

放射線像研究

VOL. 3. No. 2 (通巻35号) 1973年5月

目次

研究会記事・会告	52 頁
特別講演資料	
1. Square Root Transform for the Analysis of Quantum Fluctuations in Spectrum Data 東 芝 井上多門	56 頁
2. Spectral Resolution Improvement by Non - Damping Filter 東 芝 井上多門	60 頁
論 文	
3 6 - 1 X線管の管電圧、管電流をその波形による放射X線の 強度変化 (II) 整流波形の歪みと管電流 京大原子炉実験所 佐藤孝司	64 頁
3 6 - 2 Measurement for Energy Spectra of Diagnostic X-ray with Si(Li) Detector (I) 東 芝 神保昌夫、斎藤雄督	75 頁
3 6 - 3 雑音電圧法による微弱光の測定 京都工繊大 金森仁志、小島克之	81 頁
3 6 - 4 シリコンPINフォトダイオードを用いた微弱光の測定 京都工繊大 金森仁志、小島克之	86 頁

第 3 6 回 研 究 会 記 事

第 3 6 回 R I I 研究会は下記のように開催されました。

日 時 昭和 4 8 年 5 月 2 6 日 (土) 1 0 : 3 0 ~

場 所 東芝堀川町工場技能高等訓練校

特別講師 東芝 井 上 多 門 氏

東芝 渡 辺 貞 一 氏

出 席 者 (敬 称 略)

青柳泰司, 池田祐之, 伊藤 博, 井上多門, 岡本紀久夫, 尾沢光久, 籠田 実,
金森仁志, 木下幸次郎, 小島克之, 佐藤 茂, 佐藤孝司, 城間正勝, 神保昌夫,
竹中栄一, 竹村高三, 恒岡卓二, 中村 豊, 西岡敏雄, 長谷川 伸, 平川宗市,
南 博, 森矢達人, 矢仲重信, 山本 昭, 山口奉頼, 吉田熙宣, 渡辺貞一,
他数名

プログラム (* 印のものは本誌に論文が掲載されています)

特別講演

* (1) 放射線像処理のアルゴリズム

東 芝 井 上 多 門 氏

(2) 自動細胞診装置

東 芝 渡 辺 貞 一 氏

研究発表

* (1) X線管の管電圧管電流とその波形による発生 X線の特性変化 (II)

京都原子炉実験所 佐 藤 孝 司

* (2) X線エネルギー分布の測定

東 芝 神 保 昌 夫, 斎 藤 雄 督

* (3) 雑音電圧法による微弱光の測定

京都工繊大 金 森 仁 志, 小 島 克 之

* (4) シリコン P I N フォトダイオードを用いた微弱光の測定

京都工繊大 金 森 仁 志, 小 島 克 之

(5) フォトシンチグラムの S/N について

東 大 : 宮 前 達 也, 竹 中 栄 一, 城 間 正 勝

日立電子：木嶋伸一，山口奉頼，木下幸次郎
(6) 左室の圧容積曲線の二，三の実例について

北里大学：池田祐之，野呂忠慈

日立電子：木下幸次郎，山口奉頼，木嶋伸一，
籠田 実

会 告

— 第37回研究会について —

第37回研究会は下記のように開催いたします。

日 時 昭和48年9月8日(土)

場 所 京都工芸繊維大学・工芸本館

— 新 入 会 員 —

氏 名	〒	勤務先および所在地	Te l
(賛助会員)			
中央精機株式会社	101	東京都千代田区神田淡路町1-9	03-251-2377
真栄城守候	902	琉球大学保健学部附属病院中央放射線部 沖縄県那覇市宇与儀585	那覇 54-0163 内 261

— 住 所 変 更 —

氏 名	〒	新勤務先および所在地	Te l
(社名変更)			
遠藤俊夫	557	(株)日立メディコ大阪工場 大阪市西成区長橋通5-19	
(電話番号変更)			
佐藤孝司	590-04	京都大学原子炉実験所	07245-2-0901

氏 名	〒	新勤務先および所在地	Te l
		大阪府泉南郡熊取町	
竹 中 栄 一	113	東京大学医学部放射線医学教室	03-815-5411
		東京都文京区本郷7-3-1	☎ 8676

昭 和 48 度 総 会

(1) 第36回研究会昼食休み時間を利用して総会を開催し、下記の通り昭和47年度会計報告がなされ、出席会員の承認を得た。

放射線イメージ・インフォメーション研究会

昭和47年度会計報告

S . 4 7 . 4 . 1 - 4 8 . 3 . 3 1

収 入		支 出	
費 目	金 額 (円)	費 目	金 額 (円)
賛 助 会 費	4 4 0,0 0 0	印 刷 費	1 6 7,5 0 0
一 般 会 費	6 0,0 0 0	通 信 費	9 7,9 0 5
雑 収 入	1,8 0 0	交 通 費	4 8,5 8 0
銀 行 利 子	1,2 4 7	会 合 費	9,5 9 0
前 年 度 繰 越 金	5 8,7 9 4	謝 金	1 0,0 0 0
		事 務 雑 費	1 5,5 5 5
		特 別 支 出 (放射線像の研究関係)	1 8 0,0 0 0
		次 年 度 繰 越 金	3 2,7 1 1
計	5 6 1,8 4 1	計	5 6 1,8 4 1

(2) 次回予定について

第37回研究会は9月上旬の土曜日、京都工繊大において開催することとした。

光学測定機・ホログラフィー測定機

中央精機株式会社

〒101 東京都千代田区神田淡路町1-9, Tel. 03-251-2377



東芝

明日をつくる技術の東芝

医用電子機器 医用放射線機器

●お問合せは

東芝放射線株式会社

東京都中央区日本橋江戸橋3丁目7 電話(272)4271(大代)

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)2321-4

医療用機器

日本シーメンス株式会社

医療機事業部

本社(100) 東京都千代田区丸の内2丁目6番1号(古河総合ビル) 電話 東京214-0211

SQUARE ROOT TRANSFORM FOR THE ANALYSIS OF QUANTUM FLUCTUATIONS IN SPECTRUM DATA

T. INOUE

Toshiba Research and Development Center, Tokyo Shibaura Electric Co., Ltd., Kawasaki 210, Japan

Statistical fluctuations of pulse height distributions are analyzed from a view-point of noise elimination. The square root transform of the spectrum data that provides an additive characteristic to the relationship between the signal and the noise

component is proposed for effective filtering of the data. Numerical simulations of this technique show that smoothing of the spectrum data is more effectively carried out by this transformation.

1. Introduction

Count rate measurements of irradiating particles are always affected by the statistical properties of quantum fluctuations. Statistically, it is almost impossible to expect a true spectrum without any fluctuating component because of the quantum characteristic of the counting rates that distribute around the average according to the probability law. To eliminate this component of disturbance in the observed data, the technique of spectrum smoothing is often used. Many methods have been proposed to carry out this operation, such as the filtering in the Fourier transformed space¹⁾, folding certain functions on the original distribution²⁾, etc. Except for the method of the least square fitting of a pattern of the peak distribution³⁾, these methods make use of the equivalent mathematical principle of multiplying a proper filter function in the Fourier transformed space. Details of choosing the filter function for the Fourier transform method are discussed in the author's previous literature¹⁾. This technique is often used and well proven in the field of the communication theory, and provides a powerful tool in the spectrum data analysis. However, a detailed analysis of this technique can reveal the difference between the statistical properties of fluctuations that appear in the transmission of the usual communication message and in the quantum fluctuations of the counting rates of the spectrum data. In the former case, the noise component is additive to the signal. In the latter case, on the contrary, the additive relation of the pure noise to the signal component is not stated.

This paper analyzes the structure of this kind of quantum fluctuation and proposes a simple transformation of spectrum data by which the additive properties are approximately satisfied. With this transformation, the noise is separately expressed from the signal component, so that the usual technique of filtering to decrease higher frequency component, where the fluctuating component is dominant, is much more effective than the direct method. Some numerical simulations are also shown to demonstrate the effect of the transformation.

tuating component is dominant, is much more effective than the direct method. Some numerical simulations are also shown to demonstrate the effect of the transformation.

2. Theory

For simplicity, a one-dimensional problem is analyzed and the output distribution of the pulse height analyzer is considered. The probability $P(m_i, \lambda_i)$ that the count rate at the i th channel of the pulse height analyzer is found to be m_i is expressed by using the Poisson distribution,

$$P(m_i, \lambda_i) = \exp(-\lambda_i) \lambda_i^{m_i} / m_i! \quad (1)$$

The parameter λ_i is related to the average and the variance of this probability distribution, i.e.:

$$\sum_{m_i=0}^{\infty} m_i P(m_i, \lambda_i) = \lambda_i \quad (2)$$

$$\sum_{m_i=0}^{\infty} (m_i - \lambda_i)^2 P(m_i, \lambda_i) = \lambda_i \quad (3)$$

It is quite natural to regard the average distribution λ_i as the signal component and the fluctuating component n_i as a displacement from the average, as follows:

$$n_i = m_i - \lambda_i \quad (4)$$

Then, eqs. (2) and (3) are expressed by

$$\bar{n}_i = 0 \quad (5)$$

and

$$\overline{n_i^2} = \lambda_i \quad (6)$$

where the sign ($\bar{\quad}$) indicates the average with fixed channel number i . Therefore, the variance of the fluctuating component has a dependence on the signal component at the i th channel and the component of the signal still remains in the thus defined component of

fluctuations. This gives a quite different characteristic to the quantum fluctuations from the noises in a common conception where the invariant properties of the probability distribution of the noise are usually satisfied and the noise is simply additive to the signal component. Eq. (6) is changed into the following expression:

$$\overline{\left(\frac{n_i}{\sqrt{\lambda_i}}\right)^2} = 1. \quad (7)$$

This formula gives a hint that the following square root transform of m_i may show a simple relationship between the signal and the fluctuation:

$$r_i = \sqrt{m_i} = \sqrt{(\lambda_i + n_i)}. \quad (8)$$

To determine the average and the variance of this distribution of r_i , eq. (8) is expanded as follows:

$$r_i = \sqrt{(\lambda_i)} \left[1 + \frac{1}{2} \frac{n_i}{\lambda_i} - \frac{1}{8} \left(\frac{n_i}{\lambda_i} \right)^2 + \frac{1}{16} \left(\frac{n_i}{\lambda_i} \right)^3 - \frac{5}{128} \left(\frac{n_i}{\lambda_i} \right)^4 + \dots \right]. \quad (9)$$

For the Poisson distribution, the following third and fourth moments of the fluctuating component are easily calculated:

$$\overline{n_i^3} = \lambda_i, \quad (10)$$

$$\overline{n_i^4} = 3\lambda_i^2 + \lambda_i. \quad (11)$$

By using these relationships and eqs. (5) and (6), it is possible to calculate the average and the variance of r_i , as follows:

$$E[r_i] = \overline{r_i} = \sqrt{(\lambda_i)} \left[1 - \frac{1}{8\lambda_i} + \frac{1}{16} \frac{1}{\lambda_i^2} - \frac{5}{128} \frac{3\lambda_i + 1}{\lambda_i^3} + \dots \right], \quad (12)$$

$$V[r_i] = \overline{r_i^2} - (\overline{r_i})^2 = \frac{1}{4} + \frac{3}{32} \frac{1}{\lambda_i} + \dots \quad (13)$$

Therefore, if discussions are limited within the first order of the expansion in eqs. (12) and (13), with the square root transform, a fluctuating component around the average expressed by $\sqrt{\lambda_i}$ can be defined and, for this component, the variance is approximately independent of channel number i . With this transformation, therefore, the observed count rates are expressed as

$$r_i = \sqrt{\lambda_i} + \delta_i, \quad (14)$$

then, we can regard $\sqrt{\lambda_i}$ as the signal and δ_i as one sort of noise distribution. For this noise component, the following relationships hold:

$$\overline{\delta_i} = \mathcal{O}(\lambda_i^{-1/2}), \quad (15)$$

$$\overline{\delta_i^2} = \frac{1}{4} + \mathcal{O}(\lambda_i^{-1}). \quad (16)$$

Therefore, with these properties, the noise component defined by the distribution of δ_i is approximately additive to the signal component $\sqrt{\lambda_i}$ as eq. (14) shows. This is the case in the noise component discussed in the communication theory.

It may be of interest to know how the square root transform changes the ratio of the signal to the noise. In the direct expression the power ratio of the fluctuating component to the signal is obtained from eqs. (4) and (6) as

$$\overline{n_i^2}/\lambda_i^2 = 1/\lambda_i. \quad (17)$$

With the square root transform, from eqs. (14) and (16), the ratio is

$$\overline{\delta_i^2}/(\sqrt{\lambda_i})^2 = 1/4\lambda_i. \quad (18)$$

Therefore, the contribution of the fluctuation is much reduced in the case where the count rate distribution is transformed by the square root operation. This is because the fluctuating component is reduced to contain a purely noise component by the square root transform. On the contrary, in the direct expression, the fluctuating component contains some signal components, as expressed in eq. (6). For this reason, the filtering method that eliminates higher frequency components where the contribution of the fluctuating component is dominant, is more effective in the case of the square root transform. The numerical verification is made in the following section.

3. Numerical simulations

For the purpose of comparing the effects of the direct and the square root transform method of smoothing the spectrum data, numerical simulations using a computer are carried out. With experimental procedures, it is impossible to obtain correctly the original distribution of λ_i . This simulation, therefore, starts with the assumption of λ_i and, in this case, a Gaussian distribution is used to simulate a pure single peak. With this parameter indicating the average of the probability distribution at the i th channel, it is possible to obtain random numbers with the Poisson distribution by using random numbers with the uniform probability that is simply generated by an electronic computer. Fig. 1 shows examples of the thus computer calculated

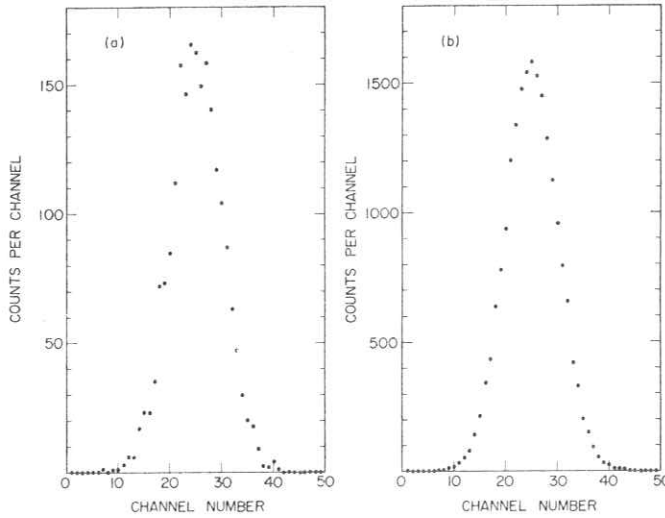


Fig. 1. Examples of computer simulated pulse height distribution of m_i . The original signal distribution of λ_i is expressed by eq. (22) (a) $A = 4 \times 10^2$ counts/channel; (b) $A = 4 \times 10^3$ counts/channel.

pulse height distribution of m_i with an original Gaussian distribution for λ_i . The following values are then calculated and compared with each other:

$$P_1 = \int \left[\int (1/2\pi) \int m(x) \exp(-i\omega x) dx \times H(\omega) \exp(i\omega x) d\omega - \lambda(x) \right]^2 dx, \quad (19)$$

$$P_2 = \int \left\{ \left[\int (1/2\pi) \int \{m(x)\}^{\frac{1}{2}} \exp(-i\omega x) dx \times H(\omega) \exp(i\omega x) d\omega \right]^2 - \lambda(x) \right\}^2 dx, \quad (20)$$

where $m(x)$ and $\lambda(x)$ are the functions of continuous variable x , defined from m_i and λ_i by interpolations between the integral values, and $H(\omega)$ denotes the filter function. The same type of filter function for the smoothing explained in the previous literature¹⁾ is used for this simulation, i.e.,

$$H(\omega) = \begin{cases} 1, & |\omega| \leq \omega_0 \\ \exp[-(|\omega| - \omega_0)^2 / 2\sigma^2], & |\omega| > \omega_0, \end{cases} \quad (21)$$

where $\sigma = 10^{-2} \times 2\pi$ radians/channel is assumed. As stated in the previous literature¹⁾, results are rather insensitive to the choice of this parameter for σ . Results of the simulations are shown by plotting P_1

and P_2 with a parameter for the beginning of the cut-off frequency ω_0 of the filter function. The lower curves in fig. 2 are plottings of P_1 and P_2 with the following original signal distribution:

$$\lambda_i = [A/\sqrt{2\pi}] \exp[-(i-25)^2/50], \quad (22)$$

where $A = 4 \times 10^2$ counts/channel is used. The upper curves in fig. 2 are the same plottings for the signal distribution with higher count rates by setting $A = 4 \times 10^3$ counts/channel. The distributions of m_i that are used for cases shown in fig. 2 are demonstrated in fig. 1. It is obvious, from the plottings shown in fig. 2, that the square root transform is very effective for spectrum data smoothing. The author's experience with various original distributions of λ_i , the additive expression with the square root transform always provided more smoothed versions than the direct methods, as expected from the theory.

4. Discussions

The plottings of P_1 and P_2 show the same tendency either in the low or in the high cut-off frequency region, as shown in fig. 2. In the region of the low cut-off frequency, the smoothing action is so intense that the whole peak is smoothed and changed into a flat and broad distribution. Therefore, P_1 and P_2 , that indicate the deviation from the original pattern of $\lambda(x)$, increase rapidly as the cut-off frequency decreases. In

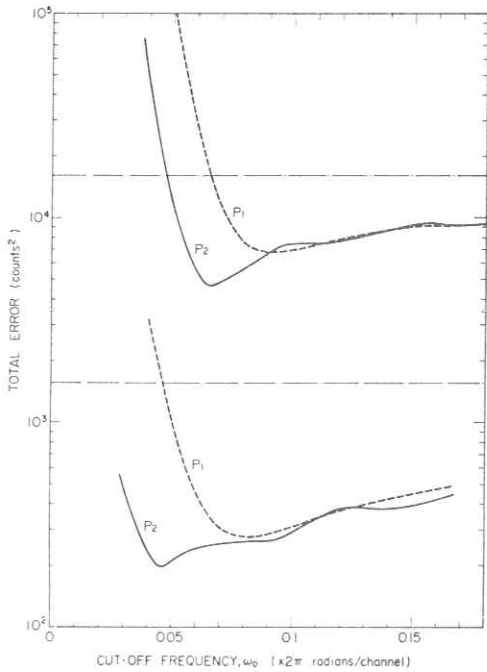


Fig. 2. Results showing the effect of the square root transform in comparison with the direct method of filtering. The lower curves are plotted for the case shown by (a) in fig. 1. The upper curves are obtained for the case shown by (b) in fig. 1. — Filtering with the square root transform. --- Filtering without the square root transform. - - - Level of the fluctuation of the original distribution of m_i .

the high frequency region, on the contrary, the filtering effect is weak, so the smoothed distribution of the peak still contains some fluctuating components. The values of P_1 and P_2 , therefore, asymptotically approach to the level of the fluctuation of the pattern of $m(x)$ with the increasing cut-off frequency. The discrepancy of locations of the minima of P_1 and P_2 is explained by the difference of frequency distributions of $m(x)$ and $\{m(x)\}^2$. The square root transformed pulse height distribution of the peak shows a relatively broader pattern, so that the cut-off frequency of the best choice for P_2 is lower than that for P_1 .

A careful calculation of eqs. (12) and (13) shows a similar transformation of

$$r_i = \sqrt{m_i + c}, \quad (23)$$

which gives the same type of result⁴). The case of $c = \frac{3}{8}$ is particularly effective, because the second term of the expansion of the variance becomes zero. Therefore, a slightly more effective smoothing will be carried out if this transformation is used.

In this analysis, discussions are limited in the problem of spectrum data. However, this technique involving the square root transform can be applied to any case where the fluctuating component is described by the Poisson distribution. Applications of this technique for the processing of two-dimensional image distributions may be of interest and will be reported in a later paper.

References

- 1) T. Inouye, T. Harper and N. C. Rasmussen, Nucl. Instr. and Meth. **67** (1969) 125.
- 2) A. Savitzky and M. J. E. Golay, Anal. Chem. **36** (1964) 1627.
- 3) R. G. Helmer et al., Nucl. Instr. and Meth. **57** (1967) 46.
- 4) F. J. Anscombe, Biometrika **35** (1948) 246.

SPECTRAL RESOLUTION IMPROVEMENT BY NON-DAMPING FILTER

T. INOUE

Toshiba Research and Development Center, Tokyo Shibaura Electric Co., Ltd.,
Kawasaki 210, Japan

Received 16 March 1972

A new method for the spectral resolution improvement is described. The difficulty that appears in the usual method for the resolution improvement is eliminated by use of the characteristic of the delta function. Results of the numerical simulation show the effectiveness of the proposed method using a non-damping filter function.

1. Introduction

In the author's earlier paper¹⁾, applications of Fourier transforms to the smoothing and the resolution improvement of complex spectral data were discussed. In the Fourier transformed space, both data smoothing and resolution improvement methods are explained as the same mathematical operations, merely using different filter functions. In the former process, the filter function is chosen simply to cut-off the high frequency component where the noise is superior to the signal. For the latter case, on the contrary, the frequency distribution of the signal component is modified and the relatively higher frequency component is intensified by one sort of filter function for the resolution improvement. However, the ideal filter function for this purpose is not actually applied, because such a hypothetical filter function intensifies the noise component and, simultaneously, the norm of the function diverges in the mathematical sense. For this reason, the filter function for the resolution improvement is usually damped to zero as the frequency increases. The filter function thus obtained stresses a certain region in the frequency space causing small spurious ringings around a strong real peak corresponding to the intensified frequencies. In this paper, a new technique for the resolution improvement is introduced by utilizing a singular characteristic of Dirac's delta function. By this method, the resolution improved version of spectral data involves very small spurious peaks and, therefore, in the application of this technique, no serious problems of spurious ringing oscillations are observed. In addition, the non-linear filtering with the square root transform proposed by the author in the previous literature²⁾ provides a more enhanced version in the resolution improvement.

2. Theory

The original spectrum distribution is defined by $g(x)$,

where the variable x is the channel number of the pulse-height analyzer at integers and the function is defined for all values of x by interpolating between the integers. In detail, the function is expressed as follows:

$$g(x) = \int_{-\infty}^{\infty} h(x-x')j(x')dx', \quad (1)$$

where $h(x)$ is the detector response function and $j(x)$ is the real spectrum of incident radiations. Denoting the Fourier transforms of the functions by using the corresponding upper case letters, e.g.,

$$G(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} g(x)\exp(-i\omega x)dx, \text{ etc.}, \quad (2)$$

then, the Fourier transform of eq. (1) is expressed as

$$G(\omega) = H(\omega) \cdot J(\omega). \quad (3)$$

Therefore, $1/H(\omega)$ can be regarded as the filter function for the resolution improvement and, from eq. (3), the true spectrum without the restriction of the detector response is expressed as

$$j(x) = (1/2\pi) \int_{-\infty}^{\infty} [G(\omega)/H(\omega)] \exp(i\omega x) d\omega. \quad (4)$$

In practice, $1/H(\omega)$, which is often referred to as an "inverse filter", is not the best filter function for the resolution improvement for the following reasons:

- 1) the high frequency component, where the noise is dominant, is indefinitely intensified and the noise is enlarged without limit;
- 2) the norm (L_2) of the filter function diverges, so the expression in the original space by the inverse Fourier transform is not definite;
- 3) numerical calculations of the expressions in the frequency space are actually carried out only in a finite range of the frequencies.

For these reasons, the filter function is usually returned

to zero. Examples of determining this function are explained in the literature^{1,3,4}. However, the inverse Fourier transform of the determined filter function, which shows some strengthened part in the higher frequency region, oscillates reflecting the effect of the intensified frequencies. Consequently, if eq. (4) is calculated with such a filter function, some spurious peaks around the intense real peak are inevitably observed. To eliminate this problem, the following filter function is proposed for the resolution improvement:

$$W(\omega) = \gamma - (\gamma - 1)C(\omega), \quad (5)$$

where γ is a positive constant and $C(\omega)$ is a monotonously decreasing function of ω with the following conditions:

$$C(0) = 1, \quad C(\pm\infty) = 0. \quad (6)$$

The function $C(\omega)$ is the same type of filter function often used for the smoothing process. An example of $W(\omega)$ is shown in fig. 1. As the norm of this function

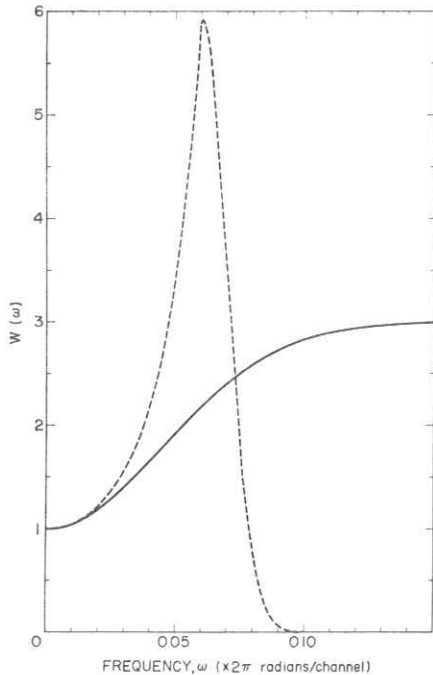


Fig. 1. Examples of the resolution improvement filter function. — Proposed filter function without damping in high frequencies. --- Usual filter function with damping in high frequencies.

$W(\omega)$ does not converge, the inverse Fourier transform of this filter function is not definite in a usual sense. However, by utilizing the characteristic of Dirac's delta function, the inverse Fourier transform of this filter function is obtained as follows:

$$\begin{aligned} w(x) &= (1/2\pi) \int_{-\infty}^{\infty} W(\omega) \exp(i\omega x) d\omega \\ &= \gamma\delta(x) - [(\gamma-1)/2\pi] \int_{-\infty}^{\infty} C(\omega) \exp(i\omega x) d\omega. \end{aligned} \quad (7)$$

Therefore, the filtered function of $g(x)$ in the original space is

$$\begin{aligned} (1/2\pi) \int_{-\infty}^{\infty} G(\omega) W(\omega) \exp(i\omega x) d\omega &= \int_{-\infty}^{\infty} w(x-x') g(x') dx' \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} [\gamma\delta(x-x') - (\gamma-1)c(x-x')] g(x') dx' \\ &= \gamma g(x) - (\gamma-1) \int_{-\infty}^{\infty} c(x-x') g(x') dx', \end{aligned} \quad (8)$$

where the function $c(x)$ is the inverse Fourier transform of $C(\omega)$. When this filter function for the resolution improvement is applied, the singular characteristic of the filter function is contained in the behavior of the delta function. However, the term related to the delta function is expressed by the originally given function and does not have to be actually calculated, as eq. (8) indicates. The filter function expressed by eq. (5) does not intensify a definite region in the frequency space, so the spurious oscillations encountered in the usual methods, that use the filter function with damping portion, are reduced to a great extent. Further, the calculation is quite easily carried out, because it includes only a simple filtering process. For this reason, difficulties involved in the resolution improvement are widely eliminated by applying this method. The verification of the effectiveness of this method is demonstrated by the numerical simulations in the following section.

3. Numerical simulations

Some numerical simulations are carried out to prove the effectiveness of the proposed method. In the calculation first demonstrated, the change of the pattern of a single peak in the spectrum is analyzed. The

original pattern $\lambda(x)$ is obtained by simulating a peak by a Gaussian distribution of

$$\lambda(x) = [2 \times 10^4 / \sqrt{(2\pi)}] \exp[-(x-25)^2/50]. \quad (9)$$

To this function, the fluctuating component with the Poisson probability distribution is added at each integral value of x to simulate the quantum fluctuations and the peak pattern $g(x)$, that is shown in fig. 2a, is obtained. The filter function expressed by eq. (5) with the parameter $\gamma = 3$ and the function

$$C(\omega) = \exp(-6.25 \omega^2), \quad (10)$$

that expresses the same tendency as the inverse filter in the region around $\omega = 0$, is used for the resolution improvement. The result of the improvement of the resolution, in this case, is about 25%, if it is expressed by the fwhm. The same pattern with a commonly adopted processing method, where an inverse filter

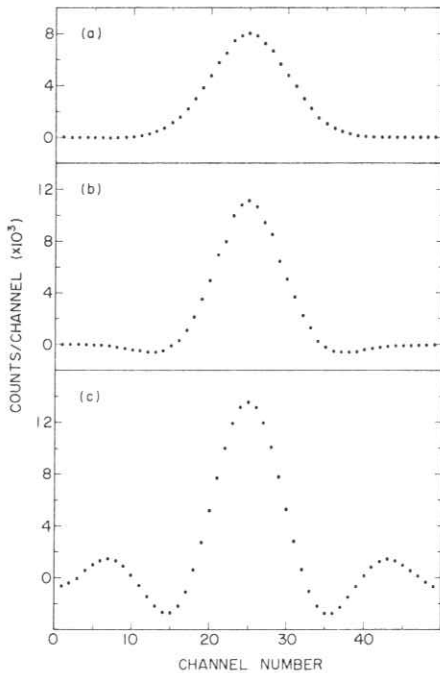


Fig. 2. (a) Original data simulating a single peak. (b) Resolution improved data by applying the non-damping filter. (c) Resolution improved data obtained by the filter with damping. Both filter functions for obtaining (b) and (c) are shown in fig. 1.

function with a damping part beyond the cut-off frequency is applied, is also shown in fig. 2c for comparison. The cut-off frequency for the latter method is so chosen as to attain almost the same resolution improvement and the filter function is indicated in fig. 1 by a dashed line curve. It should be noted that the problem of spurious ringing oscillations is almost solved by the proposed method for the resolution improvement.

In the second numerical simulation, the same technique is used for the separation of the unresolved doublet. The original distribution is shown in fig. 3a. This is obtained by superposing two Gaussian distributions with a smaller center to center distance than the fwhm of a single peak that has the same width as the distribution described in eq. (9). The fluctuating component is also included in this distribution by using random numbers generated by the computer. As the effect of the noise is, in this case, comparatively intense, this pattern is square root transformed to attain an additive relationship between the signal and the noise component²⁾ and the smoothing technique is applied. Then, the same type of filter function as eq. (5) with $\gamma = 10$ and

$$C(\omega) = \exp(-2.78 \omega^2), \quad (11)$$

that shows the same dependence on the frequency as the inverse filter in the low frequency region, is used to separate the unresolved doublet. By applying these processes and calculating the square to return to the original scale, the resolution improved spectrum is obtained. The result is shown in fig. 3b, that shows a noticeable separation of the unresolved doublet with negligible spurious peaks.

These results of the numerical simulations show that the proposed method for the filtering with the non-damping filter function provides a much more improved version of the resolution improvement than the ordinary techniques. In addition, the combined method with the non-linear filtering gives much more enhanced profiles than the usual linear filtering methods.

4. Discussion

The detailed conditions for the choice of the filter function used in the proposed method can be derived from the relationship between the signal and the noise component, which is a function of the frequency. Therefore, a careful observation of the frequency distribution, as explained in the literature¹⁾, is needed for determining the optimum parameter γ and function $C(\omega)$ in eq. (5). The change of the total signal to noise ratio, caused by applying the method, is also obtained

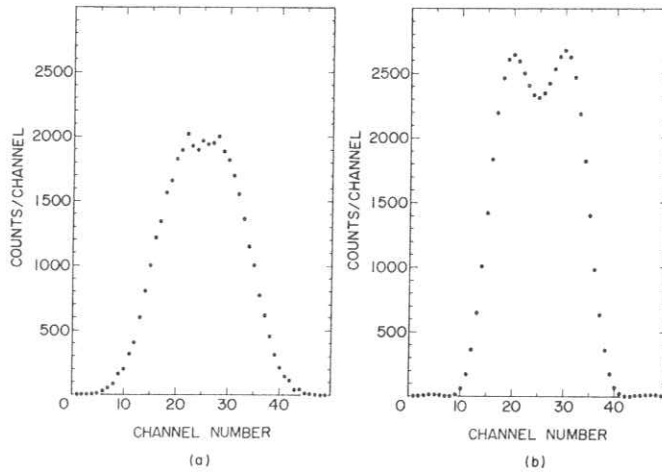


Fig. 3. (a) Original data showing an unresolved doublet. (b) Result of resolution improvement processing of the unresolved doublet by the non-damping filter. Square root transform and smoothing are included in the processing.

by taking into consideration the whole effect of the filter function on both components.

If the count rate is relatively low, the use of the non-linear filtering with the square root transform is preferable in order to attain the effective elimination of the quantum fluctuations. If the resolution improvement process is also carried out in the square root transformed space, the amount of ringing oscillations around a strong peak is more reduced than by the direct filtering method, as shown in the simulation. In this case, the spectrum is not exactly expressed by eq. (1) and, in addition, the value of the total counts per peak is not precisely conserved, because of the non-linear characteristic of the transformation. For this reason, if the exact value of the area of the peak is required, then some other method, such as the least square fitting procedures, might be simultaneously used. On the contrary, by the direct filtering method, the total area is always conserved, provided that the

filter function is kept at unity where $\omega = 0$. This is simply explained by the fact that the Fourier transform of a function with $\omega = 0$ corresponds to the integration of the function.

Calculations demonstrated in the simulations are carried out by digital methods using a computer. However, a simplified and convenient calculation of this method is also possible by an analog processing technique, because the actual calculation needed for this purpose involves only a common type of filtering process and simple multiplication and subtraction operation.

References

- 1) T. Inouye, T. Harper and N. C. Rasmussen, Nucl. Instr. and Meth. **67** (1969) 125.
- 2) T. Inouye, Nucl. Instr. and Meth. **91** (1971) 581.
- 3) D. W. Green, Nucl. Instr. and Meth. **76** (1969) 349.
- 4) C. W. Helstrom, J. Opt. Soc. Am. **57** (1967) 297.

X線管の管電圧，管電流とその波形による放射X線の強度変化 (II) 整流波形の歪みと管電流

京大原子炉実験所 佐藤孝司

診断用X線装置において診療時にX線管より放射されるX線の強度，エネルギースペクトル等の物理量は整流方式及びX線管に印加する管電圧とその波形により大きく変化する。このうち直流，12パルス，6パルス，単相全波，単相半波の基本整流電圧波形については前回数値解析を行なった。¹⁾しかし実際のX線装置ではこれら整流方式で定まる基本整流電圧波形が直接にX線管に加わることは少なく，高圧変圧器での電圧歪み，高圧変圧器とX線管をつなぐ高圧ケーブルの静電容量の影響で波形に歪みを生ずる。この歪み量はX線管の動作条件(管電圧，管電流)で変化し，管電流が10数mA以下で放射X線の特性に影響を与えることが知られている。^{2,3,4)}

今回，X線管の管電流変化により生ずる整流波形の歪みと放射されるX線の特性変化を前回同様に数値解析により求めた。

1. コンデンサーの入った整流電圧波形の歪み

X線特性の数値解析に必要なのはX線管球に印加される電圧波形であり，X線装置でX線管球に高圧ケーブルが接続された場合の等価回路は第1図となる。図において高圧発生器の出力電圧を $v = V_m \cos \omega t$ ，ケーブル容量を C ，X線管の内部抵抗を R_x とし整流器の順方向の内部抵抗及び高圧発生器の出力インピーダンスが R_x に比して非常に小さい場合の整流後の管電圧波形 v_x は次のように順次計算される。

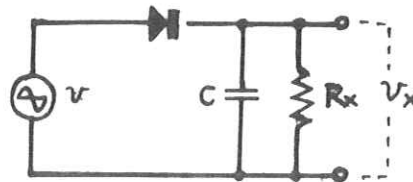


Fig. 1. 等価回路

時間 $t = 0$ のとき

$$v_x = V_m = V_m' \dots\dots\dots (1)$$

$t = \Delta t$ のとき

$$v_x = V_m' e^{-\frac{\Delta t}{C_x R_x}} \dots\dots\dots (2)$$

$$v = V_m \cos \omega \cdot \Delta t \dots\dots\dots (3)$$

但し $v < 0$ の場合は $v = 0$ (半波整流の条件)

(2), (3)を比較し

$v_x < v$ の場合は

$$v_x = v \dots\dots\dots (4)$$

となり時間 Δt 後の電圧波形 v_x が求まる。更に(2)式の $V_m' = v_x$ として Δt を増加しながら v_x を順次求めるとこの回路の歪み波形が数値的に得られる。

整流基本波形を 50Hz の 1 2 パルス, 6 パルス, 全波整流 (2 パルス), 半波整流 (1 パルス) とし, (2) 式の $C_x R_x$ を時定数 τ で表わし, Δt を 1 周期の $\frac{1}{60}$ で整流電圧歪み波形を計算した結果を第 2 図に示す。全波, 半波整流については管電流波形が管電圧波形に比例する場合 (P) で表わすと飽和する場合 (S) があり, この両者の歪みを計算した。後者の飽和の場合は X 線管の内部抵抗 R_x は管電圧波形で変化して小さくなるので, $R_x' = k V_p / m A_p$ の最大値を用いて時定数を定めている。

これらの波形歪みの図から明らかなように 1 パルス, 2 パルスでは時定数 0.001 秒, 6 パルスで 0.01 秒, 1 2 パルスで 0.03 秒附近から基本整流波形に歪みを生じ, これより時定数が増加すればいずれも波形は平滑されて直流波形に近づく。更に時定数が 1 秒に増加すればどの整流波形もほとんど直流波形になってしまう。

2. 平滑歪み波形による放射 X 線の特性変化

すでに基本整流波形の数値計算に用いた標準 X 線管について整流波形歪が生じた場合の放射 X 線強度 (エネルギーフルエンス), 照射線量, 平均エネルギーを前回同様のプログラムにより数値計算した。計算には管電圧 70 kVp 以上で特性 X 線を附加している。

この結果の 1 例として管電圧 60 kVp (附加フィルター A1 1.0 mm) における種々の整流方式と整流電圧歪み波形での放射 X 線特性を第 1 表に示す。又管電圧による照射線量の変化を各整流方式について第 3, 4, 5 図に, 同時に変化する平均エネルギーの関係を第 6 図に示す。

これらの図より X 線管球からの X 線放射特性は各整流方式のみならず, 管電圧波形の歪みにより大きく変化することが明らかである。すなわち, 1 パルス, 2 パルス整流では基本整流波

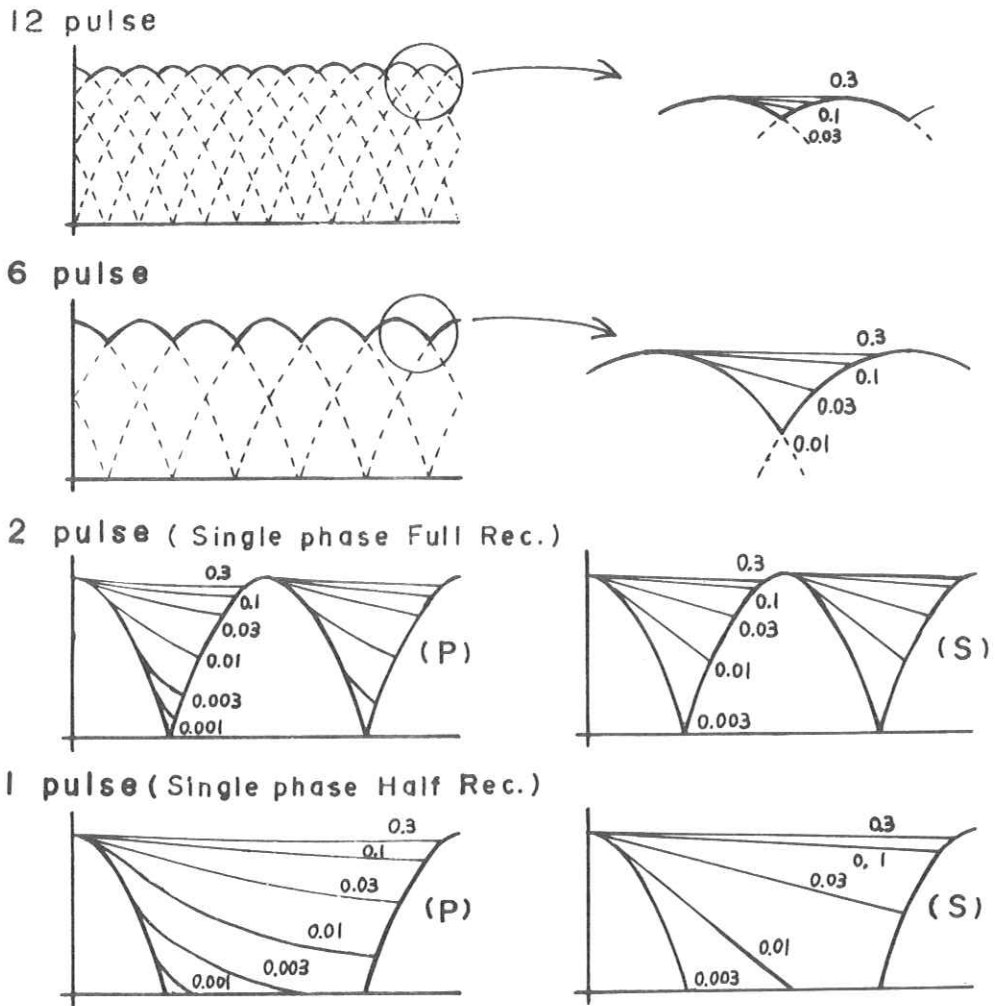


Fig. 2. 各種整流方式におけるケーブル容量による
電圧波形歪 (数字は時定数 Sec)

第1表 管電圧60kV_pにおけるX線強度, 線量, 平均エネルギーの変化

(附加フィルター Al 1.0mm)

基本波形 時定数	1 2パルス			6パルス (p)			単相全波 (p)			単相全波 (s)			単相半波 (p)			単相半波 (s)		
	Ψ X10 ⁶	X	\bar{E}	Ψ X10 ⁶	X	\bar{E}	Ψ X10 ⁶	X	\bar{E}	Ψ X10 ⁶	X	\bar{E}	Ψ X10 ⁶	X	\bar{E}	Ψ X10 ⁶	X	\bar{E}
0.001	2.45	6.69	3.30	2.19	6.20	3.25	1.37	4.21	3.15	1.03	3.72	3.1.2	1.35	4.15	3.1.5	1.03	3.73	31.2
0.003	2.45	6.69	3.30	2.10	6.22	3.25	1.31	4.04*	3.15	1.08	3.71	3.1.1	1.18	3.63	3.1.5	1.02	3.23	31.1
0.01	2.45	6.69	3.30	2.20	6.24	3.25	1.35	4.33	3.10	1.13	3.70	3.0.8	0.94	3.07	3.0.9	0.77	2.56	30.7
0.03	2.46	6.70	3.30	2.32	6.45	3.27	1.78	5.39	3.16	1.70	5.22	3.1.4	1.25	4.15	3.0.6	1.03	3.52	30.3
0.1	2.50	6.77	3.31	2.45	6.67	3.30	2.21	6.26	3.25	2.20	6.23	3.2.5	1.91	5.68	3.1.8	1.86	5.58	31.7
0.3	2.53	6.82	3.31	2.51	6.78	3.31	2.42	6.63	3.29	2.42	6.63	3.2.9	2.29	6.40	3.2.2	2.29	6.39	32.6
1.0	2.54	6.84	3.32	2.53	6.83	3.32	2.51	6.78	3.31	2.51	6.78	3.3.1	2.47	6.71	3.3.0	2.47	6.71	33.0

Ψ : エネルギー強度 $\text{MeV/cm}^2 \cdot \text{mAS at 1 m}$

X : 照射線量 mR/mAS at 1 m

\bar{E} : 平均エネルギー KeV

時定数 : $\tau (\text{sec})$

Fig. 3
 電圧波形歪みによる照射
 線量の変化
 (単相半波整流)
 附加フィルター
 Al 1.0 銅板

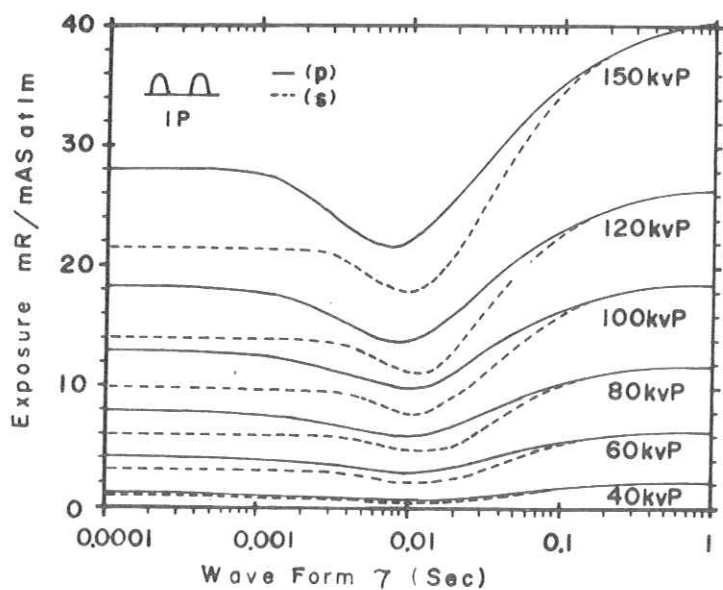


Fig. 4
 電圧波形歪みによる照射
 線量の変化
 (単相全波整流)

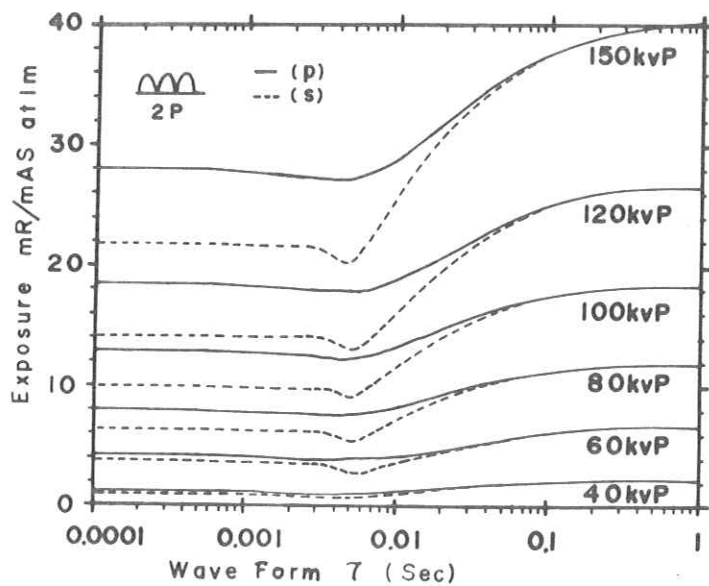


Fig. 5
 電圧波形歪みによる照射
 線量の変化
 (直流 12パルス, 6
 パルス)

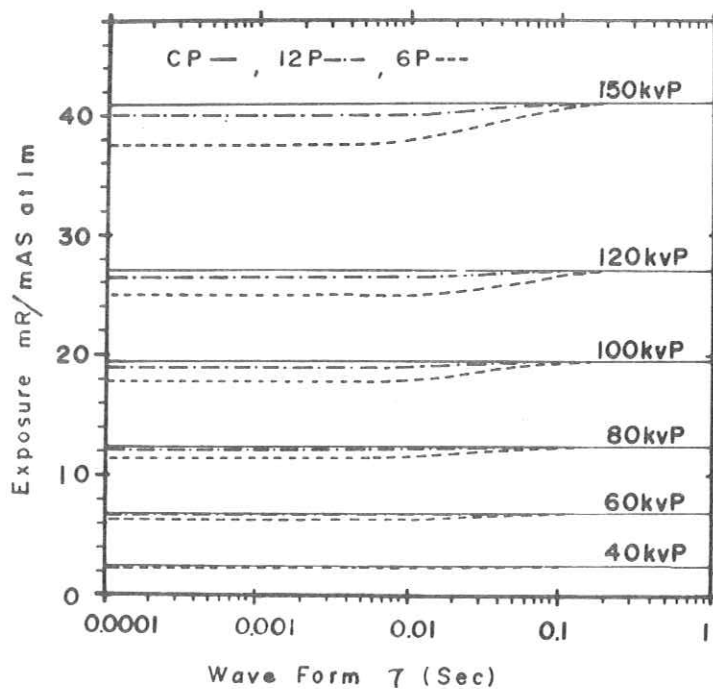
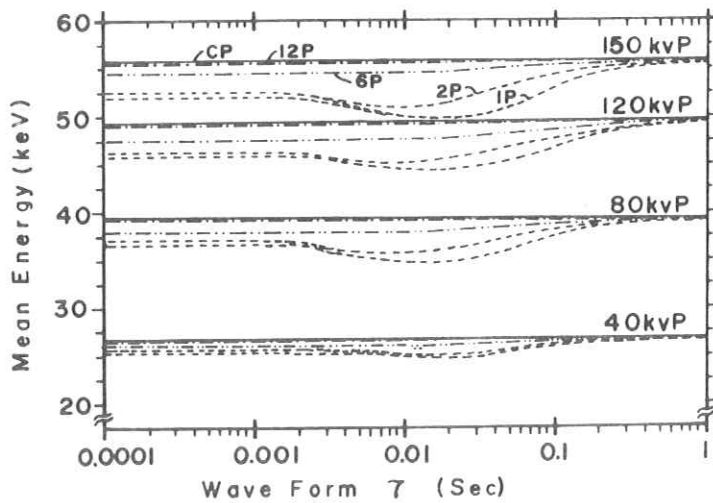


Fig. 6
 電圧波形歪みによるX線
 平均エネルギーの変化



形に平滑歪みが生ずるとX線強度，照射線量，平均エネルギー共に低下し，1パルスでは時定数0.01秒，2パルスでは0.005秒付近で最低値をとる。それ以上整流波形が平滑されるとX線強度，照射線量，平均エネルギー共に急激に増加し直流波形の値に近づく。6パルス，12パルスではX線強度の低下はなく時定数0.02～0.1秒付近で直流値に近づく。

この現象は管電圧波形が基本整流波形から平滑されるにしたがい，流れる管電流の波形にも同じ変化が起こり管電流のpeak値に対する平均値が増加し，mASあたりの発生X線光子の絶対値の減少と，低エネルギー成分の増加によりX線強度，照射線量共に低下する。管電圧波形の歪みが進み直流波形に近づくとき管電圧波形に低電圧部がなくなり逆にX線光子の絶対値と高エネルギー成分が増加してX線強度は強くなる。これはX線の平均エネルギーの変化としても現れることになる。

3. 管電流による整流電圧波形の歪みとX線の特性変化

整流電圧波形に歪みを生じるとX線管からの放射X線の特性が変わることは数値的に解析できたが，この波形の歪みは使用する高圧ケーブルの静電容量，管電圧，管電流の3つの函数として現われる。実際のX線装置では高圧ケーブルの長さは固定されて使用し，管電圧と管電流が電圧波形の変数となる。

管電圧，管電流，波形の時定数には次の関係がある。

$$\tau = C \times R_x = C \times \frac{E(kV_p)}{I(mA_p)} \times 10^6 \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$I = \int_{\phi=0}^{2\pi} I(mA_p) \phi \, dt / 2\pi \quad \dots\dots\dots (6)$$

- 但し E(kVp) : 管電圧(kVp)
 I : 管電流(平均値)(mA)
 I(mAp) : 管電流波形の最大値(mAp)
 C : 高圧ケーブル容量(F)

X線管球に使用している高圧ケーブルの静電容量は最近のEPゴム絶縁ケーブルで180 pF/mあり⁵⁾長さは片側約10m程度である。したがって管球の両極から見た静電容量は900 pFとなり，1000 pFが現在のX線装置の標準と考えられる。

いま，C = 1000 pFとして管電圧，管電流，時定数の関係を求めると第7図のモノグラフ

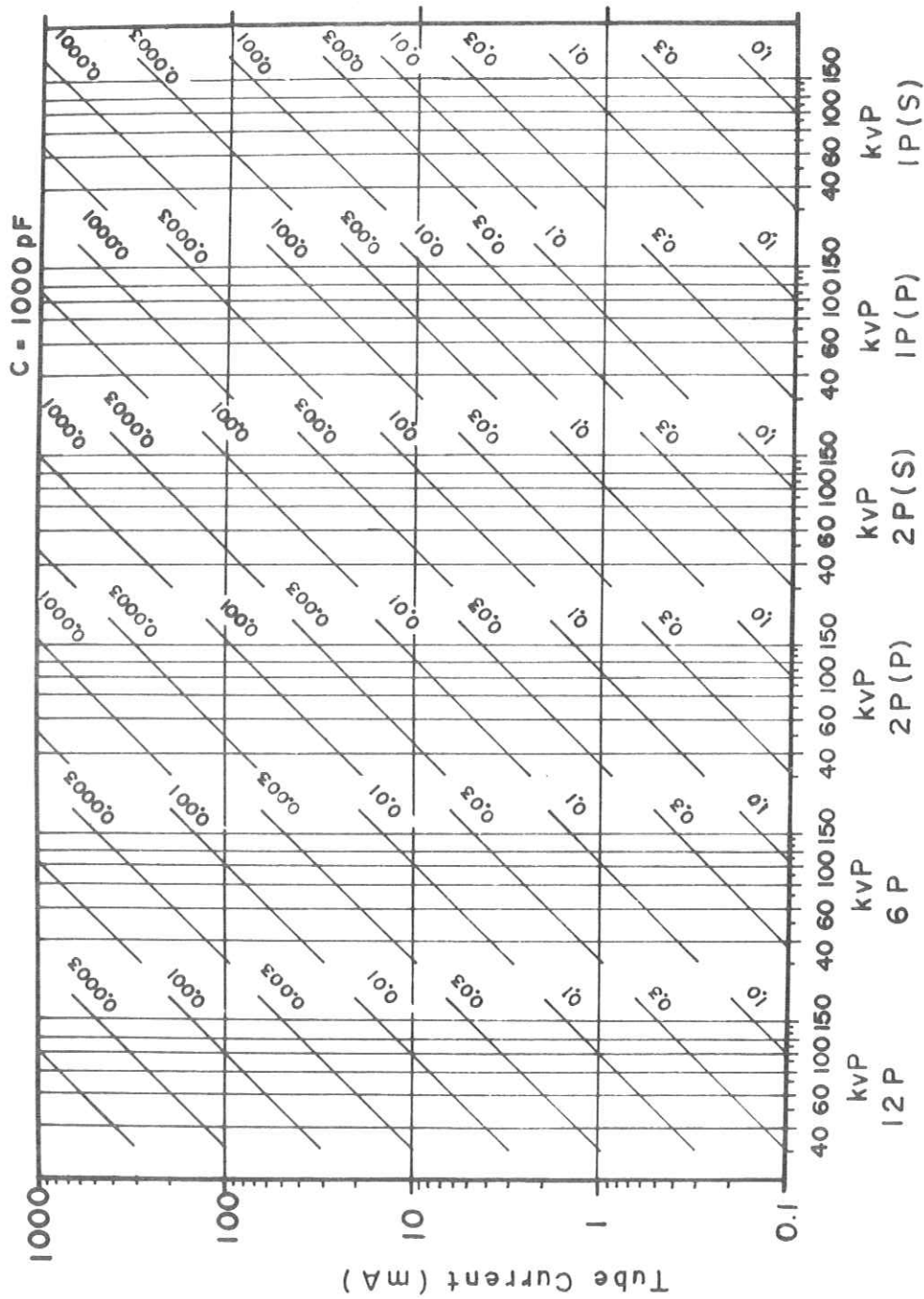


Fig. 7 管電圧、管電流、波形歪み時定数モノグラム

が得られる。

ケーブル容量が1000 pFから変化してC'となった場合の時定数 τ' は

$$\tau' = C'/1000 \times \tau \dots\dots\dots (7)$$

但し τ はモノグラフから求めた時定数

となり補正ができる。

管電流を変化させた場合の単位mASあたりのX線特性は第2～第7図により得られ照射線量特性を第8図に、平均エネルギー曲線を第9図に示す。この値はTrout, 金森らの実験値とよく合っている。

これらの図から①直流管電圧 (Constant Potential) は管電流の影響を受けない。②12パルス, 6パルスは管電流を減少すれば単位mASあたりのX線出力は増加する。③単相全波, 半波は管電流を減少すれば単位mASあたりのX線出力は一旦低下した後, 増加する。④これらのX線出力の増加は最終的に整流方式に関係なく直流波形の値に近づく。⑤一般に広くX線撮影の行なわれる管電流50mA以上では高圧ケーブル容量による管電圧波形の歪みは起らず各整流方式で個々のX線出力をもつ, しかし管電流波形が管電圧波形により飽和状態から比例状態に近づくので大電流ほどX線出力は増加する傾向にある。

4. む す び

X線管よりの単位mASあたりの放射X線の特性は一般に知られている整流方式, 管電圧の他に管電流の大きさにより変化する。

この原因は高圧ケーブルによる整流波形の歪みであり, 現在の装置では管電流が数10mA以下になればこの影響が現われる。これは青柳の述べている透視条件を撮影時に適用できない⁶⁾ことを数値的に表わしていて, 撮影時のmAS制御方式に限界があることになる。又拡大撮影や, 小焦点撮影の管電流はこのX線変化の位置にあり注意を要する。

文 献

- 1) 佐藤孝司 放射線像研究 Vol.2-4, 12(1973)
- 2) E.D.Trout, J.P.Kelley, A.C.Lucas Radiology Vol.74
255, (1960)
- 3) H.Kanamori, 日, 医, 放, 会誌 Vol.24-50 (1964)
- 4) H.Kanamori, Acta Radiologica Vol.4-1 68 (1966)

Fig. 8
 管電流変化による照射
 線量の変化
 (附加フィルター
 Al 1.0 mm)

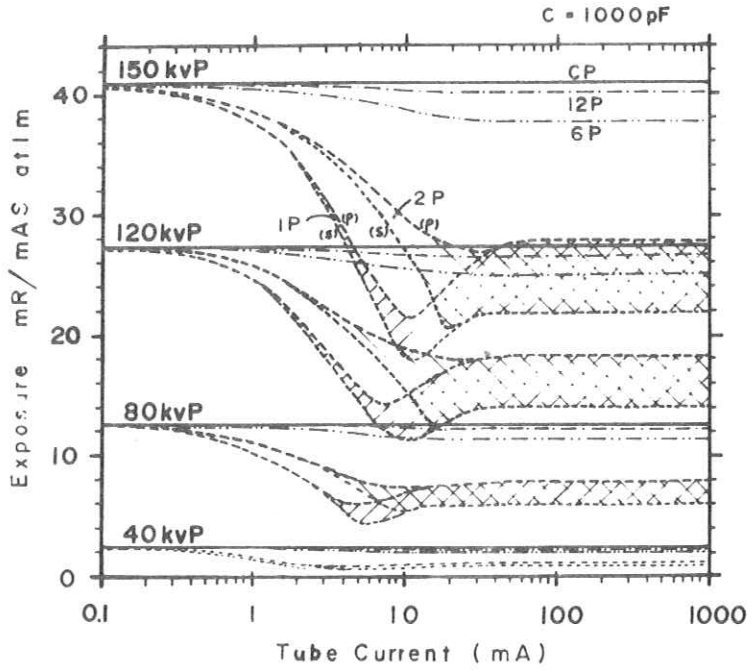
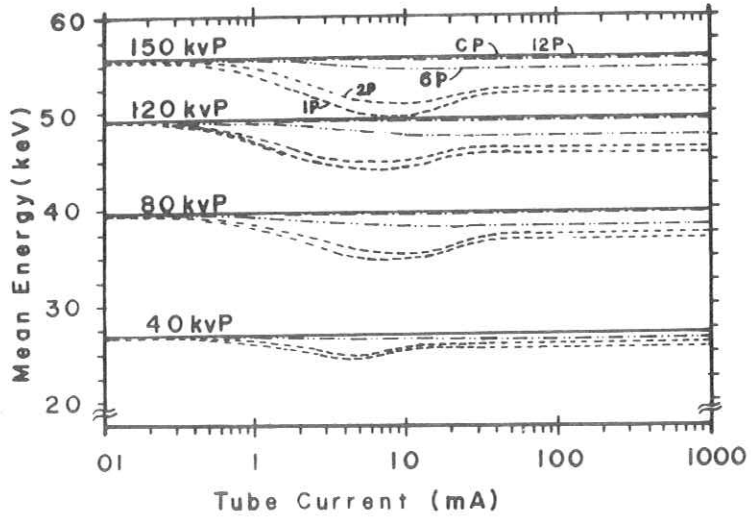


Fig. 9
 管電流変化による X線
 平均エネルギーの変化



5) 有倉 浩 島津製作所 私信

6) 青柳泰司 日・医・放・技会誌 Vol. 21 - 2, 131 (1965)

Measurement for Energy Spectra of Diagnostic
X-ray with Si (Li) Detector (I)

Masao Jimbo, Katsuyoshi Saito

Tamagawa Works, Tokyo Shibaura Electric Co., Ltd.

Yuji Takaku

Department of Radiology, Fukushima Medical College

Abstract:

Energy spectra of primary X-rays emitted from an X-ray tube under different radiographic conditions provide useful informations in radiology such as, basic practical data for calculation in radiation protection or for reduction of diagnostic exposures to man.

We are currently attempting, by correlation between the primary X-ray spectra and those of the secondary X-rays passing through the phantom, to obtain the X-ray images containing the most possible informations at the least exposures.

As the first step in such an attempt, we make a study to establish the method of measuring the primary X-ray spectra with lithium-drifted dilicon detector.

〔 概 要 〕

最少被曝線量で最多の情報量をもつX線写真像の要望がX線診断に於いて急速に高まっている。

従来まで、ゴニオメータ、Na I(Tl) 検出器等によるエネルギー分析が行われてきたが、測定可能なエネルギーレンジ、分解能の点に問題が残されていた。最近では、検出器の半導体化、計測の高速化等が進み、診断領域のX線のエネルギー・スペクトラム測定の技術的素地が確保されつつある。

このようなことからX線診断時の被曝量低減に有用な情報を提供するものと思われるX線のエネルギー・スペクトラムの測定を手掛けた。すなわち、一次X線のエネルギー・スペクトラムとファントームを透過してくる二次X線のスペクトラムとの相関から情報量の多いX線写真像を得ることが可能になるものと考えている。

〔 方 法 〕

今回、上記の目的への前段階として実施した一次X線のエネルギー・スペクトラムの測定について報告を行う。エネルギー・スペクトラム測定のブロック・ダイアグラムをFig. -1に示す。

現在までに報告されたこの種の実験には、Na I(Tl) 検出器を用いた例が多く、しかも最近になってNa I(Tl) 検出器のもつ可搬性、経済性を積極的に評価しているグループ¹⁾もあるが、私達は検出器として、Na I(Tl) に比べてエネルギー分解能が優れ常温での保存が可能
L なことから、Lithium-drifted Silicon detector (以下Si(Li) と略す)

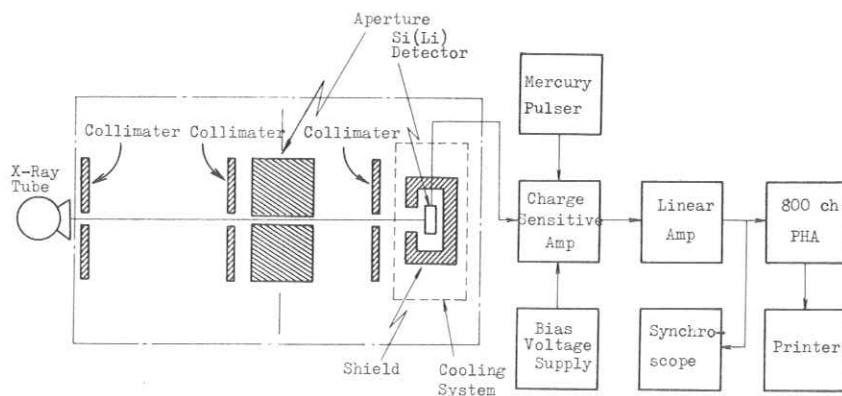


Fig. 1 Block diagram of the diagnostic X-ray spectrometer

を使用した。但し使用したSi(Li)検出器(p-i-n type)のIntrinsic regionの厚さが3mmであることから、診断領域での最高エネルギー値(管電圧にして150kVp)での検出効率は、エネルギー150keVのphotonに対し約0.5%を示すことから補正が必要である。しかし保守の点では、測定時にのみ液体窒素により冷却を施せばよく簡便である。

Si(Li)検出器を使用した場合にもNaI(Tl)検出器と同様に歪みの少ないエネルギー・スペクトラムを得るためには、検出器への入射X線量を制限することが大きな問題となる。このため口径が可変でX線ビームのアラインメントが容易に行えるApertureを試作し検出器への入射X線量を調節し且つ散乱線の入射を極力防ぐようになっている。

〔結 果〕

(1) 最大許容計数率の決定

歪みの少ないエネルギー・スペクトラムを得るため、検出器への入射photonの最大計数率(max. cps)を次のような実験方法により求めた。即ち、線源として ^{241}Am (100mCi)の γ 線(60keV)を使用し線源と検出器間の距離を変え、検出器への入射photonの数を変えると同時に測定系に用いているCharge Sensitive AmplifierにMercury Pulserからのパルス(122keVに相当するパルス波高)を加え、このパルスによるスペクトラムの歪み具合から検出器に許される最大計数率を求めた。この方法により本測定系の最大計数率は5kepsであることが明らかになった。更に連続スペクトラムの測定でもこの5kepsが妥当であるかどうかの検討を行った。

測定に際しX線管球から放射されるX線の線質を同一条件(0.5mA, 100kVp)に保持し検出器への入射photonの数を口径の可変なApertureで調節した。

入射photonの数が600, 2,800, 5,300, 10,500, 34,600 cpsのときのスペクトラムをFig. - 2に示す。

Fig. - 2によれば、5kepsまで実験の誤差範囲で同一のスペクトラムを示すことが判る。

以上の測定から本検出系に於ける最大計数率を5kepsとした。

(2) エネルギー・スペクトラムの測定

本検出系を用い管球の管電圧を80, 100, 120 kVpと変えたときのスペクトラムをFig. - 3に示す。このときの管電流は約0.5mAである。

100 kVpに於けるエネルギー・スペクトラムには、X線管球のターゲットに用いているタングステン(W)の $K\alpha$ (58 keV)が現われ、120 kVpに於いては、 $K\alpha$ に加え $K\beta$ (67 keV)が現われている。

(3) フィルタレクション効果

Fig. -4には、管電流0.5 mA、管電圧100 kVpに於いてAl及びCuのフィルタレクションを施したときのエネルギー・スペクトラムを示す。フィルタのないときに比べ、低エネルギー側に線質の変化が現われている。

0.2 mm Cu (0.18 g/cm²) フィルタ付加のデータでは15 keV付近に顕著に現われているピークは他の材質のフィルタを用いたときにも必ず現われる。このピークについてR. G. Wagner等²⁾はX線管球に使用しているターゲット(材質:W)のL-lineによるものとしている。しかし私達は、検出器内部でのコンプトン散乱によるものと解釈している。

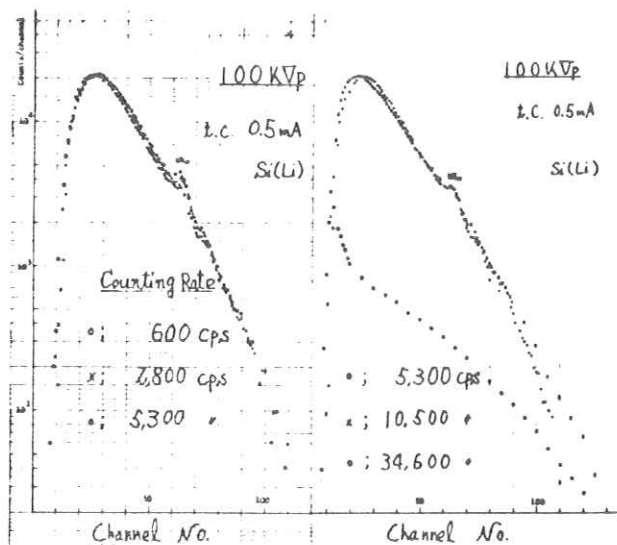


Fig. 2 Comparison of X-ray spectra due to variation in counting rates

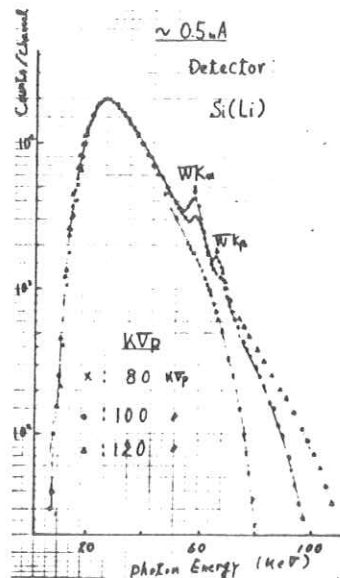
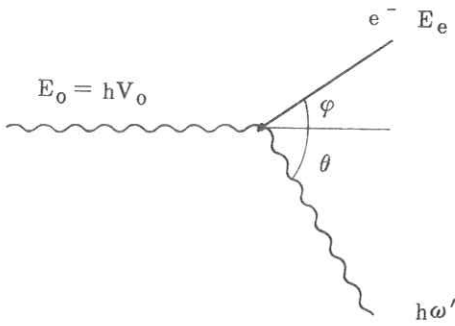


Fig.3 X-ray spectra obtained at operating voltages of 80, 100, 120 KVP, showing the tungsten target K-line and continue



上図のようなモデルを考えたときコンプトン散乱による反跳電子のエネルギー E_e は

$$E_e = E_0 \frac{\alpha (1 - \cos \theta)}{1 + \alpha (1 - \cos \theta)}$$

で与えられる。

ここに E_0 : 入射 photon のエネルギー

α : E_0/mc^2 (静止質量単位)

θ : 散乱 photon の散乱角

を示す。

E_e は $\theta = \pi$ のとき最大値をとるから E_0 を $Wk\beta$ 付近のエネルギー 6.7 keV とすると

$$(E_e)_{\max} = \frac{2\alpha E_0}{1+2\alpha} = 14.2 \text{ keV} \quad \text{となりコンプトンエッジを形成する。}$$

フィルタのない場合、このピークは低エネルギー成分の中に含まれているが、フィルタレーションを施すことにより一次 X 線の低エネルギー成分が減少して検出器内でのコンプトン散乱に起因する 15 keV 付近のピークが現われるものと思われる。

〔考 察〕

本報告では、一次 X 線のエネルギー・スペクトラムの測定に主眼を置いて述べたが、X 線診断に於ける撮影条件で入射 photon の線束を絞りながらシステムのアラインメントを容易に得

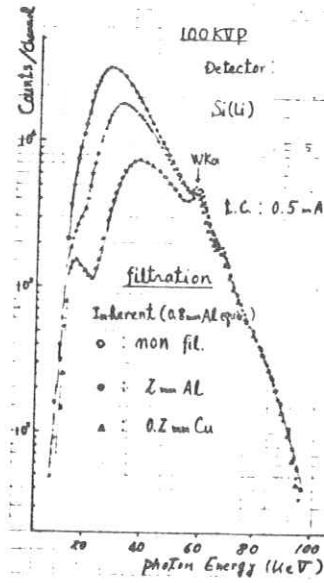


Fig. 4 Effect of Al and Cu filtrations

れるようにすることは非常に困難である。

- (1) 本測定系に於いては検出器への入射 photon の数を 5 kcps 程度に絞れば歪みの少ないエネルギー・スペクトラムが得られることが明らかになった。
- (2) 管電流を少くした条件でのエネルギー・スペクトラム測定は、エネルギー分解能の向上という問題は残されているが、一応確立できたものとする。

しかしながら、管電流を実動に近い条件にまで増加させたときには入射 photon を更に効率よく制限しなければならない。この解決策としては、

(2-1) 検出器の前面に 50 μm 程度のピンホールコリメータを追加配置する。

(2-2) 線源と検出器間の距離を大きくする。

等が考えられるが測定系のアライメントを得ることに一層の工夫が必要となる。

- (3) 一次 X 線のエネルギー・スペクトラムを撮影条件で測定出来るようになれば、比較的簡単に二次 X 線のエネルギー・スペクトラム測定が可能になるものと思われる。予備実験では 20 cm 厚の水ファントームを用いたとき入射 photon の数が約 $\frac{1}{20}$ に減弱することを計測している。

〔結 言〕

一充 X 線のエネルギー・スペクトラムの測定がかなり困難なことから、一次 X 線のエネルギー・スペクトラムと X 線写真像との相関にまで言及している論文は皆無に近い。今後この分野には写真像を定量的に解析するための評価法をも含め多分の検討の余地が残されているものと思われる。

いずれにしても、管球より放射される X 線のエネルギー・スペクトラムを知ることは情報量の多い X 線写真像を得る上で有用なことと考える。

参 考 文 献

- 1) Waggner, R.G. et al ; Health Phys. 24, (1973), 59
- 2) Waggner, R.G. et al ; Radiology 105, (1972), 169
- 3) Learch, I.A. et al ; Radiology 101, (1971), 401

雑音電圧法による微弱光の測定

The Measurement of Weak Light Signals
with the Noise-Voltage Method

京都工芸繊維大学

金森仁志, 小島克之

Kyoto Technical University

Hitoshi KANAMORI and Katuyuki KOZIMA

1. ま え が き

けい光板, 増感紙等の分光特性の測定(フォトメータ等)において微弱光の測定に関する技術が重要視され, 多くの研究がなされてきた。前号(3巻1号)ではロックイン法について報告したので, 今回は雑音電圧法について報告する。

雑音電圧法は, P.M.への入射光が術弱な場合には, P.M.のショット雑音が入射光に比例する性質を利用して, ショット雑音を広帯域パルス増幅器で増幅する方法である。

2. 電 気 的 特 性

試作した広帯域パルス増幅器は集中定数遅延回路を用いた分布増幅器である。光電子増倍管(P.M.)からのショット雑音の周波数は100 MHzを超えると考えられているため, できるだけ限り高周波での利得が良くなるように設計した。すなわち真空管6AK5を4本用いて1段の分布増幅器を作り(図1), これを4段の縦続接続として, 1台の増幅器にし, 同一のものを2台試作した。

2台の広帯域パルス増幅器を縦続接続した場合の, 周波数特性を図2に示す。 $10^5 \sim 10^6$ Hzの平坦な部分で45 dB程度の利得がある。約100 Hz ~ 100 MHzの範囲で20 dB以上の利得がある。

図3は同様に2台縦続接続した場合の周波数をパラメータとした入力と出力の関係を示す。入力と出力の測定には真空管電圧計を用いた。周波数200 kHzの場合には, 7.5 V程度ま

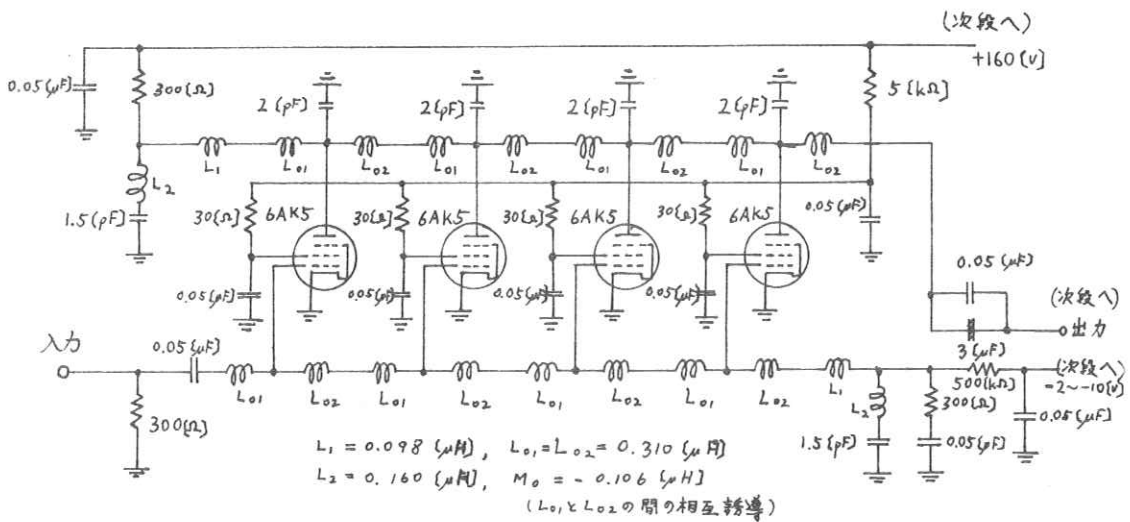


図 1. 分布増幅器 (1 段)

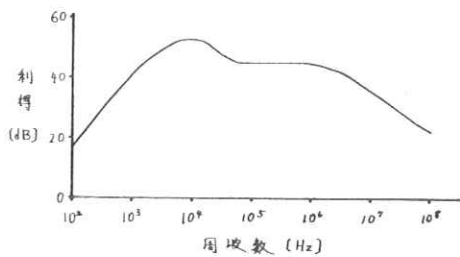


図 2. 広帯域パルス増幅器の周波数特性

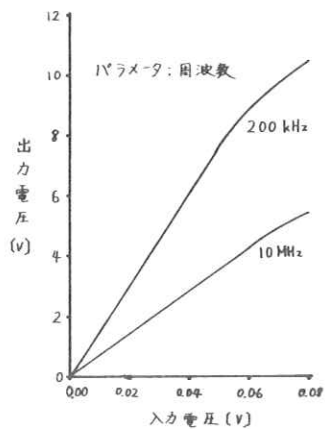


図 3. 広帯域パルス増幅器の直線性

で直線性が保たれている。また、10 MHz
では 4.5 V 程度まで直線性が保たれている。
なお、雑音は 0.04 V である。

3. 光学的特性

光学的特性を測定するためのブロック・
ダイアグラムを図4に示す。測定光の強度
変化は灰色フィルタを用いて行なった。広
帯域パルス増幅器からの出力は真空管電圧計で測定した。

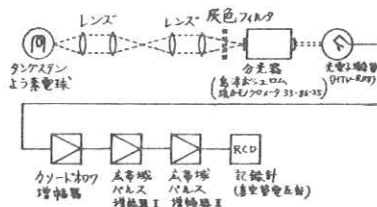


図4. 雑音電圧法ブロック・ダイ
ヤグラム

図5は測定した分光放射束感度である。P.M.は浜松テレビのHTV-R118である。
P.M.に印加した陽極供給電圧は920V, 840Vおよび690Vである。縦軸は入射放射束1
Wに対する等価出力電圧である。すなわち、広帯域パルス増幅器の出力電圧に、灰色フィルタ
の透過率の逆数を乗じ、これを分光器からの絶対放射束*を灰色フィルタの分光特性で補正し
た放射束で除した。図6は放射束より求めた光束を同様に補正し、光束感度に直したものであ
る。

P.M.の陽極供給電圧が920Vの場合、出力電圧を1Vまで測定すれば、最大感度の波長
520nmの付近で 10^{-13} W (10^{-11} lm)程度の入射光の測定が可能である。

4. あとがき

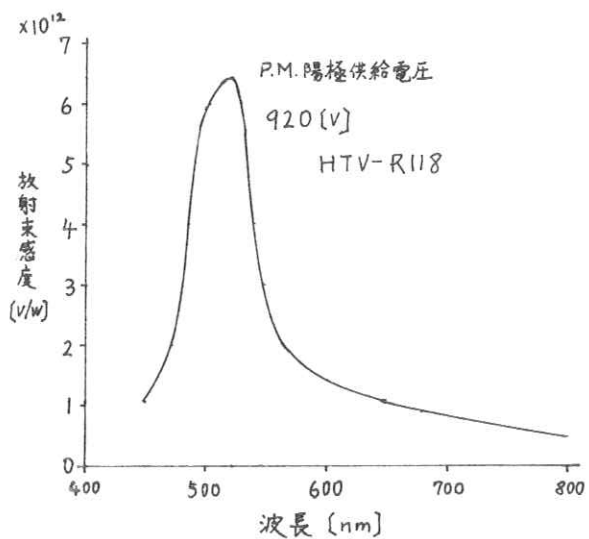
前置増幅器を作成することにより、また光電子増倍管への陽極供給電圧を高くすることによ
り、より微弱な放射束の測定が可能になるものと思われる。

なお、回路のSN比についても検討する必要がある。

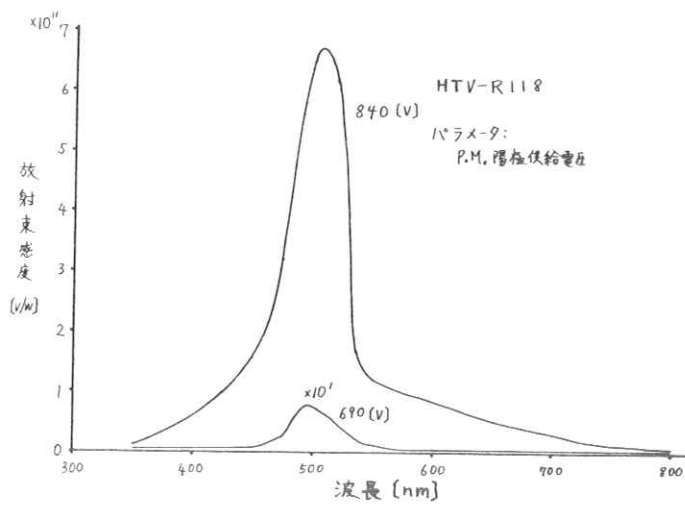
文献

- 1) 金森, 小島 他 : 第3回・昭和45年照明学会全国大会論文集(1970)98.

* 放射束の絶対値の測定法については3巻1号の筆者の論文を参照。

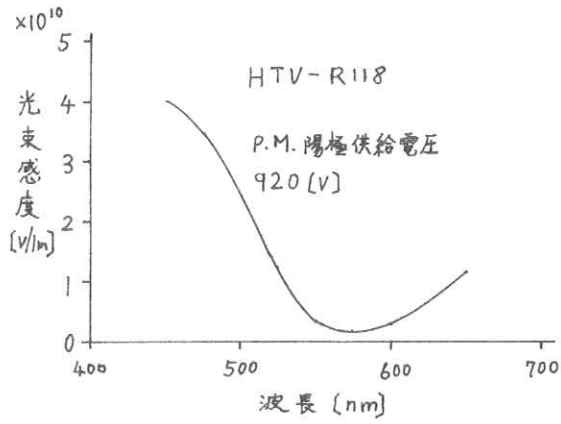


(a)

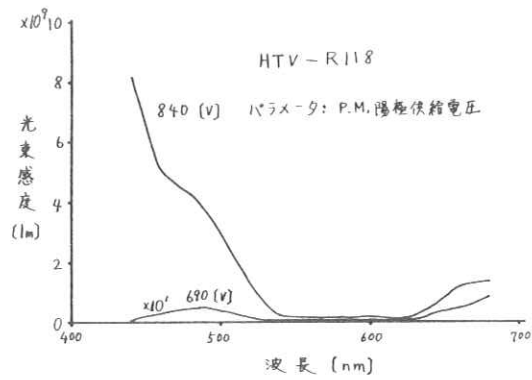


(b)

図5. 雑音電圧法による分光放射束感度



(a)



(b)

図6. 雑音電圧法による分光光束感度

シリコンPINフォトダイオードを用いた微弱光の測定

The Measurement of Weak Light Signals with the
PIN-Type Silicon Photodiode

京都工芸繊維大学

金森仁志, 小島克之

Kyoto Technical University

Hitoshi KANAMORI and Katuyuki KOZIMA

1. ま え が き

微弱光の測定には、従来から光電子増倍管 (P . M .) が用いられてきた。しかし P . M . は安定な高圧電源を必要とし、また、破損に対する危険も大きく取扱いに不便である。そこで、最近では P . M . に代って、固体光電セルを用いて微弱光の検出を行なうことも試みられており、 P . M . に匹敵する微弱光測定法と結果も報告されている。¹⁾

筆者等はシリコンPINフォトダイオード (P . D .) を用いて微弱光の測定を行なったので報告する。

2. 電 気 的 特 性

測定のプロック・ダイアグラムを図1に示す。P . D . は日本電気製 LSD 3 9 B である。P . D . からの電流出力は IC を使った差動演算増幅器 (O . P .) (日本電気製 μ P C 2 5 3 A) で増幅し、電圧として取り出せる。しかし、これだけでは P . D . の雑音も同時に増幅されるので、必要な信号のみを増幅するため3巻1号で報告したロックイン増幅器 (周波数 9 6 0 H z) を用いた。O . P . の 9 6 0 H z の入力信号に対する増幅率は約 5 0 d B であり、

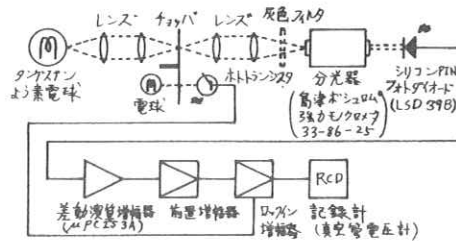


図1. シリコンPINフォトダイオードを用いたロックイン法ブロック・ダイアグラム

前置増幅器およびロックイン増幅器と組合せた場合の利得は約180dBである。なお、O.P.の出力側のP.D.を接続した状態での雑音電圧は0.04mVである。P.D.とO.P.を組合せた回路を図2に示す。直線性に関しては次の3.でふれる。

3. 光学的特性

図3はP.D.の波長に対する分光放射束感度を示す。縦軸は入射放射束1Wに対する等価出力電圧である。すなわち、ロックイン増幅器の出力電圧に、ロックイン増幅器自体の減衰率と灰色フィルタの透過率の逆数を乗じ、これを分光器からの絶対放射束*を灰色フィルタの分光特性で補正した放射束で除したP.D.に加えたバイアス電圧は-2.0

Vである。曲線A（縦軸は右側）はO.P.からの出力を直接測定した場合である。曲線B（縦軸は左側）はロックイン増幅器と組合せた場合である。O.P.からの出力を直接測定した場合には、出

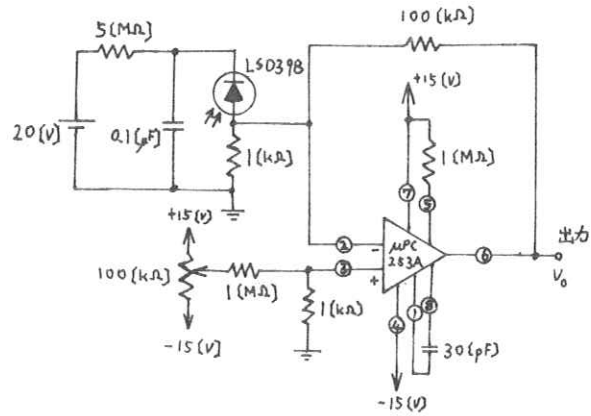


図2. シリコンPINフォトダイオードと差動演算増幅器を組合せた回路

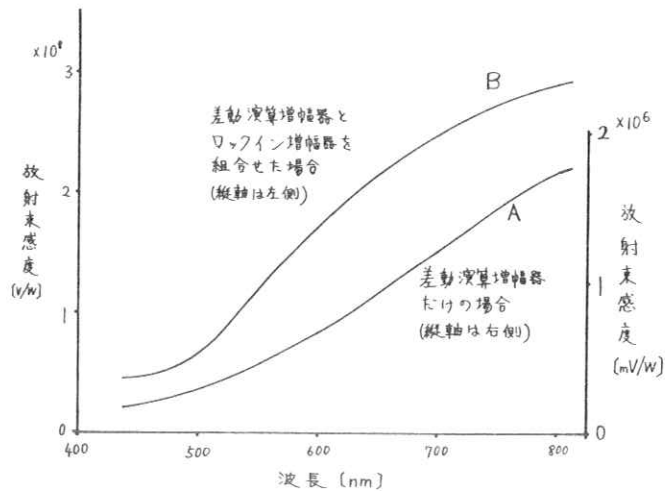


図3. シリコンPINフォトダイオードを用いたロックイン法分光放射束感度

* 放射束の絶対値の測定法については3巻1号の筆者の論文を参照。

力を 0.1 mV まで読めば、最大感度の波長 800 nm 付近で、 $5 \times 10^{-8} \text{ W}$ 程度の放射束の測定が可能である。ロックイン増幅器と組合せて測定した場合には出力を 0.1 V まで読んだ場合（時定数 1 秒 ）、 800 nm 付近で $3 \times 10^{-10} \text{ W}$ 程度の放射束の測定が可能であり、O.P. からの出力を直接測定する場合よりも、2けたほど弱い放射束の測定ができる。時定数を 200 秒 程度にすれば、 1 mV 程度まで検出できるので、 10^{-12} W 程度の放射束の測定が可能となる。

O.P. とロックイン増幅器を組合せた場合の入射放射束の強度変化に対する出力電圧の変化を図4に示す。入射放射束の波長は最高感度の 800 nm である。縦軸は出力電圧にロックイン増幅器での減衰率と灰色フィルタの透過率の逆数を乗じた等価出力電圧である。灰色フィルタを用いて、各々の測定点に示すように入射放射束を $1/10$ 、 $1/100$ および $1/1000$ に減衰して出力電圧を測定した。入射放射束 $10^{-5} \sim 10^{-10} \text{ W}$ 程度の範囲で良好な直線性が得られている。

4. あとがき

以上の結果のように、最大感度の波長 800 nm 付近で、ロックイン増幅器と組合せた場合、 $3 \times 10^{-13} \text{ W}$ 程度の放射束の測定が可能であった。

さらに微弱な放射束の測定を行なうには次のような方法が考えられる。

- (1) 今回測定に用いたシリコンPINフォトダイオード (P.D.) の受光面積は 0.38 mm^2 であるが、もっと受光面積の大きいP.D.を用いる。
- (2) P.D.を冷却し雑音を減少する。
- (3) P.D.と差動演算増幅器 (O.P.) の結合方法を改良する。

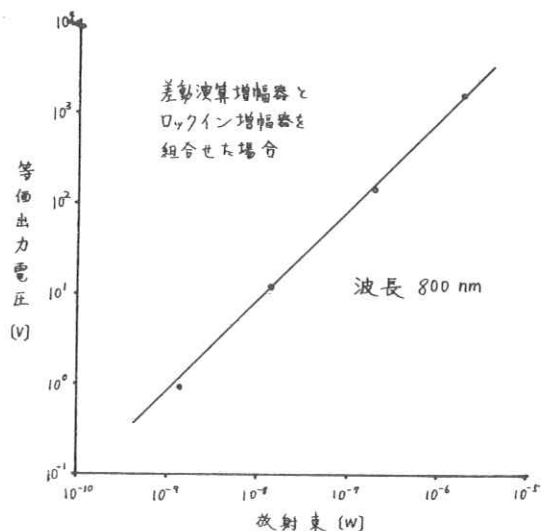


図4. シリコンPINフォトダイオード直線性

なお、P.D.は温度の変化に対する感度変化が大きいため、この点に関して検討する必要がある。

文 献

- 1) P.H.Wendland : Electronics (1971) May 24, 50.
- 2) 小島, 淀川, 金森 : 昭47年度電気関係学会関西支部連合大会論文集 (1972)
G 3 5 3 .

R . I . I . 研 究 会

会長 高橋 信次, 立入 弘, 宮川 正
 顧問 足立 忠, 竹中 栄一, 津田 元久, 長谷川 伸
 常任委員 佐々木 常雄, 一岡 芳樹, 内田 勝, 梅垣 洋一郎,
 委員 飯沼 武, 木下 幸次郎, 久保 栄太郎, (代理 松川収作)
 金森 仁志, 佐々木 常雄, 竹中 栄一, 高野 正雄,
 佐柳 和男, 津田 元久, 恒岡 卓二, 長谷川 伸,
 滝沢 正臣, 三浦 典夫, 矢 仲 重 信
 松田 一,

編 集 後 記

例年にない猛暑・旱天続きですが、会員諸氏には御研究に診察に教育にと御精励と存じます。

第36回研究会は恒岡委員以下東芝の会員の方々をわずらわせ同社を借りて行ないました。特別講演にはおなじみの井上多聞氏の放射線像処理の話、多少分野が違いますが、東芝 渡辺貞一氏による細胞診の画像処理を応用した自動化の話で、共に興味深く拝聴いたしました。

会員にかわり、関係の方々にお礼申し上げます。

研究発表も6件あって盛会でした。題目を見ますと2～3年前迄多かったMTFは昨年からはほとんどなく、画像雑音に関するものがここ1～2年の間にふえ、又計算機を用いた何らかの処理に関するものがふえているのが目につきます。暑い折ですが御研究の前進を祈ります。

(S . H .)

放 射 線 像 研 究

発行日 昭和四十八年五月

編集者 長谷川 伸

〒182 調布市調布ヶ丘一丁目一五〇一

電気通信大学電子工学科内
電話〇四二四一八三一二一六一
内線 四二〇

発行所 R I I 研究会

発行者 竹 中 栄 一

〒113 東京都文京区本郷七丁目三十一

東京大学医学部放射線 医学教室内
電話 〇三一八一五五四一一
内線 八六七六

印刷所 東京都中央区宝町三丁目三

タナカ印刷株式会社
電話 〇三一五六七一二五五一