

JAERI-M  
9081

アンチ・コンプトン/ペア両用型  
 $\gamma$ 線分析器

1980年9月

大島 真澄・石井 三彦

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.

アンチ・コンプトン／ペア両用型  $\gamma$  線分析器

日本原子力研究所東海研究所物理部

大島 真澄・石井 三彦

(1980年8月19日受理)

インビーム  $\gamma$  線分光用にアンチ・コンプトン／ペア両用型分析器を製作した。装置は、高純度ゲルマニウム検出器 ( $54 \text{ cm}^3$ ) と  $\text{NaI}(\text{Tl})$  シンチレーション・カウンター ( $20 \text{ cm}^{\phi} \times 22 \text{ cm}$ ) とから成る。アンチ・コンプトン型分析器としては、 $^{60}\text{Co}$  の  $\gamma$  線に対するコンプトン・スペクトルを約  $1/8$  に削減することが出来る。また本分析器は、陽電子消滅に対応する波高分布とコンプトン散乱に対応する波高分布との間の相違を検知することにより、ペア・スペクトロメーターとしての機能をも果たす。この場合、シングル・スペクトルとの比較で相対効率  $1/8$  を有し、コンプトン・スペクトルを  $1/20$  に削除する。

JAERI-M 9081

An Anti-Compton / Pair Gamma-Ray Spectrometer

Masumi OHSIMA and Mitsuhiro ISHII

Division of Physics, Tokai Research Establishment, JAERI

(Received August 19, 1980)

A gamma-ray spectrometer has been constructed which serves as both a Compton suppressor and a pair intensifier. The spectrometer consists of a 54 cm<sup>3</sup> high purity germanium detector and a 20 cm<sup>φ</sup> x 22 cm NaI(Tl) scintillation counter. In an anti-Compton mode, Compton spectra for gamma-rays from <sup>60</sup>Co are suppressed by a factor of 8. In a pair mode, the identification of annihilation events is based on the fact that their scintillations show a different spatial distribution from those of scattered gamma-rays. The detection efficiency for double escape peaks is about 1/8 of that for single spectra, and the Compton continuum is reduced by a factor of 20.

Keywords; In-Beam Gamma-Ray Spectrometer, High Purity Germanium Detector, NaI(Tl) Scintillation Counter, Compton Suppression, Pair Intensification.

目 次

1. 序 論 .....	1
2. アンチ・コンプトン $\gamma$ 線分析器 .....	2
3. ペア・スペクトロメーター .....	5
参考文献 .....	14

Contents

1. Introduction .....	1
2. An anti-Compton gamma-ray spectrometer .....	2
3. A pair spectrometer .....	5
References .....	14

## 1. 序 論

現在インビーム $\gamma$ 線核分光では、主として基底バンドに連なるイラスト・ラインを中心に研究が進められている。しかし、近い将来特異パリティを有するサイド・バンドや高いスピンを持つイラスト状態をバンド・ヘッドとするバンドの探究とその性質の研究へと発展するものと思われる。通常これらのバンドに属する励起状態は強く励起されにくいので、それらからの $\gamma$ 線遷移は微弱である。我々はこのような状況にも対応すべく、バック・グラウンドを形成するコンプトン・スペクトルを削減して弱い遷移をも検出できるようにアンチ・コンプトン/ベア両用型 $\gamma$ 線分析器を製作した。

アンチ・コンプトン型 $\gamma$ 線分析器は、主検出器で散乱した $\gamma$ 線をそれを囲む補助検出器で検出し、コンプトン散乱に対応する事象を除去する方式のものである。比較的簡単にコンプトン散乱に起因する連続スペクトルを $1/5 \sim 1/10$ に削減することができ<sup>1,2,3)</sup>かつ検出効率の損失も小さいので $100 \text{ keV} - 2 \text{ MeV}$ の $\gamma$ 線に対する分析器として優れている。他のコンプトン・スペクトルの除去方法として、第1の検出器で後方にコンプトン散乱した $\gamma$ 線を第2の検出器で受け、双方のパルスの和をとる方法がある<sup>4)</sup>。この方法ではコンプトン・散乱の角度依存性を考慮して波高の選別が可能なので、連続スペクトルを $1/20$ 程度まで削減することができる。しかしその反面、散乱角をある程度限定する必要があるので検出効率が低下するという欠点があり実用性を欠く。

アンチ・コンプトン分析器用の補助検出器(シンチレーション・カウンター)を設計するに当たり、我々は散乱 $\gamma$ 線を効果的に検出できるようにその形状を最適化することを試みた。従来のアンチ・コンプトン用シンチレーターは $\gamma$ 線の入射方向に主検出器(ゲルマニウム検出器)の挿入口を有していた。エネルギーの高い $\gamma$ 線は殆んど前方に散乱されるので、この形状はコンプトン抑止上不適当な形である。また前方に散乱した $\gamma$ 線は後方に散乱したものよりエネルギーが高いので、ゲルマニウム検出器より前方でのシンチレーターの厚さが後方のそれよりも厚いのが合理的である。この論文でこれらの点に関する有効かつ簡単な判断の基準を与える。更にインビームの実験で使用するためには如何にしてシンチレーターに入射する $\gamma$ 線を遮蔽するかが重要な問題である。この点に関する我々の設計基準をもこの論文で明らかにする。

本分析器の特徴はベア・スペクトロメーターとしての機能を有する点にある。ベア・スペクトロメーターは対生成された電子・陽電子対の運動エネルギーを測定することによって $\gamma$ 線のエネルギーを計測する分析器である。通常、陽電子が消滅する時に放出される2個の光子を、主検出器の周りに置かれた2個のシンチレーターで捕え、これによって対生成の事象を選別する方法が用いられる<sup>5)</sup>。我々は1個のシンチレーターで陽電子消滅の現象を判別する。まずシンチレーターに与えられたエネルギーが $2 m_e c^2$  ( $m_e c^2$ : 電子の静止エネルギー)であるか否かを判定する。この条件を満たす事象には対生成と散乱 $\gamma$ 線が $2 m_e c^2$ のエネルギーを持つコンプトン散乱が該当する。陽電子消滅による光子と散乱 $\gamma$ 線とではシンチレーター中での空間分布が異なる。したがって適切な光電子増倍管の配置を選べば両者の波高分布に差異が生じる。我々

はこの事実を利用してダブル・エスケープ線の選別を行った。

以下において先ずアンチ・コンプトン型分析器としての装置の概略と特性を述べ、次にペア・スペクトロメーターとしての機能と特性とに言及する。

## 2. アンチ・コンプトン $\gamma$ 線分析器

単色の $\gamma$ 線が検出器に入射すると、全エネルギー吸収に対応する線スペクトルの他にコンプトン散乱による連続スペクトルを生ずる。多数のエネルギーの異なる $\gamma$ 線が混在する場合にはそれらのコンプトン・スペクトルは重畳され、微弱な $\gamma$ 線の観測を困難にする。アンチ・コンプトン型 $\gamma$ 線分析器はこのようなコンプトン・スペクトルを削除する目的で考案されたもので、主 $\gamma$ 線分析器（ゲルマニウム検出器）とそれを囲む補助検出器（シンチレーション・カウンター）とから構成される。この分析器では主検出器で散乱した $\gamma$ 線をシンチレーション・カウンターで検知し、それによって主検出器の出力に含まれるコンプトン散乱に対応した信号を除去する方法が用いられる。

インビーム核分光において観測される $\gamma$ 線は核種によっては狭いエネルギー領域に局在する場合もあるが、一般的には約 1.5 MeV 以下に不規則に分布している。勿論、1.5 MeV 以上にも多数の $\gamma$ 線が分布するが、個々の $\gamma$ 線は強度が弱いので線スペクトルとして観測され難い。そして、これらの $\gamma$ 線は主として低エネルギー領域にコンプトン散乱の寄与を及ぼすに過ぎない。従って、我々はコンプトン・スペクトルの全領域においてできるだけ一様にそれを削減することを試みた。コンプトン散乱においては、前方方向に散乱される断面積が大きい。また前方に散乱される $\gamma$ 線は高いエネルギーを持ち、それらがシンチレーターに吸収される確率はエネルギーと共に急激に減少する。したがって、散乱 $\gamma$ 線が効果的に吸収されるようにシンチレーターの形状を設計するためには次のような注意が必要である。即ち、シンチレーター中におけるゲルマニウム検出器の位置を偏心させて、前方方向のシンチレーターを厚くする。また、ゲルマニウム検出器の挿入口は $90^\circ$ 方向に設け、 $\gamma$ 線入射口を含めた開口部をできるだけ小さくする。ここで我々は便宜上コンプトンの削減比 $S$ を

$$S = \frac{(\text{ピーク/コンプトン・スペクトル})_{\text{アンチ・コンプトン}}}{(\text{ピーク/コンプトン・スペクトル})_{\text{シングル}}}$$

により定義する。削減比 $S$ は入射 $\gamma$ 線のエネルギーならびにコンプトン・スペクトル中の比較の対象となる領域にも依存する。我々はこの削減比 $S$ を用いてシンチレーターの形状に関する上記の基準を次のように定量化する。

- 1) 全開口部のゲルマニウム検出器に対する立体角を $1/2S \cdot 4\pi$ 以下に抑える。
- 2) 前方のシンチレーターの厚さは 1 MeV の $\gamma$ 線が $1/S$ に減衰される値にとる。
- 3)  $180^\circ$ 方向のシンチレーターの厚さは、高エネルギー $\gamma$ 線が後方散乱した場合の 256 keV の $\gamma$ 線に対して $1/S$ に減衰する厚さとする。

我々は削減比 $S = 10$ としてシンチレーターの寸法を概算した。減衰係数は Grodstein<sup>6)</sup>

はこの事実を利用してダブル・エスケープ線の選別を行った。

以下において先ずアンチ・コンプトン型分析器としての装置の概略と特性を述べ、次にペア・スペクトロメーターとしての機能と特性とに言及する。

## 2. アンチ・コンプトン $\gamma$ 線分析器

単色の $\gamma$ 線が検出器に入射すると、全エネルギー吸収に対応する線スペクトルの他にコンプトン散乱による連続スペクトルを生ずる。多数のエネルギーの異なる $\gamma$ 線が混在する場合にはそれらのコンプトン・スペクトルは重畳され、微弱な $\gamma$ 線の観測を困難にする。アンチ・コンプトン型 $\gamma$ 線分析器はこのようなコンプトン・スペクトルを削除する目的で考案されたもので、主 $\gamma$ 線分析器（ゲルマニウム検出器）とそれを囲む補助検出器（シンチレーション・カウンター）とから構成される。この分析器では主検出器で散乱した $\gamma$ 線をシンチレーション・カウンターで検知し、それによって主検出器の出力に含まれるコンプトン散乱に対応した信号を除去する方法が用いられる。

インビーム核分光において観測される $\gamma$ 線は核種によっては狭いエネルギー領域に局在する場合もあるが、一般的には約 1.5 MeV 以下に不規則に分布している。勿論、1.5 MeV 以上にも多数の $\gamma$ 線が分布するが、個々の $\gamma$ 線は強度が弱いので線スペクトルとして観測され難い。そして、これらの $\gamma$ 線は主として低エネルギー領域にコンプトン散乱の寄与を及ぼすに過ぎない。従って、我々はコンプトン・スペクトルの全領域においてできるだけ一様にそれを削減することを試みた。コンプトン散乱においては、前方方向に散乱される断面積が大きい。また前方に散乱される $\gamma$ 線は高いエネルギーを持ち、それらがシンチレーターに吸収される確率はエネルギーと共に急激に減少する。したがって、散乱 $\gamma$ 線が効果的に吸収されるようにシンチレーターの形状を設計するためには次のような注意が必要である。即ち、シンチレーター中におけるゲルマニウム検出器の位置を偏心させて、前方方向のシンチレーターを厚くする。また、ゲルマニウム検出器の挿入口は 90° 方向に設け、 $\gamma$ 線入射口を含めた開口部をできるだけ小さくする。ここで我々は便宜上コンプトンの削減比 S を

$$S = \frac{(\text{ピーク/コンプトン・スペクトル})_{\text{アンチ・コンプトン}}}{(\text{ピーク/コンプトン・スペクトル})_{\text{シングル}}}$$

により定義する。削減比 S は入射 $\gamma$ 線のエネルギーならびにコンプトン・スペクトル中の比較の対象となる領域にも依存する。我々はこの削減比 S を用いてシンチレーターの形状に関する上記の基準を次のように定量化する。

- 1) 全開口部のゲルマニウム検出器に対する立体角を  $1/2S \cdot 4\pi$  以下に抑える。
- 2) 前方のシンチレーターの厚さは 1 MeV の $\gamma$ 線が  $1/S$  に減衰される値にとる。
- 3) 180° 方向のシンチレーターの厚さは、高エネルギー $\gamma$ 線が後方散乱した場合の 256 keV の $\gamma$ 線に対して  $1/S$  に減衰する厚さとする。

我々は削減比  $S = 10$  としてシンチレーターの寸法を概算した。減衰係数は Grodstein<sup>6)</sup>



によって与えられた値を用いた。この計算ではゲルマニウム検出器およびシンチレーター中における小角散乱による $\gamma$ 線の散逸や多重散乱の効果は無視されており、実際には上記の評価より削減比が若干小さくなる。

補助検出器として用いるNaI(Tl)シンチレーション・カウンタは $\gamma$ 線に対する検出効率が高く、そのディメンションも大きい。もし線源が直接シンチレーターを見込むとシンチレーターに直接入射する $\gamma$ 線の計数率は、ゲルマニウム検出器からの散乱 $\gamma$ 線の計数率に比べ非常に高くなる。このような状況のもとでは散乱事象以外の信号によってもゲルマニウム検出器の信号が削除され、結果的にゲルマニウム検出器の不感時間を増大させ測定を妨げる。従って、シンチレーターに直接入射する $\gamma$ 線を阻止するためにシンチレーターの周囲を遮蔽する必要がある。実際の測定においてゲルマニウム検出器の計数率を1 kHzとした場合に、シンチレーション・カウンタの計数率が10 kHz程度であることが望ましい。線源を1 MeVの $\gamma$ 線で代表させてシンチレーション・カウンタの計数率を評価するとゲルマニウム検出器の約100倍に相当する。従って遮蔽体の厚さは1 MeVの $\gamma$ 線が1/10に減衰することを目安にして決めた。

インビーム核分光ではゲルマニウム検出器をターゲットにできるだけ近づけたい場合が往々にしてある。我々は遮蔽体を含めての最近接距離を約15 cmと見積って、シンチレーターの寸法ならびに遮蔽の厚さを決定した。最終的には汎用性と価格とを加味してシンチレーターの寸法は20 cm $\phi$ ×22 cm、遮蔽体は鉛で3 cm厚とした。本アンチ・コンプトン分析器は、他の $\gamma$ 線分析器とともにターゲット用真空槽の周りに配置するので、シンチレーターと遮蔽体との形状はそれぞれ直立する円柱と円筒形に選び、 $\gamma$ 線は水平方向に入射させる。Fig.1にシンチレーターの詳細を示す。

ゲルマニウム検出器およびNaI(Tl)シンチレーション・カウンタの各々の特性を以下に示す。

#### ゲルマニウム検出器

- 製品：Aptec社製。
- 結晶：高純度ゲルマニウム，18.0 cm<sup>2</sup>×3 cm，クローズド・エンド同軸型。
- クライオスタット：垂直ディプスティック型。
- プリアンプ：Aptec社製，SP102。
- エネルギー分解能：1.77 keV FWHM(<sup>60</sup>Co 1332 keV  $\gamma$ に対して)。
- 検出効率：11.4% (3"  $\phi$  × 3" NaI(Tl)シンチレーション・カウンタに対して)。
- ピーク対コンプトン比：42/1 (上記の分解能において)。

#### NaI(Tl)シンチレーション・カウンタ

- 結晶：20 cm $\phi$ ×22 cm NaI(Tl)，堀場製作所製。
- フォトマル・チューブ：RCA 4525 3"  $\phi$  4本。
- チューブ・ベースおよびプリアンプ：Tennelec社製TC155A 4本。
- 印加電圧：1200V。
- エネルギー分解能：8.2% FWHM(<sup>137</sup>Cs 661 keV  $\gamma$ に対して)。

### 遮蔽体

- ステンレス製容器に鉛を鋳造したもの。
- 寸法：265 mm<sup>φ</sup>内径×350 mm×30 mm（鉛の実効寸法）

γ線分析器の外観を Fig.2 に与える。ゲルマニウム検出器、シンチレーション・カウンターおよび遮蔽体は可搬型の支持枠上に組み立てられている。シンチレーション・カウンターを格納した遮蔽体は2本のガイド棒の助けを借り、ゲルマニウム検出器を覆う形に設置されている。高さ調節用のネジによりゲルマニウム検出器素子の中心を、シンチレーターのγ線入射孔の中心線上に合わせる。シールド側面のγ線コリメーターは線源-検出器距離により調整するべく交換可能である。以下の測定は、線源-ゲルマニウム検出器表面距離20 cmで行った。その際線源がシンチレーターを直接見込まないようにコリメーターで絞り、またコリメーター自身の手端による散乱を抑えるため内面にテーパーを施した。

Fig.3 にコンプトン散乱事象を削減するための回路のブロック図を示す。NaI(Tl)シンチレーション・カウンターからの信号と同時計数するゲルマニウム検出器からの信号を、リニア・ゲートを用いて除去する。NaI(Tl)シンチレーション・カウンターのパルス閾レベルはエネルギーに換算して20 keVである。

Fig.4 (b)に<sup>137</sup>Cs 661 keV γ線に対するアンチ・コンプトン・スペクトルを示す。Fig.4 (a)のシングル・スペクトルと比較して、明らかにコンプトン・スペクトルが大幅に削減されている。Fig.6 にコンプトン削減比のエネルギー依存性を示す。この図から100 keV~400 keVという大部分のコンプトン領域で削減比が約8.5という高い値を持つことが判る。コンプトン端以上で削減比が悪くなるのは次の原因による。ゲルマニウム検出器壁の影響や、結晶中でのキャリアのトラップ等に起因して、全吸収過程においても線スペクトル以外にそのエネルギー以下の連続スペクトルが生ずる。また、ゲルマニウム検出器から後方散乱したγ線が一部γ線入射孔から逃げる場合やコリメーター、検出器壁等で小角散乱したγ線がゲルマニウム検出器で全吸収される場合には、シンチレーターで検知されないためそれらの事象を削除することはできない。

Fig.5 に<sup>60</sup>Coの1173と1332 keV γ線に対するアンチ・コンプトン・スペクトルを示す。<sup>137</sup>Csの場合と同様にコンプトン削減比をFig.6に示す。1173 keV γのコンプトン端（約960 keV）以下400 keV以上で平均8.0という高いコンプトン削減比が得られた。この値は設計の段階で用いたS=10に近く、我々の判定基準が第1近似として有効であることを示している。<sup>137</sup>Csでの考察と同様の理由からコンプトン端以上のエネルギーにおける削減比の低下を説明できる。400 keV以下で削減比の低下するのは別の原因による。ゲルマニウム検出器中で前方散乱したγ線は高いエネルギーを持つために、更にコンプトン散乱する確率が大きい。このうち小角散乱したγ線はシンチレーター中で有効な光を発生しないので、ゲルマニウム検出器のコンプトン散乱γ線による事象を除くことができない。

最後に、シンチレーターに対する遮蔽の効果について述べる。本分析器に用いられている遮蔽は<sup>137</sup>Csのγ線(661 keV)に対して1/33、<sup>60</sup>Coのγ線(1173 keVおよび1332 keV)に対して1/5.7にその強度を減衰した。その結果、ゲルマニウム検出器に対するシンチレーション・カウンターの計数率をそれぞれのγ線に対し10倍以下に抑えることができ、我

々の目的をほぼ満たしている。

### 3. ペア・スペクトロメーター

$\gamma$ 線のエネルギーが  $2mc^2$  を越えると電子・陽電子対生成が光電効果と競合し始める。検出器の中で作られた陽電子は減速されついでには電子と遭遇して消滅する。この際放出される2個の光子は等しく  $mc^2$  のエネルギーを持つ。これらの2個の光子が共に検出器の外に逃れた場合にはダブル・エスケープ・ピーク (D.E.P.) として観測され、1個の光子が検出器に吸収された場合はシングル・エスケープ・ピーク (S.E.P.) として観測される。光電効果の断面積は  $\gamma$ 線のエネルギーと共に  $E^{-3/2}$  に比例して減少するが、対生成のそれは閾値 ( $2mc^2$ ) を越えると急激に増加し光電効果をはるかに上まわる。従って高いエネルギーの  $\gamma$ 線に対しては D.E.P. あるいは S.E.P. を観測するのが有利になる。

ペア・スペクトロメーターは、D.E.P. のみを選別して記録する方式の分析器である<sup>5)</sup>。陽電子が消滅する時に放出される光子は互いに反対方向に進むので、通常は2個のシンチレーターでそれらを検知することによって対生成が起きたことを確認する。本分析器ではアンチ・コンプトン型分析器としての機能に重点を置いているためシンチレーターを分割することは避けた。そのかわりに我々は、陽電子消滅とコンプトン散乱の場合とでは蛍光の空間分布が異なることを利用して両者の識別を行う。まず、 $\gamma$ 線がゲルマニウム検出器と相互作用したのちにシンチレーターに  $2mc^2$  のエネルギーを賦与する事象を抽出する。これらの中には陽電子消滅に対応したものとコンプトン散乱した  $\gamma$ 線が偶然  $2mc^2$  に一致したものが含まれる。Fig.7はこの一例を示すものである。Fig.7(a)は R d Th からの  $2615.4 \text{ keV}$   $\gamma$ 線のシングル・スペクトルであり、Fig.7(b)はシンチレーターからの  $2mc^2$  相当の出力をゲートとしてゲルマニウム検出器からの信号を選別したものである。この図が示すようにコンプトン・スペクトルは D.E.P. 直下を除いて大半が除去される。しかし、D.E.P. 部分のピーク/バック・グラウンド比はシングル・スペクトルに比してほとんど改善されない。これは D.E.P. 部分とその連続バック・グラウンドに寄与する成分が、ゲート中でほぼ等しい比率を持つことに起因する。低エネルギー部分に残る連続スペクトルは、遮蔽体を含めての多重散乱と対生成に起因するものであり、後ほど言及する。

D.E.P. と重なる連続スペクトルを削減する方法を述べる前に、陽電子消滅とコンプトン散乱の場合とでの蛍光の空間分布の違いが、如何にシンチレーターの出力に影響を及ぼすかを実例で示す。Fig.8(a)はシングルの D.E.P. 部分と同時計数する、 $\gamma$ 線入射方向に対して後方に配置された2本のフォトマルからのスペクトルである。Fig.8(b)は D.E.P. よりエネルギーが僅かに低い場所にゲートを設けた場合のスペクトルであり、約  $2mc^2$  のエネルギーを持った散乱  $\gamma$ 線のスペクトルに対応する。Fig.9(a), (b)は前方の2本のフォトマルで同様の条件のもとで得られたスペクトルである。前方と後方のフォトマルとで対応するピークの波高値が異なるのは、ゲルマニウム検出器の挿入孔が非対称であり集光効率が異なるためである。Fig.8, 9においてスペクトル(a)(b)の差をとった(c)のスペクトルでは  $mc^2$  と  $2mc^2$  に対応したピークが

観測される。これらはゲルマニウム検出器でD.E.P.が観測された時、シンチレーター中で陽電子消滅の光子がそれぞれ1個および2個吸収された場合に相当する。Fig.8 (b), (c)の比較から陽電子消滅に対応する $2 m e^2$ のピークはコンプトン散乱のピークより波高値が大きいことが明らかである。同様に後方のフォトマルのスペクトルに関しても相違を認めることができる。我々はこの事実を利用して陽電子消滅かコンプトン散乱かの識別を行う。Fig.10はD.E.P.選別を行うためのブロック回路図である。この時に用いられたエネルギー選別のゲート信号は前方と後方のフォトマルからの信号で $2 m e^2$ に対応する部分(ゲート幅:波高値の20%)である。Fig.11 (b)はこの方法を用いて得たRdThの $\gamma$ 線のD.E.P.スペクトルである。Fig.11 (a)のシングル・スペクトルと比較することにより、本分析器のペア・スペクトロメーターとしての性能を次のように評価することができる。

相対検出効率(対シングル・スペクトル)	: 1/8
コンプトン・スペクトルの削減比(対シングル・スペクトル):	5 D.E.P.の位置 20 D.E.P.以外の位置

最後にD.E.P.から約1 MeV 下った所から始まる連続スペクトルについて一言説明する。エネルギーの高い $\gamma$ 線は前方方向で大きな散乱断面積を持つので、先ずゲルマニウム検出器で散乱し、次にシンチレーターでもう一度散乱、最後に遮蔽体で電子・陽電子対を作るという過程がかなりの頻度で起る。このような多段階過程のうち、コンプトン散乱でシンチレーターに $m e^2$ 相当のエネルギーを与え、更に陽電子消滅に際して放出される2個の光子の1個がそれに吸収される事象がFig.11 (b)に見られるコンプトン・スペクトルの残滓を形成する。この過程が始まる閾値は $3 m e^2$ であるが、対生成が強く起きるには $4 m e^2$ 程度のエネルギーを要する。現在我々は、これらの点に注意して多重散乱の影響を除くべく遮蔽体を改造中である。

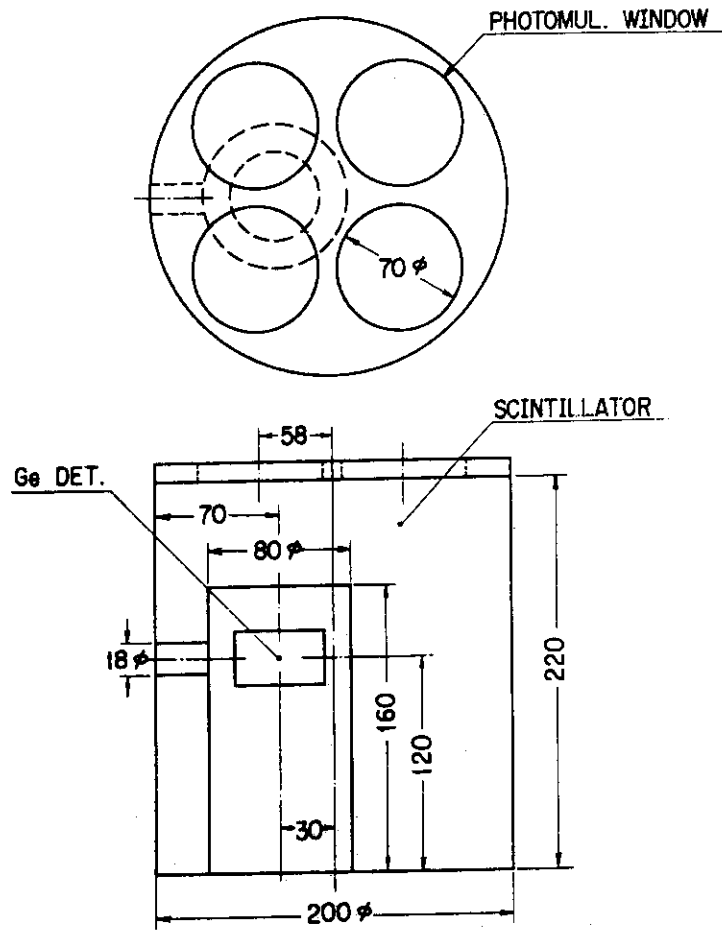


Fig.1 Schematic configuration of anti-Compton / pair spectrometer.

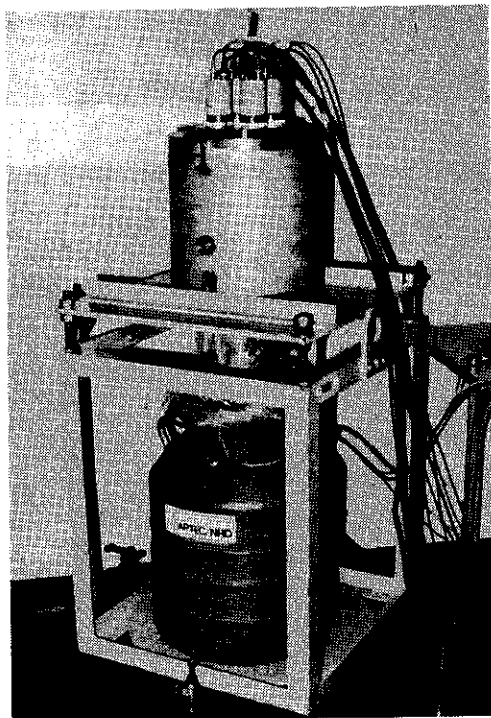


Fig.2 An anti-Compton / pair spectrometer.

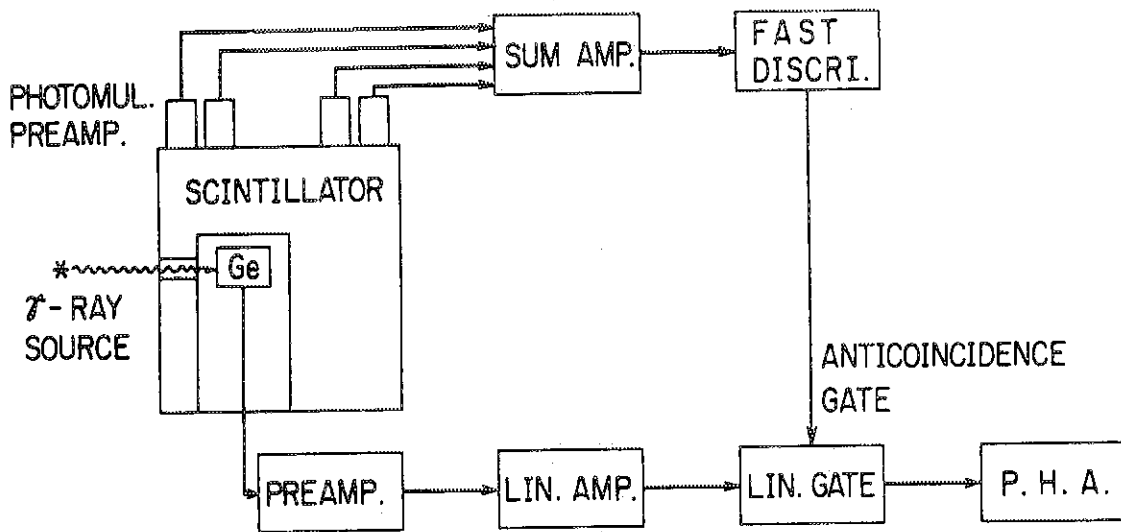


Fig.3 Logic circuits for anti-Compton spectrometer.

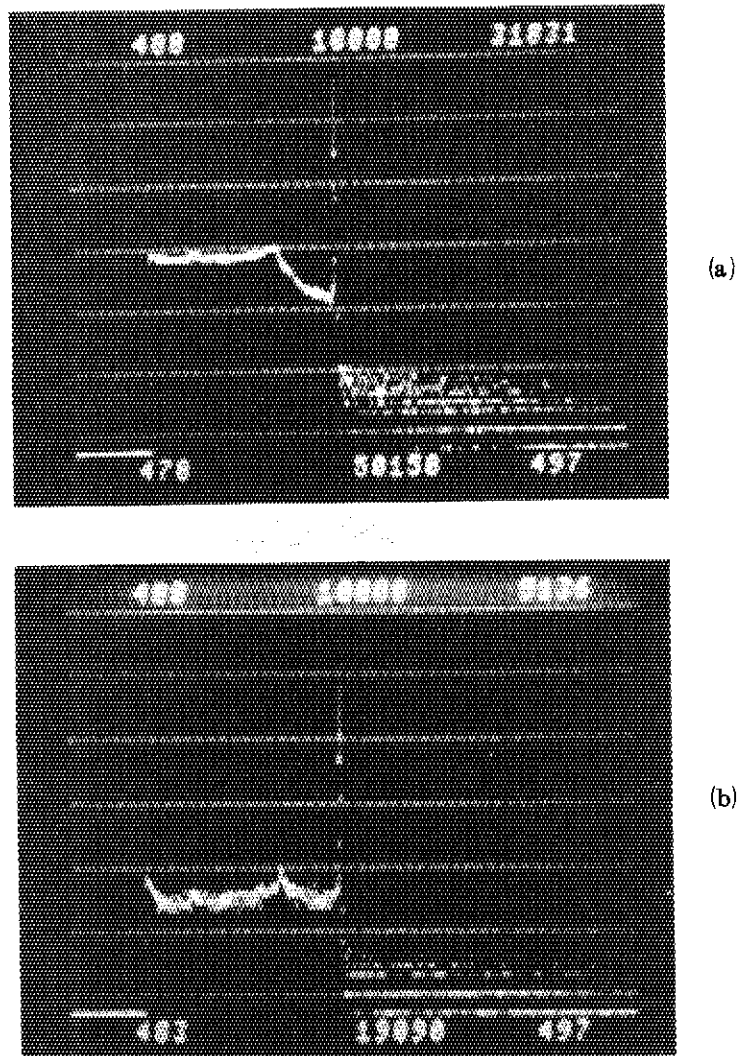


Fig.4 Gamma-ray spectra from the decay of  $^{137}\text{Cs}$ . (a) Single spectrum and (b) Compton-suppressed spectrum.

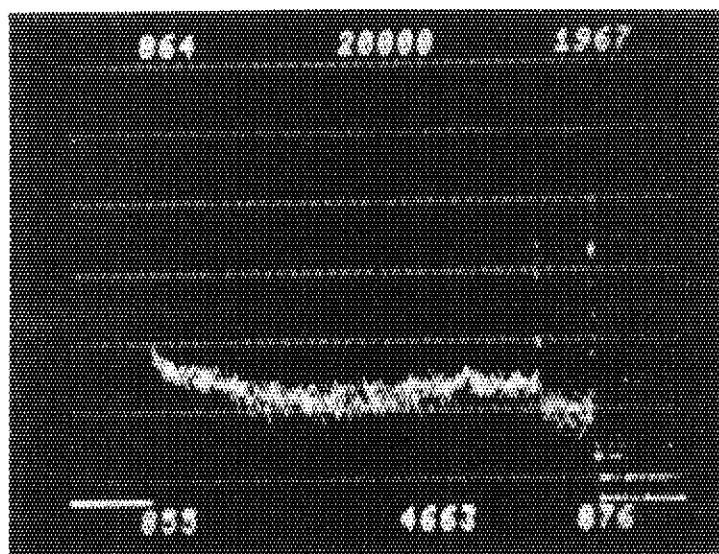


Fig.5 Compton-suppressed spectrum of gamma-rays from the decay of  $^{60}\text{Co}$ .

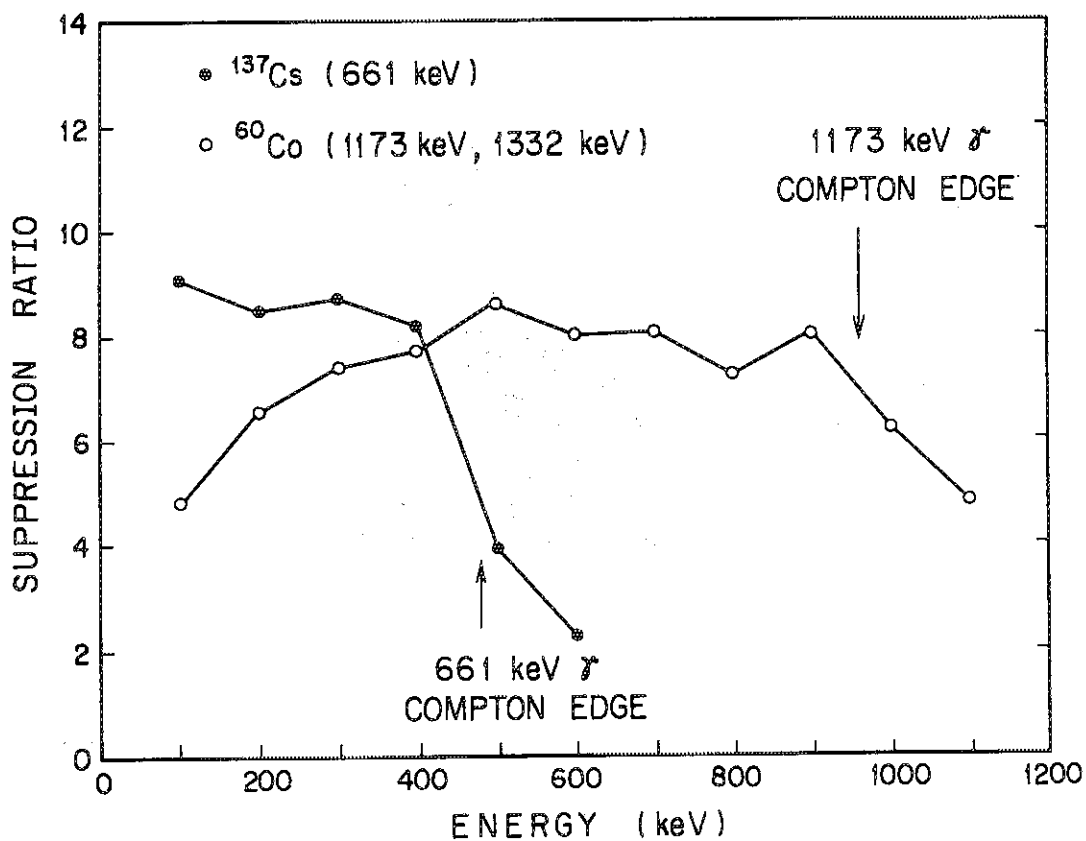


Fig.6 Energy dependence of Compton suppression ratio for gamma-rays from the decay of  $^{137}\text{Cs}$  and  $^{60}\text{Co}$ .

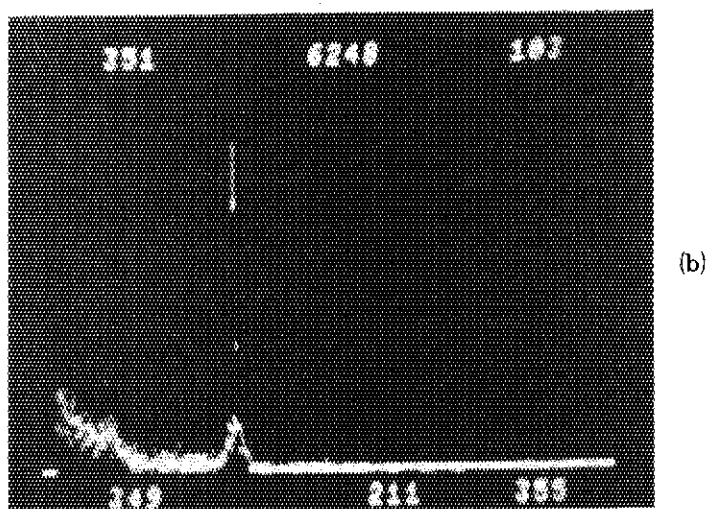
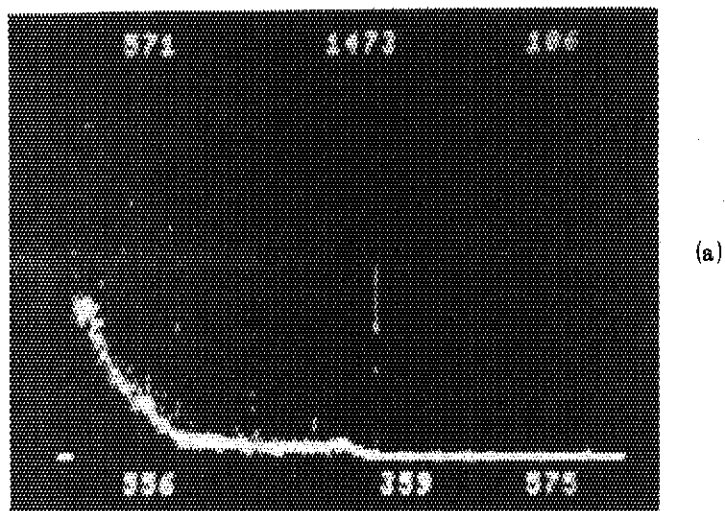


Fig.7 Gamma-ray spectra from the decay of RdTh. (a) Single spectrum and (b) coincidence spectrum with a single energy gate set on  $2m\text{c}^2$ .



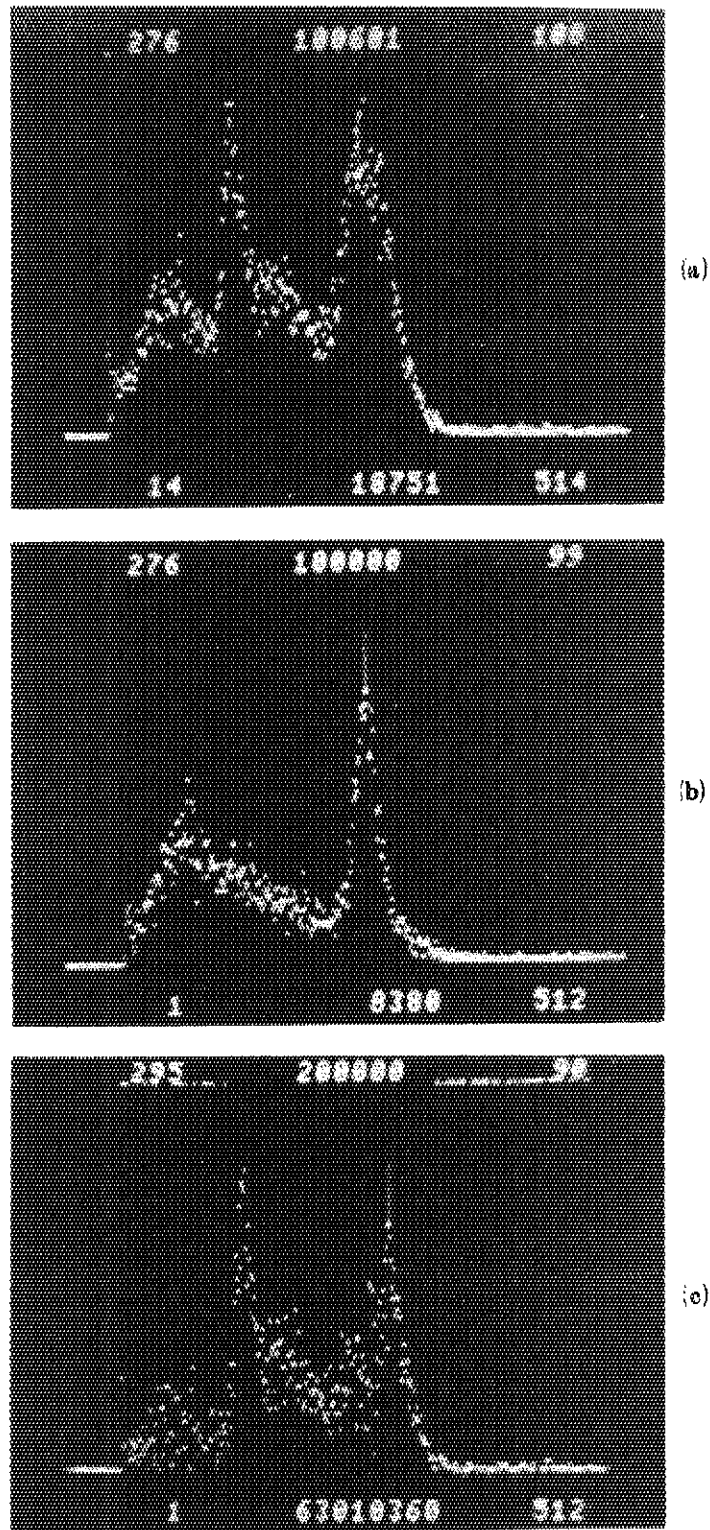


Fig.8 Gamma-ray spectra from two rear phototubes. (a) Coincidence spectrum with an energy gate set on the D.E.P. including Compton continuum, (b) coincidence spectrum with an energy gate set on Compton background near the D.E.P. and (c) difference between spectra (a) and (b).

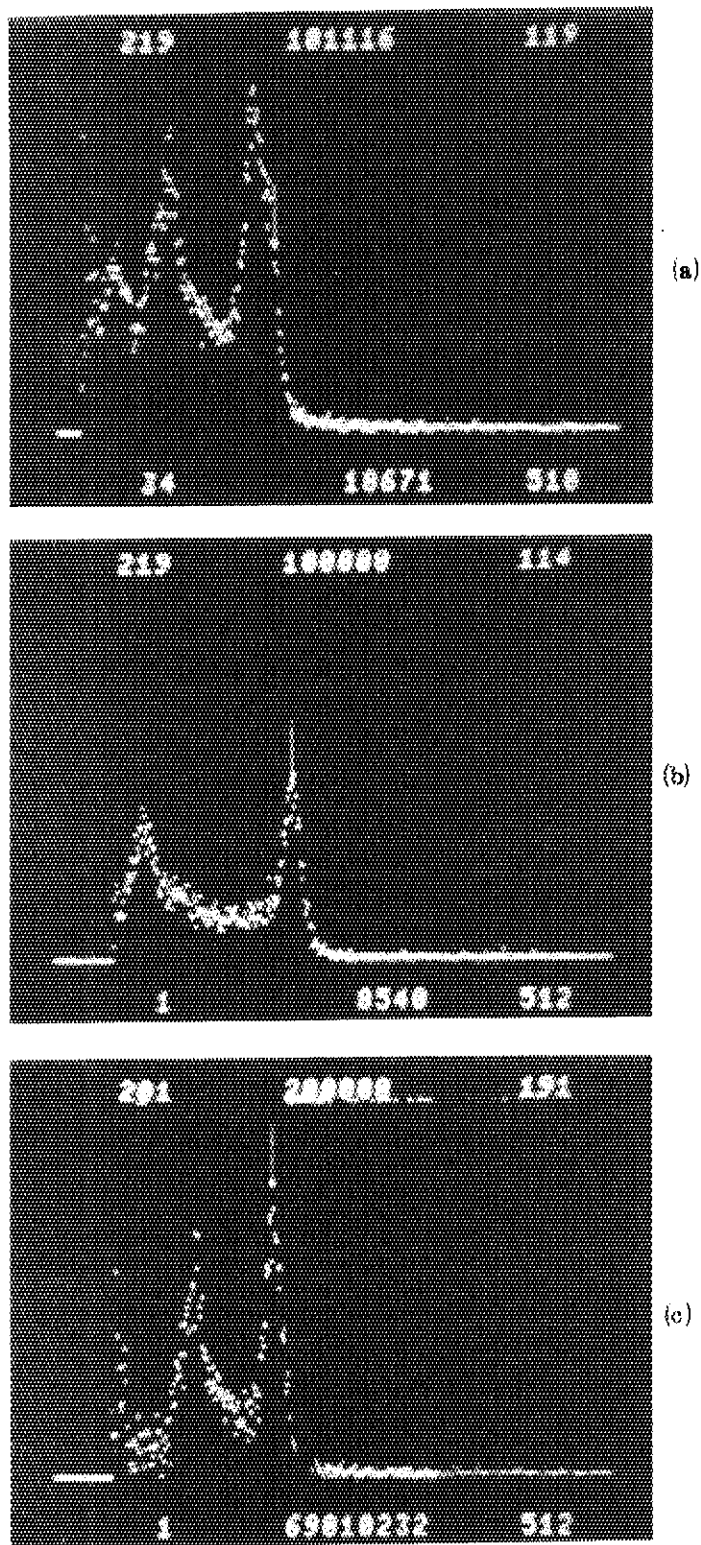


Fig.9 Gamma-ray spectra from two front phototubes. (a) Coincidence spectrum with an energy gate set on the D.E.P. including Compton continuum, (b) coincidence spectrum with an energy gate set on Compton background near the D.E.P. and (c) difference between spectra (a) and (b).

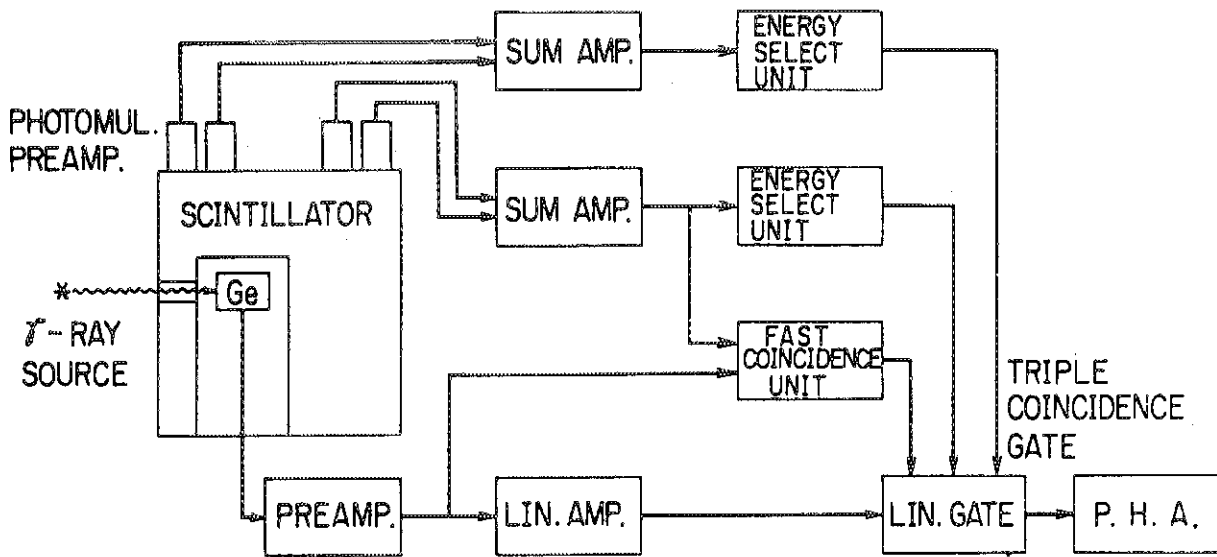


Fig.10 Logic circuits for pair spectrometer.

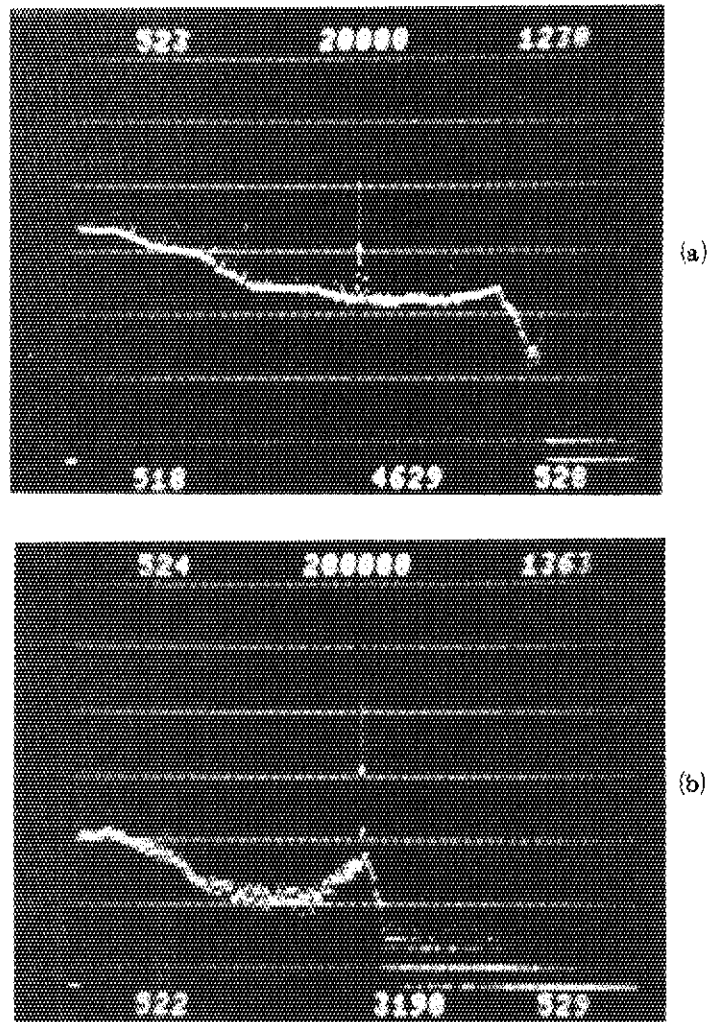


Fig.11 Gamma-ray spectra from the decay of RdTh. (a) Single spectrum and (b) pair-intensified spectrum.

References

- 1) W. Michaelis and H. Kupfer, Nucl. Instr. and Meth. 56(1967)181.
- 2) T. Lindblad, Nucl. Instr. and Meth. 154(1978)53.
- 3) H.J.A. Aarts, G.A.P. Engelbertink, C.J. Van der Poel, D.E.C. Scherpenzeel and H.F.R. Arciszewski, Nucl. Instr. and Meth. 172(1980) 439.
- 4) H. Hick and R. Pepelnik, Nucl. Instr. and Meth. 73(1969)240.
- 5) D.H. White and R.E. Birkett, Nucl. Instr. and Meth. 73(1969)260.
- 6) G.W. Grodstein, National Bureau of Standards Circular (1957)583.