

JAERI - M  
89-089

NEANDC(J)-138/U  
INDC(JPN)-125/L

カルシウムとクロムのガンマ線生成核データの測定

July 1989

井頭 政之\*・北沢日出男\*

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 いばらき印刷(株)

カルシウムとクロムのガンマ線生成核データの測定

日本原子力研究所東海研究所物理部

井頭 政之\*・北沢日出男\*

(1989年6月21日受理)

東京工業大学原子炉工学研究所の3UH-HCペルトロン加速器とコンプトン抑止型NaI(Tl)ガンマ線検出器を用いて、カルシウムとクロムの中性子捕獲ガンマ線スペクトルを測定した。入射中性子エネルギー範囲は、カルシウムの場合、17~26keV, 31~59keV, 60~132keV, 及び $543 \pm 33$ keVであり、クロムの場合、22~40keV, 41~72keV, 73~144keV及び $545 \pm 32$ keVであった。実験で得られた補獲ガンマ線波高分布を検出器の応答行列を用いてアンフォールディングすることにより、補獲ガンマ線スペクトルを得た。測定結果を原子核の統計モデルに基づく計算結果と比較した。両核種について、計算は実験をかなり再現できた。

---

本報告は、日本原子力研究所が東京工業大学に委託して行った研究の成果である。

東海研究所：〒319-11茨城県那珂郡東海村白方白根2-4

\*東京工業大学原子炉工学研究所

Measurements of Gamma-ray Production Nuclear Data of Calcium  
and Chromium

Masayuki IGASHIRA\* and Hideo KITAZAWA\*

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

(Received June 21, 1989)

Neutron capture gamma-ray spectra of calcium and chromium have been measured, using the 3UH-HC Pelletron accelerator and an anti-Compton NaI(Tl) gamma-ray detector of the Research Laboratory for Nuclear Reactors in the Tokyo Institute of Technology. Incident neutron energy regions were 17~26keV, 31~59keV, 60~132keV, and 543±33keV for calcium, and 22~40keV, 41~72keV, 73~144keV, and 545±32keV for chromium. Measured capture gamma-ray pulse-height spectra were unfolded to obtain capture gamma-ray spectra, using a response matrix of the detector. Experimental results were compared with calculated ones based on a statistical model of the nuclei. The calculations reproduced well the observed spectra for both elements.

Keywords: Neutron Capture Gamma-ray Spectrum, keV Neutron, Calcium,  
Chromium, NaI(Tl) Detector

---

This work was performed under contracts between Japan Atomic Energy Research Institute and Tokyo Institute of Technology.

\* Research Laboratory for Nuclear Reactors, Tokyo Institute of Technology

## 目 次

1. はじめに	1
2. 実験装置及び実験方法	2
2.1 実験の概要	2
2.2 パルス中性子源	3
2.3 ガンマ線検出器の遮蔽体	5
2.4 ガンマ線検出器とその特性	7
2.4.1 ガンマ線検出器の構成と動作原理	7
2.4.2 応答行列	8
2.5 測定回路系	12
2.5.1 ガンマ線検出器用測定回路系	12
2.5.2 中性子検出器用測定回路系	14
2.6 測定用試料	14
2.7 測定	15
3. データ処理	15
3.1 捕獲ガンマ線波高分布	15
3.2 アンフォールディング及びスペクトルの規格化	16
3.2.1 アンフォールディング	16
3.2.2 捕獲ガンマ線スペクトルの規格化	16
3.3 捕獲ガンマ線スペクトルの誤差	17
4. 結果及び考察	17
4.1 測定結果	17
4.1.1 Ca の測定結果	18
4.1.2 Cr の測定結果	19
4.2 統計モデルによる理論計算との比較	20
4.2.1 Ca の計算結果と測定結果との比較	20
4.2.2 Cr の計算結果と測定結果との比較	21
5. おわりに	21
謝 辞	21
参考文献	22

## Contents

1. Introduction .....	1
2. Experimental equipment and method .....	2
2.1 Outline of experiment .....	2
2.2 Pulsed neutron source .....	3
2.3 Shield for a gamma-ray detector .....	5
2.4 Gamma-ray detector and its characteristics .....	7
2.4.1 Constituents of the gamma-ray detector and their operation .....	7
2.4.2 Response matrix .....	8
2.5 Electronics .....	12
2.5.1 Electronics for the gamma-ray detector .....	12
2.5.2 Electronics for neutron detectors .....	14
2.6 Samples .....	14
2.7 Measurements .....	15
3. Data processing .....	15
3.1 Capture gamma-ray pulse-height distribution .....	15
3.2 Unfolding and spectral normalization .....	16
3.2.1 Unfolding .....	16
3.2.2 Normalization of capture gamma-ray spectrum .....	16
3.3 Errors of capture gamma-ray spectrum .....	17
4. Results and discussion .....	17
4.1 Experimental results .....	17
4.1.1 Experimental results for Ca .....	18
4.1.2 Experimental results for Cr .....	19
4.2 Comparison with theoretical calculations on a statistical model .....	20
4.2.1 Comparison between calculations and measurements for Ca .	20
4.2.2 Comparison between calculations and measurements for Cr .	21
5. Conclusions .....	21
Acknowledgement .....	21
References .....	22

## 1. はじめに

中性子核反応によるガンマ線生成核データは、核分裂炉や核融合炉の核熱設計、ガンマ線遮蔽計算、及びガンマ線損傷の評価のために要求されている。高速炉や核融合炉のブランケットでは、隣接する炉心部から漏れてくるガンマ線、又は、そこで発生するガンマ線による加熱は、熱出力の評価に対して欠くことのできないものである。こうして、ガンマ線による発生熱量を評価するために、ガンマ線の強度及びスペクトルの詳細な知識が必要になる。

現在、これらのデータはPOPOP4（米国）やENDF/B-IV（米国）等のガンマ線生成核データ・ライブラリから取られているが、多くの核種に対して、収納されているデータと最近の測定値との間に食い違いが見られている。そこで、わが国においては、 $10^{-5}$  eVから20MeVまでの中性子に対する信頼性の高い評価済みガンマ線生成核データを日本の次期核データ・ライブラリJENDL-3（Japanese Evaluated Nuclear Data Library-3）に収納するため、昭和54年にシグマ委員会内にガンマ線生成核データ評価ワーキング・グループを設置し、高速炉や核融合炉において重要な24元素を選び評価作業を行ってきた。本研究の対象元素であるカルシウム（Ca）とクロム（Cr）もそれらの中に含まれている。CaとCrは原子炉及び核融合炉の基本構造材で、それらの核データは重要なものと考えられる。

一般に、ガンマ線を発生させる中性子核反応は二種類に大別される。即ち、ガンマ線のみ放出する中性子放射捕獲反応、及び粒子とガンマ線の両方を放出する反応（例えば、 $(n, n' \gamma)$  反応等）である。入射中性子エネルギー領域で対応させると、通常の原子核においては、 $E_n < 1\text{MeV}$ では主に中性子放射捕獲反応によってガンマ線が発生し、 $E_n > 1\text{MeV}$ では主に $(n, n' \gamma)$ 及び $(n, 2n \gamma)$ 反応によってガンマ線が発生する。

現在のガンマ線生成に関する測定データを見ると、 $E_n > 1\text{MeV}$ の領域では、軽核から重核までの20数核種についてかなり信頼性の高いデータが存在し<sup>1)</sup>、これらが上記の評価作業の基礎データとなっている。一方、 $E_n < 1\text{MeV}$ の領域では、熱中性子領域を除けば、基礎データに成り得る信頼性の高い測定データは重核領域に偏っている<sup>2-4)</sup>。これは、軽・中重核においては、このエネルギー領域の捕獲断面積が小さく、測定が容易でないことによる。（ここで、捕獲断面積が小さいという意味は、重核よりも小さいという意味であり、原子核工学的に重要でないという意味ではない。）即ち、現在において最も不足しているガンマ線生成核データは、軽・中重核における信頼性の高いkeV領域中性子捕獲ガンマ線データである。この様な状況において、本研究では、keV中性子領域におけるCaとCrの捕獲ガンマ線スペクトルを測定し、これらの核データを提供することを主な目的とした。

測定は大別して二種類行われた。即ち、

- (a)  $E_n < 150\text{keV}$ の入射中性子エネルギー領域に於ける測定。
- (b)  $E_n = 550\text{keV}$ の入射中性子エネルギーに於ける測定。

である。全ての測定は、東京工業大学原子炉工学研究所の広領域線質放射線照射実験室に設置されているペレトロン加速器を用いて行われた。以後、(a)を連続中性子を用いた測定、(b)を単色中

中性子を用いた測定と簡略化して呼ぶことがある。

## 2. 実験装置及び実験方法

### 2.1 実験の概要

ここでは、本研究で行われた実験のあらまし及び以後に述べられる各実験装置の役割と関連について述べる。

実験は全て本学原子炉工学研究所に設置されている広領域線質放射線照射実験室で行われた。中性子捕獲ガンマ線測定の際の実験配置略図をFig. 1に示す。当実験室に設置されているペレトロン粒子加速装置（ペレトロンと略す）によって加速されたパルス陽子ビーム（パルス幅約1.5 ns, 繰り返し周波数2MHz）は、真空排気されたビーム延長管中を飛行し、キャパシティブ・ピックオフ（capacitive pick off）を通過し（パルス陽子ビームが通過するときに電気信号を発生し、この信号がパルス実験の時間基準となる）、延長管終端に取りつけられているリチウムターゲット（Li-target）に入射する。そして、リチウムターゲット内で、このパルス陽子ビームによる ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ 反応によって、パルス化された中性子が発生する。中性子は、リチウムターゲットの下流（陽子ビームの流れに対して）約15cmに置かれた測定用試料に入射し、試料中の原子核と $(n, n)$ 反応や $(n, \gamma)$ 反応等を起こす。 $(n, \gamma)$ 反応から発生したガンマ線は、入射中性子に対して $125^\circ$ 方向、試料から約80cmに置かれた $7.6\text{cm}\phi \times 15.2\text{cm}$ のNaI(Tl)検出器(A)で測定される。この検出器は、周りをコンプトン除去用大型環状NaI(Tl)検出器(B)で囲われており、anti-Compton spectrometerとして使用される。又、この検出器は、ホウ酸入りパラフィン、カドミウム、鉛、及び ${}^6\text{LiH}$ で構成されている重遮蔽体内に設置されており、実験室中の中性子及びガンマ線のバック・グラウンドから遮蔽されている。尚、 $E_n=550\text{keV}$ の単色中性子を用いた測定の際の試料に入射する中性子の数及びエネルギー・スペクトルは、陽子ビームに対して $-45^\circ$ 方向に置かれた ${}^6\text{Li}$ -ガラス・シンチレーション検出器、及び $7^\circ$ 方向でリチウムターゲットから4.82mの位置に置かれた ${}^6\text{Li}$ -ガラス・シンチレーション検出器によって、夫々、モニターされる。連続中性子を用いた測定では、 $-45^\circ$ 方向の中性子検出器のみ用いられる。

上で述べたように、今回の実験では、捕獲ガンマ線の測定は $125^\circ$ 方向で行ったが、これは以下の理由による。

捕獲ガンマ線は主にE1あるいはM1遷移によると考えられる。ところで、E1あるいはM1ガンマ線強度の角分布はLegendre多項式の $P_0$ と $P_2$ だけで表現できる（E1とM1が干渉しない場合）。ここで、 $P_0$ は定数であり、又、 $P_2$ は $55^\circ$ と $125^\circ$ でゼロとなり、更に、角度積分もゼロである。従って、このいずれかの角度で捕獲ガンマ線の二重微分断面積（ガンマ線エネルギーと立体角について）を測定すれば、測定値に $4\pi$ を掛けることにより、精度良くエネルギー・スペクトルを得ることができる。実験上、 $125^\circ$ の方がSN比が良いので、この角度を選択した。

一般に、高速中性子実験ではパルス実験がしばしば行われるが、本実験でもこれを採用した。keV領域の中性子捕獲ガンマ線スペクトル測定において一番問題になるのは、バック・グラウンド



中性子を用いた測定と簡略化して呼ぶことがある。

## 2. 実験装置及び実験方法

### 2.1 実験の概要

ここでは、本研究で行われた実験のあらまし及び以後に述べられる各実験装置の役割と関連について述べる。

実験は全て本学原子炉工学研究所に設置されている広領域線質放射線照射実験室で行われた。中性子捕獲ガンマ線測定の際の実験配置略図をFig. 1に示す。当実験室に設置されているペレトロン粒子加速装置（ペレトロンと略す）によって加速されたパルス陽子ビーム（パルス幅約1.5 ns, 繰り返し周波数2MHz）は、真空排気されたビーム延長管中を飛行し、キャパシティブ・ピックオフ（capacitive pick off）を通過し（パルス陽子ビームが通過するときに電気信号を発生し、この信号がパルス実験の時間基準となる）、延長管終端に取りつけられているリチウムターゲット（Li-target）に入射する。そして、リチウムターゲット内で、このパルス陽子ビームによる ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ 反応によって、パルス化された中性子が発生する。中性子は、リチウムターゲットの下流（陽子ビームの流れに対して）約15cmに置かれた測定用試料に入射し、試料中の原子核と $(n, n)$ 反応や $(n, \gamma)$ 反応等を起こす。 $(n, \gamma)$ 反応から発生したガンマ線は、入射中性子に対して $125^\circ$ 方向、試料から約80cmに置かれた $7.6\text{cm}\phi \times 15.2\text{cm}$ のNaI(Tl)検出器(A)で測定される。この検出器は、周りをコンプトン除去用大型環状NaI(Tl)検出器(B)で囲われており、anti-Compton spectrometerとして使用される。又、この検出器は、ホウ酸入りパラフィン、カドミウム、鉛、及び ${}^6\text{LiH}$ で構成されている重遮蔽体内に設置されており、実験室中の中性子及びガンマ線のバック・グラウンドから遮蔽されている。尚、 $E_n=550\text{keV}$ の単色中性子を用いた測定の際の試料に入射する中性子の数及びエネルギー・スペクトルは、陽子ビームに対して $-45^\circ$ 方向に置かれた ${}^6\text{Li}$ -ガラス・シンチレーション検出器、及び $7^\circ$ 方向でリチウムターゲットから4.82mの位置に置かれた ${}^6\text{Li}$ -ガラス・シンチレーション検出器によって、夫々、モニターされる。連続中性子を用いた測定では、 $-45^\circ$ 方向の中性子検出器のみ用いられる。

上で述べたように、今回の実験では、捕獲ガンマ線の測定は $125^\circ$ 方向で行ったが、これは以下の理由による。

捕獲ガンマ線は主にE1あるいはM1遷移によると考えられる。ところで、E1あるいはM1ガンマ線強度の角分布はLegendre多項式の $P_0$ と $P_2$ だけで表現できる（E1とM1が干渉しない場合）。ここで、 $P_0$ は定数であり、又、 $P_2$ は $55^\circ$ と $125^\circ$ でゼロとなり、更に、角度積分もゼロである。従って、このいずれかの角度で捕獲ガンマ線の二重微分断面積（ガンマ線エネルギーと立体角について）を測定すれば、測定値に $4\pi$ を掛けることにより、精度良くエネルギー・スペクトルを得ることができる。実験上、 $125^\circ$ の方がSN比が良いので、この角度を選択した。

一般に、高速中性子実験ではパルス実験がしばしば行われるが、本実験でもこれを採用した。keV領域の中性子捕獲ガンマ線スペクトル測定において一番問題になるのは、バック・グラウンド

を如何に差し引くかである。リチウムターゲット中性子源から発生したkeV中性子は、床、壁、天井等で散乱されて減速し、実験室内は熱中性子の「海」となる。中性子捕獲断面積はkeV領域よりも熱領域の方が桁違いに大きいので、Fig. 1 に示したような重遮蔽体を用いて如何にうまく遮蔽を行っても、試料や実験室の構造物による熱中性子捕獲ガンマ線を完全に除去することはできない。又、ガンマ線検出器に入射するバック・グラウンド中性子も完全には除去できない（バック・グラウンド中性子がNaI (T1) 検出器に入射すると、主に、 $^{127}\text{I}(n, \gamma)^{128}\text{I}$ 反応によるガンマ線及び生成された $^{128}\text{I}$ （半減期25分）から放出されるベータ線によるバック・グラウンドが生じる）。しかし、熱中性子によるバック・グラウンド事象は、短い時間内ではランダムに起こると考えられるので、keV中性子をパルス状に発生させれば、主として試料内でkeV中性子捕獲反応が起こる時間領域とバック・グラウンド事象だけが起こる時間領域を分けることができる。そして、これら両方の時間領域内でガンマ線波高分布を測定し、前者の領域で得られた波高分布から後者の波高分布を差し引けば、試料によるkeV中性子捕獲ガンマ線波高分布を得ることができる。又、パルス実験の場合、中性子源から発生した中性子のエネルギーとエネルギー幅を容易に測定することができる。即ち、中性子が一定の距離を飛行する時間及びその飛行時間分布の幅を測定すれば、各々の値を得ることができる。この様にして中性子のエネルギーと幅等を測定する方法を、飛行時間法（time-of-flight method）と呼ぶ（上記のバック・グラウンドの決定の際にも、具体的には、中性子源から試料までの中性子飛行時間を情報として用いるので、一種の飛行時間法を用いていると言える）。本実験でもこの方法で発生中性子のエネルギーと幅の測定を行った。

## 2.2 パルス中性子源

パルス陽子ビームの加速には、米国nec社（national electrostatic corporation）製の3UH-HC ベレトロン加速器を用いた。ベレトロンはVan de Graaff型加速器で、電荷の運搬に、ゴム・ベルトの代わりに、ステンレス製のベレットをナイロンでつなげたチェーンを用いている。加速管はチタン製電極とセラミックス（アルミナ製）の絶縁体から成っており、その接合には有機物が用いられていない。従ってアウト・ガスが少ないので、加速管内に高真空が得られ易く、重イオンの加速も容易に行うことができる。又、本加速器の電圧分割には、ブリーダー抵抗の代わりに、約100個のコロナ・ポイント（金属製円盤に3本の金属製針を垂直に取りつけたもの）が用いられ、SF<sub>6</sub>絶縁ガス中のコロナ放電の電圧-電流特性が利用されている。イオン源としては、nec社製のデュオ・プラズマトロン（duoplasmatron）を我々で改良したものをを用いている。イオン源と加速管の間には、Fig. 2 に示す様に、アインツェル・レンズ（einzellens），パルス化装置，速度弁別器，2mmφアパーチャー及びドリフト管（drift tube）等が設けられている。

パルス化装置は、スイープ（sweep），DCバイアス（DC bias），ポップ（pop），及びバンチャー（buncher）の各ユニットから成り、クライストロン・バンチング（klystron bunching）法によりパルス化が行われている。バンチャー・カップを通過したH<sup>+</sup>ビームは、レンズ作用の殆どないドリフト管によって約70keVまで加速された後、加速管に入射する。H<sup>+</sup>ビームがバンチャー・カップを通過してからビーム延長管の終端に取りつけられているリチウムターゲットに到達するまでの時間の約7割がドリフト管内で消費されるので、2mmφアパーチャーでチョッ

プされたビームのバンチング (bunching) の殆どはドリフト管内で行われるが、最終的にリチウムターゲット上では $H^+$ ビームは約1.5ns (FWHM) にバンチングされる。

加速管を出てからリチウムターゲットまでの約20mの間はビーム延長管でつながっており、ビーム延長管内は、三台の軸流分子ポンプと二台のチタン・ゲッター・ポンプによって、高真空に保たれている。又、この間、レンズとして二台の二連四重極電磁石、ビームの軌道修正用として四台のステアリング (steering) 電磁石、ビームのエネルギー分析のための電磁石が設けられており、これらを制御することによって、ビームを末端のリチウムターゲットまで導くことができる。尚、ビーム延長管の途中には、ビームの形状を測定するビーム・プロフィール・モニター (beam profile monitor)、ビーム電流を測定するリムーバブル・ファラデー・カップ (removable Faraday cup)、ビームの径を制限するスリット (slit) 等も幾つか設けられている。リチウムターゲットに入射するパルス陽子ビーム電流は7~10 $\mu$ Aであった。

中性子ターゲット系はリチウムターゲットとターゲット・ホルダー (target holder) から構成されるが、その様子をFig. 3に示す。ターゲット系は絶縁フランジによってビーム延長管から電氣的に浮いている。又、絶縁フランジの上流側には5mm $\phi$ のタンタル製アパーチャーが取り付けられて、リチウムターゲットに入射する陽子ビームの幾何学的範囲が制限されている。全体として良いファラデー・カップとなっており、電流計に接続され、リチウムターゲットに入射するパルス陽子ビーム電流は常にモニターされている。散乱中性子の発生を極力防ぐため、ターゲット・ホルダーの主要部分は1mm厚のステンレス・スチールで製作した。又、構造材の全体の量を減らすためと、リチウムターゲットからタンタル製スリット板を見る立体角を小さくするために (エレクトロン・サプレッション電圧をかけなくても良いファラデー・カップであるために)、ホルダーの直径を極力小さくした。

リチウムターゲットは、金属リチウムを0.4mm厚の銅板バックングに真空蒸着したものである。金属リチウムの真空蒸着は実験室の試料作成室中にある真空蒸着装置を用いて行い、蒸着後は真空のまま十分冷やし、その後、乾燥窒素ガスで蒸着装置の真空を破り、乾燥窒素ガス雰囲気のまま素早くリチウムターゲットを運び、そして、ターゲット・ホルダーに装着しながら素早くターゲット系を真空に引く。この様にすると、リチウムターゲットの厚さを入射陽子のエネルギー損失 (keV) で計った場合 (このエネルギー損失が発生中性子のエネルギー幅におよそ比例する)、同じ厚さのターゲットで比較して、最も単位面積当たりのリチウム原子核数が多く、結局中性子発生量が最も多くなる。例えば、リチウムターゲットを空気中に暫く晒すと、リチウムは酸化リチウムあるいは水酸化リチウムにすぐ変化し、ターゲットの厚さは数倍に増してしまい、発生中性子のエネルギー幅も数倍になる。

バックング材としてタンタルも検討したが、タンタルの熱伝導率は銅の約1/7で、又、リチウムの融点と沸点は低いので (一気圧で融点は179 $^{\circ}$ C、沸点は1317 $^{\circ}$ C)、タンタル・バックングを用いる場合、ターゲットの冷却を水冷等によって十分に行う必要がある事が分かった。事実、ベビー・コンプレッサーからの空気によるターゲットの冷却では、タンタル製のリチウムターゲットに約7 $\mu$ Aの陽子ビーム (エネルギーは約2MeV) をあてたところ、リチウムが蒸発してすぐに中性子が発生しなくなった。

リチウムターゲットの冷却は、上で述べた様な空冷方式を採用した。水冷の方が良く冷却で

きるが、keV領域の中性子は水によってすぐに減速されるという欠点がある。実際に、水の層の厚さ約1mmの水冷ターゲット系を製作して試験してみたが、水によって減速された中性子が観測されたので、その使用を断念した。銅バックングを用いた場合、空冷でも、陽子ビーム電流10  $\mu$ A以内では、リチウムの蒸発によってターゲットの寿命は短くならない事が確認された。

${}^7\text{Li}(\text{p}, \text{n}){}^7\text{Be}$ 反応のしきいエネルギーは1.881MeVであり、又、残留核 ${}^7\text{Be}$ が第一励起状態(478keV)に励起する ${}^7\text{Li}(\text{p}, \text{n}){}^7\text{Be}^*$ 反応のしきいエネルギーは2.378MeVである。ここで、前者の反応から発生する中性子を $n_0$ 、後者の反応からのものを $n_1$ と呼ぶことにする。入射陽子エネルギーが1.881MeVのとき、簡単な運動学から分かるが、エネルギー30keVの $n_0$ が陽子ビームに対して $0^\circ$ 方向のみに発生する。入射陽子エネルギーを上げていくと、 $n_0$ は $0^\circ$ 軸を中心軸としたコーン(cone)内に発生するようになり、陽子エネルギーの増加と共にコーンの頂角は広がってゆく。リチウムターゲットが無限に薄い場合は、このコーン内の任意の角度方向( $\theta$ )には二種のエネルギー(夫々を $E_{01}$ と $E_{02}$ 、但し $E_{01} > E_{02}$ とする)の $n_0$ が発生する。Liターゲットが厚い場合は、ターゲット内で陽子エネルギーが連続的に減少するので、 $\theta$ 方向にはエネルギー分布が $E_{01} \sim E_{02}$ で連続的な $n_0$ が発生する。(本報告書の連続中性子を用いた測定に対応する。)陽子エネルギーが1.921MeVになると、 $n_0$ は全角度に発生するようになり、エネルギーは角度によって定まったものになる。従って、陽子エネルギーが1.921~2.378MeVの範囲では、リチウムターゲットの厚さを適切に選ぶことにより、任意の角度方向に単色エネルギーの中性子を発生させることができる。(本報告書の単色中性子を用いた測定に対応する。)このときの中性エネルギー幅は、勿論、リチウムターゲットの厚さによって決まる。この陽子エネルギー範囲は、 $0^\circ$ 方向の中性子エネルギーでは120~650keVの範囲に対応する。更に陽子エネルギーを上げていくと、上記の ${}^7\text{Be}^*(478\text{keV})$ を残留核とする反応のチャンネル(channel)が開き、 $n_1$ が発生するようになる。 $n_1$ の空間及びエネルギー分布も、 $n_0$ について上で述べたのと同様な状況をたどる。従って、例えば、入射陽子エネルギーが2.5MeVでリチウムターゲットが薄いとき、 $0^\circ$ 方向には786keVの $n_0$ と260keVの $n_1$ が発生する。

### 2.3 ガンマ線検出器の蔽遮体

前に述べたように、高速中性子実験では、ガンマ線検出器のバック・グラウンド信号を低減させるため、実験室内に充滿している散乱中性子や中性子源から直接ガンマ線検出器に入射する中性子を十分に遮蔽する必要がある。又、自然バック・グラウンドのガンマ線や構造材の散乱中性子捕獲ガンマ線も遮蔽する必要がある。

バック・グラウンド中性子に対する遮蔽材の適切な選択は、実験に用いられる中性子のエネルギー範囲に依存するが、経済的理由によって、水素化合物を含んだ遮蔽材(含水素遮蔽材と略す)がしばしば用いられている。含水素遮蔽材中では、中性子は水素の原子核である陽子と衝突を繰り返して減速し、そして、遮蔽材にまぜられている吸収材によって吸収される。

この中性子吸収材としてリチウム化合物がよく用いられるが、これは、ガンマ線を発生しない ${}^6\text{Li}(\text{n}, \alpha)\text{T}$ 反応によって、リチウム原子核は熱中性子を吸収するからである。しかし、リチウム化合物を含んだ含水素遮蔽材は水素原子数密度が小さいので、検出器を高速中性子から十分

に遮蔽するためには多量の遮蔽材が必要となる。水素原子数密度が小さくなるのは、 ${}^6\text{Li}$  の天然存在比が7.5%と小さく、又、熱中性子に対する ${}^6\text{Li}(n_{\text{th}}, \alpha)\text{T}$ 反応断面積が $940\text{b}^{5)}$ と小さいので、効果的に熱中性子を吸収するためには多量のリチウム化合物を遮蔽材にまぜる必要がある。その結果、遮蔽材の水素原子数密度が低下することによる。

一方、熱中性子吸収反応として工業的によく用いられる ${}^{10}\text{B}(n_{\text{th}}, \alpha){}^7\text{Li}$ 反応を考えると、断面積は約 $3800\text{b}^{5)}$ で ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$ 反応断面積の約4倍大きく、又、 ${}^{10}\text{B}$ の天然存在比も20%と ${}^6\text{Li}$ の存在比より約3倍大きい。従って、同じ熱中性子吸収効果を得るためには、遮蔽材中の原子数密度で比較して、ボロンはリチウムの約1/10の量を遮蔽材に加えればよいことになる。そうすると、ボロン化合物を含む含水素遮蔽材の水素原子数密度は大きくなり、高速中性子の遮蔽能力は増す。

ボロンを含んだ遮蔽材の唯一の欠点は、 ${}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7\text{Li}$ 反応から0.48MeVガンマ線が発生することである。この欠点が、ボロンを含んだ遮蔽材が、ガンマ線検出器の主遮蔽材として、これまで用いられなかった理由である。しかし、含水素遮蔽材を用いる限り、 ${}^1\text{H}(n, \gamma)\text{D}$ 反応から発生する2.2MeVガンマ線が遮蔽材中に常に存在し、このガンマ線を鉛等の遮蔽材で遮蔽する必要がある。これら二種類のガンマ線の鉛による減衰を考えると、10cm厚の鉛によって、0.48MeVガンマ線は $10^{-6}$ のオーダーに減衰するが、2.2MeVガンマ線は $10^{-2}$ のオーダーにしか減衰しない。従って、もし10cm厚程度の鉛遮蔽材が用いられるならば、0.48MeVガンマ線によるバック・グラウンド・レベルは2.2MeVガンマ線によるものよりも低くなることが予想される。

このような状況を踏まえて、我々の研究室では、高速中性子実験に用いる中性子遮蔽材としてオルト・ホウ酸( $\text{H}_3\text{BO}_3$ )入りパラフィン( $\text{CH}_2$ )を選び、一次元の中性子-ガンマ線結合輸送計算によって遮蔽効果の定量的検討を重ね、最適な遮蔽体の設計及び制作を行った<sup>6)</sup>。本実験においても、この遮蔽体を用いた。

遮蔽体は大型ゴニオメータ(goniometer)の動径方向台車の上に設置されており、この台車は更にゴニオメータの角度方向台車の上に置かれている。角度方向台車は、測定用試料の位置を軸として(Fig. 1参照)、試料に入射する中性子の方向に対して $-45^\circ \sim 160^\circ$ の範囲で動かすことができ、又、動径方向台車は角度方向台車の上を直線的に約4mの範囲を前後させることができる。このゴニオメータによって、ガンマ線検出器の測定角度及び位置の設定が容易に行うことができる。

ガンマ線検出器のバック・グラウンドの他の主因の一つは、測定用試料によって散乱されて検出器方向に向かう中性子がある。この中性子を遮蔽するためには、ガンマ線用コリメータ内に中性子遮蔽材を挿入する必要がある。しかし、一般に、中性子遮蔽材はガンマ線も遮蔽するので、コリメータ内に挿入する遮蔽材としては、中性子を非常に良く遮蔽してガンマ線をあまり遮蔽しないものを選ぶ必要がある。更に、この遮蔽材は中性子を吸収した際にガンマ線を殆ど放出しないものでなければならない。この様な遮蔽材としては ${}^6\text{LiH}$ がある。本遮蔽体にも、この ${}^6\text{LiH}$ 遮蔽材が用いられている。 ${}^6\text{LiH}$ は米国オークリッジ研究所から購入したもので、 ${}^6\text{Li}$ が93%に濃縮されている。約400gの ${}^6\text{LiH}$ を、内側をラッカーで塗られているアルミニウム製容器に密閉した状態で使用している。(LiHは生体に対して非常に有害である。)

## 2.4 ガンマ線検出器とその特性

### 2.4.1 ガンマ線検出器の構成と動作原理

本実験に用いたガンマ線検出器はコンプトン抑止型 NaI (T1) 検出器であり、その略図を Fig. 4 に示す。図から分かる様に、本検出器は主検出器(A)、大型環状検出器(B)、及びプラグ検出器(C)の三台の NaI (T1) 検出器から構成されており、後の二台の検出器がコンプトン除去用検出器として作動する。

主検出器は、7.6cm $\phi$  × 15.2cm の円柱形結晶を3インチ光電子増倍管に直接接合したインテグラル型であり、良いエネルギー分解能が得られる様になっている。又、検出器ケースの結晶の周りの部分は0.5mm厚のアルミニウムからできており、結晶から逃れたコンプトン散乱線や0.511 MeV 消滅ガンマ線(これらのガンマ線をコンプトン除去用検出器で検出することになる)がなるべく周りの検出構造材で吸収されない様に工夫されている。

大型環状検出器の結晶は、外径 25.4cm, 内径 9.5cm, 長さ 28.6cm の円筒形をしており、中心軸を含む面で光学的に二分割されている。各結晶には二個の3インチ光電子増倍管が取り付けられており、合計四個の光電子増倍管からの出力を用いることになる。検出器ケースの内側円筒面部分は0.8mm厚のアルミニウムからできており、主検出器から逃れたコンプトン散乱線等を検出器構造材で極力吸収しないように設計されている。この大型環状検出器の側面には直径 9.0cm の挿入穴が設けられており、Ge 検出器等が側面からも挿入できる様になっている。

プラグ検出器は7.6cm $\phi$  × 7.6cm の円柱形結晶を3インチ光電子増倍管に接合したものである。今回の実験では、大型環状検出器の横穴をふさぐために用いられた。即ち、今回は、大型環状検出器とプラグ検出器でコンプトン除去用検出器を構成している。

良く知られている様に、ガンマ線と物質の相互作用過程としては、光電効果、コンプトン散乱、及び電子対生成(しきいエネルギーは1.02MeV)の三種類がある。前述の主検出器の NaI (T1) 結晶中でもこの三種類の相互作用が起こり、その結果、主検出器の出力波高分布は Fig. 5(a)あるいは Fig. 5(b)の実線で示した様な複雑なものになる。Fig. 5(a)は入射ガンマ線エネルギー約 1 MeV のときの出力波高分布の略図であり、光電効果による全エネルギー・ピーク(full energy peak)とコンプトン散乱によって生じた部分からなっている。Fig. 5(b)は入射ガンマ線エネルギー約 4 MeV のときの波高分布の略図であり、主に電子対生成による全エネルギー・ピーク、0.511 MeV 消滅ガンマ線が一つ逃れて生じたシングル・エスケープ・ピーク(single escape peak)、0.511 MeV 消滅ガンマ線が二つ逃れて生じたダブル・エスケープ・ピーク(double escape peak)、及びコンプトン部分からなっている。

ところで、全エネルギー・ピークを形成しない事象では、コンプトン散乱線あるいは0.511 MeV 消滅ガンマ線が必ず主検出器の結晶から外側に逃れ出てくる。従って逆に、これらのガンマ線が周りのコンプトン除去用検出器で検出された場合、主検出器の出力信号は全エネルギー・ピークを形成しない信号である。そこで、コンプトン除去用検出器から出力信号が生じた場合は主検出器からの出力信号を捨てることにすると(非同時計数)、理想的には、全エネルギー・ピークを形成する信号のみが残り、非常に単純な波高分布となる。この様な工夫がなされたガンマ線検出器をコンプトン抑止型検出器と呼ぶ。実際には、コンプトン除去用検出器のガンマ線検出効

率が100%ではないので(立体角も含めて), 全エネルギー・ピークのみにはならないが, Fig. 5中の点線で示した様な全エネルギー・ピークが強調された単純な形の波高分布となる。尚, Fig. 5(b)でダブル・エスケープ・ピークが極端に抑えられているのは, 0.511MeV消滅ガンマ線が二つ共コンプトン除去用検出器で検出されない確率は非常に小さいからである。

更に, コンプトン除去用検出器は, 宇宙線バック・グラウンドを低減させる働きもする。Fig. 6は, 宇宙線に注目して, 主検出器の光電子増倍管の印加電圧を通常より下げて, 約50MeVまでの波高分布を観測したものである。この時, エネルギー較正用のガンマ線を発生させるため, 1CiのAm-Be中性子源をパラフィンとカドミウムで覆ったものを検出器から約10m離れた所に置いた。地表に到達する宇宙線の多くは, GeV領域の $\mu$ 中間子である。荷電粒子である $\mu$ 中間子は, 物質中を通過する時には必ずエネルギーを損失するので, 主NaI(Tl)検出器の $\mu$ 中間子検出効率は約100%である。又, 天頂方向からやって来る1GeVの $\mu$ 中間子が主NaI(Tl)検出器内で失うエネルギーは,  $\mu$ 中間子の平均通過距離を6cmとして計算すると, 約30MeVである。Fig. 6のコンプトン除去を行わない場合の波高分布(点線)中には, この損失エネルギーに対応した所に $\mu$ 中間子によるピークが観測されている。コンプトン抑止型検出器として作動させると, 図から分かる様に, 殆どの $\mu$ 中間子は天頂方向から来るので, 主検出器を通過する $\mu$ 中間子はコンプトン除去用検出器にも検出され, 主検出器の $\mu$ 中間子に対応した信号は捨てられることになる。長時間に及ぶ(30~100時間)捕獲ガンマ線スペクトル測定においては, この宇宙線バック・グラウンドの低減は非常に有益である。

#### 2.4.2 応答行列

一般に, ガンマ線検出器に単色ガンマ線(エネルギー $E_\gamma$ )が入射した時に得られる出力波高分布 $R(E_\gamma, J)$ ( $J$ は波高で, 波高分析器のチャンネルと考えて良い)を, その検出器の応答関数と呼ぶ。 $J$ 番目の成分が $R(E_\gamma, J)$ であるベクトル $R_{E_\gamma}$ を定義すると, 応答関数はこのベクトルで表現されることになる。ガンマ線エネルギー $E_\gamma$ を離散化して $I$ と書き改めると, ベクトルは $R_I$ となり, その成分は $R(I, J)$ となる。次に,  $I$ 行 $J$ 列番目の成分が $R(I, J)$ である行列 $R$ を定義すると,  $R$ はベクトル $R_I$ (応答関数)の集まったものと解釈でき, これを応答行列と呼ぶ。

応答行列は, 各行についての和が1となる様に規格化しても, 厳密には, 検出器固有なものではなく, ガンマ線源と検出器の幾何学的位置関係に依存する。即ち, 線源と検出器の位置関係が定まったときに応答行列が定義される。又, このとき, (立体角も含めた)ガンマ線検出効率で規格化された応答行列も定義することができる。今回は, この検出効率も含めた応答行列をデータ処理で用いることにした。各応答関数が分かれば応答行列は容易に求めることができるが, 各応答関数は, 実験あるいは計算によって求める必要がある。本研究では, 幾つかのガンマ線エネルギー点で応答関数を実験的に求め, これらを内挿することにより各応答関数を求めた。以下, これらの事について述べる。

幾つかの入射ガンマ線エネルギー点での応答関数を実験的に求めるため, Table 1及びTable 2に示したガンマ線源を用いて波高分布を測定した。Table 1中の $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{54}\text{Mn}$ ,  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{60}\text{Co}$ , 及び $^{88}\text{Y}$ の各線源は, 放射能強度の分かっている標準線源である。Am-Beは, 通常は中性子源

として用いられるが、今回は ${}^9\text{Be}(\alpha, n\gamma){}^{12}\text{C}$ 反応からの4.44MeVガンマ線源として用いた。 ${}^{24}\text{Na}$ (半減期が約15時間と短い)はNaClを中性子で放射化して我々が製造したものである。Table 2に示したガンマ線発生用共鳴反応は、表に示した各ターゲットをペレット加速器からの直流陽子ビームで照射することにより起こさせた。各ターゲットの厚さは、共鳴幅と近傍の共鳴を考慮して決定した。

中性子捕獲ガンマ線スペクトル測定の場合と同じ条件で応答関数を測定するため、検出器を遮蔽体内に納め、検出器とガンマ線源の距離も捕獲ガンマ線測定の時と同じにした。(共鳴反応からのガンマ線を測定する際には、検出器を陽子ビームに対して $0^\circ$ 方向に回わして行った。)測定回路系も、後で述べる捕獲ガンマ線測定用回路系をそのまま用いた。但し、応答関数測定実験はパルス実験ではないので、タイミング信号系は外された。

測定した波高分布は、自然バック・グラウンドを引き去った後、統一して30keV/ch.にエネルギー較正した。測定例として、 ${}^{19}\text{F}(p, \alpha\gamma){}^{16}\text{O}$ 反応と ${}^{27}\text{Al}(p, \gamma){}^{28}\text{Si}$ 反応によって得られたガンマ線波高分布をFig. 7及びFig. 8に夫々示す。Fig. 7には、 ${}^{19}\text{F}(p, \alpha\gamma){}^{16}\text{O}$ 反応から発生する6.13MeV及び、7.11MeVガンマ線と、0.511MeV消滅ガンマ線のピークが観測されている。観測されている0.511 MeV消滅ガンマ線は、主に、ガンマ線発生用ターゲット系や検出器遮蔽体のコリメータの構造材中で発生したものと考えられる。コリメータ部分(厳密に言えば、ガンマ線検出器系を構成している全ての構造材)から発生する消滅ガンマ線の量及び発生方向の分布はガンマ線検出器系に固有なものであるから、この消滅ガンマ線による0.511 MeVピークは応答関数に加えるべきである。他方、ターゲット系から発生する消滅ガンマ線はガンマ線検出器系に固有なものではないので、この消滅ガンマ線による0.511 MeVピークは応答関数を形成するものではない。しかし、実験的には、これら二種類の消滅ガンマ線を区別することができない。ところで、中性子捕獲ガンマ線測定実験の際、入射中性子エネルギー以下の低エネルギーガンマ線の殆どは非弾性散乱ガンマ線であり、本研究ではあまり興味のないところである。従って、本研究では便宜上、消滅ガンマ線による0.511 MeVピーク部分は応答関数から全て取り除くことにした。分は応答関数から全て取り除くことにした。

Fig. 8中には多数のピークが観測されているが、この内、10.763MeVガンマ線による波高分布が高エネルギー・ガンマ線用応答関数の作成のために直接的に用いられた。他のガンマ線によるピークは、応答関数の全エネルギー・ピークの相対検出効率を決定するために用いられた。ここで、強いピークを形成している1.779MeVガンマ線は標準線源のエネルギー領域に入っているので、このガンマ線の全エネルギー・ピーク検出効率の絶対値は内挿によって求めることができる。従って、1.779MeVガンマ線に対する検出効率を絶対値化することによって、高エネルギー領域の相対検出効率も絶対値化することができる。

応答行列を求めるためには、まず、上記の測定した波高分布から目的のエネルギーの応答関数を求め、次に、これらの応答関数を内挿して各エネルギー点における応答関数を求める必要がある。しかし、Fig. 7あるいはFig. 8及びTable 1, 2から分かる様に、測定で得られている波高分布中には目的の応答関数を求めるのに邪魔になるガンマ線による波高分布が混ざっていることがあるし、又、測定によって求められる応答関数は限定されたエネルギー点についてのみである。従って、波高分布からの応答関数の抽出や応答関数の内挿を適切に行うためには、Fig. 9に示す様に、応答関数を全エネルギー・ピーク、シングル・エスケープ・ピーク及びコンプトン部分の



三部分に分けて、夫々の面積（検出効率）及び形状のガンマ線エネルギー依存性を見いだして解析した方が有利と考えられる。（前に述べた様に、ダブル・エスケープ・ピークは殆ど完全に除去されるので、解析には含めなかった。）引下、各部分の解析について順に述べてゆく。

#### 2.4.2 全エネルギー・ピーク

全エネルギー・ピークの形は近似的にガウス関数形で表現される。特に、ピークの高エネルギー側はガウス関数と非常に良く一致する。しかし、低エネルギー側では、NaI (T1) シンチレータの発光に寄与しない電子のエネルギー損失過程が存在するため、ガウス関数からずれて尾を引く形となる。そこで、この部分を全エネルギー・ピークの非対称部分として別に考慮することにして、先ず、全エネルギー・ピークの高エネルギー側だけでガウス関数をフィットした。

次に、全エネルギー・ピーク検出効  $\epsilon_F$  を、

$$\epsilon_F = \frac{S}{I \gamma t} \quad (2-1)$$

で定義する。ここで、 $I \gamma$  は線源のガンマ線放出強度、 $t$  は測定時間である。S は、最小二乗法でフィットして得られたガウス関数の、低エネルギー側も含む面積である。但し、Fig. 8 の  $^{27}\text{Al} (p, \gamma)^{28}\text{Si}$  反応の波高分布中に観測される 4.65 MeV, 6.08 MeV, 及び 7.93 MeV の全エネルギー・ピークについては、夫々、幾つかのガンマ線が集まってピークを形成しているので、ガウス関数によるフィットは行わず、各ピークの下のコンプトン部分を引き去ったピーク面積を全エネルギー・ピーク面積 S とした。

ガンマ線放出強度が分かっている  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{60}\text{Co}$ , 及び  $^{88}\text{Y}$  線源の測定で得られた上記の検出効率から、ガンマ線エネルギー 1.84 MeV 以下の領域における絶対検出効率曲線を求めた。又、 $^{27}\text{Al} (p, \gamma)^{28}\text{Si}$  反応の波高分布から、ガンマ線エネルギー 1.78 MeV 以上の相対検出効率曲線を求めた。そして、両者を 1.78 ~ 1.84 MeV の重複した領域で比較することにより、1.78 MeV 以上の領域の相対検出効率曲線を絶対値化し、次式で与えられる全ガンマ線エネルギー領域の全エネルギー・ピーク検出効率曲線を得た。

$$\epsilon_F (E \gamma) = \exp (2.62 \times 10^{-3} E \gamma^2 - 0.181 E \gamma - 9.20) - \exp (-4.0 E \gamma - 9.8) \quad (2-2)$$

ここで、 $E \gamma$  は MeV 単位である。

更に、全エネルギー・ピーク分解能を、フィットしたガウス関数の半値幅 (FWHM: full width at half maximum) で定義した。この分解能の測定値を Fig. 10 に示す。ところで、全エネルギー・ピークの幅は、主に、NaI (T1) 結晶及び光電子増倍管での光子数と電子数の統計的ゆらぎによって生じる。したがって、分解能は光子の発生数に強く依存し、近似的に  $(E \gamma)^{1/2}$  に比例する。そこで、全エネルギー・ピーク分解能曲線として  $a (E \gamma)^b$  の形の関数を仮定し、これを測定値に最小二乗フィットすることにより、

$$\text{FWHM} = 65.4 E \gamma^{0.522} \text{ (keV)} \quad (2-3)$$

を得た。ここで、 $E \gamma$  は MeV 単位である。

波高分布からシングル・エスケープ・ピークとコンプトン部分を引き去り、残った全エネルギー

ー・ピークと前述のフィットしたガウス関数との比を波高（チャンネル）毎にとり、この比で全エネルギー・ピークの非対称部分を表わした。前に述べた様に、ピークの高エネルギー側はガウス形に非常に近いので、この非対称部分はピークの低エネルギー側のみ考慮した。そして、非対称を表す上記の比を  $E\gamma$  と波高の関数で表現して内挿を行った。

#### 2.4.2.2 シングル・エスケープ・ピーク

シングル・エスケープ・ピークを、そのエネルギーに於ける全エネルギー・ピークと同じ幅のガウス関数で近似した。シングル・エスケープ・ピークは全エネルギー・ピークに比べて強度が弱いので、このピークの非対称性は考慮しなかった。シングル・エスケープ・ピークと全エネルギー・ピークの面積の比のデータをフィットすることにより、シングル・エスケープ・ピーク検出効率

$$\epsilon_S(E\gamma) = 0.205 \epsilon_F(E\gamma) \exp\left(-\frac{2.67}{E\gamma - 0.43}\right) \quad E\gamma > 1.4\text{MeV} \quad (2-4)$$

を得た。ここで、 $E\gamma$  は MeV 単位である。

#### 2.4.2.3 コンプトン部分

コンプトン部分は、波高分布からシングル・エスケープ・ピークを引き去り、検出器のエネルギー分解能を考慮して、コンプトン端以上をコンプトン端をピーク位置とするガウス関数で外挿することによって得られた。この際、ガウス関数の幅は、そのエネルギー位置の全エネルギー・ピークの幅と同じにした。ガンマ線が単色でない  $^{19}\text{F}(p, \alpha\gamma)^{16}\text{O}$  反応の場合は、6.13MeVガンマ線と7.11MeVガンマ線の強度の比でコンプトン部分を分割し、6.13MeVガンマ線に対するコンプトン部分の形を得た。又、 $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$  反応の10.76MeVガンマ線のコンプトン部分の8MeV以下の部分は、6.13MeVガンマ線のコンプトン部分を10.76MeVに引き伸ばしたものの8MeV以下の部分で代用した。

まず、コンプトン部分の面積と全エネルギー・ピーク的面積の比のデータをフィットすることにより、コンプトン検出効率

$$\epsilon_C(E\gamma) = \epsilon_F(E\gamma) \exp\{1.33 \times 10^{-2} E\gamma^2 + 0.653E\gamma - 10.5 - (0.79E\gamma^2 - 3.05E\gamma + 3.24)^{1/2}\} \quad (2-5)$$

を得た。但し、 $E\gamma$  は MeV 単位である。

次に、コンプトン部分の形の内挿法について説明する。まず、内挿エネルギーより高いエネルギーの実験で得られたコンプトン部分をチャンネル方向に圧縮して内挿エネルギーのコンプトン端に合わせる。又、同様に、内挿エネルギーより低いエネルギーの実験で求めたコンプトン部分を引き伸ばして内挿エネルギーのコンプトン端に合わせる。次に、これらのコンプトン部分の面積を内挿エネルギーでのコンプトン検出効率  $\epsilon_C$  に規格化する。そして、チャンネル毎にガンマ線エネルギーで直線内挿することにより、内挿エネルギー点に於けるコンプトン部分の形を求めた。

以上の様にして求められる全エネルギー・ピーク、シングル・エスケープ・ピーク、及びコンプトン部分を合成することによって、各内挿エネルギーでの応答関数を得ることができる。この

様にして、ガンマ線エネルギー 12.8MeVまで、50keVおきに、256個の応答関数を作成し、この組を応答行列とした。その一部をFig.11に示す。図から、今回用いたコンプトン抑止型 NaI(Tl) 検出器の応答関数は、前にも述べたが、全エネルギー・ピークが非常に強調された単純な形をしていることが分かる。言い替えば、応答行列の対角要素が非常に大きく、非対角要素に比べて1~2桁大きくなっている。得られた応答行列の良否を検討するため、Fig. 8の $^{27}\text{Al}(p, \gamma)$  $^{28}\text{Si}$ 反応の波高分布に対して、得られた応答行列を用いて、計算コード FERDOR<sup>7)</sup>でアンフォールディングを行った。(アンフォールディングについては、後で述べられる。) Fig.12にその結果を示す。図から、 $^{27}\text{Al}(p, \gamma)$  $^{28}\text{Si}$ 反応からのガンマ線スペクトルは殆ど離散的なガンマ線のみから形成されていることが分かる。又、非常に強いピークの裾付近に負の解が得られているが(物理的には負の解は生じないはずであるが、FERDORでは多少の負の解を許している)、その絶対値はピークの値と比べて二桁程度小さいことが分かる。この図の様な離散的なスペクトルを解とするアンフォールディングは、その解に最も振動が生じやすく、なかなか容易でないのが普通である。従って、Fig.12の結果は非常に良好であり、アンフォールディングに用いた応答行列は現実の検出器の応答行列に非常に近いものであると言える。尚、Fig. 12中の各ピークの相対強度を求めてTable 2中の文献値と比較したところ、両者は誤差の範囲内で一致した。

## 2.5 測定回路系

本実験で用いた全測定回路系をFig.13に示す。図から分かる様に、本実験では複数の検出器を用いたパルス実験を行っているので、その回路系はかなり複雑である。以下、ガンマ線検出器用と中性子検出器用と分けて、各回路系について説明する。

### 2.5.1 ガンマ線検出器用測定回路系

本実験では、波高-TOFの二次元測定を行った。まず、波高測定用回路について説明し、その後で二次元測定回路について述べる。

#### 2.5.1.1 波高測定回路

Fig.14に、波高測定用の回路部分のみをFig.13から抜粋して示す。主検出器、大型環状検出器、及びプラグ検出器とも、光電子増倍管のアノード出力のみを取り出して使用している。主検出器からの信号は二つに分けられて、夫々、リニア・アンプ(Linear Amplifier)とタイミング・フィルター・アンプ(Timing Filter Amplifier)に入力される。タイミング・フィルター・アンプは、増幅と速い波形整形により、時間信号の取り出しに適したパルスを作るためのもので、その出力はTOF測定回路に送られる。リニア・アンプによって増幅・波形整形された波高信号は、更に二つに分けられて、ディレイ・アンプ(Delay Amplifier)とタイミング・シングル・チャンネル・アナライザ(Timing Single Channel Analyzer)に入る。タイミング・シングル・チャンネル・アナライザの出力論理信号はスロー・コインシデンス(Slow Coincidence)回路に送られる。又、ディレイ・アンプでタイミング(Timing)調整された波高信号はリニア・ゲート・アンド・ストレッチャー(Linear Gate and Stretcher)に送られる。

一方、大型環状及びプラグ検出器の合計五つの出力は、多重チャンネルのDCアンプ（DC Amplifier）によって波高が揃えられた後に、DCミキサー（DC Mixer）で合成される。そして、リニア・アンプで増幅・波形整形された後に、タイミング・シングル・チャンネル・アナライザーに送られ、ここでコンプトン除去用信号の論理信号に変換される。この信号のタイミングとパルス幅の調整をゲート・ディレイ発生器（Gate and Delay Generator）で行い、前述のロー・コインシデンス回路に入力する。ロー・コインシデンス回路では、コンプトン除去用信号をベトウ（Veto）信号として、主検出器からの論理信号とコンプトン除去用信号との非同時出力信号が作られ、この出力信号は前述のリニア・ゲート・アンド・ストレッチャーのゲート入力に送られる。

リニア・ゲート・アンド・ストレッチャーのゲート信号によって選別された波高信号は、CAMACシステムとミニ・コンピュータ（HP社のMX 21）によって制御されているアナログ・デジタル変換器（Analogue to Digital Converter）に送られ、512チャンネルの波高データに変換される。

#### 2.5.1.2 波高-TOF二次元測定回路

Fig.15に、波高-TOF二次元測定回路部分をFig.13から抜粋して示す。TOFスペクトルは、主検出器の時間信号とビーム延長管中のキャパシティブ・ピック・オフからの信号（パルス陽子ビームが通過した時に出力信号が発生する）の時間差を時間-波高変換器（Time to Amplitude Converter）を用いて波高に変換することによって得られる。前述のタイミング・フィルタ・アンプの出力をコンスタント・フラクション・ディスクリ（Constant Fraction Discriminator）に入力して、主検出器の時間信号を得る。そして、中性子実験室と制御室（ここに多くの回路系を置いている）間の電気信号の減衰をタイム・ピック・オフ・コントロール（Time Pick off Control）で補ってから、主検出器の時間信号を時間-波高変換器のスタートに入力する。一方、キャパシティブ・ピック・オフの出力はファースト・アンプ（Fast Amplifier）で増幅された後、リーディング・エッジ・ディスクリ（Leading Edge Discriminator）で時間信号に変換される。この信号は、主検出器からの時間信号とタイミングを合わせるためのディレイ（Delay）を経た後、時間-波高変換器のストップに入力される。ここで、パルス陽子ビーム信号をストップに入力したのは、スタートに2MHzのビーム信号を入力すると時間-波高変換器が飽和するからである。このため、TOFスペクトル上の時間軸の方向はチャンネルのそれと逆向きとなっている。時間-波高変換器の出力は二つに分けられ、タイミング・シングル・チャンネル・アナライザーとディレイ・アンプに入力する。ディレイ・アンプの出力は、波高信号の場合と同様に、リニア・ゲート・アンド・ストレッチャーを経てアナログ・デジタル変換器に送られる。

波高とTOFの二次元測定なので、一つの測定事象には波高とTOFの両方の情報が揃っていない。このため、波高信号とTOF信号が一对一対応するように、前述のロー・コインシデンスでそれらの同時計数だけを選び、その出力を波高信号用及びTOF信号用の両方のリニア・ゲート・アンド・ストレッチャーのゲート入力信号にした。

ガンマ線波高分布とTOFスペクトルは、両方共、512チャンネルで測定された。波高は約25 keV/ch、TOFは約0.35ns/chで測定した。イベント・レコーディング（Event Recording）

の様に全データを磁気テープ等へ書き出せば、 $512 \times 512$  の二次元測定も行うことができるが、本実験では、データ取り込み用プログラムによって TOF データに四つのデジタル・ウインドウ (Digital Window) を設けて、データを  $512 \times 4$  の二次元に縮約してミニ・コンピュータの本体メモリーに取り込んだ。

### 2.5.2 中性子検出器用測定回路系

前に述べた様に、中性子モニターとして二台の $^6\text{Li}$ -ガラス・シンチレーション検出器を用いた。一方は、陽子ビームに対して $-45^\circ$  方向に置かれており、中性子発生量をモニターしている。この検出器に用いられている $^6\text{Li}$ -ガラス・シンチレータは1mm厚であり、透過型の検出器である。以後、この検出器を T- $^6\text{Li}$  検出器と呼ぶ。他方は、 $7^\circ$  方向で中性子源から約4.8mの所に置かれており、中性子エネルギー・スペクトルをモニターしている。この検出器は10.2cm  $\phi \times 0.64$ cmの $^6\text{Li}$ -ガラス・シンチレータを用いており、検出器全体はホウ酸入りパラフィン等できている小型遮蔽体内に置かれている。以後、この検出器を  $\phi$ - $^6\text{Li}$  検出器と呼ぶ。

Fig. 13から分かる様に、 $\phi$ - $^6\text{Li}$  検出器と T- $^6\text{Li}$  検出器の回路系は基本的には同じである。光電子増倍管のダイノード出力は、リニア・アンプで増幅され、タイミング・シングル・チャンネル・アナライザーに送られる。ここで、波高による中性子とガンマ線の弁別が行われ、中性子による信号が入力した時のみに出力論理信号が発生する。この出力信号は、次に述べる時間-波高変換器の出力信号に対するゲート信号として用いられる。一方、アノード出力はDCアンプで増幅され、コンスタント・フラクショナル・タイミング・ディスクリに送られて時間信号に変換された後、時間-波高変換器のスタートに送られる。時間-波高変換器のストップには、ガンマ線検出器用回路でも用いたキャパシティブ・ピック・オフからの信号を、中性子飛行時間分だけ遅らせて入力した。時間-波高変換器の出力は、 $\phi$ - $^6\text{Li}$  検出器の場合は、リニア・ゲート・アンド・ストレッチャーでガンマ線による信号の大部分が取り除かれ、マルチ・チャンネル・アナライザー (Multi-channel Analyzer) で TOF スペクトルに変換される。T- $^6\text{Li}$  検出器の場合は、TOF スペクトル中の中性子ピーク部分とバック・グラウンド部分の事象を夫々シングル・チャンネル・アナライザーで取り出し、ゲート回路でガンマ線成分を除いた後、デュアル・スケーラで計数した。尚、調整のため T- $^6\text{Li}$  検出器の TOF スペクトルを測定する時は、 $\phi$ - $^6\text{Li}$  検出器の回路系と交換した。

マルチ・チャンネル・アナライザーとデュアル・スケーラはミニ・コンピュータで制御され、ガンマ線検出器系の二台のアナログ・デジタル変換器と同時に動作する様になっている。

## 2.6 測定用試料

捕獲ガンマ線測定用試料としては、天然の純度99%以上の金属カルシウム及び金属クロムを用いた。形状は共に直径60mmの円盤で、厚さはCaの場合が20mm、Crの場合が5mmである。これらの試料の諸元をTable 3に示す。この表から分かる様に、Caから発生する捕獲ガンマ線は主に $^{40}\text{Ca} (n, \gamma)^{41}\text{Ca}$  反応からのものであり、Crからの捕獲ガンマ線は主に $^{52}\text{Cr} (n, \gamma)^{53}\text{Cr}$  反応からのものである。試料の直径は、前述のガンマ線検出器用重遮蔽体のコリメータの内

径が65mmなので、この値と試料を設置する時の位置の誤差を考慮して決定した。試料の厚さは、試料内でガンマ線の自己吸収があまり起こらず、また捕獲ガンマ線のイールドをあまり小さくしないこと（測定時間を不必要に長くしない）を考慮して決定した。尚、金属カルシウムと空気中の水分の化学反応を極力抑えるため、Ca試料の表面にケロシンを塗り、更に料理用サランラップで包んで測定に用いた。

## 2.7 測定

測定は、CaとCrの両方について各々4箇所の入射中性子エネルギー領域で行われた。即ち、Caの実験では①17~26keV、②31~59keV、③60~132keV、及び④ $540 \pm 30$  keVで、Crの実験では①22~40keV、②41~72keV、③73~144keV、及び④ $550 \pm 30$  keVである。CaとCr共に①~③の測定は、これらのエネルギー領域を全てカバーできるような連続中性子を発生させて一度に行った。また、④の領域の測定は（準）単色の中性子を用いて行った。これらの測定条件をTable 4に示す。

## 3. データ処理

### 3.1 捕獲ガンマ線波高分布

Fig.16からFig.19に、Ca及びCrの各中性子エネルギー領域において測定を行った際に得られたガンマ線検出器のTOFスペクトルを示す。Fig.16とFig.18が $E_n < 150$  keVの測定の場合で、Fig.17とFig.19が $E_n = 550$  keVの測定の場合である。4個のデジタル・ウィンドウ（DW1~4）はそれぞれ図中のように設定された。Fig.16とFig.18のDW1~DW3は2.7で述べた入射中性子エネルギー領域①~③にそれぞれ対応する。前に述べたように、時間軸は右から左へと逆方向になっている。図中のAはほとんど時間に依存しないバック・グラウンド部分であり、B+Cあるいは $Bi + Ci$  ( $i = 1, 2, 3$ )が目的とする $(n, \gamma)$ 反応からの信号を含む部分（フォア・グラウンド）である。すなわち、Aの部分に設定されたDWはバック・グラウンド測定用で、B+Cの部分に設定されたDWがフォア・グラウンド測定用である。例としてCrの中性子エネルギー73~144keV領域の場合のフォア・グラウンドとバック・グラウンドをFig.20に示す。DWのチャンネル幅で規格化してフォア・グラウンドの波高スペクトルからバック・グラウンドのそれを引き去ると、正味の $(n, \gamma)$ 反応からのガンマ線波高スペクトルを得ることができる。Fig.17及びFig.19中のDの部分は、リチウムターゲットの ${}^7\text{Li}(p, \gamma){}^8\text{Be}$ 反応から発生したガンマ線によるものである。実験によっては、フォア・グラウンドの部分に ${}^7\text{Li}(p, \gamma){}^8\text{Be}$ 反応からのガンマ線の漏れ込みが生じたので、それを評価するために設けられた。このようにして得られた正味の捕獲ガンマ線波高スペクトルを、Caに対してはFig.21からFig.24に、Crに対してはFig.25からFig.28にそれぞれ示す。

径が65mmなので、この値と試料を設置する時の位置の誤差を考慮して決定した。試料の厚さは、試料内でガンマ線の自己吸収があまり起こらず、また捕獲ガンマ線のイールドをあまり小さくしないこと（測定時間を不必要に長くしない）を考慮して決定した。尚、金属カルシウムと空気中の水分の化学反応を極力抑えるため、Ca試料の表面にケロシンを塗り、更に料理用サランラップで包んで測定に用いた。

## 2.7 測定

測定は、CaとCrの両方について各々4箇所の入射中性子エネルギー領域で行われた。即ち、Caの実験では①17~26keV、②31~59keV、③60~132keV、及び④ $540 \pm 30$  keVで、Crの実験では①22~40keV、②41~72keV、③73~144keV、及び④ $550 \pm 30$  keVである。CaとCr共に①~③の測定は、これらのエネルギー領域を全てカバーできるような連続中性子を発生させて一度に行った。また、④の領域の測定は（準）単色の中性子を用いて行った。これらの測定条件をTable 4に示す。

## 3. データ処理

### 3.1 捕獲ガンマ線波高分布

Fig.16からFig.19に、Ca及びCrの各中性子エネルギー領域において測定を行った際に得られたガンマ線検出器のTOFスペクトルを示す。Fig.16とFig.18が $E_n < 150$  keVの測定の場合で、Fig.17とFig.19が $E_n = 550$  keVの測定の場合である。4個のデジタル・ウィンドウ（DW1~4）はそれぞれ図中のように設定された。Fig.16とFig.18のDW1~DW3は2.7で述べた入射中性子エネルギー領域①~③にそれぞれ対応する。前に述べたように、時間軸は右から左へと逆方向になっている。図中のAはほとんど時間に依存しないバック・グラウンド部分であり、B+Cあるいは $Bi + Ci$  ( $i = 1, 2, 3$ )が目的とする $(n, \gamma)$ 反応からの信号を含む部分（フォア・グラウンド）である。すなわち、Aの部分に設定されたDWはバック・グラウンド測定用で、B+Cの部分に設定されたDWがフォア・グラウンド測定用である。例としてCrの中性子エネルギー73~144keV領域の場合のフォア・グラウンドとバック・グラウンドをFig.20に示す。DWのチャンネル幅で規格化してフォア・グラウンドの波高スペクトルからバック・グラウンドのそれを引き去ると、正味の $(n, \gamma)$ 反応からのガンマ線波高スペクトルを得ることができる。Fig.17及びFig.19中のDの部分は、リチウムターゲットの ${}^7\text{Li}(p, \gamma){}^8\text{Be}$ 反応から発生したガンマ線によるものである。実験によっては、フォア・グラウンドの部分に ${}^7\text{Li}(p, \gamma){}^8\text{Be}$ 反応からのガンマ線の漏れ込みが生じたので、それを評価するために設けられた。このようにして得られた正味の捕獲ガンマ線波高スペクトルを、Caに対してはFig.21からFig.24に、Crに対してはFig.25からFig.28にそれぞれ示す。

### 3.2 アンフォールディング及びスペクトルの規格化

#### 3.2.1 アンフォールディング

正味の捕獲ガンマ線波高スペクトル（以後波高分布と呼ぶ）は、実際に試料内で発生した捕獲ガンマ線スペクトルとは異なっている。波高分布から捕獲ガンマ線スペクトルを計算することを、一般に、アンフォールディングという。

波高分布を  $h(I)$  ( $I$ : チャネル), ガンマ線エネルギースペクトルを  $\nu(E)$  ( $E$ : エネルギー), 応答関数を  $R(I, E)$  とすると, 波高分布  $h(I)$  は,

$$h(I) = \int R(I, E) \nu(E) dE \quad (3-1)$$

と表すことができる。エネルギー  $E$  は連続量で扱うことができないので,

$$h(I) \sim \sum R(I, E_j) \nu(E_j) \Delta E_j \quad (3-2)$$

と近似する。この (3-2) 式から  $\nu(E_j)$  を求めたいのだが、実際にはこの  $\nu(E_j)$  も、検出効率が一定でガウス形の応答関数を持つ理想的な検出器の概念を導入し、その検出器で得られる波高スペクトル  $\nu'(E_j)$  で近似される<sup>7)</sup>。この  $\nu'(E_j)$  を観測された波高分布  $h(I)$  から最小二乗法で求める。本研究では、前に述べた応答関数を用いて、計算コード FERDOR<sup>7)</sup> によってアンフォールディングを行った。(尚、アンフォールディングの際には、試料自身による捕獲ガンマ線の吸収・散乱の影響も考慮した。)

#### 3.2.2 捕獲ガンマ線スペクトルの規格化

中性子が標的核に捕獲された状態は (捕獲状態), 標的核の中性子結合エネルギー ( $B_n$ ) と入射中性子エネルギー ( $E_n$ ) を加えた分だけエネルギー的に励起されている。従って、捕獲状態から幾つかのガンマ線を放出して残留核の基底状態へ遷移した場合 (普通の捕獲反応に当たる), 放出された全ガンマ線のエネルギーの和は捕獲状態の励起エネルギー ( $B_n + E_n$ ) に等しい。そこで、測定用試料が一核種から成る場合、捕獲ガンマ線スペクトル  $\nu(E_r)$  を  $r$  rays/MeV/capture 単位で与えると,

$$\int E_r \nu(E_r) dE_r = B_n + E_n \quad (3-3)$$

という関係式が成り立つ。

本実験で測定される捕獲ガンマ線スペクトルは、厳密には、角度  $125^\circ$  に於ける微分捕獲ガンマ線スペクトルである。しかし、一次捕獲ガンマ線は主に  $E1$  あるいは  $M1$  遷移ガンマ線によるから、前に述べた様に ( $E1$  と  $M1$  の干渉がないとして), 測定された  $125^\circ$  の微分捕獲ガンマ線スペクトルに単に  $4\pi$  を掛けると (全) 捕獲ガンマ線スペクトルが得られる。この様にして得られた捕獲ガンマ線スペクトルは、その単位が上記の単位であるならば、(3-3) 式を満たしている。従って、逆に、測定から得られた相対捕獲ガンマ線スペクトルを (3-3) 式によって規格化することができる。本研究では、この様な方法で捕獲ガンマ線スペクトルの規格化を行った。但し規格化の際に、Ca と Cr は数種の同位体から成るので、中性子結合エネルギーとして平均的な値を用いた。尚、(3-3) 式で規格化されたスペクトルに捕獲断面積 (mb) を掛けると、スペクトルは mb/MeV 単位になる。



### 3.3 捕獲ガンマ線スペクトルの誤差

捕獲ガンマ線波高分布をアンフォールディングして得られた捕獲ガンマ線スペクトルには誤差があるが、この誤差としては、統計誤差、ガンマ線検出器の検出効率の誤差、及びアンフォールディングの際に発生する誤差を含めた。アンフォールディング用コード FERDOR は最大解と最小解を出力するので<sup>7)</sup>、これらの解の差の半分をアンフォールディングの際に発生する誤差とした。

(3-3)式を用いた規格化の際に生じる誤差は含めなかった。この誤差は、(3-3)式中の積分範囲が $0 \sim B_n + E_n$ であるのに対し、測定値にはディスクリミネーション・レベルによる下限 $E_D$ が存在することによって生じる。しかし、本実験による測定結果では、 $E_D$ は約0.5MeVと低い値である。又、(3-3)式中の被積分関数は $E_r$ とスペクトルの積となっている。従って、全領域の積分値と比較すると、 $0 \sim E_D$ の領域の積分値は小さく、 $0 \sim E_D$ の領域へのスペクトルの外挿が大きな誤差を含んでも、積分値に与える誤差は小さくなる。実際、スペクトルの低エネルギー部分への外挿を考えられる範囲で幾通りか行い、この誤差がどの程度のものかを評価した結果、規格化によって生じる誤差は最大5%程度であることが分かった。尚、この誤差はスペクトルの形には影響を与えず、単にスペクトルの絶対値を変化させるのみである。

## 4. 結果及び考察

### 4.1 測定結果

CaとCrの中性子捕獲ガンマ線スペクトルの測定結果をFig.29~36に示す。Fig.29~32がCaの結果で、Fig.33~36がCrの結果であり、(3-3)式でスペクトルの規格化を行っている。又、一中性子捕獲反応当りに放出されるガンマ線数、即ちマルチプリシティ(multiplicity)、をTable 5に示す。表中の値は、(3-3)式で規格化されたスペクトル、即ち図で示したスペクトルの面積から求めた。

図中に示されている多数のラインは、 $^{41}\text{Ca}$ あるいは $^{53}\text{Cr}$ の準位である。標的核の同位体の中で大部分を占めるのは、Caの場合 $^{40}\text{Ca}$ でありCrの場合 $^{52}\text{Cr}$ である。これらの核種の $(n, r)$ 反応から $^{41}\text{Ca}$ 及び $^{53}\text{Cr}$ が生成される。 $^{41}\text{Ca}$ 及び $^{53}\text{Cr}$ のレベル・スキーム<sup>8)</sup>をFig.37に示す。捕獲ガンマ線スペクトルはガンマ線エネルギー0.6MeV以上の範囲で得られた。得られたスペクトルの誤差は、特にスペクトル強度の弱い部分を除いて、10~30%程度である。以下に、CaとCrに分けて、スペクトルの特徴について述べる。それぞれ、入射中性子エネルギーの低い方から順に説明する。なお、以下文中に述べられている共鳴に関するデータは、Mughabghab et al.の評価<sup>9)</sup>から引用している。また、捕獲状態をc. s. (capture state)と略し、基底状態、第1励起状態、第2励起状態をそれぞれgnd. 1st. 2nd.のように略す。

### 3.3 捕獲ガンマ線スペクトルの誤差

捕獲ガンマ線波高分布をアンフォールディングして得られた捕獲ガンマ線スペクトルには誤差があるが、この誤差としては、統計誤差、ガンマ線検出器の検出効率の誤差、及びアンフォールディングの際に発生する誤差を含めた。アンフォールディング用コード FERDOR は最大解と最小解を出力するので<sup>7)</sup>、これらの解の差の半分をアンフォールディングの際に発生する誤差とした。

(3-3)式を用いた規格化の際に生じる誤差は含めなかった。この誤差は、(3-3)式中の積分範囲が $0 \sim B_n + E_n$ であるのに対し、測定値にはディスクリミネーション・レベルによる下限 $E_D$ が存在することによって生じる。しかし、本実験による測定結果では、 $E_D$ は約0.5MeVと低い値である。又、(3-3)式中の被積分関数は $E_r$ とスペクトルの積となっている。従って、全領域の積分値と比較すると、 $0 \sim E_D$ の領域の積分値は小さく、 $0 \sim E_D$ の領域へのスペクトルの外挿が大きな誤差を含んでも、積分値に与える誤差は小さくなる。実際、スペクトルの低エネルギー部分への外挿を考えられる範囲で幾通りか行い、この誤差がどの程度のものかを評価した結果、規格化によって生じる誤差は最大5%程度であることが分かった。尚、この誤差はスペクトルの形には影響を与えず、単にスペクトルの絶対値を変化させるのみである。

## 4. 結果及び考察

### 4.1 測定結果

CaとCrの中性子捕獲ガンマ線スペクトルの測定結果をFig.29~36に示す。Fig.29~32がCaの結果で、Fig.33~36がCrの結果であり、(3-3)式でスペクトルの規格化を行っている。又、一中性子捕獲反応当りに放出されるガンマ線数、即ちマルチプリシティ(multiplicity)、をTable 5に示す。表中の値は、(3-3)式で規格化されたスペクトル、即ち図で示したスペクトルの面積から求めた。

図中に示されている多数のラインは、 $^{41}\text{Ca}$ あるいは $^{53}\text{Cr}$ の準位である。標的核の同位体の中で大部分を占めるのは、Caの場合 $^{40}\text{Ca}$ でありCrの場合 $^{52}\text{Cr}$ である。これらの核種の $(n, r)$ 反応から $^{41}\text{Ca}$ 及び $^{53}\text{Cr}$ が生成される。 $^{41}\text{Ca}$ 及び $^{53}\text{Cr}$ のレベル・スキーム<sup>8)</sup>をFig.37に示す。捕獲ガンマ線スペクトルはガンマ線エネルギー0.6MeV以上の範囲で得られた。得られたスペクトルの誤差は、特にスペクトル強度の弱い部分を除いて、10~30%程度である。以下に、CaとCrに分けて、スペクトルの特徴について述べる。それぞれ、入射中性子エネルギーの低い方から順に説明する。なお、以下文中に述べられている共鳴に関するデータは、Mughabghab et al.の評価<sup>9)</sup>から引用している。また、捕獲状態をc. s. (capture state)と略し、基底状態、第1励起状態、第2励起状態をそれぞれgnd. 1st. 2nd.のように略す。

## 4.1.1 Caの測定結果

## 4.1.1.1 17~26 keV 領域

この領域には、 $^{40}\text{Ca}$ の中性子共鳴として、20.43 keVのs波共鳴1個だけが知られている。図から分かる様に、 $^{41}\text{Ca}$ の低エネルギー準位への遷移に対応する幾つかのピークが観測されている。ガンマ線エネルギー6.5 MeV付近のピークは、c. s.から $^{41}\text{Ca}$ の1st. (1.943 MeV  $3/2^-$ ) または2nd. (2.010 MeV  $3/2^+$ )への遷移に対応するガンマ線によって形成され、5.8 MeV付近のピークは、c. s.から3rd. (2.462 MeV  $3/2^-$ ), 4th. (2.575 MeV  $5/2^-$ ), 5th. (2.605 MeV  $5/2^+$ ) または6th. (2.670 MeV  $1/2^+$ )への遷移によるガンマ線によって形成されている。2 MeV付近の強いピークは、 $^{41}\text{Ca}$ の1st. または2nd. からgnd. へのカスケード・ガンマ線によって形成されている。c. s. からgnd. への遷移によるガンマ線は観測されていない。8.3 MeV付近の非常に弱いピークは $^{43}\text{Ca}$ の中性子捕獲ガンマ線と考えられる。c. s. から $^{41}\text{Ca}$ のgnd. への遷移が観測されていないのは、c. s. のスピンは $1/2$ が主なものに対して (s波共鳴が一個のみ存在するから) gnd. のスピンは $7/2$ と大きいので、E1遷移あるいはM1遷移が禁止されるからである。このc. s. とgnd. のスピンの差が大きいことが、Table 5中のCaのマルチプリンシティを大きくしている。

## 4.1.1.2 31~59 keV 領域

この領域には $^{40}\text{Ca}$ の共鳴として、42.12 keV s波、34.53 keV及び52.57 keV p波、そして46.25 keV d波の計4個の共鳴が知られている。スペクトルの形は、17~26 keV 領域とかなりよく似ている。

## 4.1.1.3 60~132 keV 領域

この領域には $^{40}\text{Ca}$ の共鳴として、s波共鳴2個 (この内1個は幅の広い共鳴:  $\Gamma_n = 3.3$  keV), p波共鳴4個, d波共鳴8個 (確定はされていないが), 及び軌道角運動量がまだ分かっていない共鳴が1個の計15個の共鳴が知られている。前の2領域と異なってd波共鳴が多く存在しており、8.5 MeV付近にc. s. からgnd. への遷移によるガンマ線のピークがかなり強く観測されている。これはd波共鳴状態からgnd. へのE1遷移が可能になるためであろう。また、5.9 MeV付近のピークが弱くなってきている。

4.1.1.4  $543 \pm 33$  keV 領域

この領域には $^{40}\text{Ca}$ の共鳴として、幅の広い ( $\Gamma_n = 10$  keV) s波共鳴1個, p波共鳴1個, 及び軌道角運動量が1以上の共鳴が4個の計6個の共鳴が知られている。スペクトルの形は、前の3領域の形と比べて、gnd. 及び1st. (または2nd.) への離散ガンマ線及び1st. (または2nd.) からgnd. へのカスケード・ガンマ線を除いて、ガンマ線スペクトルは単調である。c. s. からgnd. への遷移は上記の軌道角運動量が1以上の共鳴からのものと考えられるが、60~132 keV 領域と比べてさらに強く観測されている。c. s. から1st. (または2nd.) への遷移は、おそらく幅の広いs波共鳴から1st. ( $3/2^-$ ) へのE1遷移によるものであろう。

なお、各入射中性子エネルギー領域に対して、Caのc. s.から遷移するガンマ線の強度を Table 6 に示す。単位は  $\gamma$  rays/capture で、1 捕獲当りのガンマ線の数である。

#### 4.1.2 Crの測定結果

##### 4.1.2.1 22~40 keV 領域

この領域には<sup>52</sup>Cr の中性子共鳴として、22.94 keV, 27.59 keV, 31.64 keV, 33.91 keV 及び 34.30 keV p 波共鳴 5 個が知られている。捕獲ガンマ線スペクトルは 1 ~ 7 MeV の領域は全体的になだらかな形をしているが、8 MeV 付近に c. s. から<sup>53</sup>Cr の gnd. ( $3/2^-$ ) へ遷移するピークが、また 7.5 MeV 付近に 1st. ( $0.564 \text{ MeV } 1/2^-$ ) へ遷移するピークが、それぞれ非常に強く観測されている。他の中性子エネルギー領域の場合と異なり、この中性子エネルギー領域では c. s. から 1st. への遷移ガンマ線が c. s. から gnd. への遷移ガンマ線より強く観測された。7 MeV 付近のピークは、c. s. から 2nd. ( $1.006 \text{ MeV } 5/2^-$ ) への遷移ガンマ線によって形成されている。また、5.3 MeV 付近にピークが見られるが、これは励起エネルギー 2.7 MeV 付近に、スピンの  $1/2 \sim 5/2$  である準位が集まっているため生じている。従って、スペクトル中の 2.7 MeV 付近に、これらの準位から gnd. へのカスケード・ガンマ線によるピークが同程度の強度で観測されている。なお、8 MeV を越えたところに存在するピークは、他の同位体である<sup>50</sup>Cr 及び<sup>53</sup>Cr の ( $n, r$ ) 反応によるものであり、共に c. s. から gnd. 及び 1st. への遷移ガンマ線が観測されている。

##### 4.1.2.2 41~72 keV 領域

この領域には<sup>52</sup>Cr の共鳴として、s 波共鳴 1 個及び p 波共鳴 5 個の計 6 個の共鳴が知られている。スペクトルの形は、22 ~ 40 keV 領域とよく似ている。但し、中性子エネルギー 22 ~ 40 keV の場合と異なり、c. s. から gnd. への遷移が非常に強く観測されている。8 MeV 以上には、22 ~ 40 keV 領域と同様に、<sup>50</sup>Cr 及び<sup>53</sup>Cr によるガンマ線が観測された。

##### 4.1.2.3 73~144 keV 領域

この領域には<sup>52</sup>Cr の共鳴として、s 波共鳴 4 個、p 波共鳴 11 個、及び軌道角運動量が 1 以上の共鳴が 2 個の計 17 個の共鳴が知られている。スペクトルの形は依然としてハードで、c. s. から gnd. への遷移ガンマ線が非常に強く観測されている。また c. s. から 1st. への遷移ガンマ線も、22 ~ 40 keV 領域ほどではないがかなり強く観測された。8 MeV 以上には他の同位体によるガンマ線のピークが観測されている。尚、5.8 MeV 付近に 5.3 MeV 付近のピークと同じ位の強度のピークが観測された。また、このカスケード・ガンマ線も 2.2 MeV 付近に観測された。

##### 4.1.2.4 545 ± 32 keV 領域

この領域には、<sup>52</sup>Cr の共鳴として、s 波共鳴 1 個及び軌道角運動量が 1 以上の共鳴が 4 個の計 5 個の共鳴が知られている。全体的なスペクトルの形は、他の 3 領域とあまり相違はなく、c. s. から gnd. へ非常に強く遷移するハードなスペクトルとなっている。

なお、各入射中性子エネルギー領域に対して、Cr についても c. s. から遷移するガンマ線の強度

(単位:  $\gamma$  rays/capture) を Table 7 に示す。

#### 4.2 統計模型による理論計算との比較

原子核の統計理論に基づく計算コード CASTHY<sup>10)</sup>を用いて Ca と Cr の中性子捕獲ガンマ線スペクトルを計算し、測定結果との比較を行った。CASTHY による捕獲ガンマ線スペクトルの計算には、ガンマ線遷移として、E1 遷移、M1 遷移、及び E2 遷移が考慮されている。ガンマ線強度関数として、M1 遷移及び E2 遷移に対しては、ガンマ線エネルギー依存のない Weisskopf の単一粒子模型<sup>11)</sup>によるものを用い、E1 遷移に対しては、巨大 E1 共鳴を考慮した Brink-Axel<sup>12)</sup>型を用いた。原子核準位密度関数としては Gilbert-Cameron の準位密度公式<sup>13)</sup>を用いた。原子核準位密度パラメータは、今回新たに決定した。Brink-Axel 型ガンマ線強度関数中のパラメータとしては、Berman の編集した巨大 E1 共鳴パラメータ<sup>14)</sup>を用いた。計算には、残留核の離散準位も考慮に入れ (用いた計算コード CASTHY では、基底状態から順に 30 個までの準位を取り入れることができる。)、それぞれの核種について、スピンとパリティの分かっている準位<sup>8)</sup> (30 個以内) を入力した。計算に用いた原子核準位密度パラメータ及び巨大 E1 共鳴パラメータを、それぞれ Table 8 及び Table 9 に示す。計算に際して、Ca に関しては、標的核同位体の大部分を占める <sup>40</sup>Ca の捕獲ガンマ線のみを考慮し、Cr については、<sup>50</sup>Cr、<sup>52</sup>Cr、及び <sup>53</sup>Cr の 3 核種の捕獲ガンマ線を考慮した。CASTHY によって計算された捕獲ガンマ線スペクトルも、実験結果の場合と同様に、(3-3) 式を用いてスペクトルの規格化を行った。

一般に、統計模型による計算を、1 個あるいは非常に少数の共鳴から放出されるガンマ線で形成される捕獲ガンマ線スペクトルの測定値と比較しても物理的には意味がない。理由は、もしこれらの共鳴が統計的であるならば、個々の共鳴の換算部分放射幅は Porter-Thomas 分布<sup>15)</sup>し、平均的な量である統計模型による計算値と一致する必然性が無いからである。また、これらの共鳴が統計的でないならば、統計模型と比較する意味は元々無いからである。しかしながら、簡便な統計模型による計算で、多数の共鳴を含んだ領域はもちろんのこと、少数の共鳴しか含んでいない領域での中性子共鳴捕獲ガンマ線スペクトルを表現できるかどうかを試してみることは無意味なことではない。従って、全ての測定結果について、スペクトルに寄与している共鳴の数に関わらず、計算を行った。計算結果を測定結果と比較して Fig. 38~45 に示す。図中に示された多数のラインは、<sup>41</sup>Ca あるいは <sup>53</sup>Cr の単位である。

##### 4.2.1 Ca の計算結果と測定結果との比較

計算は、入射中性子エネルギー 22 keV、45 keV、100 keV、及び 543 keV で行った。どの中性子エネルギー領域についても、スペクトルの全体的な形はかなり合っており、主なピークの凹凸もかなり良く再現できている。ただし、<sup>41</sup>Ca の c. s. から gnd. への遷移及び 2.6 MeV 付近のピークに関しては、計算はかなり過小評価している。原子核の殻模型では、<sup>40</sup>Ca は陽子数及び中性子数が 20 のダブル・マジック・ナンバーの核であり、二重閉殻構造をしている。従って、単純に考えると、<sup>40</sup>Ca の keV 中性子捕獲の場合、1 粒子遷移的性格の強い捕獲ガンマ線スペクトルが期待されるが、実際には、Ca の共鳴平均スペクトルは統計模型でかなり良く説明できることが

分かった。なお、計算と実験のピークの位置がずれているものがあるが、これはメッシュ間隔の相違（実験：50 keV，計算：250 keV）による。

#### 4.2.2 Crの計算結果と測定結果との比較

計算は、入射中性子エネルギー 30 keV，55 keV，105 keV，及び 545 keV で行った。c. s. から<sup>53</sup>Cr の gnd. への遷移をかなり過小評価していることを除けば、どの中性子エネルギー領域についても計算は実験を良く再現している。なお、c. s. から<sup>54</sup>Cr の gnd. への遷移（スペクトル全体からみれば弱い）については、計算は過大評価している。

## 5. お わ り に

本研究によって得られた成果及び結論をまとめると以下の様になる。

- (1) 入射中性子エネルギー領域 150 keV 以下の 3 点，及び 550 keV の計 4 点において Ca 及び Cr の共鳴平均中性子捕獲ガンマ線スペクトルを測定した。
- (2) Ca については、全入射中性子エネルギー領域において、凹凸の激しいスペクトルが得られた。中性子捕獲状態から<sup>41</sup>Ca の第一励起状態または第二励起状態へ遷移する強いガンマ線，また第一励起状態または第二励起状態から基底状態へ遷移する強いカスケード・ガンマ線が観測された。
- (3) Cr については、全入射中性子エネルギー領域において、高エネルギーガンマ線の強いスペクトルが得られた。中性子捕獲状態から<sup>53</sup>Cr の基底状態及び第一励起状態へ遷移する強いガンマ線が観測された。
- (4) Ca と Cr について、原子核の統計模型を用いて、中性子捕獲ガンマ線スペクトルの計算を行い、実験値との比較を行った。両核種について、計算は実験をかなり再現できた。

## 謝 辞

本研究は日本原子力研究所からの委託研究として行われました。五十嵐信一核データセンター室長をはじめ核データセンターの皆様には大変お世話になりました。この場を借りて感謝の意を表します。

分かった。なお、計算と実験のピークの位置がずれているものがあるが、これはメッシュ間隔の相違（実験：50 keV，計算：250 keV）による。

#### 4.2.2 Crの計算結果と測定結果との比較

計算は、入射中性子エネルギー 30 keV，55 keV，105 keV，及び 545 keV で行った。c. s. から<sup>53</sup>Cr の gnd. への遷移をかなり過小評価していることを除けば、どの中性子エネルギー領域についても計算は実験を良く再現している。なお、c. s. から<sup>54</sup>Cr の gnd. への遷移（スペクトル全体からみれば弱い）については、計算は過大評価している。

## 5. お わ り に

本研究によって得られた成果及び結論をまとめると以下の様になる。

- (1) 入射中性子エネルギー領域 150 keV 以下の 3 点，及び 550 keV の計 4 点において Ca 及び Cr の共鳴平均中性子捕獲ガンマ線スペクトルを測定した。
- (2) Ca については、全入射中性子エネルギー領域において、凹凸の激しいスペクトルが得られた。中性子捕獲状態から<sup>41</sup>Ca の第一励起状態または第二励起状態へ遷移する強いガンマ線、また第一励起状態または第二励起状態から基底状態へ遷移する強いカスケード・ガンマ線が観測された。
- (3) Cr については、全入射中性子エネルギー領域において、高エネルギーガンマ線の強いスペクトルが得られた。中性子捕獲状態から<sup>53</sup>Cr の基底状態及び第一励起状態へ遷移する強いガンマ線が観測された。
- (4) Ca と Cr について、原子核の統計模型を用いて、中性子捕獲ガンマ線スペクトルの計算を行い、実験値との比較を行った。両核種について、計算は実験をかなり再現できた。

## 謝 辞

本研究は日本原子力研究所からの委託研究として行われました。五十嵐信一核データセンター室長をはじめ核データセンターの皆様には大変お世話になりました。この場を借りて感謝の意を表します。

分かった。なお、計算と実験のピークの位置がずれているものがあるが、これはメッシュ間隔の相違（実験：50 keV，計算：250 keV）による。

#### 4.2.2 Crの計算結果と測定結果との比較

計算は、入射中性子エネルギー 30 keV，55 keV，105 keV，及び 545 keV で行った。c. s. から  $^{53}\text{Cr}$  の gnd. への遷移をかなり過小評価していることを除けば、どの中性子エネルギー領域についても計算は実験を良く再現している。なお、c. s. から  $^{54}\text{Cr}$  の gnd. への遷移（スペクトル全体からみれば弱い）については、計算は過大評価している。

## 5. お わ り に

本研究によって得られた成果及び結論をまとめると以下の様になる。

- (1) 入射中性子エネルギー領域 150 keV 以下の 3 点，及び 550 keV の計 4 点において Ca 及び Cr の共鳴平均中性子捕獲ガンマ線スペクトルを測定した。
- (2) Ca については、全入射中性子エネルギー領域において、凹凸の激しいスペクトルが得られた。中性子捕獲状態から  $^{41}\text{Ca}$  の第一励起状態または第二励起状態へ遷移する強いガンマ線，また第一励起状態または第二励起状態から基底状態へ遷移する強いカスケード・ガンマ線が観測された。
- (3) Cr については、全入射中性子エネルギー領域において、高エネルギーガンマ線の強いスペクトルが得られた。中性子捕獲状態から  $^{53}\text{Cr}$  の基底状態及び第一励起状態へ遷移する強いガンマ線が観測された。
- (4) Ca と Cr について、原子核の統計模型を用いて、中性子捕獲ガンマ線スペクトルの計算を行い、実験値との比較を行った。両核種について、計算は実験をかなり再現できた。

## 謝 辞

本研究は日本原子力研究所からの委託研究として行われました。五十嵐信一核データセンター室長をはじめ核データセンターの皆様には大変お世話になりました。この場を借りて感謝の意を表します。



## 参 考 文 献

- 1) Dickens J.K., Morgan G.L., Chapman G.T., Love T.A., Newman E., and Perey F.G.: Nucl. Sci. Eng., 62, 515 (1977).
- 2) Igashira M., Kitazawa H., Shimizu M., Komano H., and Yamamuro N.: Nucl. Phys., A457, 301 (1986).
- 3) Voignier J., Joly S., and Grenier G.: Nucl. Sci. Eng., 93, 43 (1986).
- 4) Igashira M., Kitazawa H., and Uchiyama T.: Proc. 6th Int. Symp. on Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy, Leuven, Belgium, p.S699 (1987).
- 5) Mughabghab S.F. and Garber D.I.: BNL 325, 3rd ed., vol.1 (1973).
- 6) Igashira M., Kitazawa H., and Yamamuro N.: Nucl. Instr. and Meth., A245, 432 (1986).
- 7) Kendrick H. and Sperling S.M.: GA-9882 (1970).
- 8) Table of Isotopes, 7th edition, edited by Ledever C.M. and Shirley V.S. (John & Sons, New York, 1978).
- 9) Mughabghab S.F., Divadeenam M., and Holden N.E.: Neutron Cross Sections, vol.1, part A (Academic Press, New York, 1984).
- 10) Igarasi S.: J. Nucl. Sci. Tech., 12, 67 (1975).
- 11) Blatt J.M. and Weisskopf V.W.: Theoretical Nuclear Physics (Wiley, New York, 1952).
- 12) Brink D.M.: Thesis, Oxford (1955) unpublished; P. Axel: Phys. Rev., 126, 671(1962).
- 13) Gilbert A. and Cameron A.G.W.: Can. J. Phys., 43, 1446 (1965).
- 14) Berman B.L.: At. Data and Nucl. Data Table, 15, 319 (1975).
- 15) Porter C.E. and Thomas R.G.: Phys. Rev., 104, 483 (1956).
- 16) Meads R.E. and McIldowie J.E.G.: Nucl. Phys., 33, 502 (1962).
- 17) Choa C.Y., Tollestrup A.V., Fowler W.A. and Lauritsen C.C.: Phys. Rev., 79, 108 (1950).
- 18) Anttia A., Keinonen J., Hautala M. and Forsbrom I.: Nucl. Instr. and Meth., 147, 501(1977).

Table1 Gamma-ray sources used for measurements of the response function of the gamma-ray detector. All but Am-Be and  $^{24}\text{Na}$  are standard sources, whose gamma-ray intensities are accurately known. Gamma-rays with weak intensity are not shown in the table.

sources	gamma-ray energies (MeV)	no. of photon/disintegration
$^{137}\text{Cs}$	0.662	0.851
$^{54}\text{Mn}$	0.835	1.00
$^{22}\text{Na}$	0.511	1.81
	1.275	0.9995
$^{60}\text{Co}$	1.173	0.9986
	1.333	0.9998
$^{88}\text{Y}$	0.898	0.932
	1.836	0.994
$^{24}\text{Na}$	1.369	1.00
	2.754	1.00
Am-Be	4.45	—

Table2 Nuclear reactions used for measurements of the response function of the gamma-ray detector. Gamma rays with weak intensity are not shown in the table. The gamma rays marked by \* consist of several kinds of gamma rays.

reactions	resonance energies (keV)	targets	gamma-ray energies(MeV) (relative intensity)
$^9\text{Be}(p, \gamma)^{10}\text{B}$ a)	990	Be	7.48 (100), 5.33 (4)
$^{19}\text{F}(p, \alpha \gamma)^{16}\text{O}$ b)	935	$\text{CaF}_2$	6.13 (76), 7.11 (21)
$^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ c)	992	Al	1.779 (91.5 ± 1.5) 2.84 (5.66 ± 0.40)* 4.7 (18.1 ± 0.5)* 7.93 (7.85 ± 0.56)* 10.76 (75.6 ± 1.6)

a) ref.16) b) ref.17) c) ref.18)

Table 3 Data related to the samples.

Ca sample	purity: more than 99 %			shape: metallic disk(60mm $\phi$ $\times$ 20mm)		
isotopes	<sup>40</sup> Ca	<sup>42</sup> Ca	<sup>43</sup> Ca	<sup>44</sup> Ca	<sup>46</sup> Ca	<sup>48</sup> Ca
abundances(%)	96.97	0.64	0.145	2.06	0.0033	0.185
B <sub>n</sub> * (MeV)	8.36	7.93	11.13	7.42	7.28	5.14

Cr sample	purity: more than 99 %			shape: metallic disk(60mm $\phi$ $\times$ 5mm)	
isotopes	<sup>50</sup> Cr	<sup>52</sup> Cr	<sup>53</sup> Cr	<sup>54</sup> Cr	
abundances(%)	4.35	83.79	9.50	2.36	
B <sub>n</sub> * (MeV)	9.26	7.94	9.72	6.25	

\*neutron binding energies

Table 4 Experimental conditions

Ca sample		
neutron energies	17~132keV	543 $\pm$ 33keV
measuring times	68 hours	41 hours
average beam currents	9 $\mu$ A	5 $\mu$ A
neutron monitors	T-Li detector	$\phi$ -Li & T-Li detector

Cr sample		
neutron energies	22~144keV	545 $\pm$ 32keV
measuring times	54 hours	33 hours
average beam currents	7 $\mu$ A	7 $\mu$ A
neutron monitors	T-Li detector	$\phi$ -Li & T-Li detector

Table5 Multiplicities of neutron capture gamma rays.

target nuclei	incident neutron energy regions(keV)	multiplicities
Ca	17~ 26	3.30
	31~ 59	3.30
	60~132	3.15
	543 ± 33	3.11
Cr	22~ 40	2.41
	41~ 72	2.33
	73~144	1.94
	545 ± 32	2.41

Table6 Intensities of gamma rays emitted from a capture state of Ca.( $\gamma$ -rays/capture)

final states		incident neutron energy regions(keV)			
		17~26	31~59	60~132	543 $\pm$ 33
c.s.→	gnd.	<0.01	<0.01	0.05	0.08
→	1st.	0.16	0.17	0.27	0.20
	2nd.				
→	3rd.	0.26	0.26	0.17	0.12
	4th.				
	5th.				
	6th.				

Table7 Intensities of gamma rays emitted from a capture state of Cr.( $\gamma$ -rays/capture)

final states		incident neutron energy regions(keV)			
		22~40	41~72	73~144	545 $\pm$ 32
<sup>53</sup> Cr					
c.s.→	gnd.	0.14	0.29	0.48	0.25
→	1st.	0.28	0.05	0.14	0.06
→	2nd.	0.06	0.09	0.03	0.04
<sup>51</sup> Cr					
c.s.→	gnd.	0.003	0.003	0.002	0.006
→	1st.	0.04	0.040	0.02	0.02
	2nd.				
<sup>54</sup> Cr					
c.s.→	gnd.	0.002	0.004	0.004	0.002
→	1st.	0.04	0.04	0.04	0.02

Table 8 Nuclear level-density parameters used for the statistical model calculation.

Nuclei	$a$ (MeV <sup>-1</sup> )	$E_x$ (MeV)	$T$ (MeV)	$\sigma^2(0)$	$\Delta$ (MeV)
<sup>41</sup> Ca	5.63	8.35	1.477	7.589	1.15
<sup>51</sup> Cr	8.34	9.30	1.099	8.429	1.53
<sup>53</sup> Cr	8.36	8.45	1.099	7.797	1.88
<sup>54</sup> Cr	8.40	9.35	1.099	3.911	2.73

Table 9 Giant electric-dipole resonance parameters used for the statistical model calculation.

Nuclei	$E_1$ (MeV)	$\Gamma_1$ (MeV)	$\sigma_1$ (mb)	$E_2$ (MeV)	$\Gamma_2$ (MeV)	$\sigma_2$ (mb)
Ca	17.86	4.42	58.8	21.22	5.10	28.8
Cr	17.86	4.42	58.8	21.22	5.10	28.8

Note: The parameters<sup>14)</sup> of <sup>51</sup>V are substituted for those of above nuclei.

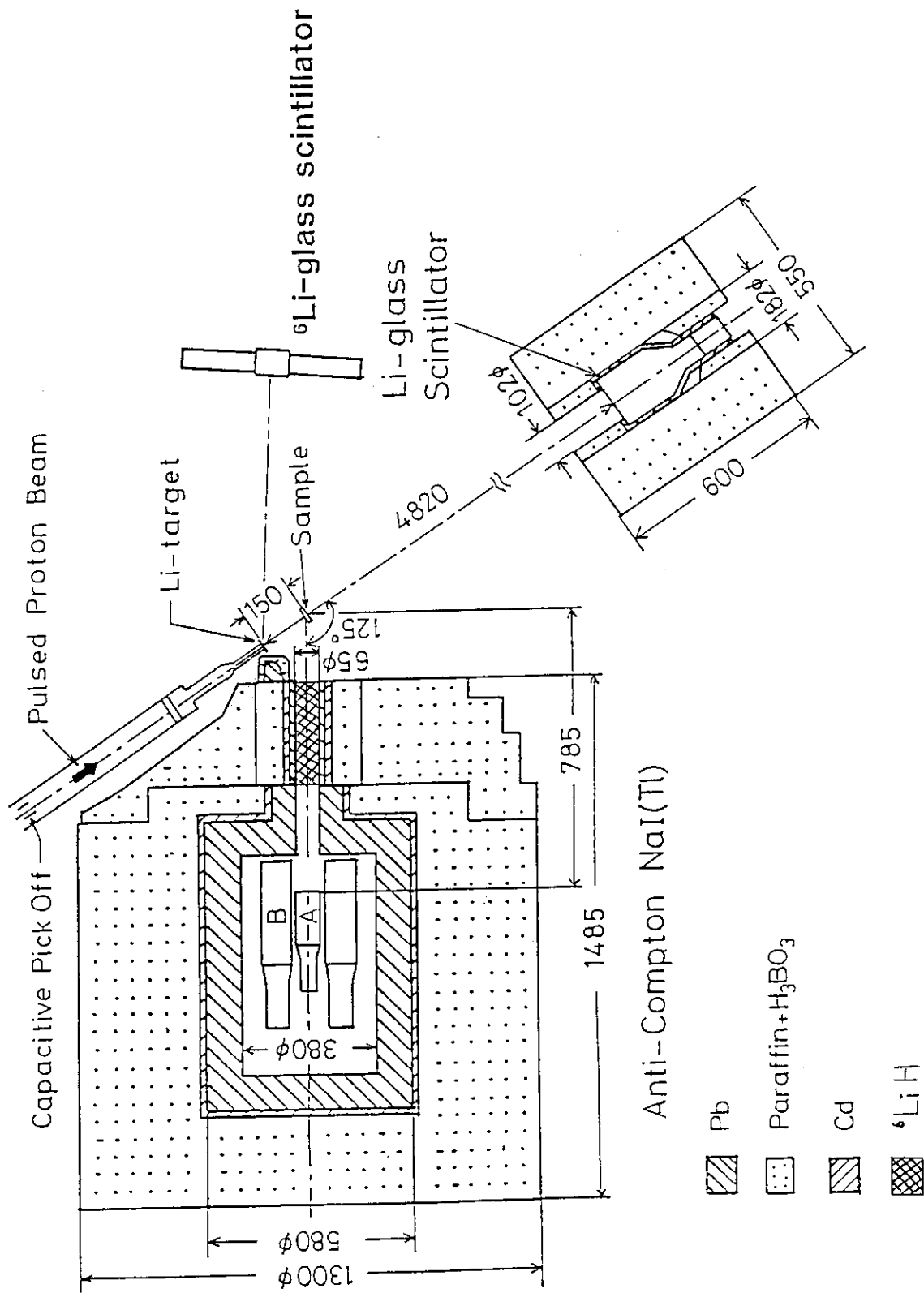


Fig. 1 Experimental arrangement used to measure keV-neutron gamma-ray spectra.

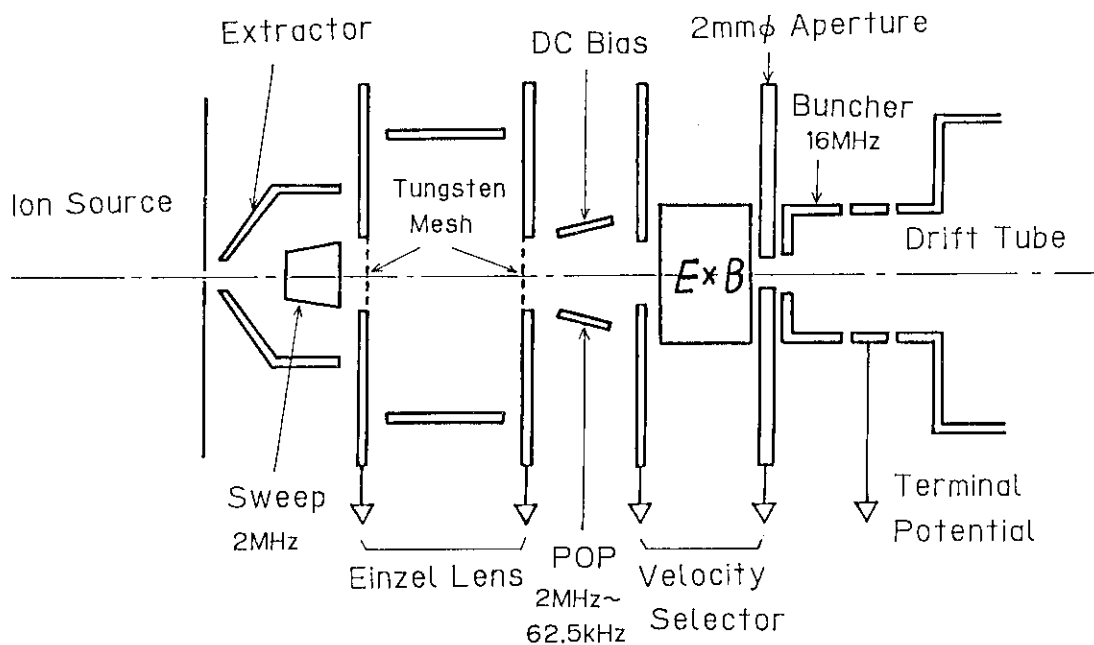


Fig. 2 Diagram of a beam-pulsing system attached to the Pelletron accelerator.

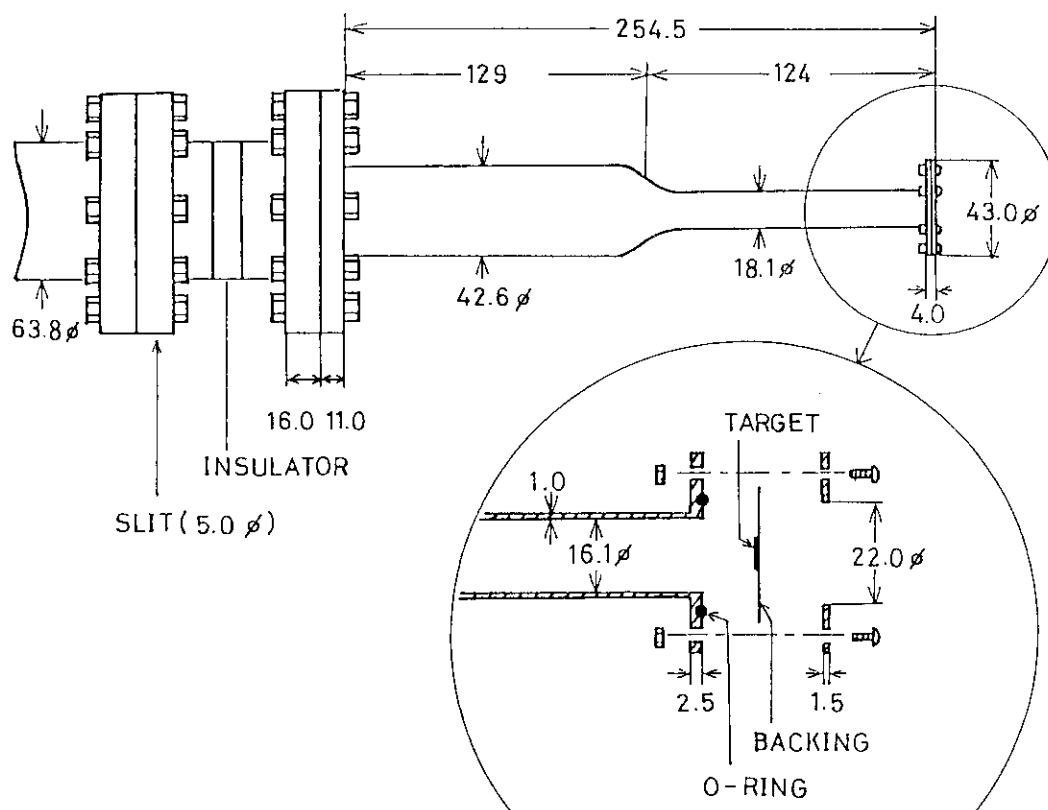


Fig. 3 Neutron-target assembly. It is isolated electrically by an insulator to make up a Faraday cup.



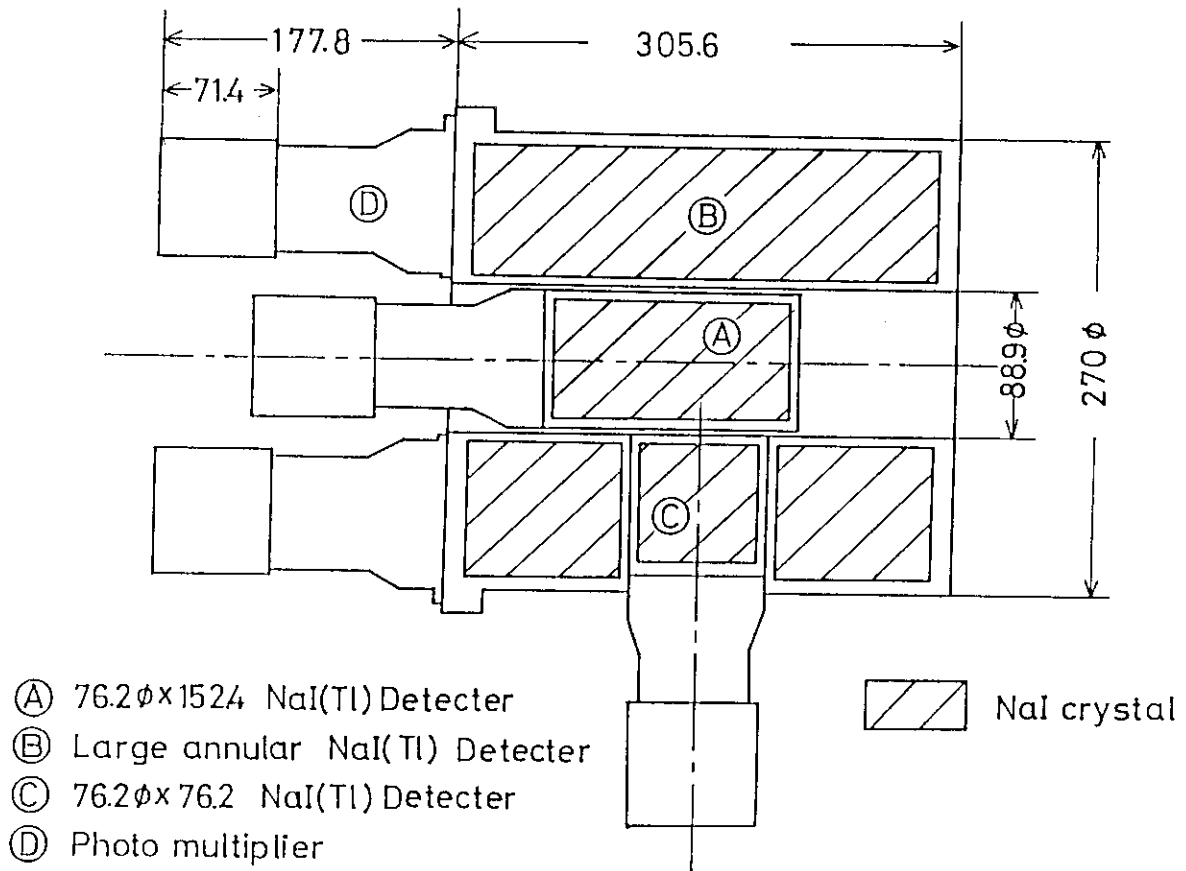


Fig. 4 Anti-Compton NaI(Tl) gamma-ray detector.

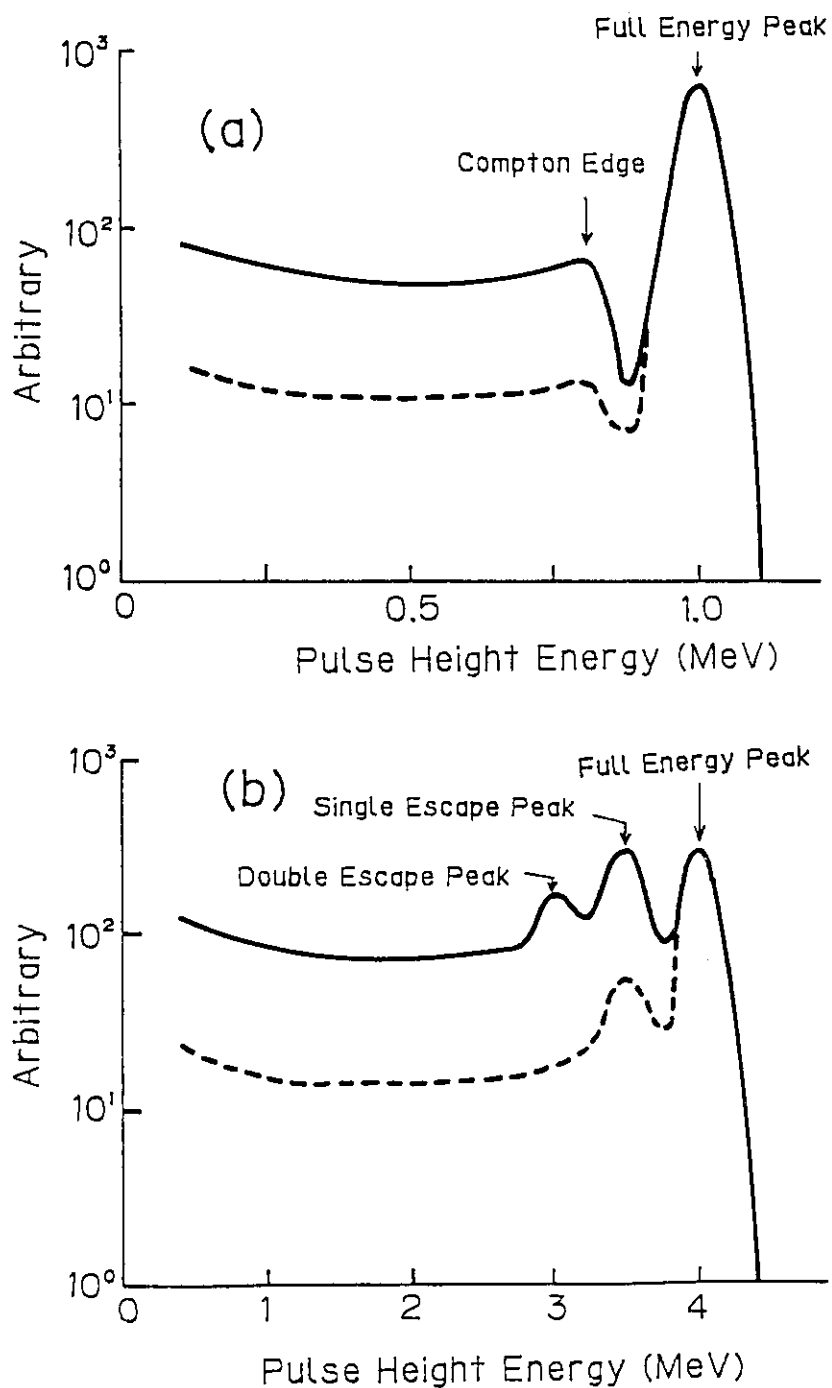


Fig. 5 Sketches of output pulse-height spectra of the main NaI(Tl) detector (solid lines). (a) The spectrum of gamma rays with energy of about 1 MeV. (b) The spectrum of gamma rays with energy of about 4 MeV. The dashed lines show the pulse-height spectra of the anti-Compton NaI(Tl) detector.

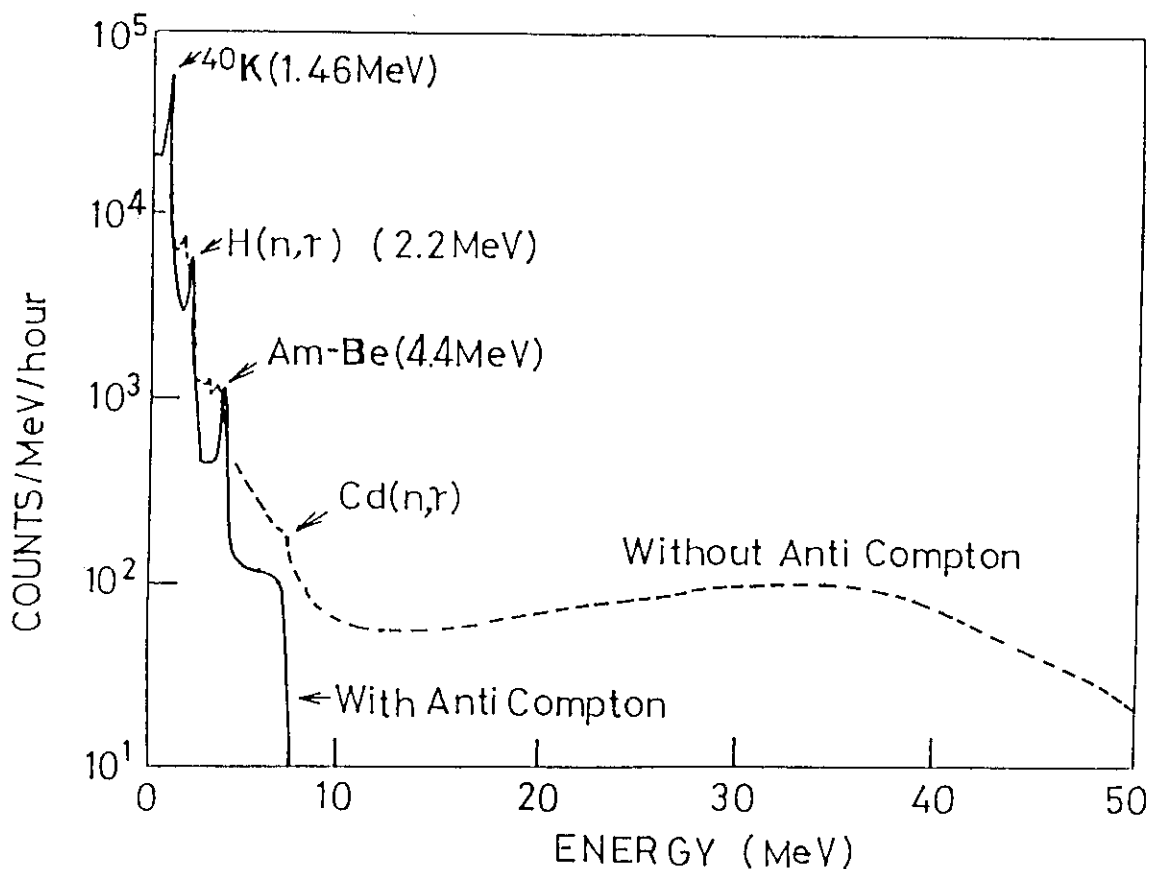


Fig. 6 Background pulse-height spectra obtained with low supply voltage of the main NaI(Tl) detector. An Am-Be source ( $^{137}\text{Cs}$ ) surrounded by paraffin and cadmium was placed at a distance of about 10 m from the detector, in order to generate gamma rays for energy calibration. The solid line shows the spectrum measured in anti-Compton mode, and the dashed line shows the spectrum measured out of anti-Compton mode. The events above 8 MeV, observed out of anti-Compton mode, are due to cosmic rays.

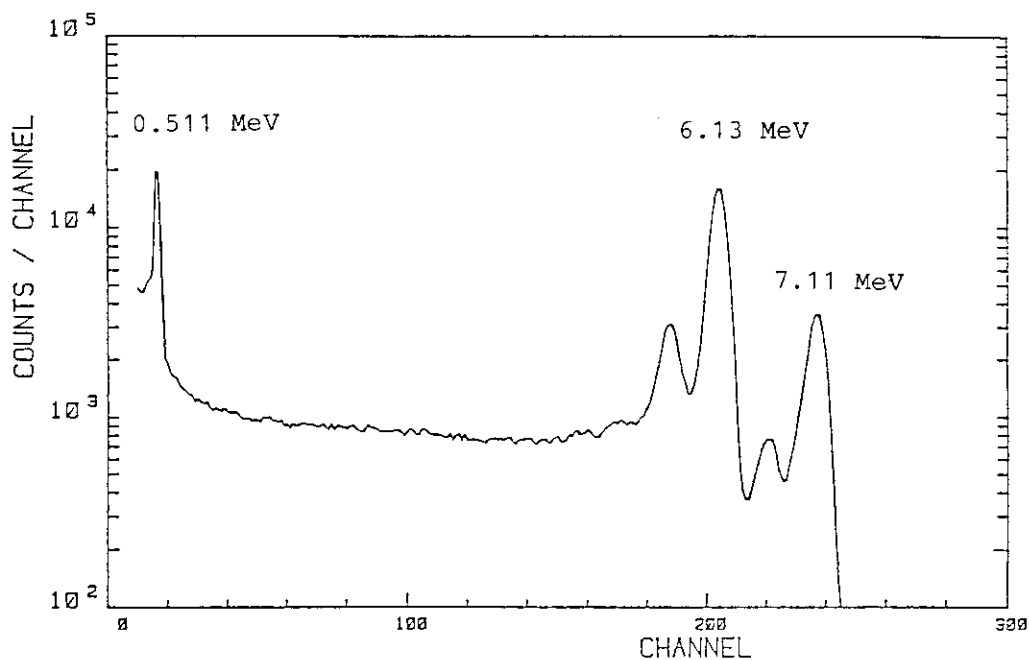


Fig. 7 Gamma-ray pulse-height spectrum from the  $^{19}\text{F}(p, \alpha\gamma)^{16}\text{O}$  reaction ( $E_p=935\text{keV}$ ). The abscissa shows the channel number with the division of 30 keV.

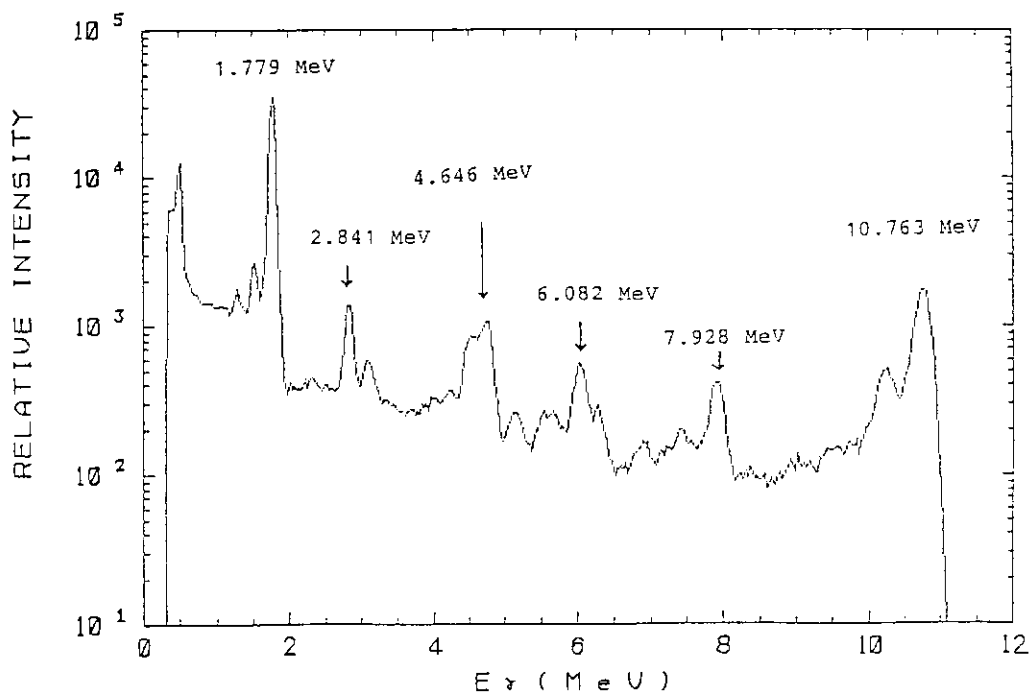


Fig. 8 Gamma-ray pulse-height spectrum from the  $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$  reaction ( $E_p=992\text{keV}$ ). The abscissa shows gamma-ray energy.

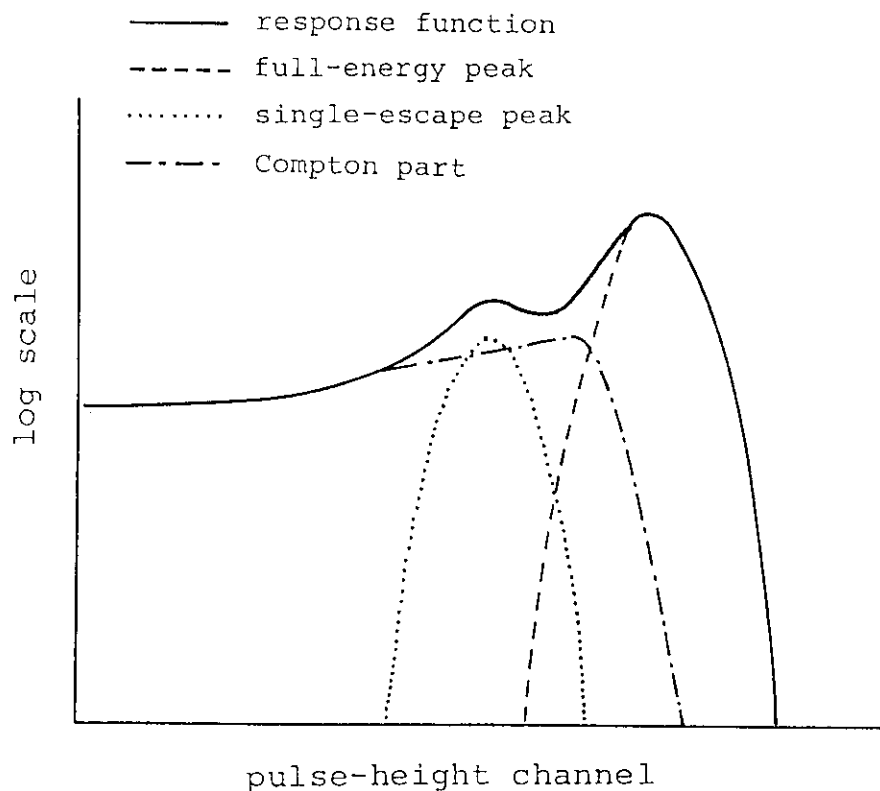


Fig. 9 Decomposition of a response function. Only high-energy part of a response function for high-energy gamma rays is shown.

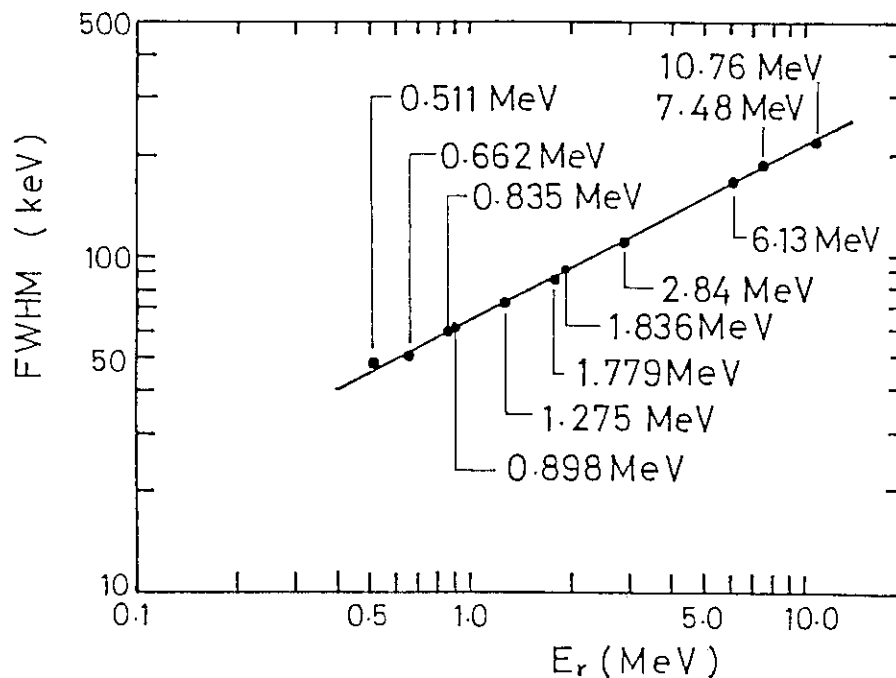


Fig. 10 Full-energy peak resolution (FWHM) of the gamma-ray detector. Solid circles show observed values. The solid line was obtained by fitting the equation (2-3) to the observed values.

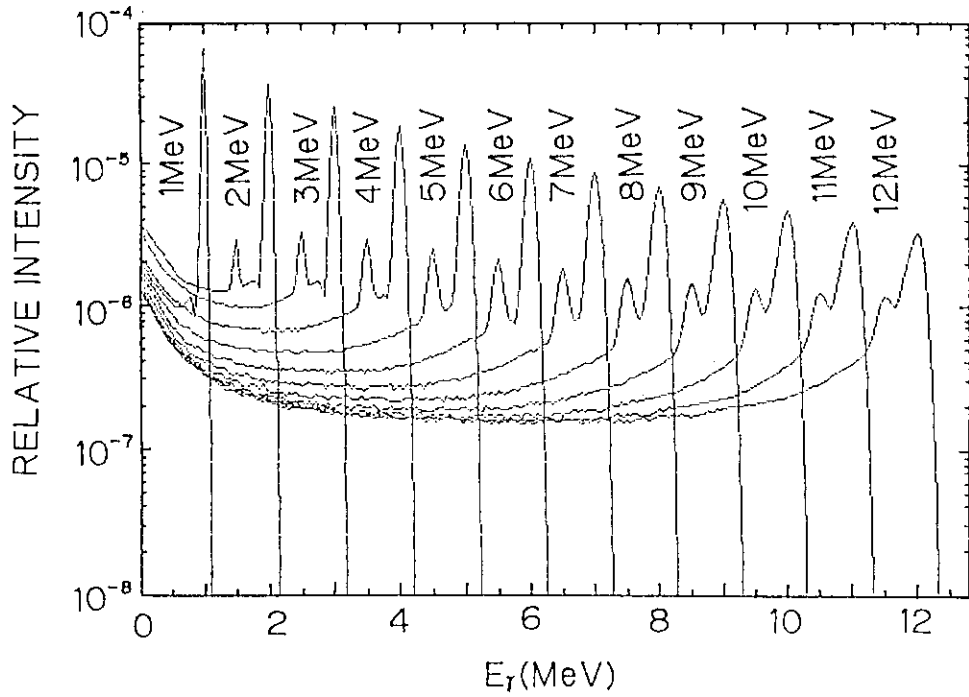


Fig. 11 A part of the response matrix of the gamma-ray detector. For the sake of simplicity, the figure shows response functions at the step of 1 MeV.

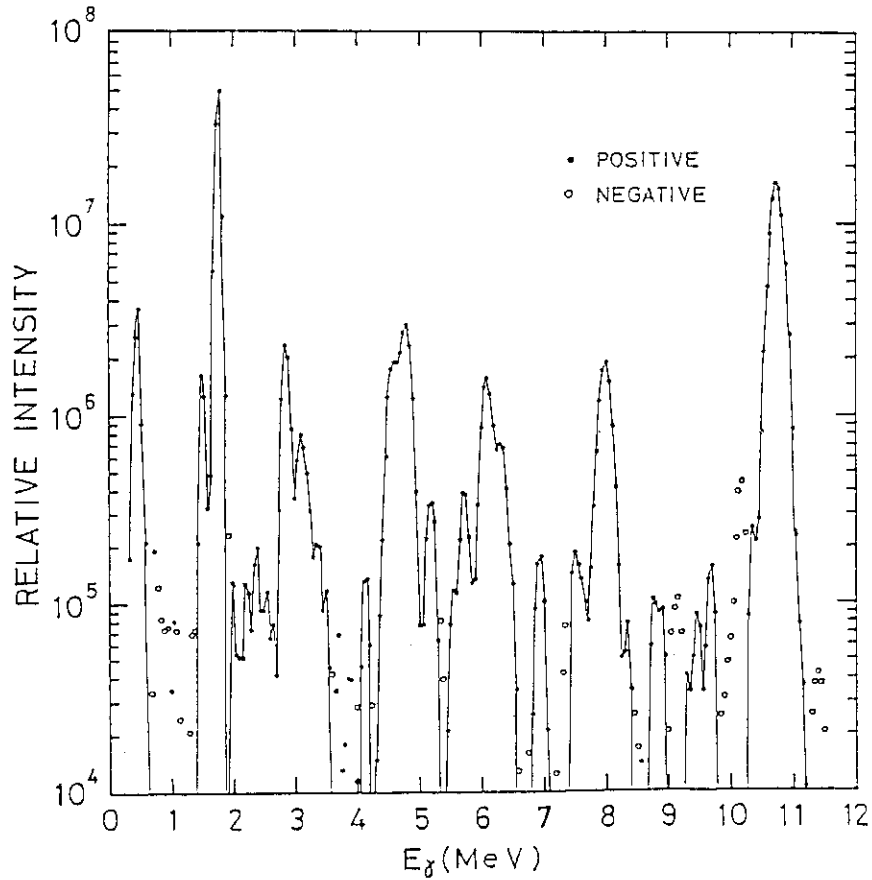


Fig. 12 Gamma-ray spectrum from the  $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$  reaction ( $E_p=992\text{keV}$ ) obtained by unfolding the pulse-height spectrum shown in Fig. 8.

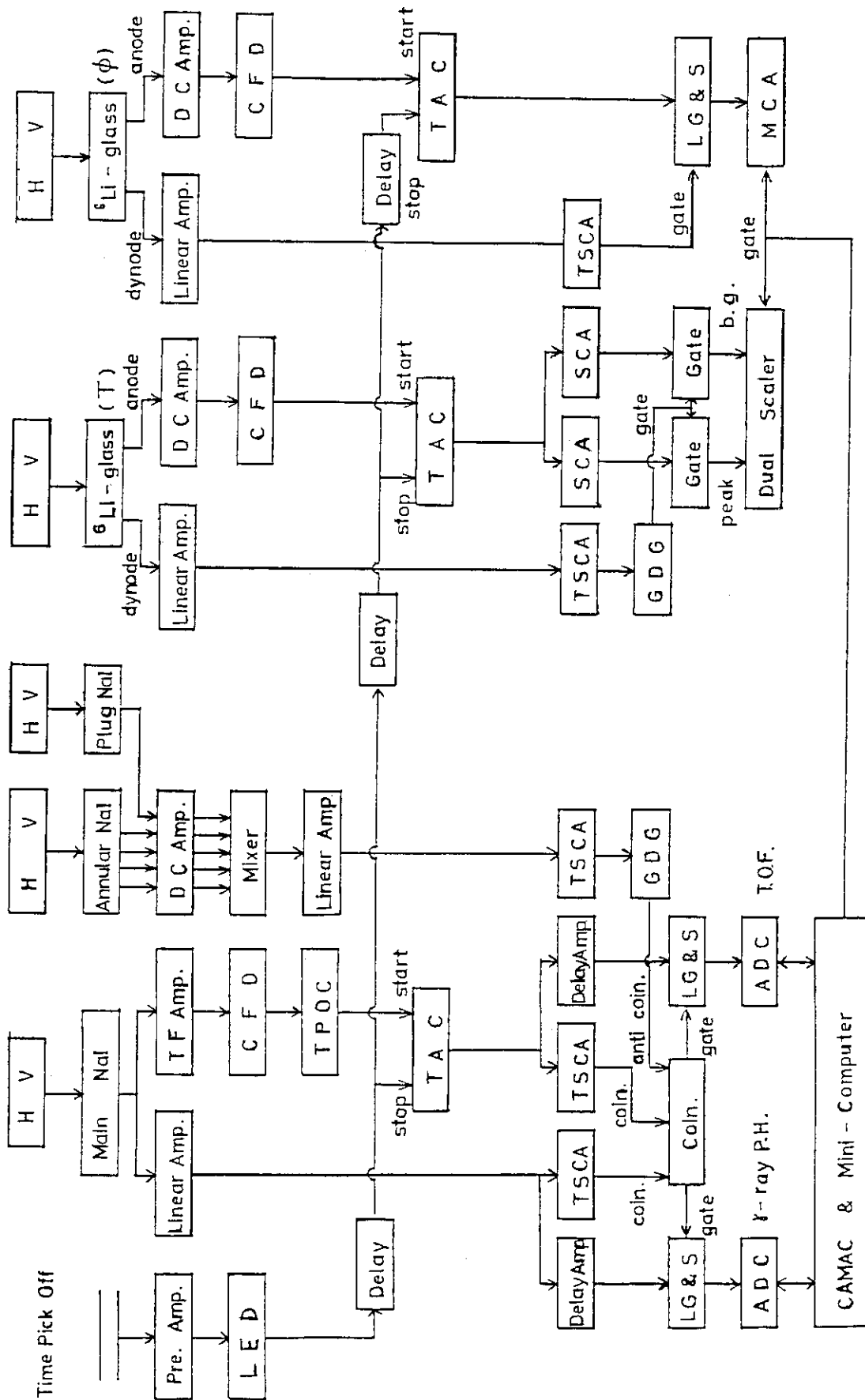


Fig. i3 Electrical circuit diagram for neutron capture experiments.

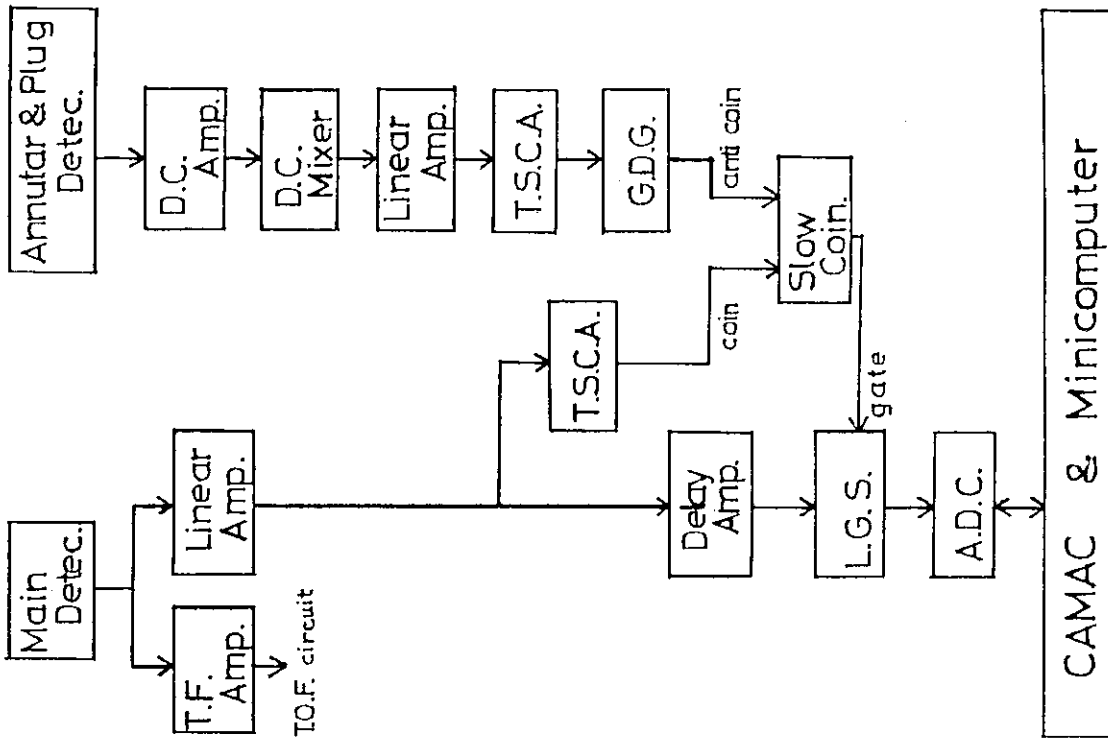


Fig. 14 Electrical circuit diagram for measurements of gamma-ray pulse-height spectra.

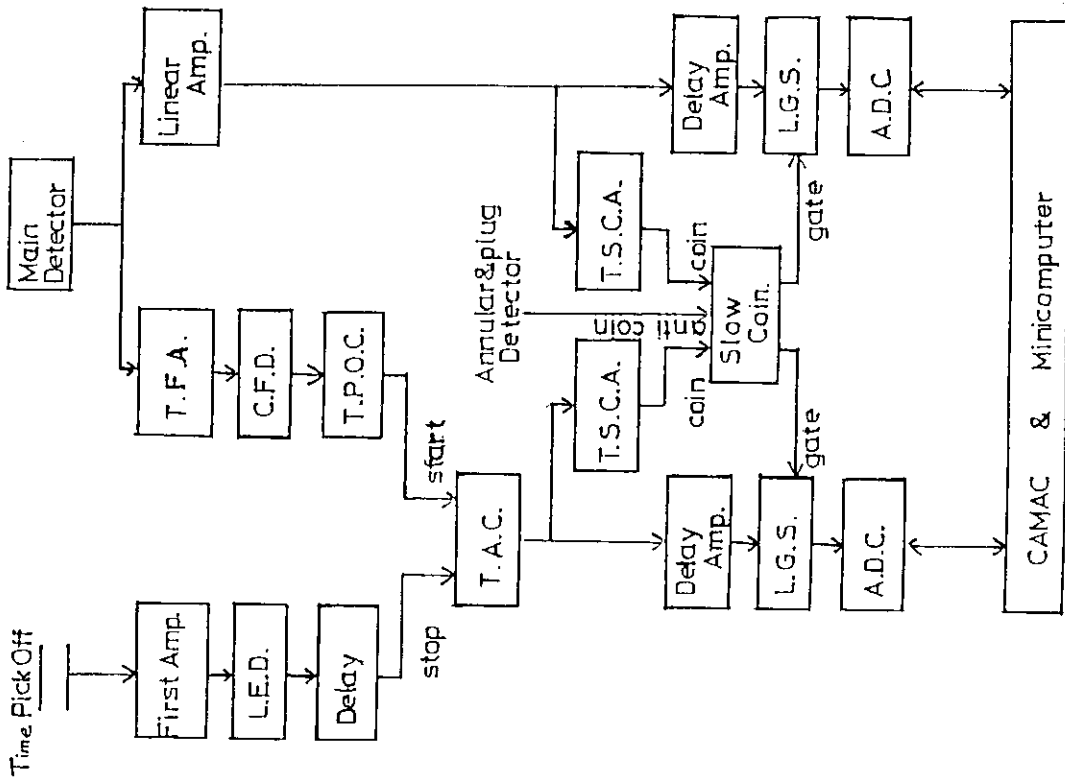


Fig. 15 Electrical circuit diagram for measurements of two-dimensional (PHxTOF) gamma-ray spectra.



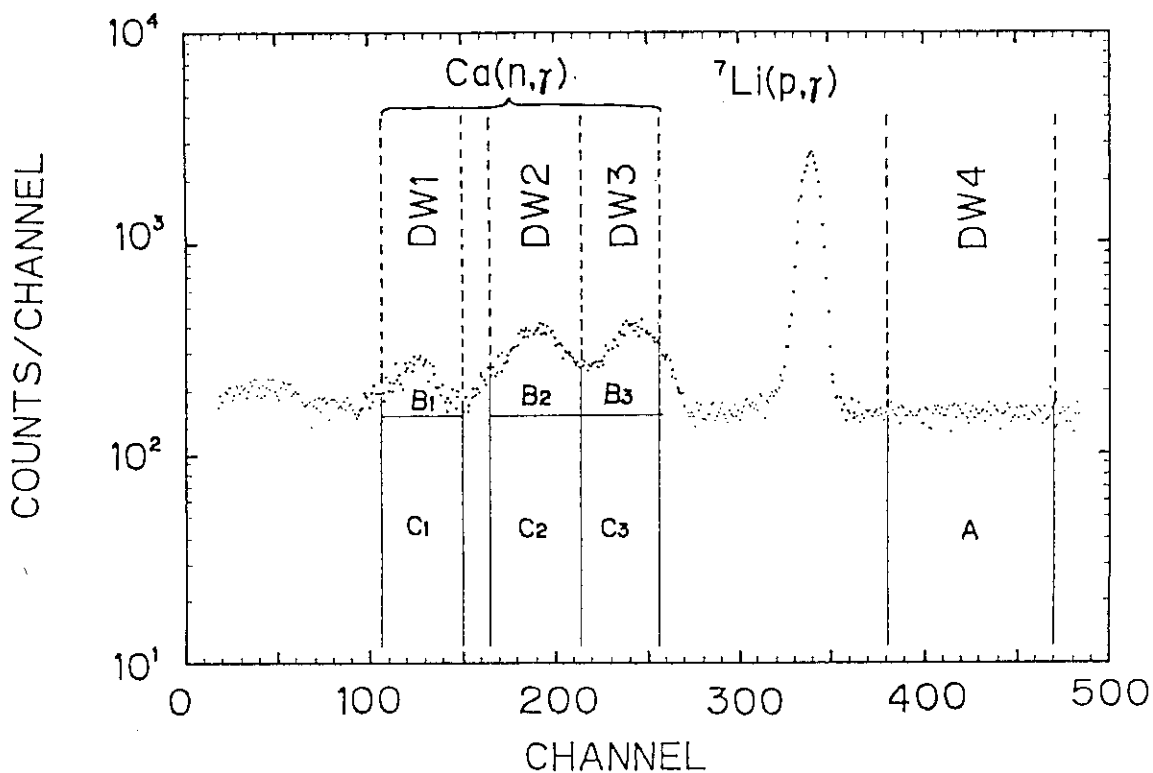


Fig. 16 TOF spectrum of the NaI(Tl) detector.  
(Ca sample,  $E_n = 17 \sim 132 \text{ keV}$ )

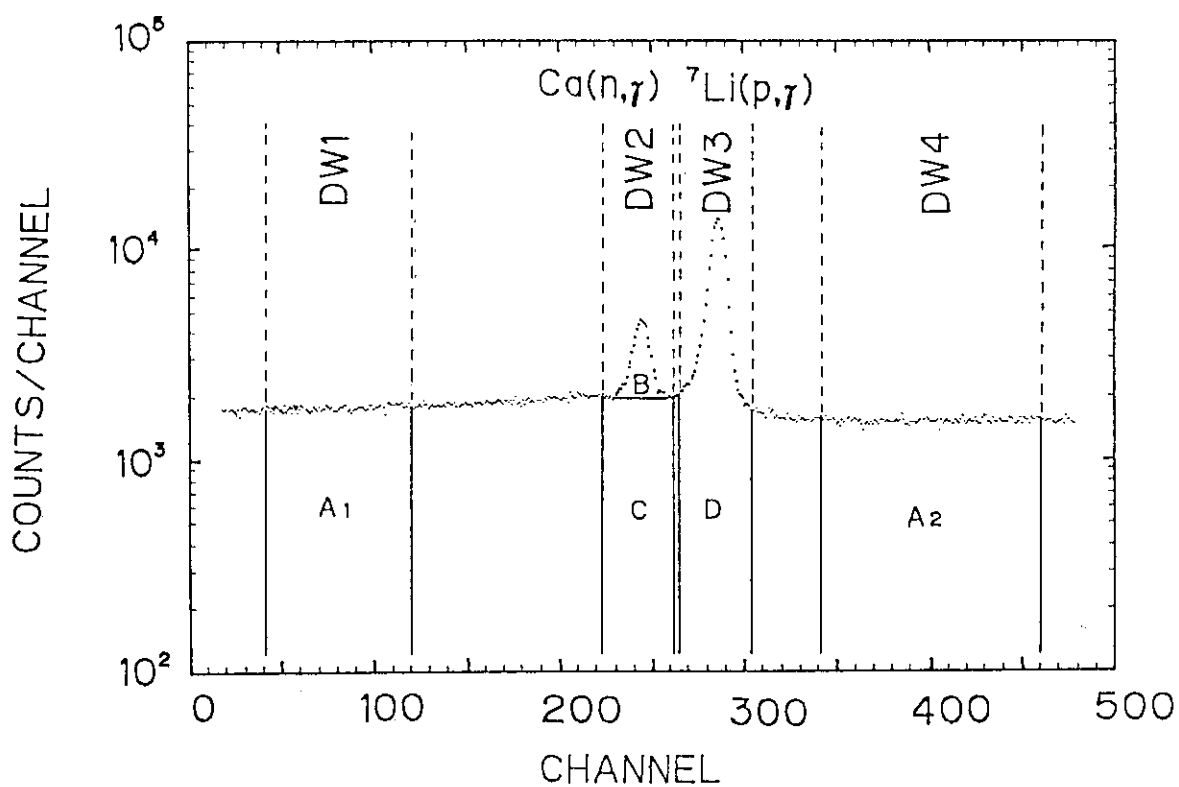


Fig. 17 TOF spectrum of the NaI(Tl) detector.  
(Ca sample,  $E_n = 543 \text{ keV}$ )

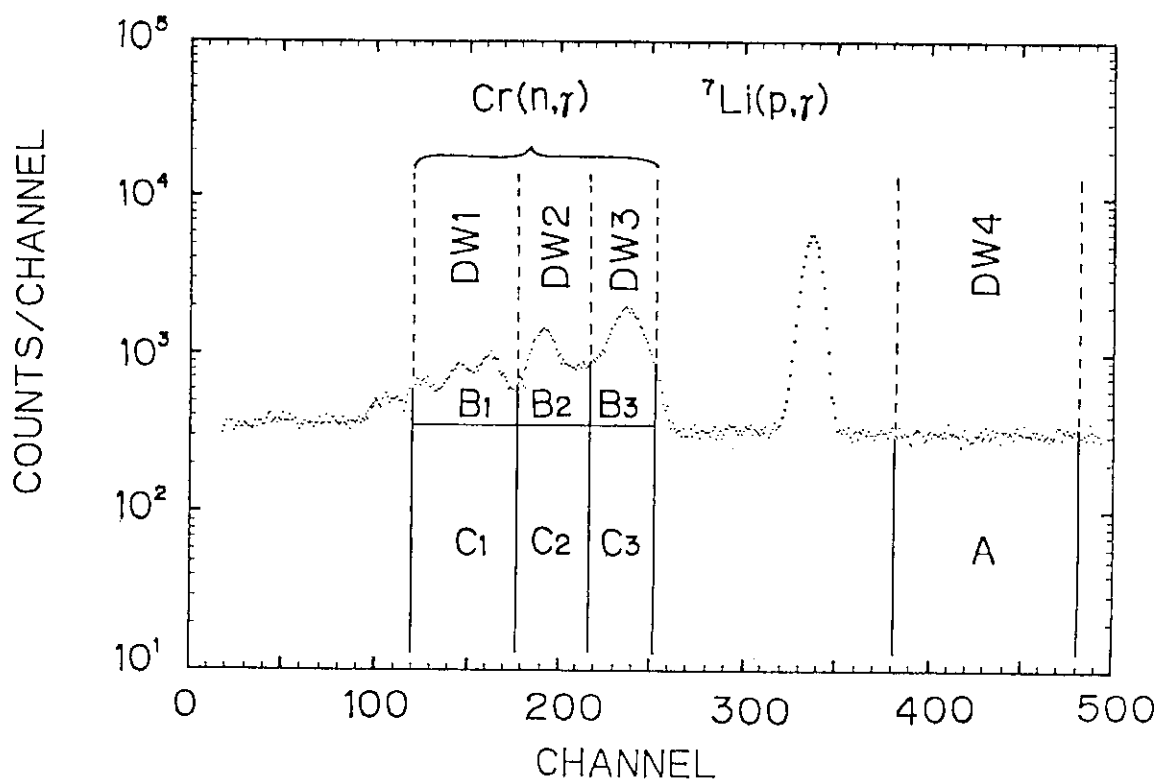


Fig. 18 TOF spectrum of the NaI(Tl) detector.  
(Cr sample,  $E_n=22\sim 144\text{keV}$ )

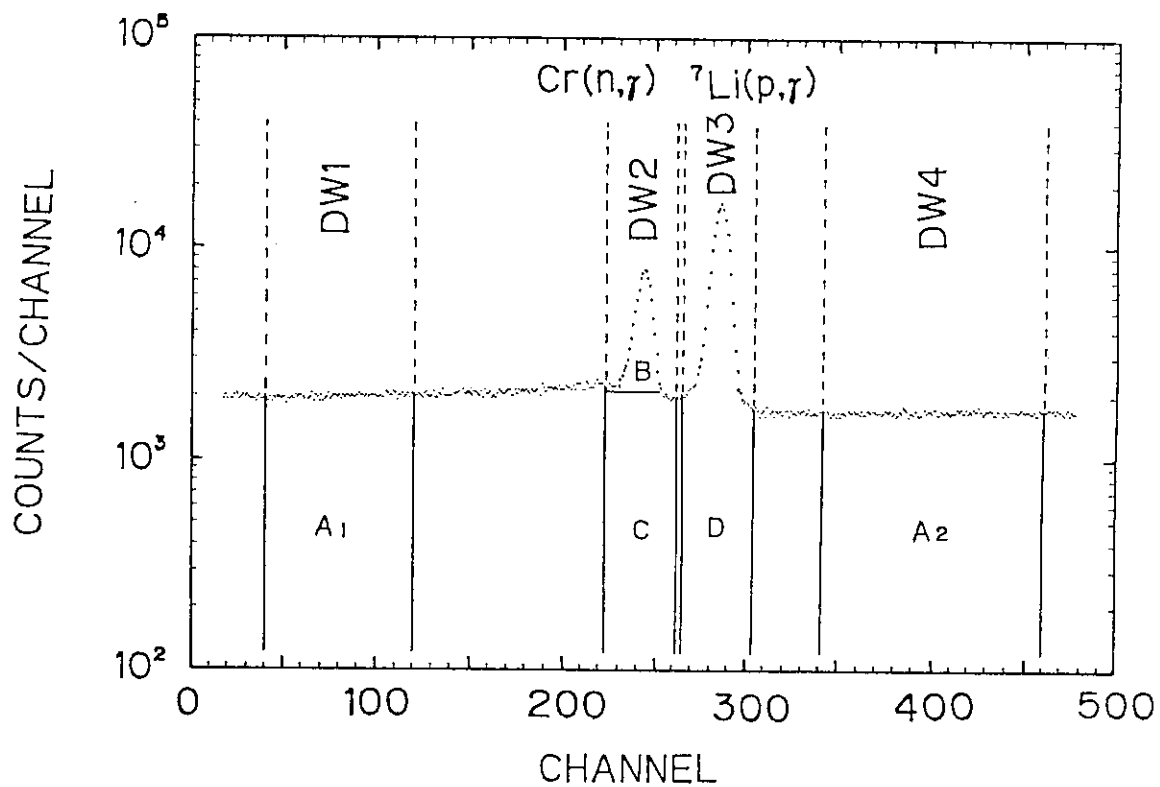


Fig. 19 TOF Spectrum of the NaI(Tl) detector.  
(Cr sample,  $E_n=545\text{keV}$ )

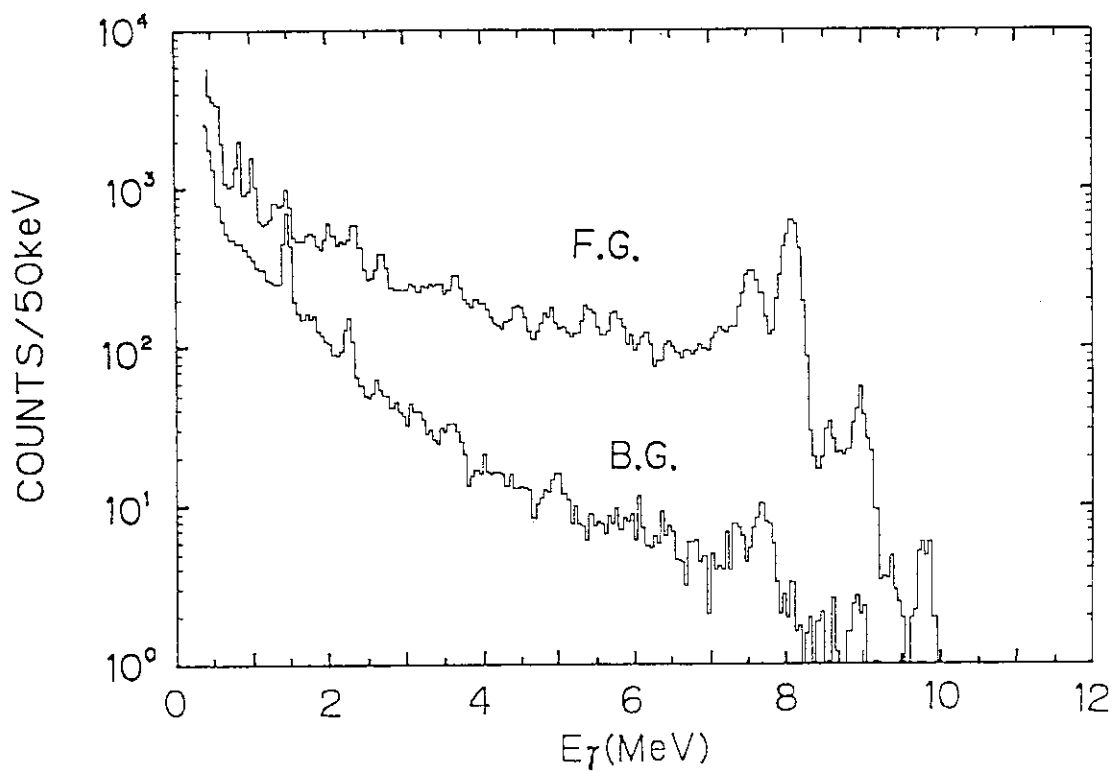


Fig. 20 Foreground and background pulse-height spectra.  
(Cr sample,  $E_n=73\sim 144\text{keV}$ )

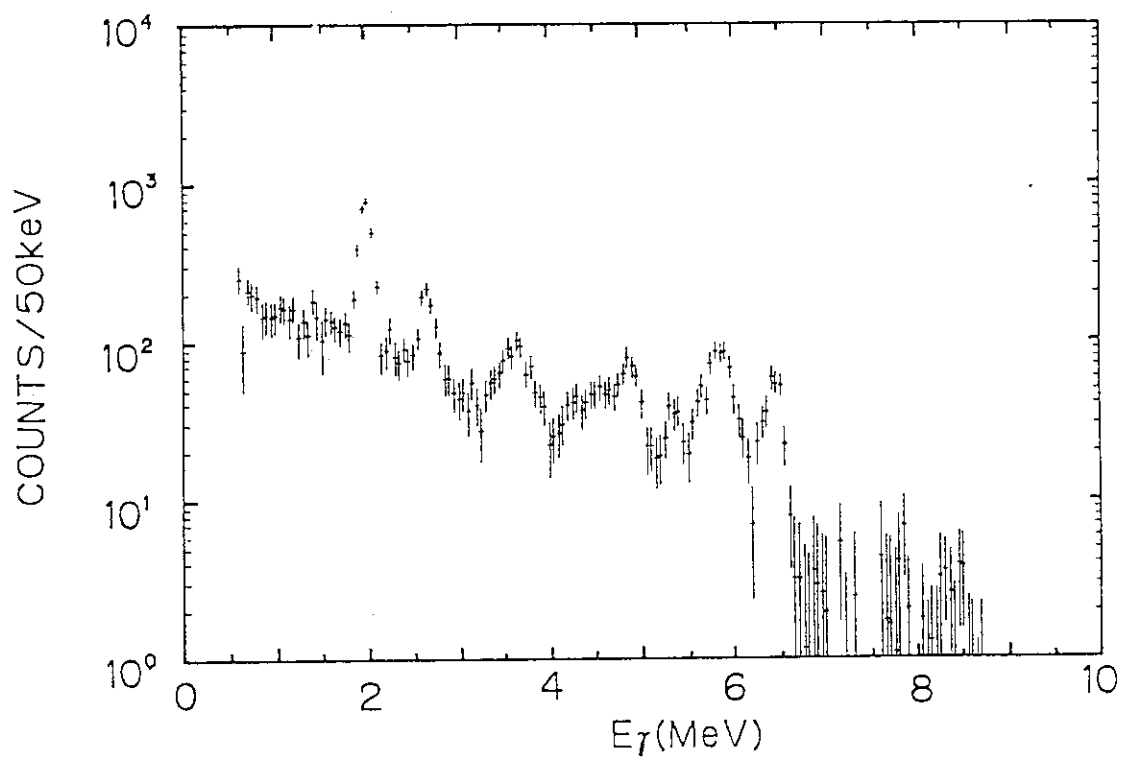


Fig. 21 Neutron capture gamma-ray pulse-height spectrum of Ca.  
( $E_n=17\sim 26\text{keV}$ )

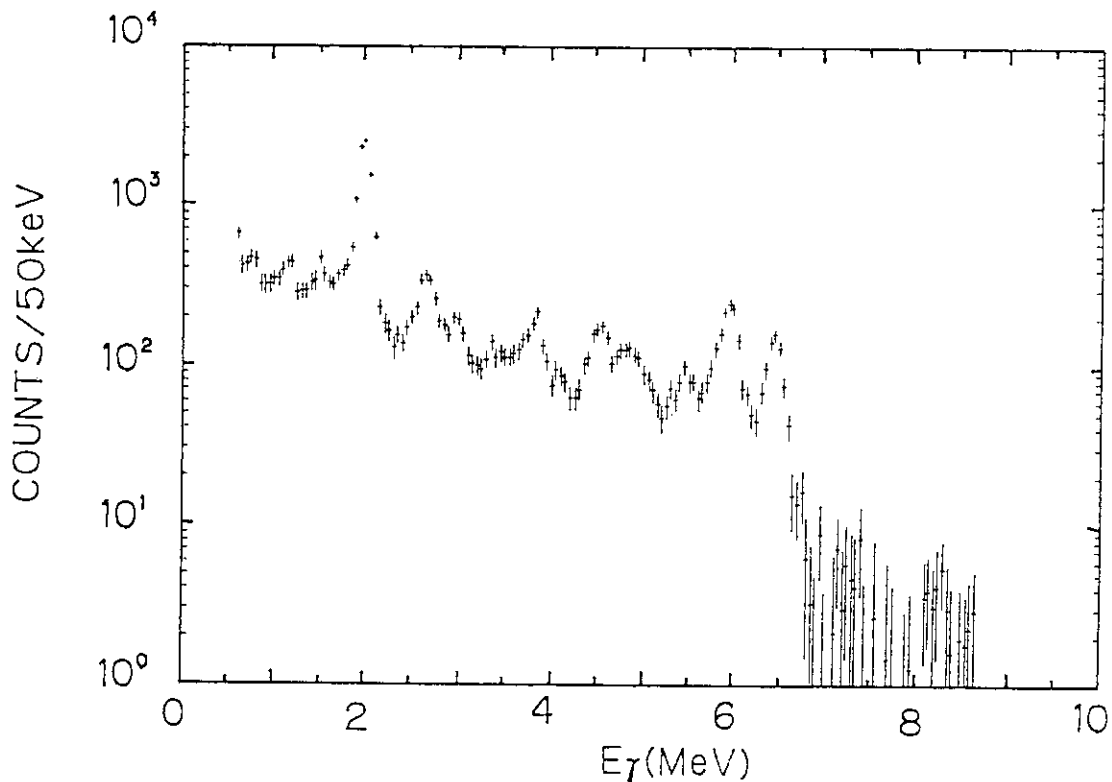


Fig. 22 Neutron capture gamma-ray pulse-height spectrum of Ca.  
( $E_n=31\sim 59\text{keV}$ )

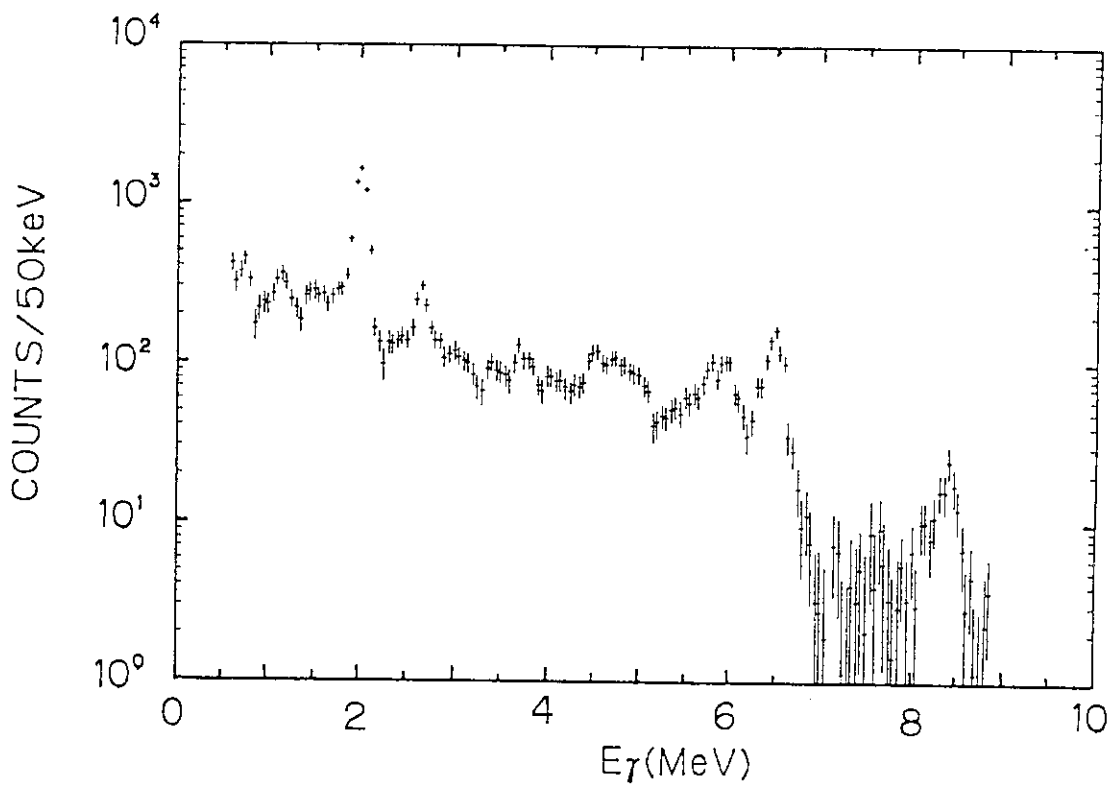


Fig. 23 Neutron capture gamma-ray pulse-height spectrum of Ca.  
( $E_n=60\sim 132\text{keV}$ )

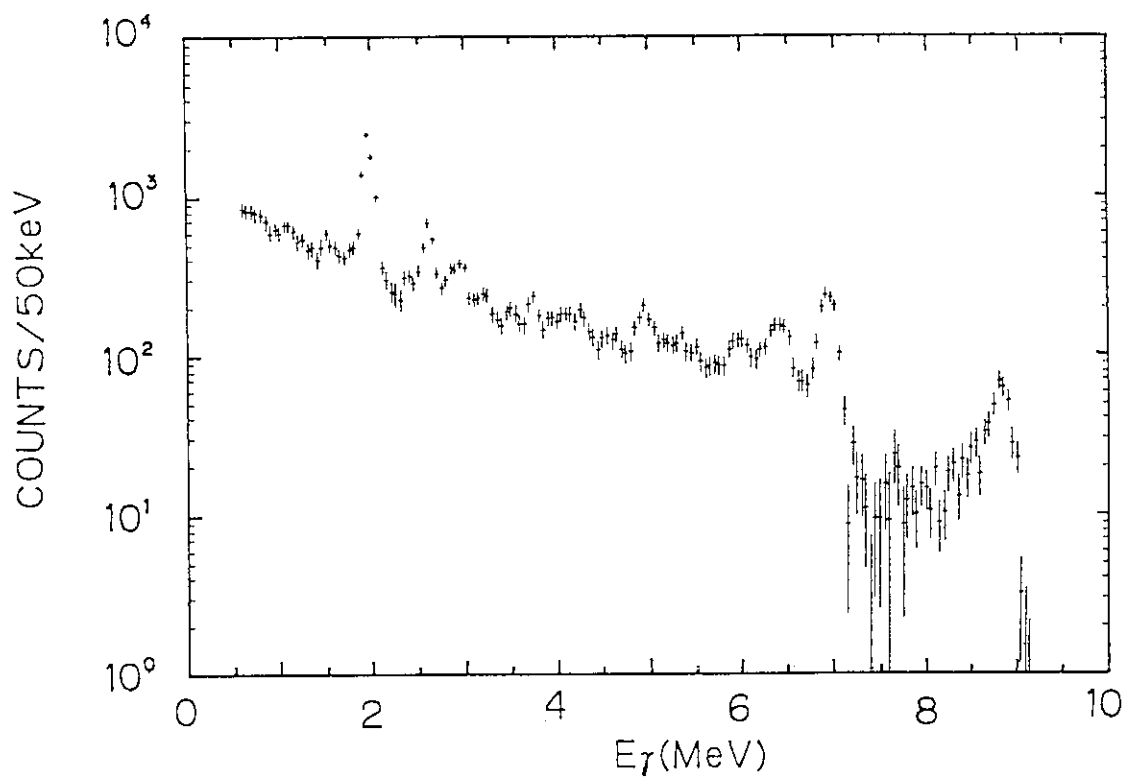


Fig. 24 Neutron capture gamma-ray pulse-height spectrum of Ca.  
( $E_n=543\text{keV}$ )

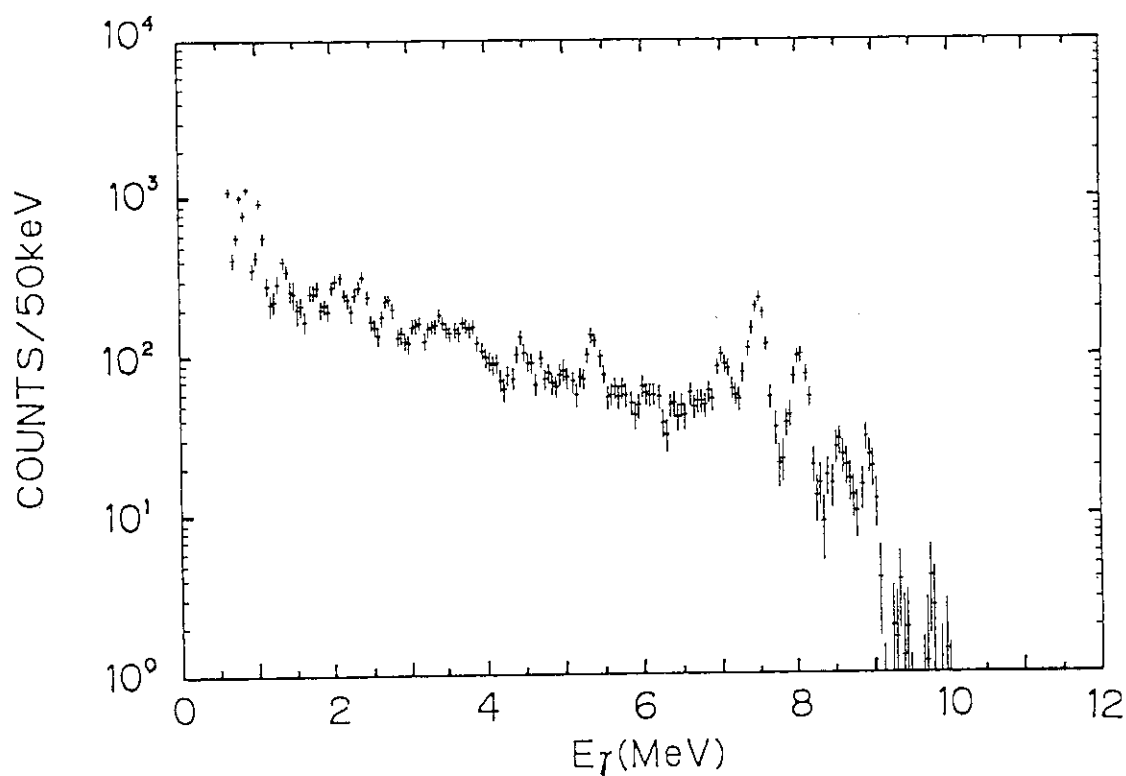


Fig. 25 Neutron capture gamma-ray pulse-height spectrum of Cr.  
( $E_n=22\sim 40\text{keV}$ )

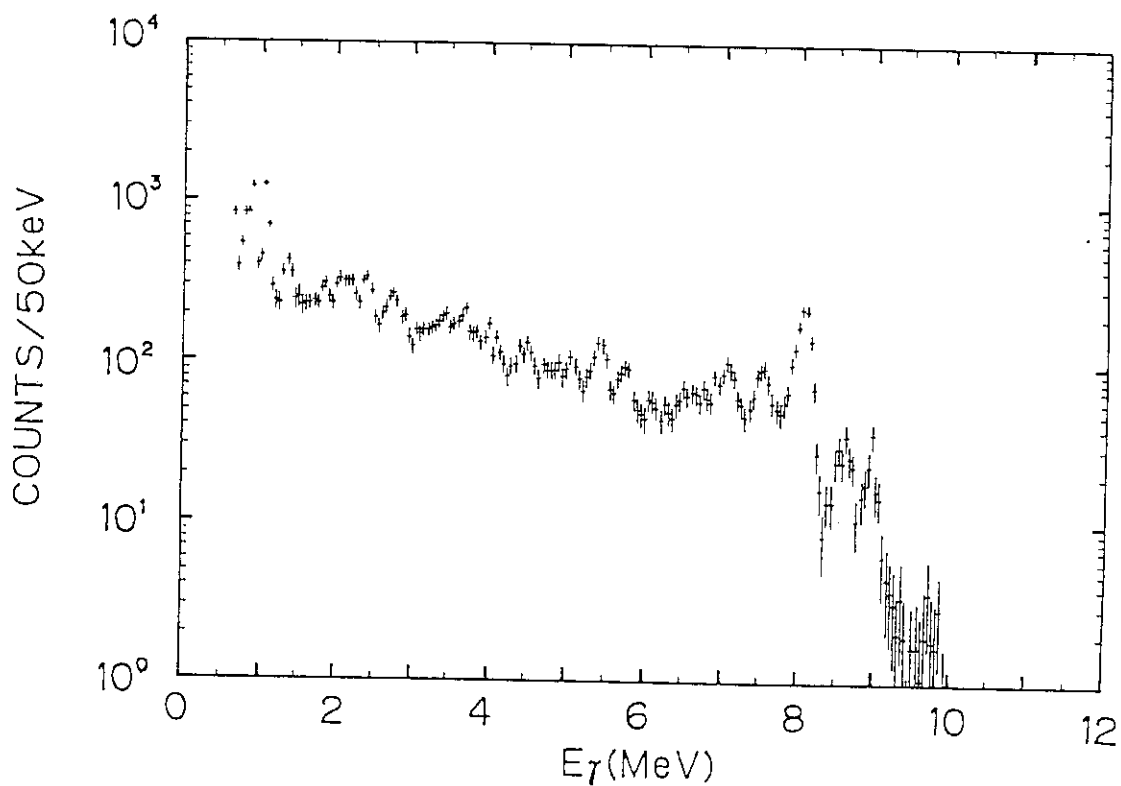


Fig. 26 Neutron capture gamma-ray pulse-height spectrum of Cr.  
( $E_n=41\sim 72\text{keV}$ )

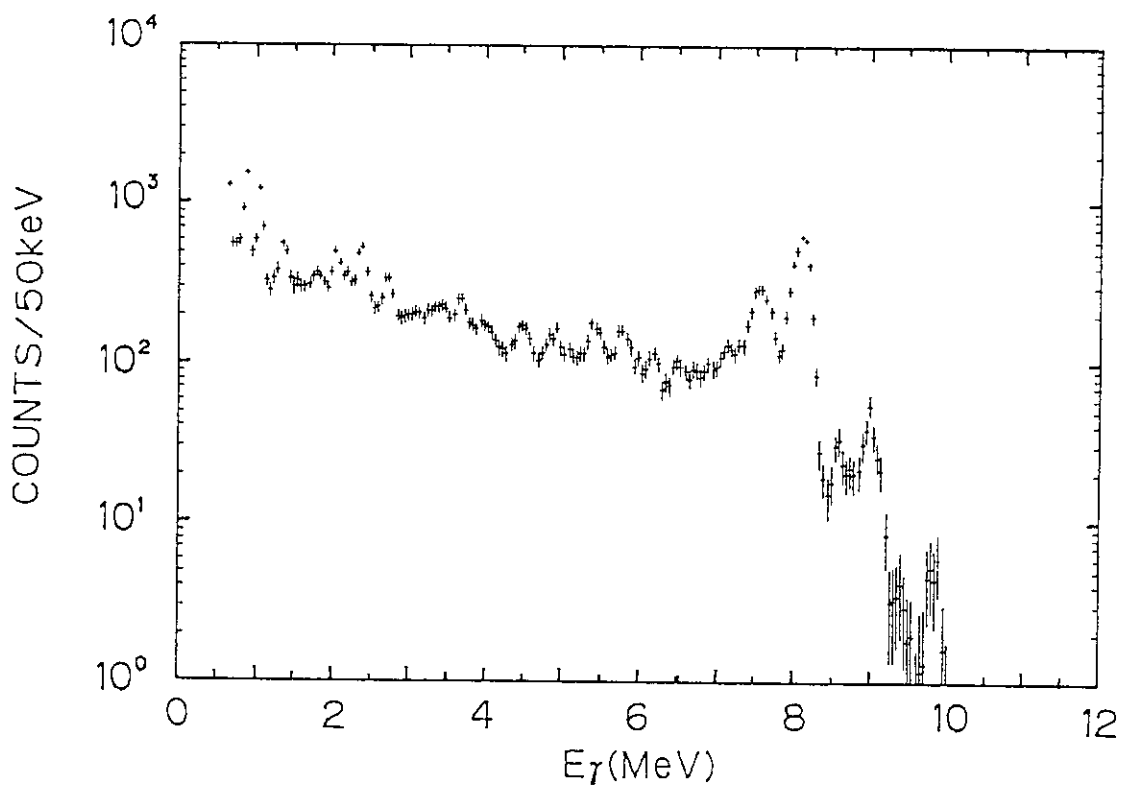


Fig. 27 Neutron capture gamma-ray pulse-height spectrum of Cr.  
( $E_n=73\sim 144\text{keV}$ )

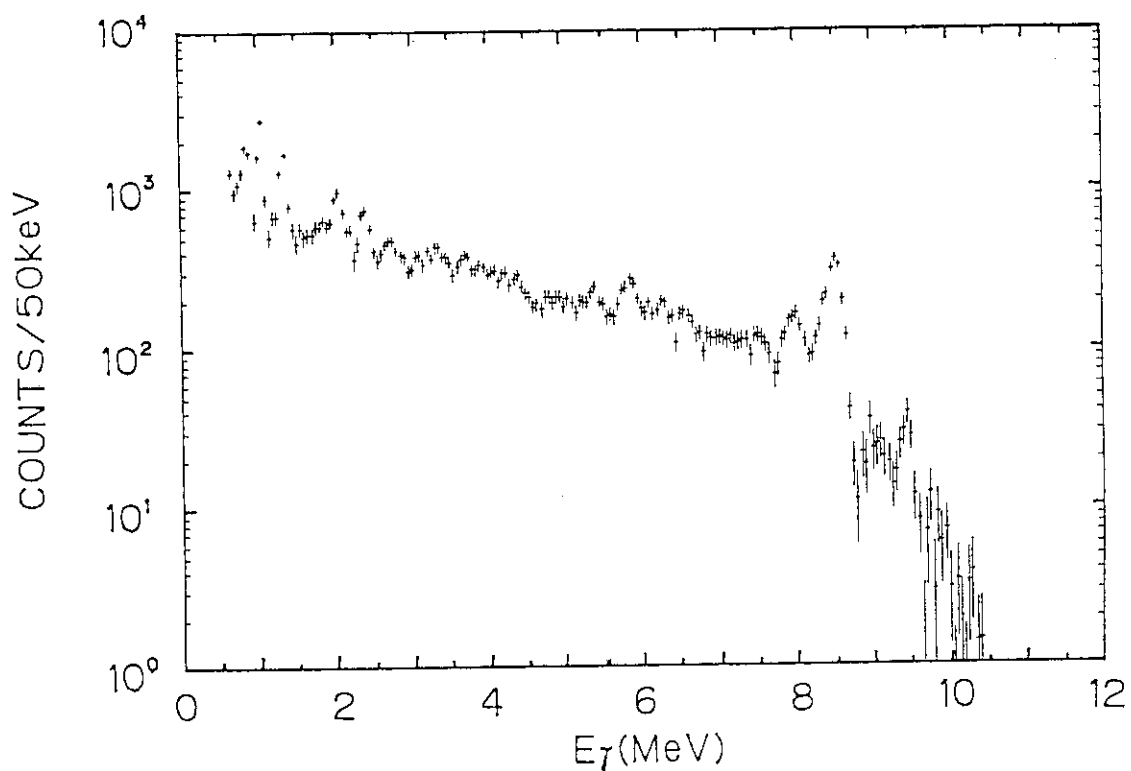


Fig. 28 Neutron capture gamma-ray pulse-height spectrum of Cr.  
( $E_n=545\text{keV}$ )

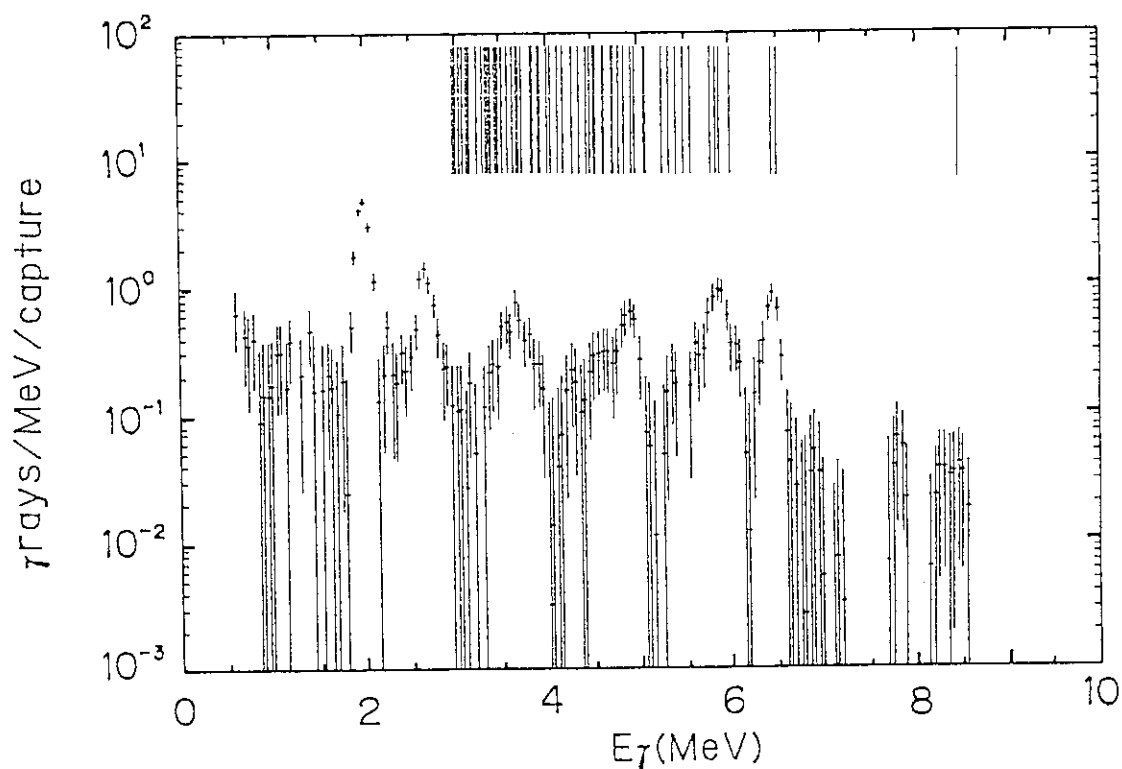


Fig. 29 Neutron capture gamma-ray spectrum of Ca.  
( $E_n=17\sim 26\text{keV}$ )

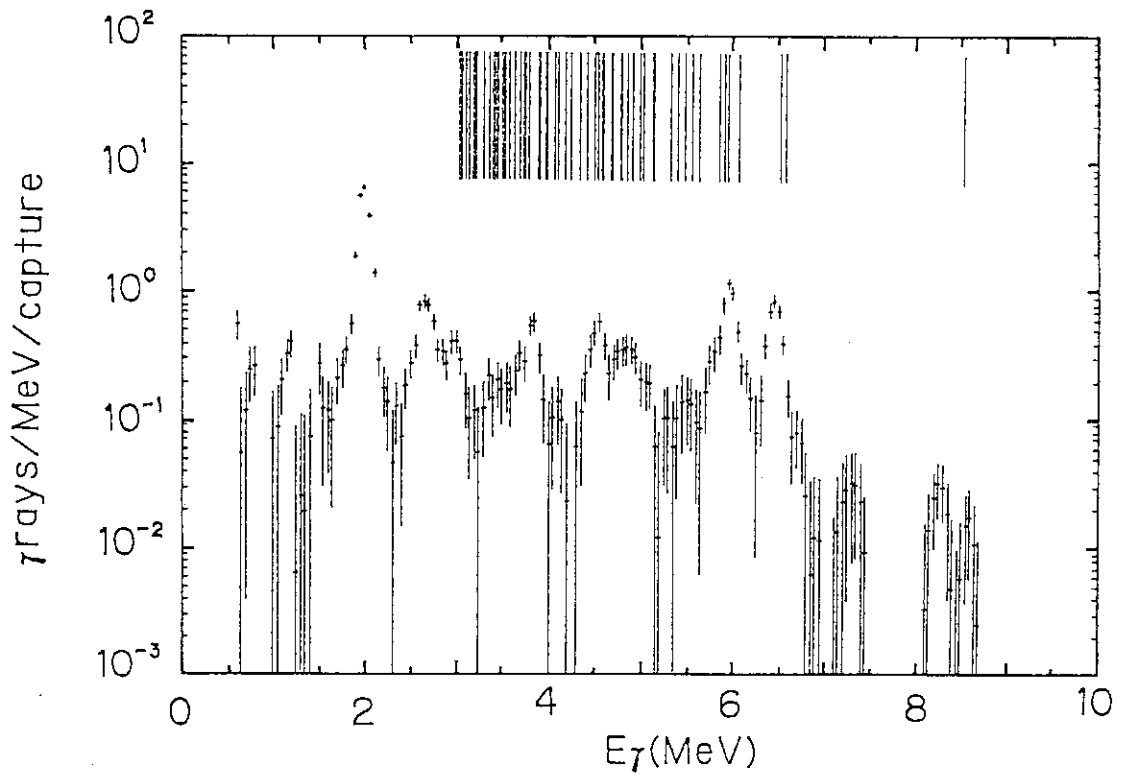


Fig. 30 Neutron capture gamma-ray spectrum of Ca.  
( $E_n=31\sim 59\text{keV}$ )

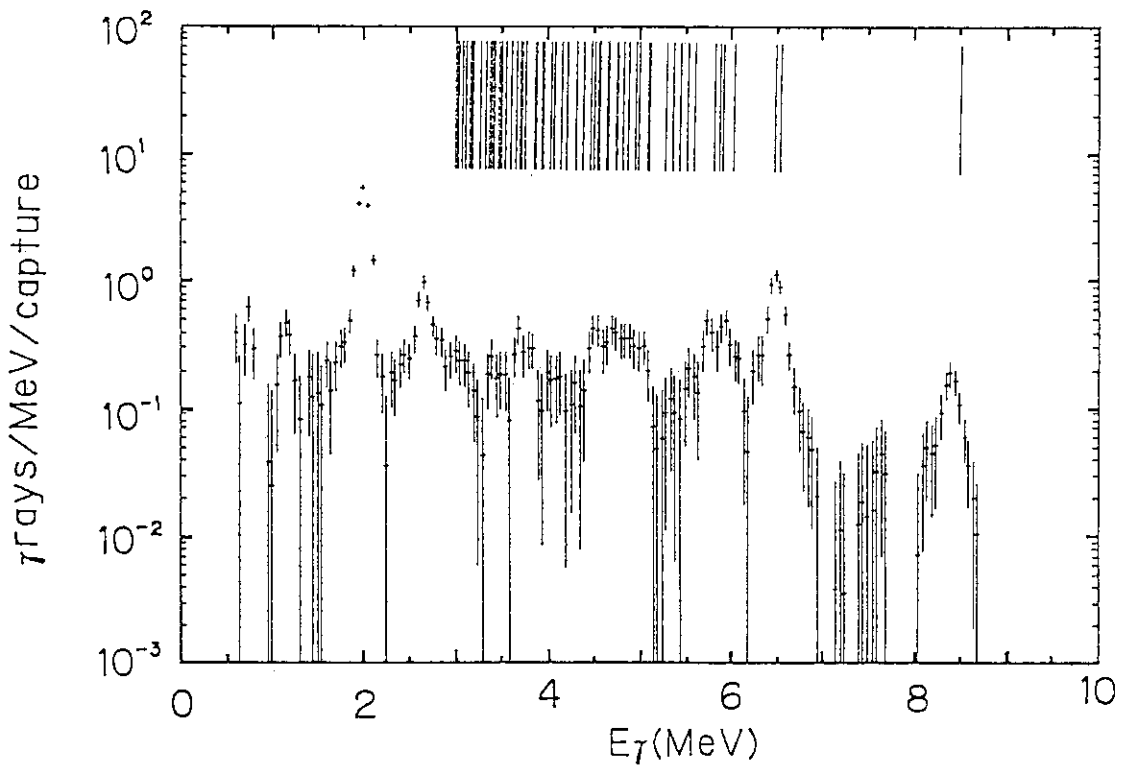


Fig. 31 Neutron capture gamma-ray spectrum of Ca.  
( $E_n=60\sim 132\text{keV}$ )



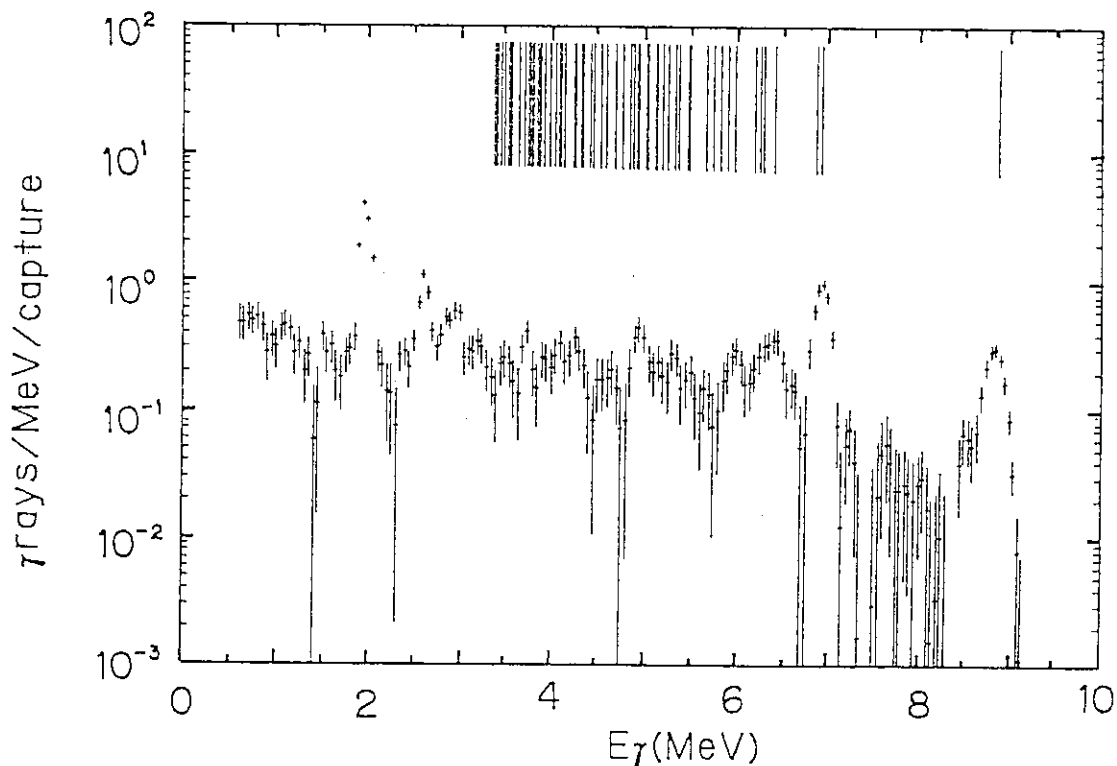


Fig. 32 Neutron capture gamma-ray spectrum of Ca.  
( $E_n=543\text{keV}$ )

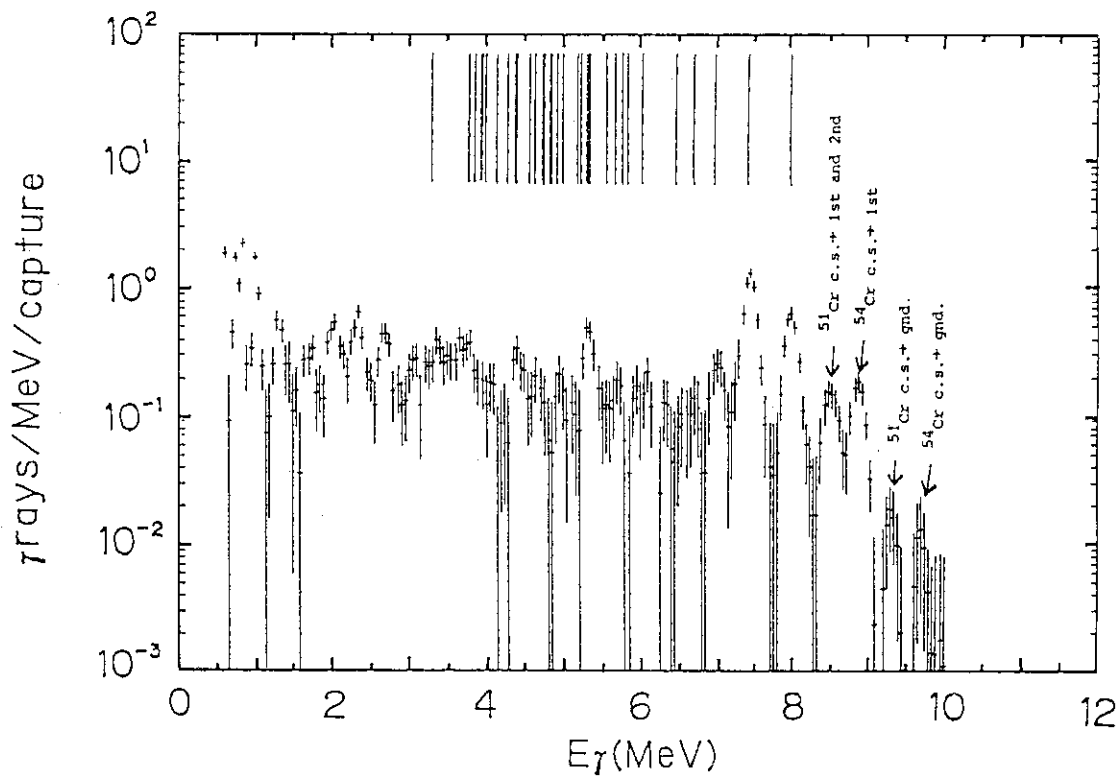


Fig. 33 Neutron capture gamma-ray spectrum of Cr.  
( $E_n=22\sim 40\text{keV}$ )

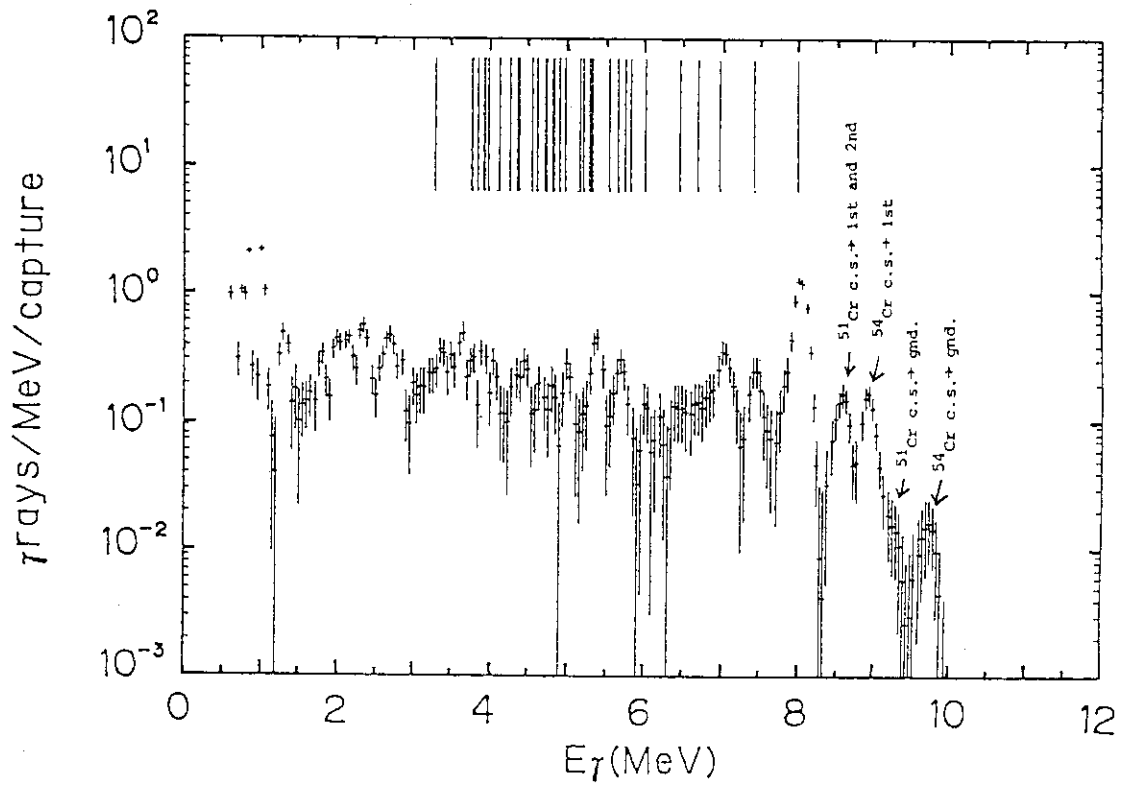


Fig. 34 Neutron capture gamma-ray spectrum of Cr.  
( $E_n=41\sim 72\text{keV}$ )

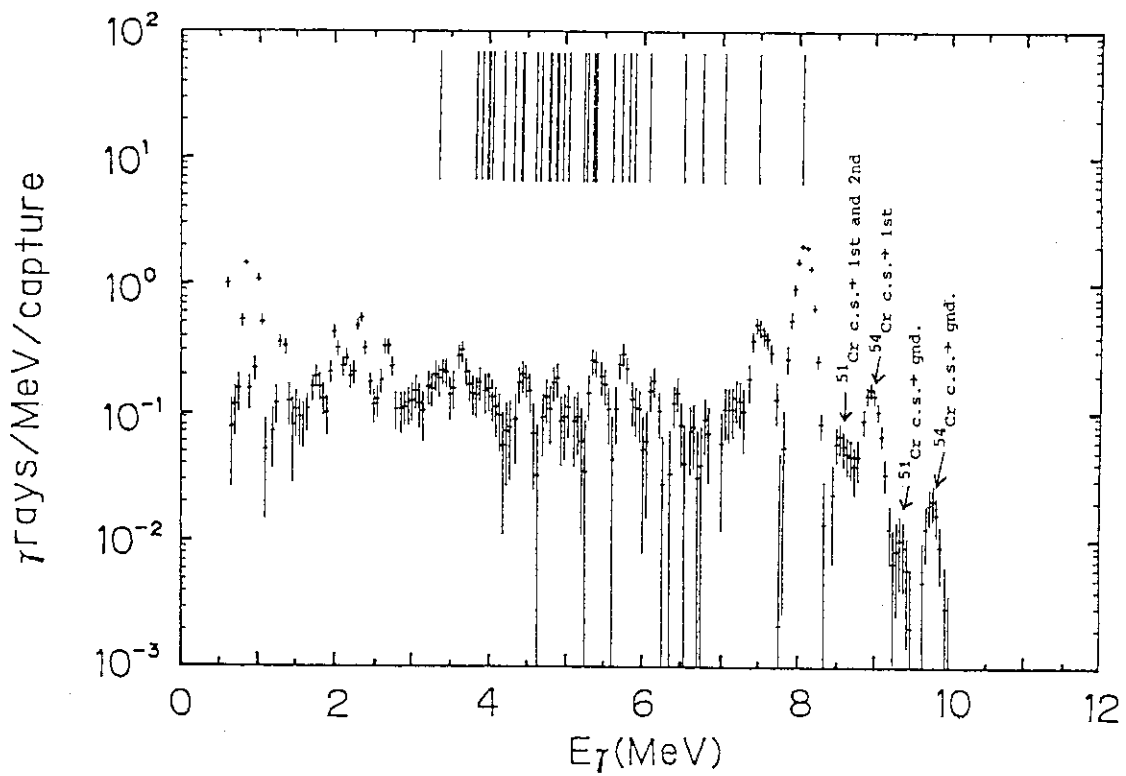


Fig. 35 Neutron capture gamma-ray spectrum of Cr.  
( $E_n=73\sim 144\text{keV}$ )

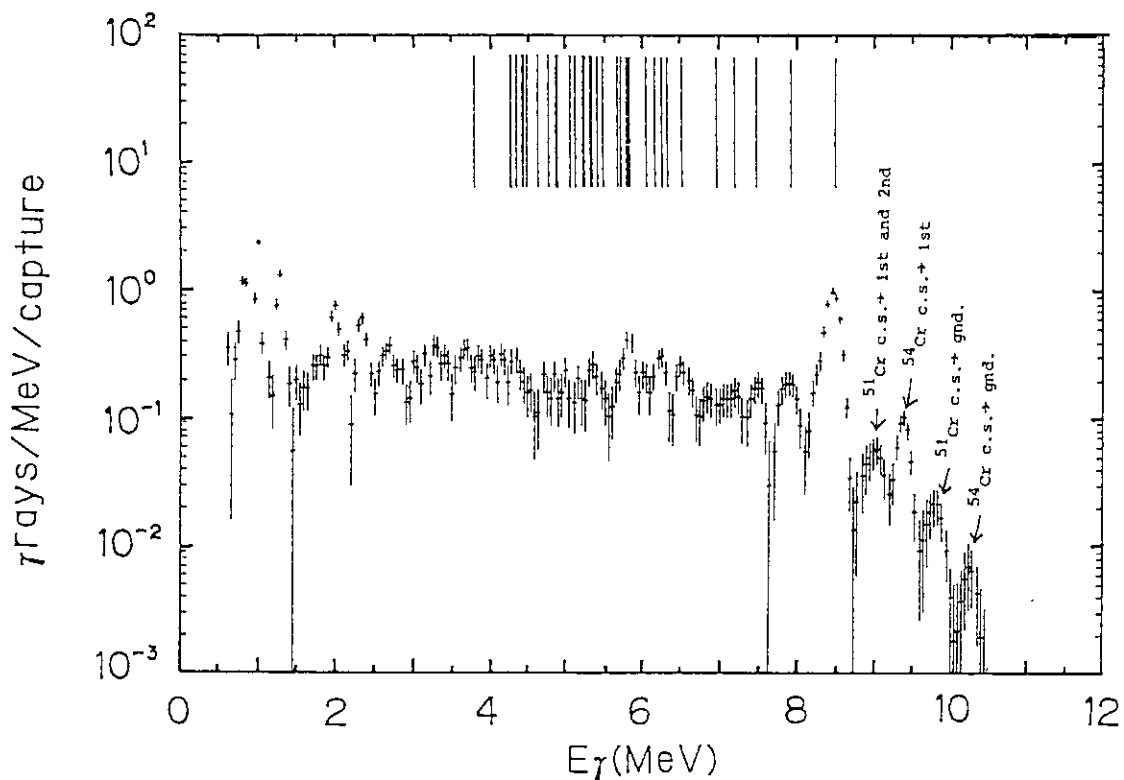


Fig. 36 Neutron capture gamma-ray spectrum of Cr.  
( $E_n=545\text{keV}$ )

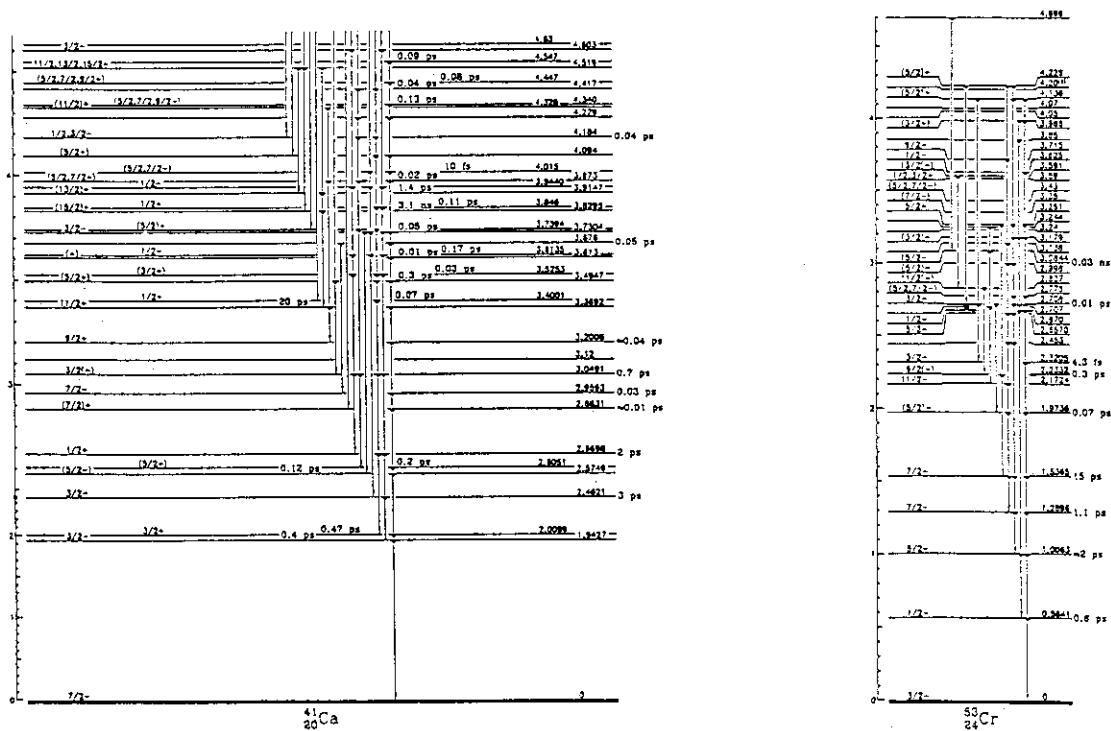


Fig. 37 Level schemes of  $^{41}\text{Ca}$  and  $^{53}\text{Cr}$ .  
(Cited from ref.7)

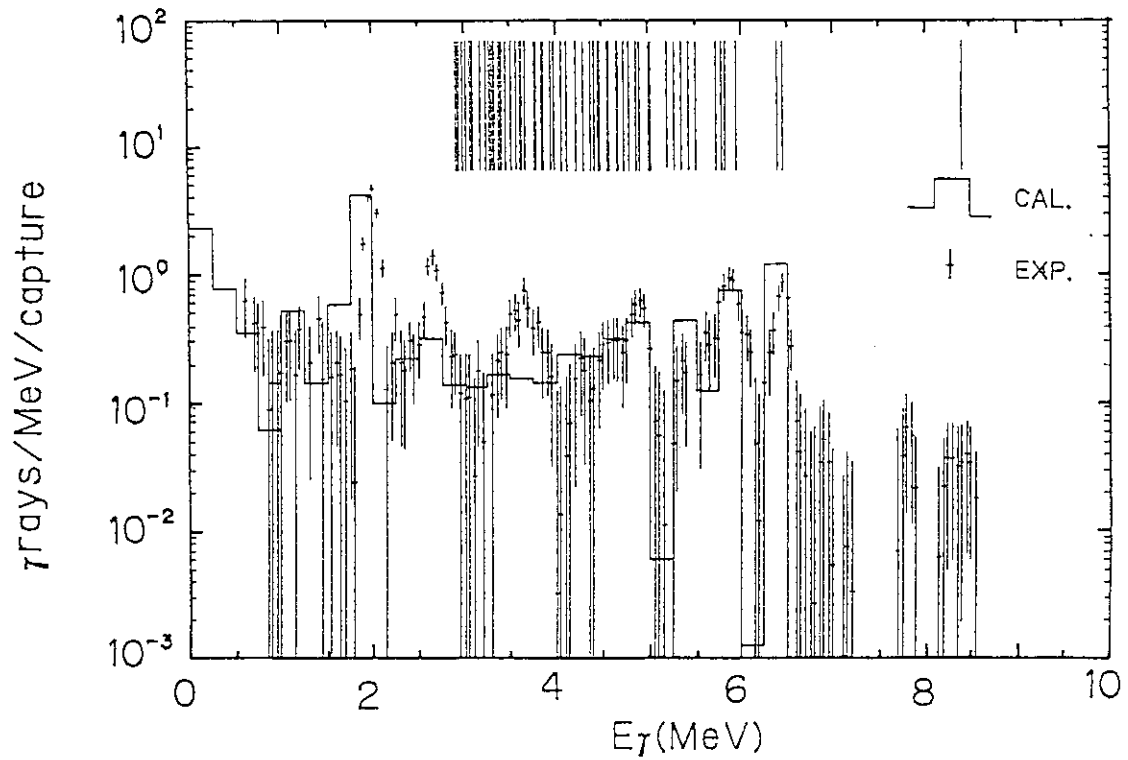


Fig. 38 Comparison between the observed and calculated spectra.  
(Ca,  $E_n=17\sim 26\text{keV}$ )

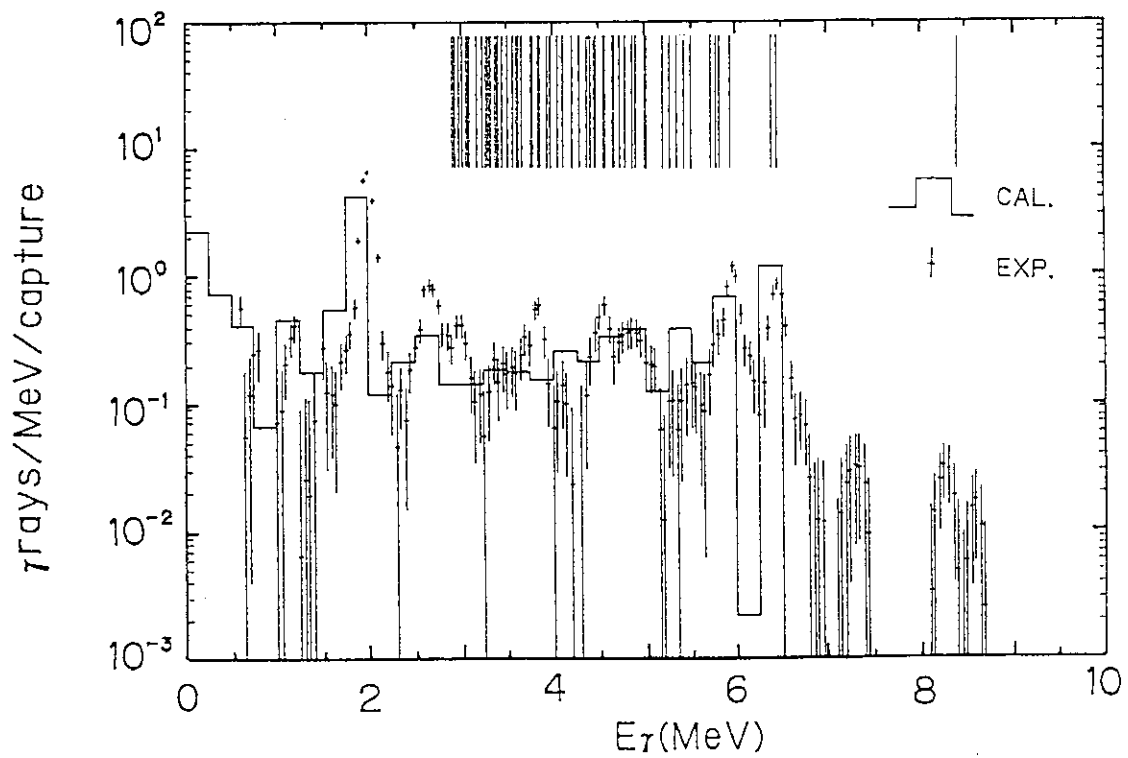


Fig. 39 Comparison between the observed and calculated spectra.  
(Ca,  $E_n=31\sim 59\text{keV}$ )

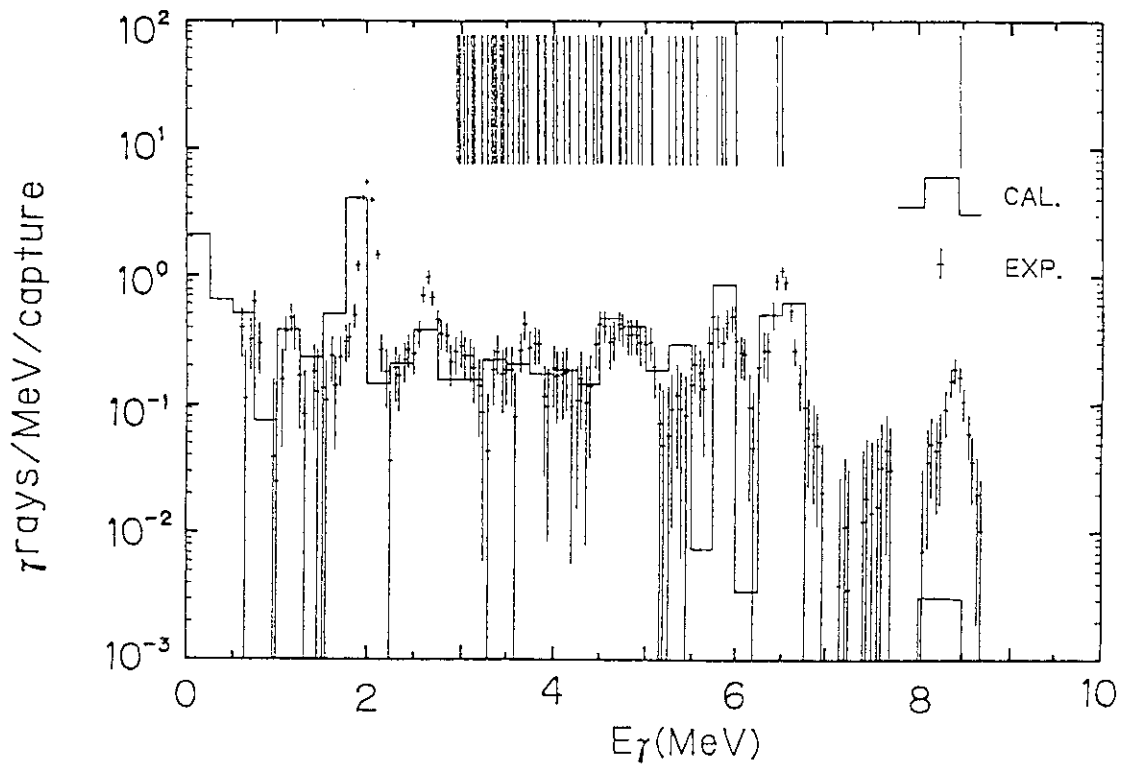


Fig. 40 Comparison between the observed and calculated spectra.  
(Ca,  $E_n=60\sim 132\text{keV}$ )

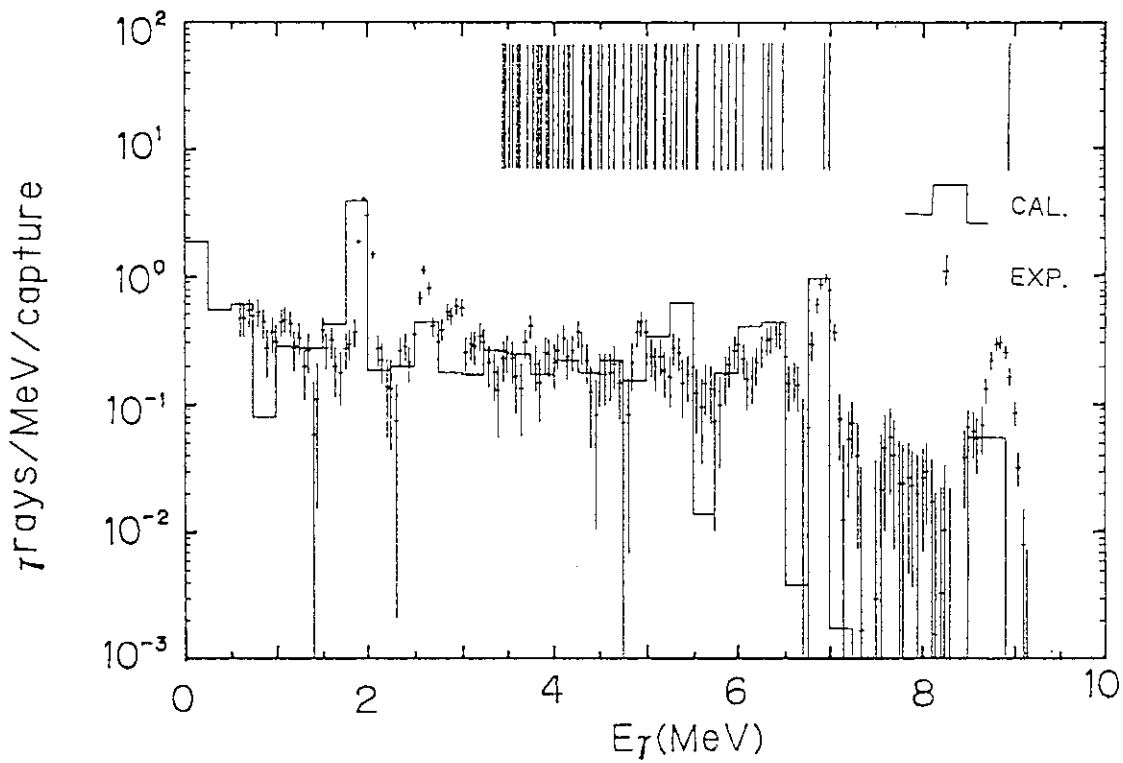


Fig. 41 Comparison between the observed and calculated spectra.  
(Ca,  $E_n=543\text{keV}$ )

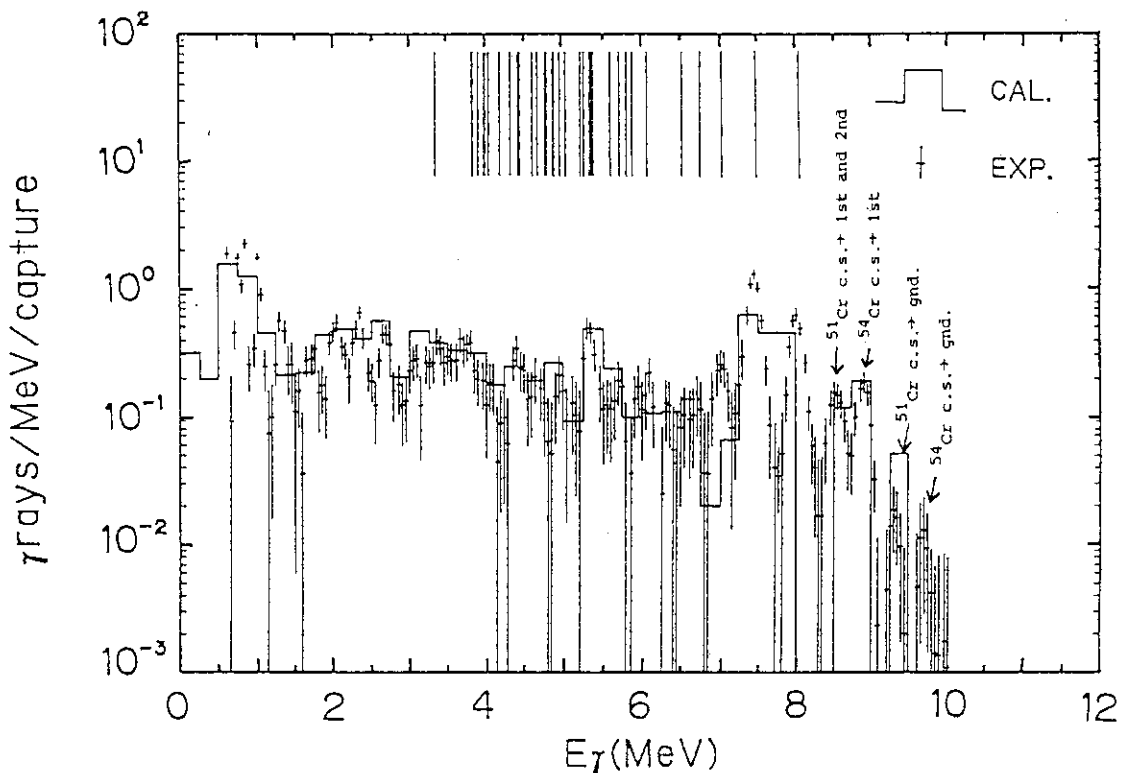


Fig. 42 Comparison between the observed and calculated spectra.  
(Cr,  $E_n=22\sim 40\text{keV}$ )

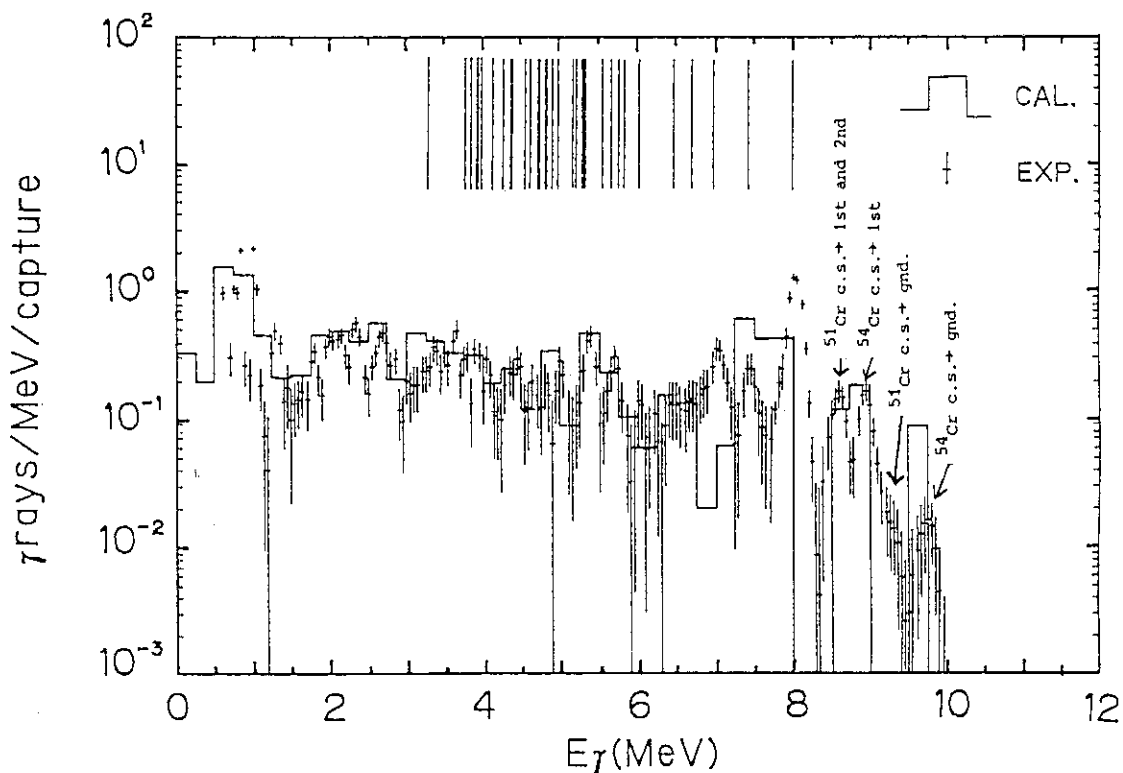


Fig. 43 Comparison between the observed and calculated spectra.  
(Cr,  $E_n=41\sim 72\text{keV}$ )

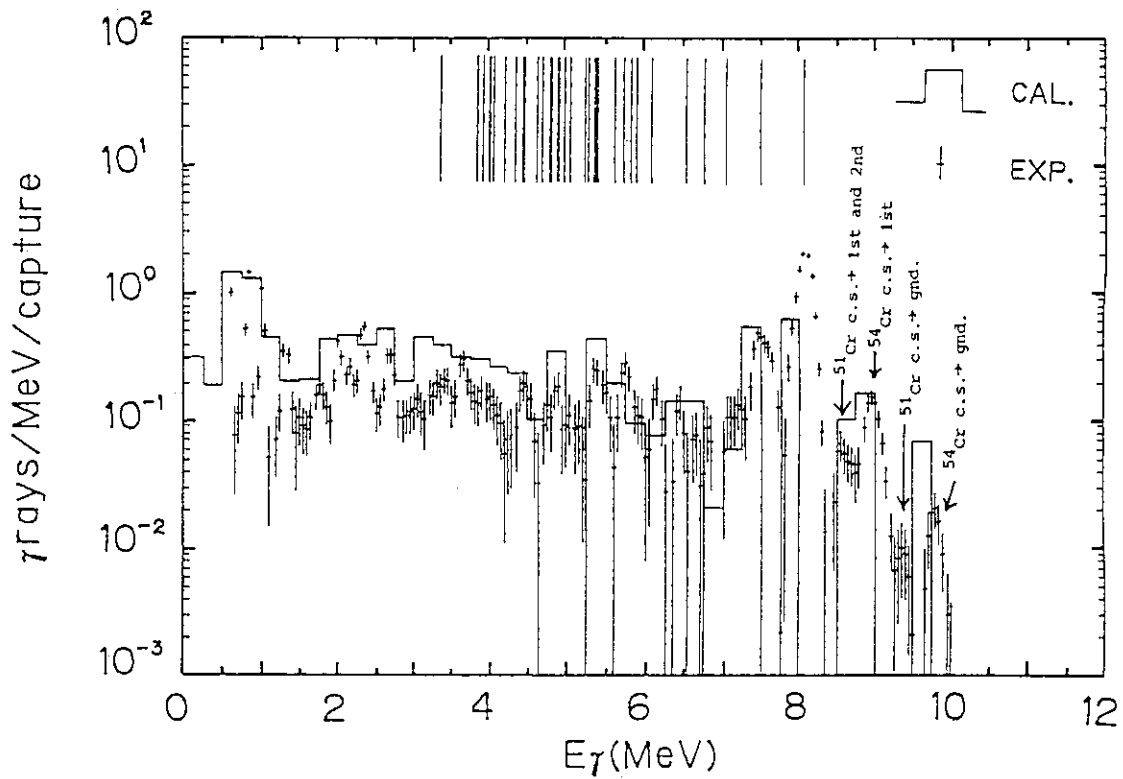


Fig. 44 Comparison between the observed and calculated spectra.  
(Cr,  $E_n=73\sim 144\text{keV}$ )

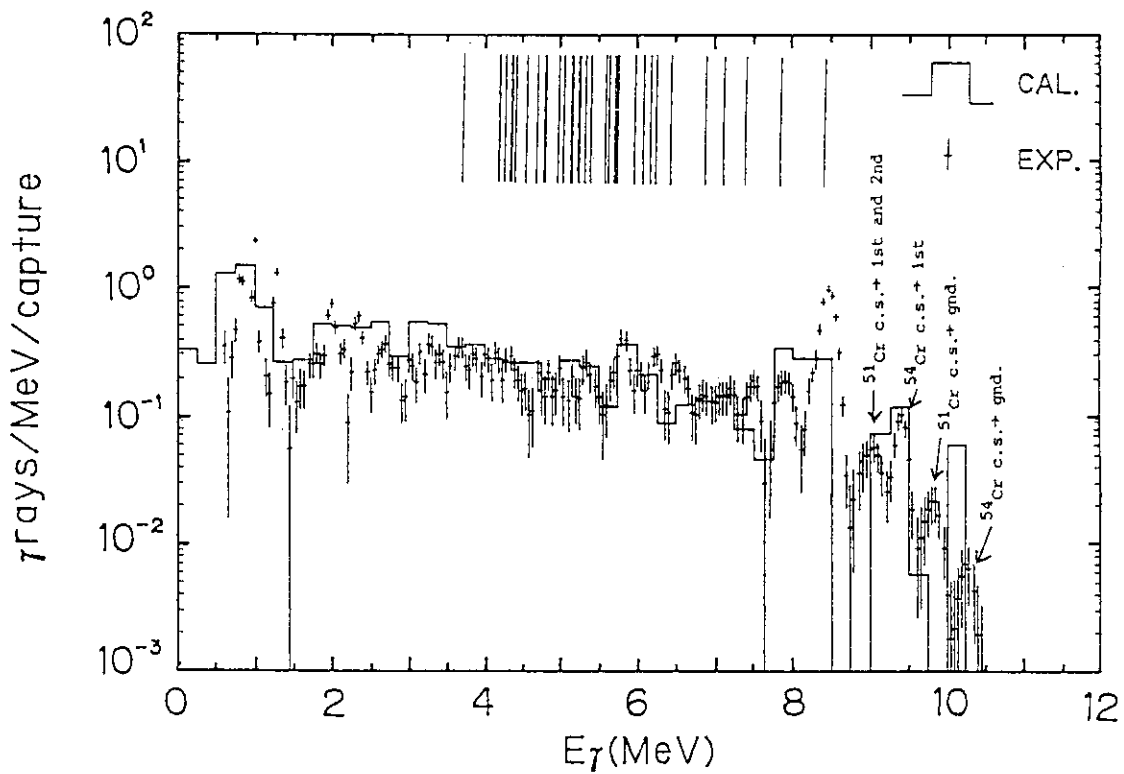


Fig. 45 Comparison between the observed and calculated spectra.  
(Cr,  $E_n=545\text{keV}$ )