計測X線ビーム軌跡(ただし、X線源角度 β が極座標の $\varphi = 0$ の方向と一致した場合)

$$\frac{1}{\ell^2} = G(\beta - \varphi, r) = G\left\{\beta_p \left(M - \frac{K}{N}\right), r\right\} \quad (13)$$

となる。ここで注目すべきことは、 λ と $1/\ell^2$ が、 $(M - K/N)$ と r の関数となっていることである。 M は、X線源位置によって定まる値であり K と r は再構成座標によって定まる値である。従って、異なる M_1, M_2 において

$$M_1 - \frac{K_1}{N} = M_2 - \frac{K_2}{N} + 2n\pi \quad (14)$$

となる K_1 と K_2 が存在する。すなわち、 r が同一のとき、 $M = M_1, K = K_1$ における λ と $1/\ell^2$ の値と、 $M = M_2, K = K_2 = N(M_2 - M_1) + K_1 + 2n\pi$ における λ と $1/\ell^2$ の値とは相等しくなる。このことは λ と $1/\ell^2$ の値としては、X線源位置がある位置（たとえば出発位置）における値を全再構成座標について、一通り求めたテーブルを用意しておく、他のX線源位置における λ と $1/\ell^2$ の値は、そのテーブルを参照するパラメータに適当なオフセット量を加えるだけで、正確に与えられることを意味している。

図6は、この関係を図示したものである。この図において横軸は、逆投影用極座標の角度パラメータ φ の -180 度から 180 度まで、縦軸は、その原点からの距離パラメータ r の 0 から 288 ピクセルを表わしており、縦横の点線の交点が逆投影される座標とみなすことができる。また実線は、X線源角度 β が極座標の $\varphi = 0$ の方向と一致するときの、計測に用いたファンビームの極座標上への軌跡を λ を変えて示したものである。(12)式の関数 F は、この点線格子点上の λ の値を与え

るものである。そして、次の投影角度位置すなわち、 $\beta = \beta_p$ におけるビーム軌跡は図6上、これらのビーム軌跡をそのまま右へ β_p だけずらした関係にあり、極座標の角度方向間隔 φ_p を β_p の $1/N$ とする場合は、右へ、 N ピクセルだけ平行移動した関係になる ($\beta_p = N\varphi_p$)。図6の右端の 180 度位置と左端 -180 度位置は、同一場所としており返されているので、 $\beta = 0$ における関数 F の値を全逆投影座標について求めたテーブルを用意しておく、 $\beta = \beta_p$ における λ の算出は、座標に対応したテーブルアドレスに投影角度に対応したオフセットを加算した値により、テーブルを参照するだけで可能となる。この関係は、投影角度位置の順次移動に対して常に成り立っており、オフセット量の一定増によって1つのテーブルから、すべての投影角度について、 λ を算出することが可能となる。(13)式に示す $1/\ell^2$ の算出に関しても同様であり、 $\beta = 0$ に対する全逆投影座標

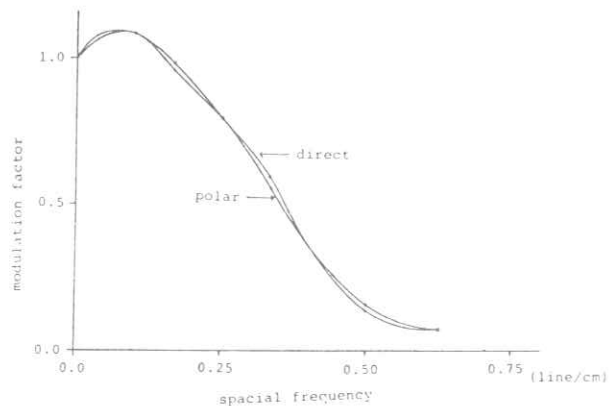


図7. ダイレクト法とポーラー法のMTF曲線

について関数Gの値を求めたテーブルを用意しておけばよい。逆投影は、以上の手続により得られる λ , $1/l^2$ の値から、(1)式に示す累積加算を全投影データについて行なうことによりなされ、逆投影演算時に必要となる演算は、累積加算のみでよいことになる。このあと、極座標(r, φ)と直角座標(x, y)の関係、すなわち

$$r = \sqrt{x^2 + y^2} \quad (15)$$

$$\varphi = \tan^{-1} \frac{y}{x} \quad (16)$$

を用いて、極座標上の再構成像を直角座標上に変換する。この変換は、一連の再構成過程の中で一度行なえばよく、また、直角座標と極座標を一定の関係に設定すると、あらかじめテーブル化しておくことにより、さらに高速化できる。

4. 再構成像の比較

図7に、計算機シミュレーションにより求めたダイレクト法とポーラー法におけるMTF曲線を示す。このように、空間分解能においてポーラー法はダイレクト法と、ほとんど相違のないことがわかる。また、図8に各再構成法による頭部CT像を示す。この結果でも、脳内部組織形状、病変

部形状、あるいは頭骨形状等、両者にほとんど差は見られない。さらに、図9に、腹部CT像における各再構成法による画像を示すが、やはり、これらの間に顕著な画質差はみられない。

5. まとめ

ファンビーム方式CTシステムのための高速像再構成アルゴリズムとして考案した、極座標上に逆投影を行なうポーラーバックプロジェクション法について、その概要を述べた。また、それによって得られる再構成像について、他の再構成法との間で画像比較を行なった結果について述べた。ポーラー法の特徴をまとめると下記ようになる。

- (1) 計測データサイズと同程度のテーブルを用いることにより、逆投影演算を累積加算のみで実行でき高速性に優れる。
- (2) 順次処理が可能であり、いわゆる零秒CTが可能となる。
- (3) 補間回数がダイレクト法に比べ座標変換分だけ多くなるため、空間分解能劣化の要因となる。
- (4) 並べ換え法に比べ補間演算の最近接性が確保されており、空間分解能に優れる。

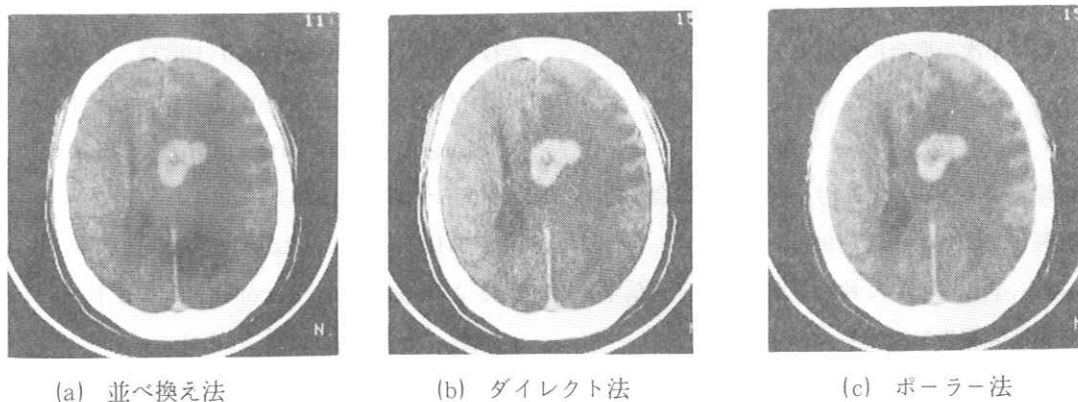
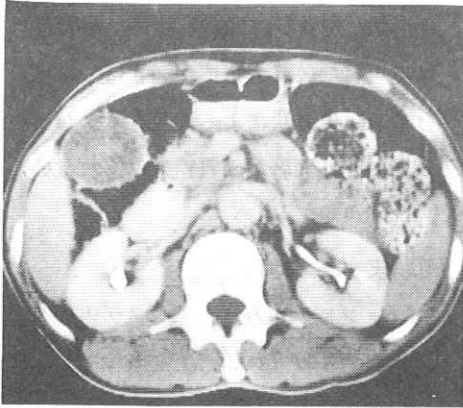
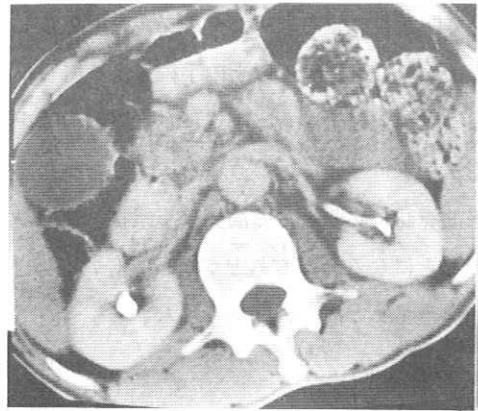


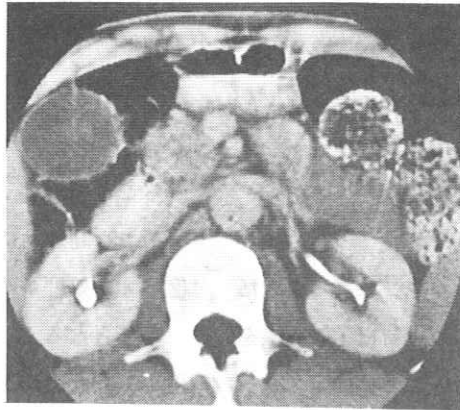
図8. 頭部CT像における各像再構成法の画像比較



(a) 並べ換え法



(b) ダイレクト法



(c) ポーラー法

図9. 腹部CT像における各像再構成法の画像比較

なお、各再構成法における画質についての定量的な比較は、次の機会に報告する。

文 献

- 1) 堀場, 岩田, 石井, 鈴木, 電子通信学会技術研究報告MBE81-47(1981)
- 2) 山岸, 岩田, 石井, 鈴木, 堀場, 電子通信学会技術研究報告MBE81-48(1981)
- 3) 岩田, 堀場, 山岸, 石井, 鈴木, 電子通信学会技術研究報告MBE81-69(1982)
- 4) 山岸, 堀場, 岩田, 石井, 鈴木, 電子通信学会技術研究報告MBE81-70(1982)
- 5) R. V. Denton, B. Friedlander, and A. J. Rockmore, IEEE Trans. Vol. NS-26, No. 5, pp4695~4703(1979)
- 6) G. T. Herman, A. V. Lakshminarayanan, and A. Naparstek, Reconstruction Tomography in Diagnostic Radiology and Nuclear Medicine, University Park Press Baltimore, pp105~117(1977)

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 榮 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 榮 一 | 高 野 正 雄 | 滝 沢 正 臣 | 津 田 元 久 | |
| | 杉 本 博 | 長谷川 伸 | 松 田 一 | 三 浦 典 夫 | |
| | 矢 仲 重 信 | | | | |

編 集 後 記

寒さが続きますがお元気でしょうか。第70回研究会は以前から話題に上っていた東大生研の高木教授にお願いし、特別講演を頂くと共に同研究所の多次元画像処理センターを見学させていただきました。活気のある研究室で、御講演の先生はじめ会議室の準備を頂いた研究室の方々にお礼申し上げます。先生御多忙で本誌に原稿を頂けないのが残念です。

48回目の編集を終え、通算70回の研究会の歴史を考えますと、感新たなものがあります。今年もそれぞれの世界で良い業績を残され、良い1年を送られますよう。(H)

放 射 線 像 研 究

発行日 昭和五十六年十一月

編集者 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―二一六一

内線 四二〇

発行所 R I I 研究会

発行者 竹 中 榮 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 ○三八三一―〇九五五