

研究会記事

● 目 次 ●

21-1	フーリエ変換の高速計算法及びその応用	2
	東芝中央研究所 井上多門	
21-2	東芝スパークチエンパ型ガンマカメラ	3
	東芝中央研究所 宮沢龍雄	
21-3	R.I. イメージのデジタル処理について	6
	放射線医学総合研究所 飯沼武	
21-4	ホログラフィーによる合成立体写真について	17
	小西六開研 笠原正	
21-5	立体像伝送系の諸問題	21
	(株)日立製作所亀戸工場 草谷晴之 矢仲重信 井内昭一	
	芝電気基礎研 木下幸次郎 井内昭一	
	芝電気八王子 鏑晃一	
21-6	立体X線テレビ方式の検討	23
	芝電気基礎研 木下幸次郎 井内昭一	
	芝電気八王子 鏑晃一	
	日立亀戸工場 草谷晴之 矢仲重信 野田峰男	
21-7	フーリエ積分を用いるCIE色度点の計算	25
	大日本塗料 土井邦男	

R. I. I. 研究会

役員および賛助会員

会 長 高 橋 信 次

顧 問 足 立 忠
立 入 弘
宮 川 正

常任委員 内 田 勝 佐々木常雄 竹中栄一

委 員 井上多門 内 田 勝 梅垣洋一郎
金森仁志 木下幸次郎 佐々木常雄
佐柳和男 高野正雄 竹中栄一
津田元久 土井邦雄 野田峰男
長谷川伸 松田 一

事務職員 渡辺竜史 木村多賀子

賛 助 会 員

キヤノンカメラ株式会社
島 津 製 作 所
大日本塗料株式会社
株 式 会 社 ナ ッ ク
富士写真フィルム株式会社

小西六写真工業株式会社
芝 電 気 株 式 会 社
東芝放射線株式会社
日立製作所 亀戸工場
富 士 電 機 株 式 会 社

(五十音順)

第21回 放射線イメージ・インフォメーション研究会記事

日 時 昭和44年6月7日(土)

10.00~17.00(研究会)

会 場 千葉市穴川4丁目9の1

放射線医学総合研究所大会議室

TEL 千葉51-2111

出席者 (五十音順)

有田昌隆, 井上多門, 飯沼 武, 井内昭一, 井坂 宏, 石原十三夫, 内田 勝, 尾沢光久,
笠原 正, 木下幸次郎, 小西圭介, 佐柳和男, 酒井尚信, 佐々木常雄, 竹中栄一, 高野栄一,
高野正雄, 田中 仁, 竹村尚三, 土井邦雄, 西岡敏雄, 野田峰男, 長谷川 伸, 福田信男,
松本達周, 松川収作, 宮沢龍雄, 森矢達人, 矢野明雄, 餘多分明男, 吉田繁宣

31名

報告 ならびに あいさつ 竹中

(1) 研究報告 司会 竹中

DETECTORS FOR SHIELDING RESEARCH

(資料 21-1)

The Application of Fourier Transforms to the Analysis of Spectra Data, T. Inouye,* T. Harper, N. C. Rasmussen (MIT), invited

We have previously described¹ the general technique of using Fourier transforms to aid in the analysis of complex capture of γ -ray spectra. This paper assesses the usefulness of this technique for other types of spectral data and describes some recent improvements in the original program.

In this method, the spectral data $f(E)$, which in actual practice is a histogram of number of counts vs channel number, is transformed into inverse channel number space by a standard Fourier transformation. This transformed data is multiplied by an appropriate filter function and then transformed back into energy space. The result is a smoothed version of the original data. For the procedure to produce the desired results, however, the filter function must be carefully chosen. We have found a Gaussian function works quite well for the filter function and that the optimum width for the Gaussian depends upon characteristics of the data. Mostly it depends upon the number of channels wide the peak or other spectral feature in the original data. A method for choosing optimum Gaussian filter function for a given spectrum is described.

A second feature of this method is that the smoothed data may be transformed a second time and multiplied by a filter function related to the response function of the detector and then transformed back to produce an improvement in the energy resolution in the spectrum. The amount of the resolution improvement that can be obtained also depends on the character of the original spectrum and more directly on how well the data have been smoothed. The choice of the second filter function and its effect on the data are discussed.

The original program¹ has recently been changed so that all the Fourier transforms are now done by the fast Fourier transform (FFT) algorithm.² We have used the FORTRAN subroutine FOURT, developed by N. Brenner for the IBM-360 mod-65 computer, which permits the transformation of 4096 data points over and back in 45 sec. This is a small savings in time (~25%) over the sectioning method used previously, and, in addition, the FFT calculates the complete set of Fourier coefficients which are useful for determining the filter function.

The Fourier smoothing has been used successfully on a variety of γ -ray spectra and has proven to be a valuable tool in both the calculation of peak centers and peak areas.

T. INOUE and N. C. RASMUSSEN, "A Computer Program for the Analysis of Complex Gamma-Ray Spectra," *Trans. Am. Nucl. Soc.*, 10, 38 (1967).

J. W. COOLEY and J. W. TUKEY, "An Algorithm for the Machine Calculation of Complex Fourier Series," *Math. Comput.*, 19, 297 (April 1965).

Present address: Tokyo Shibaura Electric Co., Ltd., Japan.

2. Proton Range as a Neutron Energy Indicator in Thermoluminescence Dosimetry,* Robert A. Facey (Def Chem Biol Res Lab-Canada), invited

The interaction of fast neutrons with biological material takes place primarily through the neutron-proton recoil interaction in hydrogen. An ionizing proton takes some or all of the energy of the neutron, and recoils elastically, always into the forward hemisphere. The range of the proton is a function of its energy, which is, in turn, dependent on the incident neutron energy by the relation

$$E_{\text{proton}} \approx E_{\text{neutron}}$$

An approach to fast-neutron dosimetry is to use the n, p reaction itself as a dosimeter mechanism. Hydrogenous plastic, loaded with a thermoluminescent phosphor, was tried first in a disk configuration. The low reading of dose with single disks in air, led to the observation that a proton buildup effect could be detected with a stack of disks irradiated together along their axis. These were then separated and read sequentially. Figure 1 shows the effect with 14-MeV neutrons traveling from the left. Successive disks receive increasing doses (as one moves into the stack) from the disks on their left, until equilibrium is reached at a depth d equal to the maximum proton range. Information on two parameters is available

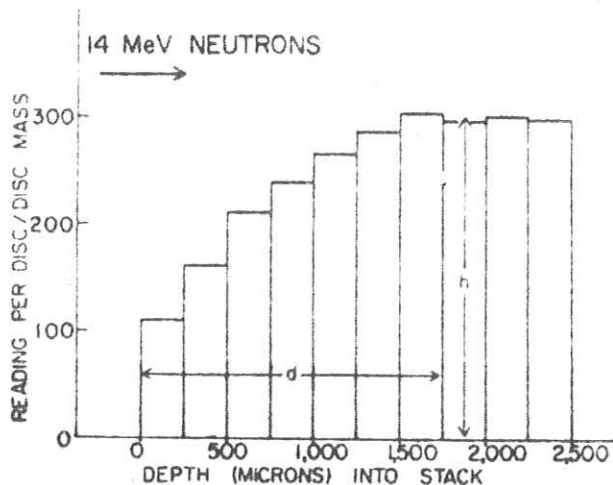


Fig. 1. Histogram showing buildup of dose in a stack of thermoluminescent plastic disks (epoxy loaded with $\text{CaSO}_4:\text{Sm}$), exposed to monoenergetic neutrons at 14 MeV, traveling from left to right. Buildup depth d is a function of neutron energy, while plateau height h is proportional to tissue dose. Readings are corrected for inverse square law effect. Maximum range of protons ~2000 μ .

*Sponsor: C. E. Clifford

東芝スパークチェンバ型ガンマカメラ

東芝中央研究所 宮 沢 竜 雄

1 はじめに

人体諸臓器、器管の診断や機能検査に放射性同位元素が、ある特定臓器管に選択的に吸収される性質を利用して、そこに集まった放射性同位元素から放出される放射線を体外で検出し、画像にしてその臓器の状態を知る方法が進歩している。これに利用される放射性同位元素は人体への影響を考慮して γ 線を放出し、しかも比較的半減期の短いものが多く、現在使われているもののうち、 ^{131}I (主な γ 線は360keV)は甲状腺、肺等の診断に、 ^{198}Au (主な γ 線は410keV)は脳、肝等の診断に使われ、現在のところ約90%までがこの核種を用いた診断、検査が行なわれている。さらに最近では β 線を使わず、しかもかなりの短寿命の放射性同位元素の製造が可能になり、 $^{99\text{m}}\text{Tc}$ (140keV, 6hr), $^{113\text{m}}\text{In}$ (390keV, 100min)等を数mCi投与して迅速に診断、検査が行なわれるようになった。このように、医学利用上の放射性同位元素の製造法の確立と併行して、放射性同位元素が集まっている臓器、器管等の像を得る方法も世界各国で活発に開発している。これらの装置のうち、放射線医学に最初に採り入れられた装置にシンチスキャナと呼ばれるものがある。これは γ 線を一方にそろえるコリメータと、数inのNaI等の結晶体検出器と光電子増倍管とを組み合わせた検出器を被診断臓器を中心にして走査し、得られた γ 線の強度を各走査点に対応させて紙の上に記録し、画像を形成する装置であって、すでに各所の病院で実働している。また最近では、この検出器を移動させないで γ 線の分布を像にする装置が種々考察され、これらの装置の総称をガンマカメラという。ガンマカメラの中では、アメリカで開発されたシンチカメラといわれるものが1968年から国内でも市販されている。この原理は10"径の大きな結晶体と9本の光電子増倍管を組み合わせ、その信号を電氣的に処理してブラウン管に標示し、その標示信号をフィルムに蓄積して画像にするという装置である。さらにこのガンマカメラの新しいタイプとして、当研究所で開発したスパークチェンバ型ガンマカメラがある。本稿ではこの新しい装置についてその特長的な構造、性能について述べる。

2 スパークチェンバ型ガンマカメラ

スパークチェンバ型ガンマカメラは γ 線の検出を結晶体ではなくスパークチェンバ(放電箱)を用いて行ない、その信号(放電光)をそのまま写真フィルムに記録して放射性同位元素の分布を像として得る装置である。電子や陽子等の荷電粒子の検出にスパークチェンバを利用することは以前から素粒子物理学では行なわれていたが、 γ 線をスパークチェンバで検出するという例はほかになかった。そこで

当研究所では、スパークチェンバで γ 線を効率よく可視光に変換する、いわゆる γ 線インテンシファイヤにするための検討と、このスパークチェンバを γ 線検出器として用いたガンマカメラで放射性同位元素の分布によく対応する γ 線像を得るための研究を行ない、ガンマカメラとして要求される諸点を満足するスパークチェンバ型ガンマカメラを完成させた。

γ 線を検出して光に変換させるスパークチェンバは陰極に γ 線を効率よく2次電子に変換させ、しかも放電柱を安定に成長させるために、ある程度の抵抗値を持つ物質としてスズの薄膜がガラスにコートしたものをい用い、陽極は放電光の透過が容易なネサガラスを使って、この2つの電極を平行平板型電極となるように5 mm離し、この間隔にHe気体を大気圧で封じた構造になっている。また放電を成長させる電気回路は、 γ 線がいつ入射しても放電を起こさせるために直流電圧約2 kVを10 M Ω のクエンチ抵抗を通して印加する。この動作回路はG・M・管と同様な外部消滅式のものである。次にこの動作を説明する。

スパークチェンバの陰極に入射した γ 線は陰極中である確率をもって2次電子に変換されてHe気体中に放出される。この気体中で2次電子は放電の種となり、印加されている高電圧によって径1 mmほどの放電柱を生ずる。このように動作、構造は非常に簡単であるが、放電という不安定な現象を利用しているため、電極物質や放電気体の純度および種類、組立て時の精度等の選定にはかなりの日時を要し、またこの放電の安定性をモニタする2、3の新しい方法を採用して再現性のよいスパークチェンバを製作することができた。

このスパークチェンバと、 γ 線の入射方向を陰極に垂直にする鉛で作られた多孔コリメータで検出部を構成し、放電光を精度よく蓄積して画像とするカメラ部、放電を成長させて制御する部分を制御電気回路部とする3つの部分よりなるスパークチェンバ型ガンマカメラを製作した。検出部のスパークチェンバの構造、動作は上述のとおりであるが、これに使われるコリメータは従来の結晶体を用いたガンマカメラに比べ、画像に対する分解能、解像力に大きな影響を与える最も重要な因子であることから、従来とは全く異った見地から設計された。カメラ部は迅速に像を得る目的でボラロイド・ランドカメラを用いてASA 3000フィルム上に絞り8~11で数minから10数min被写体の大きさに応じて放電光を蓄積する。制御電気回路は前述のクエンチ抵抗を含み、さらに放電電流を電氣的なパルスとしてとり出す回路をも付加している。取り出されたパルスの中で、ある高さのものだけを選択してプリセットスケアラで計数される。このプリセットスケアラの働きは次のとおりである。

ある臓器の γ 線像をフィルム上に鮮明に得るためには定った放電数が必要とされる。

例えば、面積が平均60 cm²の甲状腺の場合には5万から10万個の放電数が必要である。その必要とされる放電数をあらかじめセットしておいて所要の放電数に達した時に印加高電圧を切断する。また、このパルスのうち一定の高さのパルスだけを計数するということは、異常放電やノイズとなる放電を除去するためのものである。高圧直流電源は最高3 kV、500 μ A程度で、安定度は0.1%のものでよ

く、あまり大容量のものは必要ではなく小型の電源である。

以上のように構成されたスパークチェンバ型ガンマカメラの特長を列挙すると次のようになる。

- (1) 検出部の視野は結晶体にくらべて形状、大きさに限度がなく安価なものになる。
- (2) 検出器であるスパークチェンバの性能が横方向や反対方向から来る γ 線に対して感度が悪いためにシールドがなくてよく検出部の重量が軽減される。
- (3) 複雑な電気回路がなくて小型の電源とスケーラを一体化してあるので、装置全体の移動が手軽にできる。
- (4) 得られる像の解像力、分解能はほとんどがコリメータによって決まり、スパークチェンバ自身の分解能は非常によい。
- (5) 検出感度は結晶体に較べると低いが、入射 γ 線のエネルギー依存性に興味ある傾向が見られる。
- (6) 実物大の像が得られる。他のガンマカメラでは実物大の像をそのまま得ることのできるものはない。

3 おわりに

以上のように、全く新しい検出器を用いたガンマカメラを開発したが、このスパークチェンバの利用は医用分野だけでなく、X線回析装置でのポジションカウンタとしてデジタル信号を直接とり出すこと、あるいは原子力方面では広範囲な γ 線モニタ、あるいはさらにこのスパークチェンバを用いて中性子の分布モニタというように、従来まで開発されて来た放射線検出器にない大きな検出器が出来る、構造を多少変更すれば放射線の飛来方向をデジタル信号としてとり出すことができる、等の長所を生かして各方面での利用が今後起るであろうと思われる。特にアメリカでは原子力方面では中性子スパークチェンバの研究がされ、約 1 m^2 の大きなものが出来たときいている。

〔質問抄〕

Q・コリメータはシンチカメラとは異つたものを必要とするのではないか。

A・従来のシンチカメラ用のものとは考え方を変えて設計中である。

Q・I-131についてのデータが少いのは

A・コリメータがそろっていないため目下検討中である。

Q・放電像に見えるコリメータの穴をなくするためには細い穴のものを、丁度放電柱の太程度にしたらどうだろうか。

A・そのように考えている。

Q・スパークチェンバ型ガンマカメラの販売台数、使用されている数は。

A・フランスで販売されているものがあるそうだが、使用されているかどうかは不明

R.I.イメージの デジタル処理について

放射線医学総合研究所 飯 沼 武

1) 目 的

- ・ R.I.イメージの定量化, 相互比較
- ・ R.I.イメージの図形処理による認識の客観化。
- ・ R.I.イメージの自動認識による診断補助。
- ・ 動態イメージの処理

2) デジタル・データ収集

- ・ デジタル・イメージ
コリメータの半値巾(1cm直径)の $\frac{1}{4}$ ないし $\frac{1}{5}$ の大きさの絵素($2\text{mm}^2 \sim 3\text{mm}^2$)からなる
計数値の行列。スキャナーとカメラで異なる。

- ・ データ収集法

スキャナー・・・オフ・ライン

カ メ ラ・・・オン・ライン

放医研で計画中のシステムについて

3) イメージ処理

- ・ smoothing
- ・ restoration
- ・ differentiation

4) イメージ表示

オン・ライン・・・C.R.T. display

オフ・ライン・・・Line Printer X-y plotter,

- ・ maximumを100%に規格化。0~100%を適当な段階に区分。等間隔, 対数区分, 二乗
区分
- ・ 輝度変調, 等高線, 濃度, 色

5) 自動認識の考え方

- ・ 正常なイメージの蓄積
- ・ イメージの大きさ, 形状, normalization
- ・ hot, cold spotの大きさ, 場所

・ uptake の絶体値

6) 動態イメージの処理

Image Restoration in Radioisotope Imaging Systems

T. A. IINUMA, PH.D. and T. NAGAI, M.D.

National Institute of Radiological Sciences, Chiba, Japan

Received 11 January 1967

ABSTRACT. In the radioisotope image visualization, the final image must be interpreted by the human visual system. However, an inherent blurring of the image limits the amount of useful information which can be extracted from it. Attempts have been made to restore the image by compensating for the degradation. By expressing the radioisotope image as a convolution integral of a true radioisotope distribution, with the spatial resolution of the imaging system, and by using an iterative approximation method for the evaluation of the integral, a 'restored image' is obtained. An experimental result on a profile scan demonstrates the applicability of the method to radioisotope imaging systems.

1. Introduction

The fundamental problem in radioisotope imaging systems is the contradiction between resolving power and detection efficiency of the system. Indeed, the best spatial resolution would only be obtained with a detector of zero sensitivity (infinite collimation). Therefore, the observed image in a practical system is necessarily degraded to some extent, and becomes less meaningful. If the image can be restored by compensating for the degradation a better compromise between the two opposing factors can be reached.

Recently we reported a preliminary result on a profile scan and an experimental result on an area scan (Nagai, Iinuma and Kida 1967) which were 'computer-focused' in terms of the point-source response of the scanning system, but the mathematical background of the 'computer-focusing' was not fully described.

The purpose of the present paper is to clarify the mathematical relationship between an observed (blurred) image and a true radioisotope distribution (ideal image), and to describe the mathematical formulation of image restoration. A detailed experimental result of a profile scan is also presented.

2. Formation of an observed image

Radioisotope imaging systems are essentially analogous to optical systems, but there are several important differences. One of them is that an object in three-dimensional space is inevitably viewed by a practical image system. Taking this into account, an observed radioisotope image (blurred image) is expressed in analogy to the optical system as follows:

$$G(x', y', z') = \iiint_{-\infty}^{\infty} F(x' - x, y' - y, z' - z) R(x, y, z) dx dy dz \quad (1)$$

where $G(x, y, z)$ is the observed image as a function of three object-volume co-ordinates, $F(x, y, z)$ is the ideal image i.e. true radio-isotope distribution as a

function of three co-ordinates and $R(x, y, z)$ is the point spread function as a function of three co-ordinates.

Here we assume that the R is invariant over the region of object volume (organ volume) to be observed. This assumption is roughly satisfied with the section scanning method developed by Kuhl (1964). In this case R can be measured by scanning a point source of a particular radioisotope under consideration in three-dimensions.

In the case of an area image obtained with conventional moving and stationary devices, we have the following equation, assuming that the point spread function does not change over the image plane, i.e. surface of an organ:

$$G(x', y') = \iint F(x' - x, y' - y) \cdot R(x, y) dx dy \quad (2)$$

where G , F and R are the identical quantities as those in eqn. (1), but in two-dimensional co-ordinates.

Strictly speaking, the above assumption is not valid in a practical system but it is approximately valid in some circumstances, for example in positron scanning, and when scanning with two opposing focussed detectors. When the organ depth is small, the assumption is roughly satisfied with any type of imaging systems.

Let us consider the case of a profile scanner, i.e. one dimensional imaging. The following equation can be derived with the same assumption as above:

$$G(x') = \int_{-\infty}^{+\infty} F(x' - x)R(x) dx. \quad (3)$$

The integral eqns. mentioned above mean that an observed image, G , can be expressed as a convolution integral of the ideal image, F , and the point spread function, R , i.e. the spatial resolution of the system, provided R is invariant over the space to be examined.

In order to restore the image it is necessary to solve eqns. (1), (2) and (3) for F under conditions where G and R are known.

3. The mathematical formulation of image restoration

The solution of the convolution integral equations is often simplified by the use of Fourier transformations as has been shown in some optical problems (Elias, Grey and Robinson 1952).

For simplicity, we shall discuss the case of profile scanning, but the same method can be applied to the other cases. The application of Fourier transformation to eqn. (3) yields the following equation:

$$G(\nu) = F(\nu) \cdot R(\nu) \quad (4a)$$

where

$$G(\nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} G(x) \exp(-i2\pi\nu x) dx. \quad (4b)$$

$F(\nu)$ and $R(\nu)$ are expressed by the same equation as above, and ν is the spatial-frequency.

$R(\nu)$ is the Fourier transform of the point spread function which is identical with the 'modulation transfer function' (M.T.F). From eqn. (4) it is seen that the M.T.F. is one of the important factors characterizing the resolving power of an imaging system (Beck 1964 ; Craddock, Fedoruk and Reid 1966).

From eqn. (4) we can also recognize that image restoration is theoretically possible by taking the inverse Fourier transform of the following equation :

$$F(\nu) = G(\nu)/R(\nu) \quad (5a)$$

$$F(x) = F^{-1}[G(\nu)/R(\nu)] \quad (5b)$$

where F^{-1} indicates the inverse Fourier transformation.

However, there are several problems arising in attempts to make practical use of eqn. (5) as has been pointed out by several authors (Quittner 1966 ; Harris 1966). The greatest difficulty is that in the presence of noise (such as statistical fluctuations) in $G(x)$, the oscillations associated with $F(x)$, the restored image, may be so high as to make the image physically meaningless.

As an alternative tool, the iterative approximation method (Skarsgard, Johns and Green 1961) has been employed in an attempt to solve the integral equations of (1), (2) and (3).

Procedures for the iterative calculation are as follows:

The 1st iteration,

$$G^0(x') = G^0(x') + \left\{ G(x') - \int_{-\infty}^{\infty} G^0(x' - x)R(x) dx \right\} \quad (6)$$

where $G^0(x')$ is an arbitrary function, but it is practical to use the original image $G(x')$, as $G^0(x')$. $G^1(x')$ is the 1st approximated image.

The n th iteration is expressed as follows:

$$G^n(x') = G^{n-1}(x') + \left\{ G(x') - \int_{-\infty}^{\infty} G^{n-1}(x' - x)R(x) dx \right\} \quad (7a)$$

and,

$$H^n(x') \equiv \int_{-\infty}^{\infty} G^n(x' - x)R(x) dx. \quad (7b)$$

If $G^n(x')$ converges to $F(x)$, the value of $\{G(x) - H^n(x)\}$ should gradually approach zero. However, one cannot continue the iterative approximation until $G(x) = H^n(x)$, because the same difficulties as occurred in the Fourier transform method are encountered. Due to the presence of noise in G and R , the iteration must be stopped at a certain point that is determined by the magnitude of the noise. The superiority of the present method over the Fourier transform method is due to the fact that the iteration can be terminated at an arbitrary level of approximation.

The following expression is used to define the limit of approximation :

$$|G(x) - H^n(x)| \leq A. \quad (8)$$

This equation indicates the condition when iteration should be terminated. A is a function of noise level of G and R .

In the cases of area and three dimensional images, the equations corresponding to eqn. (7) are as follows:

For an area image,

$$G^n(x', y') = G^{n-1}(x', y') + \left\{ G(x', y') - \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} G^{n-1}(x' - x, y' - y)R(x, y) dx dy \right\}. \quad (9)$$

For a three dimensional image,

$$G^n(x', y', z') = G^{n-1}(x', y', z') + \left\{ G(x', y', z') - \int \int \int_{-\infty}^{\infty} G^{n-1}(x' - x, y' - y, z' - z) R(x, y, z) dx dy dz \right\}. \quad (10)$$

In these cases the iteration should be terminated at a certain level of approximation that is defined by the similar expression to eqn. (8).

4. Experimental

4.1. Method

We have applied this method to profile and area scanning. In the present report a detailed discussion of the profile scan is presented. The experimental apparatus used for profile scanning was a whole body scanner equipped with two slit-collimated NaI(Tl) crystals of 8 in. diameter and 4 in. thick, which scanned along the length of the body (Eto, Watanabe, Tanaka and Hiramoto 1962). The slit-collimator was made of 5 cm thick lead, and the slit-width length and depth were 10 cm, 25 cm and 15 cm respectively. With this scanner the assumption required in deriving eqn. (3) was approximately valid.

The whole-body distribution of ^{132}Cs following an oral administration was measured in one subject. The 669 keV γ -line of ^{132}Cs was selected by a single channel analyser, and a profile scintigram was digitally recorded on a multiscaler of 128 channels synchronized with the movement of the detectors, so that the counts accumulated in each channel corresponded to those from a profile distance of 2.5 cm.

4.2. Results

Since an incremental length of 2.5 cm was chosen, the collimator resolution function ($R(x)$ in eqn. (3)) was determined by scanning a line source of ^{132}Cs having a length of 2.5 cm. The source was located at the centre of both the NaI crystals and placed in a water phantom 20 cm thick. The result is plotted in fig. 1 (curve A), for which the actual values of $R(x)$ are also shown. The resolution function consists of 17 incremental figures, the sum of which is normalized to be unity.

In curve B the resolution of a 19 hole honeycomb collimator used in area scanning (Nagai, *et al.* 1967) is shown for comparison. It was obtained by scanning a ^{131}I point source in air placed 6 cm from the collimator face (the focal distance of this collimator). Each incremental length was selected to be 1 mm in this case.

A profile scintigram for a subject obtained using a 128 channel multiscaler, consisted of about 70 incremental counts, each increment corresponding to an anatomical position from the top of the head down to the feet. Scanning was usually performed once a day after the administration of ^{132}Cs , but a profile scintigram on the 20th day is shown as an example (fig. 2).

The histogram formed by the solid line in fig. 2 indicates the type of result obtained (blurred image $G(x')$). Each channel (increment) corresponds to 2.5 cm. The iterative approximation starts as follows:

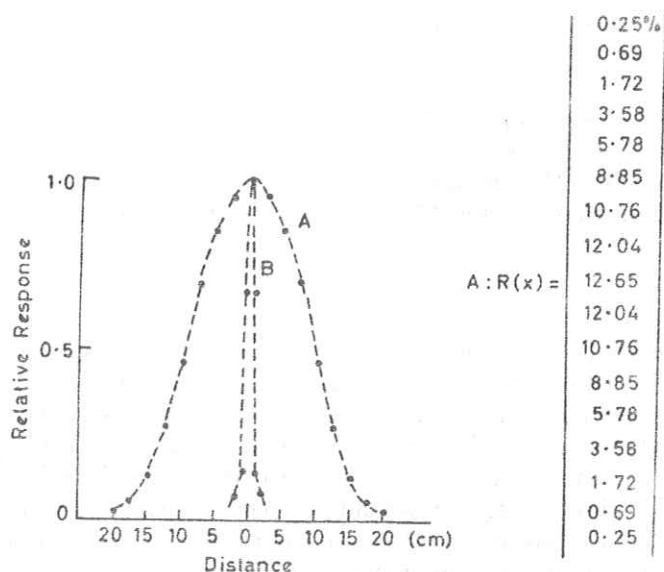


Fig. 1. Spatial response of the whole body scanner measured with a ^{132}Cs source 2.5 cm long embedded in a 20 cm thick water bath (curve A), and that of honeycomb collimator of 19 holes measured with a ^{131}I source 2 mm square (B). The incremental numbers of the $R(x)$ for the whole body scanner are also shown.

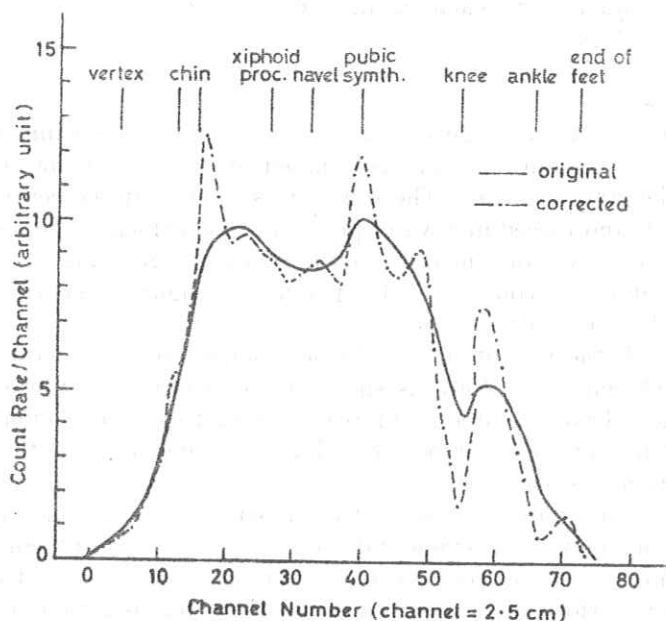


Fig. 2. Comparison between an original profile scintigram (solid line), and the corrected one (broken line). Each channel corresponds to a length of 2.5 cm, and important anatomical landmarks are also shown in the figure. This result shows the distribution at the 20th day after a single oral administration of $5\mu\text{Ci } ^{132}\text{CsCl}$. The amount of whole body retention was less than $0.1\mu\text{Ci}$ at the time of the measurement.

The 1st iteration;

$$G^1(x') = G(x') + \left\{ G(x') - \sum_{x=-8}^8 G(x'-x)R(x) \right\} \quad (11)$$

where R consists of 17 incremental figures, $R(-8)$, $-----R(0)$, $-----R(8)$, (see fig. 1), and the convolution integral in eqn. (6) must be replaced by a form of summation. $G(x')$ corresponds to an incremental count in the original histogram and so the above calculation must be performed for all increments (channels).

The n th iteration is:

$$G^n(x') = G^{n-1}(x') + \left\{ G(x') - \sum_{x=-8}^8 G^{n-1}(x'-x)R(x) \right\} \quad (12a)$$

and,

$$H^n(x') = \sum_{x=-8}^8 G^n(x'-x)R(x). \quad (12b)$$

The extent of convergence of $G^n(x')$ to $F(x)$ can be estimated by the following equation which is similar to eqn. (8):

$$\sum^N \{G(x') - H^i(x')\}^2 = A^i \quad (13)$$

where \sum^N refers to the summation of the error in each increment over all N increments in the histogram, and A^i indicates the value of eqn. (13) at the i th iteration.

The iterative approximation is usually terminated when A^i satisfies the following condition:

$$A^i \leq \sum^N G(x'). \quad (14)$$

This means $H^i(x')$ on the average agree with $G(x')$ within one statistical standard deviation of $G(x')$, that is $\{G(x')\}^{1/2}$.

The calculation was made on the histogram shown as a solid line in fig. 2 and the value of eqn. (13) was calculated after each iteration. In this case $\sum^N G(x')$ is about 10^5 counts. Taking A^1 as 100, arbitrarily, values of $A^2 = 19.2$, $A^3 = 11.8$, $A^4 = 9.3$ and $A^5 = 8.1$ were obtained. The convergence of the A^i was rapid at first, but became very slow at the 4th and 5th iterations. The result obtained after the 5th iteration is shown as the broken line of fig. 2, although the criterion of eqn. (14) was satisfied at the 3rd iteration.

As can be seen, the restored image (corrected histogram) shows more detailed structures of ^{132}Cs distribution than the original. This result was compared with that obtained by Palmer (1964) who carried out a profile scan with a sharper slit-collimator (5 cm wide) on a subject incorporating more than $1 \mu\text{Ci}$ of ^{137}Cs . Both results are in good agreement confirming the correctness of our method.

5. Discussion

As radioisotope image is ultimately examined by eye, and is used to obtain diagnostic information, all information contained in the image must be extracted

efficiently by the human visual system. As pointed out by Harris (1966), however, the eyes can be extremely inefficient in extracting information under certain circumstances. The purpose of image restoration is to make a blurred image more intelligible by solving the convolution integral equations mentioned above. It should be noted here that the information content of an image is not increased by the calculation, but that the method of displaying the information only is changed so that the human visual system can extract this information more readily.

The iterative approximation procedure is a powerful method of solving the convolution integral equations and thus of restoring the degraded image. The Fourier transformation method failed to give a satisfactory solution. The iterative approximation calculation is quite simple and needs little programming and computational expense.

Harris (1966) has employed a modified Fourier transform method to solve the convolution integral of eqn. (2). By introducing an artificial modulation transfer function $R_0(\nu)$ into eqn. (5) he avoided the difficulties due to the fact that $R(\nu)$ may take a value of 0, but the restored image was deliberately blurred by the introduction of the $R_0(\nu)$.

Although the iterative method allows us to approach the ideal image, $F(x)$, it is practically impossible to obtain a noise-free estimate of $F(x)$ as has been described in section 3. Therefore, the iteration should be terminated at a limiting level that is controlled by the noise level in $G(x)$ and $R(x)$. Consequently, $G^n(x)$ is not a completely 'restored image', but still a 'partly blurred image'.

In radioisotope imaging systems, $G(x)$ is inherently noisy (due to statistical fluctuations) because only a restricted amount of radioisotope may be administered, and only a limited time for the measurement is available. On the other hand, $R(x)$ can be determined quite accurately by using a strong point source. So, the error is mainly determined by the statistical fluctuation in $G(x)$.

As a criterion at which the iteration should be terminated, it is convenient to adopt one statistical standard deviation of $G(x)$. This criterion results in the following expression :

$$\sum_{x=1}^N \frac{\{G(x) - H^n(x)\}^2}{G(x)} \leq N \quad (15)$$

where N is the total number of increments in the original image.

For the practical application of this method, it should be noted that the imaging system must satisfy the assumption mentioned in section 2. When a single detector system is used to obtain an image of a deep lying organ, the value of $R(x)$ may change so much that the convolution integral equation does not hold.

In addition, it is often better to smooth out the original image, $G(x)$, by an interpolation method (Kreisel 1949) or by other means (Brown 1965) in order to obtain a non-fluctuating solution. This is especially important when the original count-rate is low.

One of the disadvantages of this method is that the amount of calculation is so vast that the use of a digital computer is essential, and that time for the iterative computation might be quite long even with a fast computer. Therefore,

in some clinical applications, it might be advisable to stop the calculation at the 1st iteration. The result thus obtained is still nearer to the ideal image than the original one is.

The application of this method is not limited to the field of radioisotope imaging systems, but it may be applied to many other problems that can be expressed by convolution integral equations. They include photographic images of all kinds, dynamic (time-varying) phenomena observed by band-limited detectors, many kinds of spectra measured by detectors having limited resolving power and so on. In these cases, the term 'Image' should be interpreted in its broadest sense.

6. Conclusion

In attempts to remove the inherent 'blur' in the image observed by a radioisotope imaging system (moving or stationary), the following conclusions have been reached:—

(1) under appropriate conditions, the observed (blurred) image can be expressed as a convolution integral between the ideal (restored) image and a point spread function of the system.

(2) Restoration of the blurred image is achieved to a satisfactory extent by the iterative approximation method, but the ultimate accuracy of the approximated result is determined by the statistical fluctuations incorporated in the original image.

(3) Application of this method to the profile scanning revealed fine details of the ^{132}Cs distribution in the human body that were not visible in the original scintigram.

We are grateful to Dr. E. Tanaka, head of the 1st laboratory, Div. of Physics, for his valuable discussion, and to Drs. T. Inoue and J. Terao of Tokyo-Shibaura Electric Co. for their help in calculating the M.T.F.

RÉSUMÉ

Restitution de l'image dans les systèmes radioisotopiques pour représenter par images

Lorsqu'on veut rendre visible l'image d'un isotope radioactif, l'image finale doit être interprétée par le système visuel de l'homme. Cependant, le brouillard propre de l'image limite le volume d'information utile, qui en peut être extraite. On a essayé de restituer l'image en compensant la dégradation.

En exprimant l'image d'un isotope radioactif comme un intégral de convolution de la distribution réelle de l'isotope radioactif, avec la résolution spatiale du système pour représenter par images, et en employant une méthode d'approximation itérative pour l'évaluation de l'intégral, on obtient "l'image restituée". Un résultat expérimental sur un balayage de profile démontre l'applicabilité de cette méthode aux systèmes pour représenter par images au moyen d'isotopes radioactifs.

ZUSAMMENFASSUNG

Bildwiederherstellung in den Radioisotopen-Abbildesystemen

In der Sichtbarmachung des Radioisotopenbildes muss das Endbild mittels des menschlichen visuellen Systems gedeutet werden. Dennoch wird der Betrag der nutzbaren Auskunft, welcher aus dem Bild gewonnen werden kann, von der eigenen Verschwommenheit des Bildes begrenzt. Es wurde versucht, das Bild durch die Degradationskompensierung wiederherzustellen.

Ein "wiederhergestelltes Bild" wird erhalten, indem man das Radioisotopenbild als Konvolutionsintegral der wirklichen Verteilung des Radioisotops, unter der spatialen Auflösung des Abbildesystems, sowie indem man für die Abschätzung des Integrals ein iteratives Annäherungsverfahren anwendet. Ein Experimentalergebnis der Profilabtastung bestätigt die Verwendbarkeit des Verfahrens für die Radioisotopen-Abbildesysteme.

Резюме

Восстановление изображения в системах, дающих изображение радиоактивного изотопа

При получении зрительного образа изображения радиоактивного изотопа конечное изображение интерпретируется при помощи зрительной системы человека. Однако врожденная расплывчатость изображения ограничивает количество полезной информации, которое можно извлечь из него. Делались попытки восстановления изображения путем компенсации деградации.

Выражая изображение радиоактивного изотопа в виде сверточного интеграла действительного распределения радиоактивного изотопа, с пространственным разрешением изображительной системы, и применяя итеративный метод приближения, получается "восстановленное изображение". Экспериментальный результат на профильной развертке иллюстрирует применяемость этого метода к системам дающим изображение радиоактивного изотопа.

REFERENCES

- BECK, R. N., 1964, *Medical Radioisotope Scanning* (Vienna : I.A.E.A.) **1**, 35.
 BROWN, D. W., 1965, *J. Nucl. Med.*, **6**, 327.
 CRADDOCK, T. D., FEDORUK, S. O., and REID, W. B., 1966, *Phys. Med. Biol.*, **11**, 423.
 ELIAS, P., GREY, D. S., and ROBINSON, D. Z., 1952, *J. Opt. Soc. Amer.*, **42**, 127.
 ETO, H., and WATANABE, H., TANAKA, E., and HIRAMOTO, T., 1962, *Whole Body Counting* (Vienna : I.A.E.A.) 211.
 HARRIS, J. L., 1966, *J. Opt. Soc. Amer.* **56**, 569.
 KREISEL, G., 1949, *Proc. Roy. Soc. London*, **A197**, 160.
 KÜHL, D. E., 1964, *Medical Radioisotope Scanning* (Vienna : I.A.E.A.) **1**, 273.
 NAGAI, T., INUMA, T. A., and S. KIDA, 1967, *J. Nucl. Med.* (in press).
 PALMER, H. E., 1964, BNWL-36II, p. 2.13.
 QUITTNER, G., 1966, *Nucl. Instr. Meth.*, **39**, 271.
 SKARSGARD, L. D., JOHNS, H. E., and GREEN, L. E. S., 1961, *Rad. Res.*, **14**, 261.

ホログラフィーによる合成立体写真について

小西六開研 笠原 正

不透明物体の内部構造を三次元的に把握したいという要求は古くからあり、この要求を満たすために従来種々な方法が考案されてきた¹。しかしいづれの方法も十分に満足すべきものとは言いがたい。この報告は放射線写真とホログラフィーの技術を結びつける事によって不透明物体の内部構造を三次元的に極めて忠実に再現した報告である。その手法は以下に示す如く二段階の過程より成る。

まず第一の過程では放射線を用いて一連の perspective の異なる画像の撮影を行なう。Fig. 1は通常のX線間接撮影装置である。この系において線源を蛍光板面に平行に微小距離 d づつ移動させ、

各移動位置で露光を行なう。もちろん感光材料は各露光毎に交換する必要がある。このような操作を行なうことによって perspective の異なる一連の透視画像を得る。第二の過程では第一の過程で得られた一連の画像を一枚の holographic plate に holographic に記録する。Fig. 2はこの操作を行なうための系である。図に

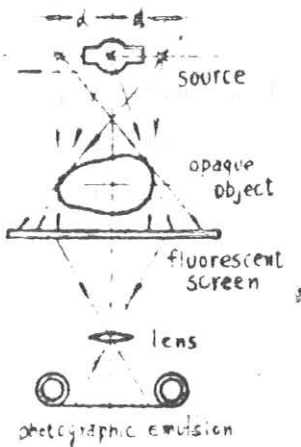


Fig. 1

おける遮光板は横巾 d なるスリット状の開口を持つ。この系を用いて perspective の異なる透視画像をスクリーン上に逐次投影し、それに応じて holographic plate をスリット巾 d づつスリット中心に対して移動させながら holographic plate 上の対応する位置に逐次 holographic に記録する。露光された holographic plate に現像定着処理を処すことにより一種の複合ホログラムを得る。この複合ホログラムにレーザー平行光を参照光と等しい角度 θ で入射させれば、各要素ホログラムはそれぞれ perspective の異なる透視画像の虚像を再生する。従ってこの

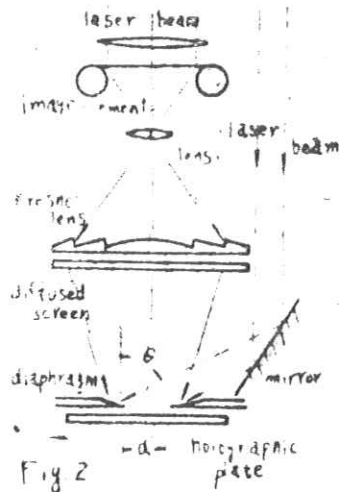


Fig. 2

ようにレーザー光で照明された複合ホログラムをのぞき込む事によって不透明物体の内部構造を立体的に観測することが可能となる。我々は上に述べた手法に基づいてファントム（X線用人体模型）内部の立体再生を行なった。実験結果は非常に満足すべきものであった。一般に立体視を行なうためには双眼視が不可欠の条件であるがこの手法はこの条件の他に、正しい perspective, 視点の移動に伴う parallax のダイナミックな変化等の付加条件も全て満足しているので実用上ほとんど完全な立体視が可能となる。得られた複合ホログラムは一種の拡散物体のフレネルホログラムの集合でありフーリエ変換ホログラムを用いない²でフレネルホログラムを採用したのは被爆線量を減少させるためである。物体が歪なく再生されるためには、放射線源の移動間隔 d , 放射線源と被検物体の距離 ℓ_1 , 放射線源と蛍光スクリーンとの距離 ℓ_0 , 撮影レンズ系の結像倍率 m_1 , 投影レンズ系の投影倍率 m_2 , 投影スクリーンと holographic plate との距離 ℓ_2 , holographic plate の移動間隔 d' , 物体の深さ a , 等の諸量間にある一定の関係が成立しなければならない。又再生像の歪の問題とは独立に再生像のチラツキに関しても同様の事が言える。ホログラフィーは本来三次元物体の記録、再生が可能な技術であるがここではホログラフィーをレンズ系がビルトインされた系として利用している。

文 献

- 1) L.P.Dudley, Stereoptics (Macdonald & Co. Ltd, London, 1951), P. 96.
- 2) J.T.McCrikard and Nicholas George, Appl Phys Letters 12, 10 (1968).
- 3) R.V.pole, Appl Phys Letters 10, 20 (1967).

- 1) A novel method for the measurement of small displacements of a light beam and for optical ranging; A.R.Tynes, Appl Optics. 7, No.1, 145(1968).
- 2) Stereoscopic drawing by computer- Is it orthoscopic? S.G.Saunbers, Appl Optics. 7, No.8, 1499(1968).
- 3) 3-D computer-generated movies using a varifocal mirror; E.F.Rawson, Appl Optics. 7, No.8, 1505 (1968).
- 4) Optimum parameters and resolution limitation of integral photography; C.B.Burckhardt, J.O.S.A. 58, No.1, 71(1968).
- 5) Information reduction in holograms for visual display; C.B.Burckhardt, J.O.S.A. 58, No.2, 241(1968).
- 6) Hyperstereoscopic- and hypostereoscopic hologram images; J.H.Lin, J.O.S.A. 58, No.11, 1539(1968).
- 7) 3-D imagery and hologram of objects illuminated in white light; V.Pole, Appl Phys Letters. 10, No.1, 20(1967).
- 8) Holographic stereogram from sequential component photographs; J.P.McBrikerd and Nicholas George, Appl Phys Letters. 12, No.1, 10(1968).
- 9) Bandwidth reduction of holograms transmission systems by elimination of vertical parallax; D.J.DeBitetto, Appl Phys Letters. 12, No.5, 176 (1968).
- 10) Transmission bandwidth reduction of holographic stereograms recorded in white light; D.J.DeBitetto, Appl Phys Letters. 12, No.10, 343(1968).
- 11) The three dimensional reconstruction of people and outdoor scenes using holographic multiplexing; J.D.Redman, SPIE Seminar Proceedings. May 23, 117 (1968).
- 12) Scaling and resolution of scenic holographic stereograms; Nicholas George, SPIE Seminar Proceedings. May 23, 161(1968).

- (13) Use of holography to make truly three dimensional X-ray images; J.D.Redman and W.P.Wolton, Nature. 220, No.5162, 58(1963).
- (14) Holography and integral photography; R.J.Collier, Physics Today. 21, No.7, 54(1968).
- (15) Computer-generated 3-D displays; R.V.Pole, IBM Technical Disclosure Bull. 10, No.5, (1967).
- (16) One step holocoder; A.W.Lohmann, IBM Technical Disclosure Bull. 10, No.10, 1452(1968).
- (17) Stereo-radiography using holographic techniques; T.Fasahara, Y.Kimura, R.Hioki and S.Tanaka. Japan.J.Appl.Phys. 8, No.1, 124(1969).
- (18) 三次元映像表示と三次元テレビジョン; 大越孝敬, 電気通信学会誌 51, No.10, 1248(1968).

立体像伝送系の諸問題

(株)日立製作所亀戸工場

草谷晴之 矢仲重信 野田峰男

芝電気基礎研

木下幸次郎 井内昭一

芝電気八王子

鏑 晃一

〔目的〕 冠状血管の撰択的造影時や、臓器の異常形態の診断、あるいは外科的分野においては、立体X線テレビ装置の必要性が非常に高い。このため立体X線テレビ装置に関する実験結果が既にいくつか報告されているが、従来の方法では装置の大形化、系の残像、光学的損失などの点で問題を残している。今回我々はこれらの点を考慮した新しい立体X線テレビシステムを検討したので、その結果を報告する。

〔実験方法と結果〕 標準のテレビシステムを用い、左右画像の分離方法としてはフィールド切換方法を採用した。観察方法については、別に報告する如く¹、i) 二色法、ii) 二偏波面法、iii) 格子法、iv) 二像法の4方式に関して光学的シミュレーションにより、立体感を得る迄の時間、視覚による妨害度、レジストレーション、テレビ系の制限、及び立体観測の難易等を検討し、今回は最も簡単で、然も有利と思われる二像法を採用した。

また、X線はく射の制御は新しい試みとして、2極X線管を逆並列接続し、テレビの面走査帰線期間中に同期してX線発生装置の低圧側からパルスを印加する方式を採用したが、装置のブロックダイアグラムを図-1に示す。

フィールド切換方式による立体X線テレビにおいては、左右のX線管による個々の画像を正しく分離する必要上、X線イメージ管、撮像管、及びブラウン管の1フィールド後の信号残存率が問題になるが、それぞれの値は表-1に示す通りである。3者の中では撮像管の値が最も大きいのが、絶対値としては数%に過ぎないので左右の画像の視覚的な contamination は生じない。

然し、通常撮像管(vidicon, image orthicon)では1フィールド後の信号残存率が数十%存在するために立体用としては不向きであり、今回我々が使用した image orthicon 管はこの目的のため、特に信号残存率に考慮して製作したものである。

金属で作成した三次元のファントムを空間、あるいは水中においた場合について立体視し、満足すべき結果を得た。

放射線検査装置の構成

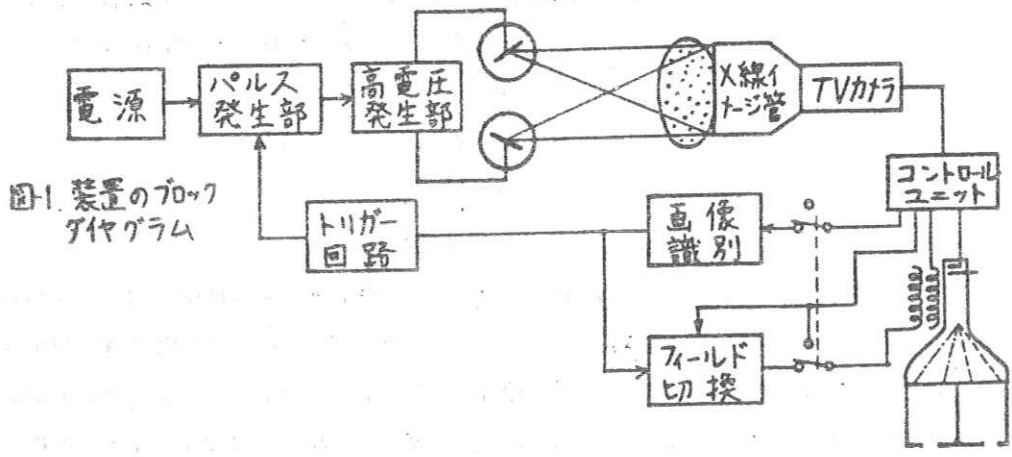


図1. 装置のブロックダイヤグラム

X線イメージ管 (P・or T・H社)	1フィールド後1~1.5%
撮像管 (特 10管)	≒5%
ブラウン管 (P-4 蛍光体)	0.5ms で ≒1%

注) TV系は標準方式なので1フィールドは16.7ms

〔参考文献〕

(1): 木下他5, 医用立体XTV提示方式の検討, 第28回日医放大会抄録集 III - 167

立体X線テレビ方式の検討

芝電気基礎研 木下幸次郎 井内昭一

芝電気八王子 鏑 晃一

日立亀戸工場 草谷晴之 矢仲重信 野田峰男

〔目的〕 各種のX線立体TVが試みられているが、方式間の得失に関する報告が少ない。本文は立体X-TV像の提示の比較を実験的に調べた結果を報告する。

〔方法〕 対象は(A)二色法、(B)二偏波面法、(C)格子法、(D)二像法の4方式である。比較の条件は立体感を得る迄の時間、視覚的妨害、レザストレーション、TV系の制限、立体計測の5項目である。実験は光学的シミュレーションによった。被験者は30才以下の男子数名である。

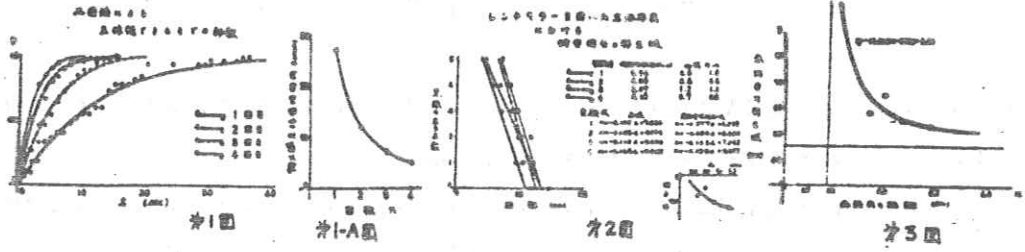
〔結果〕 (A)は立体感を得るのに数十秒を要し、立体像から外景へ目を移すと数秒以上余色が残る。又レザストレーションがColor TVと等しい正確さを要する。受像管で解像力に制限を受ける。第1図は、被験者に垂直に交った二つの平面、等面4面体、直円錐と平面の交わり、と6面体、の4つの例を数回繰返して見せ、立体感を得る迄の時間である。1.0を見た人達の100%が立体感を得たものとする。このデータを $y = 1 - e^{-\alpha_n t}$ で近似する。(但し、 α_n は n 回目の減衰係数であるとする) 1回目は $\alpha_1 = 0.074$ 、2回目は $\alpha_2 = 0.2$ という結果になり、 α_n と回数 n との関係は $\alpha_n = 1.4n - 0.66$ と替ける。〔ただし、 $0 < t < 60$ 、 $n = 1, 2, 3, 4$ 〕すなわち、単位時間あたりの見えない人が減少する割合を示している。又、90%群立体感得時間と回数 n との関係は、第1-A回のようになり、始めてと4回目では立体感得時間が $1/5$ に縮まる。これは統計的な結果だから、特定な人にある一例を見せても立体感が湧き上らないという難点もある。

(B) はTV系として受像面の明かるさが半分以下になる。

(C) は観察者の目の位置により妨害像が発生する。立体視科学研究所の杉村良介氏からお借りした立体写真の例では、目の位置により黒い線が何本かでて視界のじやまをする。第2図のように、目から被写体までの距離が70~20cmぐらいの間に0~5本も縦に黒い線が出る。だがこの表において、黒線の出る本数と両眼間の距離との関係はつかない。無妨害可視区域はTV画面から50~70cmぐらい離れた所であり、第3図のごとく無妨害可視域を y 軸にとり、両眼間の距離を x 軸にとると $(y - 45.32)(x - 5.78) = 3.01$ で近似できる。即ち $y = 45.32$ 、 $x = 5.78$ を漸近線とする第一象限の $y = b/x - a$ のグラフである。両眼間が離れている人ほど被写体へ近づいて見ると思われ、この時収れん角は $5^\circ \sim 7^\circ$ ぐらいである。

(D) については以上のような欠点はなく、瞬時に立体感が得られ、計測、レザストレーションも甚だ簡

単なので、医用立体X-TVとして最適である。



フーリエ積分を用いるCIE色度点の計算

大日本塗料 土井邦雄

色度点は、従来 λ -領域の積分によって計算されている。本研究は、これにフーリエ変換した u -領域の概念を導入して色計算する方法を述べる。また、標本化定理を用いて計算する式を求め、山口によるフーリエ級数を適用したもの(照明学会誌43, 166, (1959))や λ -領域で総和をとる従来の方式との関係を明らかにする。さらに complex degree of coherence $\gamma_{11}(\tau)$ を用いて色計算する式を導く。節約のため三刺激値の一つだけについて結果を書く。従来は $X = k_0 \int f(\lambda) \bar{x}(\lambda) d\lambda$ であるが、 u -領域では Parseval の定理から $X = k_0 \int_{-\infty}^{\infty} F(u)^* \cdot X(u) du = 2k_0 \int_0^{\infty} |F(u)| |X(u)| \cos\{\varphi_F(u) - \varphi_X(u)\} du$ となる。

もし、 $\bar{x}(\lambda)$ が $\lambda_{\min} \sim \lambda_{\max}$ に限られていれば $X_1(u) = \sum X_1(m\Delta u) \cdot \text{sinc}(\pi \frac{u}{\Delta u} - m\pi) \cdot \exp\{-\pi i (u - m\Delta u) (\lambda_{\min} + \lambda_{\max})\}$; $X_1(m\Delta u) = \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} \bar{x}_1(\lambda) \exp(-2\pi i m\Delta u \lambda) d\lambda$ であり、 $\int_{-\infty}^{\infty} F_1(u)^* \cdot X_1(u) du = \sum F_1(m\Delta u)^* X_1(m\Delta u) \Delta u$ となる。これは山口の方法に対応する。

一方、 $\bar{x}_2(\lambda) = \sum \bar{x}_n \text{sinc}(\pi \frac{\lambda}{\Delta \lambda} - n\pi)$ とすると、 $X_2(u) = \sum \bar{x}_n \exp(-2\pi i u n \Delta \lambda)$, $\Delta \lambda |u| < 1/2 \Delta \lambda := 0$, $|u| > 1/2 \Delta \lambda$ となり、 $\int_{-\infty}^{\infty} X_2(u)^* F_2(u) du = \sum \bar{x}_n f_n \Delta \lambda$ を得る。これは従来の和公式による色計算の式である。

次に、 $\bar{x}(c/\nu) \equiv \bar{x}_N(\nu)$ とおき、これのフーリエ変換を $X_N(\nu)$ とすると $X = k_0 \int_{-\infty}^{\infty} \gamma_{11}(\nu)^* X_N(\nu) d\nu$ を得る。

最後に、蛍光体の発光スペクトル分布などについて計算した結果を報告する。

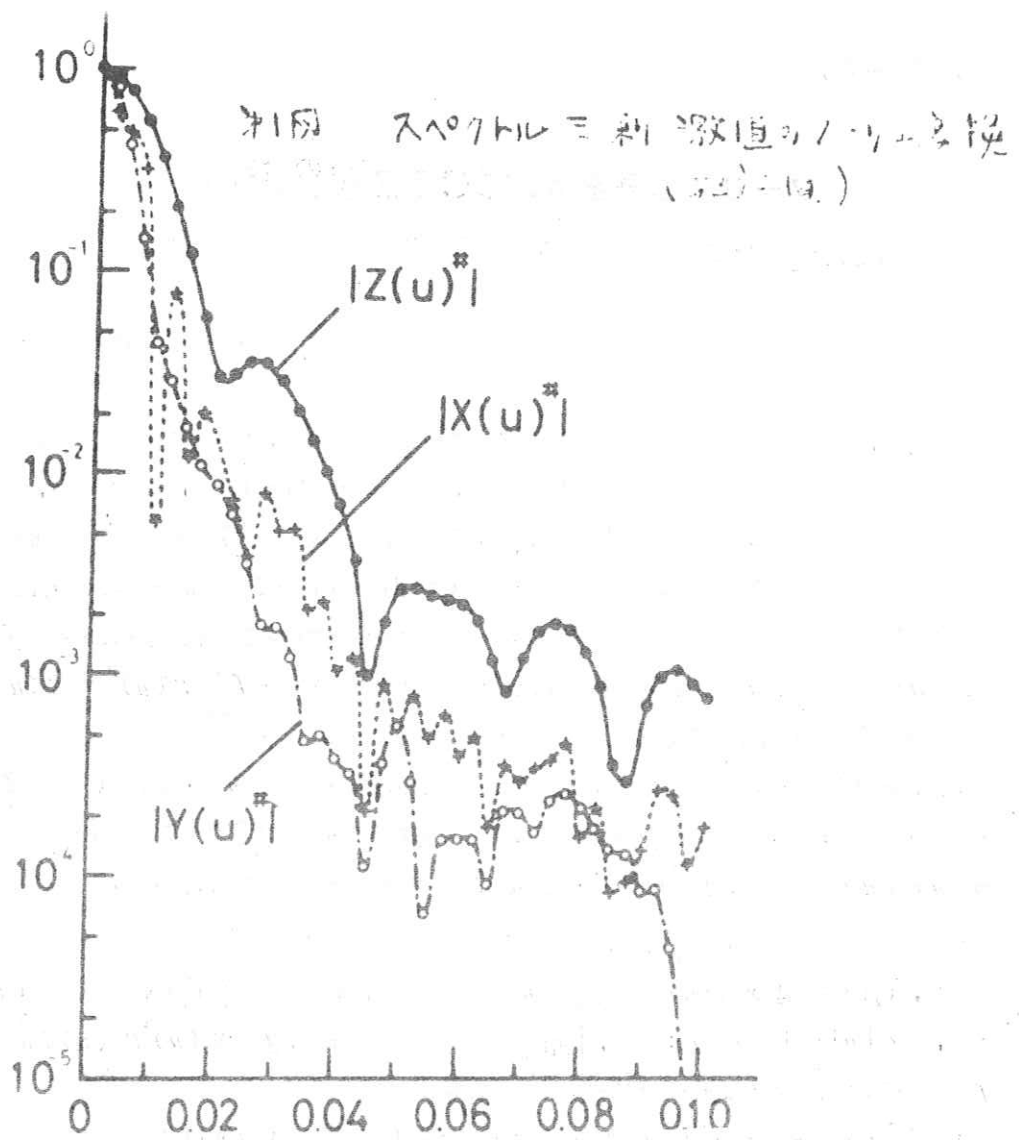


Figure 10: Magnitude spectra of three signals (amplitude)

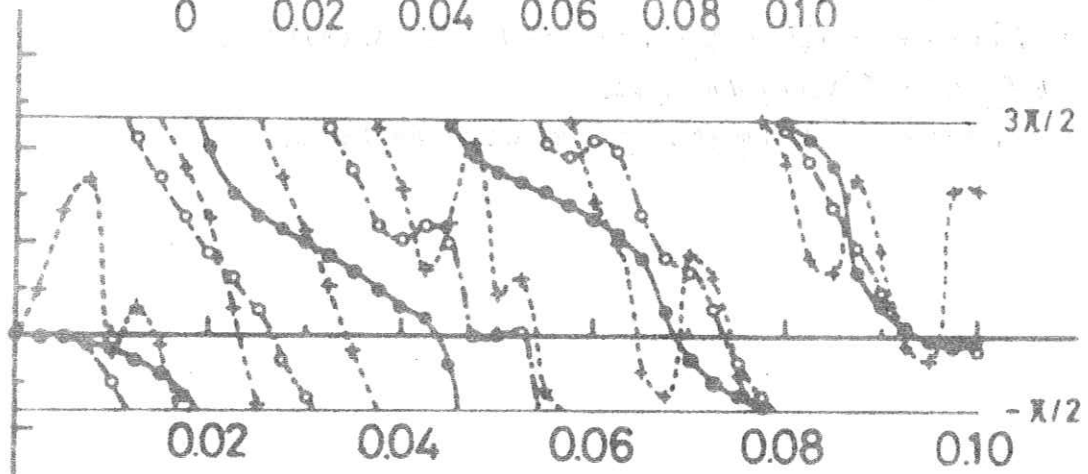
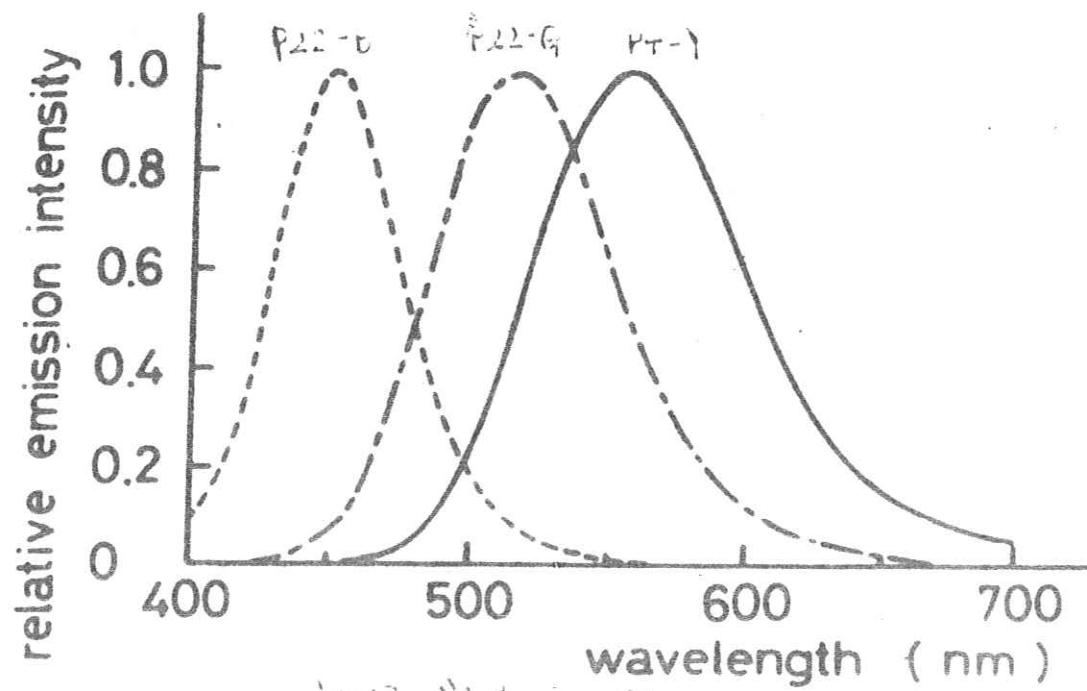


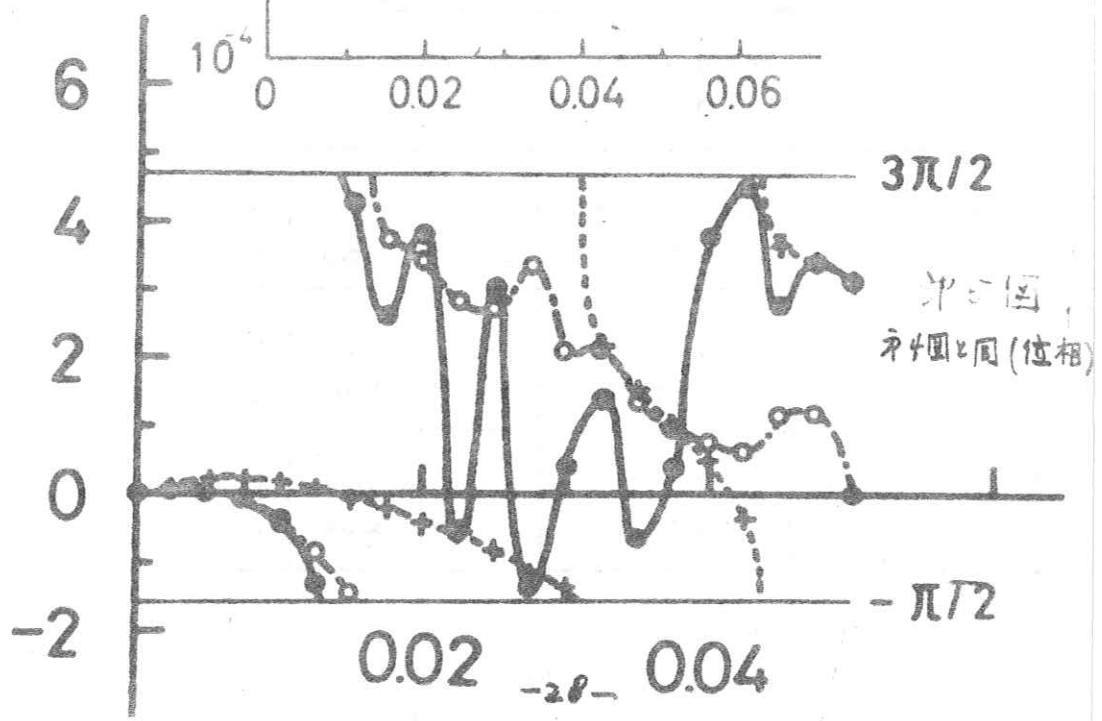
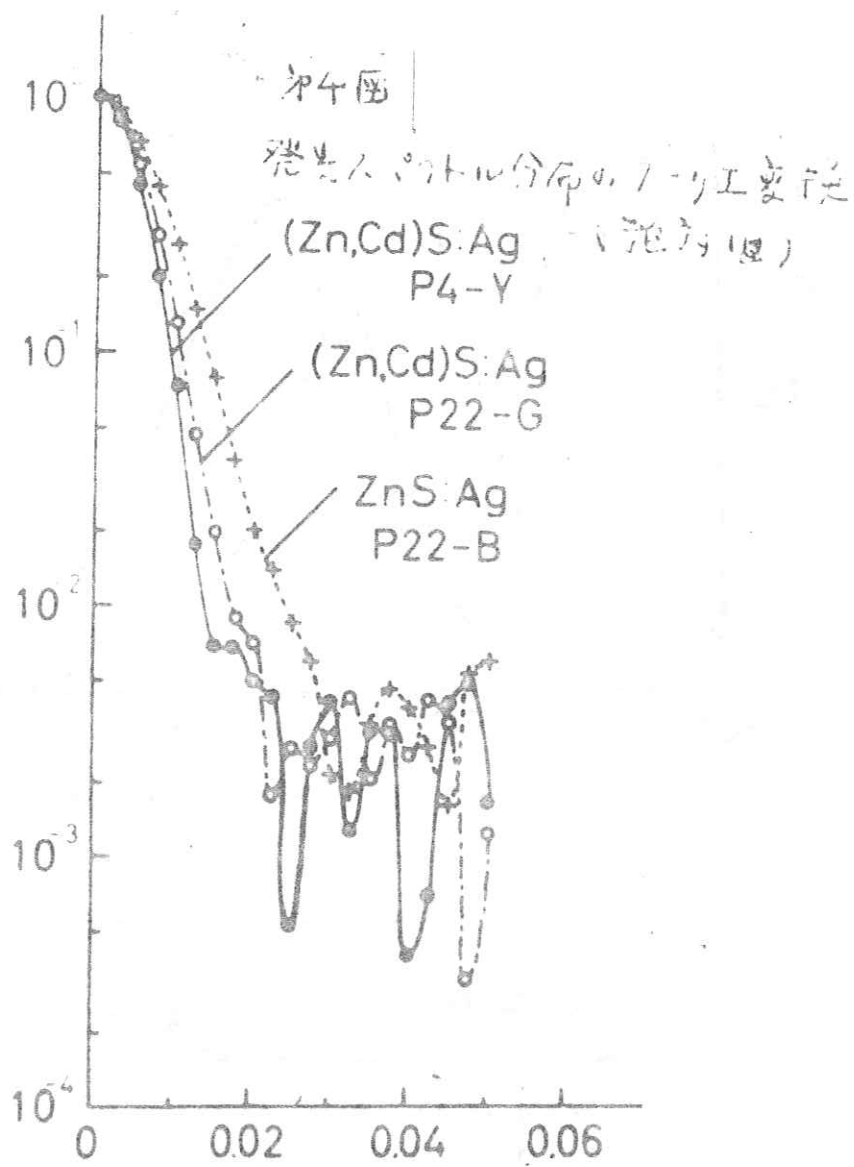
Figure 11: Phase spectra of three signals (phase)



和國 蛍光管の発光スペクトル分布
(単位: 任意)

	λ -domain	u-domain	
		m = 20	m = 5
source C	x = 0.3101 y = 0.3162	x = 0.3101 y = 0.3162	x = 0.310 y = 0.316
(Zn,Cd)S:Ag P22 - G	x = 0.2339 y = 0.5554	x = 0.2339 y = 0.5553	x = 0.234 y = 0.556
ZnS:Ag P22 - B	x = 0.1447 y = 0.0806	x = 0.1447 y = 0.0806	x = 0.145 y = 0.081
(Zn,Cd)S:Ag P4 - Y	x = 0.4202 y = 0.5532	x = 0.4202 y = 0.5531	x = 0.420 y = 0.553

和表 u-d 色度算の計算結果の比較



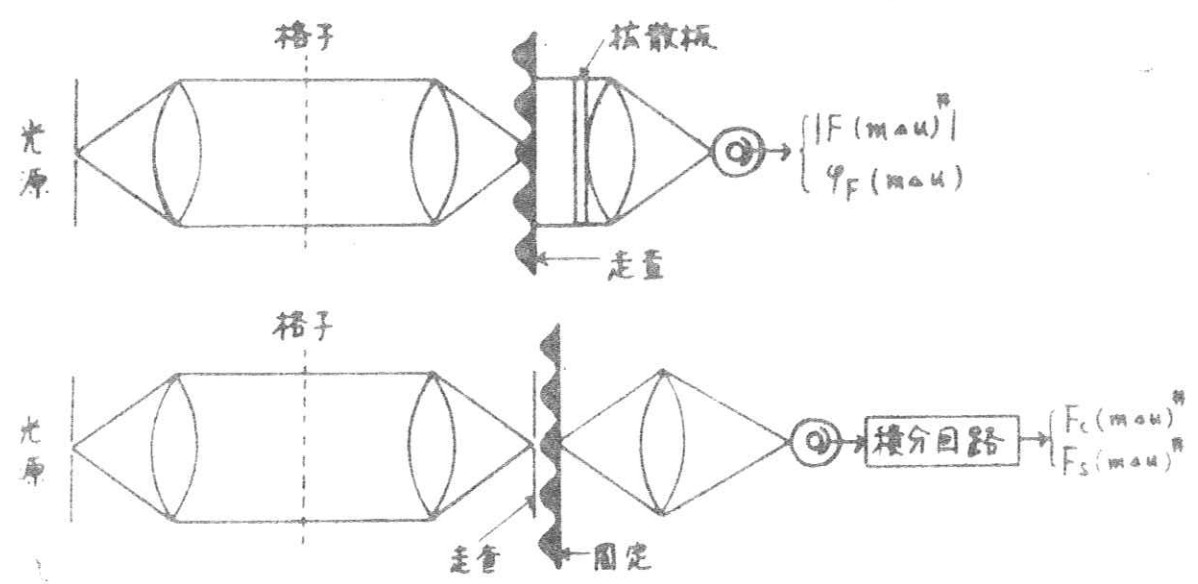
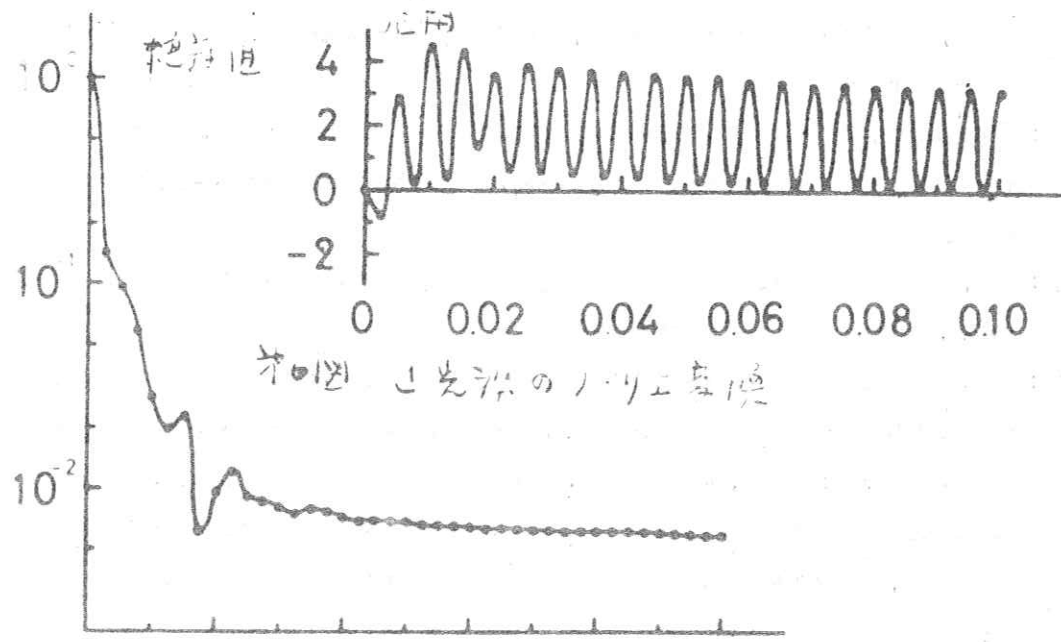


図7-12 光格子による位相測定法

〔質問討論〕

木下：色度点の値が何ケタまでの精度を必要とするかについては、マツカダムの識別域 円のデータとか、テレビジョン用蛍光体の場合には、テレビジョン学会の委員会のデータなどを利用したらどうですか？

土井：視覚実験では、4ケタまで必要と聞いていますが、テレビジョン用蛍光体では、3ケタまでで充分ではないかと思っております。しかし、今後、他の分野についても調べてみるつもりであります。

木下：最近、カラーテレビジョンに使われている E_u 付活の蛍光体の様に線スペクトルに発光する場合には、この計算方法を応用されましたか？

土井：まだ、計算しておりません。 λ -領域では線スペクトルの位置とスペクトル三刺激値の与えられている波長がぴったり合っていない時には、内捜して、その位置のスペクトル三刺激値を求めてやらねばなりません。しかし、 u -領域では、計算上その必要がありません。しかし、 u -領域の計算では、その内捜のし方に、全 λ -領域のスペクトル三刺激値を用いて計算した事に対応します。線スペクトルの場合には u -領域の計算の方が精度がいいのではないかと考えております。

RII研究会第5回委員会議事録

日時 昭和44年6月6日(金) 午後3時～6時

場所 小西六写真工業(株)本社 会議室

出席者 井上多門, 内田 勝, 木下幸次郎, 佐柳和男, 高野正雄, 竹中栄一, 土井邦雄

(五十音順)

1 今年度の方針

1.1 担当委員制

研究会の行なり行事を、今後、庶務、講演会、出版、会計などの部門に分けて、責任担当委員制とする。

今年は、さしあたって講演会担当として、竹中栄一、佐柳和男、高野正雄、土井邦雄の4名の委員を決める。

これらの制度改革は、今後、研究会のメンバーを増やし、研究会を大きく発展させるに従って、繁雑化する会の運営をより合理的に行なうためのものである。

庶務、出版、会計については、今年度は従来と同じく内田勝委員が担当する。

1.2 サマーセミナー

エックス線技師を対象に、今年度、サマーセミナーを行なう。そのための担当として、講演会担当委員をこれにあてる。サマーセミナーの具体的な企画については、後日、席を改めて打ち合わせを行なう。

2 会計報告

2.1 昭和43年度会計報告

内田常任委員から昭和43年度会計報告が次のようになされ、委員会はこれを承認した。

Ⓐ

2.2 放射線像の研究、第1巻に関する会計報告

内田常任委員から次のように報告され委員会はこれを承認した。

Ⓑ

2.3 放射線像の研究第2巻に関する出版および発売状況経過報告

放射線イメージ・インフォメーション研究会

①

昭和43年度 会計報告

(自 昭和43年4月 1日)
(至 昭和44年3月31日)

収入の部		支出の部	
費目	金額 円	費目	金額 円
前年度繰越金	-15,757	交通費	110,510
賛助会費	320,000	会合費	45,345
会費(当日会費を含む)	27,100	印刷費	93,450
班研究費	77,800	通信費	42,020
		原稿料	50,000
		人件費	58,000
		事務および雑費	7,098
		次期繰越金	2,720
計	409,143	計	409,143

豊中市待兼山町1番1号 大阪大学医療技術短期大学部内
放射線イメージ・インフォメーション研究会 内田 勝

放射線像第1巻販売会計報告 (自 昭和42年4月)

(至 昭和44年4月)

②

収入の部		支出の部		備考
費目	金額 円	費目	金額 円	
1400円 531冊	745,400	印刷代支払	770,000	大阪-岐阜 } 車往復 大阪-京都 } 往復 宿舎-会場 } 往復 大阪-岐阜 3名往復 大阪-京都 2名往復 その他 岐阜 3名, 4日
1100円 54冊	59,400	運送費	25,600	
1250円 64冊	80,000	交通費	15,520	
贈呈 51冊	0	宿泊費	36,800	
		販売経費	18,000	
		その他	8,380	
		雑費	8,380	
		剰余金	8,500	
計	882,800	計	882,800	

豊中市待兼山町1番1号 大阪大学医療技術短期大学部内
放射線イメージ・インフォメーション研究会 内田 勝

3 教科書，研究白書，勧告

教科書については，附録にのせる数学の部分の依頼原稿が，7月に完成する予定である。その後コピーをとって，第1編の執筆者に送附し，これを参考にして，年内に各人の原稿を仕上げる。

研究白書については，修正案が提示されたが，時間がないので，詳細な内容の討論は，後日，講演会担当委員の打ち合わせ会にて行なう。

最終的には研究白書の印刷，公表と研究会の会員募集公告を同時に行なう。

勧告については，教科書の原稿ができた時点でこれを基に案を作成する。

4 次回予定

未 定

書記 土井邦雄

— 研究会記事—第二十一回

発行日 昭和44年7月23日

編集者 内田勝

発行所 R I I 研究会

大阪府豊中市待兼山町一ノ一

大阪大学医療技術短期大学部内

電話 豊中(〇六八)

五五一一二八一—三

•
•
•
•
•

印刷所 大阪府箕面市瀬川八八一

渡辺龍史堂

箕面二二一九九〇三
