

JAERI-M
89-042

ガンマ線生成断面積測定装置およびデータ処理

1989年4月

長谷川 和男*・水本 元治

JAERI-M レポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。
入手の間合わせは、日本原子力研究所技術情報部情報資料課（〒319-11 茨城県那珂郡東海村）
あて、お申しこしてください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11 茨城
県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

JAERI-M reports are issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Information Division, Department
of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun,
Ibaraki-ken 319-11, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1989

編集兼発行 日本原子力研究所
印 刷 山 田 軽 印 刷 所

ガンマ線生成断面積測定装置およびデータ処理

日本原子力研究所東海研究所物理部

長谷川 和男*・水本 元治

(1989年3月10日受理)

高速中性子入射により生成される連続エネルギー成分を持つ γ 線の生成断面積測定装置およびデータ処理コードを開発した。測定装置を原研タンデム加速器中性子ターゲット室に設置し、3"φ×6"のコンプトン抑止型NaI(Tl)検出器を用いて生成 γ 線波高分布を測定した。標準 γ 線源および $^{12}\text{C}(n, n'\gamma)$, $^{16}\text{O}(n, n'\gamma)$, $^{27}\text{Al}(p, \gamma)$, $^{19}\text{F}(p, \alpha\gamma)$ 反応による γ 線の測定から検出器応答行列の作成ならびに評価を行い、アンフォールディング法により γ 線エネルギースペクトルを得た。中性子束やサンプル原子数による規格化、サンプルの有限の大きさに起因する補正を施した後、 γ 線生成断面積を導出した。

この報告では、測定装置の概要および応答行列の作成法を含めた測定結果の解析手法を示した。

Detector System for Gamma-Ray Production Cross Section
Measurements and Data Analysis

Kazuo HASEGAWA* and Motoharu MIZUMOTO

Department of Physics
Tokai Research Establishment
Japan Atomic Energy Research Institute
Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received March 10, 1989)

A detector system for double-differential gamma-ray production cross section measurements has been installed in the JAERI Tandem Accelerator and data analysis computer codes have been developed. Gamma-ray pulse-height spectra have been measured by a 3" dia. \times 6" anti-Compton NaI(Tl) detector. Response matrix of the detector has been obtained and evaluated by some pulse-height spectra using standard gamma-ray sources and reaction gamma-rays such as $^{12}\text{C}(n, n'\gamma)$, $^{16}\text{O}(n, n'\gamma)$, $^{27}\text{Al}(p, \gamma)$, and $^{19}\text{F}(p, \alpha\gamma)$. Gamma-ray production cross sections have been deduced by means of unfolding and normalization of neutron flux and number of sample atoms.

In this report, outline of the detector system and process of data analysis have been presented.

Keywords: Gamma-ray Production Cross Section, Neutron, Tandem, NaI Detector, Anti-Compton, Response matrix, Unfolding

* Tohoku University

目 次

1. はじめに	1
2. 実験配置	3
2.1 γ 線検出器	3
2.2 γ 線検出器遮蔽体	4
2.3 中性子源	4
2.4 中性子検出器	4
2.5 サンプル	5
3. 回路構成	8
4. 検出器応答行列	11
4.1 概要	11
4.2 全エネルギーピーク部分	12
4.3 シングルエスケープピーク部分	13
4.4 コンプトン連続部	13
4.5 応答行列の検証	14
5. データ解析	26
5.1 波高分布のチャンネルの調整	26
5.2 ビームのタイミングに依存しない成分の差し引き	26
5.3 ビームに関するバックグラウンドの差し引き	26
5.4 バンチングおよびアンフォールディング	27
5.5 規格化およびサンプルサイズ効果の補正	27
6. おわりに	35
謝辞	35
参考文献	36

Contents

1. Introduction	1
2. Experimental arrangement	3
2.1 Gamma-ray detector	3
2.2 Shielding system for gamma-ray detector	4
2.3 Neutron source	4
2.4 Neutron detector	4
2.5 Sample	5
3. Electronics	8
4. Detector response matrix	11
4.1 Outline of response matrix	11
4.2 Full energy peak	12
4.3 Single escape peak	13
4.4 Compton continuum	13
4.5 Check of the response matrix	14
5. Data analysis	26
5.1 Channel adjustment of the pulse height distributions	26
5.2 Subtraction of time-independent background	26
5.3 Subtraction of backgrounds related to incident beam	26
5.4 Bunching and unfolding	27
5.5 Normalization and correction	27
6. Conclusion	35
Acknowledgement	35
References	36

1. はじめに

高速中性子は、物質と弾性・非弾性散乱、荷電粒子放出、捕獲等の相互作用を行う。これらの反応では、高いエネルギー状態にある残留核が γ 線を放出してより安定な状態に遷移する場合が多く、これに伴う γ 線に対する注意も必要となる。このため、発生する γ 線の遮蔽や熱の除去などを考慮しなければならない場合も生じてくる。とりわけ将来のエネルギー源候補として研究開発が進められている核融合炉では、その高速中性子束は核分裂炉に比較して格段に高く、遮蔽材や構造材での γ 線生成の影響を避けて通ることはできない。このとき、標準 γ 線源から放出されるような線エネルギースペクトルである「離散成分」の γ 線に限らず、連続なエネルギー分布を持つ「連続成分」の γ 線も生成される。工学的な応用を目的とする場合、生成する γ 線全体に対して遮蔽の対策が必要である等の理由から、連続成分も含めた評価済み中性子核データの整備が進められている。しかし、測定データは、検出器応答行列が必要であるなどの問題があり、離散成分の測定に比べて非常に少ないのが現状である。

γ 線生成断面積の測定は、電子リニアックによる連続中性子源や、 $D(d, n)$ 反応や $T(d, n)$ 反応などの単色中性子源を用いて行われてきた^(1, 2)リニアックを用いた測定では、広い中性子エネルギー範囲に渡るデータが得られる反面、統計との兼ね合いから中性子エネルギーの分解能を余り高く取れない点や、サンプルで散乱された中性子に起因するバックグラウンドを直接的に評価できない⁽³⁾等の欠点を有す。単色中性子源を用いた測定は、中性子エネルギー分解能が一般的に高く、バックグラウンドの差し引きや補正などにも一貫性を持ち、得られるデータの信頼性は高い。しかし、発生可能な単色中性子のエネルギーは、使用する加速器と中性子生成反応に依存し、測定データは $d-T$ 中性子による14 MeV付近や $d-D$ 反応を用いた8 MeV以下であった。この間のエネルギー領域の測定結果は、高速中性子核データ評価の基礎および検証として有用であり、 $D-T$ 核融合炉で発生する14 MeV中性子の輸送計算などの不確かさの減少には不可欠であるのにもかかわらず、皆無に等しい状況である。この大きな理由のひとつとして、単色中性子発生に一般的に使用される静電型加速器のターミナル電圧（これが粒子の加速電圧に対応する）が、多くの場合6 MV程度以下であることが指摘されている。我々は、ターミナル電圧が20 MV近傍にまで可能な原研タンDEM加速器の大きな特徴を生かし、核融合炉構造材の候補材について γ 線生成断面積の測定を行ってきた。

本報告は、工学的に重要な10 MeV前後の中性子による連続 γ 線を対象とし、その生成断面積測定の実験ならびにデータ解析についてまとめたものである。実験の配置および回路構成について一般的な留意点を含め、それぞれ第2章ならびに第3章で述べる。Fig. 1は、データ解析の全体の流れを示したものである。連続スペクトル測定に際しては、検出器の応答行列の作成が大きな比重を占めるために第4章で取り上げ、測定データの解析自体は第5章で述べる。

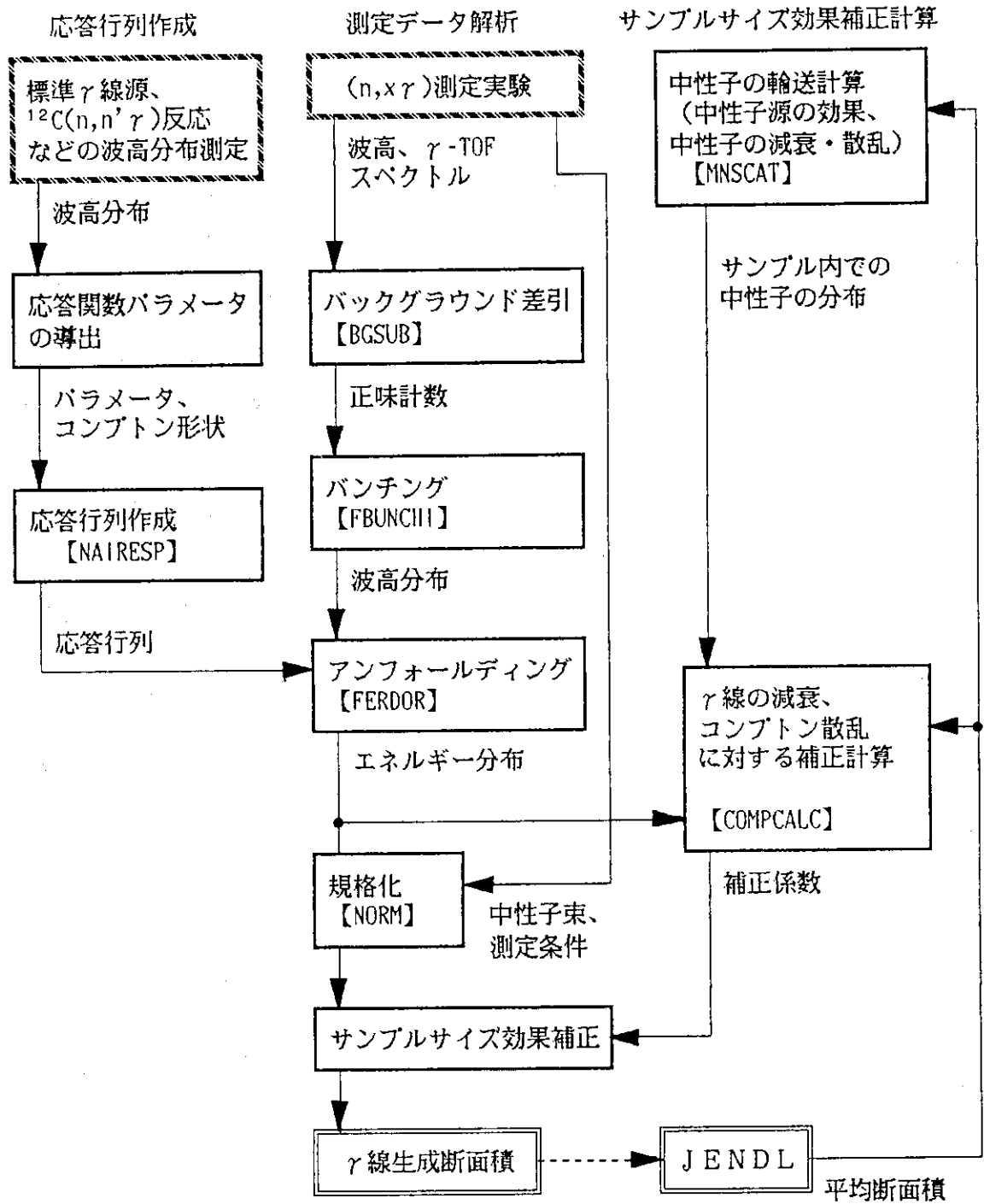


Fig. 1 Flow of the data analysis for (n, xγ) experiments

2. 実験配置

原研タンDEM加速器中性子ターゲット室に設置された実験装置の配置図をFig. 2に示す。中性子とサンプル（測定試料）との相互作用で発生した γ 線の波高分布は、遮蔽体に収められたNaI (Tl) 検出器で測定される。中性子源より生成した中性子はNE 213液体シンチレーションカウンタにより測定され、エネルギーおよび断面積導出のための照射中性子束が得られる。

第2章では、こうした実験配置に関連する項目について述べる。

2.1 γ 線検出器

γ 線エネルギースペクトルの測定には、一般的にゲルマニウム検出器やNaI(Tl)シンチレーション検出器が使用される。⁽⁴⁾ゲルマニウム検出器はエネルギー分解能が高く、 γ 線エネルギーの決定に優れるために離散成分の詳細な測定には有効である。しかし、検出効率（ピーク効率）がシンチレーション検出器と比較して極めて小さく、その差は γ 線エネルギーが高くなる程に顕著となり、十分な統計を得るにはより長時間の測定が必要とされる。

高速中性子と物質との相互作用で発生する γ 線の最大エネルギーは、入射中性子と同じ程度のエネルギーであり、ここでは10 MeV前後までを考慮しなければならない。こうした高エネルギーで且つ連続エネルギーを対象とした測定では、エネルギー分解能を第一義に取るよりも、高い検出効率で測定を行う方がデータの質の上から有効である。連続分布では第4章で述べるように波高分布からエネルギー分布への変換が必要となり、不十分な統計では得られる解に振動を生じたり大きな誤差を伴う場合が多く、統計の向上が重要な課題となる。しかも連続分布であるために、エネルギー分解能が高くてもそれを生かすきれないことになる。こうした理由から、測定には比較的大型で高い検出効率の期待される3"φ×6"のNaI(Tl)シンチレーション検出器を使用した。以下この検出器を「主検出器(Main Detector)」と呼ぶことにする。

主検出器に単色エネルギーの γ 線が入射した場合でも、測定される波高分布は全エネルギーピーク部分の他に、検出器内でのコンプトン散乱による低い波高の連続成分や、電子対生成反応に伴うエスケープピーク等の複雑な様相を示す。(これを検出器の応答と呼ぶ。)これらの寄与はアンフォールディングで除かれてエネルギースペクトルが得られるが、このとき必要な応答関数の形状を単純化するために、主検出器はコンプトン抑止型(Anti-Compton)とした。主検出器を大型の環状検出器(ここでは10"φ×10"のNaI検出器)で取り囲む構成とし、コンプトン散乱や電子対生成に伴う γ 線が逃げた場合に、主検出器の波高データの取り込みを抑制するものである。コンプトン抑止型を使用しない場合、 γ 線エネルギー3 MeV以上でシングルおよびダブルエスケープピークが顕著となり、全エネルギーピークの数倍の大きさにもなる。⁽⁵⁾しかしここで使用した主検出器では、ダブルエスケープピークは無視しうる程に小さく、シングルエスケープピークも全エネルギーピークの高々20パーセントであり、コンプトン連続部の減少と相まって全エネルギーピーク部分が強調された形の応答が得られた。これにより応答関数作成に際し、パラメータの決

定および検証が容易に行えるようになった。

2.2 γ 線検出器遮蔽体

γ 線検出器周囲の遮蔽体は、バックグラウンドを低減させ測定のS/N比向上を図る上での重要なポイントとなる。この実験のような中性子場での γ 線の測定では、中性子と γ 線いずれに対する遮蔽も考慮しなければならない。ここでは検出器の周囲に鉛の層(10 cm)を、さらにその外側に含ホウ素パラフィン層(約35 cm)で遮蔽を施した。速中性子は主にパラフィン中の水素との弾性散乱でエネルギーを失い、この減速中性子はホウ素の持つ大きな吸収断面積で吸収される。この減速吸収の過程で発生する γ 線や実験室内の γ 線は、鉛の層で遮蔽される。

一次中性子の γ 線測定孔からの侵入および入口部分の照射を防ぐ目的で、鉄または銅製のシャドーバーを配置する。この時、シャドーバーは中性子源とサンプルいずれとも距離を取り、その大きさも最小限にすることで、シャドーバーで散乱された中性子がサンプルを照射しない様な配慮が必要である。サンプルを外した状態でビーム照射を行い、測定されるバックグラウンドを最小とするようにシャドーバーの構成および配置を決定した。

2.3 中性子源

エネルギー範囲8~14 MeVの単色中性子の生成反応として $T(p, n)^3\text{He}$ や $D(d, n)^3\text{He}$ 反応が候補として挙げられる。^(6,7)前者はブレークアップ中性子の生成が少ないためにS/Nの点で良好な中性子源である⁽⁷⁾が、生成断面積が小さい上に放射性トリチウムの取り扱いの問題があり、ここでは $D(d, n)^3\text{He}$ 反応を使用した。

標的である重陽子数を高めるために加圧ガスターゲット(約2気圧)とし、Fig. 3にその構造を示す。重水素ガスとビームラインの真空系との分離は、厚さ5 μm のモリブデン箔とバイトン製Oリングで行なっている。ビームストップにはバックグラウンド中性子の生成を抑制するために高い原子番号を持つ「金」を使用し、入射重陽子が完全に停止する厚さ(1.5 mm)とした。ガスセルは照射ビーム電流測定のためにビームダクト等から絶縁を施し、セル直前の電極間とに印加した電圧(300 V)により二次電子の逃げを抑制している。セル中の重水素の圧力ならびに温度は、それぞれ半導体圧力ゲージおよび熱電対で測定を行い、標的重水素の原子数導出に使用した。

発生する中性子エネルギーは、重陽子の加速エネルギーとビーム入射窓や重水素ガス中でのエネルギー損失⁽⁸⁾、および反応のQ値をもとに運動学的な計算⁽⁹⁾で導出される。

2.4 中性子検出器

中性子源から生成される中性子束やエネルギーを検出器で直接測定し、実験条件から導出される値と比較することは、実験の信頼性向上の点からも不可欠な要素である。ここでは高速中性子測定としては一般的なNE 213液体シンチレーションカウンタを使用し、中性子エネルギースペクトルは飛行時間法により測定した。壁や床などからの散乱中性子や周囲の γ 線の入射を防ぐた

め、鉄および鉛で中性子源のみを望むように遮蔽を行った。

測定されたTOFスペクトルから、 0° における発生中性子数 n (#/sr) は次式により求められる。

$$n = \frac{\sigma(0^\circ)}{\sigma(\theta)} \times \frac{A}{\epsilon \Omega_d} \quad (2-1)$$

ここで、

$\sigma(\theta)$: 角度 θ での中性子生成の微分断面積⁽⁶⁾ (cm^2/sr)

A : 中性子TOFスペクトルにおけるd-D反応中性子のピーク面積

ϵ : 検出効率 (モンテカルロコードO5S⁽¹⁰⁾により導出)

Ω_d : 検出器が中性子源に対して張る立体角 (sr)

d-D反応の生成断面積はFig. 4のように前方に鋭いピークを持ち、統計の点からはこの位置が有利であるが、角度に対する収率の勾配が大きく、検出器設置角度の測定誤差が中性子束導出の際の大きな誤差を与える。しかし、放出角度 60° 付近では勾配が緩やかであり、統計的に十分な計数が得られる場合は前方よりも有利である。以上の点から、中性子検出器の設置角度としては 60° 前後を、中性子源からの距離は中性子飛行時間の分解能や計数率、実験室の広さ等から決定した。Fig. 2に示した位置はその一例である。

2.5 サンプル

角度分布測定の際にサンプルを見込む形が変化せず、補正計算にも体系の記述が容易である等の理由から、サンプルの形状には円柱形を採用した。

測定での統計精度を向上する観点からは、原子数が多い大きいサンプルが有利であるが、サンプル内での中性子や γ 線の減衰などの補正も同時に大きくなる。また、高い中性子束を得るためにサンプルと中性子源との距離を近付けた場合には、中性子源の持つ角度分布やエネルギーの広がりの影響を大きく受けるようになる。従って、サンプルの大きさや距離の設定は、統計と他のマイナス要因との兼ね合いとなる。ここでは予備実験から得られた計数率やマシンタイムの制約を考慮し、サンプルの大きさを $3\text{ cm}\phi \times 3\text{ cm}$ 、中性子源とサンプルとの中心間距離を 9.7 cm とした。

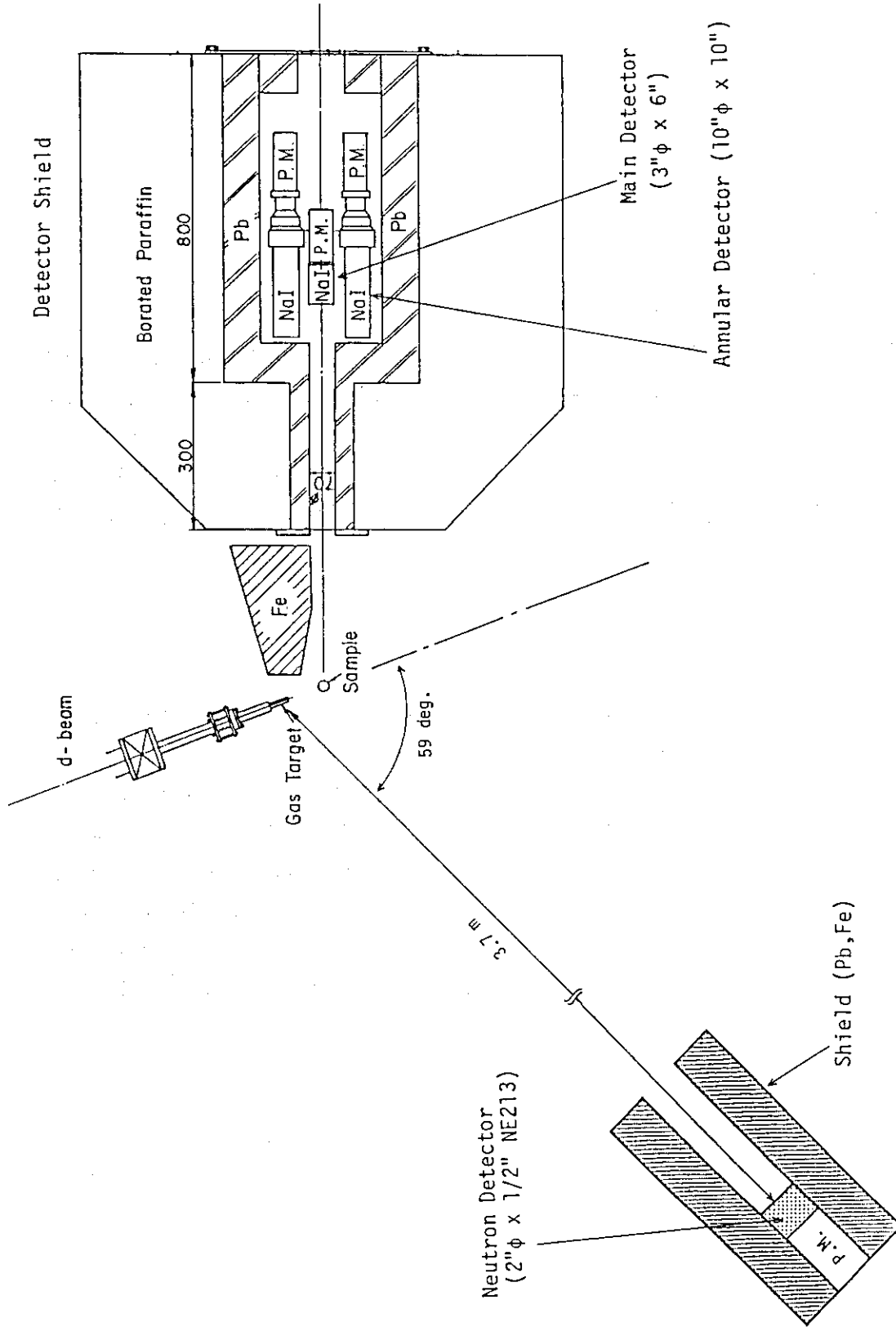


Fig. 2 Experimental arrangement

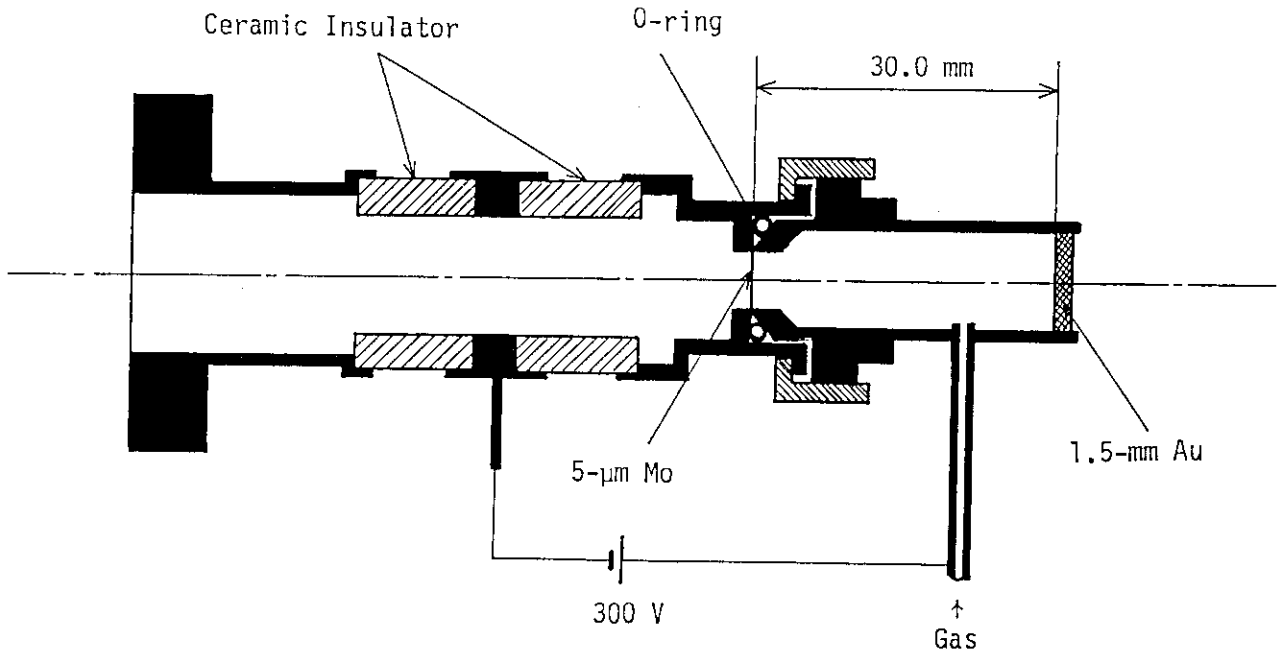


Fig. 3 Cross sectional view of the gas cell target

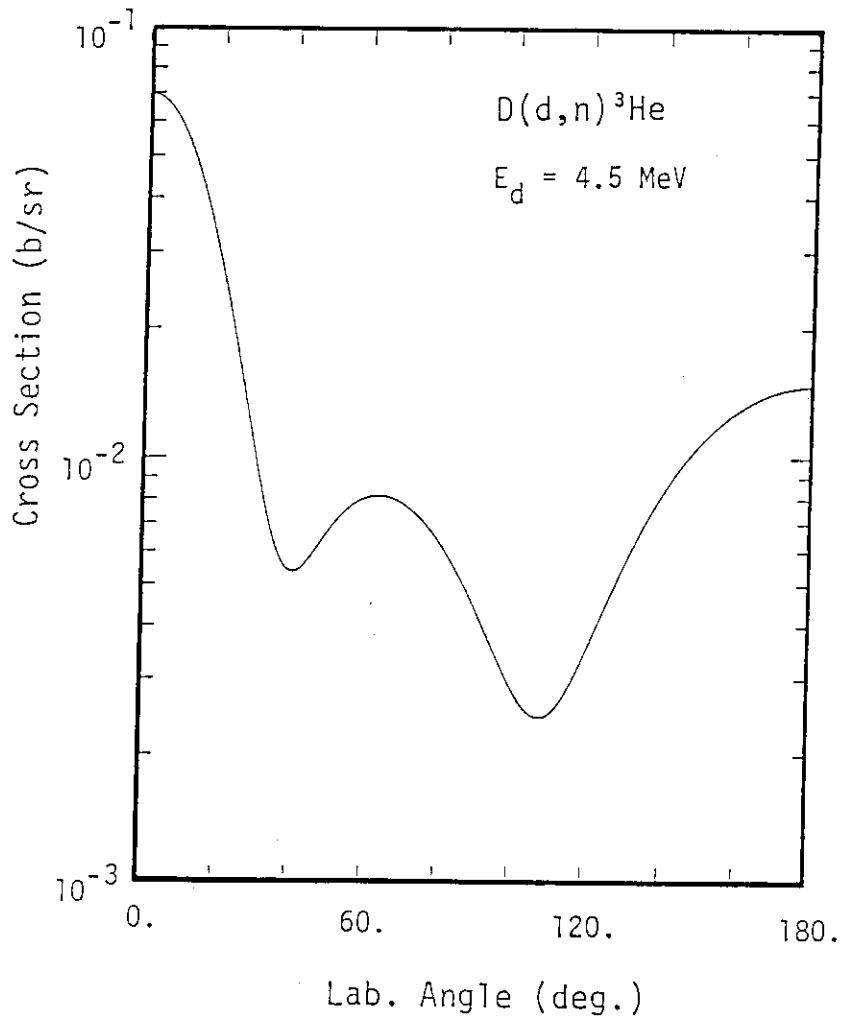


Fig. 4 Angular distribution of the $D(d, n)^3\text{He}$ reaction at $E_d = 4.5 \text{ MeV}$

3. 回路構成

Fig. 5 に γ 線検出器系および中性子検出器系の回路構成を示す。

γ 線の生成は中性子入射後ナノ秒以内に多くの場合完了するために、ビームのパルス幅 (~ 3 nsec) のスケールから見た場合、同時とみなすことができる。従って、サンプルで散乱された中性子が検出器周囲で生成する γ 線は、一次中性子がサンプルで生成した γ 線より、散乱中性子の飛行する時間だけ遅れることになる。リニアックの白色中性子源では評価が困難である散乱中性子による γ 線バックグラウンドを、この時間差を利用して除去することが可能となる。このためにはビームのパルス幅や検出器の時間分解能 (数 nsec) に比べて飛行時間の差が十分大きくなければならず、10 MeV の中性子と γ 線の飛行時間差が約 20 ns/m であることから、飛行距離は 50 cm 以上は必要である。ここでは検出効率の低下も考慮し、サンプルから主検出器までの距離を 85 cm とした。

図中の点線内に囲んだ γ -TOF 部は、こうした飛行時間を利用したバックグラウンド除去のための回路構成である。主検出器のアノードからの fast タイミング信号とビームピックアップリングからの信号との時間差を取ることで、 γ 線とビーム (生成する中性子) との時間関係を示した Fig. 6 のスペクトル (γ -TOF スペクトル) が得られる。このスペクトルにおいて、ビームとタイミング信号との時間関係に従い、次の 3 つのタイミングゲートをタイミングシングルチャンネルアナライザ (TSCA) により設定した。

- (1) γ -gate : 主に中性子とサンプルとの相互作用で生成した γ 線成分
- (2) n-gate : γ -gate の部分より時間的に遅れて到来した γ 線で、中性子がサンプルや周囲の構造材で散乱され、検出器自身やその周囲の物質と相互作用して生成した γ 線成分
- (3) BKG-gate : ビームとの時間相関が殆どない γ 線で、主に天然もしくは人工の放射性核種からの γ 線成分

Fig. 6 より散乱中性子による γ 線が、サンプルからの γ 線と時間的に分離されていることが解る。

主検出器のダイノードから得られる slow な波高情報を ADC を介して取り込み、各 gate に対応する γ 線の波高分布が得られる。この内、主に γ -gate 内の波高分布が断面積導出に使用されるが、 γ -gate のタイミング幅内にも時間相関のない γ 線が同時に検出されることから、この差し引きに BKG-gate 内の波高分布も使用する。この解析手法については第 5 章で述べる。

環状検出器には 4 本の光電子増倍管を使用しており、光電子増倍管ベース内に組み込まれた増幅器でそれぞれ数ボルト程度まで増幅される。この 4 本の信号はアナログ的な和を取った後、アンチコンプトン用の信号として使用される。主検出器のダイノード信号からの fast bipolar パルスにより、波高情報取り込み用のゲート信号が通常は得られる。しかし環状検出器からの信号はこのゲート信号の生成を抑え、波高情報の取り込みを抑制するように働く。

中性子検出系には通常の n- γ 弁別法を用いた中性子飛行時間 (TOF) 法を使用しており、その詳細は割愛する。

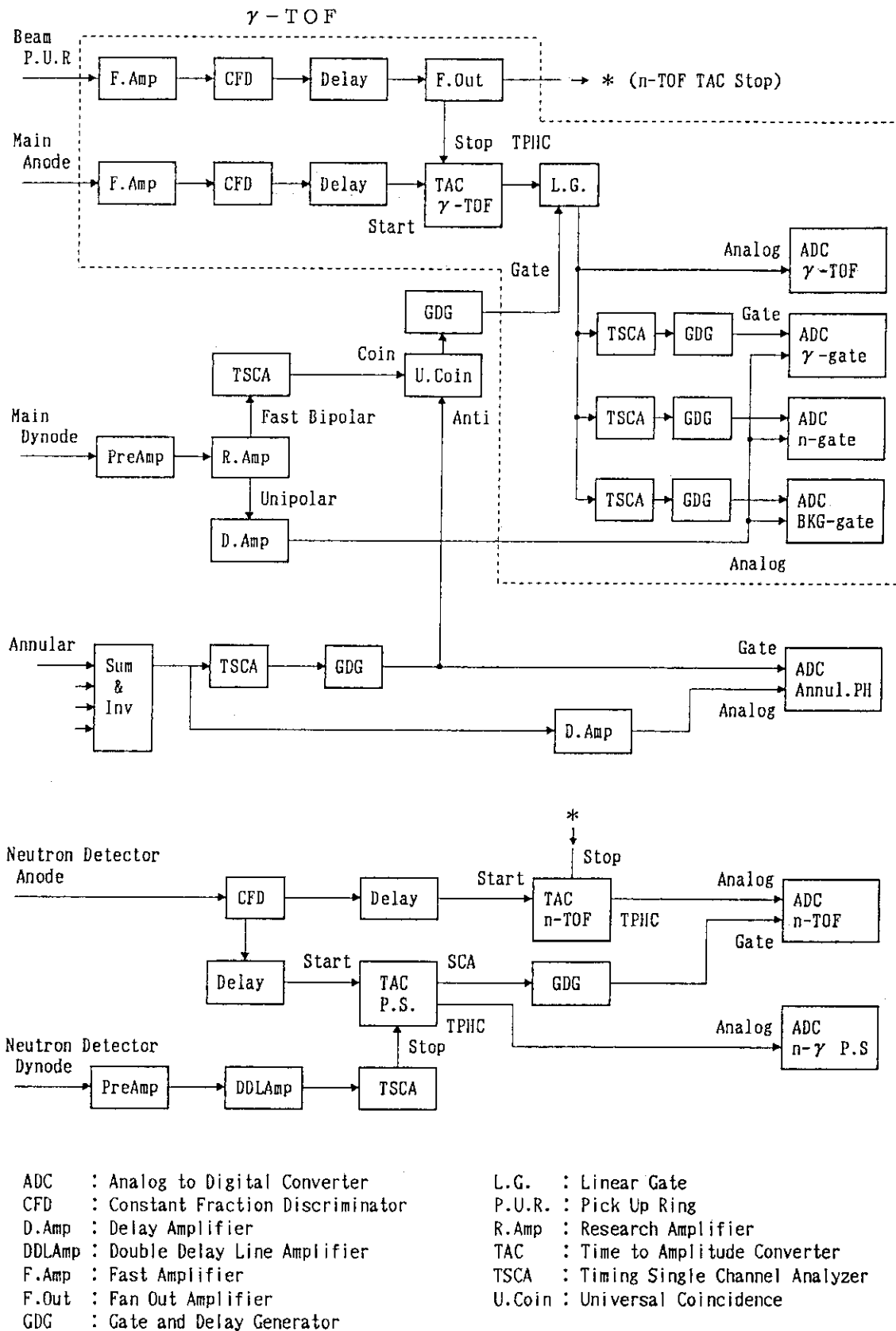


Fig. 5 Block diagram of the electronics

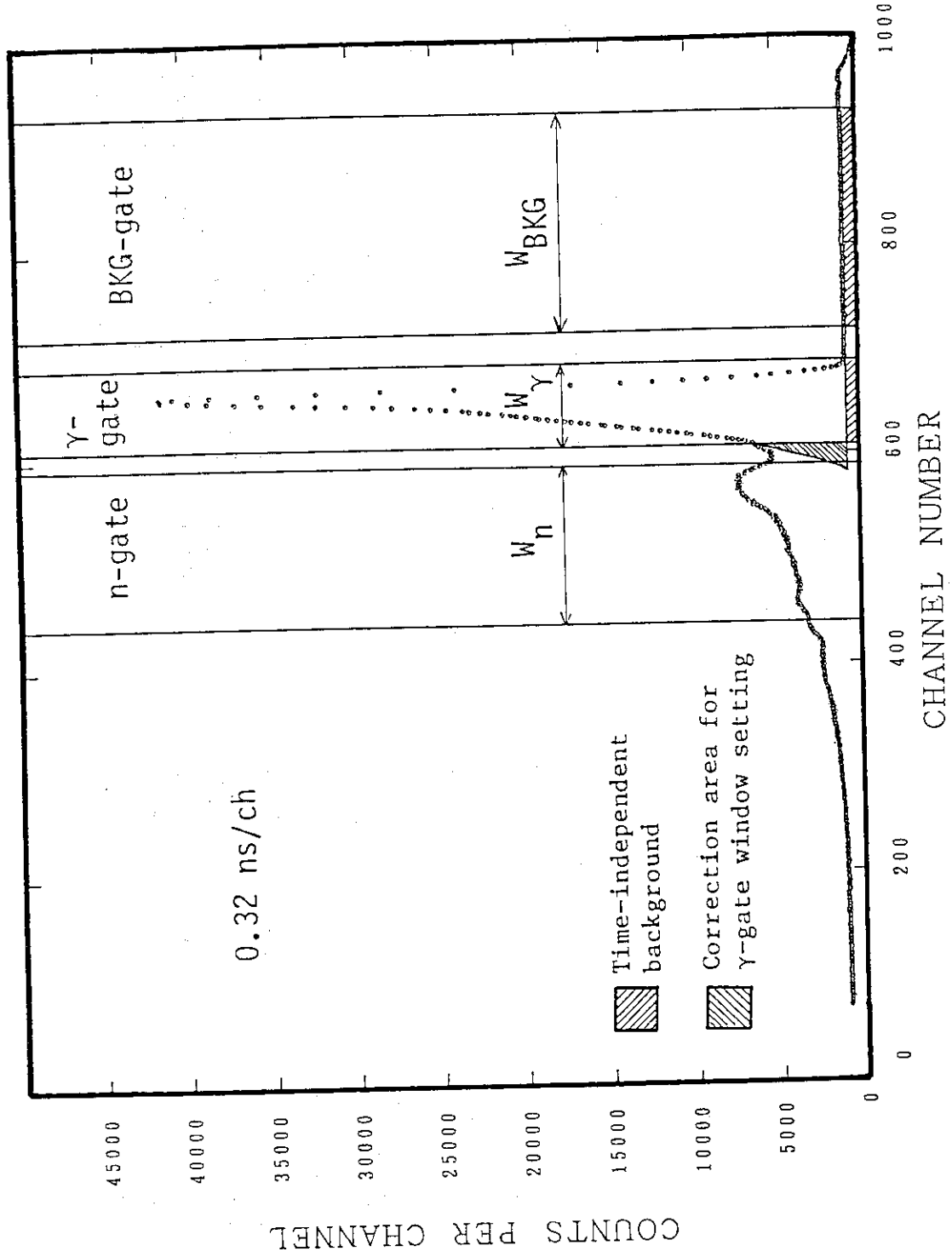


Fig. 6 γ -TOF spectrum and timing window

4. 検出器応答行列

4.1 概要

離散エネルギー成分の γ 線の場合、測定された波高分布のピーク面積をピーク効率で割ることで、発生した γ 線の強度を求めることができる。しかし2-1節で述べたように、単色の γ 線が検出器に入射しても単色でない応答を持ち、連続エネルギー成分ではそれらの重なり合いとして波高分布が測定されるために、効率で割るだけの方法では γ 線強度を求めることはできない。高いエネルギーの γ 線が低い波高成分へ与える寄与も知らなければならず、数多くのエネルギー点での単色 γ 線に対する応答関数の組、いわゆる「応答行列」を用い、「アンフォールディング」などの手法により波高分布からエネルギー分布を導出しなければならない。このようにピーク効率のみで解析可能な離散成分の測定と比較し、必要な情報ならびにデータ処理が増大し、連続エネルギースペクトルの測定を困難なものにしていた。この章では、連続成分測定での大きな特徴ともいえる応答行列の作成について、多少詳しく述べる。

応答行列はモンテカルロ法により作成する方法と、単色の γ 線源の測定結果より作成する方法とに大別される。モンテカルロ法では任意の γ 線エネルギーに対応する応答関数が得られるが、検出器周囲の物質による散乱やアンチコンプトンの効果など、個々の検出系に大きく依存する特性までを再現するには難しい面も多い。後者は、実際の検出器や回路系を使用して測定を行い、波高分布から応答行列を作成するために適合性は高いが、得られる単色 γ 線のエネルギーに制約があり、測定可能な応答行列のみでアンフォールディングを行うには不十分である。そこで、測定された波高分布間の内挿を利用し、測定されていないエネルギー点での応答関数を作成することでこの欠点を補った。内挿法を用いた応答行列の作成は、 γ 線エネルギー2 MeV程度まではHeathらにより行われているが⁽¹¹⁾、ここではコンプトン抑止型検出器を使用した10 MeV前後までのエネルギーを対象とした。同様な手法を用いた応答行列の作成は東京工業大学の清水ら⁽¹²⁾により行われており、良好な結果が得られている。

測定された波高分布を全エネルギーピーク部分、シングルエスケープピーク部分、コンプトン連続部の3つに分割し、それぞれの部分のエネルギー依存性を調べて内挿を行い、最後に各部を再び合成することで途中のエネルギーに対する応答関数を作成した。

γ 線エネルギー2 MeV以下の測定には、 ^{137}Cs 、 ^{22}Na 、 ^{60}Co 、 ^{88}Y の γ 線放出数の既知なる標準線源を使用した。放出される γ 線のエネルギー、放出率、核種の半減期をTable 1に示す。エネルギー2 MeV以上には ^{24}Na の線源、高速中性子による $^{12}\text{C}(n, n'\gamma)$ や $^{16}\text{O}(n, n'\gamma)$ 反応、陽子ビームによる $^{19}\text{F}(p, \alpha\gamma)$ や $^{27}\text{Al}(p, \gamma)$ 反応を使用した。 ^{24}Na の線源は、原研120 MeV電子リニアックを用いて $^{27}\text{Al}(\gamma, 2pn)^{24}\text{Na}$ 反応により得られたものを使用した。高速中性子を用いた反応に対しては、 γ 線生成断面積測定のサンプルとして炭素あるいは水を使用することで測定を行った。陽子ビームを用いた測定は東京工業大学ベロトロン加速器に主検出器を持ち込み、原研タネム加速器ターゲット室とほぼ同一の配置ならびにアンチコンプトンの構成のもとで波高分布

の測定を行った。これらの γ 線のエネルギー、相対放出率および測定条件をTable 2に示す。
次節より各部の導出法について述べる。

4.2 全エネルギーピーク部分

全エネルギーピークは、近似的には次式で示されるガウス関数で表現される。

$$F(E) = \frac{\epsilon_F(E_T)}{(2\pi)^{1/2} \sigma} \exp\left(-\frac{(E-E_T)^2}{2\sigma(E_T)^2}\right) \quad (4-1)$$

ここでEは波高、 E_T は γ 線エネルギー、 $\sigma(E_T)$ はピーク幅を表す標準偏差であり、半値幅FWHMとは次の関係で結びつけられる。

$$\text{FWHM}(E_T) = 2(2 \ln 2)^{1/2} \sigma(E_T) = 2.355 \sigma(E_T) \quad (4-2)$$

全エネルギーピーク効率 $\epsilon_F(E_T)$ は、線源の位置から一本の γ 線が放出されたときに全エネルギーピークを形成する確率として与えるものとする。この定義では、ピーク効率は検出器のサンプル位置に対する立体角も含めた値を取り、これに基づいて作成された応答行列でアンフォールディングを行った場合、線源位置で放出された全 γ 線本数の解が直接得られることになる。したがって ϵ_F は絶対検出効率であり、基本的には標準線源を用いた測定より決定される。線源の1秒当たりの γ 線放出数をS、測定時間をt(sec)、測定された波高分布の全エネルギーピーク面積を A_F とすると次式で求められる。

$$\epsilon_F = A_F / (S t) \quad (4-3)$$

標準線源の測定データの最小2乗フィッティングより、2 MeV以下の検出効率として次の結果を得た。

$$\epsilon_F(E_T) = \exp(-8.47 - 0.613(\ln E_T) - 0.0911(\ln E_T)^2) \quad (4-4)$$

これを用いて ^{24}Na の1.369 MeVおよび ^{27}Al (p, γ)反応による1.779 MeVの γ 線に対する絶対検出効率を求め、Table 2の相対放出比をもとに10.76 MeVまでの絶対効率を導出した。これらのデータも含めた最小2乗法により、全エネルギーピーク効率として次の結果を使用した。

$$\epsilon_F(E_T) = \exp(-8.46 - 0.660(\ln E_T) - 0.0569(\ln E_T)^2) \quad (4-5)$$

全エネルギーピーク分解能FWHMは、 $a E_T^b$ の形で最小2乗フィッティングを行い、次の結果を得た。

$$\text{FWHM}(E_T) = 0.0943 E_T^{0.821} \quad (\text{MeV}) \quad (4-6)$$

全エネルギーピーク効率および分解能の測定値を、それぞれFig. 7ならびにFig. 8に示した。以上は全エネルギーピーク効率および分解能を決定する場合の一般的な方法である。しかし、アンフォールディングに使用する応答関数としては、ピークの形状も再現する必要がある。ピーク

クがテーリングを持つ場合などは関数形の変更が要求される。今回使用した検出器は、クラックの存在と推定される「コブ」状の全エネルギーピークを形成しており、コブの部分もガウス関数で表現することで、この効果を取り入れた。全エネルギーピーク全体に占めるコブピークの割合を $\alpha(E_T)$ 、コブピーク的位置を表すパラメータを $\beta(E_T)$ とし、全エネルギーピークの関数として次の形を採用した。

$$F(E) = \frac{\epsilon_F}{(2\pi)^{1/2} \sigma} \left\{ (1-\alpha) \exp\left(-\frac{(E-E_T)^2}{2\sigma(E_T)^2}\right) + \alpha \exp\left(-\frac{(E-\beta E_T)^2}{2\sigma(E_T)^2}\right) \right\} \quad (4-7)$$

ここで α および β は、全エネルギーピーク部分のフィッティングから得た次の結果を使用した。

$$\alpha(E_T) = \exp(-1.552 + 0.0864 \ln E_T) \quad (4-8)$$

$$\beta(E_T) = 1.076 + 0.00767 \ln E_T - 0.00422 (\ln E_T)^2 \quad (4-9)$$

4.3 シングルエスケープピーク部分

シングルエスケープピークは、シングルエスケープのエネルギー ($E_s = E_T - 0.511 \text{ MeV}$) における全エネルギーピークと同じ幅を持つガウス関数で表現した。

$$S(E) = \frac{\epsilon_s(E_T)}{(2\pi)^{1/2} \sigma(E_s)} \exp\left(-\frac{(E-E_s)^2}{2\sigma(E_s)^2}\right) \quad (4-10)$$

ここで ϵ_s はシングルエスケープピーク効率で、全エネルギーピーク効率との比をFig. 9に示す。このデータの最小2乗法フィットにより次の結果が求められ、絶対値としてのシングルエスケープ効率が得られる。

$$\epsilon_s(E_T) = \epsilon_F(E_T) \exp(-6.00 + 2.89 (\ln E_T) - 0.443 (\ln E_T)^2) \quad (4-11)$$

4.4 コンプトン連続部

コンプトン連続部はその形状が複雑であり、Heathは \sin 関数の多項式で表現している⁽¹¹⁾。しかしその係数を決定するには非常に多くの単色 γ 線の測定が必要とされ、エネルギー2 MeV以上に適用するには問題が多い。ここでは測定されていないエネルギーの γ 線に対するコンプトン連続部を、測定されているコンプトン連続部の形状の内挿で導出した。

ここでいう「測定コンプトン連続部」とは、測定された波高分布より全エネルギーピークやエスケープピーク等の除去や、平滑化により統計的な変動をとり除き、測定回路の閾値以下の部分を外挿したものである。測定コンプトン連続部と全エネルギーピーク面積との比をFig.10に示す。このデータのフィットにより次の結果を得た。

$$\epsilon_c = \epsilon_F(E_\gamma) \exp(-1.02 + 0.981(\ln E_\gamma) - 0.120(\ln E_\gamma)^2) \quad (4-12)$$

測定コンプトン連続部の形状とその効率を用い、エネルギー E_γ に対するコンプトン連続部の導出は次のように行った。

- (a) データの存在する E_γ より低いエネルギー E_1 および高いエネルギー E_2 での測定コンプトンスペクトルを検索する。(Fig. 11(a))
- (b) それぞれのスペクトルのコンプトン端 E_c および後方散乱ピークエネルギー $E_B (= E_\gamma - E_c)$ を、 E_γ のコンプトン端および後方散乱ピークエネルギーに合うように、横軸方向に圧縮または引き伸ばしを行う。さらに、それぞれのスペクトルの全面積を $\epsilon_c(E_\gamma)$ に規格化する。(Fig. 11(b))
- (c) E_1 と E_2 との E_γ からの差を考慮して、チャンネル毎に(b)で得られたスペクトルを内挿する。最後にこのスペクトルの全面積を $\epsilon_c(E_\gamma)$ に規格化する。(Fig. 11(c))

4.5 応答行列の検証

4.2～4.4節のように導出した全エネルギーピーク、シングルエスケープピーク、コンプトン連続部を加え合わせることで応答関数が作成される。ここでは東京工業大学で開発された計算機コードを基に開発した【NAIRESP】を用いて応答行列を作成し、アンフォールディングに使用した。Fig. 12は作成した応答行列の一部を示したものである。

Fig. 13は ^{88}Y の線源による γ 線の測定波高分布と、計算により導出された応答関数を γ 線の放出比を考慮して合成した結果、および応答行列を用いてアンフォールディングを行ったエネルギースペクトルである。この図では、比較のために1.836 MeVのピークの高さで規格化を行った。2つのエネルギーの γ 線に対するコンプトン連続部は、それぞれ内挿法で導出されたものである。それらのエネルギーの単色 γ 線が存在しないために個別の検証は難しいが、合成された形状は測定スペクトルと良く適合していることが示される。Fig. 13内の表は、測定時の線源強度と放出率から導出される γ 線の強度と、アンフォールディングで得られたスペクトルのピーク面積との比較である。これより、応答行列の絶対値も3%以内で一致していることが示される。Fig. 14は $^{12}\text{C}(n, n' \gamma)$ 反応による4.44 MeVの γ 線に対する比較を同様に行ったものである。

より高い γ 線エネルギーを含めた応答行列全体の検証のために、 $^{27}\text{Al}(p, \gamma)$ 反応により得られた波高分布のアンフォールディング結果と各ピークの相対面積をFig. 15に示した。相対面積はTable 2の相対強度と誤差の範囲で一致している。

同様に、他の標準線源や反応 γ 線のアンフォールディングの結果より、作成された応答行列は絶対値および形状として良好なものであることが検証された。

Table 1 Standard γ -ray sources for response matrix evaluation¹³⁾

source	E_{γ} (MeV)	intensity (%)	half life
^{137}Cs	0.662	85.21	30.0 yr
^{22}Na	0.511	178.8	2.602 yr
	1.275	99.94	
^{60}Co	1.173	99.90	5.271 yr
	1.333	99.98	
^{88}Y	0.898	92.7	106.61 d
	1.836	99.35	

Table 2 γ -ray sources for $E_{\gamma} > 2$ MeV

reaction or source	E_{γ} (MeV)	intensity (relative)	remarks	reference
$^{12}\text{C}(n, n'\gamma)$	4.44	-	$E_n = 7.8$ MeV (graphite-sample)	14
$^{16}\text{O}(n, n'\gamma)$	6.13	17.3	$E_n = 7.8$ MeV (H_2O -sample)	15
	7.11	4.4		
$^{19}\text{F}(p, \alpha\gamma)$	6.13	76	$E_p = 935$ KeV (CaF_2 -target)	16
	7.11	21		
$^{27}\text{Al}(p, \gamma)$	1.779	92.7 ± 1.5	$E_p = 992$ KeV (Al-target)	17
	2.5 - 3.3	8.3 ± 0.7		
	4.5 - 5.1	19.0 ± 0.7		
	5.6 - 6.2	9.5 ± 0.5		
	7.6 - 8.0	8.2 ± 0.6		
	10.76	77.1 ± 1.5		
^{24}Na	1.369	100	$^{27}\text{Al}(\gamma, 2pn)$ $E_{\gamma\text{max}} = 120$ MeV	13
	2.754	99.9		

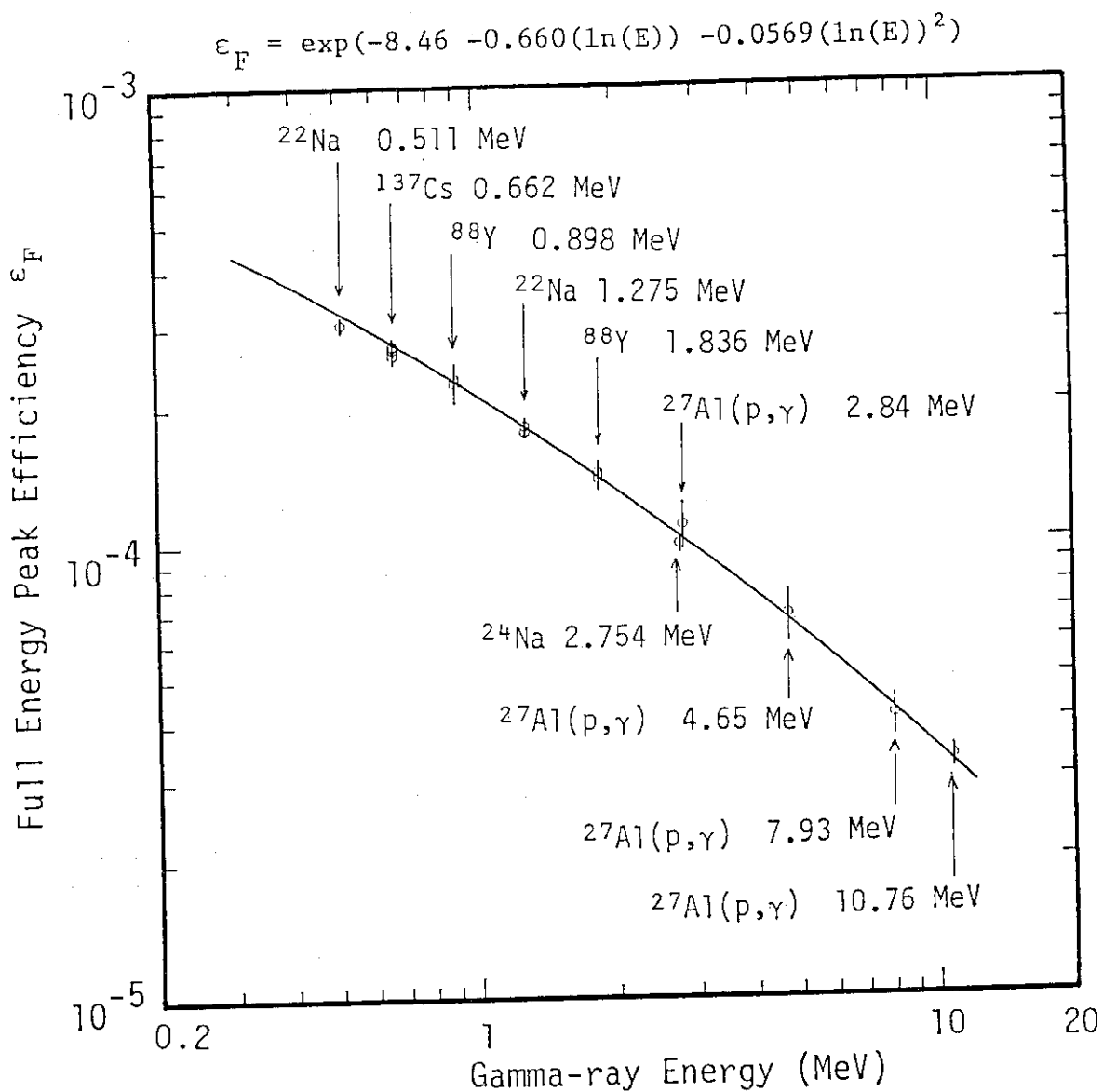


Fig. 7 Full energy peak efficiency of the main detector

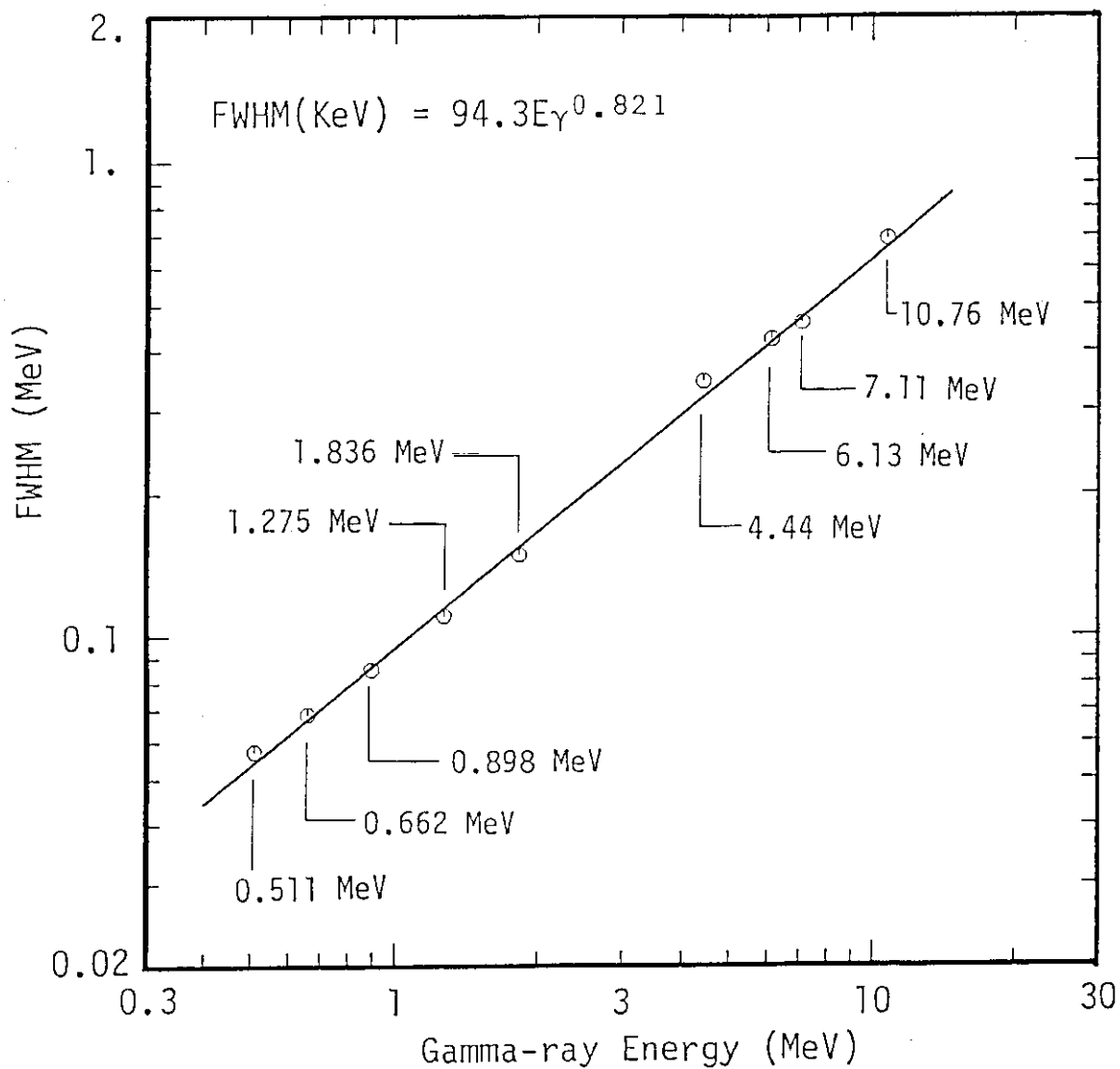


Fig. 8 FWHM of the main detector

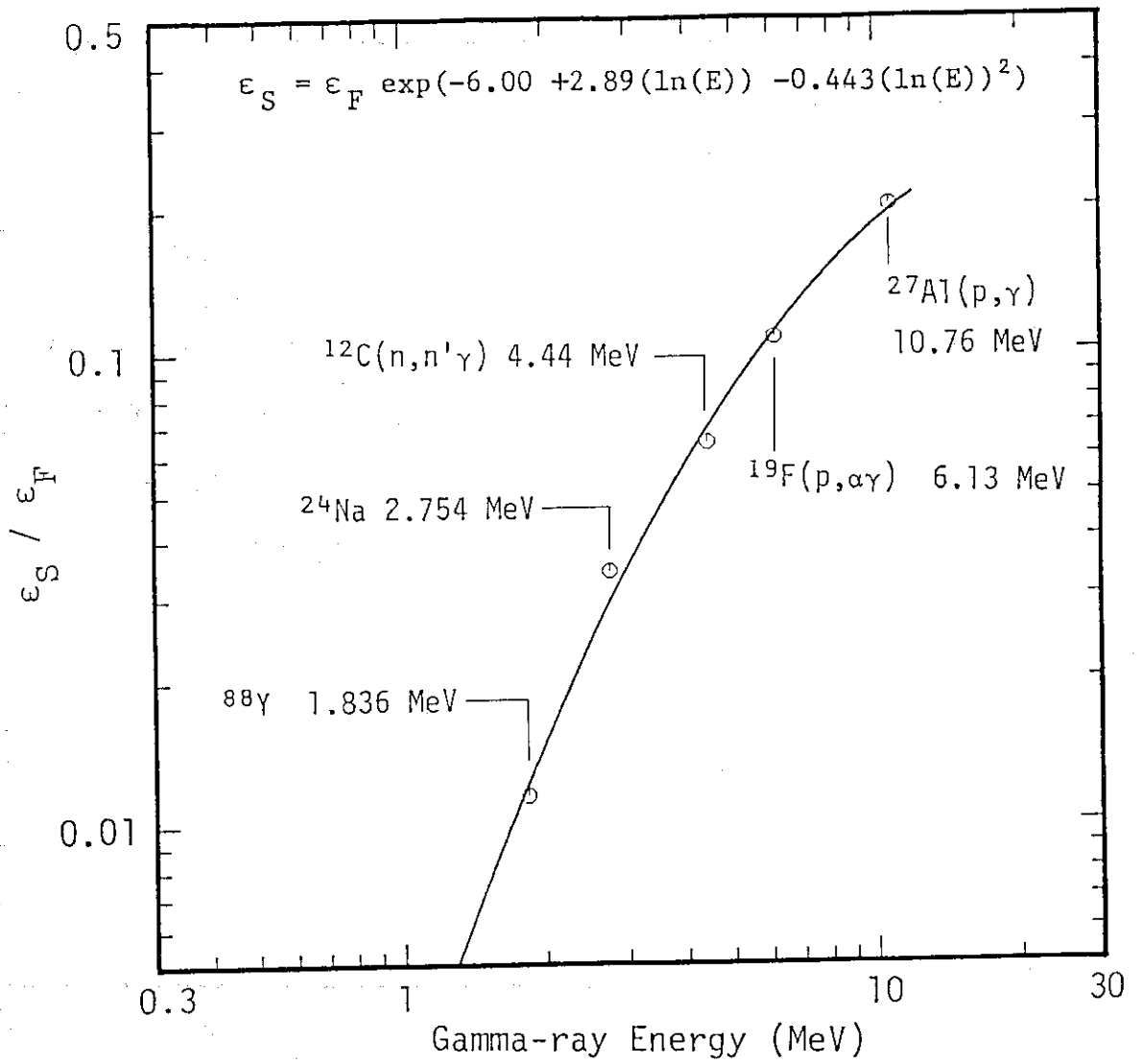


Fig. 9 Ratio of single escape peak efficiency to full energy peak efficiency

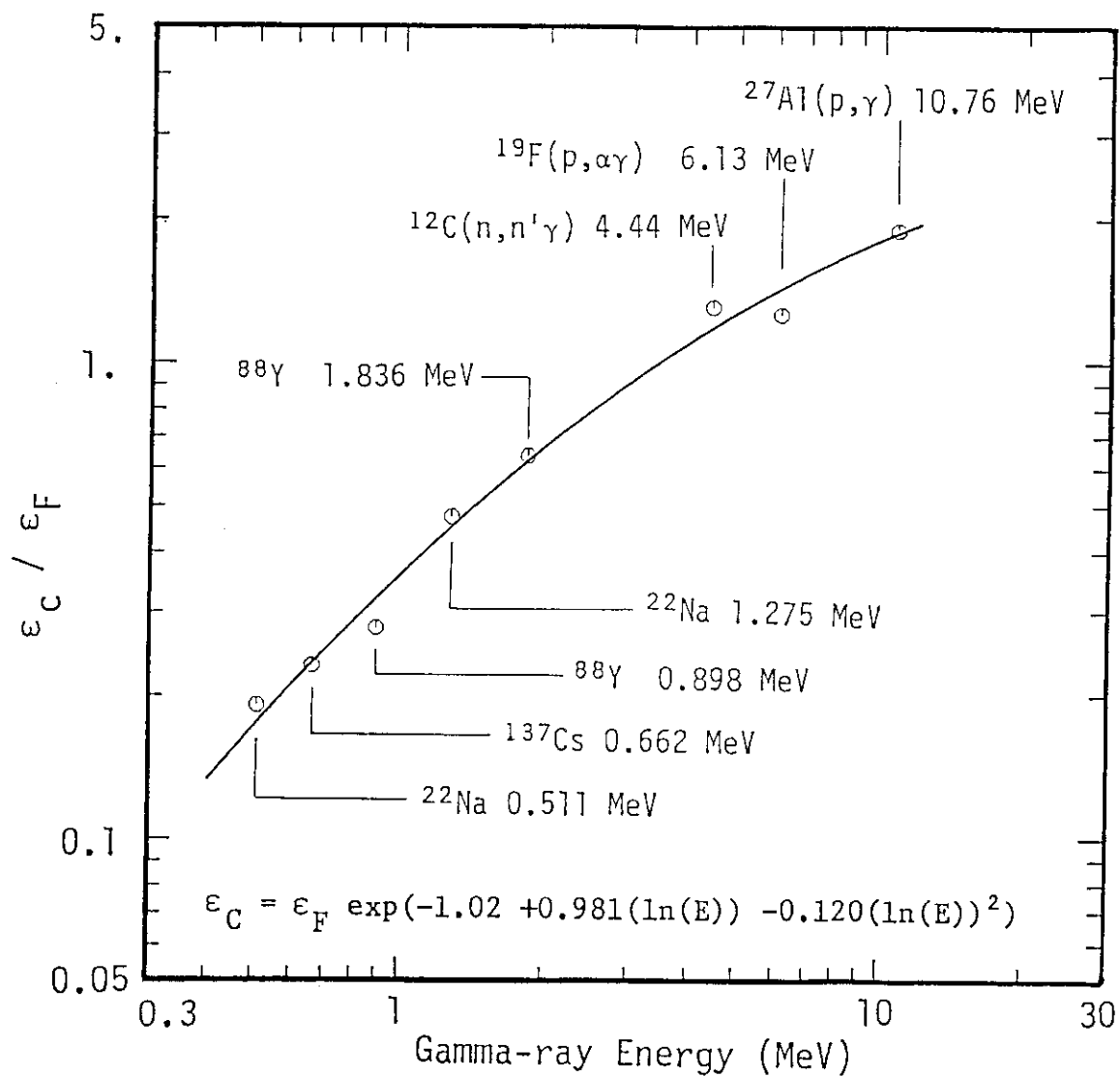


Fig. 10 Ratio of Compton efficiency to full energy peak efficiency

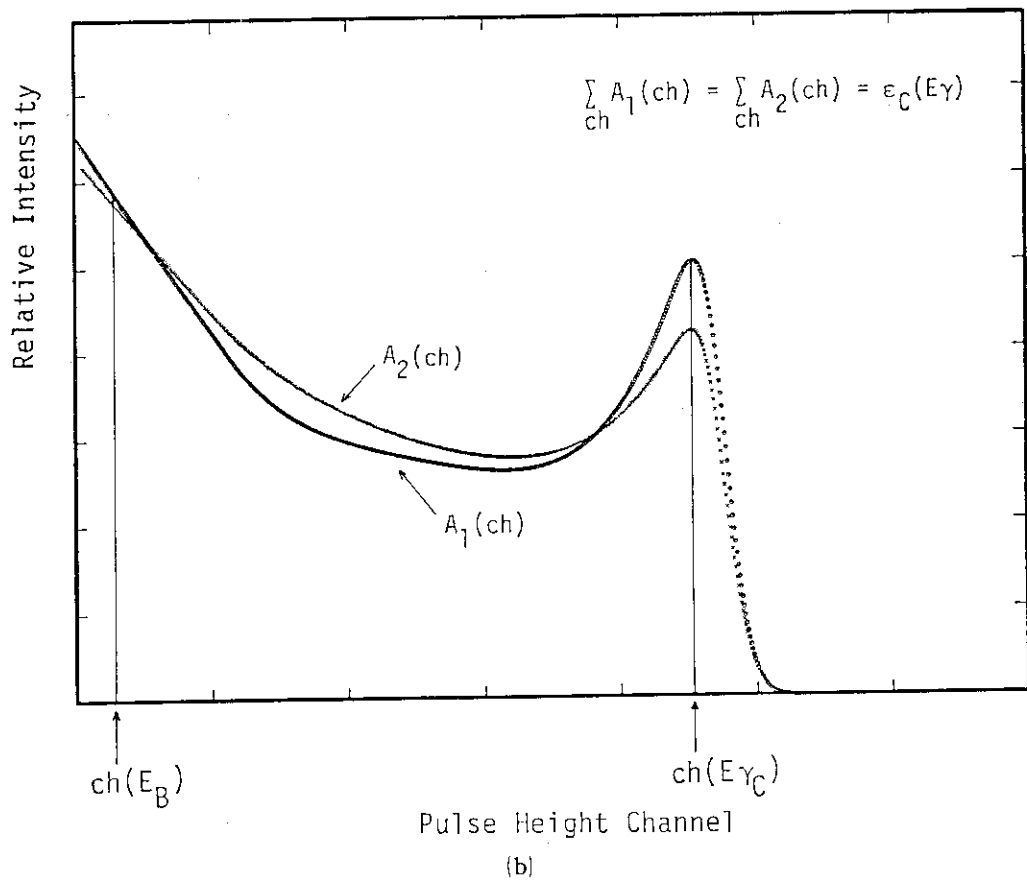
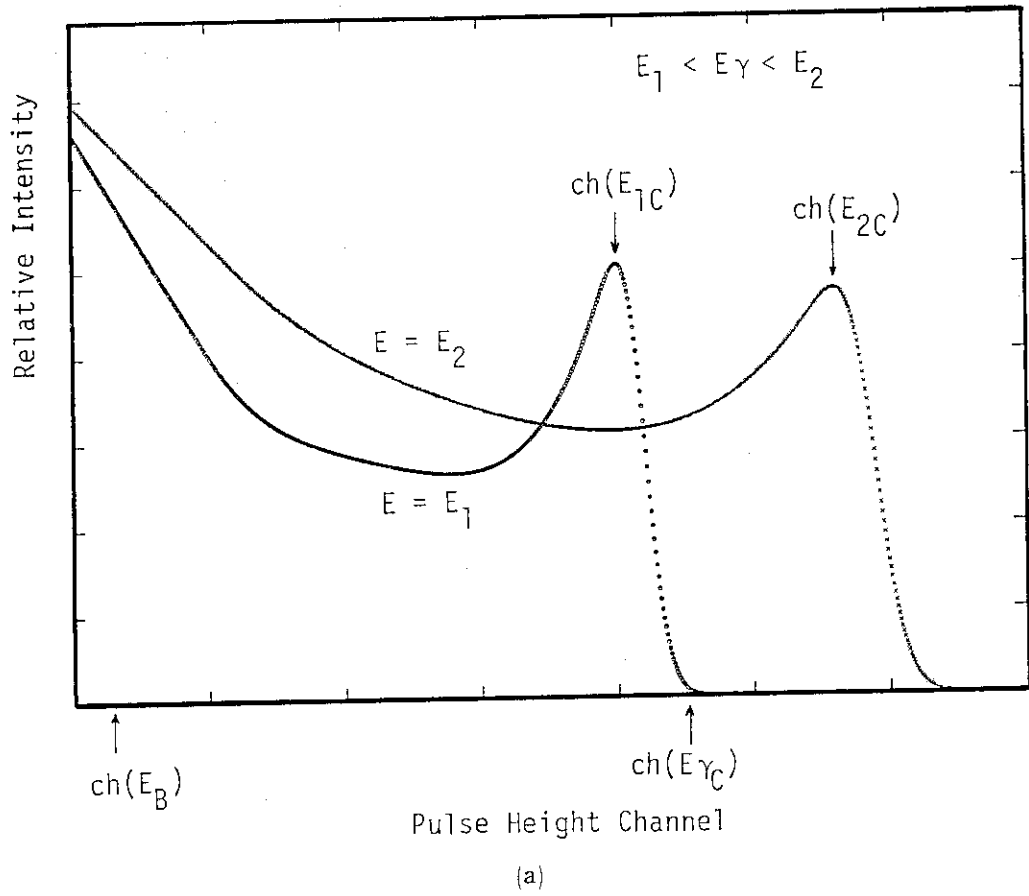


Fig. 11 Schematic diagram of the interpolation of the Compton component

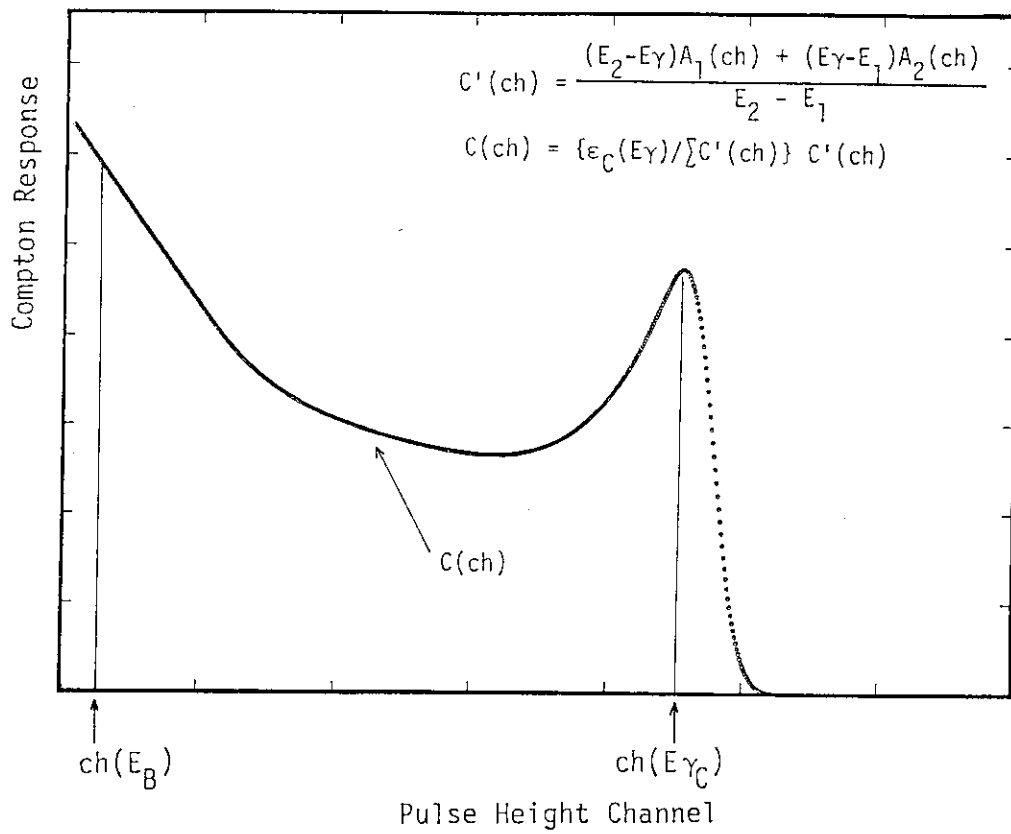


Fig. 11 (Continued)

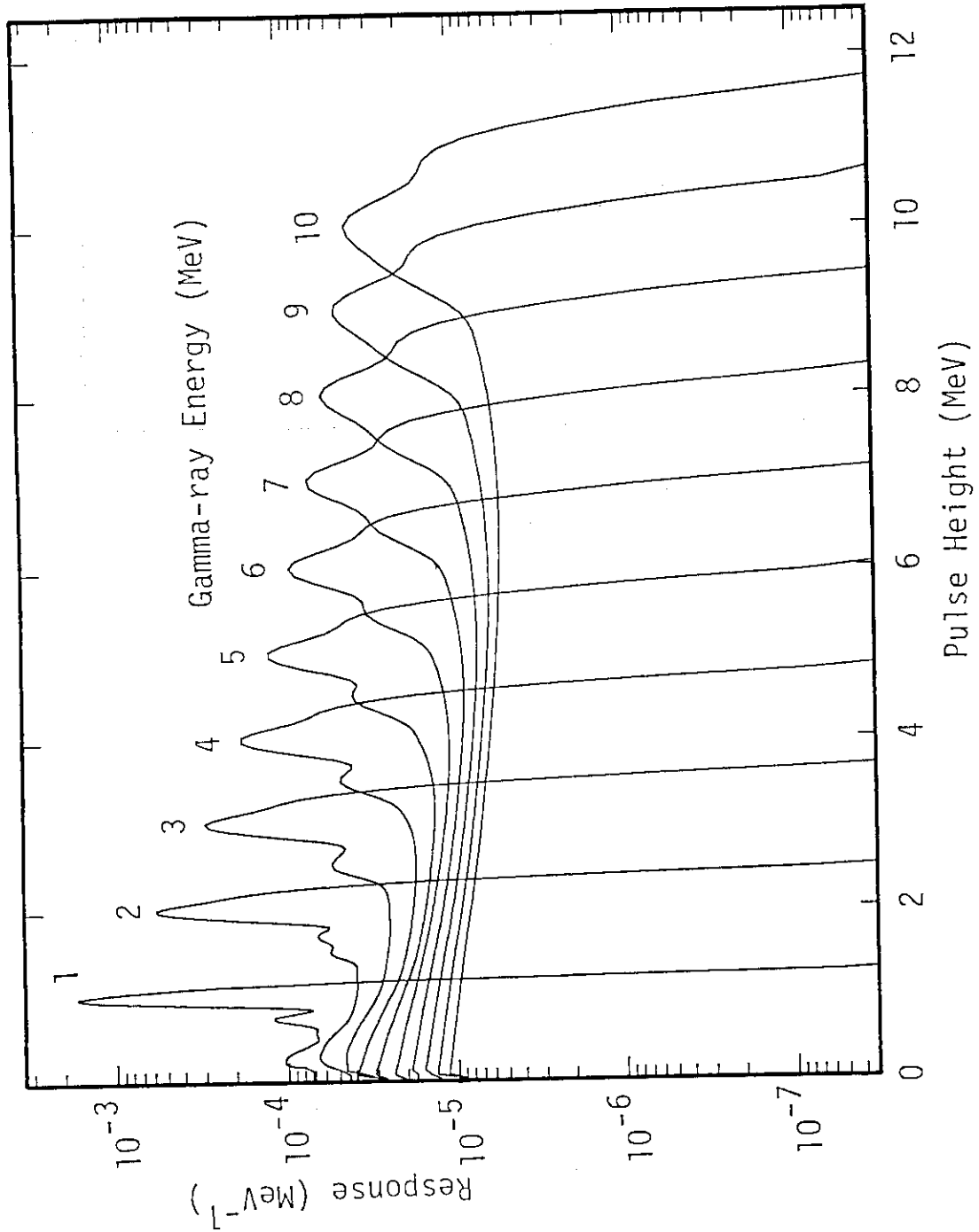


Fig. 12 Set of response functions of the main detector system

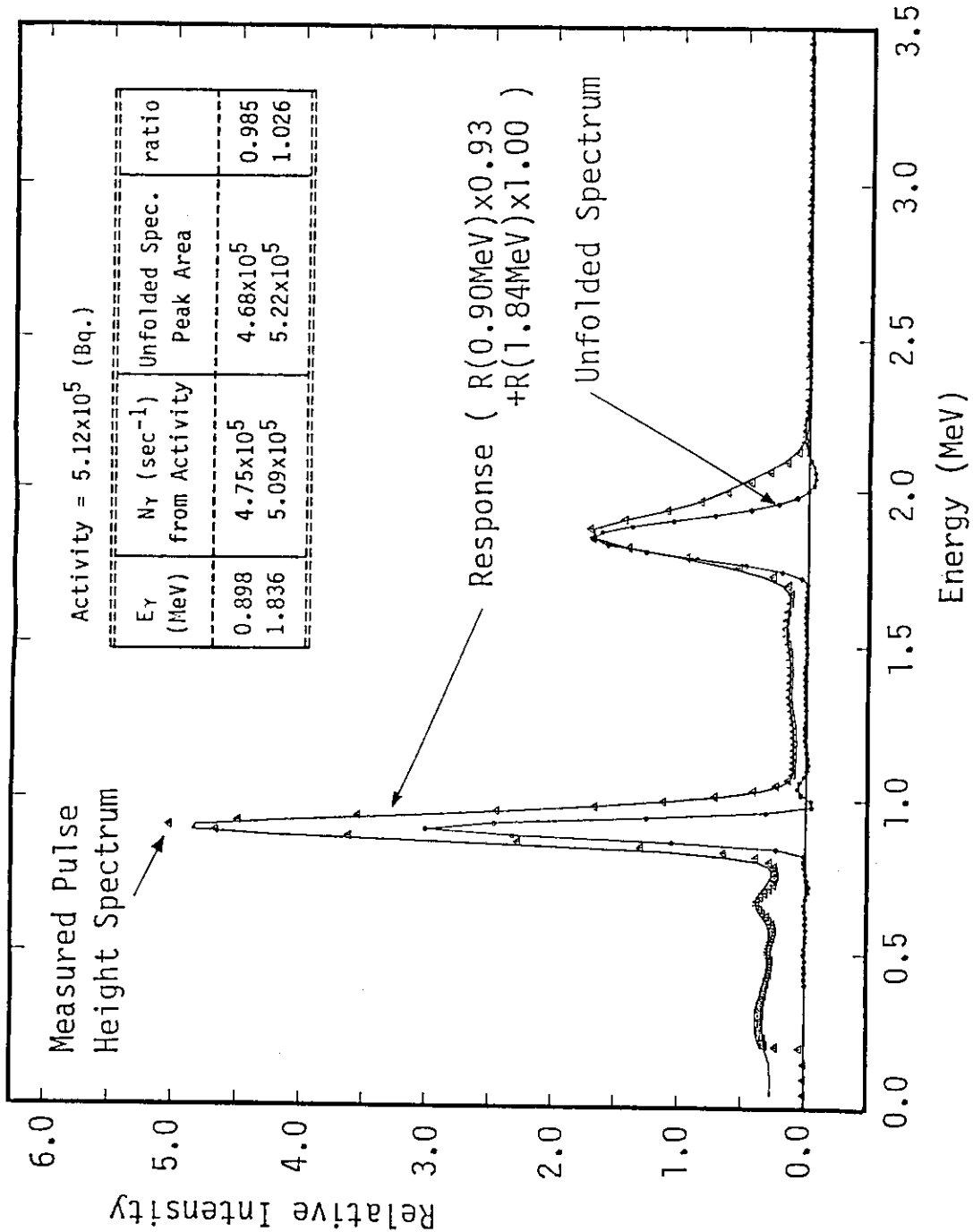


Fig. 13 Comparison of the pulse height distribution of the ^{88}Y source, combined response function and unfolded result. (Each spectrum has been normalized to the peak intensity.)

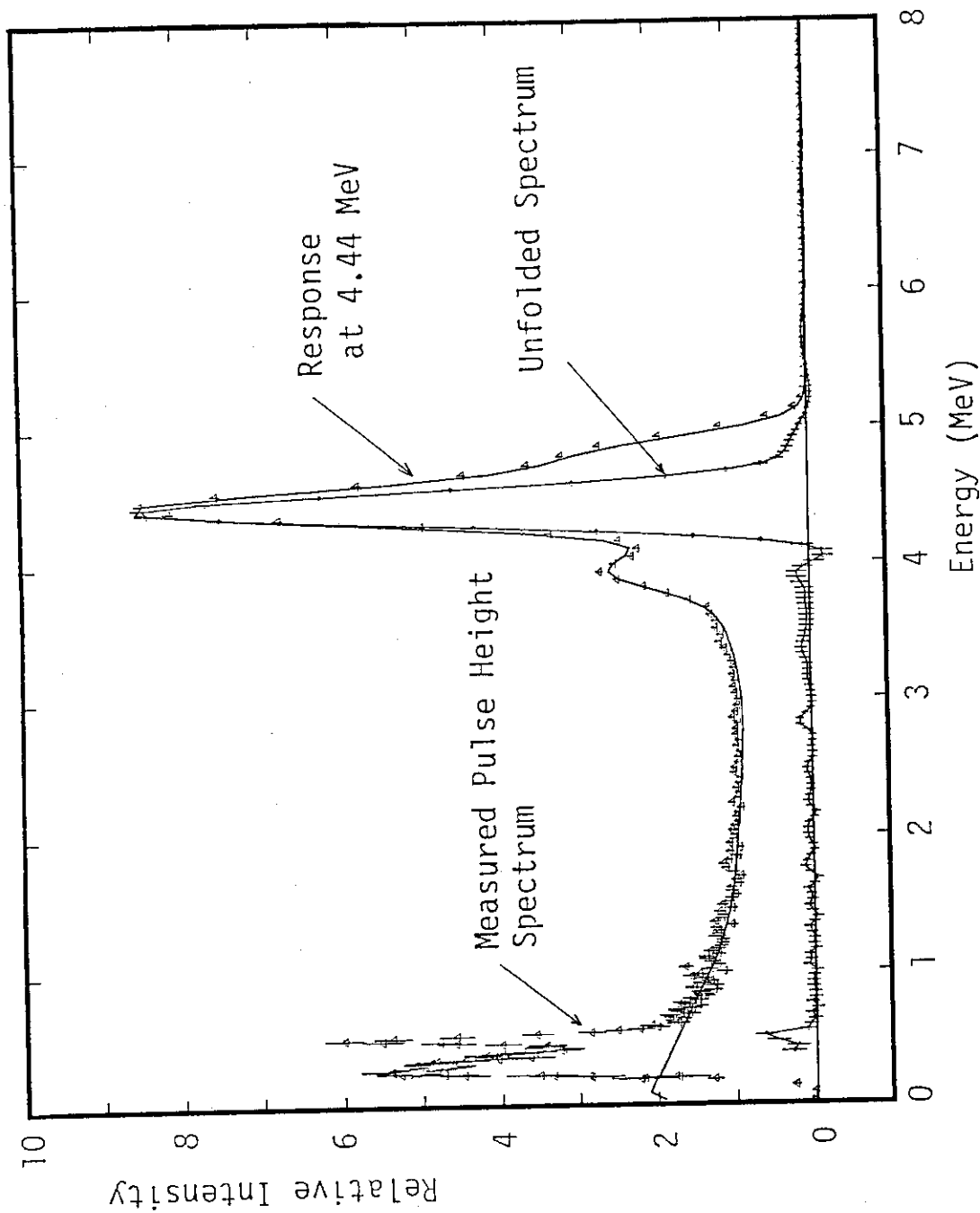


Fig. 14 Comparison of the pulse height distribution of the $^{12}\text{C}(n, n'\gamma)$ reaction, response function at $E_\gamma=4.44$ MeV and unfolded result

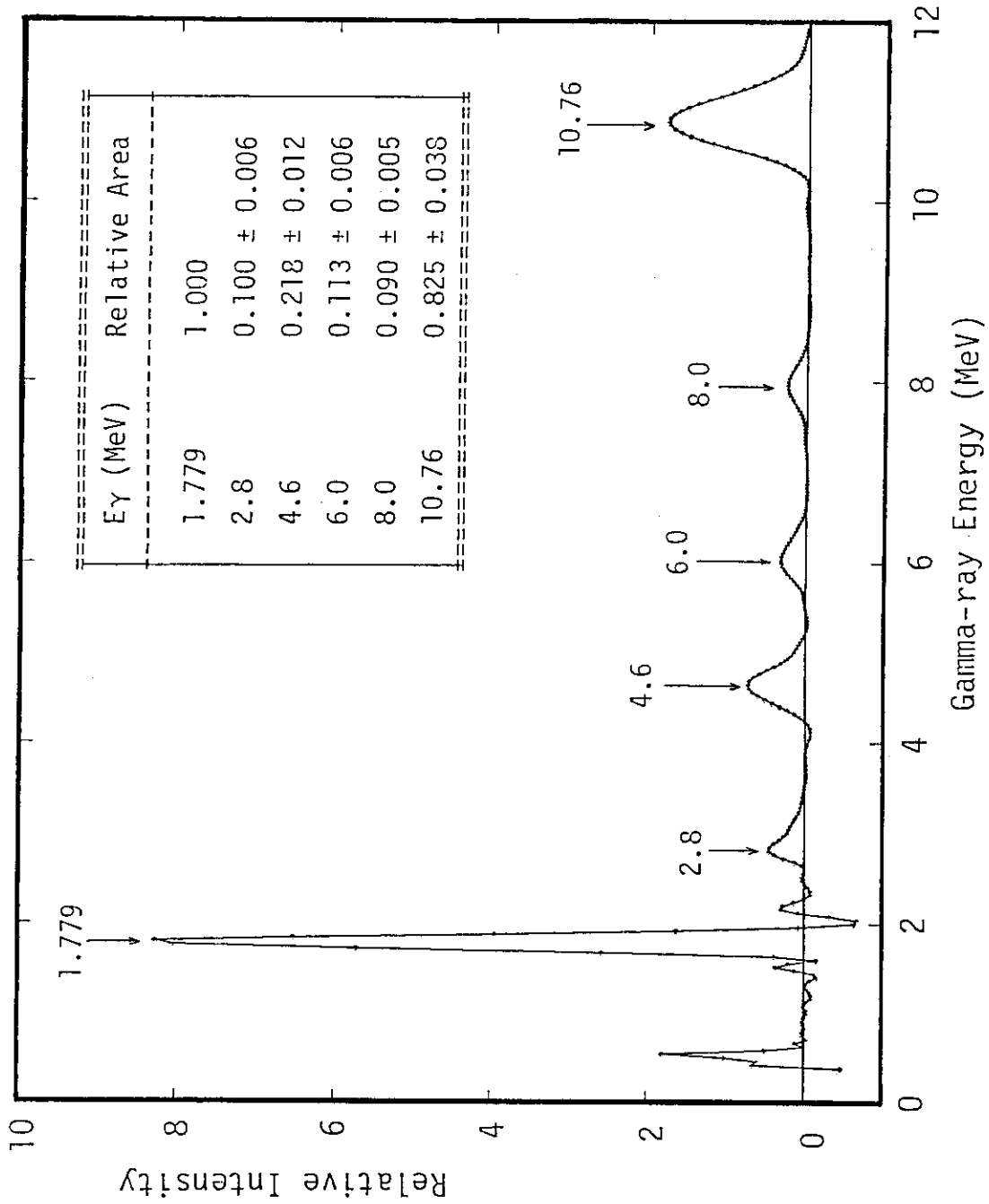


Fig. 15 Unfolded energy spectrum of the $^{27}\text{Al}(p, \gamma)$ reaction

5. データ解析

本章では、測定された γ 線波高分布、 γ -TOFスペクトル、測定条件などから γ 線生成断面積を導出する過程について述べる。ここでは説明のために中性子エネルギー7.8 MeVにおける鉄の測定結果を例に取り上げた。このデータ解析のために開発した計算機コード名は【 】で囲んだ。これらのコードは原研リニアックに設置されているFACOM-S 3300(富士通)上で開発され、ソースプログラムはFORTRAN77言語(JIS-C 6201-1982の上位水準準拠)で記述されている。

5.1 波高分布のチャンネルの調整

γ , n, BKGのgate内の γ 線波高分布を取り込んだ各ADCについてエネルギー校正曲線を作成する。(標準線源やパルサーを用いて、このための測定を実験時に行っていないといけない。)この結果より、 γ -gateのADCの校正曲線に合う様に他の波高分布を【ADCBIN】を用いて調整する。これは、同じ波高に対応するチャンネルがADCにより若干異なる点を補正し、バックグラウンドの差し引きとしてチャンネル毎の差で行えるようにするためである。

5.2 ビームのタイミングに依存しない成分の差し引き

各測定のrunで得られた γ -TOFおよび波高分布スペクトルを用い、ゲートのタイミングに依存しない γ 線成分の差し引きを γ -gate内の波高分布に対して行う。このときの波高分布S(ch)は、チャンネル毎に次の様になる。

$$S(ch) = \{ G(ch) - B(ch) \times W_{\gamma} / W_{BKG} \} \times a \quad (5-1)$$

ここでG(ch)およびB(ch)は、それぞれ γ -gateならびにBKG-gate内の波高分布のカウント数、 W_{γ} および W_{BKG} はFig. 6に示した γ -TOFにおける γ ならびにBKG-gateの幅である。aは γ -TOFにおいて γ -gate内に入らなかった事象に対する補正である。

5.3 ビームに関するバックグラウンドの差し引き

ビーム照射に関する γ 線として、Fig. 16に示す(a)から(e)までの5つの経路を通して検出器に入射するものが考えられる。このため他の経路による寄与を差し引き、正味の波高分布となる(a)の経路による γ 線のみを得る。

- (a) d-D反応中性子によるサンプルからの γ 線
- (b) d-D反応中性子によるサンプル以外からの γ 線
- (c) d-D反応以外の中性子によるサンプルからの γ 線

- (d) d-D反応以外の中性子によるサンプル以外からの γ 線
 (e) ビーム照射により中性子源等から直接発生する γ 線

この差し引きにはサンプル以外からの γ 線や、d-D反応以外の中性子からの寄与を知る必要がある。そこでサンプルアウトおよび中性子源のガスアウトを含めた次の4つのrunについて測定を行ない、それぞれビーム量で規格化した波高分布 S_{GS} , S_{GO} , S_{VS} , S_{VO} を得た。

- (1) D_2 ガスイン (ガス圧 P_1), サンプルイン
- (2) D_2 ガスイン (ガス圧 P_2), サンプルアウト
- (3) D_2 ガスアウト, サンプルイン
- (4) D_2 ガスアウト, サンプルアウト

各runに対する鉄の場合の波高分布をFig. 17に示す。

(a)から(e)までの経路によるビーム量で規格化した波高分布スペクトルを、それぞれ $S_a \sim S_e$ と表現し、ガスインの S_a と S_b については重水素ガス圧 P_1 および P_2 に比例すると仮定する。各runについてスペクトル成分を構成する経路より次の関係が成立する。

$$\begin{aligned} S_{GS}(\text{ch}) &= P_1 (S_a(\text{ch})) + S_b(\text{ch}) + S_c(\text{ch}) + S_d(\text{ch}) + S_e(\text{ch}) \\ S_{GO}(\text{ch}) &= P_2 S_b(\text{ch}) + S_d(\text{ch}) + S_e(\text{ch}) \\ S_{VS}(\text{ch}) &= S_c(\text{ch}) + S_d(\text{ch}) + S_e(\text{ch}) \\ S_{VO}(\text{ch}) &= S_d(\text{ch}) + S_e(\text{ch}) \end{aligned} \quad (5-2)$$

この式より S_a は、

$$\begin{aligned} S_a(\text{ch}) &= S_{GS}(\text{ch}) / P_1 - S_{GO}(\text{ch}) / P_2 - S_{VS}(\text{ch}) / P_1 \\ &\quad + S_{VO}(\text{ch}) / P_2 \end{aligned} \quad (5-3)$$

となる。(5-3)式により【BGSUB】を用いてバックグラウンドを差し引き、d-D反応中性子によるサンプルからの γ 線波高分布を得る。

5.4 バンチングおよびアンフォールディング

バックグラウンドを差し引いた γ 線波高分布を、アンフォールディングコードの入力形式およびエネルギー幅に【FBUNCHI】を用いてバンチする。ここでは便宜上、ビーム量として μC 、ガス圧はatmの単位で規格化を行った。

バンチされた波高分布に対してFERDORコード⁽¹⁸⁾でアンフォールディングを行い、 γ 線エネルギースペクトルを導出する。得られるエネルギースペクトルの単位は、応答関数作成の際の定義および入力バンチファイルの規格化の次元より、(放射 γ 線本数 / MeV / ($\mu\text{C} \cdot \text{atm}$))となる。

バンチされた波高分布とアンフォールディングで得られたエネルギー分布をFig. 18に示した。

5.5 規格化およびサンプルサイズ効果の補正

中性子束やサンプル原子数などを考慮し、次式から連続成分を表現するエネルギー2次微分 γ

線生成断面積を導出する。

$$\frac{d\sigma}{dE d\Omega}(E_r) = \frac{N_r(E_r) C(E_r)}{4\pi N_s \phi \Omega_{\text{sa mp}} L} \quad (5-4)$$

ここで、 N_r : アンフォールディングで得られる γ 線本数 (#/MeV/($\mu\text{C} \cdot \text{atm}$))

C : 補正係数

N_s : サンプル原子数密度 (#/cm³)

ϕ : 中性子束密度 (#/sr/($\mu\text{C} \cdot \text{atm}$))

$\Omega_{\text{sa mp}}$: サンプルが中性子源に張る立体角 (sr)

L : 中性子源から見たサンプルの平均弦長 (cm)

であり、 ϕ は中性子検出器を用いて測定された値((2-1)式で示した n をビーム電流の積分値とガス圧で規格化した値)、またはガス圧などの測定から次式を用いて導出される値である。(実験が正常に行われた場合、この両者は一致する筈である。)

$$\phi = N_D \cdot N_d \cdot \sigma \quad (5-5)$$

ここで、 N_D : ガスセル中での重水素原子数密度 (#/cm²/atm)

N_d : ビーム重陽子数 (#/ μC)

σ : 中性子生成断面積 (cm²/sr)⁽⁶⁾

$\Omega_{\text{sa mp}}$ ならびに円柱状サンプルに対する L は、近似的に次式で表わされる。

$$\Omega_{\text{sa mp}} = S / r^2 \quad (5-6)$$

$$L = (\pi / 2) R \quad (5-7)$$

ここで、 S : サンプルの断面積 (cm²)

r : サンプルと中性子源との距離 (cm)

R : サンプル半径 (cm)

$C(E_r)$ は中性子源およびサンプルの有限の大きさに起因する補正であり、モンテカルロ計算コード【MNSCAT】および【COMPCALC】により導出される。MNSCATは中性子の輸送に関する計算を行うコードであり、角度分布やエネルギーの広がりを含めた中性子源の特性や、サンプル内での中性子の減衰や多重散乱の効果の導出を行う。このコードでは、 $\Omega_{\text{sa mp}}$ ならびに L の効果も含めた計算も同時に行うために、(5-6)および(5-7)式の近似よりも厳密な取り扱いが可能である。COMPCALCはサンプルの γ 線の減衰に関する補正計算を行うコードであり、特に連続スペクトル γ 線測定結果の解析のために、サンプル自身のコンプトン散乱の効果を取り入れている。発生した γ 線はサンプル内で減衰を受けるが、この減衰の一部はコンプトン散乱によるために、低いエネルギーの連続 γ 線を発生する。この連続 γ 線はピークに対してはベースラインの上昇となるが、ピーク面積には大きな影響を与えず、離散成分の測定では減衰のみの補正でも生成 γ 線強度が求められる。しかし連続成分の測定では、コンプトン成分の寄与を除いた上で減衰の補正が行われなければ、 γ 線の生成量を過大に見積ることになる。離散成分の解析に用いられる減衰のみの補正係数と、COMPCALCで得られた補正係数との比較を、鉄の場合につ

いて Fig. 19 に示す。γ線エネルギーが低い場合や、大きなピークの下でのエネルギーでの補正係数に差が生じているのが判る。MNSCATおよびCOMPCALCについての詳細は、別に発表する予定である。

規格化後のエネルギースペクトルおよびサンプルサイズ補正を施した最終的なγ線生成断面積を Fig. 20 に示す。この結果のピーク部分の面積を求めることで、主要な離散成分のγ線生成断面積も導出することが可能である。この図には JENDL-3T⁽¹⁹⁾ の評価値も併せて示した。γ線エネルギー 4 ~ 6 MeV で連続成分を過大に評価していることが示され、測定結果の評価値へのフィードバックが期待される。

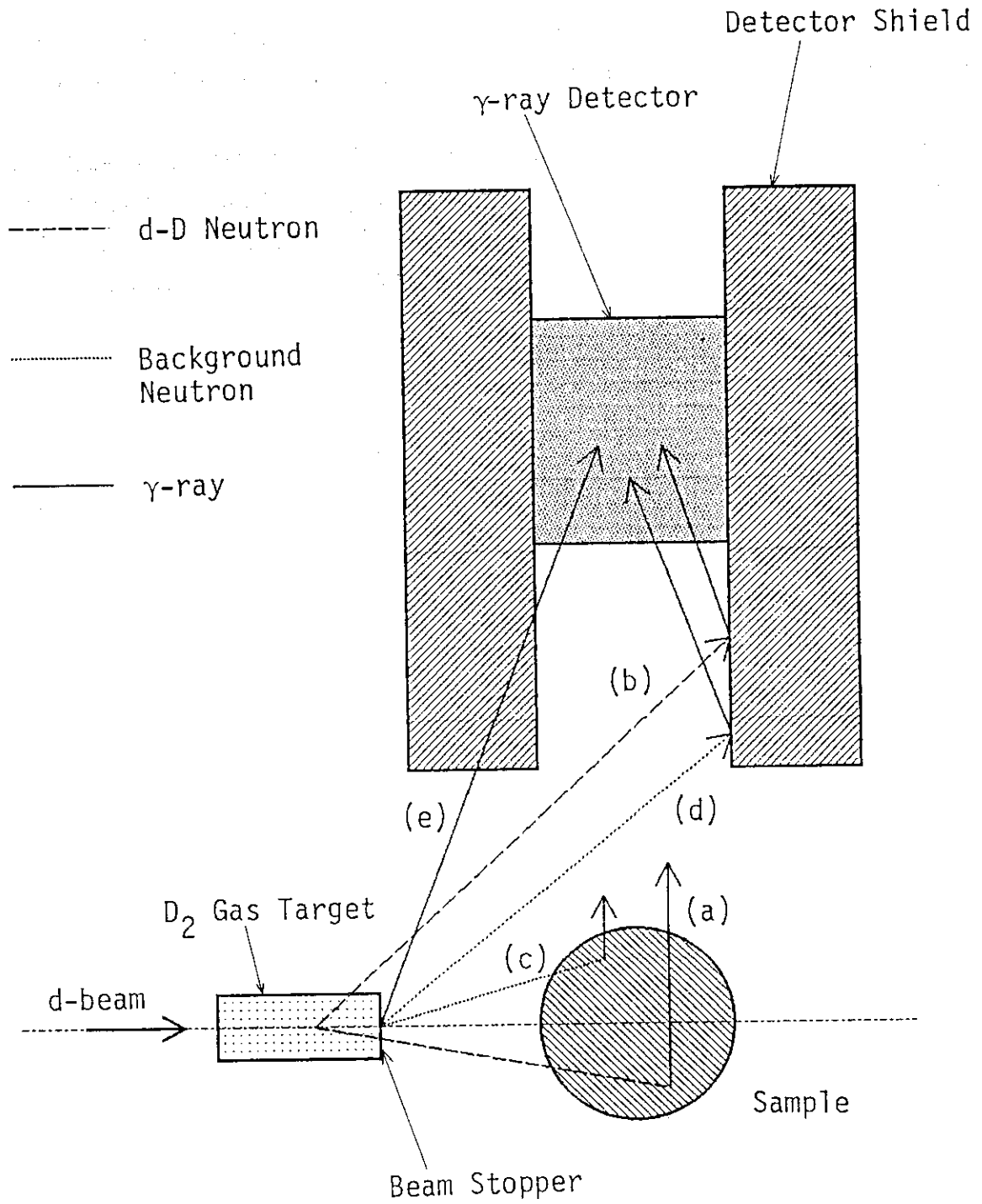


Fig. 16 Flight paths for γ -rays related to the incident deuteron beam

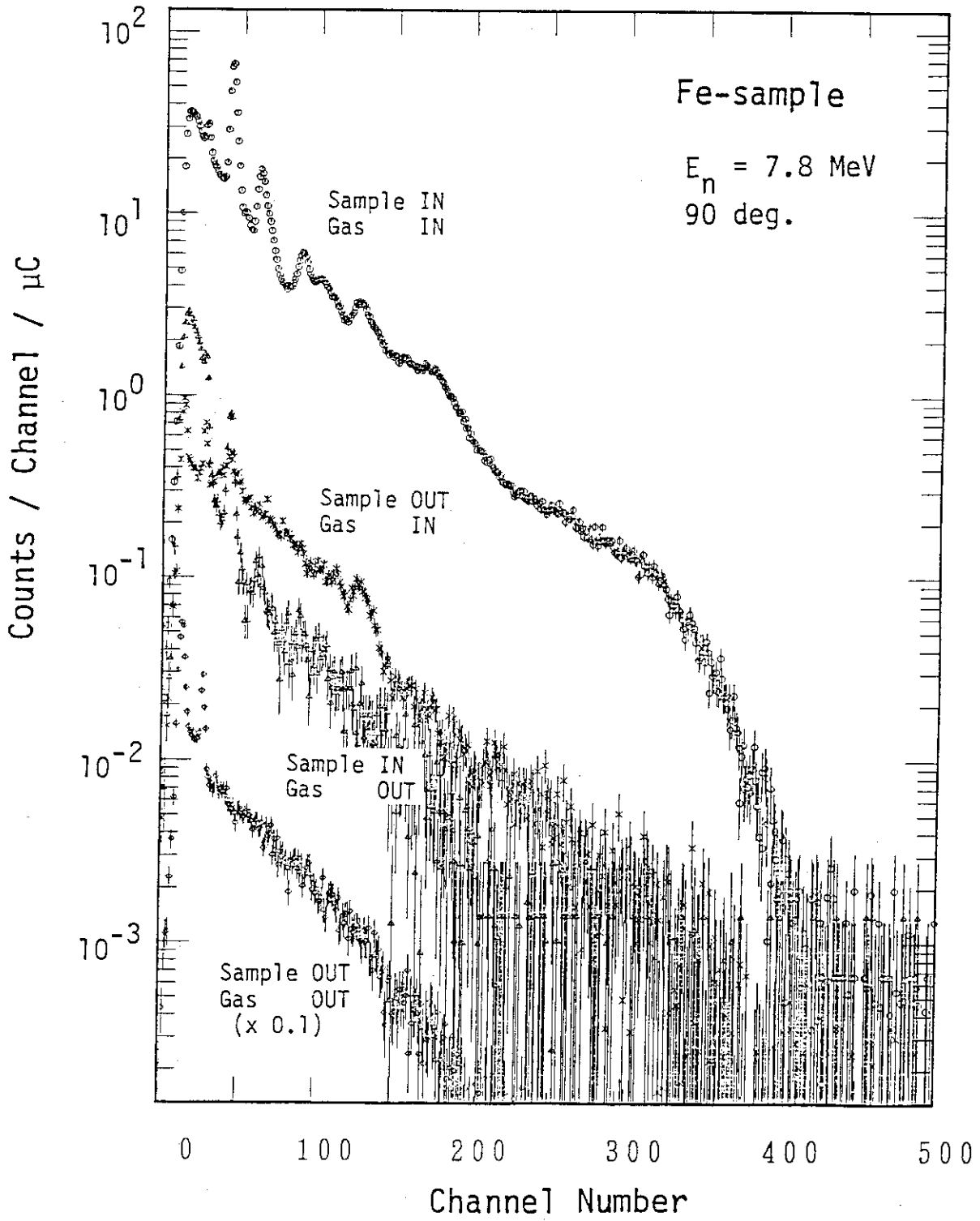


Fig. 17 Measured pulse height spectra for Fe(n, γ) reaction

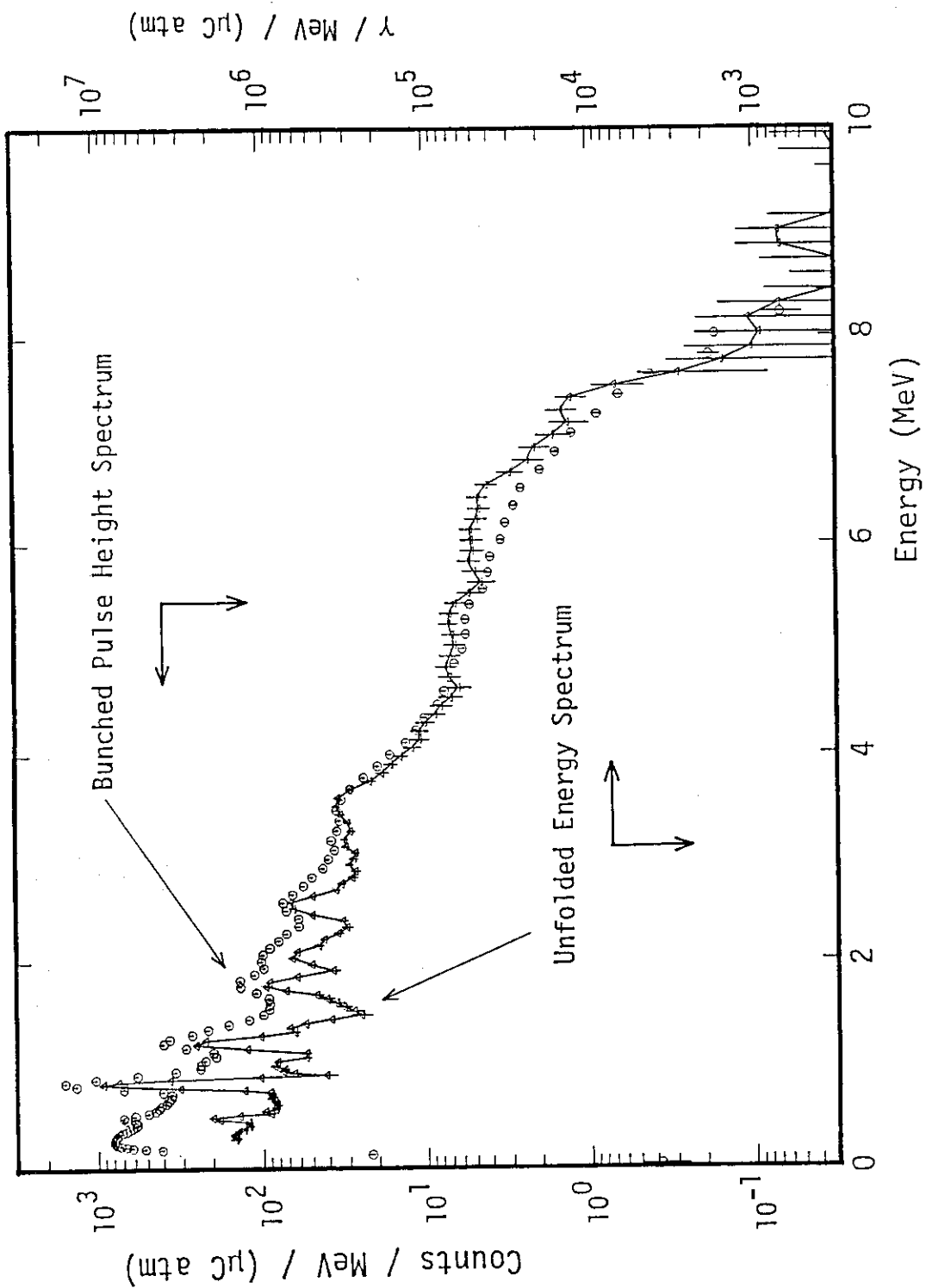


Fig. 18 Bunched net counts for unfolding input data and unfolded result

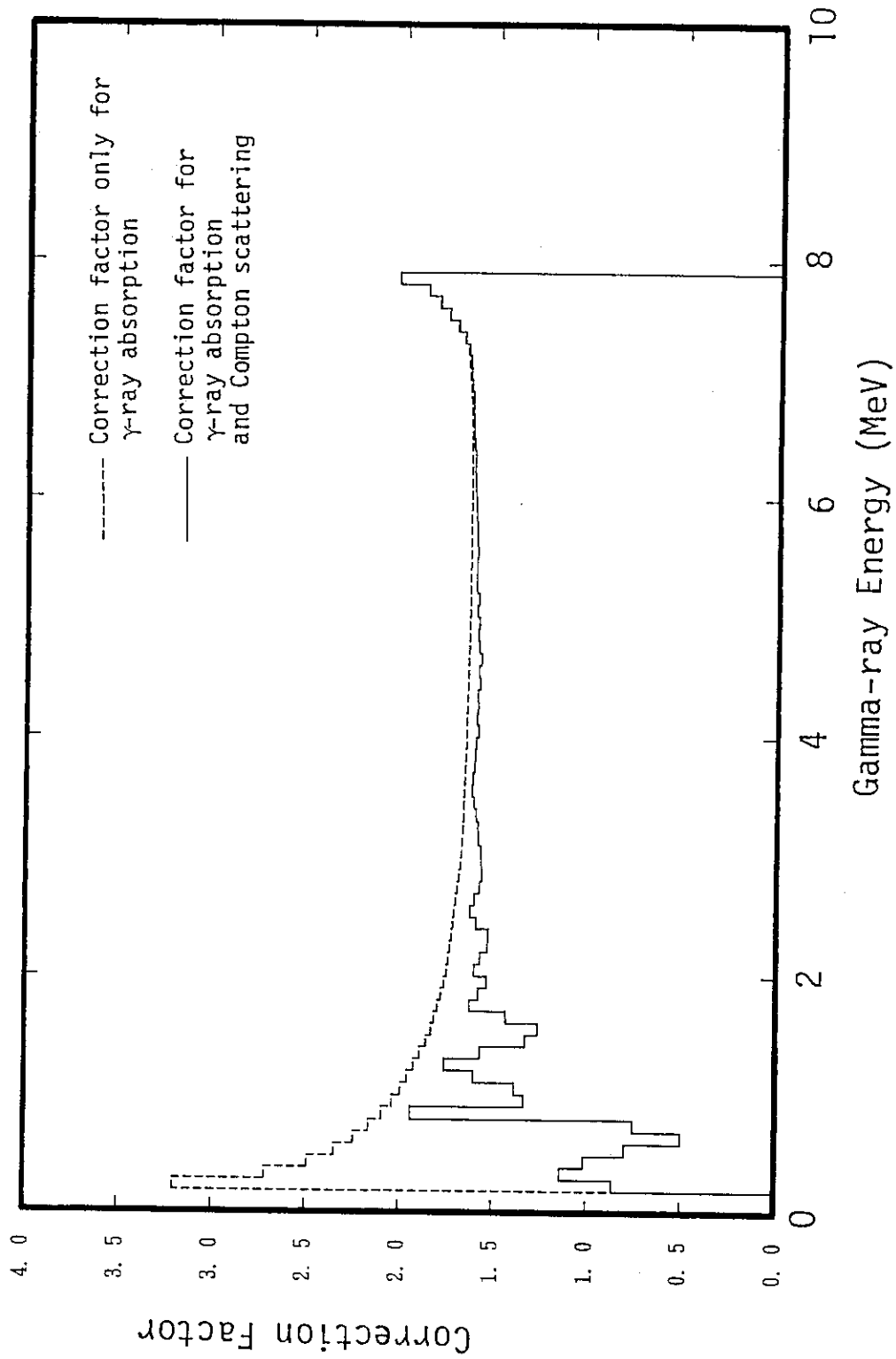


Fig. 19 Comparison of the correction factors only for gamma-ray attenuation and for gamma-ray attenuation and Compton scattering

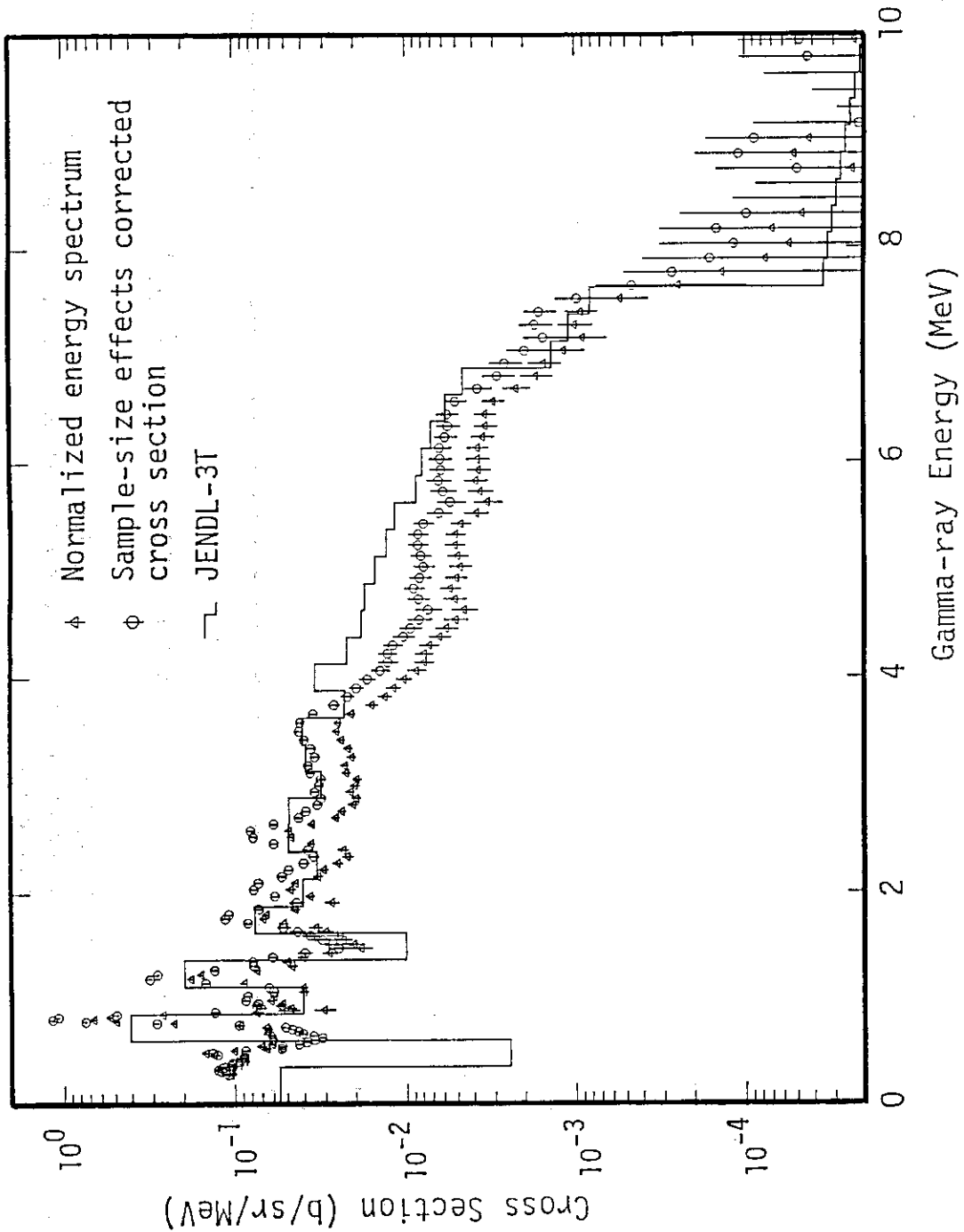


Fig. 20 Normalized unfolded energy spectrum, corrected cross section for final result and JENDL-3T

6. おわりに

原研タンデム加速器中性子ターゲット室に設置された $(n, x\gamma)$ 測定装置を用いて、連続成分を対象とした γ 線生成断面積の測定を行ってきた。

本報告では、実験配置での留意点、NaI(Tl) 主検出器の応答行列の作成方法と、鉄を例にした解析方法を中心に述べた。応答行列は検出器系を変更しない限り大幅な変更は不要であり、実験毎に更新する必要はない。しかし実験に先立ち標準線源のスペクトルを測定し、変動がないことを確認しておく必要はあるだろう。ここで示した応答行列の導出方法やその計算機コードは、応答行列の変更が必要な場合や他の検出器系に対する導出の際にも用いることができる。実験結果解析のために開発した計算コードやプログラムは、解析の効率化への期待に十分沿えるものと信ずる。これらのコードは JIS-FORTRAN77 の上位水準に準拠する範囲で記述されているが、標準水準とは PARAMETER 文や WRITE 文の * の使用などごく限られた部分であり、他の計算機システムへの移植も容易である。

現在使用している主検出器には、分解能や波高分布のコブの問題があり、新しい検出器への交換を進めている。中性子エネルギー 10 MeV 前後の単色中性子源としては、重イオンを用いた新しい中性子源の開発も進めており、 $d-D$ 反応に比較してバックグラウンドの少ない測定が期待される。これと並行してサンプルサイズ補正コードの検証実験も行っており、検出器系のハードウェアにとどまらず、データ解析も含めたシステムの構築が完了しつつある。これにより、測定が比較的困難であったエネルギー領域についても連続成分 γ 線生成断面積の測定および解析が効率良く行われ、高速中性子核データ評価の検証として有用なデータが整備されるものと期待される。

謝 辞

本報告を作成するに際し、核物理第 2 研究室の千葉敏氏、山内良磨氏、杉本昌義氏には実験も含め多大なる協力を頂きました。

東京工業大学の井頭政之氏、北沢日出男氏、内山敏郎氏には、実験の協力にとどまらず、検出器応答関数作成に際して有意義な助言を頂きました。また、応答関数作成の波高分布測定には、東京工業大学ペレトロン加速器の運転員ならびに北沢先生のグループの方々にお世話になりました。

ウィーン大学の M. Drosg 氏には、実験配置や回路系の全般にわたり細かい点までの助言とともに、補正計算への示唆を頂きました。

実験を遂行するに当たり、タンデム加速器の方々にはビーム加速等の点で大変お世話になりました。

6. おわりに

原研タンデム加速器中性子ターゲット室に設置された $(n, x \gamma)$ 測定装置を用いて、連続成分を対象とした γ 線生成断面積の測定を行ってきた。

本報告では、実験配置での留意点、NaI(Tl) 主検出器の応答行列の作成方法と、鉄を例にした解析方法を中心に述べた。応答行列は検出器系を変更しない限り大幅な変更は不要であり、実験毎に更新する必要はない。しかし実験に先立ち標準線源のスペクトルを測定し、変動がないことを確認しておく必要はあるだろう。ここで示した応答行列の導出方法やその計算機コードは、応答行列の変更が必要な場合や他の検出器系に対する導出の際にも用いることができる。実験結果解析のために開発した計算コードやプログラムは、解析の効率化への期待に十分沿えるものと信ずる。これらのコードは JIS-FORTRAN77 の上位水準に準拠する範囲で記述されているが、標準水準とは PARAMETER 文や WRITE 文の * の使用などごく限られた部分であり、他の計算機システムへの移植も容易である。

現在使用している主検出器には、分解能や波高分布のコブの問題があり、新しい検出器への交換を進めている。中性子エネルギー 10 MeV 前後の単色中性子源としては、重イオンを用いた新しい中性子源の開発も進めており、 $d-D$ 反応に比較してバックグラウンドの少ない測定が期待される。これと並行してサンプルサイズ補正コードの検証実験も行っており、検出器系のハードウェアにとどまらず、データ解析も含めたシステムの構築が完了しつつある。これにより、測定が比較的困難であったエネルギー領域についても連続成分 γ 線生成断面積の測定および解析が効率良く行われ、高速中性子核データ評価の検証として有用なデータが整備されるものと期待される。

謝 辞

本報告を作成するに際し、核物理第 2 研究室の千葉敏氏、山内良磨氏、杉本昌義氏には実験も含め多大なる協力を頂きました。

東京工業大学の井頭政之氏、北沢日出男氏、内山敏郎氏には、実験の協力にとどまらず、検出器応答関数作成に際して有意義な助言を頂きました。また、応答関数作成の波高分布測定には、東京工業大学ペレットロン加速器の運転員ならびに北沢先生のグループの方々にお世話になりました。

ウィーン大学の M. Drosg 氏には、実験配置や回路系の全般にわたり細かい点までの助言とともに、補正計算への示唆を頂きました。

実験を遂行するに当たり、タンデム加速器の方々にはビーム加速等の点で大変お世話になりました。

参 考 文 献

- (1) 例えば, J.K. Dickens et al., Nucl. Sci. Eng. 62, 515 (1977)
- (2) 例えば, D.M. Drake et al., Nucl. Sci. Eng. 40, 294 (1970)
- (3) J.K. Dickens et al., Nucl. Sci. Eng. 50, 311 (1973)
- (4) 野口正安, 「 γ 線スペクトロメトリー」, 日刊工業新聞社, (1980)
- (5) L. Jarczyk et al, Nucl. Instr. and Meth. 17, 310 (1962)
- (6) H. Liskien and A. Paulsen, Nucl. Data Tables 11, 569 (1973)
- (7) M. Drogg, Nucl. Sci. Eng. 67, 190 (1978)
- (8) L.C. Northcliffe and R.F. Schilling, Nucl. Data Tables A7 233 (1970)
- (9) 例えば, J.B. Marion, "Nuclear Reaction Analysis", North Holland Publishing Co. (1968)
- (10) R.E. Textor and V.V. Verbinski, ORNL-4160 (1968)
- (11) R.L. Heath et al, Nucl. Instr. and Meth. 47, 281 (1967)
- (12) M. Shimizu et al, Private Communication (1985)
- (13) E. Browne and R.B. Firestone, "Table of Radioactive Isotopes", John Wiley & Sons, (1986)
- (14) C.M. Lederer and V.S. Shirley "Table of Isotopes", John Wiley & Sons, (1978)
- (15) C. Nordborg et al., Nucl. Sci. Eng. 66, 75 (1978)
- (16) C.Y. Chao et al., Phys. Rev. 79, 108 (1950)
- (17) A. Anttila et al., Nucl. Instr. and Meth. 147, 501 (1977)
- (18) L. Harris Jr. et al., "An Introduction to the Principles and Use of the FERDOR Unfolding Code", Gulf Radiation Technology GA-9882 (1970)
- (19) JENDL Compilation Group (Nuclear Data Center, JAERI): JENDL-3T, Private Communication (1989)