

第 10 編 測 定

第 1 章	解 説	井 上 多 門	1 頁
第 2 章	放射線測定系のフーリエ解析 第 2 報 (空中線量測定における電離槽線量計 のレスポンス関数) (1 5 - 1 a)	内 田 勝 森 川 薫 前 田 真 行	2
第 3 章	放射線測定系のフーリエ解析 第 3 報 (深部線量測定における電離槽線量計 のレスポンス関数) (1 5 - 1 b)	内 田 勝 森 川 薫 前 田 真 行	6
第 4 章	放射線測定系のフーリエ解析 第 5 報 (空間周波数領域における電離槽線量 計の線質依存性) (1 5 - 1 c)	内 田 勝 森 川 薫 前 田 真 行 伊 藤 博	1 1
第 5 章	電子計算機による r 線スペクトルの解 析 (1 7 - 5)	井 上 多 門	1 6

第 10 編 測 定

第 1 章 解 説

いわゆるレスポンス関数は数学的に言えば線型および定常の条件が満足される過程では系を表現する関数として有効に用いられる。もともと、情報通信理論で発展したフーリエ解析の手法が光学系でも用いられるようになったのはこれらの条件の成立による系の類似性が気が付かれたからであろう。この線型および定常の条件は一般に成立することの多いものであるので、フーリエ解析のこの手法はもっと広く応用されて良いように思われるが、現在迄あまり多くの報告は見られない。R I I 研究会における報告もいわゆる空間周波数で論じられるものがほとんどであったが、ここでは、一般の放射線測定へのフーリエ解析の応用として電離槽線量計による測定の解析および γ 線スペクトルの電子計算機による解析をとりあげることとする。

(井上多門)

第 2 章 放射線測定系のフーリエ解析 第 2 報

(空中線量測定における電離槽線量計のレスポンス関数)

阪大医放 内 田 勝
森 川 薫
前 田 真 行

放射線測定系は線源、コリメーター、被照射体、線量計からなる。これらの要素はそれぞれボケと関係し、線型空間周波数フィルターの直列として扱う¹⁾ことができる。

本報告では、空中線量測定における4 mm直径の電離槽線量計によってひきおこされるボケを空間周波数の領域で解析する。

電離槽内の位置は電離槽中心を原点、その短軸方向を x 軸、その長軸方向を y 軸、右手系に z 軸をとった直角座標系で表示する。つぎの仮定のもとに、電離槽線量計の線像強度分布および空間周波数特性 (MTF) を計算する。

- 1) 電離槽は円筒形である。半径 r 、長さ $2d$ 、 $r < d$
- 2) 電離電流は電離槽断面積に正比例する。
- 3) 電離槽内各点の X 線に対する感度特性はどれも一樣である。

実験条件はつぎの通りである。整流回路はグライナッヘル結線定電圧方式、管電圧は、190 kVp (HVL 1.3 mm Cu)、管電流 25 mA、電離槽線量計の走査速度 9.23 mm/min、鉛スリットは厚さ 50 mm、縦 100 mm、横 200 mm の鉛レンガを 2 枚使って、巾 1 mm、高さ 200 mm のスリットを作り使用する。

まず、電離槽線量計の MTF を計算と実験によって求めた (Fig. 1)。すなわち、鉛スリットを通った X 線束の線像強度分布を電離槽線量計を走査することによって、計算および実験それぞれで求めた。つぎにそれらをフーリエ変換して MTF を求めた。

この電離槽線量計で測定したコリメーターによる照射野の線量分布をフーリエ変換する。これらを空間周波数領域で処理して、さらに逆フーリエ変換によって照射野の真の線量分布を求めた (Fig. 2)。

Fig. 1 の結果から 3 つの仮定を吟味する。

1) の仮定によって得られた計算値と、実物の形から計算した空間周波数特性との間には数%の誤差がある。2) の仮定は電離電流が電離容積に正比例することから、ほぼ妥当であると考えられる。3) の仮定は問題である。実際、電離槽内各点の X 線に対する感度は一樣でない。 a' 曲線と $2r = 4$ mm および $2r = 6$ mm についての計算値を比較すればわかるように、4 mm 直径電離槽線量計の実験による空間周波数特性 (a') は低周波では $2r = 4$ mm の計算値にやや近く、高周波では 6 mm のものに近い傾向を示している。これは rod のある中心部の X 線に対する感度特性が他部分よりよいことを示している。また、低周波において、実験値が $2r = 4$ mm の計算値より低周波側へ移行しているのは、電離槽の air like の物質による電離が影響していると考えられる。 b' 曲線と $2d = 16$ mm についての計算値と比較してみると、実際の電離槽線量計は全体として、 $2d = 16$ mm の計算値よりわずかに低周波側に移行した空間周波数特性を

示しており、この y 軸方向については感度特性が一樣であると考えてもよさそうである。

ここで興味があるのは偽解像である。すでに放射線撮影系において焦点による偽解像の存在^{2),3)}は知られているが、放射線測定系においても電離槽線量計による偽解像の現象がここに見出された。周期的構造の線量分布の測定においては、十分注意すべきである。

Fig. 2 によって、焦点の size に起因するボケが如何に照射野を決定する上で大きな影響をもつかがわかる。

size の小さな電離槽は精度のよいものを作ることは困難であるし、不安定でもある。以上のようにフーリエ解析の手法を用いることによって、電離槽の size に起因するボケが如何に照射野を決定する上で大きな影響をもつかがわかる。

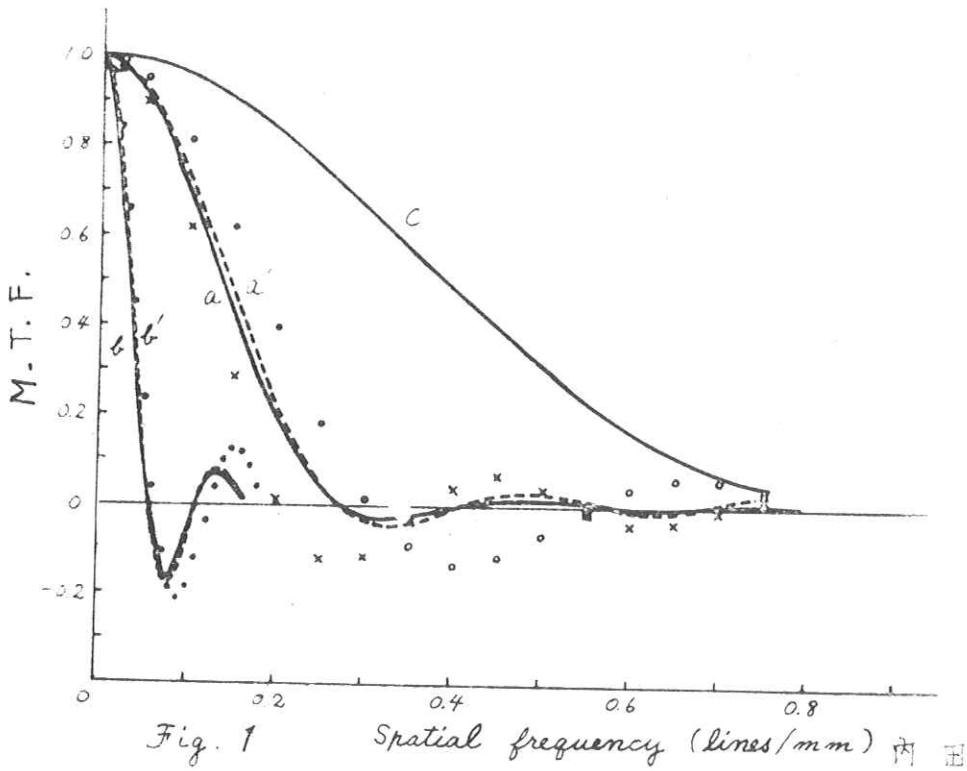
size の小さな電離槽は精度のよいものを作ることは困難であるし、不安定でもある。以上のようにフーリエ解析の手法を用いることによって、電離槽の size によるボケを除去できるので、電離槽の size はかなり大きくても、精度のよい安定なものを作ることが望ましい。

文 献

- 1) 内田, 他: *R I I* 研究会資料 No. 7-4 (1965)
- 2) 内田: 応用物理 34 (1965) 97
- 3) 内田: 応用物理 35 (1966) 708

Fig. 1. Comparison between calculations and experiments of MTFs of the ionization chamber. (a, b) Products of MTFs of the focus, the slit and the ionization chamber. a: In the x-component of the ionization chamber. b: In the y-component of the ionization chamber. a', b': MTFs of the ionization chamber in x-component (a') and y-component (b'). c: Product of MTFs of the focus and the slit. O, X: MTFs of the 4mm dia. (O) and 6mm dia. (X) ionization chambers calculated in x-component. ●: MTFs of the 2d=16mm sized ionization chamber calculated in y-component.

Fig. 2. The real dose distribution of the field calculated from their MTFs by inverse Fourier transforms. a: The dose distribution of the slit field affected by the blur caused by the focus and by the ionization chamber. b: The dose distribution of the slit field affected by the blur caused by the focus, i.e., desired real dose distribution. c: Geometrical dose distribution of the slit field.



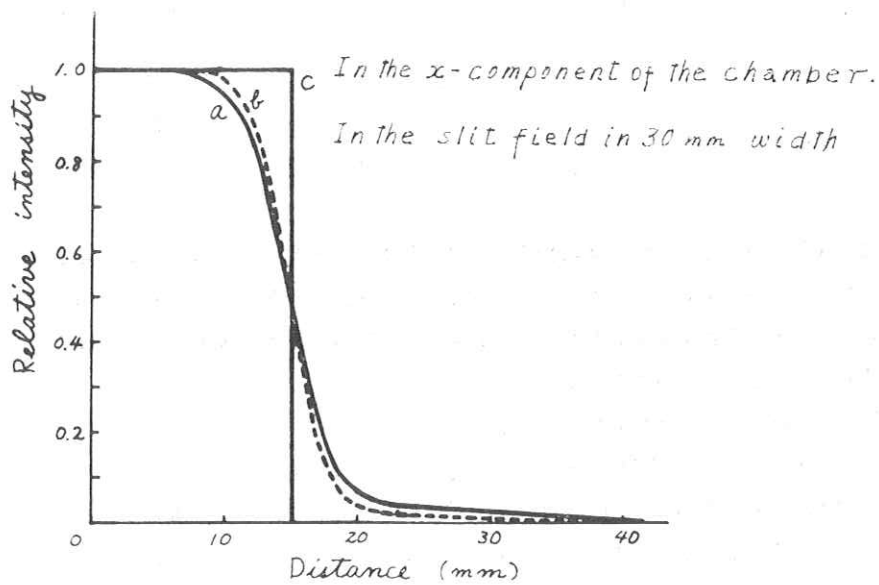


Fig. 2 (a)

内田

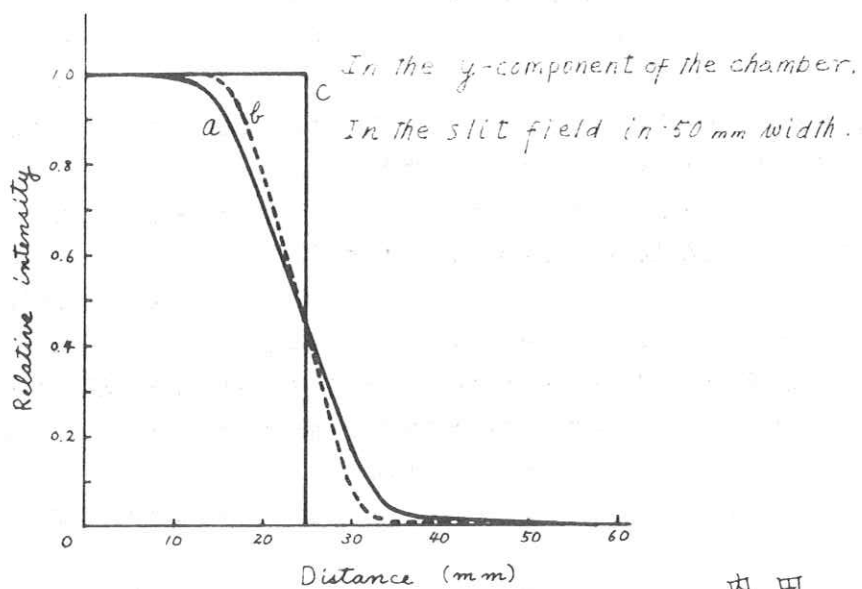


Fig. 2 (b)

内田

第3章 放射線測定系のフーリエ解析 第3報

(深部線量測定における電離槽線量計のレスポンス関数)

阪大医放 内 田 勝
森 川 薫
前 田 真 行

本報告では、深部線量測定における電離槽の size の影響を取り扱う。計算と実験は第2報と同様な方法で行なり。ただこの解析においてはつぎの2点が異なっている。電離槽線量計は 4π 角方向から1点に入射する均等なエネルギーの散乱X線を測定する(仮定4)。電離槽は $350\text{ mm} \times 300\text{ mm} \times 150\text{ mm}$ のアクリル被照射体の中心に固定されている。

Figs. 1, 2 は計算および実験の結果を示している。

Fig. 1 の結果から4つの仮定を吟味する。仮定1)と2)は殆んど満足されると考えられる。

仮定3)には問題がある。Fig. 1(b)の曲線bと $2d = 16\text{ mm}$ について計算値とを比較してみると、実験によるMTFは計算値よりも低周波において著しく特性が低周波側によっている。これは線像強度分布で考えると、低線量域でフレアーと考えられる散乱線の計測効率が良いことを示している。すなわち、前報と同様に、rodのある中心部のX線に対する感度特性が他部分より良いことを示している。これに反して、Fig. 1(a)における曲線bと $2r = 4\text{ mm}$ についての計算値を比較してみると、MTFは大体よい一致を示しており、このx軸の方向については感度特性はほぼ同様であると考えられる。

空中および深部線量測定時の電離槽線量計のMTFの実験値と計算値の相違の原因はどちらも同じであるが、そのx軸とy軸の傾向は前者と後者とで反対である。これは両者におけるX線の電離槽への入射の様子が異なるためである。

仮定4)は直接X線を含んだ散乱X線中の実験では多少無理である。ことに高エネルギーになると散乱線の方向が直接線の方向に近づくため、さらにこの仮定は困難になる。

Fig. 1(a)においてb線bと計算値がよい一致を示し、曲線cと大きなひらきを示していることは電離槽のx軸方向では仮定4はほぼ満足されると考えてよい。Fig. 1(b)において、曲線cと計算値がx軸方向におけるよりも、わりあい近い値を示しているのは、計算値が空気中でも散乱X線でも電離槽の長さ $2d$ が効いて、大きくは異ならないことを示している。もし仮定3)が満足されるならば、Fig. 1(a)における同様に曲線bは計算値とほぼ等しくなるはずであり、したがって仮定4)はほぼ満足されると思われる。

Fig. 1(b)に示すように、測定した曲線の偽解像の程度は、曲線cより小さい値を示している。これは、線像強度分布のエッジの部分になめらかにされるためである。

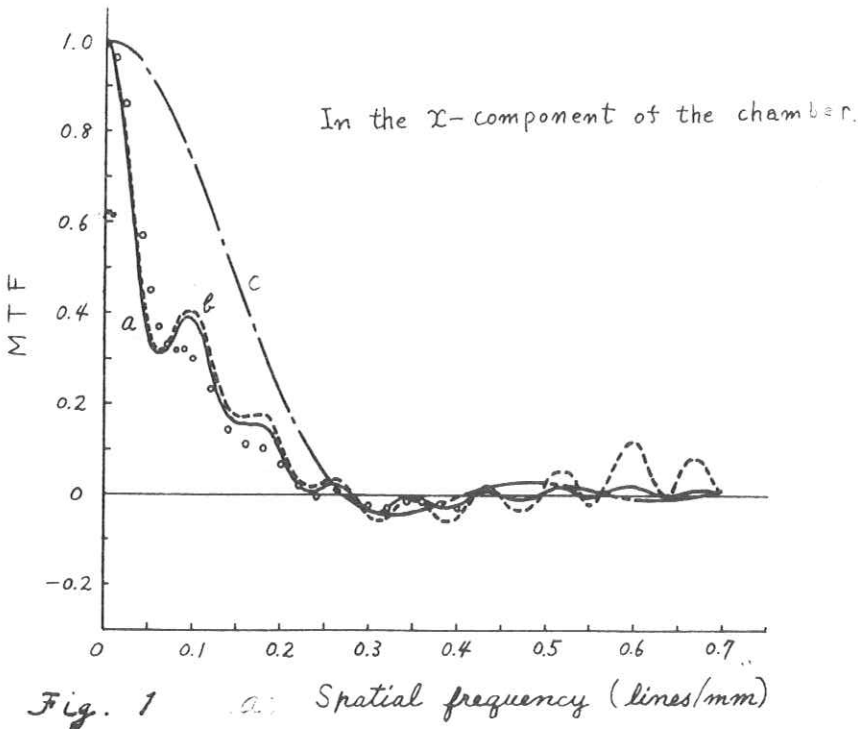
Fig. 1における曲線bは、散乱X線のフレアーのために、低周波におけるMTFが曲線cより、著しく低周波側によっている。

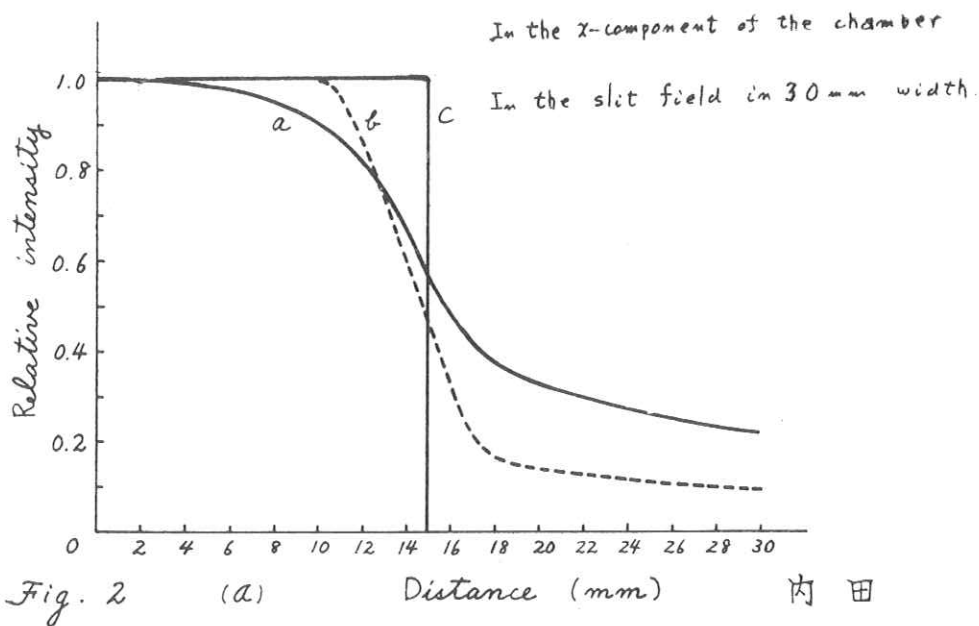
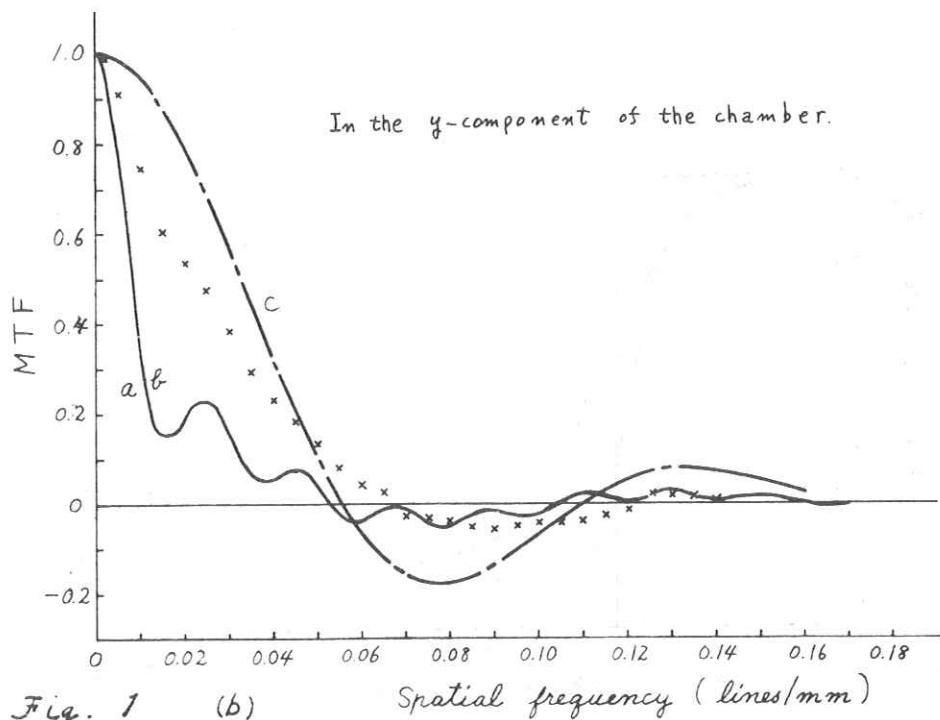
Fig. 2の曲線a, bの間の比較は、散乱X線の測定において、線量はy軸方向におけるものよりx軸方向におけるものの方が多く測定されていることを示している。これは電離槽が円筒形であることから容易に説明できる。

したがって深部線量測定においては、 x 軸方向において得られる線量分布は y 軸方向のものより真の値に近いが、一方、散乱X線はより大きな量を計測していることに注意せねばならない。

Fig. 1. Comparison between calculations and experiments of the MTFs of the ionization chamber. a: Product of the MTFs of the focus, the slit and the chamber in depth dosimetry. b: The MTF of the chamber in depth dosimetry. c: The MTF of the chamber in air dosimetry. o: The MTF of the 4mm dia. chamber in the scattered X-rays calculated. x: The MTF of the 16mm length chamber in the scattered X-rays calculated.

Fig. 2. The real dose distribution of the field, calculated from the MTF of the real field by inverse Fourier transforms. a: The dose distribution of the slit field affected by the blur caused by the focus and by the chamber in depth dosimetry. b: The dose distribution of the slit field affected by the blur caused by the focus, i.e., desired real depth dose distribution. c: Geometrical dose distribution of the slit field.





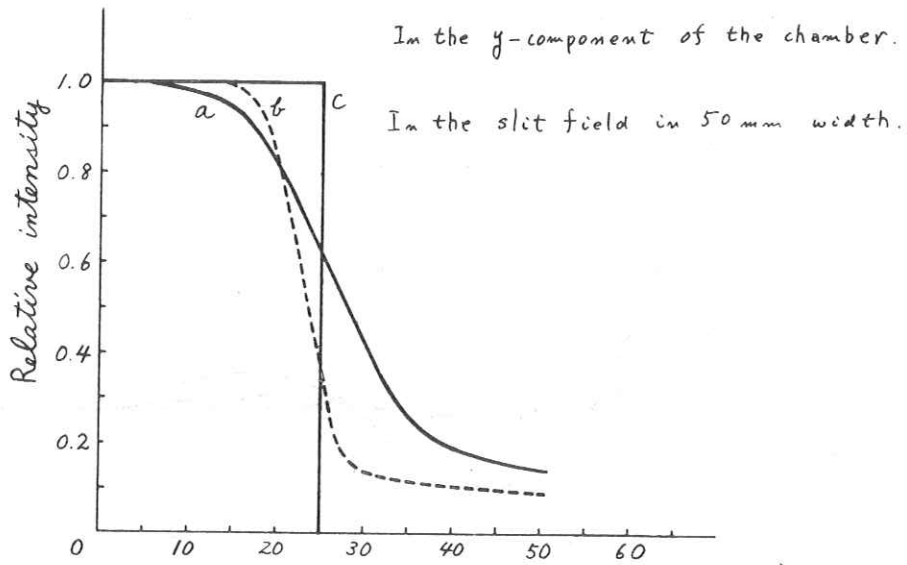


Fig. 2 (b) Distance (mm)

内田

第4章 放射線測定系のフーリエ解析 第5報
 (空間周波数領域における電離槽線量計の線質依存性)

阪大医放	内 田	勝
	森 川	薫
	前 田	真 行
和労災病	伊 藤	博

本報告では、 ^{60}Co γ 線の空中線量および深部線量測定における電離槽線量計のレスポンス関数を測定し、第2報と第3報で報告した計算値および190kVp X線の実験値と比較検討する。

空中線量に関する実験条件はつぎの通りである。線源は ^{60}Co (1, 17, 1.33MeV), 電離槽線量計の走査速度は9.23mm/min, 鉛スリットは厚さ100mm, 縦50mm, 横200mmの鉛レンガを2枚使って巾1mm, 高さ200mmのスリットを作り使用する。

まず、鉛スリットを通った放射線の線像強度分布を電離槽線量計を走査することによって実測し、これをフーリエ変換して空間周波数特性を求めた (Fig. 1)。

この電離槽線量計で測定したコリメーターによる照射野の線量分布をフーリエ変換する。これらを空間周波数領域で処理して、さらに逆フーリエ変換によって照射野の線量分布をフーリエ変換する。これらを空間周波数領域で処理して、さらに逆フーリエ変換によって照射野の真の線量分布を求めた (Figs. 3(a), (b), 4(a)(b))。

Fig. 1の結果から Co x 軸方向は $2r=6\text{mm}$ の計算値に非常によい一致を示している。これは、air like が効いているものと考えられる。この影響はX線の場合より大きく効いている。

^{60}Co y 軸方向に関しては $2d=16\text{mm}$ の計算値とほぼよい一致を示している。したがって感度が一樣であるから仮定3)は満足されていると考えてよいと思う。

つぎに深部線量に関する実験条件であるが空中の場合と異なるところは電離槽線量計が $350\text{mm}\times 300\text{mm}\times 150\text{mm}$ の亚克力被照射体の中心に固定されていることである。

Fig. 2(a)の結果から ^{60}Co 深部線量測定時の線量計のMTFはX線でみられる振動が入っていない。これは ^{60}Co においては側方散乱が少ないことを意味している。

また、この特性は深部線量測定の際の線量計のMTFが空中のそれに近いことを示している。そして $2r=4\text{mm}$ の計算値と実験値が一致しないから仮定4)は成立しない。

また y 軸方向の場合も x 軸方向と同じく空中と深部それぞれの電離槽線量計のMTFは接近していることがわかる。

なお、線量計を走査することによって得られるものは線源、スリットおよび線量計の空間周波数特性の積であるから、フィルムドジメトリーを用いることによって線量計のMTFのみを求める。

Fig. 3(a)(b)は x 軸方向、 y 軸方向の空中の線量分布であり、Fig. 4(a)(b)は同じく深部の線量分布である。曲線cは幾何学的照射野、曲線aは線源および線量計のボケを含んだもの、曲線bはわれわれが求めようとしている線源のボケを含んだ線量分布である。

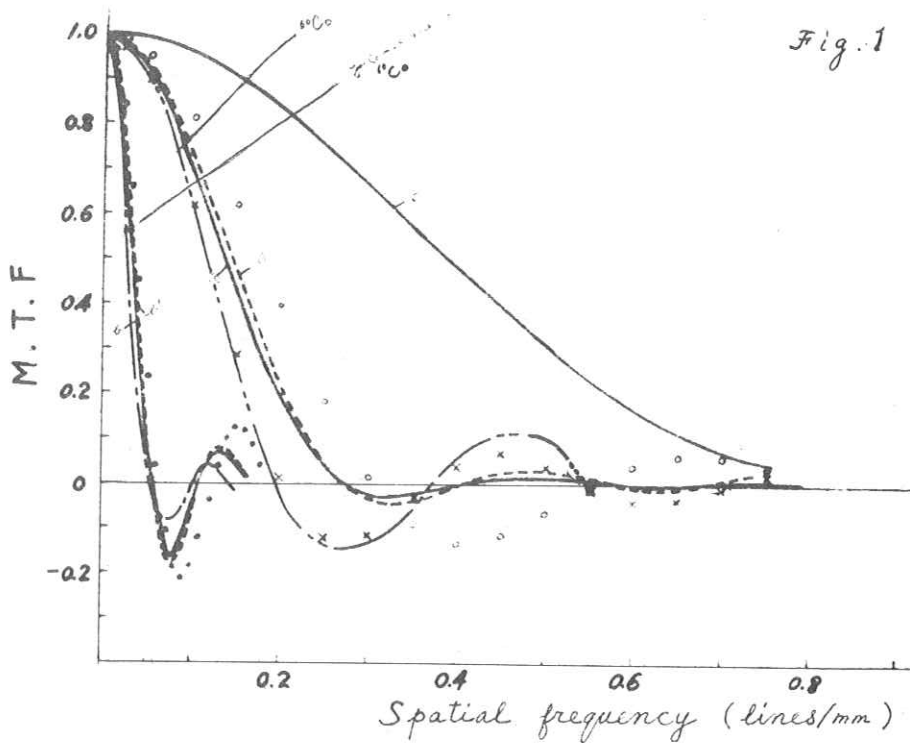


Fig. 1

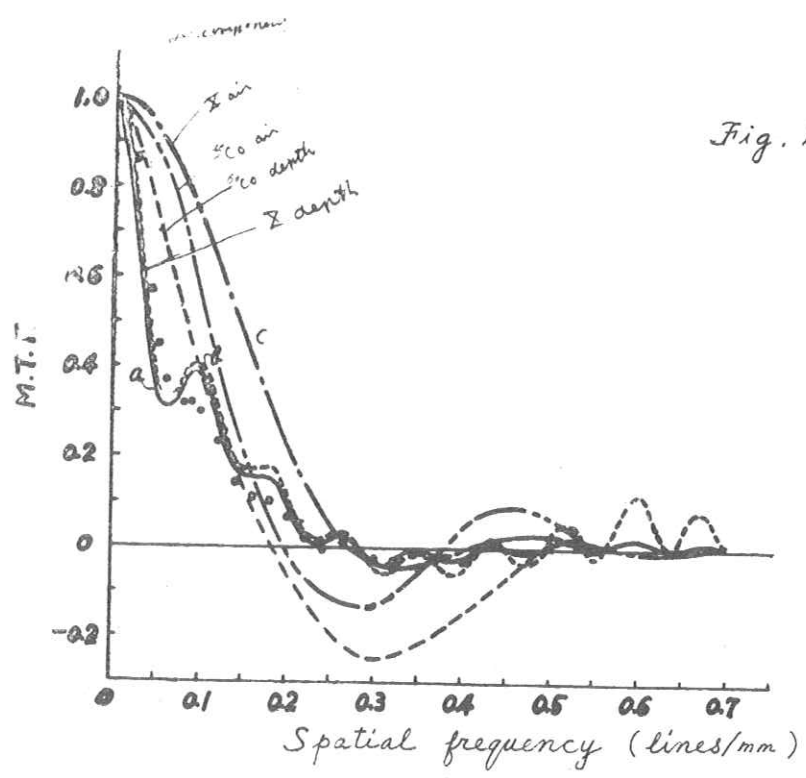
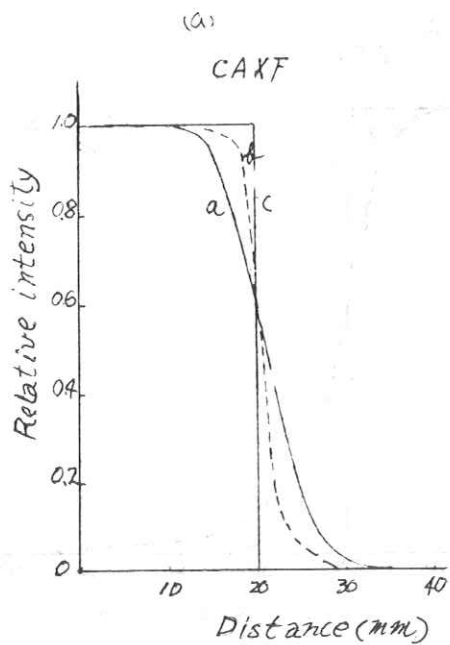
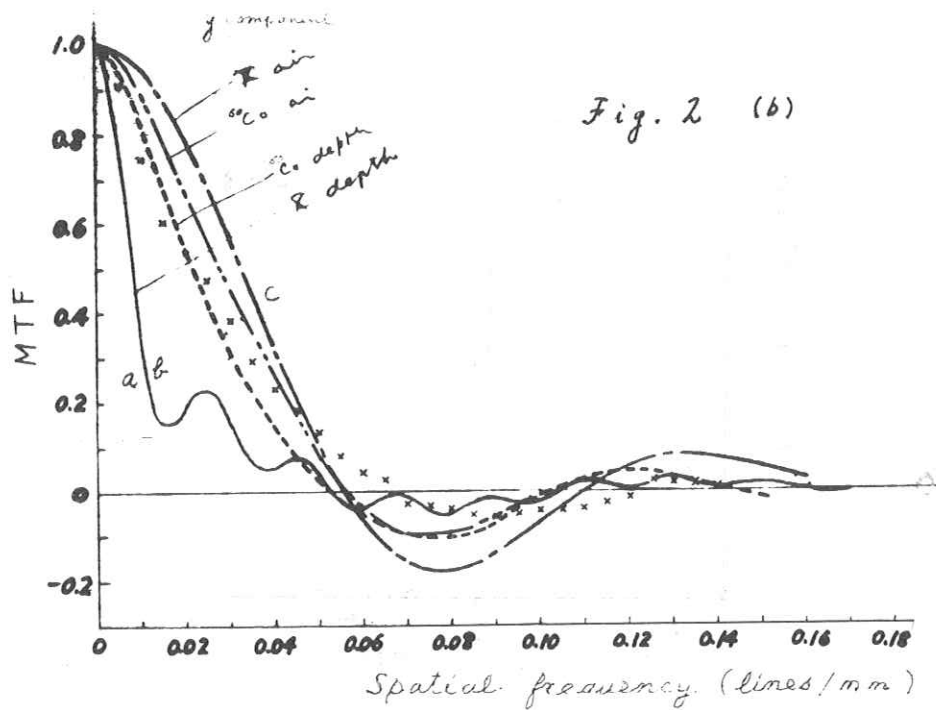
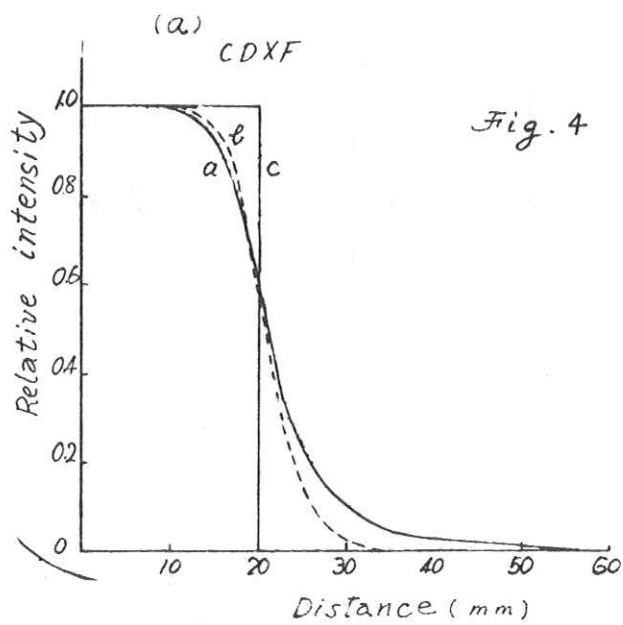
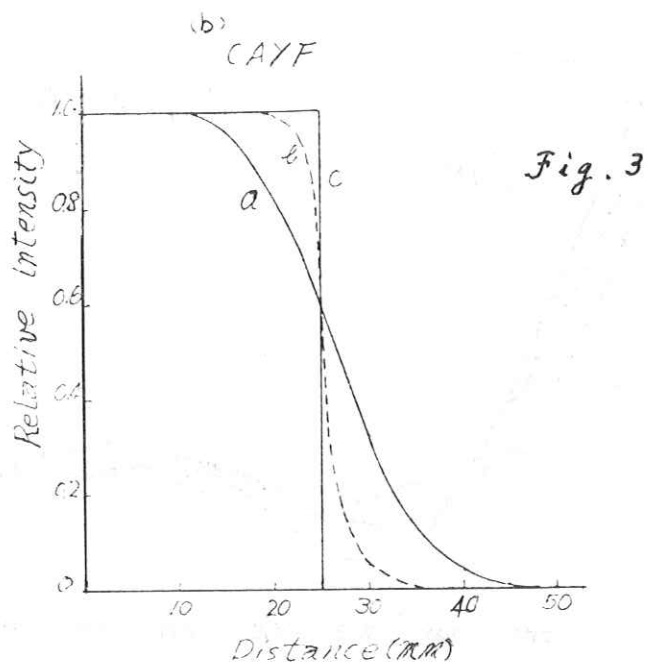
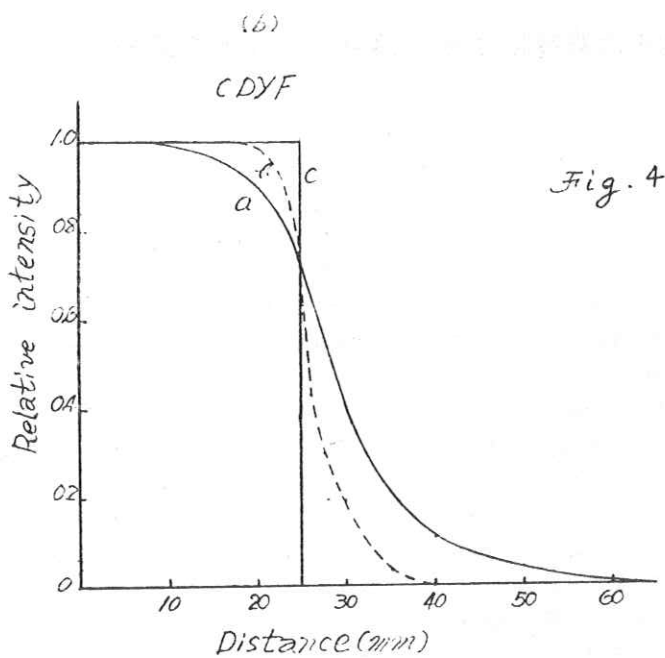


Fig. 2 (a)







第 5 章

電子計算機による γ 線スペクトルの解析

井 上 多 門

東京芝浦電気株式会社中央研究所

1. 序

最近のゲルマニウム半導体放射線検出器の発展にもない、エネルギー分解能の良い γ 線スペクトルが容易に得られるようになった。従来、NaIシンチレーションカウンタなどから得られる分解能の十分でない γ 線スペクトルのデータ解析のために考案された比較的単純なデータ処理の方法を、この新しい手法で得られる γ 線スペクトルデータに応用して迅速に解析する場合のみならず、データのなかから真に研究者に要求される種々の情報を抽出するために考案された多くの複雑な数学的方法を実行するために電子計算機を用いることが必要となり多くの試みがなされてきている^{1),2)}。

ここで γ 線スペクトルから要求される情報を抽出することを議論する前にまず必要な情報とは何であるかを決めねばならないが、これは一般には γ 線のエネルギーとその強度としてよいであろう。したがって複雑な γ 線スペクトルから物理的に有意義なピークをとり出して、その位置とピークの面積を決定する操作を電子計算機に行なわせる algorithm が必要となる。ここでは最近まで筆者らが行ってきた高分解能の Ge(Li) 検出器から得られる複雑な γ 線スペクトルを電子計算機により自動的に処理する方法³⁾ を中心にして、これらの手法について述べてみよう。

2. 解析の方法

2.1 スペクトルの平滑化

エネルギー分解能の良い Ge(Li) 検出器の使用はピークあたりのチャンネル数を増すために必然的に非常に多くのチャンネル数をもったパルス波高分析器を必要とする。また Ge(Li) 検出器の検出効率は十分でない場合が多いので、このような検出器の使用にさいしては一般にチャンネルあたりの計数値が低く、統計的変動の成分が非常に大きい場合が多い。このようなスペクトルの解析にさいしてはデータの平滑化がそのあとの処理のために役立つことが多い。この平滑化のための方

法としては、適当な関数を重畳させること^{4),5)} や最小二乗法により適当な関数をあてはめる方法⁶⁾ などが報告されていた。これらの方法はわずかな数のピークしか問題とならない NaI シンチレーションカウンタなどから得られる分解能の十分でないスペクトルを取り扱う場合には十分であろうが、一般に数百本にもおよぶたくさんのピークが現われる Ge(Li) 検出器によるスペクトルの処理を短時間に、かつ精度良く行なうためにはあまり適した方法とは考えられない。筆者は、このようなスペクトルに現われる統計的な変動の成分がパルス波高分析器のチャンネルごとに独立な現象として表わされるので、真の γ 線の分布に対応した成分とはエネルギー周波数に対する強度分布がまったく異なったものであることを利用して適当なフィルター関数を決定する方法を得て、これにより分解能にほとんど影響を与えずに統計的変動の成分を除去する方法を得た。

すなわち、 γ 線スペクトルをエネルギー E (一般にはパルス波高分析器のチャンネル番号で表わされる) の関数 $f(E)$ で表わせば、これは変動のない信号成分の分布 $s(E)$ と、その前後に変化する雑音とでもいべき成分 $n(E)$ との 2 成分の和としてつぎのように表わすることができるであろう。

$$f(E) = s(E) + n(E) \quad (1)$$

この関係をフーリエ変換によって定義されるエネルギー周波数 ω の成分に分解して表わせば

$$F(\omega) = S(\omega) + N(\omega) \quad (2)$$

となる。ただし、ここで各大文字で表わされた関数は対応する小文字で表わされた関数のフーリエ変換である。すなわち、

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(E) \exp(-i\omega E) dE, \text{ etc.} \quad (3)$$

である。このようにして得られる関数 $S(\omega)$ と $N(\omega)$ は一般にまったく異なった分布をもつ。信号の成分に対応した $s(E)$ はなかに含まれるピーク 1 つあたり数チャンネルにわたって分布するので、 $S(\omega)$ は比較的低いエネルギー周波数の領域に分布することになる。たとえば簡単な計算でわかることであるが、半値幅が 5

channel になるガウス型の分布でピークを近似すれば、そのフーリエ変換は $\omega=0.55$ radian/channel にて周波数が零の値の $1/2$ となる。これに対して、雑音の成分として表わされる $n(E)$ はチャンネルごとに独立の現象として考えることができるので、高い周波数の領域にまで $N(\omega)$ の分布は広がっている。 $n(E)$ は整数値でのみ関数値が与えられるのでその間の内挿の方法にもある程度依存することになるが、 $n(E)$ の相関距離が 1 channel 程度であることから $N(\omega)$ は π radian/channel 程度まで及んだ分布と考えることができよう。図 1 に実際の例を示す。ここで用いられたものはおちほど図 3 にて示されている γ 線スペクトルの一部であ

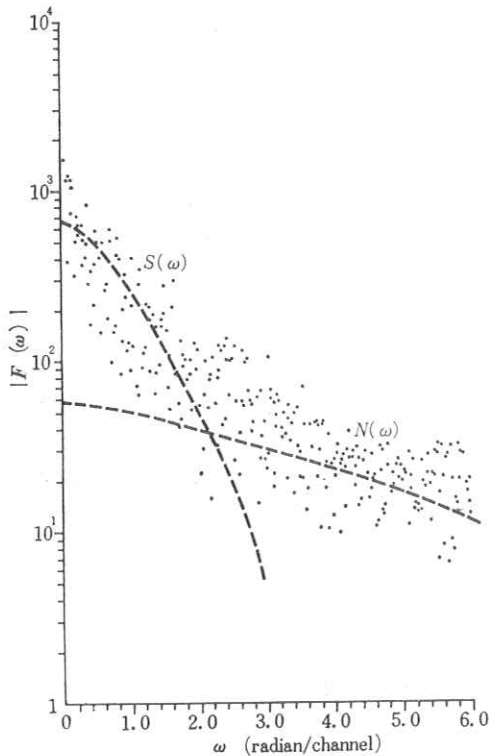


図 1 γ 線スペクトルのエネルギー周波数強度分布の一例

るが、このフーリエ変換 $F(\omega)$ の絶対値が点にて示されている。この分布は、明らかに見られるように $S(\omega)$ および $N(\omega)$ から寄与される部分とははっきりと分けられ、それぞれ前述の周波数の領域に分布していることがわかるであろう。以上のことから $N(\omega)$ が $S(\omega)$ に比べて大きくなる高いエネルギー周波数の領域を切断するような一種のフィルター作用をする関数 $P(\omega)$ を $F(\omega)$ に乗じて、これをもとのエネルギーの空間へフーリエ逆変換すれば $s(E)$ に近い平滑化された分

布 $s'(E)$ が得られることになる。すなわち

$$s'(E) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) \cdot P(\omega) d\omega \quad (4)$$

によって平滑化された分布 $s'(E)$ が表わされる。ここで用いられるフィルター関数 $P(\omega)$ は、上に示したような周波数の領域を正しく選択するものであることが必要でその決定には注意が払われねばならない。すなわち、 $P(\omega)$ が低周波数の領域のみを通すものであれば測定系のエネルギー分解能に影響を与え、一方また、高い周波数までも通過させるものであれば平滑化の効果は十分に現われない。このため、この方法を用いるさいにはスペクトル全体のフーリエ変換の様子から適当なフィルター関数を決定することが重要である。

2.2 バックグラウンドの推定およびその成分の除去

バックグラウンドの成分は解析的にははっきりとした表現をすることがむずかしいが、電子計算機にこの成分の決定および除去を行なわせるには、適当な近似によってこの成分を表わさねばならない。Mariscotti による方法⁷⁾ では、これは局所的にエネルギー E の一次関数として表わされるのでスペクトルの 2 階導関数を求めればバックグラウンドの寄与が除けることになる。しかしこの表現自体にも問題があるうえ、さらに実際にこの操作を直接に行なえば、変動成分が極度に拡大されて、そののちの種々の操作が非常に複雑になる欠点がある。筆者は前節に述べた方法を用いてスペクトルの平滑化を行ない、これから極小値の分布を得てバックグラウンドのサンプル点とすることを行なった。このさい多重のピークの重なりとして生ずる極小値を除くために、サンプル点を結ぶ線分のうち、あらかじめこの勾配に対して設けられた値を越える場合はバックグラウンド分布のサンプル点を構成する場合から除くようにした。この方法により経験的に決定しているバックグラウンド分布とほとんど同様なものを得ることができ、この成分を除くことが可能となった。このさいサンプル点間の内挿はその方法にあまり依存しないので、簡単のため直線内挿を用いたが、必要に応じて高次の内挿も行なうことができる。また以上の操作は簡単な演算内容であるので数千チャンネルにおよぶ γ 線スペクトルの場合でも比較的わずかな時間で計算を行なうことができる。

2.3 ピークの決定

以上 2.1, 2.2 で述べた方法により変動成分やバックグラウンドの成分を除いた真の γ 線のエネルギー分布に対応したデータを得ることができ、これからピークの決定を行なうことがつぎの問題となる。ピークが単一のものかあるいは多くのものの合成であるかの分

類を行なうため、まず隣接する計数値が零のチャンネル間にある下に凸の領域の数を求めて多重度の決定を行なうことが便利である。一般にエネルギー分解能のすぐれた Ge(Li) 検出器で得られたスペクトルの場合には単一のピークから成り立つことが多いのでその必要はあまりないが、筆者が行なった場合では四重の重なりまでを分離することを行なった。単一ピークの場合にはそのまま勾配が零の場所、あるいはピークの重心などからピークの位置を決定し、また隣接する計数値が零の間の領域の計数値の積分からピークの面積を求めることができる。また前述の方法で多重のピークの重なりと判定された領域は、あらかじめ強度のバックグラウンドピークの幅から決められている各エネルギーの位置における標準のピークの幅をもったガウス型の分布の重なりと仮定して、各成分の位置および面積を決定できる。このような多重のピークの分解の方法についてはエネルギー分解能の良くない NaI シンチレーションカウンターなどが測定に用いられていた場合のデータ処理にさいしてくふうされた多くの数学的手法がたいへん参考になるであろう。以上のようにして決定されたピークはそのもち線型性や効率の補正など必要な各種の補正を行なったのち、必要とされる物理量に変換されるが、これらの操作は場合によりそれぞれ異なり、また内容的にも容易であることが多いのでここでは省略する。

3. 数値的処理による分解能の向上

エネルギー分解能のすぐれた Ge(Li) 検出器を用いればピークがほとんど分離されて観測されるので、重なりあったピークの間隔はあまり問題とならないことが多いが、従来の分解能の不十分な検出器による測定にさいしては多くのピークが重なり合い、これらを分解するための手法が多く考案されていた^{6), 9)}。これらの複雑な方法を Ge(Li) 検出器によって得られたスペクトルの解析にさいして応用することも有効ではあるが、一般に数百本にもおよぶ多くのピークが現われる通常の γ 線スペクトルでは計算時間の経済性などを考慮せねばならないことが多いのではないであろうか。このためには、たんに数値的な処理のみで分解能を増大させたスペクトルを得ることができれば実質的にピークの間隔を行なったのと同じになり、これを簡単に行なうことができればスペクトルから情報を抽出するうえでたいへん便利である。筆者はエネルギー分解能が比較的高いエネルギー周波数の領域での強度分布で決まることを利用し、この周波数の領域の成分を強調

することにより実質的に分解能を増大させたスペクトルを得る方法を得た⁹⁾。

2.2 までに述べた方法によって変動成分およびバックグラウンドの成分が除去されたスペクトル $g(E)$ が得られるが、この関数は真の γ 線のエネルギーに対する分布 $j(E)$ と測定系のエネルギー分解能を示す単一ピークの型を表わす関数 $h(E)$ との重畳関数として近似的に表わされる。すなわち、

$$g(E) = \int_{-\infty}^{\infty} j(E')h(E-E')dE' \quad (5)$$

この関係はフーリエ変換してエネルギー周波数の空間で表わすと簡単になる。 $G(\omega)$ 、 $H(\omega)$ および $J(\omega)$ をそれぞれ $g(E)$ 、 $h(E)$ および $j(E)$ のフーリエ変換とすれば(5)の関係はフーリエ変換された空間では

$$G(\omega) = J(\omega) \cdot H(\omega) \quad (6)$$

と表わされる。したがって真の分布 $j(E)$ は

$$j(E) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \{G(\omega)/H(\omega)\} \exp(i\omega E) d\omega \quad (7)$$

によって表わされる。これは 2.1 で述べた平滑化の方法で $P(\omega) = 1/H(\omega)$ として表わされるフィルター関数を用いることに相当するが、ここにおいては比較的高いエネルギー周波数の領域の成分を強調することを行なっている。測定系の分解能は応答関数 $h(E)$ の幅で大体決定されるが、一般に $h(E)$ の半値幅と $H(\omega)$ の半値幅とは逆比例の関係にあることから容易に想像されるように、分解能は $H(\omega)$ の高い周波数領域での様子により決定されると考えることができる。したがって(7)の計算を正確に実行しなくても $H(\omega)$ によって失われた高い周波数の領域を補なう操作は見かけ上のエネルギー分解能を向上させることになる。図 2 に示す例では点線で示された γ 線スペクトルを 2.1 および 2.2 に示した方法で平滑化およびバックグラウンド除去を行ない、そのもちガウス型分布の $H(\omega)$ を用いて高周波成分の強調を行なって分解能を増大させたものであり、実線で結果が示されている。この方法は γ 線スペクトルに含まれる雑音成分の大きさによって限度が決まるが、ピークのチャンネルあたり計数値が数千カウントあれば 2~3 倍に向上させることは可能であ

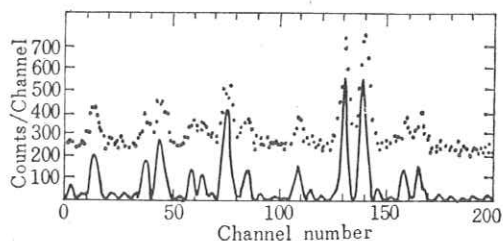


図 2 熱中性子捕獲 γ 線スペクトルの一部、実線は電子計算機により処理された結果を示す。

る。またこの計算は2・1で述べた平滑化の場合とほとんど同じであるので、同一のプログラムを使用することができる。

4. 計算のプログラム

以上述べた方法を実行する計算コードを作成した。実際にこれらの演算を行なうにさいして問題となったのは2・1および3章において述べた方法で用いられるフーリエ変換および逆変換の計算である。一般にフーリエ変換の計算はスペクトルに含まれるサンプル点数に比例し、また逆変換のためにはもとのサンプル点数と同数の周波数空間でのサンプル点が必要であるので、スペクトルの点数を N とすればこの計算のために N^2 に比例した計算時間が必要となる。したがってこの時間はスペクトルが多くチャンネル数を含むようになると急激に増大して電子計算機を用いてもかなりの時間を要するものになる。実際4096 channelのスペクトルをこのままフーリエ変換および逆変換するとIBM-360程度の計算機を用いても30分以上の計算時間を要する。そのため、この計算時間を短縮するために種々のくふうを行なった。その1つは分割化の方法である。前述のようにフーリエ変換および逆変換の計算には γ 線スペクトルのチャンネル数 N の2乗に比例した時間がかかるが、ここでスペクトルを n 個の部分に分割したとすればそれぞれの領域でこれらの演算を行なうのには $(N/n)^2$ の時間がかかる。この計算を行なったのちにふたたび全部のスペクトルを合成すれば、全計算時間は結局 N^2/n に比例したものになり、分割の数に比例した計算時間の短縮が達成されることになる。筆者らはこの方法を用いて4096 channelのスペクトルを256等分して行ない、IBM-360を用いて1分程度でフーリエ変換および逆変換の計算を行なうことに成功した。

フーリエ変換に関するこれらの計算を行なうのに役に立つもう1つの方法はCooleyおよびTukeyによってはじめられたFast Fourier Transform (FFT)の手法⁹⁾である。この方法の詳しい説明はここでは省略するが、これによればフーリエ変換に要する時間は $N \log N$ に比例するため、スペクトルに含まれるチャンネル数が多い場合には非常な時間の短縮となる。また、この原理にもとづいたルーチンな方法もできているので簡単に利用できる場合が多い。MITのグループは4096 channelにわたる γ 線スペクトルの解析にこの手法を用いて計算を行なったところ、同じスペクトルを前記の分割化の方法を用いて行なった場合に比べて約

25%の計算時間の短縮が達成されたことを報告している¹¹⁾。

以上のような方法を用いることにより、フーリエ変換および逆変換の計算が短時間に行なわれ、スペクトルの平滑化あるいは必要に応じてなされる分解能の増大などの処理がきわめて容易に実行できる。バックグラウンドの成分の推定においては、2・2で述べたように極小値を結ぶ線分のうち、勾配に対して設けられた制限を越える場合はバックグラウンドを構成するサンプル点から除く。この勾配に対する制限値はインプットデータとして与え一定の値を用いたが、一定の領域の平均計数値の関数として与えることができれば便利と思われる。また、分解能増大の計算は一般には必ずしも必要とは思われないので、筆者らの場合では必要に応じて行なうようにしている。この計算は前述のようにフィルター関数が異なるだけで平滑化の計算とまったく同一のものであるのでプログラムを共通にできる。このほか、各種の補正の計算などが含まれるが、これらは場合によってそれぞれ異なるし、また計算内容も一般に容易であるので詳しい説明は省略する。

5. 応 用

5・1 熱中性子捕獲 γ 線スペクトルの解析

以上述べた方法を用いて筆者らはGe(Li)検出器から得られた熱中性子捕獲 γ 線スペクトルの電子計算機による解析を行なった³⁾。検出器はMITで製作されたGe(Li) Triple Coincidence Spectrometer¹⁰⁾でスペクトルは4096 channelパルス波高分析器を用いて記録される。このスペクトルは一度紙テープに穿孔されて記録されたのち計算機カードに穿孔される。2章で述べた方法でスペクトルの平滑化、バックグラウンドの除去、さらにピークの種類を行なったのち、線型性、エネルギー効率の補正などを行ない、各 γ 線ピークのエネルギー、強度などをアウトプットする。計算機はIBM-7094を用いたが4096 channelにわたる γ 線スペクトルを2~3分の計算時間で処理して200~400本の意味のあると考えられるピークを自動的にとり出すことができた。図2に示したものはここで用いられたFeの熱中性子捕獲 γ 線スペクトルの一部であるが、この方法で処理し、さらに3章において述べた方法で分解能の向上を行なわせたものである。この方法はさらに改良されフーリエ変換および逆変換の計算をFFTを用いて行ない、IBM-360 mod-65により100秒程度の計算時間で処理することが可能となった¹¹⁾。現在までに75元素の熱中性子捕獲 γ 線のチャート¹²⁾が完

成している。またこの結果はただちに熱中性子照射による放射化分析に応用され石炭の品質の検査¹³⁾などが行なわれている。

5・2 速中性子放射化分析への応用

筆者らは現在、この方法を用いて速中性子放射化分析の自動化を試みている¹⁴⁾。試料はまず D-T 反応により生成された 14 MeV 速中性子で一定時間照射される。照射ののち、試料は気送系によってγ線検出器の位置に運ばれ、核反応によって生成された放射性元素の壊変ともなって発生するγ線のスペクトルが測定される。γ線検出器は ORTEC-8102-20 Ge(Li) 検出器を用いている。これより得られたγ線スペクトルは 800 channel パルス波高分析器を通して記録され、紙テープに穿孔されたのち、計算機カードに変換される。一方、中性子発生装置の出力は変動を補正するために照射中モニターされ記録されたうえ、同様に計算機カードに穿孔されて記録される。得られたγ線スペクトルは 2 章において述べた方法でスペクトルの平滑化、バックグラウンド成分の推定およびその除去、さらにピークの決定が行なわれる。図 3 にこの処理の一例を示す。これは Al を照射した場合のγ線スペクトルの一部であるが、電子計算機により、これがいかに処理されていくかが示されて

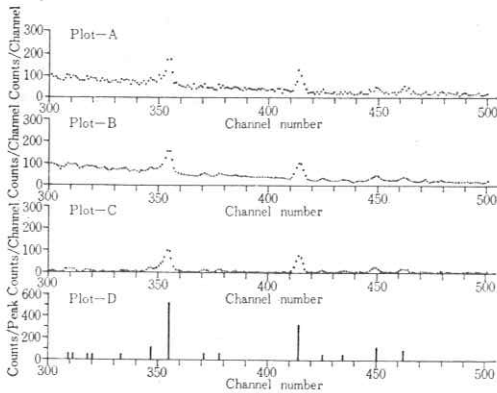


図 3 速中性子放射化分析におけるデータ処理の例
A—原スペクトル, B—平滑化されたスペクトル
C—バックグラウンドを除去されたスペクトル
D—ピーク分類された分布

いる。ここでは平滑化のために 2.1 radian/channel より高いエネルギー周波数を切断したガウス型のフィルター関数 $P(\omega)$ を用いている。また、この計算においては中性子発生装置の出力の変動の影響をなくするためにつぎの値が求められる。

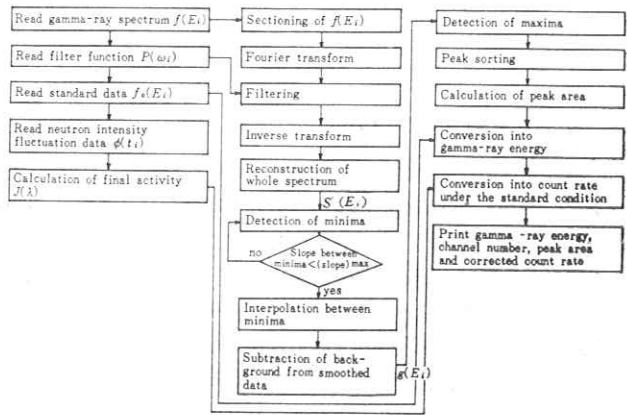


図 4 計算のフローチャート

$$\frac{(\psi/\lambda) \{1 - \exp(-\lambda T)\}}{\int_0^T \phi(t) \times \exp\{-\lambda(T-t)\} dt} \quad (8)$$

ただし、ここで $\phi(t)$ はモニターされた中性子発生装置の出力、 ψ は標準状態の中性子発生装置出力、 λ は核反応生成物の崩壊定数、そして T は速中性子による照射時間である。計算結果としてピークのエネルギー、チャンネル番号、ピークあたりの計数値、さらに(8)の値を乗じて標準の中性子出力状態に換算された計数値などが印刷される。図 4 にこの計算のフローチャートを示す。ここではフーリエ変換および逆変換に分割化の手法を用いて時間の短縮を行なっているが、1 試料あたり GE-635 電子計算機を用いて約 8 秒の計算時間で処理することができ、多くの元素の非破壊迅速放射化分析が可能となった。将来は Ge(Li) 検出器から得られるランダムに発生するパルスを直接計算機に与え、波高分析およびそののちの必要なすべての処理を電子計算機によりオンラインで行なうことが可能となるであろう。

6. 結 語

以上電子計算機を利用して複雑なγ線スペクトルを解析し、そのなかから有効な情報を抽出する方法の例について述べてきたが、このような手法はγ線スペクトルをとりあつかう場合にかぎらず、多くのスペクトルデータをとりあつかう分野で利用することができるであろう。とくに放射線計測においては、発展した電子計算機技術の応用は不可欠の手段となっており、すべての放射線データがオンライン方式で電子計算機により処理される技術が確立するのも間もないことのように思われる。

文 献

- 1) Application of Computer to Nuclear and Radiochemistry, National Academy of Sciences, National Research Council NAS-NS 3107 (1962)
 - 2) J.A. Jones: *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **NS-14**, 576 (1967)
 - 3) T. Inouye and N.C. Rasmussen: *Trans. Am. Nucl. Soc.*, **10**, 38 (1967)
 - 4) A. Savitzky and M.J.E. Golay: *Anal. Chem.*, **36**, 1627 (1964)
 - 5) H.P. Yule: *Nucl. Instr. Meth.*, **54**, 61 (1967)
 - 6) R.G. Helmer, et al.: *Nucl. Instr. Meth.*, **57**, 46 (1967)
 - 7) M.A. Mariscotti: *Nucl. Instr. Meth.*, **50**, 309 (1967)
 - 8) T. Inouye: *Nucl. Instr. Meth.*, **30**, 224 (1964)
 - 9) J.W. Cooley and J.W. Tukey: *Math. Comp.*, **19**, 297 (1965)
 - 10) V.J. Orphan and N.C. Rasmussen: *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **NS-14**, 544 (1967)
 - 11) T. Inouye, et al.: *Trans. Am. Nucl. Soc.*, **11**, 415 (1968)
 - 12) N.C. Rasmussen, et al.: Thermal Neutron Capture γ -Ray Spectra of the Elements. MITNE-85 (prepublication)
 - 13) N.C. Rasmussen, et al.: *Trans. Am. Nucl. Soc.*, **10**, 29 (1967)
 - 14) I. Fujii, et al.: To be published in *Analyst*.
-