

JAERI-M  
8092

球形NaI(Tl)シンチレーション検出器  
のスペクトル-線量変換演算子の決定

1979年2月

森内 茂・長岡 鋭・坂本 隆一・斎藤 公明

この報告書は、日本原子力研究所が JAERI-M レポートとして、不定期に刊行している研究報告書です。入手、複製などのお問い合わせは、日本原子力研究所技術情報部（茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしてください。

JAERI-M reports, issued irregularly, describe the results of research works carried out in JAERI. Inquiries about the availability of reports and their reproduction should be addressed to Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, Japan.

球形 NaI (Tl) シンチレーション検出器のスペクトル  
-線量変換演算子の決定

日本原子力研究所東海研究所環境安全研究部  
森内 茂・長岡 鋭・坂本隆一・斎藤公明

(1979年1月22日受理)

スペクトル-線量変換演算子による線量評価のための  $G(E)$  関数を決定した。検出器は 2" 直径, 3" 直径の球形の NaI (Tl) シンチレーション検出器で, 測定する  $\gamma$  線のエネルギー範囲は 40 keV から 3 MeV 迄である。すでに円筒形 NaI (Tl) シンチレーション検出器の  $G(E)$  関数を決定しているが, 方向感度依存性がやや大きいため入射方向性の定まらない  $\gamma$  線の測定では測定精度上多少問題があった。この点球形のものは方向依存性がほとんどないため, 広い入射方向分布を持つ環境の  $\gamma$  線でも高い精度で測定することができる。

照射線量単位における評価精度は全体にわたってほぼ  $\pm 3\%$  以内である。この線量評価法自体極めて簡単で高感度の線量評価手法であるため今後, 環境  $\gamma$  線の標準的な線量測定法として活用できるであろう。

JAERI-M 8092

Determination of Spectrum-Dose Conversion Operator for  
Spherical NaI(Tl) Scintillators

Shigeru MORIUCHI, Toshi NAGAOKA, Ryuichi SAKAMOTO and Kimiaki SAITO

Division of Environmental Safety Research  
Tokai Research Establishment, JAERI

(Received January 22, 1979)

The G(E) functions of the Spectrum-Dose conversion operator for evaluating the exposures were determined. NaI(Tl) scintillation detectors are spherical ones of diameters 2 in. and 3 in., and the energy range of gamma rays is 40 keV to 3 MeV. The G(E) functions for cylindrical NaI(Tl) scintillators were reported previously. There is problem of evaluation error due to the inherent directional response, however, which is severe in accurate measurement of radiations having wide directional distribution such as in the environment.

By using new results of spherical scintillators having good directional response, the accurate measurement is expected for various radiation fields.

The measuring accuracies in the range of 50 keV to 3 MeV for exposure units are within about  $\pm 3\%$ . These G(E) functions are useful for interconnecting the results measured by various instruments in environmental monitoring.

Keywords: Spherical NaI(Tl) Scintillator, Spectrum-Dose Conversion Operator, Directional Response, Accuracy, Energy Range 50 keV to 3 MeV, G(E) Function, Environmental Gamma Rays

## 目 次

1. 緒 言 .....	1
2. スペクトル-線量変換演算子の概要 .....	2
2.1 スペクトル-線量変換演算子 .....	2
2.2 $G(E)$ 関数による線量計算 .....	2
3. 実験による標準パルス波高スペクトル分布(応答関数)の決定 .....	4
3.1 標準 $\gamma$ 線源および線量計算 .....	4
3.1.1 エネルギーによる $\gamma$ 線源の選択 .....	4
3.1.2 標準スペクトルに対する照射線量率の計算 .....	5
3.2 パルス波高スペクトル分布の測定と調整 .....	9
3.2.1 実験の概要 .....	9
3.2.2 標準スペクトルの調整 .....	12
3.2.3 標準パルス波高スペクトル分布の検定 .....	17
4. $G(E)$ 関数の計算 .....	18
4.1 多項式近似による計算法 .....	18
4.2 $G(E)$ 関数の決定 .....	19
4.2.1 計算条件 .....	19
4.2.2 最適近似関数の選定法 .....	21
4.2.3 計算結果と検討 .....	22
5. 結 言 .....	27
付 録	
Appendix I 実効零エネルギー $\Delta$ のもう一つの決め方 .....	28
Appendix II 標準スペクトル作成時の $v$ 値 .....	30
Appendix III スペクトル分布の検定 .....	31
Appendix IV $G(E)$ 関数表 .....	38

Contents

1. Introduction
  2. An outline of Spectrum-Dose conversion operator
    - 2.1 Spectrum-Dose conversion operator
    - 2.2 Dose calculation using G(E) function
  3. Determination of response functions of spherical NaI(Tl) scintillation detectors by experiments
    - 3.1 Standard gamma ray sources and exposures
      - 3.1.1 Selection of gamma ray sources
      - 3.1.2 Calculations of exposure rate corresponding to each standard pulse height spectrum
    - 3.2 Preparation of standard pulse height spectra
      - 3.2.1 Experiments
      - 3.2.2 Adjustments of pulse height spectrum
      - 3.2.3 Examinations
  4. Calculation of G(E) functions
    - 4.1 Polynomial approximation
    - 4.2 Determination of G(E) functions
      - 4.2.1 Numerical conditions
      - 4.2.2 Selection of optimum function
      - 4.2.3 Results and discussion
  5. Conclusion
- Appendices
- App. I Another method for extrapolation of effective zero energy
  - App. II Correction factor of count rate when adjusting channel width
  - App. III Some examinations of standard pulse height spectra
  - App. IV Numerical tables of G(E) functions

## 1. 緒 言

NaI(Tl)シンチレーション検出器は検出体の質量が大きくとれ、かつ高い原子番号の元素より構成されていることから微弱の $\gamma$ 線を効率良く検出し、エネルギー解析を行うのに適した性質を有している。近年特に低レベルの、例えば環境の自然放射線などの高精度測定にこの検出器の高感度の性質が生かされている。

NaI(Tl)シンチレーション検出器による線量あるいは照射線量測定評価への応用では、パルス波高スペクトル分布のエネルギー解析による線束から線量へ換算する方法が一般的に行われているが、一方、より直接的に目的とする量をパルス波高スペクトル分布から計算する方法がある。<sup>1,2)</sup>この方法はスペクトル線量変換演算子法であって、演算子値関数 $G(E)$ はすでに $1''\phi \times 1''$ から $6''\phi \times 6''$ のNaI(Tl)シンチレーション検出器について決定され、実際の環境 $\gamma$ 線の線量測定、モニタリングに利用されている。<sup>3,4)</sup>

しかし、これら $G(E)$ 関数は円筒型のNaI(Tl)シンチレーション検出器についてのもので、入射方向依存性などの一般特性のより優れた球形のもの<sup>4)</sup>については、最近の普及にもかかわらず決定されていなかった。そこで、新たに球形NaI(Tl)シンチレーション検出器の $G(E)$ 関数を決定するための実験と計算を行い $2''$ 直径、 $3''$ 直径の2種の球形NaI(Tl)シンチレーション検出器の $G(E)$ 関数を決定した。

今回は特に低レベル $\gamma$ 線( $0.1 \mu\text{R/h} \sim 1 \text{mR/h}$ )の線量測定において、測定精度、確度ともに他の測定器の標準となる程度の性能を目指したため、これをスペクトル分布に適用する場合の“実的手法”に適合するものと、波高弁別器変調法(DBM, Discrimination Bias Modulation)のエネルギー特性平坦化回路に適用するための $G(E)$ 関数の2種の計算を行い、それぞれの使用目的毎に精度の高い線量測定ができるようにした。これはNaI(Tl)シンチレーション検出器中で吸収されたエネルギーと発光量が完全な直線関係にないために測定及びデータ処理の段階で起る問題によるものであって、前者は通常行われている標準 $\gamma$ 線源によるエネルギー校正法に適合した関数であり、後者は吸収エネルギーに比例しないままに測定される厳密なパルス波高スペクトル分布に適用されるもので、それぞれを規準化スペクトル用、DBM回路用の $G(E)$ 関数という呼び名で区別した。これについての詳しい内容は本文において述べた。

## 2. スペクトル線量変換演算子の概要

### 2.1 スペクトル線量変換演算子

スペクトル線量変換演算子による線量評価法についてはすでに報告されているのでここでは簡単にその概要を述べるにとどめる。<sup>1~4)</sup>

NaI(Tl) シンチレーション検出器あるいはそれと同様の放射線検出特性を持つ検出器による任意の測定系において、単色エネルギー  $E_0$  の  $\gamma$  線場での吸収エネルギースペクトル分布を  $n(E, E_0)$ 、これに対応する同一放射線場の求めるべき被照射物質の受ける線量を  $D(E_0)$  と置くと、この二者を結合する演算子  $\int dE \cdot G(E)$  は線量測定のエネルギー範囲  $E_L \leq E \leq E_U$  にわたって次式を満たすものでなければならない。

$$\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} n(E, E_0) \cdot G(E) dE = D(E_0) \quad (2-1)$$

ここで  $E_{\min}$ 、 $E_{\max}$  は  $E$  の積分下限、積分上限である。

上式を満たす関数  $G(E)$  が上に示すエネルギー範囲にわたって存在するか否かは  $n(E, E_0)$  と積分区間  $E_{\min}$ 、 $E_{\max}$  のとる値に関係してくる。

NaI(Tl)、CsI(Tl)、CsI(Na) などの無機シンチレータを使用する検出器、Ge 検出器その他数種の検出器の  $n(E, E_0)$  について上式を満足する  $G(E)$  関数は存在する。<sup>4)</sup>

$G(E)$  関数の一般的な性質にふれると、検出器内で全吸収が起るような検出器である場合の  $G(E)$  関数はいわゆる線束線量変換関数と同じ形状の曲線として表わされる。全吸収のみでなく部分吸収によるエネルギースペクトル分布を伴う場合は、全吸収を起こす低エネルギー部で先に述べた関数と一致した曲線となるが部分吸収成分が多くなる高エネルギーに向うとともに前述の曲線より上側にはずれる上昇傾向が出てくる。 $G(E)$  関数の性質、存在条件などの考察については参考文献<sup>4)</sup>にゆずり、次に  $G(E)$  関数による線量への換算について簡単に示しておく。

### 2.2 $G(E)$ 関数による線量計算

多重波高分析器により測定されたパルス波高スペクトル分布を  $N(E)$ 、とすると線量  $D_T$  は次式から計算できる。

$$D_T = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} N(E) \cdot G(E) dE \quad (2-2)$$

$E_{\min}$ 、 $E_{\max}$  についてはすでに述べた通りである。

通常  $N(E)$  は波高分析器によってエネルギーをチャンネル番号で置いた不連続の分布で表わされているので、この場合は、

$$D_T = \sum_{I=1}^{I_{\max}} N_M(I) \cdot G(E_I) \quad (2-3)$$

で計算される。ここで、1チャンネルのエネルギー幅を  $\Delta E$  とし、 $E_I = \Delta E \times I$  である。



(2-3)式で示されるように非常に簡単な計算で線量の計算が行える。実際のデータの処理については先に述べたように発光効率のエネルギー依存性からむ種々の問題があり、これについてはあとの章を参照されたい。

### 3. 実験による標準パルス波高スペクトル分布（応答関数）の決定

#### 3.1 標準 $\gamma$ 線源および線量計算

##### 3.1.1 エネルギーによる $\gamma$ 線源の選択

G(E)関数の計算においては、計算に用いる標準スペクトル分布のエネルギー範囲が広く、各スペクトル間のエネルギー間隔が対数上で等間隔で小さい程すなわち入力データ数が多い程精度の高い演算子を決定できる。しかし、必要とするエネルギー範囲を40 keV~3 MeVとした場合、正確なdecay scheme がわかっており、単色または分離可能な複数の $\gamma$ 線を放出し、半減期が適当で、入手が可能な核種は種類が限られている。本実験においてはTable 1 に示す核種を標準 $\gamma$ 線源として用いた。これらのうち、 $\gamma$ 線を2本放出する $^{24}\text{Na}$ 、 $^{88}\text{Y}$ 、 $^{22}\text{Na}$ および、73 keVのK-X線を放出する $^{203}\text{Hg}$ の各スペクトルは、不必要なスペクトル成分を分離して単色エネルギーのスペクトルにする必要がある。この分離方法については3.2.2(3)において述べる。

Table 1 Nuclides and energies of standard spectrum used for calculation of G(E) function

Nuclide	Energy (MeV)	Intensity ( $\gamma/\text{dis.}$ )	Half-life (days)	Remarks
$^{241}\text{Am}$	0.060	0.36	167170.	
$^{57}\text{Co}$	0.124	0.962	271.4	
$^{139}\text{Ce}$	0.166	0.801	137.63	with La K-X (33keV)
$^{203}\text{Hg}$	0.279	0.814	46.8	with Tl K-X (73keV)
$^{113}\text{Sn}$	0.393 0.255	0.642 0.0207	115.09	with In K-X (24keV)
$^{85}\text{Sr}$	0.514	0.9928	64.68	
$^{137}\text{Cs}$	0.662	0.852	10950.	with Ba K-X (32keV)
$^{54}\text{Mn}$	0.835	0.9998	312.3	
$^{22}\text{Na}$	1.275 0.511	0.9995 1.812	949.75	
$^{60}\text{Co}$	1.332 1.173	1.0 1.0	1919.9	
$^{88}\text{Y}$	1.836 0.898	0.9944 0.94	106.6	
$^{24}\text{Na}$	2.754 1.369	1.0 1.0	0.625	

Table 1 に示した $\gamma$ 線源(エネルギー)だけでは十分なエネルギー範囲、とくに低エネルギー範囲をカバーできないため、40 keVから120 keVの半理論的線スペクトルを準備した。この場合、 $\gamma$ 線のエネルギーは十分低いので入射した $\gamma$ 線は全てNaI(Tl)シンチレータの中で光電効果を起こすと考えられるが、シンチレータの表面近くで光電効果を起こした場合には、光電効果に伴って放出されるI(ヨウ素)のK-X線がNaI(Tl)シンチレータ内で再度相互作用を起して吸収される前にシンチレータの外へescapeすることがある。その結果、シンチレータ中に吸収されたエネルギーがK-X線の分(28.5 keV)だけ下ることになる。ここで準備した線スペクトルでは、このK-X線のescapeを考慮に入れた。なお、escapeの確率はHeath<sup>5)</sup>の論文より引用した。

今回使用した $\gamma$ 線源の大半は市販されている $\gamma$ 線源の中から高精度のものを選び購入したもので、購入時に線源強度などの情報が明らかになっている。これらの情報の妥当性については後述する。一方、 $^{24}\text{Na}$ だけは粒状の高純度の $\text{Na}_2\text{CO}_3$ をポリエチレン容器に封入してJRR-4において照射して得た。この強度は他の標準 $\gamma$ 線の各NaI(Tl)シンチレーション検出器に対するPeak Efficiency(後述)を $^{24}\text{Na}$ (2.754 MeV)まで外挿することによって定量し、基準時刻における $^{24}\text{Na}$ の線源強度を評価した。各検出器について計算される $^{24}\text{Na}$ の線源強度は異なるが、2"  $\phi$ 球形NaI(Tl)シンチレーション検出器、3"  $\phi$ 球形NaI(Tl)シンチレーション検出器からのいずれの評価値も相対的に $\pm 5\%$ 以内の範囲に入っており、精度上の問題はないと考えられる。また後述の検定においてもとくに問題はなかった。

### 3.1.2 標準スペクトルに対する照射線量率の計算

#### (1) 実効線量減衰係数 $\mu_{\text{eff}}$ の決定

標準スペクトルに対応する照射線量率の計算を行う際には $\gamma$ 線源と注目地点(検出器)との間における減衰を考慮せねばならない。一般に与えられている減衰係数は $\gamma$ 線の吸収による減衰係数 $\mu_{\text{abs}}$ と散乱による減衰係数 $\mu_{\text{scatt}}$ であるが、一度散乱した $\gamma$ 線でもその内のある部分は小角散乱、多重散乱などの結果、実際の線量率に寄与する場合がある。また、一般の減衰係数は $\gamma$ 線束に対するものであり、線量率の減衰係数ではない。そこで我々は線量の減衰を表わす係数実効線量減衰係数 $\mu_{\text{eff}}$ として

$$\mu_{\text{eff}} = \mu_{\text{abs}} + x \cdot \mu_{\text{scatt}} \quad (3-1)$$

の形式を考え、実験から得られる値 $\mu_{\text{exp}}$ とこの $\mu_{\text{eff}}$ とができるだけ一致するような $x$ を検討した。ここで $\mu_{\text{abs}}$ と $\mu_{\text{scatt}}$ の値は文献(6)より引用した。

実験には既に高精度で $G(E)$ 関数が決定されている2"  $\phi \times 2"$  NaI(Tl)シンチレーション検出器<sup>3)</sup>を用いた。 $\gamma$ 線源と検出器の間にアルミニウム、鉄、銅、アクリルのフィルタを置き、 $\gamma$ 線源の種類とフィルタの種類、厚さを変えてスペクトルを測定した。次にスペクトルに $G(E)$ 関数を作用させて線量率に変換し、フィルタの種類、エネルギー別に線量率減衰係数 $\mu_{\text{exp}}$ を得た。この $\mu_{\text{exp}}$ のエネルギー傾向と(3-1)式とを比較して最適な $x$ を検討した。一例をFig. 1に示す。 $x=0$ から $x=1.0$ に対応する $\mu_{\text{eff}}$ の変化に比べて $\mu_{\text{exp}}$ の幅が大きいため最適な $x$ の値を決定するのは容易ではないが、逆に言えば $x$ の値の影響は大きくないということである。ここでは $x=0.5$ として $\mu_{\text{eff}}$ の値を計算した。尚、この $\mu_{\text{eff}}$ は、後述する

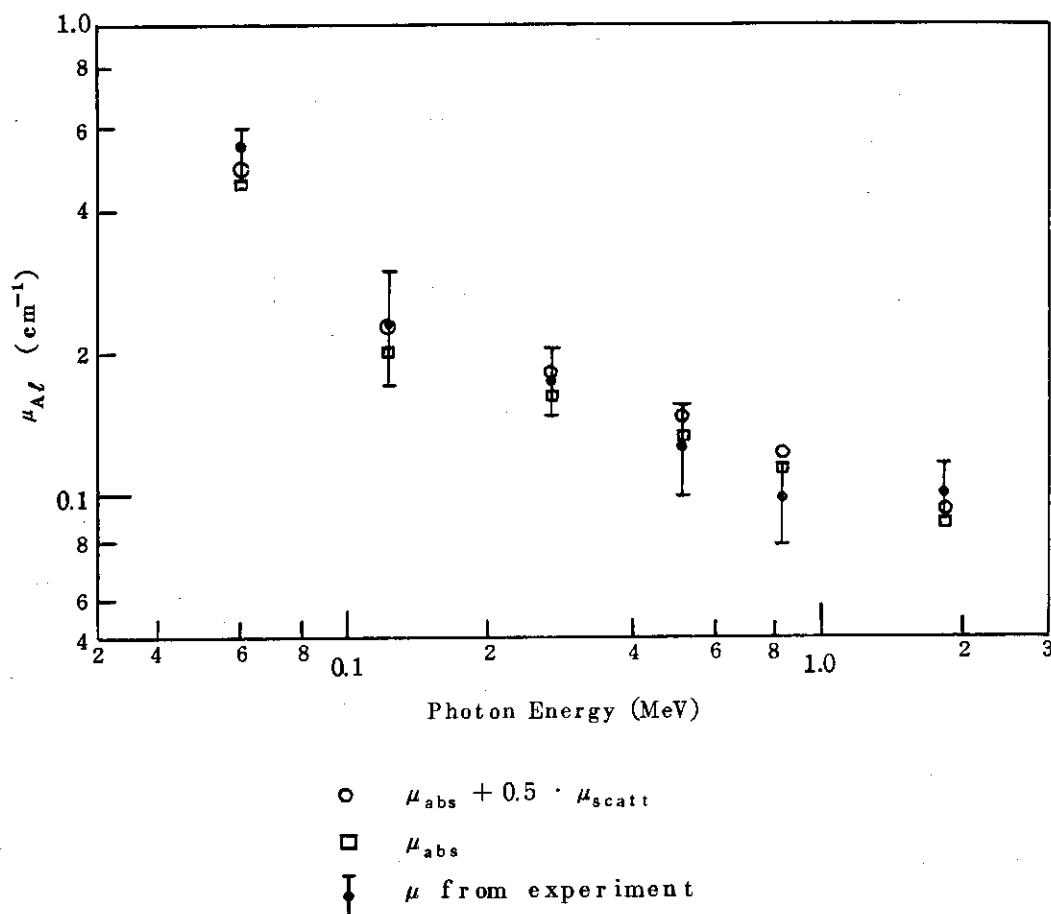


Fig.1 Attenuation coefficient of alminum.

線量率の計算，検出器容器の減衰効果の計算に用いられた。

(2) 実測スペクトルに対応する照射線量率

エネルギー  $E_j$  の  $\gamma$  線の実測スペクトルに対応する照射線量率は次式から求めた。

$$D(E_j) = \alpha \cdot q \cdot \mu_{en}^{air}(E_j) \cdot E_j \cdot \left(\frac{100}{R_{sd}}\right)^2 \cdot \eta \cdot \xi(E_j) \quad (\mu R/h) \quad (3-2)$$

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{1}{4\pi(100)^2} \times (3.7 \times 10^4) \times 10^6 \times \frac{1}{W} \times (4.8 \times 10^{-10}) \\ &\quad \times (60 \times 60) \times 10^6 \\ &= 1.51 \times 10^4 \end{aligned}$$

ここで

- $D(E_j)$  : 実測スペクトルに対応する照射線量率 ( $\mu R/h$ )
- $q$  : 線源強度 ( $\mu Ci$ )
- $W$  : 空気のW値 (33.75 eV)
- $\mu_{en}^{air}(E_j)$  : エネルギー  $E_j$  の  $\gamma$  線に対する空気のエネルギー吸収係数 ( $l/cm$ )
- $E_j$  : 標準  $\gamma$  線エネルギー (MeV)
- $R_{sd}$  :  $\gamma$  線源と検出器間の距離 (cm)

- $\eta$  :  $\gamma$ 線放出率 ( $\gamma/\text{dis}$ )
- $\xi(E_j)$ :  $\gamma$ 線源-検出器間での $\gamma$ 線減衰の補正項  
 $= e^{-\mu_{\text{eff}}(E_j) \cdot T_s} \cdot e^{-\mu_{\text{eff}}^{\text{air}}(E_j) \cdot R_{\text{air}}}$
- $\mu_{\text{eff}}^s(E_j)$ : 線源容器の実効線量減衰係数 ( $1/\text{cm}$ )
- $T_s$  : 線源容器の実効厚さ ( $\text{cm}$ )
- $\mu_{\text{eff}}^{\text{air}}(E_j)$ : 空気の実効線量吸収係数 ( $1/\text{cm}$ )
- $R_{\text{air}}$  :  $\gamma$ 線源-検出器間の空気層厚さ ( $\text{cm}$ )

また、 $\gamma$ 線束密度  $\phi$  ( $\gamma/\text{cm}^2 \cdot \text{sec}$ )は次式で与えられる。

$$\phi = \frac{q}{4\pi R_{sd}^2} \cdot (3.7 \times 10^4) \cdot \eta \cdot \xi \quad (3-3)$$

ここで、検出器の実効中心は、その球の中心と考えた。

(3) 半理論的線スペクトルに対応する照射線量率

半理論的線スペクトルは、NaI(Tl)シンチレータの中へ10000  $\gamma/\text{min}$ 入射として作った。従ってそのような場の照射線量率  $D(E_j)$  は次式で与えられる。

$$D(E_j) = 10000 \times \mu_{\text{en}}^{\text{air}}(E_j) \times (E_j \times 10^6) \times \frac{1}{\pi r_d^2} \times \frac{1}{W} \times \frac{1}{F_{Al}(E_j)} \\ \times (4.8 \times 10^{-10}) \times 10^6 \times 60 \quad (\mu\text{R}/\text{h}) \quad (3-4)$$

ここで

- $r_d$  : シンチレータの半径 ( $\text{cm}$ )

式中の  $F_{Al}(E_j)$  はエネルギー  $E_j$  の  $\gamma$ 線が NaI(Tl)シンチレーション検出器のアルミニウム容器による吸収を逃れる確率すなわち、容器による減衰補正係数である。これは検出器内に入射した $\gamma$ 線と実際にシンチレータ中に入射した $\gamma$ 線との比で表わされ、球形NaI(Tl)シンチレーション検出器については次式で計算した。計算の参考図をFig.2に示す。

$$F_{Al}(E_j) = \frac{\int_0^{r_d} e^{-\mu_{\text{eff}}^{Al}(E_j) \cdot x} \cdot e^{-\mu_{\text{eff}}^{\text{ref}}(E_j) \cdot y} \cdot 2\pi r \, dr}{\int_0^{r_d} 2\pi r \, dr}$$

$$x = \sqrt{(r_d + T_{\text{ref}} + T_{Al})^2 - r^2} - \sqrt{(r_d + T_{\text{ref}})^2 - r^2}$$

$$y = \sqrt{(r_d + T_{\text{ref}})^2 - r^2} - \sqrt{r_d^2 - r^2}$$

ここで

- $r_d$  : NaI(Tl)シンチレータの半径 (2.54 cmまたは3.81 cm)
- $T_{Al}$  : アルミニウム容器の厚さ (0.08 cm)
- $T_{\text{ref}}$  : 反射材 ( $Al_2O_3$ )の厚さ (0.15 cm)
- $\mu_{\text{eff}}^{Al}(E_j)$ : アルミニウムの実効線量減衰係数 ( $1/\text{cm}$ )
- $\mu_{\text{eff}}^{\text{ref}}(E_j)$ : 反射材の実効線量減衰係数 ( $1/\text{cm}$ )

$F_{Al}(E_j)$ の一覧表をTable 2に示す。

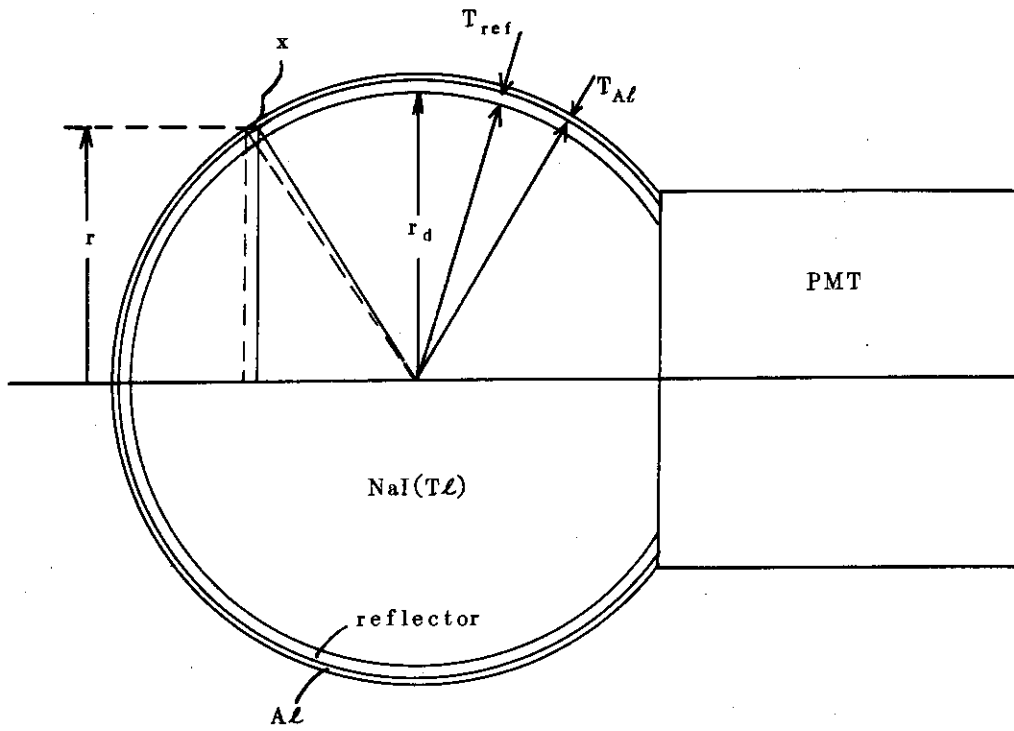


Fig.2 Illustrative figure for calculation of  $F_{Al}$

Table 2 Correction factor of photon attenuation due to alminum canning of scintillator

$E_{\gamma}$ (keV)	2" $\phi$ spherical	3" $\phi$ spherical
40	0.816	0.810
45	0.855	0.850
50	0.882	0.877
60	0.912	0.909
70	0.928	0.925
80	0.937	0.935
90	0.943	0.941
100	0.947	0.945
120	0.951	0.949

## 3.2 パルス波高スペクトル分布の測定と調整

### 3.2.1 実験の概要

実験は散乱線の影響をさけて屋外で実施した。線源-検出器は、地面に対して鉛直に一直線になるように配した (Fig. 3 参照)。これは使用した線源がガラスアンブルに入った水溶液状であったので、線源それ自体による散乱と吸収を少なくするためである。また、線束は検出器の軸方向から入射するように配置した。線源と検出器の距離は検出器の種類によって違いますが、それぞれの検出器に対し 70 ~ 130 cm の範囲に選び、検出器-地面間距離は 350 cm 以上離れた。

測定期間中、 $^{226}\text{Ra}$  チェッキングソースを用い検出器ごとに測定系の状態を把握し、高圧電源、前置増巾器、直線増巾器、マルチチャンネル波高分析器のモードの調整を行うことにより最良のスペクトルが得られるように注意を払った。Fig. 4 に測定系のブロック図を示す。なお、本実験で使用した 2"  $\phi$  球形 NaI(Tl) シンチレーション検出器、3"  $\phi$  球形 NaI(Tl) シンチレーション検出器の構造図を Fig. 5 に示す。

### 3.2.2 標準スペクトルの調整

#### (1) 標準スペクトルの意味

G(E) 関数を用いて線量評価を行う場合、大別して二通りの方法がある。即ち、シンチレーター光電子増倍管系より得られるパルス波高を電氣的に処理する DBM 回路<sup>1, 8)</sup>を用いて線量評価を行う方法と、多重波高分析器を用いて得た波高分布に G(E) 関数を直接作用させて線量評価を行う方法の二通りである。前者に適用する G(E) 関数を DBM 回路用 G(E) 関数 ( $G_D(E)$  と略す)、後者に適用する G(E) 関数を規準化スペクトル用 G(E) 関数 ( $G_S(E)$  と略す) と呼ぶ。両者の基本的な考え方、計算方法は同一であるが、測定によって得られたスペクトル分布の適用の仕方に若干の違いがある。これは、NaI(Tl) シンチレーター内で失われる二次電子のエネルギーと、発光量即ちパルス波高との比 (発光効率  $\epsilon$ ) が  $\gamma$  線のエネルギーに依存して変化し、パルス波高値をそのまま  $\gamma$  線エネルギーに置き換えることができないという事実に起因する。Fig. 6<sup>5)</sup> に  $\gamma$  線エネルギーとパルス波高値との比のエネルギー依存性を示す。ここでは 662 keV における値を 1.0 として正規化している。即ち、多重波高分析器を用いて測定されたスペクトルのチャンネル番号は、厳密に言えばパルス波高値 (に比例する量) を示すものではない。言い換えると、 $\gamma$  線エネルギー  $E_0$  (MeV) の波高分布における全吸収ピークに対応する波高値は  $E_0 \cdot \epsilon(E_0)$  となる。DBM 回路用 G(E) 関数  $G_D(E)$  は、シンチレーター光電子増倍管系より得られるパルス波高値に直接電氣的に適用するものであるから、 $G_D(E)$  用標準スペクトルとしては多重波高分析器で測定された波高分布をそのまま用い、その場合の 1 チャンネル当りの波高巾  $\text{CHW}^D$  は  $E_0 \cdot \epsilon(E_0) / P_{OH}$  で与えられる。ここで  $P_{OH}$  はエネルギー  $E_0$  の  $\gamma$  線の全吸収ピークに対応するチャンネル番号である。

一方、規準化スペクトル用 G(E) 関数  $G_S(E)$  に於ては、 $\gamma$  線エネルギーとパルス波高の関係が比例関係として扱えるように標準スペクトルを調整した。前述のように、 $\gamma$  線エネルギーとパルス波高との関係は非直線的である。この関係を厳密に取り扱うことは可能であるが、現

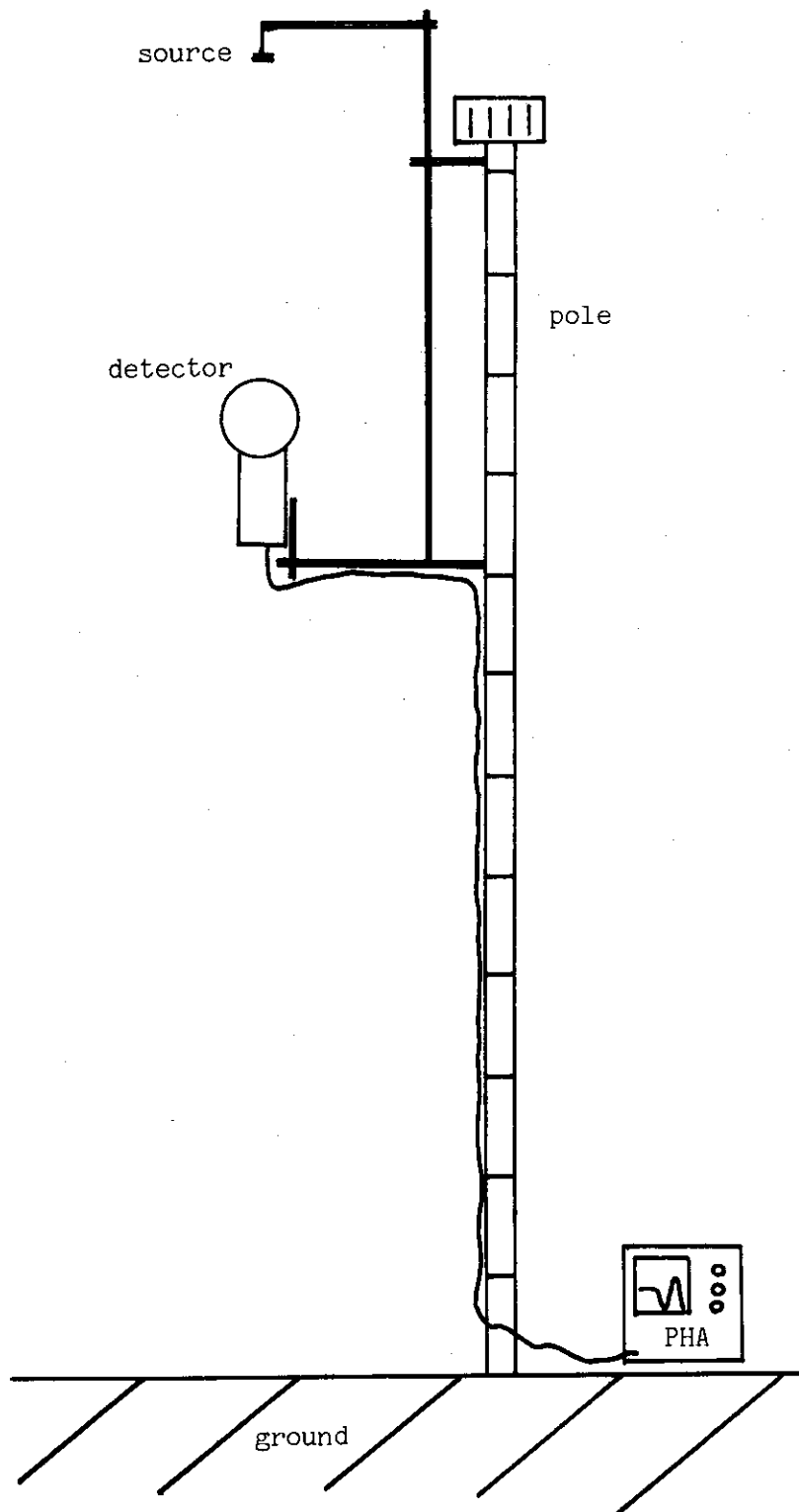


Fig. 3 Experimental arrangement



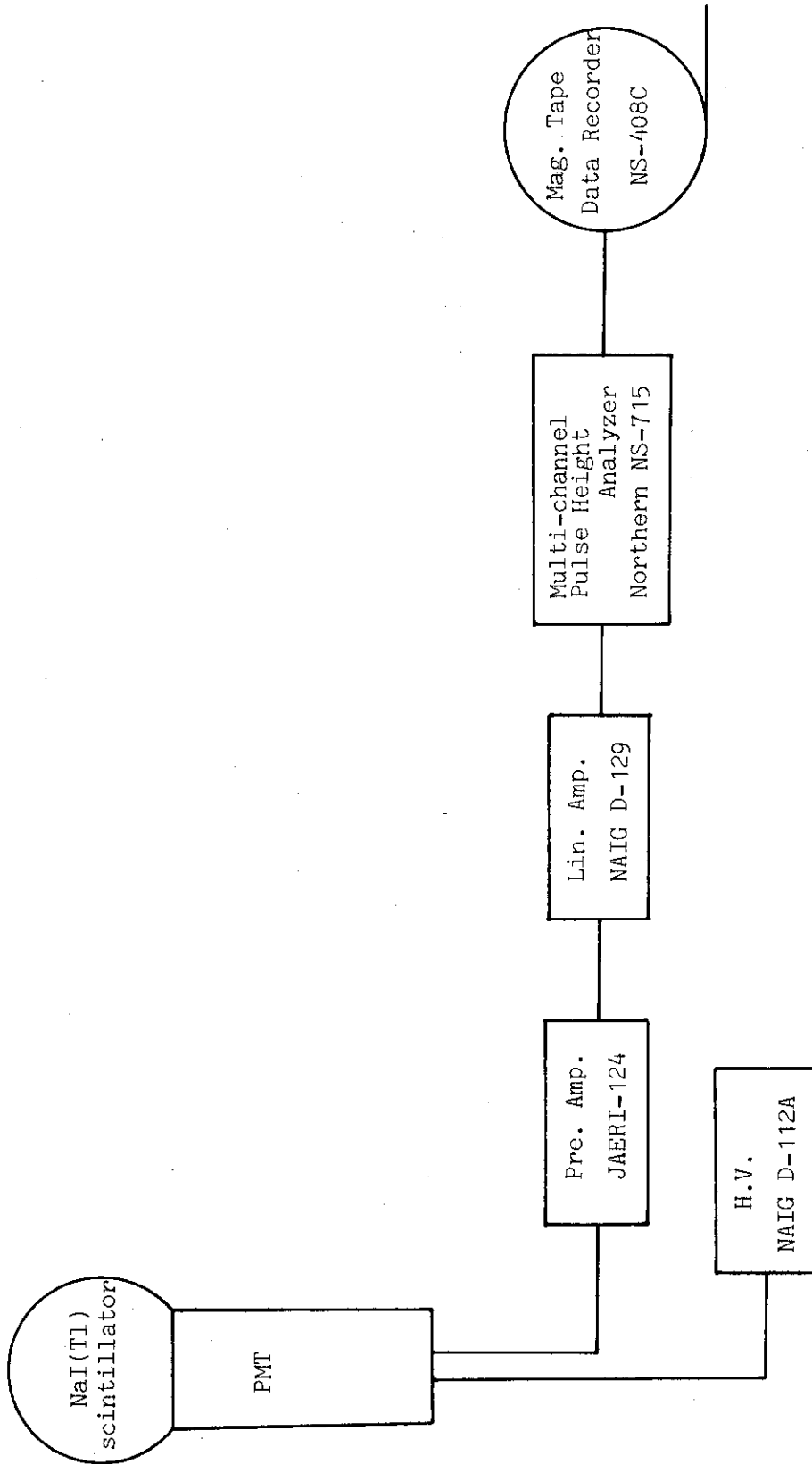


Fig. 4 Block diagram of experimental arrangement.

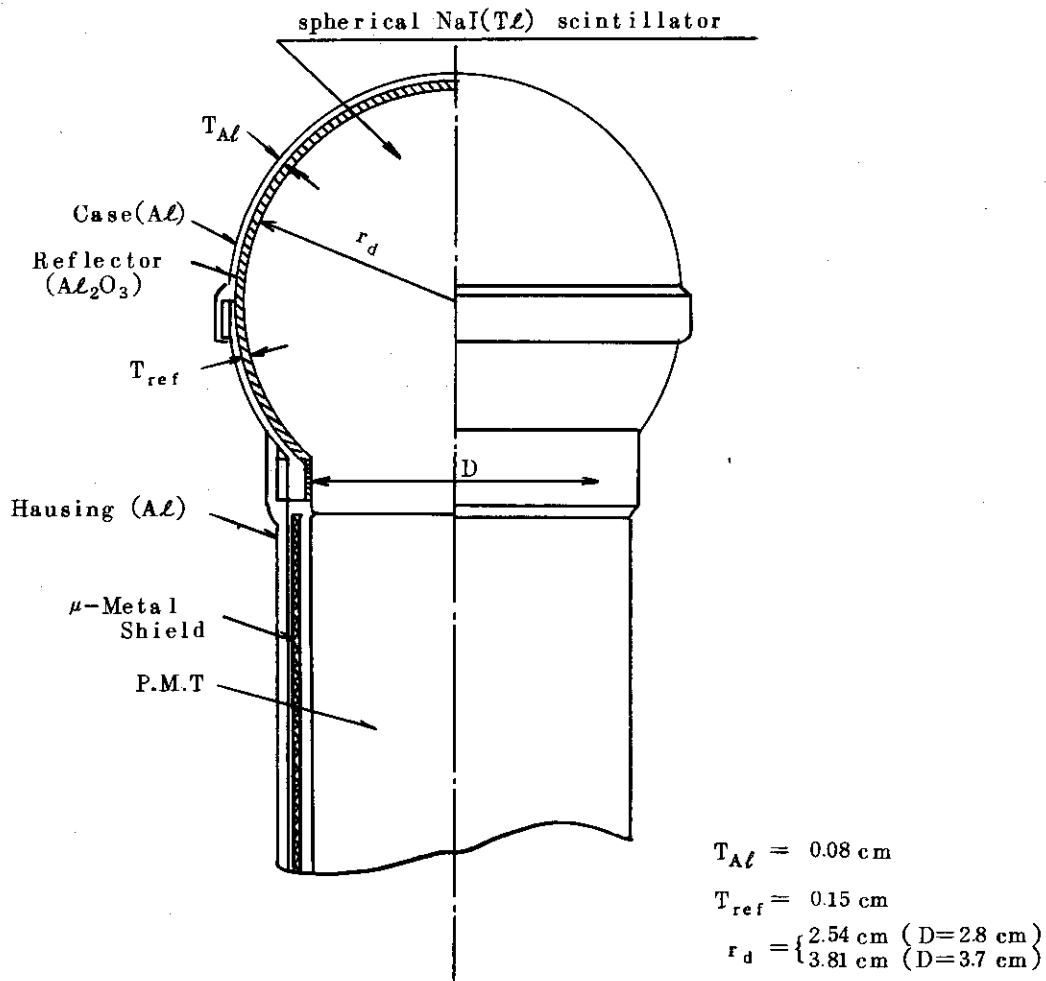


Fig.5 Spherical NaI(Tl) scintillation detector

実際にγ線エネルギーとパルス波高とが比例関係になれば、パルス波高スペクトル分布の取り扱いが非常に煩雑なものになる。そこで、γ線エネルギーとパルス波高との関係が比例関係として取り扱えるように、この関係を外挿し零エネルギーに対応する波高値をパルスの零エネルギーとして両者の関係に1対1の対応を与えた。

このような考え方をする場合には、波高値=0に対応するエネルギー値Δ（実効零エネルギーと呼ぶ）を考えると便利である。測定によって得られた波高分布を $G_S(E)$ 用スペクトルに調整するには、測定スペクトルの波高軸上のエネルギー零に相当する点を新たに零エネルギーとおき、チャンネル巾を $(E_0 - \Delta) / P_{OH}$ で与える。Δの求め方については次の3.2.2(2)において述べる。

(2) 実効零エネルギーΔの計算

Δの値を決めるためのγ線エネルギーとパルス波高との関係はHeath<sup>5)</sup>によるデータより求めた。Fig.7に両者の関係を図示する。Heathのデータは0 MeVから3 MeVまで10 keV毎のエネルギーに対する平均のパルス波高を与えている。Δを決めるために、高エネルギー側から直線外挿を行った。外挿の際には誤差を均等化するために波高値の逆数を荷重した最小二乗近似を用いた。Δは零波高値に対応するエネルギー値であるから、近似直線が決まればΔは容

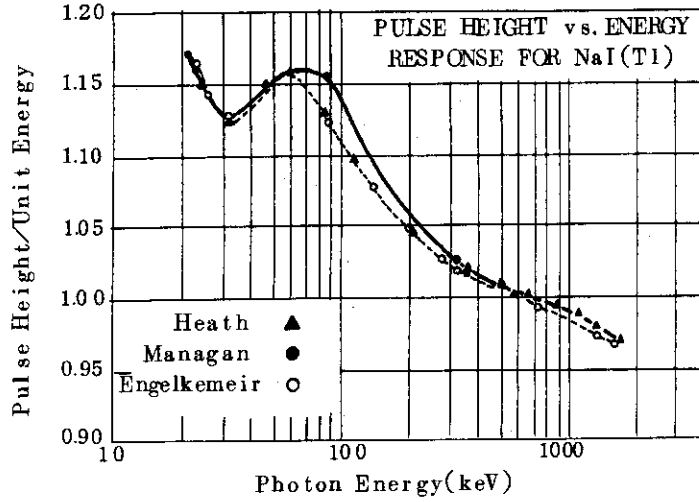


Fig.6 Pulse height vs photon energy response of  $3'' \phi \times 3''$  NaI(Tl) detector. To correspond with the energy scale adopted, all data are normalized to unit light output at 662 keV ( $\text{Cs}^{137}$ ).

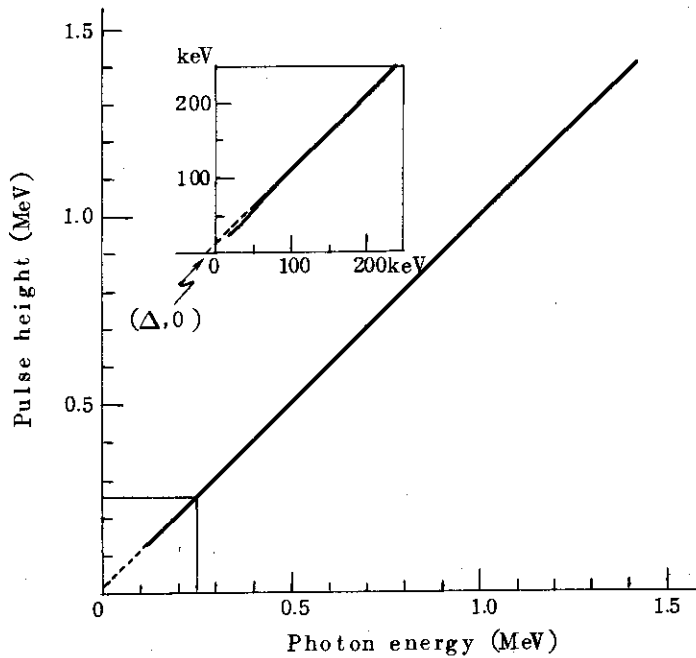


Fig.7 Relationship of photon energy and pulse height. Scale of pulse height is normalized at 0.662 MeV.

易に決まる。今回は  $\Delta = -16.7 \text{ keV}$  として以下の計算を進めた。

ここで問題になるのは、最小二乗近似に用いるデータのエネルギー範囲が変わると得られる近似直線、すなわち  $\Delta$  の値が変わるといふ点である。このデータの場合には、 $\Delta$  の値で言えば  $10 \text{ keV}$  から  $-50 \text{ keV}$  程度の開きがある。この点を考慮した  $\Delta$  の決め方について Appendix I に述べた。

### (3) 混合スペクトルの分離

3.1.1 に述べたように  $^{24}\text{Na}$ ,  $^{88}\text{Y}$ ,  $^{22}\text{Na}$  は 2 種類の  $\gamma$  線を放出し、そのスペクトルにおいては、標準  $\gamma$  線 (高エネルギー側  $\gamma$  線) のコンプトン部分に妨害  $\gamma$  線 (低エネルギー側の不必要な  $\gamma$  線) のスペクトル分布が重なっている。この場合には標準  $\gamma$  線のコンプトン端近傍のスペクトルの傾斜を低エネルギー側へ直線外挿することによって妨害  $\gamma$  線のスペクトル成分を取り除いた。 $^{60}\text{Co}$  も  $\gamma$  線を 2 本 ( $1.17$ ,  $1.33 \text{ MeV}$ ) 放出するが、両者のエネルギーが接近しているため、 $G(E)$  関数の立場からはその混合スペクトルは平均エネルギーの  $\gamma$  線によるスペクトルと等価であるとみなすことができるので、分離の対象から除外した。また  $\gamma$  線放出に伴って K-X 線を放出する  $^{139}\text{Ce}$ ,  $^{203}\text{Hg}$ ,  $^{113}\text{Sn}$  のスペクトルについても、K-X 線のスペクトル成分を分離して単色エネルギーのスペクトルとする必要がある。これらに対しては銅フィルタ (厚さ  $1 \text{ mm}$ ) を用いて遮蔽することにより容易に  $\gamma$  線のみをスペクトルを得ることができる。フィルタによる主ピークの減衰分はフィルタをかけない場合の全吸収ピーク面積とフィルタをかけた場合の全吸収ピーク面積の比を乗ずることによって補正した。また、単色の  $\gamma$  線のスペクトルにおいても測定条件により周囲の地面などによる散乱線のピークがコンプトン分布上に重なる。これを評価し分離するためにシャドーシールド実験によって正確なコンプトン分布の測定を行った。この方法で得たスペクトルのコンプトン散乱成分は計数率軸を対数にとったグラフ上に於て、ある傾斜をもった直線で十分に近似できることが確認された。この考察のもとに標準  $\gamma$  線のスペクトルのコンプトン端近傍の部分のスペクトルの傾斜を低エネルギー側へ直線外挿することによって散乱線成分をスペクトルから除去した。この分離方法の是非を検討するために、上述の外挿直線の y 軸 (計数率軸) との切片と  $\gamma$  線エネルギーとの関係を見た。Fig. 8 にその結果を示すが、各エネルギー相互間で比較的良好な系統性が見られ、この分離方法は妥当であると考えられる。

### (4) 標準スペクトルの作成

スペクトルの調整は、計数補正、チャンネル補正、標準スペクトルの作成の三段階に分けて行った。図で示すと Fig. 9 のようになる。この図において、①は本実験で得られたパルス波高スペクトル分布、②は計数補正を行ったスペクトル、③は②をチャンネル補正して得た標準スペクトルである。ここで、チャンネル補正とは、Heath のエネルギー対パルス波高に関するデータ ( $10 \text{ keV}$  間隔で与えられている) を利用するために行うもので、実測スペクトルのチャンネル巾 (一般に  $10 \text{ keV}$  でない) を  $10 \text{ keV}$  に合せることを意味する。また、計数補正とは、チャンネル巾の変更に伴う 1 チャンネル当りの計数値の補正を意味する。

計数補正は次式により行った。

$$N_C(I') = N_M(I') \times v$$

( 3 - 5 )

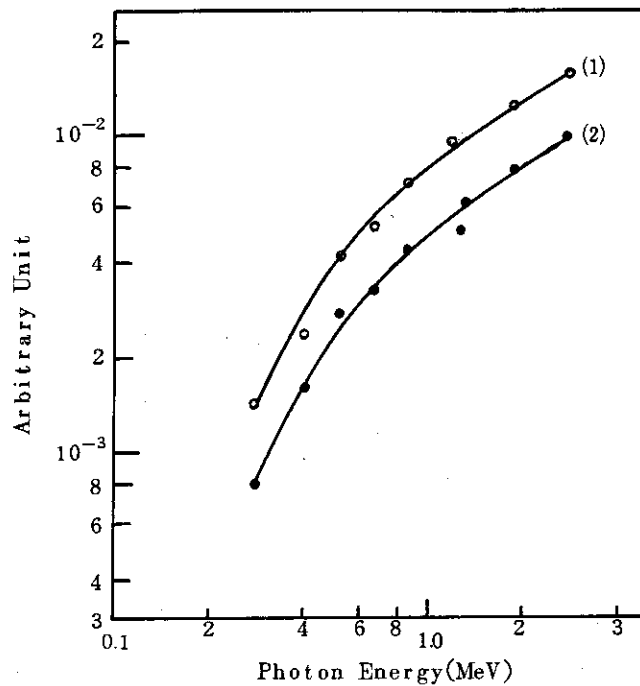


Fig.8 Values of y-intercept in zero interpolation of continuum Compton spectrum

( photo-peak area is normalized to 1.0 )

(1) ○ 2" ϕ spherical NaI(Tl) scintillator

(2) ● 3" ϕ spherical NaI(Tl) scintillator

ここに、 $I'$ は実測スペクトルのチャンネル番号、 $N_M(I')$ は本実験で得られたパルス波高スペクトル分布、 $N_C(I')$ は計数補正後のスペクトル、 $v$ は実測スペクトルのチャンネル巾を修正して、チャンネル巾 10 keV の標準スペクトルにするための修正係数である。すなわち、 $G_D(E)$ 用スペクトルに対しては、前述した Heath による標準  $\gamma$  線のエネルギーに対応するチャンネル番号と、本実験により求められた波高スペクトル分布の全吸収ピークのチャンネル番号との比を意味する。 $G_S(E)$ 用スペクトルに対しては、チャンネル巾 10 keV の規準化スペクトルのピークのチャンネル番号と、実験によるパルス波高スペクトル分布の全吸収ピークのチャンネル番号から前述(2)の  $\Delta$  に相当するチャンネル番号  $I_0$  を差し引いた値との比を意味する。ここで、 $\Delta = -16.7$  keV であるから波高軸上の対応する点  $I_0$  は 1.67 チャンネルである。

チャンネル補正は次式により行った。

$$I_{NEW}(I) = I \times v + I_0 \quad (3-6)$$

ここに、 $I_{NEW}(I)$ は標準スペクトルの  $I$  チャンネルに対応する計数補正をしたスペクトル  $N_C(I')$  上でのチャンネル番号である。 $I_0$  は  $G_S(E)$  用か  $G_D(E)$  用によって異なる。 $G_D(E)$  用の場合は  $I_0 = 0$  である。 $G_S(E)$  用の場合は  $I_0 = 1.67$  である。

以上、(3-5)式において計数補正、(3-6)式においてチャンネル補正を行った後、核種別に、 $I$  チャンネルに対する計数値を  $G_S(E)$  用及び  $G_D(E)$  用について求めた。すなわち、 $I$  に

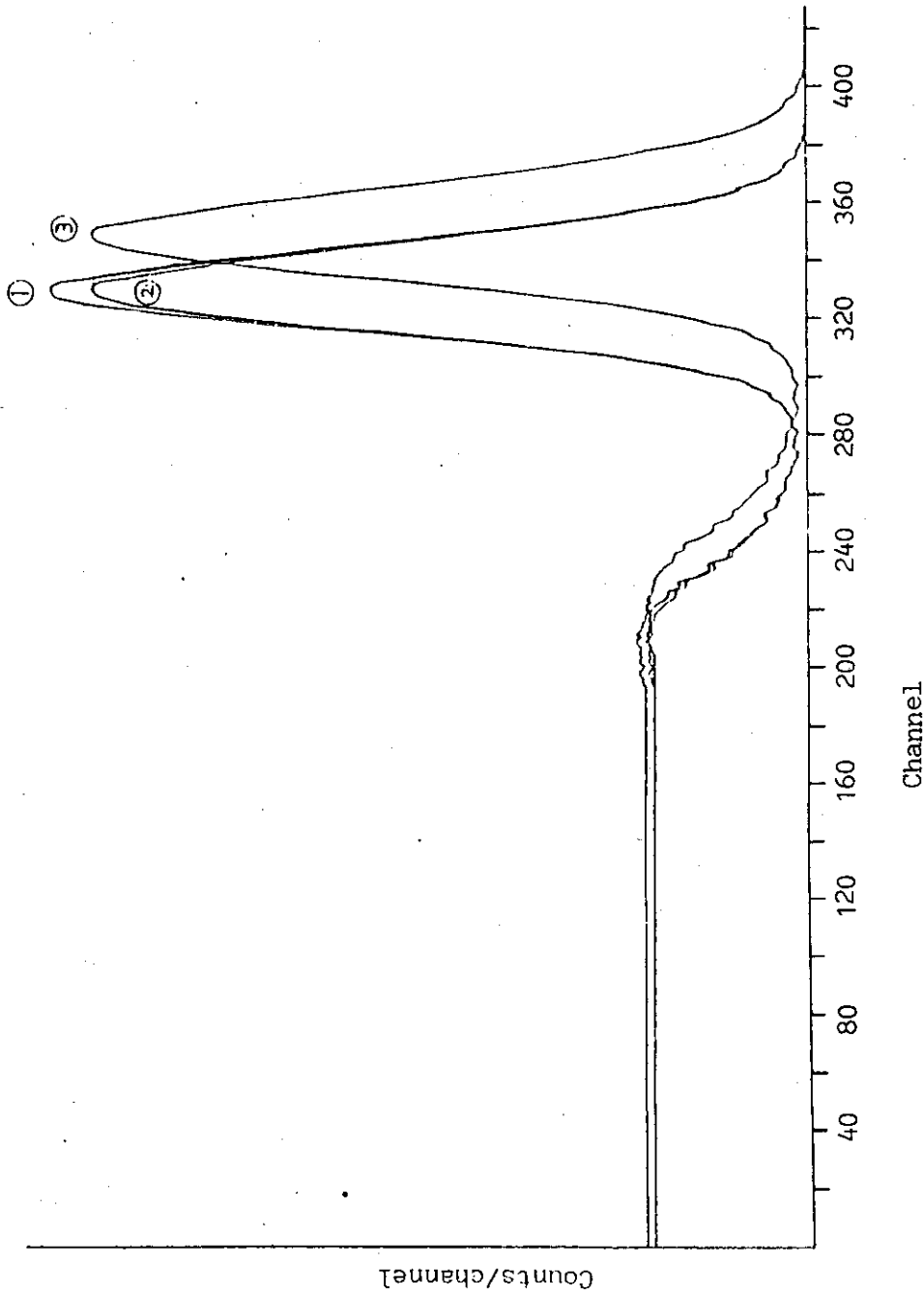


Fig. 9 Illustrative figure for spectrum adjustment

- 1 Measured spectrum
- 2 Spectrum corrected for count number
- 3 Spectrum corrected for channel number

対応する  $I_{NEW}(I)$  を求め、次にこの  $I_{NEW}(I)$  チャネルでの計数値を、計数補正をしたスペクトル  $N_C(I')$  で、 $I_{NEW}(I)$  チャネルでの計数値を内挿により求め、標準スペクトル  $N(I, J)$  を得た。

Appendix II に  $^{24}\text{Na}$  の場合の  $v$  の求め方を例示した。

### 3.2.3 標準パルス波高スペクトル分布の検定

実測スペクトルを各標準スペクトルに調整後、スペクトル分布の形、線源強度の値付けなどの妥当性を検討するために、スペクトル分布の特徴の  $\gamma$  線エネルギーに対する傾向を見た。 $\gamma$  線エネルギーに対して系統的な傾向から大きく外れる点は、線源強度などの情報や不必要なスペクトル成分の切り方などの調整方法などに問題があると考え、原因および対策を検討する資料とした。今回は次に示す特徴について検討した。

- (1) Peak Efficiency F
- (2) Interaction Ratio IR
- (3) NaI(Tl)シンチレータ中への吸収エネルギーとその場の照射線量率との比
- (4) 照射線量率と全吸収ピーク計数との比

検討内容の詳細については Appendix III に示す。

これらの検討より、線源強度の精度に問題のある  $^{60}\text{Co}$  (1.17 MeV, 1.33 MeV), 不必要なスペクトル成分の分離に問題がある  $^{113}\text{Sn}$  (0.393 MeV),  $^{241}\text{Am}$  (59.5 keV) のスペクトル分布を  $G(E)$  関数の計算に用いない、最終的には 40 keV から 120 keV の領域については半理論的線スペクトルを用いたため、類似のエネルギーを持つ  $^{57}\text{Co}$  (124 keV) のスペクトル分布は用いない、地面などからの散乱線や偶然同時計数が多いスペクトルを再測定するなどの処置を施した。

## 4. G(E) 関数の計算

## 4.1 多項式近似による計算法

G(E)関数を求めるには、原理的には次の積分方程式

$$\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} n(E, E_j) \cdot G(E) dE = D(E_j) \quad (4-1)$$

を解けばよい。ここで  $n(E, E_j)$  はエネルギー  $E_j$  をもつ  $\gamma$ 線が NaI(Tl)シンチレーション検出器に入射した時に発生する波高  $E$  のパルスの分布関数(スペクトル分布)で、 $E_{\min}$ ,  $E_{\max}$  はそれぞれスペクトル分布の下限波高値, 上限波高値,  $D(E_j)$  はそのスペクトル分布に対応する線量率である。電子計算機(原研計算センタ FACOM230-75 を用いた)を用いることにより、 $G(E)$  を多項式近似し最小二乗法を適用させて  $G(E)$  関数を高次関数として求めることができる。

実際には多重波高分析器を用いてスペクトル分布を測定するから(4-1)式は

$$\sum_{I=1}^{IMAX} N(I, J) \cdot G(E_I) = D(J) \quad (4-2)$$

のように表わされる。ここで  $N(I, J)$  は多重波高分析器を用いて得られた第  $J$  番目の標準スペクトル分布,  $I$  は波高分析器のチャンネル番号,  $IMAX$  は最大チャンネル番号,  $E_I$  は第  $I$  チャンネルに対応する波高値,  $D(J)$  は当該スペクトル分布に対応する線量率である。今,  $G(E_I)$  を次式のように多項式近似する。

$$G(E_I) = \sum_{K=1}^{KMAX} A(K) \{g(E_I)\}^{K-M-1} \quad (4-3)$$

$KMAX$  は多項式の項数,  $A(K)$  は第  $K$  項の未定係数,  $g(E)$  及び  $M$  はそれぞれよい近似を得るように選ぶ任意の関数及び定数である。今,

$$\sum_{I=1}^{IMAX} N(I, J) \{g(E_I)\}^{K-M-1} = B(J, K) \quad (4-4)$$

とおくと

$$\begin{aligned} D(J) &= \sum_{K=1}^{KMAX} N(I, J) G(E_I) \\ &= \sum_{I=1}^{IMAX} N(I, J) \left\{ \sum_{K=1}^{KMAX} A(K) g(E_I)^{K-M-1} \right\} \\ &= \sum_{K=1}^{KMAX} A(K) B(J, K) \end{aligned} \quad (4-5)$$

と表わせる。 $D(J)$ ,  $B(J, K)$  は既知であるから(4-5)式に最小二乗法を適用して最適な係数  $A(K)$  を求めることができる。すなわち



$$S(J) = \frac{\sum_{K=1}^{KMAX} A(K) B(J, K)}{D(J)} - 1 \quad (4-6)$$

$$S = \sum_{J=1}^{JMAX} \{S(J)\}^2 \quad (4-7)$$

(JMAXは、標準スペクトルの数)

とおき  $\frac{\partial S}{\partial A(K)} = 0$  ( $K = 1 \sim KMAX$ ) を解けば  $A(K)$  が求まり、(4-3)式を用いて  $G(E)$  値を求めることができる。計算プログラムのフローチャートをFig.10に示す。

$G(E)$  関数は  $0 \sim 3$  MeV まで  $5$  keV 毎の値を計算した。所要時間は1ケース当り3秒(cpu)弱であった。

## 4.2 $G(E)$ 関数の決定

### 4.2.1 計算条件

#### (1) パラメータ

4.1で述べたように、得られる  $G(E)$  の値はパラメータ  $KMAX$ ,  $M$ ,  $g(E)$  の選び方によって異なる。それぞれのパラメータに適当な値を入れて、計算された  $G(E)$  値の中から最適なものを選択するために、各パラメータに次のような値を入れて計算した。

$KMAX = 7, 8, 9, \dots, JMAX$  ( $JMAX$ は標準スペクトルの個数)

$M = 0, 1, 2, 3$

$g(E) = \log_{10} E$

内挿精度を全エネルギー範囲について同程度にするためには各標準スペクトルのエネルギーをできるだけ等間隔に近く選ぶ必要があり、さらに関数  $g(E)$  の形が内挿精度に大きな影響を与える。一般に各標準スペクトルのエネルギー間隔は、対数軸上ではほぼ等間隔になるような分布で標準線源を選ぶことが容易であり、 $G(E)$  関数も対数間隔ではほぼ様なエネルギー傾向を示す。したがって、 $g(E) = E$  とするとエネルギー間隔の広い高エネルギー部分では振動を生じ、正確な内挿が行えない。そこで  $g(E) = \log_{10} E$  と置き、対数軸上ではほぼ等間隔な点を与えることによって内挿精度を均等化させた。

#### (2) 波高弁別レベル

多重波高分析器によって実際に得られるスペクトル分布は、雑音信号の影響を避けるためにある波高値(波高弁別レベル)以下の計数を0にしている。今回の計算においては波高弁別レベル  $E_{min} = 40$  keV,  $50$  keV の二通りについて行った。

$E_{min}$  の値は、波高値を示す場合とエネルギー値を示す場合とが考えられるが、ここでは  $0.662$  MeV を基準にした波高値を示す。すなわち前述の3.2.2(1)およびAppendix I において示したチャンネル巾を基準にして、波高弁別レベルを含むチャンネル未満のチャンネルで計数率=0とした。

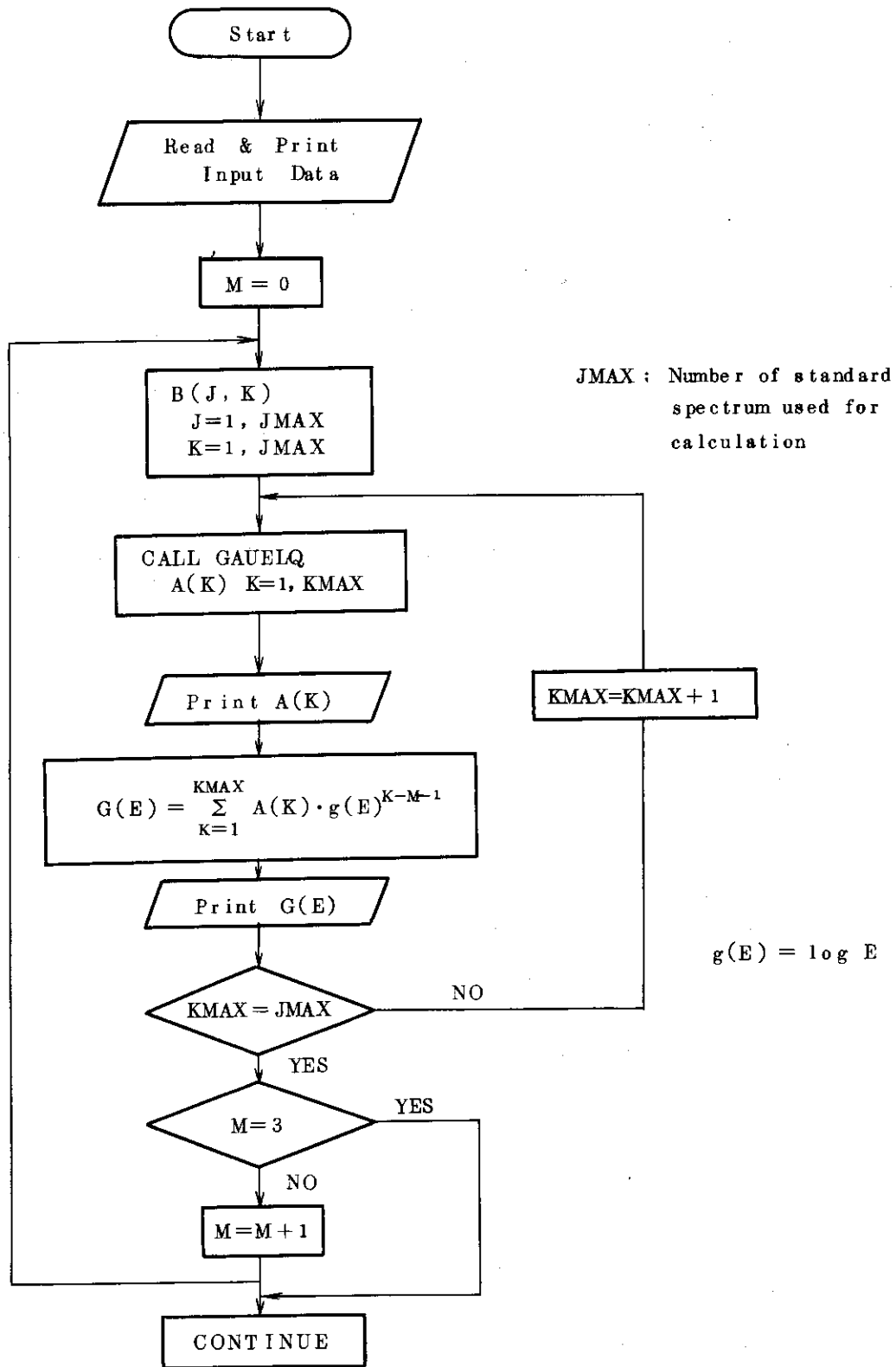


Fig.10 Flow Chart of G(E) calculation

## 4.2.2 最適近似関数の選定法

4.1 に述べた概要から分るように、多項式近似により得られる  $G(E)$  関数はパラメータ  $KMAX$ ,  $M$  についてその組み合わせの数だけ計算される。この近似関数は最小二乗法により入力データに最もフィットするように求められたものであるが、同時に入力データの無い部分についても適切な内挿を行っているような関数であることが選定の条件である。このため、得られた  $G(E)$  関数を入力スペクトルに適用して計算した線量率値と入力線量率値との誤差分布および、 $G(E)$  関数の形を総合的に吟味した上で最も良好な  $G(E)$  関数を選定せねばならない。今回は、 $G(E)$  関数のグラフおよび誤差分布をグラフィック COM<sup>(\*)</sup> によってマイクロフィルムに出力し、誤差分布が均一で誤差自体が小さいこと、 $G(E)$  関数のカーブが滑らかで振動していないこととくに留意して選定を行った。なお、標準スペクトルとして 40 keV から 120 keV までの半理論的線スペクトル 9 個と 59.5 keV から 2.754 MeV までの実測スペクトル 12 個を準備したが、前述した標準スペクトルの検定 (3.2.3) および  $G(E)$  関数計算の数値実験より 40 keV から 120 keV までの半理論的線スペクトル 7 個 ( $E_{min} = 50$  keV の場合には 40 keV のスペクトルを除く 6 個) と実測スペクトル 8 個を採用し、標準スペクトルの数  $JMAX = 15$  ( $E_{min} = 50$  keV の場合は  $JMAX = 14$ ) として計算を行った。使用した標準スペクトルの一覧表を Table 3 に示す。

Table 3 Energies of standard spectrum used for calculation of  $G(E)$  function.

Energy (MeV)	Note
0.040	Semi-theoretical line spectrum
0.050	"
0.060	"
0.070	"
0.080	"
0.100	"
0.120	"
0.166	Measured spectrum ( $^{139}\text{Ce}$ )
0.279	" ( $^{203}\text{Hg}$ )
0.514	" ( $^{85}\text{Sr}$ )
0.662	" ( $^{137}\text{Cs}$ )
0.835	" ( $^{54}\text{Mn}$ )
1.275	" ( $^{22}\text{Na}$ )
1.836	" ( $^{88}\text{Y}$ )
2.754	" ( $^{24}\text{Na}$ )

(\*) Computer Output Microfilm の略称で、16384 × 16384 のメッシュに区切られた CRT (Cathode Ray Tube) 上を電子ビームがドット方式で走査し、その交点上で輝度を変化させて図形を表現し、マイクロフィルムに撮影するシステム。

## 4.2.3 計算結果と検討

計算された誤差分布  $\frac{D_1(J)}{D(J)}$  (ここで  $D(J)$  は入力線量率,  $D_1(J)$  は得られた  $G(E)$  関数をスペクトル分布に作用させて得た線量率) は, 60 keV から 80 keV の誤差が正側と負側に比較的大きく分れるという傾向を示した。これは低エネルギー範囲に適用した半理論的線スペクトルのエスケープピークと線量評価の対象のエネルギー下限 (波高弁別レベル  $E_{min}$ , 40 keV または 50 keV) との関係による。前述したようにスペクトル分布に作用させる規準化スペクトル用  $G(E)$  関数を求めるための標準スペクトルは実効零エネルギー  $\Delta$  による補正が施されており, 一方 DBM 回路用  $G(E)$  関数を求めるための標準スペクトルはそのチャンネル巾が発光効率  $\epsilon$  で補正されている。そのためエスケープピークのスペクトル分布上における位置は, 全吸収ピークより K-X 線のエネルギー (28.5 keV) 分だけ低エネルギー側の位置にはこない。従って同一波高弁別レベル値の場合でも, DBM 回路用スペクトル (0.662 MeV で正規化) と規準化スペクトルでは, とくにエスケープピーク付近にある場合, 利用されるスペクトル分布の範囲に大きな差が出る。段差はこれが原因して現われるものである。また  $E_{min}$  が 40 keV の場合と 50 keV の場合を比較すると, エスケープピークに起因する誤差は  $E_{min} = 40$  keV の方が大きい。それはエネルギーが低い程エスケープピークが大きくなるため, 波高弁別レベルで切られるか否かの影響が大きいからである。

このように誤差  $\frac{D_1(J)}{D(J)}$  の段差がはっきりある状態で最小二乗法を適用すると, 残差の二乗和の大半がこの範囲に起因することになり, 高エネルギー領域での精度の低下が懸念される。そこで, 60 ~ 80 keV 付近に集中している残差の二乗和を全エネルギー範囲へ均等に配分するために, 60 ~ 80 keV のスペクトル分布に対応する入力線量率  $D(J)$  として新たに  $D_1(J)$  を与えて再度  $G(E)$  関数を計算し直してみた。以下, 第 1 回目の計算から得られた  $G(E)$  関数を CAL1, 再計算から得られた  $G(E)$  関数を CAL2 と表わす。CAL2 における評価線量率を  $D_2(J)$  とする。CAL2 における評価誤差分布  $D_2(J)/D(J)$  は  $D_1(J)/D(J)$  よりも改善される傾向を示し, また  $G(E)$  関数の形も全般的に CAL1 よりも CAL2 の方が良好なものが多い。

CAL2 の誤差分布は改善されるとはいえ, 60 ~ 80 keV 付近の段差は解消されない。しかし実際に  $G(E)$  関数を適用して線量計算を行う場合, 測定スペクトルは測定系に起因する統計的分布を用い, かつエスケープピークが問題になる領域のみが強調されているようなスペクトル分布を対象にすることも殆んど無いため, 実用上は全く問題ない。この点を確認するため, 使用した線スペクトルを測定系に合せて Gauss 分布化して, そのスペクトル分布と得られた  $G(E)$  関数を用いて線量計算を行ったが, 誤差分布は改善される傾向を示した。

以上の計算結果の中から最も良好と考えられる  $G(E)$  関数を各検出器につき一つずつ選定した。その計算条件を Table 4 に示す。

KMAX の値は 9 前後が良好な結果を与える傾向を示している。一方 M の値はまちまちであるが, 全般的に M 値は 1 以上に選ぶ方が 70 keV 以下の負の傾斜部分を表現しやすいようである。Fig. 11(a) ~ (d) に選定した最適近似関数を, Fig. 12 (a1) ~ (d2) に近似誤差分布を示す。また Appendix N に  $G(E)$  値を 0 ~ 3 MeV まで 5 keV 間隔で示した。

比較のため Fig. 13 に今回得た 2"  $\phi$  球形, 3"  $\phi$  球形 NaI(Tl) シンチレーション検出器用  $G(E)$  関数と同時に, 既に決定されている 2"  $\phi \times 2$ ", 3"  $\phi \times 3$ " 円筒形 NaI(Tl) 検出器用

Table 4 Conditions of G(E) calculation.

		$E_{\min} = 40 \text{ keV}$			$E_{\min} = 50 \text{ keV}$		
		KMAX	M	Cal 1/2	KMAX	M	Cal 1/2
2" $\phi$	$G_S(E)$	13	0	Cal 2	9	3	Cal 2
	$G_D(E)$	10	2	Cal 2	9	3	Cal 2
3" $\phi$	$G_S(E)$	10	1	Cal 2	9	3	Cal 2
	$G_D(E)$	9	3	Cal 2	10	1	Cal 2

$G_S(E)$ : G(E) function to be applied to the pulse height spectra obtained from multi-channel pulse height analyzer.

$G_D(E)$ : G(E) function to be applied to DBM circuit method.

G(E) 関数との比較を示す。破線が円筒形用 G(E) 関数を示す。 $\gamma$  線の通過パスは球形の場合より円筒形の場合の方が長い。そのため高エネルギーになるほど球形の効率が相対的に低くなり、G(E) の値はその分高目となる。

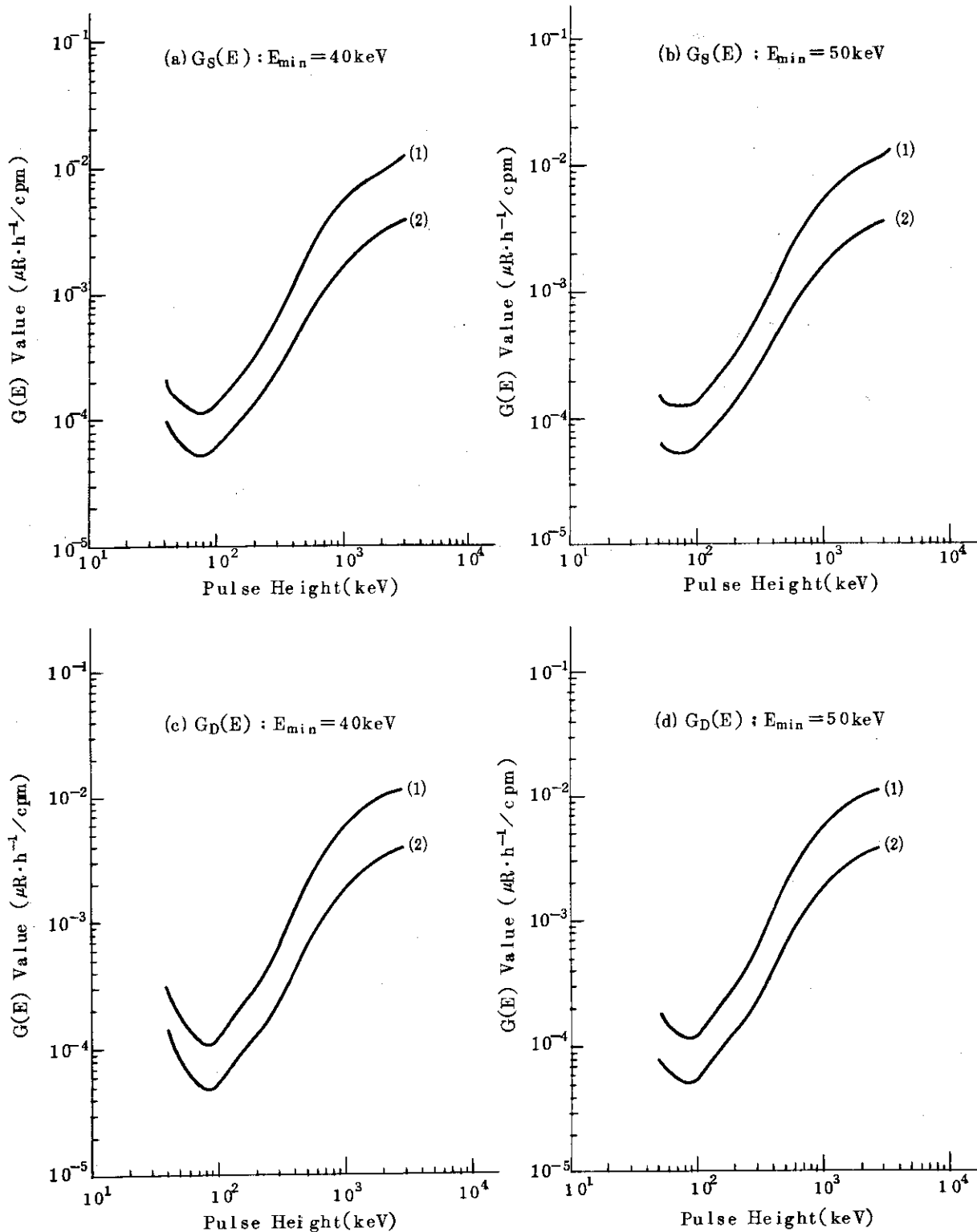
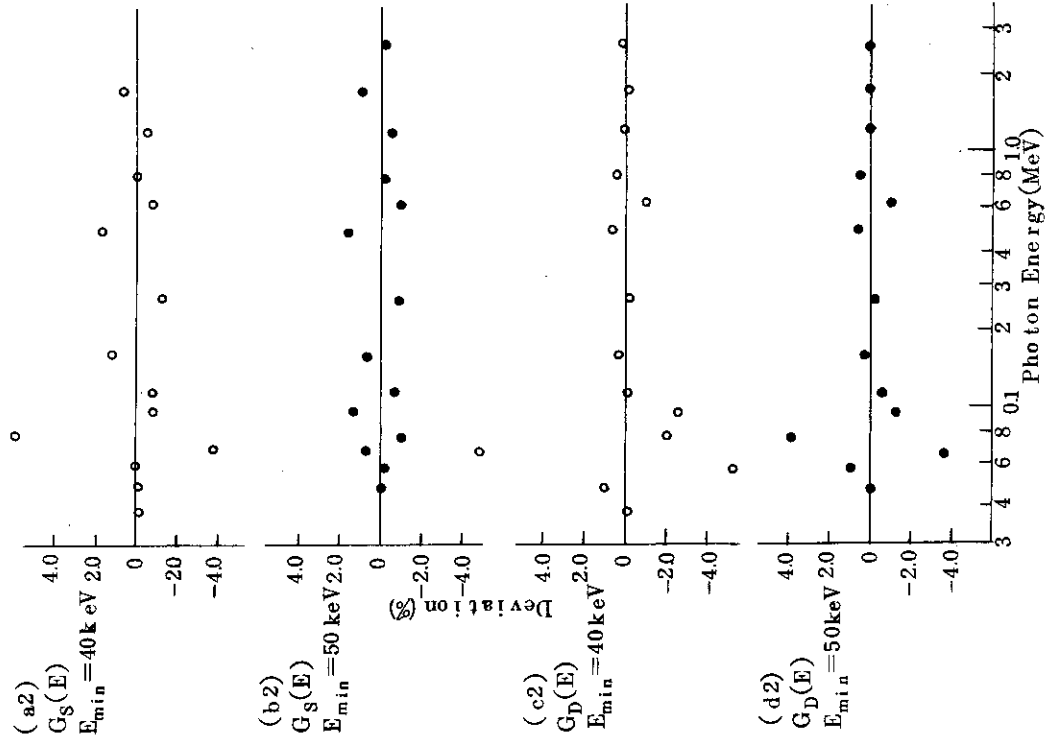


Fig.11  $G(E)$  functions calculated from standard spectra determined experimentally. Curves (1) and (2) represent  $G(E)$  functions for  $2''\phi$  and  $3''\phi$  spherical NaI(Tl) detector respectively.  $G_S(E)$  means  $G(E)$  functions to be applied to the pulse height spectra obtained from multi-channel pulse height analyzer.  $G_D(E)$  means  $G(E)$  functions to be applied to DBM circuit method.  $E_{min}$  means pulse height discrimination level.

3"  $\phi$  spherical NaI(Tl) scintillator



2"  $\phi$  NaI(Tl) spherical scintillator

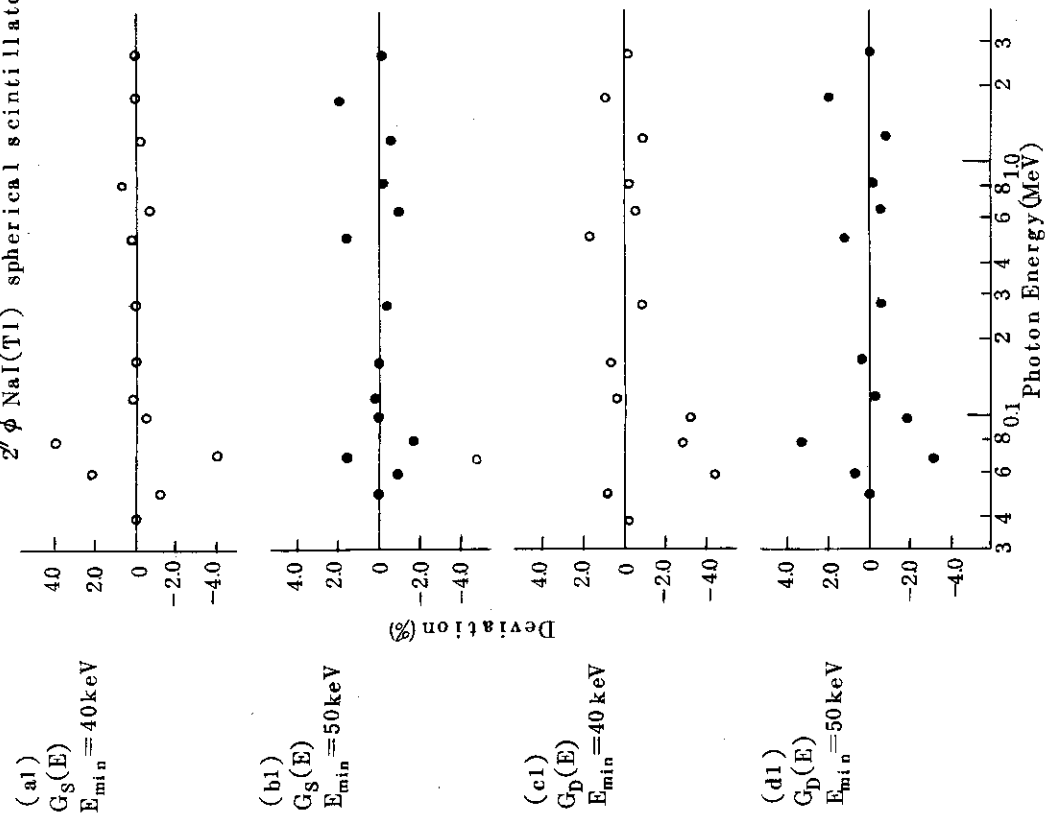


Fig.12 Approximation error of G(E) functions when applied to input data.

(a1)  $G_S(E)$  for 2"  $\phi$  spherical NaI(Tl) scintillator;  $E_{min} = 40 \text{ keV}$  ;  $E_{min} = 40 \text{ keV}$   
 (b1)  $G_S(E)$  " " " ;  $E_{min} = 50 \text{ keV}$  ;  $E_{min} = 50 \text{ keV}$   
 (c1)  $G_D(E)$  " " " ;  $E_{min} = 40 \text{ keV}$  ;  $E_{min} = 40 \text{ keV}$   
 (d1)  $G_D(E)$  " " " ;  $E_{min} = 50 \text{ keV}$  ;  $E_{min} = 50 \text{ keV}$

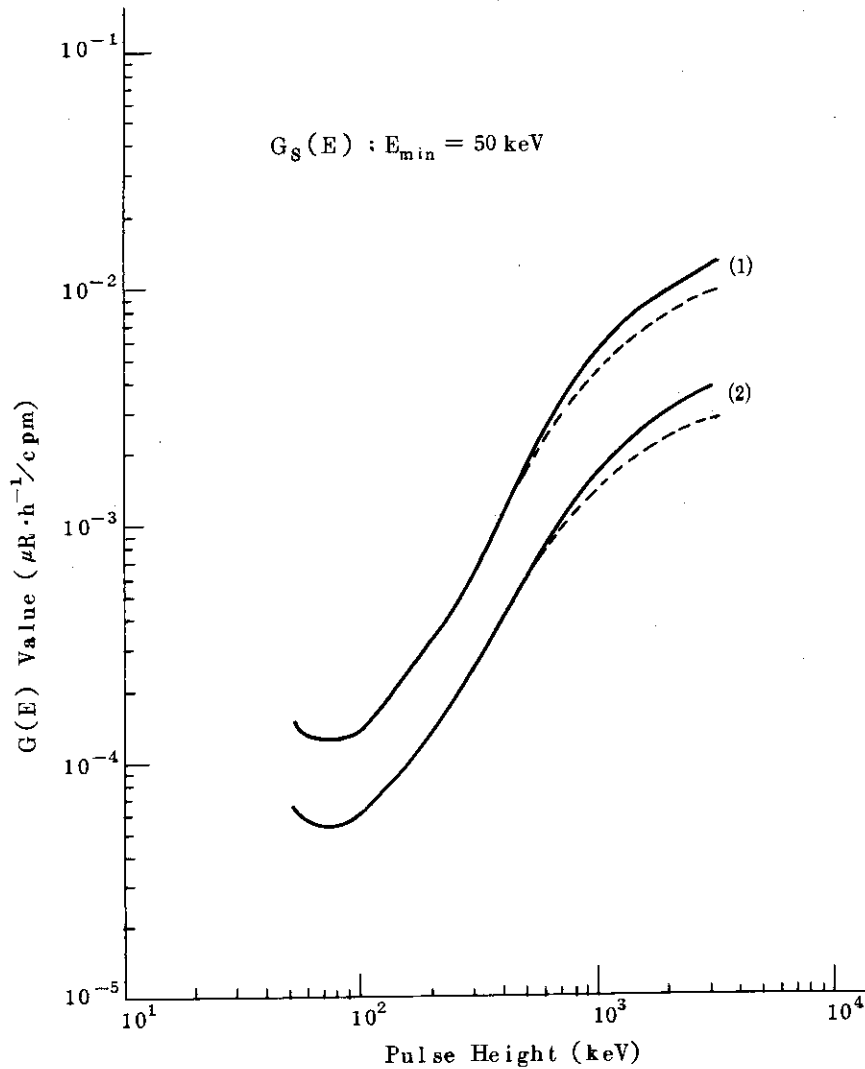


Fig.13 Comparison of  $G(E)$  functions between spherical scintillator and cylindrical scintillator with the same diameter ( $G_s(E) : E_{\min} = 50 \text{ keV}$ ).

(1)  $G(E)$  functions for 2"  $\phi$  spherical and 2"  $\phi \times 2$ " cylindrical NaI(Tl) scintillation detector.

(2)  $G(E)$  functions for 3"  $\phi$  spherical and 3"  $\phi \times 3$ " cylindrical NaI(Tl) scintillation detector.

Solid lines represent  $G(E)$  functions for spherical scintillator and dashed lines for cylindrical scintillator.



## 5. 結 言

環境放射線の測定評価の研究は最近の原子力関係施設における放出放射能低減対策の強化、計算による被曝線量評価の高精度化の中で重要な位置を占めており、ここ数年の間にかんがりの進歩がみられた。これに並行して低レベル $\gamma$ 線線量測定技術の一般化、高精度化も環境 $\gamma$ 線モニタリングの実際面で進行している。現在これに関する機器の整備、技術の確立がほぼ達成された段階にある。この分野における当面の技術開発課題は、環境放射線の測定評価に用いられる各種測定器、装置による線量測定の信頼性の基準となる実用的な標準的測定法の整備、確立であると考えられる。ここに報告した球形NaI(Tl)シンチレーション検出器のG(E)関数はそのための一手法として用いることができるであろう。なぜならば、この方法によれば、規格条件を満たす同一の検出器を用いて測定者の技術的熟練度に無関係に同一質の測定が行えるとともに、線量への換算も個人的な差のない等しい精度で行えるからである。この性質は各種の測定器相互間の比較標準として適した特徴である。

従来の円筒形シンチレータでは感度の方向依存性その他の点で高精度の標準としての目的には不十分なものであったが、球形のNaI(Tl)シンチレーション検出器のG(E)関数の計算を完了したことによって目的とした精度を持つ標準的手法を確立できた。

## 参考文献

- 1) Shigeru Moriuchi and Ichiro Miyanaga ; Health Phys., 12, pp 541-551 (1966)
- 2) 宮永一郎, 森内 茂 ; 日本原子力学会誌, 9, 8, pp.440-446 (1967)
- 3) 森内 茂 ; JAERI 1209 (1971)
- 4) 森内 茂 ; JAERI-M 7066 (1977)
- 5) R.L. Heath ; TID-4500 (1964)
- 6) R.G. Jaeger et al. ; Engineering Compendium on Radiation Shielding vol.1 (1968), Springer Verlag, New York
- 7) W.F. Miller, W.J. Snow ; ANL-6318 (1961)
- 8) 森内 茂 ; JAERI-M 5374 (1973)

## Appendix I

実効零エネルギー $\Delta$ のもう一つの決め方

3.2.2(2)に述べたように、 $\gamma$ 線エネルギーとパルス波高値の関係を示すデータを最小二乗近似によって直線で表わす場合、採用するデータのエネルギー範囲が変わると近似直線が変わる。実際に最小二乗近似に採用するデータのエネルギー範囲を変えて計算すると、 $\Delta$ は10 keV から -50 keV 程度の範囲で変化する。そこで、近似直線を最小二乗法を用いないで求める方法を検討した。

初めに適当な $\Delta$ と、エネルギー校正の基準とするエネルギー $E_{std}$ 、および $E_{std}$ に対応する波高値 $PH_{std}$  (Heath のデータから容易に得られる)を与える。次に座標 $(\Delta, 0)$ と $(E_{std}, PH_{std})$ の二点を通る直線を求め、これをエネルギーとパルス波高との関係を表わす第1次近似直線とする。この直線とHeathの与えたデータとの誤差分布をいくつかの $\Delta$ 、 $E_{std}$ 、 $E_l$  (誤差分布を考えるエネルギー範囲の下限)について計算し、 $E_{std}$ と $E_l$ を決めた場合に最も良好な誤差分布を与える $\Delta$ の値を検討した。最も良好な誤差分布を与える $\Delta$ の値は、誤差分布を考えるエネルギー範囲( $E_l \sim 3 \text{ MeV}$ )にも依るが、-16 keV  $\sim$  -18 keV 程度の値が適当と考えられた。これは3.2.2(2)で求めた $\Delta$ の値(-16.7 keV)とよく一致しており、妥当な値であると考えられる。 $E_l$ と $E_{std}$ との組み合わせは、与えられた条件や必要に応じて選べば良い。誤差分布を考えるエネルギー範囲を $E_l \sim 3 \text{ MeV}$ とした場合の $E_l$ 、 $E_{std}$ 、 $\Delta$ および対応する第1次近似直線とHeathのデータとの平均誤差 $\delta$ (%)および標準偏差 $\sigma$ をTable A1に示す。この方法を用いると、注目するエネルギー範囲 $E_l \sim 3 \text{ MeV}$ が変わっても、最も良好な誤差分布を与える $\Delta$ の値は大きく変わらない。また、 $E_l$ を決めれば $E_{std}$ の値にはあまり関係なく $\Delta$ が決まることが分った。

次に第1次近似直線と最適近似直線との関係について考察する。最適近似直線は $(\Delta, 0)$ を通る直線であり、第1次近似直線は前述のように $(E_{std}, PH_{std})$ と $(\Delta, 0)$ を通るように作られたため、必ずしも両者の傾きは一致しない。従って最適近似直線を得るために第1次近似直線の傾きを補正する必要がある。Table A1を見ると、第1次近似直線とHeathのデータとの差は平均約1%程度であり、そのバラツキも小さい。そこで、最適近似直線は第1次近似直線の傾きを $\delta$ (%)補正したものであるとして、スペクトル分布のチャンネル巾CHWを次のようにして求めた。

- (1) 適当な $E_{std}$ および $E_l$ を定め、それに対応する $\Delta$ および $\delta$ (%)をTable A1から読み取る。
- (2) スペクトル分布上の $E_{std}$ に対応するチャンネル番号を $CH_{std}$  (チャンネル)とする。
- (3) 第1次近似直線の傾きから単純に求めたチャンネル巾を $CHW1$ とする。 $CHW1 = (E_{std} - \Delta) / CH_{std}$ である。
- (4)  $CHW1$ を平均誤差 $\delta$ で補正する。すなわちCHWは

$$CHW = CHW1 \times \left( 1 + \frac{\delta}{100} \right)$$

で与えられる。

Table A1 Optimum  $\Delta$  for  $E_{std}$  and  $E_f$ , mean error  $\delta(\%)$  and standard deviation  $\sigma(\%)$ .

	279keV	511keV	609keV	662keV	$\frac{E_{std}}{835keV}$	1000keV	1275keV	1460keV	1760keV	2620keV
$E_f = 50keV$	0.808	1.216	1.197	1.195	0.950	0.673	0.149	-0.169	-0.539	-0.469
( $\Delta = -16.0 keV$ )	0.720	0.723	0.723	0.771	0.721	0.719	0.716	0.713	0.711	0.711
$E_f = 60keV$	0.692	1.175	1.171	1.151	0.945	0.678	0.164	-0.149	-0.513	-0.134
( $\Delta = -16.5 keV$ )	0.701	0.704	0.705	0.705	0.703	0.701	0.698	0.695	0.693	0.694
$E_f = 70keV$	0.682	1.165	1.161	1.141	0.935	0.668	0.155	-0.158	-0.523	-0.443
( $\Delta = -16.5 keV$ )	0.683	0.686	0.686	0.686	0.685	0.682	0.679	0.677	0.675	0.675
$E_f = 80keV$	0.565	1.122	1.133	1.119	0.928	0.671	0.168	-0.140	-0.499	-0.411
( $\Delta = -17.0 keV$ )	0.664	0.668	0.668	0.668	0.666	0.665	0.661	0.659	0.657	0.657
$E_f = 90keV$	0.445	1.077	1.103	1.095	0.919	0.672	0.179	-0.124	-0.477	-0.380
( $\Delta = -17.5 keV$ )	0.646	0.650	0.650	0.650	0.649	0.647	0.644	0.642	0.640	0.641
$E_f = 100keV$	0.324	1.030	1.071	1.070	0.909	0.671	0.188	-0.110	-0.457	-0.351
( $\Delta = -18.0 keV$ )	0.628	0.633	0.633	0.633	0.632	0.630	0.627	0.626	0.623	0.624

## Appendix II

標準スペクトル作成時の  $\nu$  値

例として次の条件の下での  $^{24}\text{Na}$  の  $\nu$  を求める。

## 条件

- 実測波高スペクトル分布における全吸収ピーク ( 2754 keV ) のチャンネル番号は 283.6 ch.
- Heath によるエネルギー 2754 keV に対するチャンネル番号 (チャンネル巾は 10 keV) は 266.4 ch.

$G_D(E)$  用スペクトルの場合の  $\nu$  は, Heath による標準  $\gamma$  線のエネルギーに対応するチャンネル番号と, 実測波高スペクトル分布の全吸収ピークのチャンネル番号との比であるから

$$\nu = \frac{283.6}{266.4} = 1.065$$

一方  $G_S(E)$  用スペクトルの場合の  $\nu$  は, チャンネル巾 10 keV の規準化スペクトルの全吸収ピークチャンネル番号に対する実測波高スペクトル分布の全吸収ピークチャンネル番号から本文 3.2.2 (4) に述べた  $I_0$  ( = 1.67 ch ) を差し引いた値の比であるから

$$\nu = \frac{283.6 - 1.67 \times \frac{283.6}{266.4}}{\frac{2754}{10}}$$

となる。

## Appendix III

## スペクトル分布の検定

3.2.4に示した検定項目の詳細と検討内容を述べる。なお、各検定項目に対応するグラフ上には、測定によって得られたスペクトル分布に対応する値と同時に、3.1.1で述べた半理論的線スペクトル(40 keVから120 keV)に対応する値も示した。

## (1) Peak Efficiency F (Fig. A1)

Peak Efficiency Fは、NaI(Tl)検出器への単位入射当りの全吸収ピーク計数である。Fig. A1にこれを図示する。ここで全吸収ピークは、スペクトル分布を見ながら左右対称なガウス分布となるようにピークの中を定め、チャンネル毎の計数を積算した。主ピークに当該エネルギーの全吸収以外の成分が重なる場合には、妥当と考えられるピークの形を想定してピークの中を決めた。一方半理論的線スペクトルについては、K-X線のescape分を除いたものを全吸収ピークとし、アルミニウム容器による吸収を考慮している。この場合は2"φ, 3"φ両球形NaI(Tl)シンチレーション検出器に対して殆んど同程度の値であるのでまとめて示した。

γ線は低エネルギーであるほどNaI(Tl)シンチレータと相互作用を起しやすく、しかも全吸収の割合が大きくなるためPeak Efficiencyは高くなる。しかし実際には低エネルギーであるほどNaI(Tl)シンチレーション検出器の容器(アルミニウム製)や反射材(Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>)による吸収およびK-X線のシンチレータ外へのescapeが大きいため、100 keV以下では逆にPeak Efficiencyが下る。この傾向は後述のInteraction Ratioにおいても著るしい。また<sup>60</sup>Co(平均1.25 MeV)については、放出される2本のγ線のエネルギー(1.17 MeV, 1.33 MeV)が接近しているために1.33 MeVのγ線のコンプトン分布(約1.12 MeV以下)の一部が1.17 MeVのピークと重なり正確に分離することができないので図からは除外した。後述の(2)Interaction Ratio(4)照射線量率と全吸収ピーク計数との比においても全吸収ピークの評価に関わるため<sup>60</sup>Coの点は除外した。一方、<sup>113</sup>Sn(0.393 MeV)の点が全体的な傾向から外れているが、これはエネルギーの接近した妨害γ線(0.255 MeV)の影響と考えられる。0.255 MeVのγ線の放出率は低い(2.1%; 0.393 MeVの放出率64.2%の約30分の1)が、エネルギーが接近しているため分離は困難である。なお、<sup>24</sup>Na(2.754 MeV)の値に( )が記されているのは、この点が実測値ではなく、3.1.1に述べたように<sup>88</sup>Y(1.836 MeV)以下の点からの外挿によって得たことを示す。

## (2) Interaction Ratio IR (Fig. A2)

Interaction Ratio IRは、NaI(Tl)シンチレーション検出器中への単位入射当りの全計数である。Peak Efficiency Fがシンチレータ中で全吸収を起す割合を示すのに対して、Interaction Ratioはシンチレータ中で相互作用を起す割合を示す。すなわち、IR, Fともに1を超えることはなく、もし超えれば周辺建物等からの散乱線がスペクトルに多く含まれていたり、線源強度の値付けの問題などの原因が考えられる。ここでFとIRとを比較すると、低エネルギー側で1に近い高い値を示す点は共通しているが、高エネルギー側で値が低くなる点ではIRはFほど著しくない。IRにおいても<sup>113</sup>Snの値は外れているがFにおける外

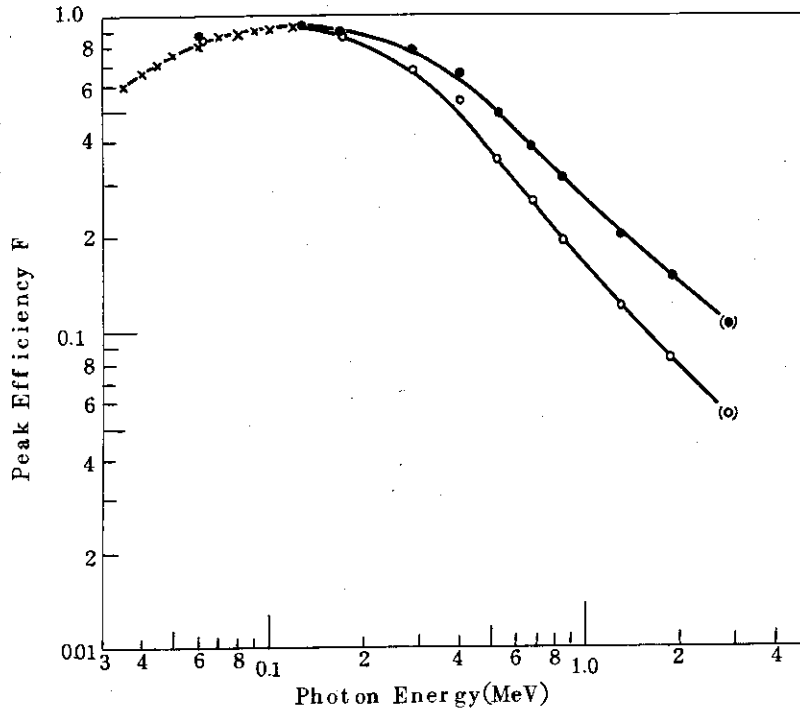


Fig.A1 Peak Efficiency F

- 2"  $\phi$  spherical NaI(Tl) scintillator
- 3"  $\phi$  spherical NaI(Tl) scintillator
- × Semi theoretical spectrum

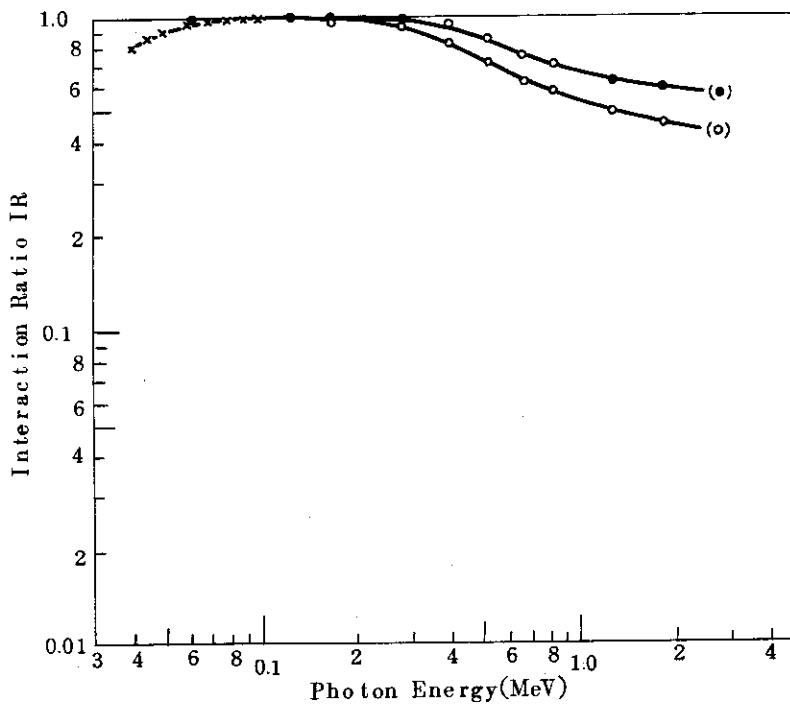


Fig.A2 Interaction Ratio IR

れ方ほど大きくない。これはピーク分離精度に問題があることを示している。Peak Efficiencyの場合と同様に、半理論的線スペクトルに対する値は2"φ, 3"φ両球形NaI(Tl)シンチレーション検出器に対して殆んど同程度の値であるのでまとめて示した。

(3) NaI(Tl)シンチレータ中への吸収エネルギーとその場の照射線量率との比

( Fig. A3(a), A3(b) )

(i) 実測スペクトルからの計算

エネルギー  $E_j$  の  $\gamma$  線の実測スペクトルにおけるNaI(Tl)シンチレータ中への吸収エネルギー  $E_{abs}^{exp}(E_j)$  と照射線量率  $D(E_j)$  との比  $R_{exp}(E_j)$  は次のように求める。

まず、

$$E_{abs}^{exp}(E_j) = \sum_{I=1}^{IMAX} N(I, J) \cdot E(I)$$

ここで

I : 実測標準スペクトル分布のチャンネル番号

IMAX : 実測標準スペクトル分布の最大チャンネル番号

N(I, J) : 第J番目の実測標準スペクトル分布 (エネルギー =  $E_j$ )

E(I) : 第Iチャンネルに対応するエネルギー

またその場の線量率  $D(E_j)$  は 3.1.2 「標準スペクトルに対する照射線量率の計算」 において求めた値を用いる。両者の比  $R_{exp}(E_j) = E_{abs}^{exp}(E_j) / D(E_j)$  である。

(ii) 理論的な計算

あるエネルギー  $E_j$  の光子束を仮定すれば、その場の照射線量率とNaI(Tl)シンチレータ中への吸収エネルギーの比  $R_{th}(E_j)$  は次のようにして求めることができる。シンチレータの軸に対して平行に  $\gamma$  線束が入射すると仮定すれば、エネルギー  $E_j$  の  $\gamma$  線が球形シンチレータ中で相互作用を起さずに通過する確率  $P(E_j)$  は次式で表わされる。尚、説明のため Fig. A4 を参考のこと。

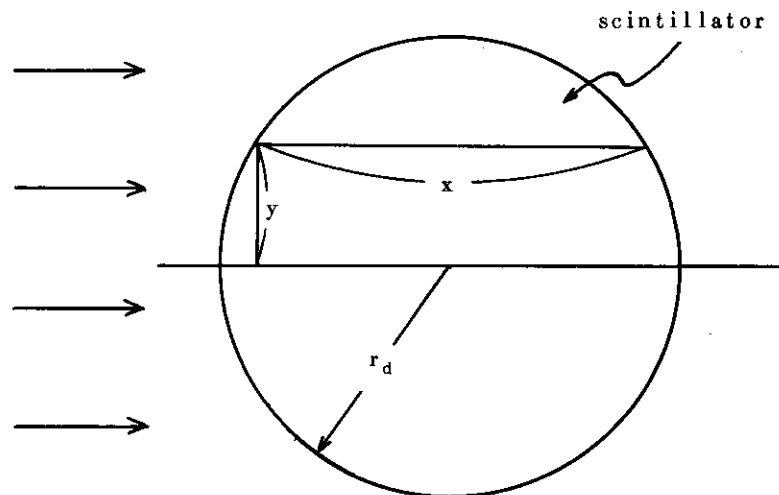


Fig.A4 Illustrative figure for calculation of pass-through probability P.

2"  $\phi$  spherical NaI(Tl)

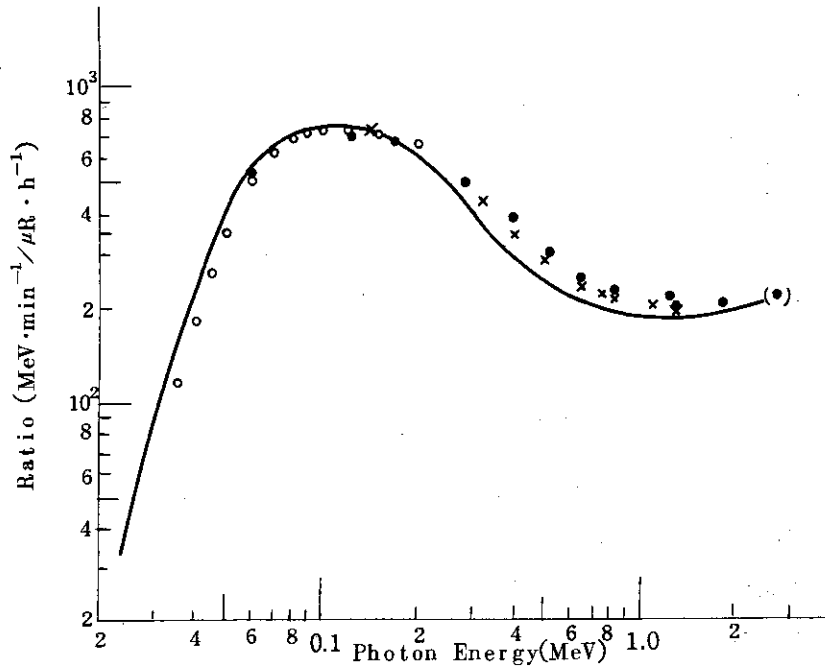


Fig. A3(a) Ratio of absorbed energy to NaI(Tl) to exposure rate at the radiation field ( $\text{MeV}\cdot\text{min}^{-1}/\mu\text{R}\cdot\text{h}^{-1}$ )

- Result from simple absorption calculation
- from semi theoretical spectrum
- from experimentally measured spectrum
- × from Miller & Snow's spectrum (Monte Carlo calculation)

3"  $\phi$  spherical NaI(Tl)

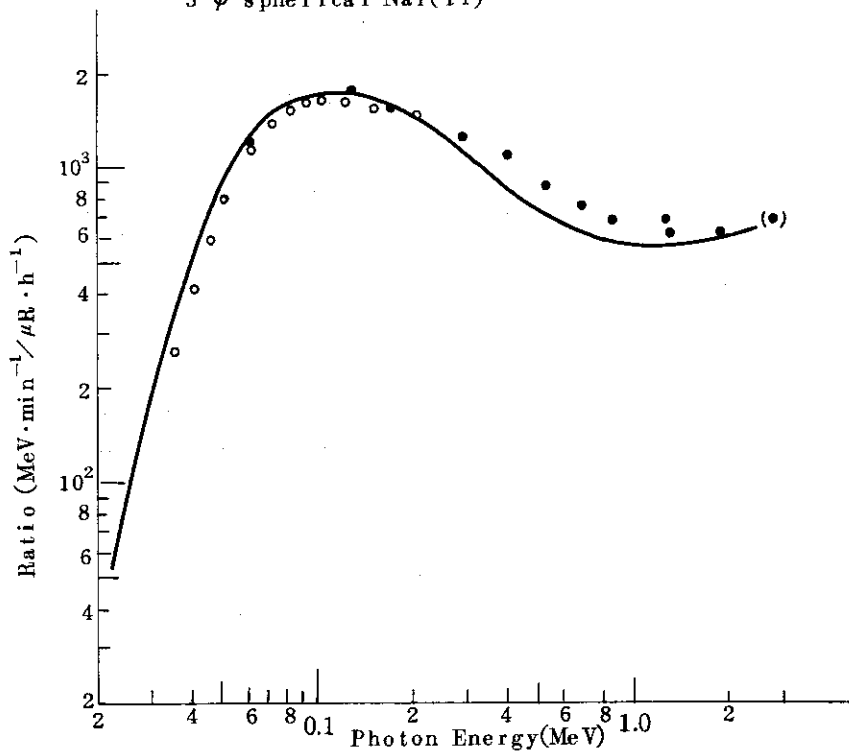


Fig. A3(b) Ratio of absorbed energy to NaI(Tl) to exposure rate at the radiation field ( $\text{MeV}\cdot\text{min}^{-1}/\mu\text{R}\cdot\text{h}^{-1}$ )



$$P(E_j) = \frac{\int_0^{r_d} 2\pi y e^{-\mu_{en}^d(E_j) \cdot x} dy}{\int_0^{r_d} 2\pi y dy} = \frac{1}{2(\mu_{en}^d(E_j) \cdot r_d)^2} \left\{ 1 - (1 + 2\mu_{en}^d(E_j) \cdot r_d) e^{-2\mu_{en}^d(E_j) \cdot r_d} \right\}$$

ここで  $x$  :  $r$ 線が球形シンチレータ中を通過する距離  $= 2\sqrt{r_d^2 - y^2}$  (cm)

$y$  :  $r$ 線の通過経路と球形シンチレータ軸との距離 (cm)

$r_d$  : 球形シンチレータの半径 (cm)

$\mu_{en}^d(E_j)$  : エネルギー  $E_j$  の  $r$ 線に対する NaI(Tl) のエネルギー吸収係数 (1/cm)

ここで  $e^{-\mu_{en}^d(E_j) \cdot x}$  に  $2\pi y$  の重みをつけているが、これは  $y$  の位置を通る  $r$ 線の割合が  $2\pi y$  に比例することを示す。  $P(E_j)$  を用いると、シンチレータ中に吸収されるエネルギーは単位  $r$ 線束密度 ( $r/\text{cm}^2 \cdot \text{min}$ ) あたり

$$\pi r_d^2 E_j \cdot (1 - P(E_j)) \cdot F_{Al}(E_j) \quad (\text{eV/min})$$

ここで

$E_j$  : 入射  $r$ 線のエネルギー (eV)

$F_{Al}(E_j)$  : エネルギー  $E_j$  の  $r$ 線に対する検出器のアルミニウム容器の減衰補正係数  
(3.1.2(3)参照)

と表わされる。一方、シンチレータを取り除いた時のこの場の照射線量率は

$$\mu_{en}^{air}(E_j) \times E_j \times \frac{4.8 \times 10^{-10}}{W} \times 60 \times 10^6 \quad (\mu\text{R/h})$$

ここで

$\mu_{en}^{air}(E_j)$  : エネルギー  $E_j$  の  $r$ 線に対する空気エネルギー吸収係数 (1/cm)

$W$  : 空気のW値 (33.75 eV)

で表わされるから両者の比は次式で与えられる。

$$R_{th}(E_j) = \frac{\pi r_d^2 E_j (1 - P(E_j)) F_{Al}(E_j)}{\mu_{en}^{air}(E_j) \cdot E_j \times 8.47 \times 10^{-4}} \quad \frac{(\text{eV/min})}{(\mu\text{R/h})}$$

### (iii) 計算スペクトルからの計算

2"φ球形 NaI(Tl) シンチレータについては Miller and Snow<sup>7)</sup> がモンテカルロ計算によってレスポンス関数を求めている。このスペクトルと対応する  $r$ 線束密度から(i)と同様に NaI(Tl) シンチレータ中への吸収エネルギーと照射線量率との比を求めた。

以上三種類の手法より NaI(Tl) シンチレータ中への吸収エネルギーと照射線量率との比を求めたが、三者はよく一致している。<sup>60</sup>Co の点が外れているのは線源強度の誤差(公称3%)が比較的大きいためであると考えられる。

### (4) 照射線量率と全吸収ピーク計数との比 (Fig. A5)

準備した標準スペクトルの照射線量率と全吸収ピークの計数との比を Fig. A5 に示す。また 2"φ球形 NaI(Tl) シンチレータについては Miller and Snow によるモンテカルロ計算

で求めたレスポンス関数(前出)があるので、これを用いて計算した比も同時に示す。この図では、 $^{241}\text{Am}$  (59.5 keV)の点が外れている。 $^{241}\text{Am}$ の場合は比較する周囲の点が半理論的線スペクトルであり実測スペクトルではない。そのため $^{241}\text{Am}$ の値が実測スペクトルの系統性からも外れているか否かを判断することは難しい。もしも外れているとすれば、その原因は59.5 keVの $\gamma$ 線に伴って放出される26.4 keVの妨害 $\gamma$ 線の影響、ピーク幅の決め方、波高弁別レベル(40 keVまたは50 keV)と接近していることによる影響などの原因が考えられる。

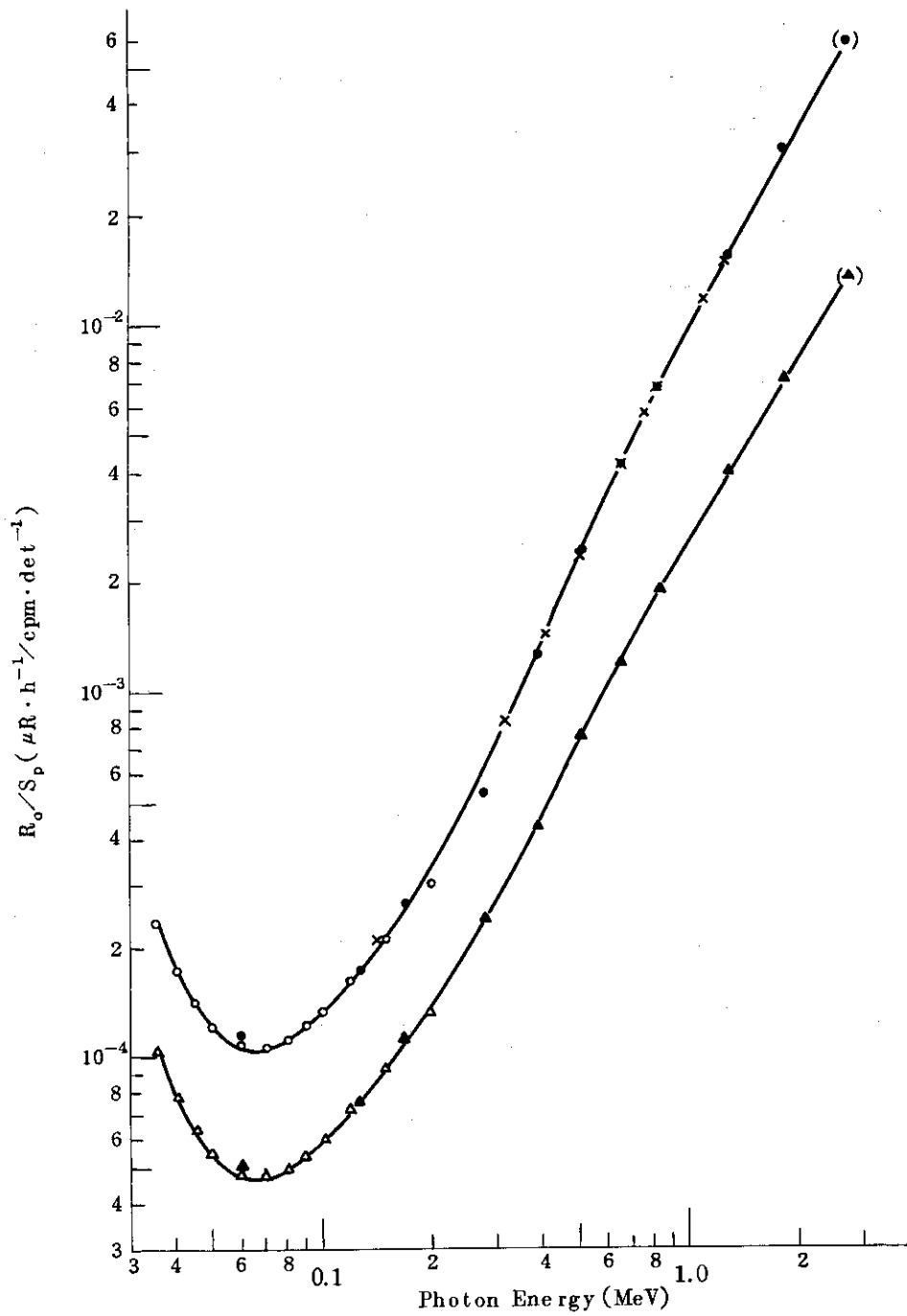


Fig. A5 Ratio of exposure rate ( $\mu R/h$ ) to photo-peak area  $S_p$  (cpm/detector)

	calculated spectrum	measured spectrum
2" $\phi$ spherical NaI(Tl)	o x*	•
3" $\phi$ spherical NaI(Tl)	$\Delta$	$\blacktriangle$

( \* : Miller & Snow's spectrum)

## Appendix IV

## G(E)関数表

決定したG(E)関数の0 MeVから3 MeVまで5 keV間隔の値をTable A6(a1)からTable A6(d2)に示す。但し、~~波高弁別レベル $E_{min}$ 未満のG(E)値が実際には意味を持たないことは自明である。~~ここでTable番号のa, b, c, dは本文Fig.11(a)から(d)に対応している。また、タイトルの $G_S(E)$ ,  $G_D(E)$ はそれぞれ規準化スペクトル用G(E)関数, DBM回路用G(E)関数を表わす。



Table A6 (b1)  $G_S(E)$  value for  $2\phi$  spherical NaI(Tl) scintillation detector;  $E_{min} = 50$  keV (unit;  $\mu R \cdot h^{-1} / cpm$ )

E(keV)	55	60	10	15	20	25	30	35	40	45	50
0	1.2679D-04	1.2790D-04	1.2105D-04	1.2070D-04	1.2030D-04	1.2162D-04	1.2445D-04	1.2876D-04	1.4725D-04		
100	1.4180D-04	1.4883D-04	1.5715D-04	1.5840D-04	1.6394D-04	1.7504D-04	1.8330D-04	1.9375D-04	2.1268D-04	2.2150D-04	2.2150D-04
200	3.3130D-04	3.4480D-04	3.5689D-04	3.6940D-04	3.8247D-04	3.9600D-04	4.1005D-04	4.2485D-04	4.3981D-04	4.5540D-04	4.7215D-04
300	6.680D-04	7.1850D-04	7.7430D-04	8.3640D-04	9.0480D-04	9.7900D-04	1.0590D-03	1.1520D-03	1.2500D-03	1.3620D-03	1.4880D-03
400	1.2240D-03	1.2568D-03	1.2996D-03	1.3520D-03	1.4140D-03	1.4860D-03	1.5680D-03	1.6600D-03	1.7620D-03	1.8740D-03	1.9960D-03
500	1.9260D-03	1.9630D-03	2.0010D-03	2.0400D-03	2.0800D-03	2.1210D-03	2.1630D-03	2.2060D-03	2.2500D-03	2.2950D-03	2.3410D-03
600	2.6892D-03	2.7270D-03	2.7660D-03	2.8050D-03	2.8450D-03	2.8820D-03	2.9200D-03	2.9590D-03	2.9970D-03	3.0360D-03	3.0760D-03
700	3.4510D-03	3.4920D-03	3.5340D-03	3.5770D-03	3.6210D-03	3.6650D-03	3.7100D-03	3.7550D-03	3.8010D-03	3.8470D-03	3.8940D-03
800	4.1903D-03	4.2250D-03	4.2610D-03	4.2970D-03	4.3330D-03	4.3700D-03	4.4070D-03	4.4450D-03	4.4830D-03	4.5210D-03	4.5600D-03
900	4.8774D-03	4.9100D-03	4.9430D-03	4.9770D-03	5.0110D-03	5.0460D-03	5.0810D-03	5.1170D-03	5.1530D-03	5.1890D-03	5.2260D-03
1000	5.5092D-03	5.5390D-03	5.5690D-03	5.5990D-03	5.6290D-03	5.6590D-03	5.6890D-03	5.7190D-03	5.7490D-03	5.7790D-03	5.8090D-03
1100	6.0844D-03	6.1110D-03	6.1380D-03	6.1650D-03	6.1920D-03	6.2190D-03	6.2460D-03	6.2730D-03	6.3000D-03	6.3270D-03	6.3540D-03
1200	6.6052D-03	6.6290D-03	6.6540D-03	6.6790D-03	6.7040D-03	6.7290D-03	6.7540D-03	6.7790D-03	6.8040D-03	6.8290D-03	6.8540D-03
1300	7.0760D-03	7.0980D-03	7.1205D-03	7.1426D-03	7.1646D-03	7.1865D-03	7.2082D-03	7.2299D-03	7.2514D-03	7.2729D-03	7.2944D-03
1400	7.5019D-03	7.5221D-03	7.5420D-03	7.5617D-03	7.5812D-03	7.6005D-03	7.6197D-03	7.6387D-03	7.6576D-03	7.6764D-03	7.6951D-03
1500	7.8884D-03	7.9068D-03	7.9250D-03	7.9430D-03	7.9608D-03	7.9785D-03	7.9961D-03	8.0136D-03	8.0310D-03	8.0483D-03	8.0655D-03
1600	8.2412D-03	8.2581D-03	8.2749D-03	8.2916D-03	8.3082D-03	8.3247D-03	8.3411D-03	8.3574D-03	8.3736D-03	8.3898D-03	8.4059D-03
1700	8.5656D-03	8.5813D-03	8.5968D-03	8.6123D-03	8.6277D-03	8.6431D-03	8.6584D-03	8.6736D-03	8.6888D-03	8.7039D-03	8.7190D-03
1800	8.8671D-03	8.8816D-03	8.8961D-03	8.9106D-03	8.9250D-03	8.9393D-03	8.9536D-03	8.9678D-03	8.9820D-03	8.9961D-03	9.0102D-03
1900	9.1500D-03	9.1637D-03	9.1774D-03	9.1911D-03	9.2048D-03	9.2184D-03	9.2319D-03	9.2455D-03	9.2590D-03	9.2725D-03	9.2860D-03
2000	9.4180D-03	9.4320D-03	9.4452D-03	9.4583D-03	9.4714D-03	9.4844D-03	9.4975D-03	9.5105D-03	9.5235D-03	9.5364D-03	9.5493D-03
2100	9.6780D-03	9.6906D-03	9.7033D-03	9.7161D-03	9.7288D-03	9.7415D-03	9.7541D-03	9.7668D-03	9.7795D-03	9.7921D-03	9.8047D-03
2200	9.8047D-03	9.8174D-03	9.8300D-03	9.8426D-03	9.8552D-03	9.8677D-03	9.8803D-03	9.8929D-03	9.9054D-03	9.9180D-03	9.9305D-03
2300	1.0150D-02	1.0068D-02	1.0080D-02	1.0093D-02	1.0105D-02	1.0118D-02	1.0130D-02	1.0143D-02	1.0155D-02	1.0168D-02	1.0180D-02
2400	1.0305D-02	1.0317D-02	1.0330D-02	1.0342D-02	1.0355D-02	1.0367D-02	1.0380D-02	1.0392D-02	1.0405D-02	1.0417D-02	1.0429D-02
2500	1.0560D-02	1.0568D-02	1.0576D-02	1.0584D-02	1.0592D-02	1.0600D-02	1.0608D-02	1.0616D-02	1.0624D-02	1.0632D-02	1.0640D-02
2600	1.0811D-02	1.0823D-02	1.0836D-02	1.0849D-02	1.0862D-02	1.0875D-02	1.0888D-02	1.0901D-02	1.0914D-02	1.0927D-02	1.0940D-02
2700	1.1072D-02	1.1095D-02	1.1118D-02	1.1141D-02	1.1164D-02	1.1187D-02	1.1210D-02	1.1233D-02	1.1256D-02	1.1279D-02	1.1302D-02
2800	1.1341D-02	1.1355D-02	1.1369D-02	1.1383D-02	1.1397D-02	1.1410D-02	1.1424D-02	1.1438D-02	1.1452D-02	1.1466D-02	1.1480D-02
2900	1.1621D-02	1.1636D-02	1.1650D-02	1.1664D-02	1.1679D-02	1.1693D-02	1.1708D-02	1.1722D-02	1.1737D-02	1.1751D-02	1.1766D-02
	1.1913D-02	1.1928D-02	1.1943D-02	1.1958D-02	1.1973D-02	1.1988D-02	1.1999D-02	1.2010D-02	1.2021D-02	1.2032D-02	1.2043D-02



Table A6 (d1)  $G_D(E)$  value for  $2^\circ \phi$  spherical NaI(Tl) scintillation detector;  $E_{min} = 50 \text{ keV}$  (unit:  $\mu R \cdot h^{-1}/\text{cpm}$ )

E(keV)	$G_D(E)$									
	5	10	15	20	25	30	35	40	45	50
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
100	1.57160-04	1.40110-04	1.30920-04	1.24280-04	1.19100-04	1.15480-04	1.13670-04	1.13780-04	1.15730-04	1.19350-04
200	2.07760-04	2.17010-04	2.26320-04	2.35120-04	2.45220-04	2.54850-04	2.64880-04	2.74710-04	2.85000-04	2.95800-04
300	3.06490-04	3.17750-04	3.29410-04	3.41490-04	3.54030-04	3.67040-04	3.80550-04	3.94520-04	4.09140-04	4.24350-04
400	4.09940-04	4.23040-04	4.37040-04	4.50980-04	4.65820-04	4.81600-04	4.98260-04	5.16800-04	5.36290-04	5.56700-04
500	5.11760-03	5.20780-03	5.30210-03	5.40130-03	5.50500-03	5.61360-03	5.72720-03	5.84580-03	5.96950-03	6.10800-03
600	6.16500-03	6.27800-03	6.39500-03	6.51600-03	6.64100-03	6.77000-03	6.90300-03	7.04000-03	7.18100-03	7.32600-03
700	7.24490-03	7.37800-03	7.51500-03	7.65600-03	7.80100-03	7.95000-03	8.10300-03	8.26000-03	8.42100-03	8.58600-03
800	8.42820-03	8.57600-03	8.72800-03	8.88400-03	9.04400-03	9.20800-03	9.37600-03	9.54800-03	9.72400-03	9.90400-03
900	9.70700-03	9.87000-03	1.00300-02	1.02600-02	1.04900-02	1.07200-02	1.09500-02	1.11800-02	1.14100-02	1.16400-02
1000	1.11500-02	1.13800-02	1.16100-02	1.18400-02	1.20700-02	1.23000-02	1.25300-02	1.27600-02	1.29900-02	1.32200-02
1100	1.26200-02	1.28500-02	1.30800-02	1.33100-02	1.35400-02	1.37700-02	1.40000-02	1.42300-02	1.44600-02	1.46900-02
1200	1.42800-02	1.45100-02	1.47400-02	1.49700-02	1.52000-02	1.54300-02	1.56600-02	1.58900-02	1.61200-02	1.63500-02
1300	1.50400-02	1.52700-02	1.55000-02	1.57300-02	1.59600-02	1.61900-02	1.64200-02	1.66500-02	1.68800-02	1.71100-02
1400	1.59000-02	1.61300-02	1.63600-02	1.65900-02	1.68200-02	1.70500-02	1.72800-02	1.75100-02	1.77400-02	1.79700-02
1500	1.68600-02	1.70900-02	1.73200-02	1.75500-02	1.77800-02	1.80100-02	1.82400-02	1.84700-02	1.87000-02	1.89300-02
1600	1.79200-02	1.81500-02	1.83800-02	1.86100-02	1.88400-02	1.90700-02	1.93000-02	1.95300-02	1.97600-02	1.99900-02
1700	1.90800-02	1.93100-02	1.95400-02	1.97700-02	2.00000-02	2.02300-02	2.04600-02	2.06900-02	2.09200-02	2.11500-02
1800	2.03400-02	2.05700-02	2.08000-02	2.10300-02	2.12600-02	2.14900-02	2.17200-02	2.19500-02	2.21800-02	2.24100-02
1900	2.17000-02	2.19300-02	2.21600-02	2.23900-02	2.26200-02	2.28500-02	2.30800-02	2.33100-02	2.35400-02	2.37700-02
2000	2.31600-02	2.33900-02	2.36200-02	2.38500-02	2.40800-02	2.43100-02	2.45400-02	2.47700-02	2.50000-02	2.52300-02
2100	2.47200-02	2.49500-02	2.51800-02	2.54100-02	2.56400-02	2.58700-02	2.61000-02	2.63300-02	2.65600-02	2.67900-02
2200	2.63800-02	2.66100-02	2.68400-02	2.70700-02	2.73000-02	2.75300-02	2.77600-02	2.79900-02	2.82200-02	2.84500-02
2300	2.81400-02	2.83700-02	2.86000-02	2.88300-02	2.90600-02	2.92900-02	2.95200-02	2.97500-02	2.99800-02	3.02100-02
2400	2.99900-02	3.02200-02	3.04500-02	3.06800-02	3.09100-02	3.11400-02	3.13700-02	3.16000-02	3.18300-02	3.20600-02
2500	3.19200-02	3.21500-02	3.23800-02	3.26100-02	3.28400-02	3.30700-02	3.33000-02	3.35300-02	3.37600-02	3.39900-02
2600	3.38400-02	3.40700-02	3.43000-02	3.45300-02	3.47600-02	3.49900-02	3.52200-02	3.54500-02	3.56800-02	3.59100-02
2700	3.59400-02	3.61700-02	3.64000-02	3.66300-02	3.68600-02	3.70900-02	3.73200-02	3.75500-02	3.77800-02	3.80100-02
2800	3.83800-02	3.86100-02	3.88400-02	3.90700-02	3.93000-02	3.95300-02	3.97600-02	3.99900-02	4.02200-02	4.04500-02
2900	4.09000-02	4.11300-02	4.13600-02	4.15900-02	4.18200-02	4.20500-02	4.22800-02	4.25100-02	4.27400-02	4.29700-02
3000	4.34800-02	4.37100-02	4.39400-02	4.41700-02	4.44000-02	4.46300-02	4.48600-02	4.50900-02	4.53200-02	4.55500-02



Table A6 (a2)  $G_S(E)$  value for  $3^\circ \phi$  spherical NaI(Tl) scintillation detector;  $E_{\min} = 40 \text{ ke V (unit: } \mu\text{R} \cdot \text{h}^{-1} / \text{cpm)}$

E(keV)	$G_S(E)$ values									
	55	60	70	75	80	85	90	95	100	150
50	5.9431D-05	5.2294D-05	5.1099D-05	5.0651D-05	5.1122D-05	5.2376D-05	9.7737D-05	7.6178D-05	6.5681D-05	6.5681D-05
100	6.2666D-05	6.8034D-05	7.3212D-05	7.6934D-05	8.0703D-05	8.4502D-05	8.8318D-05	9.2144D-05	9.5981D-05	9.5981D-05
200	9.9829D-05	1.0369D-04	1.1154D-04	1.1549D-04	1.1945D-04	1.2341D-04	1.2736D-04	1.3132D-04	1.3528D-04	1.3630D-04
300	1.9047D-04	1.9620D-04	2.0088D-04	2.1442D-04	2.2698D-04	2.3954D-04	2.5210D-04	2.6466D-04	2.7722D-04	2.7722D-04
400	3.3176D-04	3.4021D-04	3.5786D-04	3.6626D-04	3.7516D-04	3.8417D-04	3.9320D-04	4.0224D-04	4.1128D-04	4.1128D-04
500	5.1922D-04	5.3019D-04	5.4053D-04	5.6139D-04	5.7131D-04	5.8248D-04	5.9311D-04	6.0378D-04	6.1450D-04	6.1450D-04
600	6.2527D-04	6.3608D-04	6.4693D-04	6.5782D-04	6.6874D-04	6.7970D-04	6.9070D-04	7.0173D-04	7.1278D-04	7.1278D-04
700	9.6022D-04	9.7153D-04	9.8283D-04	1.0054D-03	1.0167D-03	1.0280D-03	1.0393D-03	1.0505D-03	1.0618D-03	1.0618D-03
800	1.1846D-03	1.1957D-03	1.2067D-03	1.2287D-03	1.2397D-03	1.2507D-03	1.2618D-03	1.2729D-03	1.2840D-03	1.2840D-03
900	1.4016D-03	1.4121D-03	1.4227D-03	1.4375D-03	1.4472D-03	1.4569D-03	1.4666D-03	1.4763D-03	1.4860D-03	1.4860D-03
1000	1.6075D-03	1.6174D-03	1.6274D-03	1.6471D-03	1.6570D-03	1.6668D-03	1.6766D-03	1.6864D-03	1.6962D-03	1.6962D-03
1100	1.8006D-03	1.8099D-03	1.8192D-03	1.8377D-03	1.8468D-03	1.8560D-03	1.8651D-03	1.8742D-03	1.8832D-03	1.8832D-03
1200	1.9822D-03	1.9912D-03	1.9999D-03	2.0184D-03	2.0270D-03	2.0356D-03	2.0442D-03	2.0528D-03	2.0614D-03	2.0614D-03
1300	2.1474D-03	2.1554D-03	2.1635D-03	2.1819D-03	2.1902D-03	2.1985D-03	2.2068D-03	2.2151D-03	2.2234D-03	2.2234D-03
1400	2.3017D-03	2.3092D-03	2.3165D-03	2.3349D-03	2.3432D-03	2.3515D-03	2.3598D-03	2.3681D-03	2.3764D-03	2.3764D-03
1500	2.4445D-03	2.4514D-03	2.4582D-03	2.4767D-03	2.4850D-03	2.4933D-03	2.5016D-03	2.5099D-03	2.5182D-03	2.5182D-03
1600	2.5766D-03	2.5829D-03	2.5892D-03	2.6076D-03	2.6159D-03	2.6242D-03	2.6325D-03	2.6408D-03	2.6491D-03	2.6491D-03
1700	2.6990D-03	2.7049D-03	2.7107D-03	2.7282D-03	2.7365D-03	2.7448D-03	2.7531D-03	2.7614D-03	2.7697D-03	2.7697D-03
1800	2.8126D-03	2.8181D-03	2.8235D-03	2.8419D-03	2.8502D-03	2.8585D-03	2.8668D-03	2.8751D-03	2.8834D-03	2.8834D-03
1900	2.9184D-03	2.9239D-03	2.9293D-03	2.9477D-03	2.9560D-03	2.9643D-03	2.9726D-03	2.9809D-03	2.9892D-03	2.9892D-03
2000	3.0173D-03	3.0221D-03	3.0269D-03	3.0453D-03	3.0536D-03	3.0619D-03	3.0702D-03	3.0785D-03	3.0868D-03	3.0868D-03
2100	3.1100D-03	3.1142D-03	3.1184D-03	3.1368D-03	3.1451D-03	3.1534D-03	3.1617D-03	3.1700D-03	3.1783D-03	3.1783D-03
2200	3.1973D-03	3.2016D-03	3.2058D-03	3.2242D-03	3.2325D-03	3.2408D-03	3.2491D-03	3.2574D-03	3.2657D-03	3.2657D-03
2300	3.2800D-03	3.2840D-03	3.2880D-03	3.2964D-03	3.3047D-03	3.3130D-03	3.3213D-03	3.3296D-03	3.3379D-03	3.3379D-03
2400	3.3597D-03	3.3636D-03	3.3675D-03	3.3859D-03	3.3942D-03	3.4025D-03	3.4108D-03	3.4191D-03	3.4274D-03	3.4274D-03
2500	3.4334D-03	3.4371D-03	3.4407D-03	3.4591D-03	3.4674D-03	3.4757D-03	3.4840D-03	3.4923D-03	3.5006D-03	3.5006D-03
2600	3.5033D-03	3.5069D-03	3.5104D-03	3.5288D-03	3.5371D-03	3.5454D-03	3.5537D-03	3.5620D-03	3.5703D-03	3.5703D-03
2700	3.5747D-03	3.5781D-03	3.5815D-03	3.5999D-03	3.6082D-03	3.6165D-03	3.6248D-03	3.6331D-03	3.6414D-03	3.6414D-03
2800	3.6418D-03	3.6452D-03	3.6485D-03	3.6669D-03	3.6752D-03	3.6835D-03	3.6918D-03	3.7001D-03	3.7084D-03	3.7084D-03
2900	3.7393D-03	3.7425D-03	3.7457D-03	3.7641D-03	3.7724D-03	3.7807D-03	3.7890D-03	3.7973D-03	3.8056D-03	3.8056D-03
3000	3.8111D-03	3.8142D-03	3.8173D-03	3.8357D-03	3.8440D-03	3.8523D-03	3.8606D-03	3.8689D-03	3.8772D-03	3.8772D-03





