

JAERI- M

8 3 2 7

反跳陽子計数管法による F C A 集合体の
高速中性子スペクトルの測定

1 9 7 9 年 7 月

大 部 誠

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

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

反跳陽子計数管法によるFCA集合体の高速中性子スペクトルの測定

日本原子力研究所東海研究所原子炉工学部

大 部 誠

(1979年6月19日受理)

反跳陽子計数管法によりFCA集合体Ⅳ-2およびⅤ-2炉心中心の中性子スペクトルを測定した。製作した小型円筒計数管は、磁器加工金属被膜型のフィールド・チューブを設けている。充填ガスとして使用する水素とメタンは、電気的負性の不純物を除くため純化した。ガンマ線誘起バックグラウンドは、デジタル演算器と二次元波高分析器を用いるガンマ線波形弁別法により除去した。スペクトル測定のエネルギー範囲は2.5 keVから2 MeVである。

測定のエネルギー分解能は5 keVにいたるまで10% (FWHM)かそれ以下であった。測定結果は、セル計算プログラムSP-2000および詳細群断面積ライブラリーAGR1を用いた計算結果と比較している。比較の結果、測定と計算の中性子スペクトルの一致は、鉄と酸素の大きな共鳴附近を除いて5 keVから2 MeVの範囲で良好である。

Measurement of Fast Neutron Spectrum of FCA Assembly
with Proton-Recoil Counters

Makoto OBU

Division of Reactor Engineering, Tokai Research Establishment, JAERI

(Received June 19, 1979)

Fast neutron spectra were measured at the core centers of FCA Assemblies VI-2 and V-2 by the proton-recoil counter technique. Small cylindrical counters with field tubes of metallized-ceramic type were used. Hydrogen and methane as filling gases were purified to reduce the concentration of electronegative impurities. Gamma-induced background was rejected by the pulse-shape discrimination technique using a digital processing arithmetic unit and a two-dimensional pulse height analyzer. The measured range of spectra was 2.5 keV to 2 MeV.

Measurements were made with the energy resolution about 10% (FWHM) or less at energies down to 5 keV. The measured neutron spectra were compared with those calculated by the cell program SP-2000 with fine group cross section library AGLI. Both are in good agreement in the range of 5 keV to 2 MeV except at large iron and oxygen resonances.

Keywords: Fast Neutron Spectrum, FCA Assembly, Proton-Recoil Counters, Field Tube, Gas Purification, Pulse-Shape Discrimination, Energy Resolution, Energy Range 2.5 keV - 2 MeV, Cell Program SP-2000, Cross Section Library AGLI

目 次

1. 序 論	1
2. スペクトル測定装置	2
2.1 反跳陽子計数管法	2
2.2 計数管	2
2.3 ガスの純化	4
2.4 分解能とエネルギー較正	5
2.5 エレクトロニクス	12
3. FCA集合体	16
4. 臨界集合体における実験	17
4.1 測定手順	17
4.2 一次元測定	20
4.3 二次元測定	26
5. データ解析	30
5.1 ${}^3\text{He} (n, p) {}^3\text{T}$ 反応成分の差引き	31
5.2 ガンマ誘起電子の差引き	31
5.3 計数管の応答関数	35
5.4 データの規格化	37
5.5 wall-and-end 効果の補正	39
5.6 勾配微分による中性子スペクトルの導出	42
6. 測定結果と検討	46
7. 結 論	52
謝 辞	53
参 考 文 献	54

Contents

1.	Introduction	1
2.	Instruments of neutron spectrum	2
2.1	Proton-recoil method	2
2.2	Counters	2
2.3	Purification of gases	4
2.4	Resolution and energy-scale calibration	5
2.5	Electronics	12
3.	FCA Assemblies	16
4.	Measurement of neutron spectrum in fast critical assemblies	17
4.1	Procedure of measurements	17
4.2	One-dimensional measurements	20
4.3	Two-dimensional measurements	26
5.	Analysis of proton recoil data	30
5.1	Subtraction of ${}^3\text{He}(n,p){}^3\text{T}$ reaction	31
5.2	Subtraction of gamma-induced electrons	31
5.3	Response functions of counters	35
5.4	Normalization of proton-recoil data	37
5.5	Correction of wall-and-end effects	39
5.6	Reduction of neutron spectrum by differentiating slope	42
6.	Results and discussions	46
7.	Conclusion	52
	Acknowledgment	53
	References	54

1. 序 論

高速炉臨界集合体の炉内中性子スペクトルを測定する場合、スペクトルを広いエネルギー範囲にわたり詳細に測定することが目標の一つにあげられる。反跳陽子計数管法^{1)~3)}は、この面ですぐれた利点をもっており、種々の臨界実験装置でスペクトルの測定に供されている^{4)~10)}。筆者等は反跳陽子スペクトロメータの開発を行ってきたが、今回、このスペクトロメータを用いてFCA集合体Ⅵ-2¹¹⁾とⅤ-2¹²⁾の炉心中心の中性子スペクトルを測定した。

反跳陽子計数管法の手法は、通常、計数管技術、ガンマ線弁別回路を含むエレクトロニクスおよび測定反跳陽子波高分布のデータを中性子スペクトルに変換するためのデータ解析から成り立っている。広エネルギー範囲測定の精度はこれらの技術の総合により決まるので、測定のさいには、個々の特性を検討しておく必要がある。炉心内測定はガンマ線バックグラウンドが多く、計数管の大きさも制約を受けるので測定条件はきびしくなる。計数管内に高速中性子が入射したとき、ガス中で生ずる反跳陽子の飛跡は、計数管が有限大きさであるため壁に当り全エネルギーをガス中に放出できない。スペクトル測定のエネルギー上限は、このwall-and-end効果の補正の大きさによりほぼ定ってしまう。小型計数管は高電圧動作と共にwall-and-end効果を減らすための高圧ガス充填が必要になってくる。一方、測定の低エネルギー側は計数管に入射するガンマ線バックグラウンドによりさまたげられる。測定のエネルギー下限は、ガンマ線バックグラウンド成分を検出して弁別するガンマ線波形弁別回路の性能に大きく依存する。各臨界実験装置で測定に用いた反跳陽子計数管法の中性子 spectroscopy の技術については、幾つかの研究報告^{13)~15)}がある。また、異なった設計の計数管および異なったデータ解析法の使用によって生じる結果の差異についての比較研究が報告されている¹⁶⁾。

本報告では、FCA集合体の中心中性子スペクトルの測定を扱っている。合せて製作したスペクトル測定装置の特性、実験上の技術、測定データにたいする補正量など、測定結果に影響をおよぼす諸項目について検討を行っている。測定はエネルギー範囲2.5 keVから2 MeVまで行った。磁気円筒金属被膜型フィールド・チューブ付比例計数管は、計数管端の電極の乱れを補正して有効計数体積を正しく規定するため、開発をしてきたものである¹⁷⁾。使用したスペクトロメータの検出器には、この計数管を適用している。計数管の分解能を改善するため充填ガスを純化した。ガスは5気圧まで充填した。ガンマ線弁別については、測定の結果を整理し検討を行っている。測定においては、特に検出計数値の統計的変動とスペクトロメータの利得の設定に注意を払った。これらが、データ解析をする上で直接的にスペクトルの精度に響くからである。wall-and-end効果の補正に必要な計数管の単色エネルギーに対する応答関数は、Snidowの解析的方法^{18) 19)}を両端に不感領域をもつ円筒型計数管モデルに適用して計算により求めた。wall and end効果の補正は、これらの応答関数を使用して広く用いられているintegral unfolding法³⁾により行った。

測定中性子スペクトルはプログラムSP-2000²⁰⁾と詳細群断面ライブラリーAGLI/2^{21) 22)}を用いて計算した基本モードスペクトルと比較検討している。

2. スペクトル測定装置

2.1 反跳陽子計数管法

反跳陽子計数管法では、中性子スペクトルの測定エネルギー範囲を広げるために、二つの測定技術を併用する。一つは、計数管から出力するパルス信号を線型増幅して波高分析を行ういわゆる一次元（一変数）測定で、主として炉内ガンマ線バックグラウンドの影響を受けない高エネルギー範囲測定に用いる。ガンマ線バックグラウンドの影響の大きい低エネルギー範囲測定では、波形弁別回路を使ってガンマ線による電子の信号を反跳陽子の信号から弁別することにより測定エネルギーの下限を伸ばす方法をとる。

波形弁別の原理¹⁾は、反跳陽子と電子とでは計数管からの出力パルスの波形（立上り時間および波高）が異なることを利用している。これは、計数管に中性子とガンマ線が入射したとき、反跳陽子とガンマ線誘起の電子がそれぞれひきおこす電離では、同一電離数に対して比電離（飛跡の単位cm当り生成されるイオン対）が異なるという事実によるものである。すなわち、反跳陽子の飛跡はガンマ線誘起電子のそれに比べて非常に短かく局所的に高い密度で電離を起すので、生じる個々の一次電子は径方向に対して互いにわずかの時間差で芯線附近（ガス増幅領域）に到達しガス増幅が行われる。従って芯線より取出される信号波形は立上りの速いものとなる。

一方、ガンマ線誘起電子は飛跡が比較的長く電離の密度が低いので一次電子は大きな時間差で芯線附近に達する結果、波形の立上りは比較的遅くなる。これら信号波形の立上りの相違を外部の波形弁別回路を使って検出する。従って、低エネルギー測定の精度はガンマ線波形弁別の技術に大きく依存する。

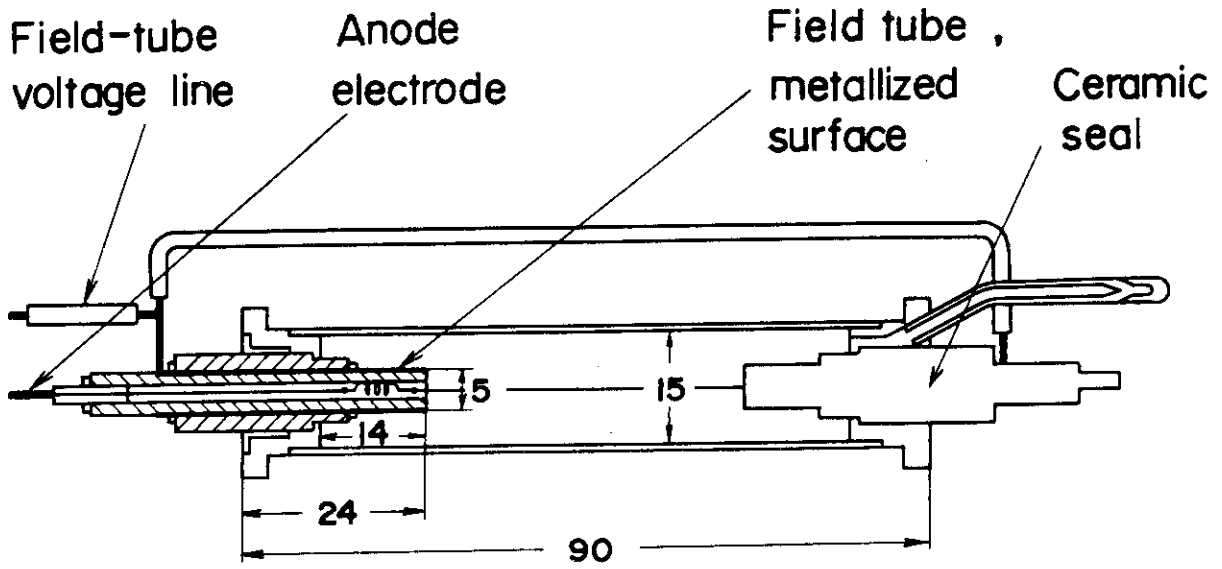
スペクトル測定装置を構成する計数管およびエレクトロニクスについては以下で述べる。

2.2 計数管

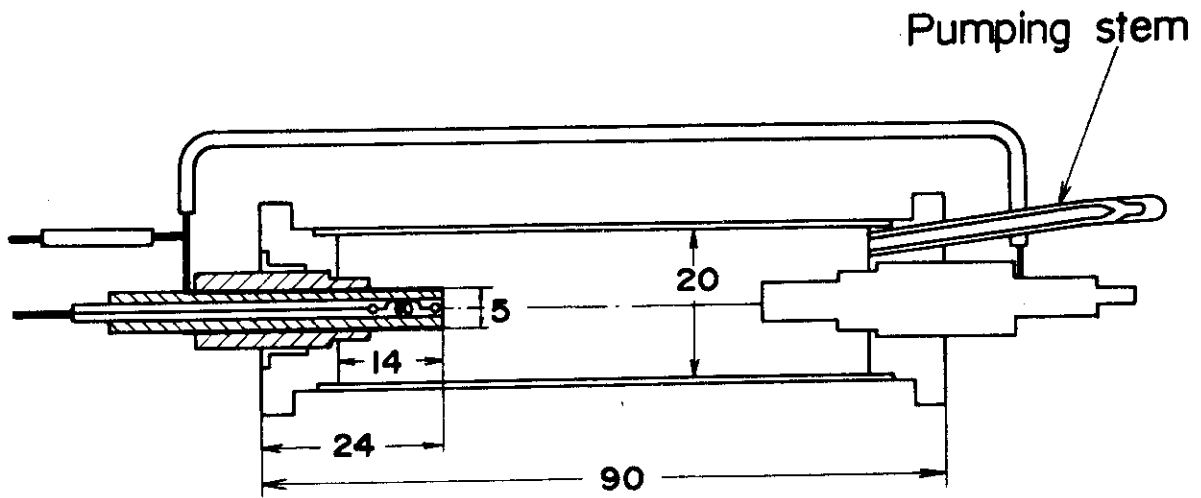
計数管は、本体を0.5mm厚さのアルミニウムでつくった円筒形の陰極接地型で、磁器気密端子の表面を金属皮膜加工して導電性をもたせた円筒形フィールド・チューブを備えている。製作した計数管の構造をFig. 2.1に示す。水素充填計数管とメタン充填計数管の寸法は本体の直径それぞれ15cmおよび20cm以外はほぼ同じである。陽極芯線として直径0.0254mmのソフト・ステンレス・スチール線を用い、その一端には燐青銅スプリングを取付け、約10gの張力をかけて陽極端に固定した。芯線は、この張力によりたるみを防ぎ、かつ陰極円筒およびフィールド・チューブの同軸中心を通るよう注意して配置した。

本計数管の構造上の特徴の一つはフィールド・チューブであるが、製作の理由は

- 1) 計数管端の電界の乱れを補正し、有感体積を正しく規定するためには外部よりフィールド・チューブに補正電位を与える方式が有効である¹⁷⁾²³⁾。



Hydrogen counter



Methane counter

Dimensions in mm

Fig. 2.1 Configurations of proton-recoil counters with field tubes

- 2) 高分解能が得られる。
- 3) 計数管が小型でかつ高電圧動作が要求される場合、チューブは金属筒よりも金属被膜磁器の方が耐電圧上、有利である。
- 4) 陽極端子、気密部分（コパー・シール）、フィールド・チューブを一体化して製作できる。

などがあげられる。芯線端の電界の乱れを有効に防ぐには、フィールド・チューブ表面の電位がそのチューブの半径に相当するガス中の電位に等しくなるようにチューブ印加電圧を調整しなければならない。調整後、印加したフィールド・チューブ電圧の値は陽極電圧の約20%であった。フィールド・チューブ長さ10mmは、電界補正に有効な長さは少なくとも半径程度である²⁴⁾ことから定めた。計数管の耐電圧はD.C 4 kVである。

計数管の寸法、ガスの種類およびガス圧は測定エネルギー範囲に密接に関係する。低エネルギー測定用計数管には充填ガスとして水素を用い、高エネルギー測定用計数管には陽子に対する阻止能のより高いメタンを充填した。メタン計数管は、さらに wall-and-end 効果を減らすためにその直径を水素計数管の直径より大きくしてある。水素計数管には水素5.14気圧、クエンチング用メタン0.26気圧およびエネルギー較正用ヘリウム-3ガス19mmHgを充填し、メタン計数管にはメタン5.0気圧とヘリウム-3ガス6mmHgを充填した。

陽子の飛程-エネルギーの関係をあらわす表²⁵⁾を使うと、計数管の半径と同等の長さの飛程に対する陽子エネルギーは、上に述べた水素計数管の場合550 keVであり、一方メタン計数管では1 MeVである。スペクトルの測定にさいし、水素計数管は200 keV以下の低エネルギー測定に適用し、メタン計数管は160 keVから2 MeVの範囲で使用する。

2.3 ガスの純化

計数管の分解能を決める要素としては、陽極芯線の径の均一性、電極芯線が本体と同軸中心上にあるような理想的な配置、充填ガスの純度などがある。使用時における電離の統計的なゆらぎ、ガス増幅の過程（空間電荷の飽和現象）あるいは増幅器の雑音の広がりなどは分解能を悪くする原因である。

ガスの純度に関して、充填ガス中の電氣的負性不純物（electronegative impurity、特に水分および酸素）は電離により生成される電子を吸着する性質があるので、その存在は比例計数管の分解能に非常に敏感に作用する。従って、計数管はガス充填前にその管壁の附着ガス除去を十分に行うと同時に、使用ガスの純度に注意を払わなければならない。計数管のアウトガス作業は、芯線や気密の半田接着部分を考慮して80℃の低温加熱で約2週間の真空引き操作により行った。

充填水素にはパラジウム合金透過法により高純度精製されたガスを用いた。メタンは水素に比して水分、酸素の除去が技術的に難かしいが、ここでは市販の高純度メタン（純度99.95%）をモレキュラー・シーブ筒および脱湿筒を備えたメタンガス純化装置^{*}により純化を行って

*日本純水素株式会社製 ガス精製装置（改良）MBNN-02型

使用した。使用した水素およびメタンのガス不純物成分をTable 1 および2に示す。比例計数管の分解能は、一般にガス圧を上げるほど不純物の存在によるイオンの再結合の機会が増すので悪化することになる。それ故 wall-and-end 効果を減らすために高ガス圧充填が要求されるメタン計数管は、ガスの純化がより重要な意味をもっている。5気圧のガス充填に対して良好な分解能を維持するには、表に示すごとく、少なくとも酸素0.1 ppm 以下、水蒸気の露点 -70°C 以上が必要であった。

2.4 分解能とエネルギー較正

計数管の分解能およびガス増幅度は充填ガス中に含まれるヘリウム-3ガスを利用して測定した。ヘリウム-3は熱中性子の照射に対して ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{T}$ 反応による764 keVの陽子に等価な電離ピークを生成する。 ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{T}$ 反応の熱断面積は5400 bと非常に大きな値をもっているので、少量のヘリウム-3ガスと小規模な熱中性子パイルで実験ができる。較正ピークの測定は1.5 CiのAm-Be中性子源を60 cm × 45 cm × 50 cmのパラフィン・ブロックに埋込んだ熱中性子場に計数管を挿入することにより行った。なお他に考えられる較正源としては、同じく熱中性子の照射による ${}^{14}\text{N}(n, p){}^{14}\text{C}$ 反応の615 keV ピークがあるが、これは反応の熱断面積が1.75 bと小さいので少量の充填室素に対しては原子炉の熱中性子柱内の中性子束のごとき大きな熱中性子源が必要である。

メタン計数管における ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{T}$ 反応の波高分布の例をFig. 2.2に示す。分解能は

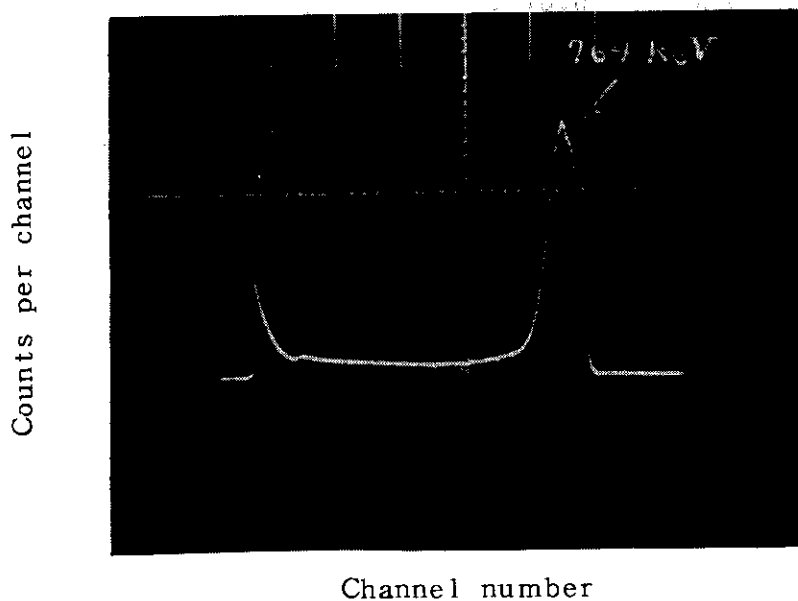


Fig. 2.2 Counter response on the ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{T}$ reaction to thermal neutrons; methane-filled counter, anode voltage 3100V, field tube voltage 773V

Table 1 Contents of impurities in filling-hydrogen.

Hydrogen	contents
Purity	99.99999 %
O ₂	0.03 ppm
N ₂	not detected
CO ₂	not detected
Dew point	-72°C

Table 2 Contents of impurities in methane gas before and after purification.

Methane	Feed gas (high grade)	Purified gas
Purity	99.95 %	
O ₂	0.01 %	< 0.1 ppm, vol.
N ₂	0.03 %	
CO ₂ and others	0.01 %	
Dew point	-60°C	-73°C

764 keVの反応ピークを利用してその点の半値幅 (full width at half maximum) から求めた。また、ガス増幅度は波高チャンネル上に現れる反応ピークの相対的な位置から定めた。Table 3 に水素計数管について、陽極電圧に対する分解能とガス増幅度のそれぞれの変化を示す。同様に、メタン計数管について、分解能とガス増幅度の変化を Table 4 に示す。得られた分解能 (FWHM, %) で最も良い値は水素計数管の場合 3.8%, メタン計数管で 5.5% であった。ガス増幅度は陽極電圧の減少にたいして反応度ピークが移動しなくなった点 (ガス増幅が停止した点) の波高値を 1 に規格してある。メタン計数管のガス増幅度と分解能のそれぞれ陽極電圧にたいするプロットを Fig. 2.3 および 2.4 に示す。

以上で求めた分解能は 764 keV のエネルギーに関するものであるが、中性子スペクトルの測定では外に、エネルギー依存の分解能が必要である。ここでは、 ^3He 反応ピークより求めた実測値を参考にしてエネルギー依存の分解能の基礎的な式¹⁾²⁶⁾ から算定する。エネルギー E 点における半値幅 ΔE と E の比で定義される分解能 $R_1(E)$ は通常、計数管の幾何学的な形状およびガス純度に起因するもの S (instrumental resolution) と電離過程における粒子の統計的なばらつきに起因するもの K/\sqrt{E} (statistical resolution) とで表すことができる。

$$[R_1(E)]^2 = (S)^2 + \left(\frac{K}{\sqrt{E}}\right)^2 \quad (1)$$

ここで S は使用する計数管に固有な定数、K は keV 単位の E にたいして ≈ 0.187 の値となる。式(1)を書換えて整理すると

$$R_1(E) = \sqrt{S^2 + \frac{0.035}{E(\text{keV})}} \quad (2)$$

となる。

式(2)により $R_1(E)$ を求めた。S 値は ^3He 反応ピークを測定した分解能を利用して求めた。すなわち、式(2)の平方根内の第 2 項は $E > 500$ keV で非常に小さくなり無視できる。これを 764 keV における実測値にあてはめると、ガス増幅度の変化にたいして得られる分解能の最良値が S 値にもっとも近い値であると考えられる。幾つかの S 値をパラメータにした $R_1(E)$ の計算の結果を Table 5 に示す。

ガス増幅の飽和現象は計数管の過度のガス増幅度の使用にたいして起り得るが、これは比例計数管内で起る一次電離とガス増幅により計数管の出力として得られる波高の間の直線性を乱すので、エネルギー (電離) 尺度をチェックする必要がある。エネルギー尺度の較正は、再び ^3He 反応ピークより得られるガス増幅度と陽極電圧の関係を利用して行った。すなわち、ガス増幅度 A と陽極電圧 V に関する Diethorn の経験式²⁷⁾ は次のように表現される。

$$(\ln A)/V = C(\ln V) + D \quad (3)$$

Table 3 Resolution and gas multiplication with anode voltage for hydrogen counter

Anode voltage(V)	Field-tube voltage(V)	Resolution (FWHM, %)	Gas multiplication
400	82.6	—	1.00
600	124	—	1.03
1000	207	—	1.09
1200	248	—	1.19
1400	289	—	1.35
1600	331	19	1.62
1800	372	15	2.10
2000	413	10	2.97
2200	454	6.9	4.53
2400	496	5.0	7.46
2600	537	4.1	13.0
2700	558	3.8	17.6
2800	578	4.2	24.2
2900	599	4.6	33.5
3200	661	6.4	95.7
3400	702	8.8	201
3600	744	15	427
3800	785	—	886

Table 4 Resolution and gas multiplication with anode voltage for methane counter

Anode voltage(V)	Field-tube voltage(V)	Resolution (FWHM, %)	Gas multiplication
400	99.8	—	1.00
800	200	5.9	1.05
1200	299	5.8	1.09
1600	399	5.7	1.22
2000	499	5.5	1.54
2400	599	6.2	2.48
2800	690	7.3	5.34
2900	723	—	6.80
3100	773	—	11.5
3200	798	9.6	15.4
3500	823	12	39.6

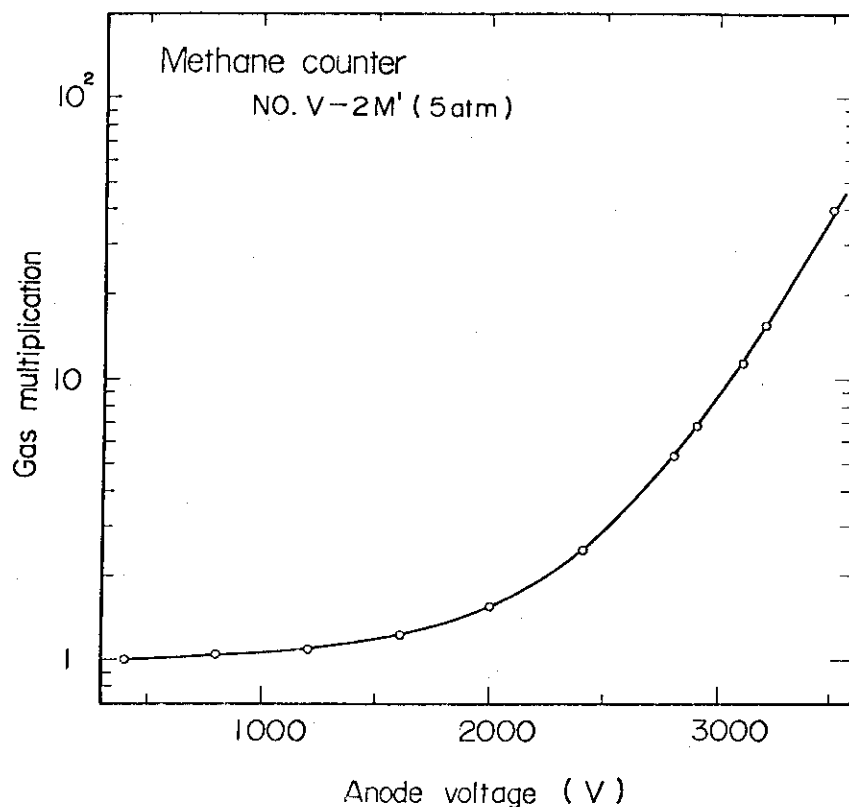


Fig. 2.3 Gas multiplication versus anode voltage for methane counter

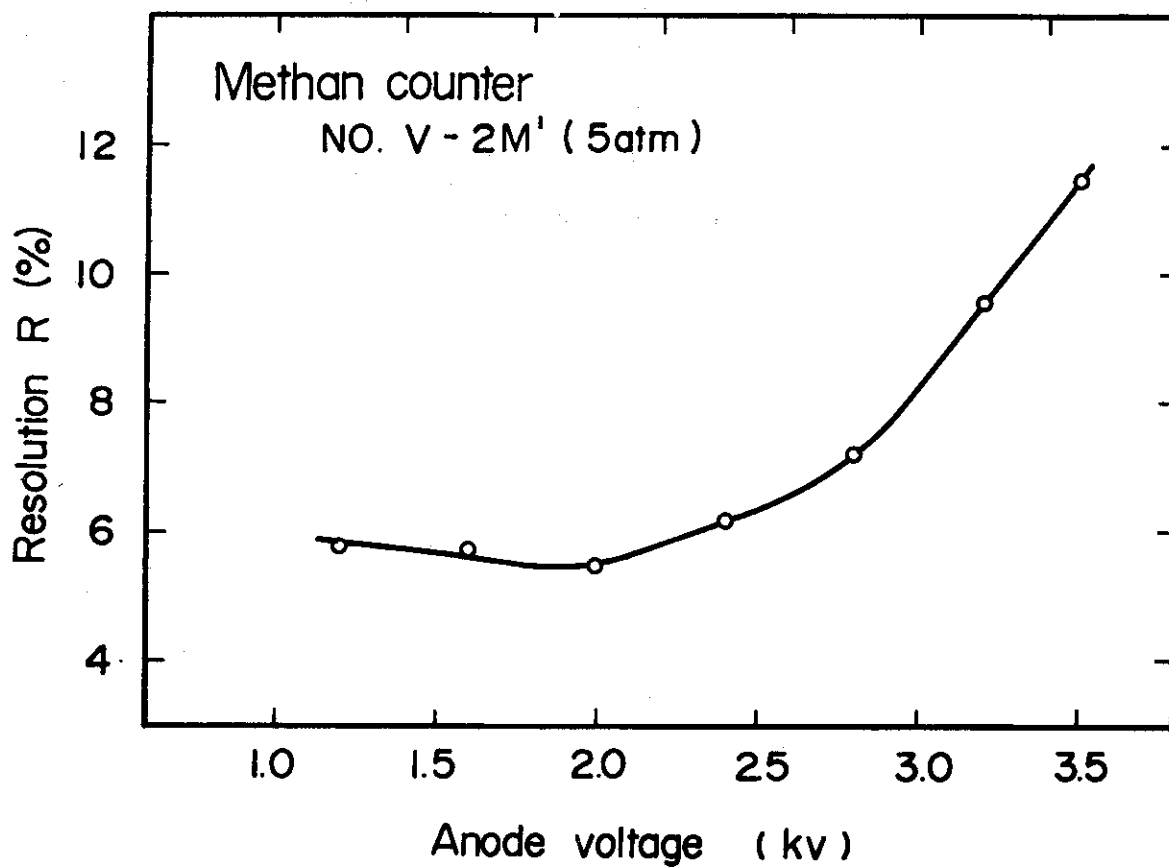


Fig. 2.4 Variation of counter resolution with anode voltage

Table 5 Resolution $R_{\ell}(E)$ to several S values

Energy (keV)	Resolution $R_{\ell}(E)$		
	*S=0.05	*S=0.07	*S=0.09
2000	0.050	0.070	0.090
1500	0.050	0.070	0.090
1000	0.050	0.070	0.090
800	0.050	0.070	0.090
500	0.051	0.070	0.090
250	0.051	0.071	0.091
150	0.052	0.072	0.091
100	0.053	0.073	0.092
80	0.054	0.073	0.092
50	0.057	0.075	0.094
30	0.061	0.078	0.096
20	0.065	0.082	0.099
10	0.078	0.092	0.108
8	0.083	0.096	0.112
5	0.098	0.109	0.123
3	0.119	0.128	0.141
2	0.141	0.150	0.160
1	0.193	0.200	0.208

* S denotes the instrumental term.

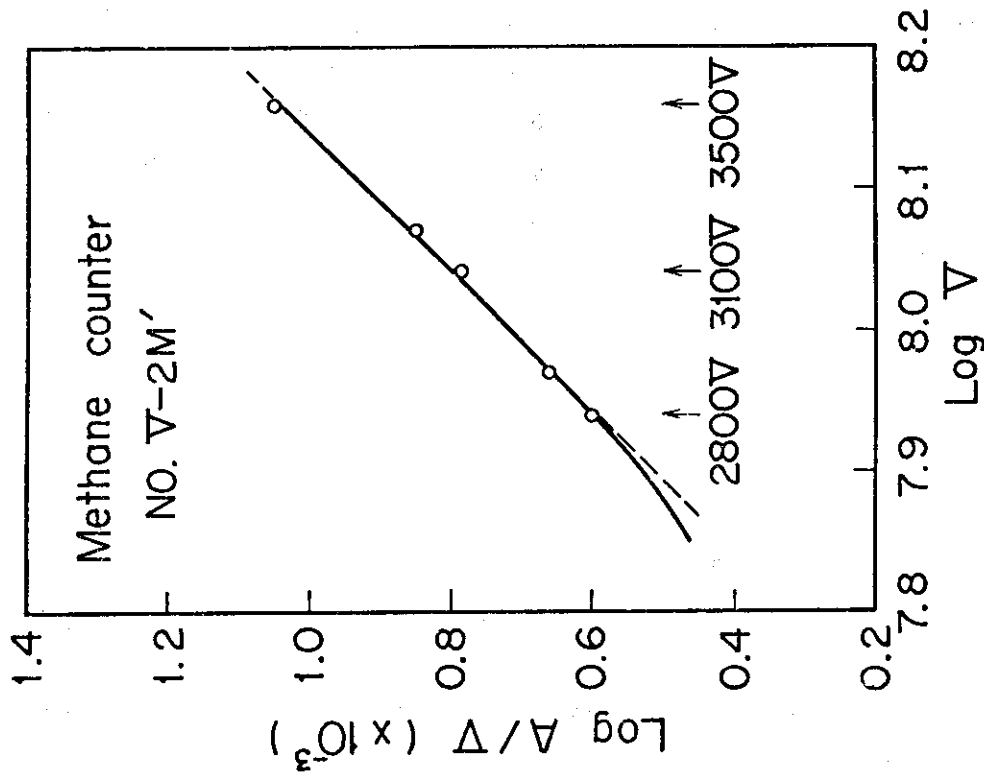


Fig. 2.6 Variation of gas multiplication with anode voltage for methane counter

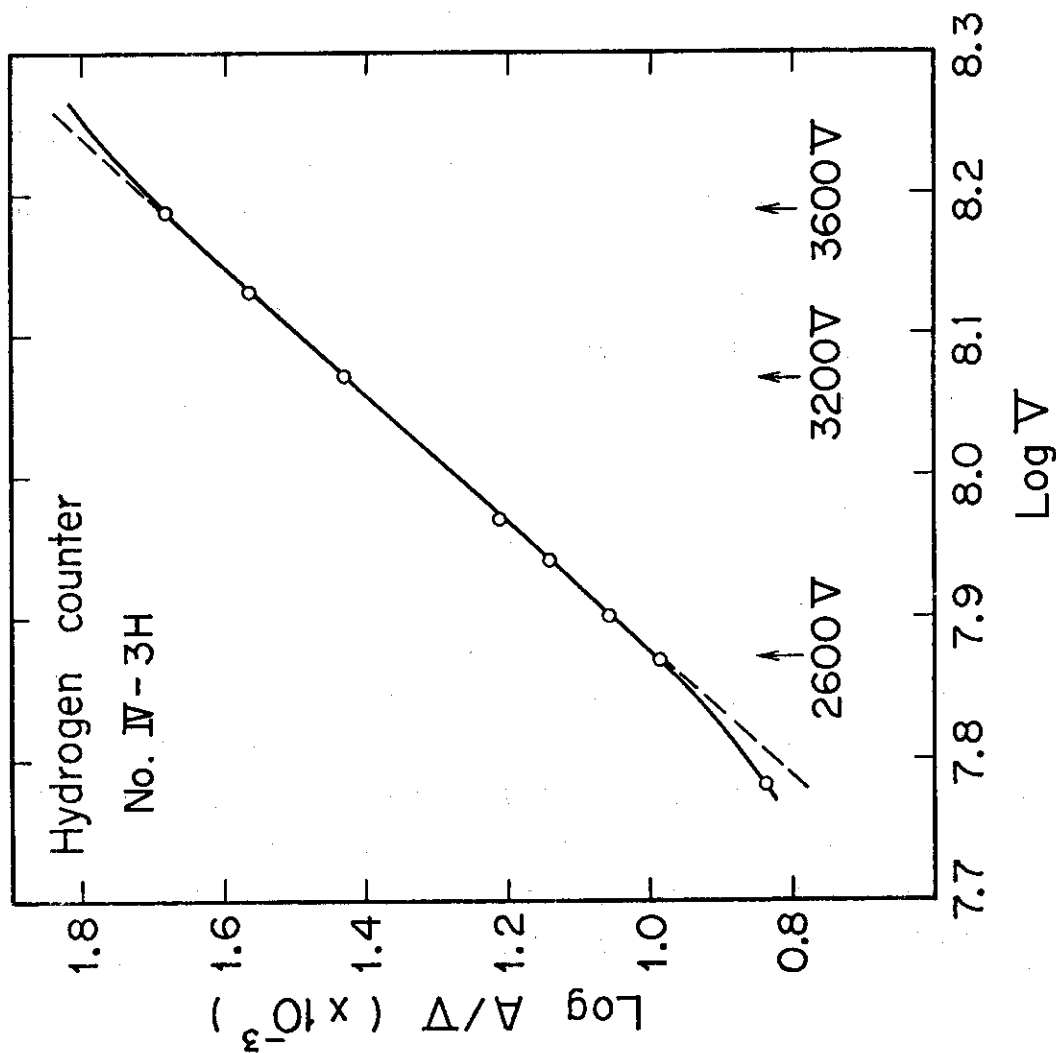


Fig. 2.5 Variation of gas multiplication with anode voltage for hydrogen counter

ここで、CおよびDは与えられた計数管に関する定数である。水素計数管とメタン計数管についてのDiethornプロットの結果をそれぞれFig. 2.5 および2.6に示す。

水素計数管については、陽極電圧の増加に対して3400V(ガス増幅度201)までのプロットの直線性を確認している。それ以上の電圧範囲についてはプロットの外挿によりガス増幅度を校正した。メタン計数管については、2800Vから3400V(ガス増幅度28)までの使用範囲でプロットの直線性を確認している。

2.5 エレクトロニクス

電子回路系の果たす役割は、計数管からの出力信号を受けてそれをパルス増幅し、さらに立上りの割合をあらゆるパルスとエネルギー成分のパルスに分離すること、およびこれら二つの成分の信号をデジタル・データに変換して両者の割算を実行し二次元解析を行うことにある。

反跳陽子スペクトロメータの回路のブロック配置図をFig. 2.7に示す。回路系に対する使用上の要求としては、

- 1) 前置増幅器の低雑音レベル, 良好な立上り特性, 計数管に結合する入力バイアス回路の高耐電圧および高計数率動作についての配慮
- 2) ファースト・アンプ・アンド・クリッパーの良好な立上り特性, クリッピング特性, 積分直線性およびオーバー・ロード特性
- 3) ファースト・ストレッチャーの良好な特性
- 4) 割算演算回路(アリスメディック・ユニット)の正確な動作および演算速度
- 5) 測定系全体としての直線性——特に低入力レベルにおける非直線性は、演算結果の不確かさにつながる。

計数管と前置増幅器は燃料装填用引出しの中に固定して炉心内に挿入する。計数管の陽極およびフィールド・チューブには、電氣的雑音の結合をさけるため二つの独立した電源から電圧を供給した。前置増幅器は反跳陽子比例計数管用に設計された電荷型前置増幅器*で回路形式は原研型Model 125の改造型である。立上り時間は10 pFの入力容量にたいして20 ns以下、バイアス回路の耐電圧はDC・6 kVである。前置増幅器はその入力容量を減らすため計数管と短い導線により同軸コネクターなしで直結した。回路を収める箱は装填引出しに挿入する都合上4.7 cm × 4.7 cm × 1.8 cmの寸法にした。

前置増幅器からの信号は炉室より約70 mの長さの同軸ケーブルを経て測定室に送られ、次にマッチング・ボックスで整合したのち二つの主増幅器に分岐される。一つはファースト・アンプ・アンド・クリッパーに入力するもので、パルス信号はここでクリッピングと増幅される。すなわち、信号はパルスの立上りの初期(50 ns程度)でクリップされ、その出力波高は“立上りの割合, X”に比例する。他は、スローアンプに入力するものである。スローアンプは通常用いられているパルス増幅器でその出力波高は“電離(エネルギー), Y”に比例する。両者の比X/Yは“電離”に対する“立上りの割合”の割合をあらわし、この比は反跳陽子事

* 前置増幅器は原研エレクトロニクス課で設計、製作が行われた。

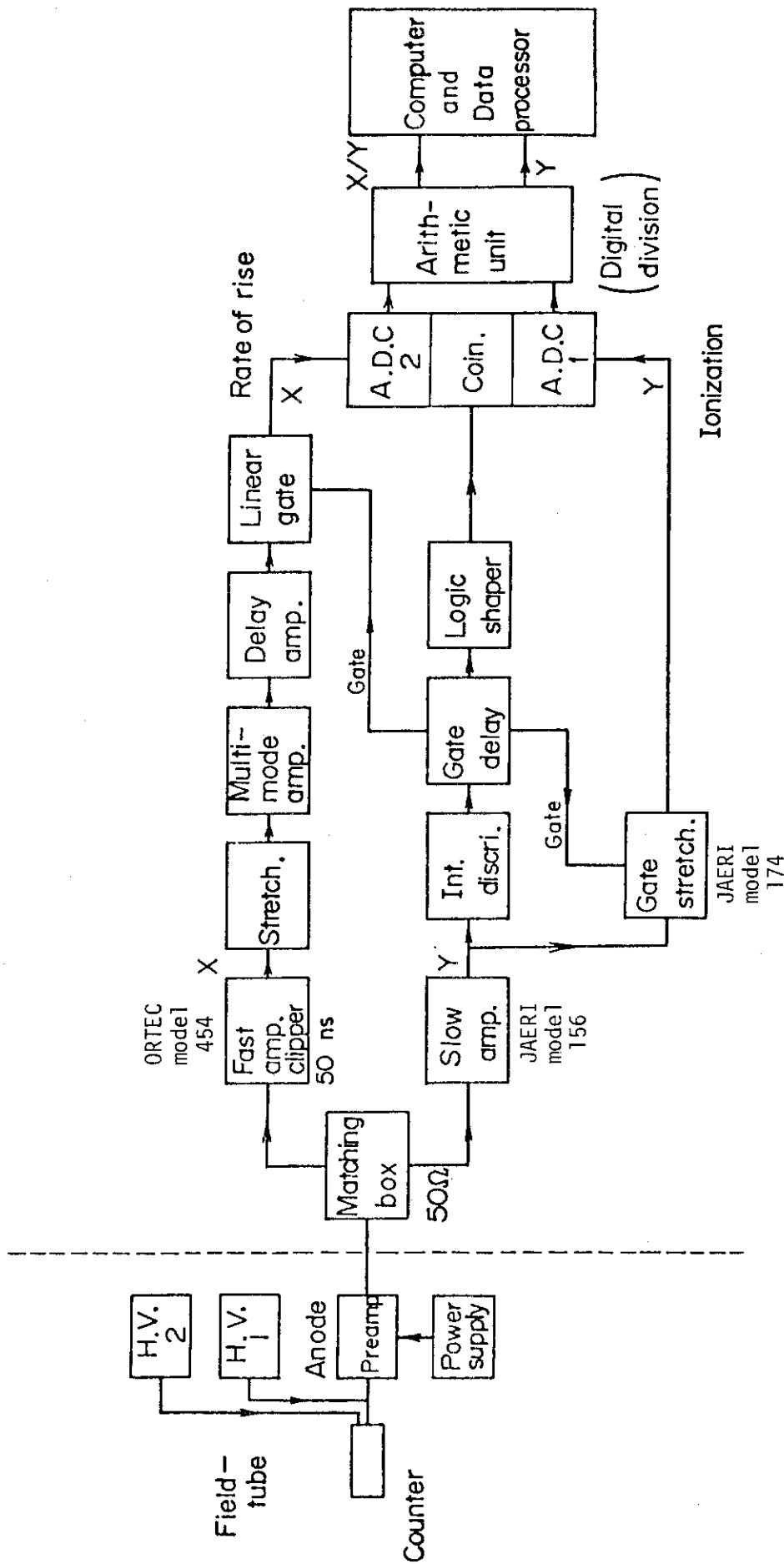


Fig. 2.7 Block diagram of the electronics for proton-recoil spectrometer.

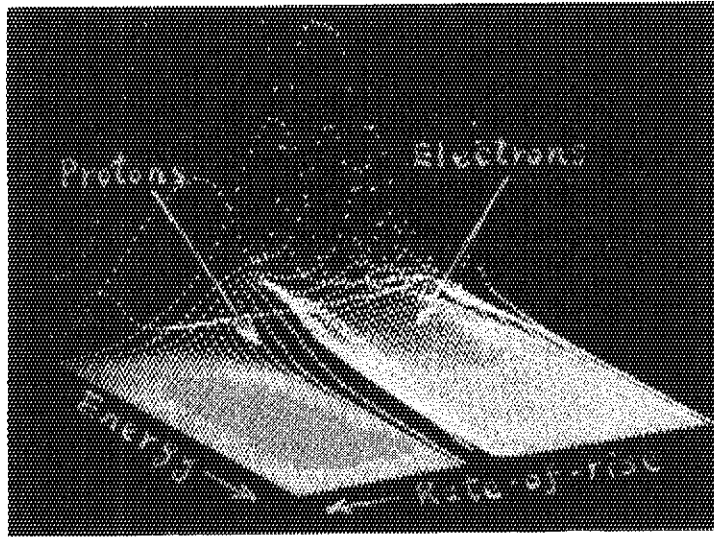
象によるものが電子事象によるものより大きな値を示すので弁別の度合の情報となる。ファースト・アンプ・アンド・クリッパーにはORTEC社Model 454タイミングフィルター・アンプを、スロー・アンプとしてJAERI Model 156スペクトロスコピー・アンプを、ゲート・アンド・ストレッチャーにはJAERI Model 174ゲートド・ポスト・アンプを使用した。なお次元測定を行うときは、スロー・アンプ出力系統の“電離”成分Yのみを使用して波高分析を行う。

二つの主増幅器からの出力は、それぞれのストレッチャーおよびあとに続く回路で波形整形とタイミング調整を行ったのちアナログ・デジタル変換器ADC・1とADC・2に同時に入力させる。XおよびYデータの演算処理は本装置に使用するため製作したデジタル演算器であるアリスメティック・ユニットで行った。

アリスメティック・ユニットはラック取付け型の簡単なデジタル演算機能をもつ装置で、内容として二つの入力レジスター（2進13ビット）、乗除算のための演算ユニット（2進13ビット、固定小数点）、定数選択回路および演算チェック回路と表示を備えている。このユニットは二つのADCからの出力XとYデータを独立に受けて乗除算を行い演算結果ZとYのバラレル出力を出すようになっている。ここで通常用いる演算様式は $Z = X / Y \times C$ 、ただしCは倍率をあらわす。演算速度は約 $10 \mu s / \text{function}$ である。出力値 X / Y とYは二次元データ解析を行うためにコンピュータ・アンド・データプロセッサに送られる。

FCAにおける初期の測定装置²⁸⁾では、演算回路にLog およびAntilog function generator を組合せたアナログ割算方式を採用していたが、この方式の割算器では広い動作範囲で直線性を保つのが難しいこと、温度変化による出力変動の大きいこと、function generator の調整が面倒なこと、などの理由で演算部分の機能をデジタル演算器に置換えた。また演算処理を含めた二次元データ解析は、例えば小型コンピュータを結合させたオンライン・システムをとりデータ処理に一貫性をもたせた方が有利であろう。しかし加速器による測定装置の較正実験あるいは他の測定体系における実験など使用上の移動を考慮して装置に可搬性をもたせた。

V-2炉心の測定で、二次元分析を行った波高分布のCRT表示の一例をFig. 2.8に示す。座標軸の縦、横、高さはそれぞれエネルギーY、立上りの割合 X / Y および計数(counts)を表す。横軸に対して、反跳陽子成分は X / Y 値の高い点に、電子成分は X / Y 値の低い点に明瞭に弁別されている。注意すべきは、もし、立上りの割合チャンネルあるいはエネルギー・チャンネルの信号、特に低い信号に対して、直線性が保証されないと割算演算値に不正確さが生じ結果として波高分布の形に“ねじれ”が起ることが知られている。²⁸⁾



Energy range : 0~114keV
Vertical direction ; Counts

Fig. 2.8 Pulse-height distribution of the core center of FCA V-2 obtained by two-dimensional analysis : hydrogen counter, anode voltage 3600V

3. FCA 集合体

FCA VI-2 集合体は中心の試験領域とそれを取囲むドライバー、ブランケットにより構成される円筒形のゾーン装荷型集合体である。Fig. 3.1 に集合体VI-2の垂直断面図を示す。試験領域は半径29.38 cm、高さ91.44 cmの大きさを持ち、その炉心組成中に92% Pu を燃料としてもっている。試験領域はその径方向の周囲を厚さ17.32 cmの濃縮ウランドライバーで取囲んである。外側の天然ウラン・ブランケットは厚さ25.47 cm、また軸方向の外側ブランケットは劣化ウラン厚さ20.32 cmにより構成されている。試験領域は248 ℓの体積を有している。

FCA V-2 集合体は、炉心とブランケットからなる円筒形の二領域集合体である。炉心は33.12 cmの半径と60.9 cmの高さを持ち、その周囲を厚さ30 cmの天然ウラン・ブランケットが取囲んでいる。炉心組成の中にプルトニウムと濃縮ウランを燃料として含んでいる。炉心の臨界体積は220 ℓである。

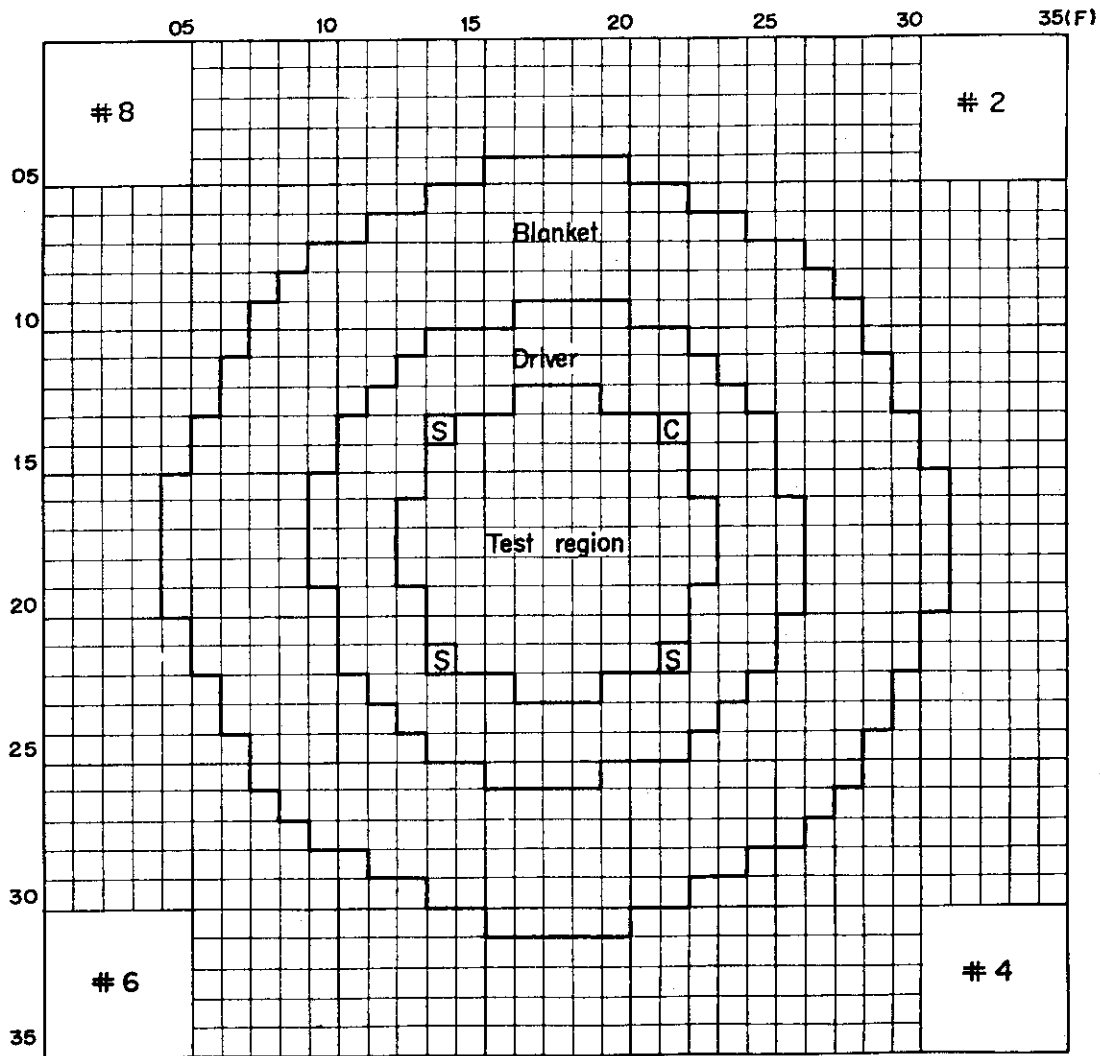


Fig. 3.1 Vertical cross section of FCA assembly VI-2 (Fix side)

4. 臨界集合体における実験

4.1 測定手順

集合体Ⅵ-2およびⅤ-2の中性子スペクトル測定はそれぞれの炉心中心で行った。燃料装填用引出しの中に固定した計数管と前置増幅器をFig. 4.1に示す。計数管の上部にあたる引

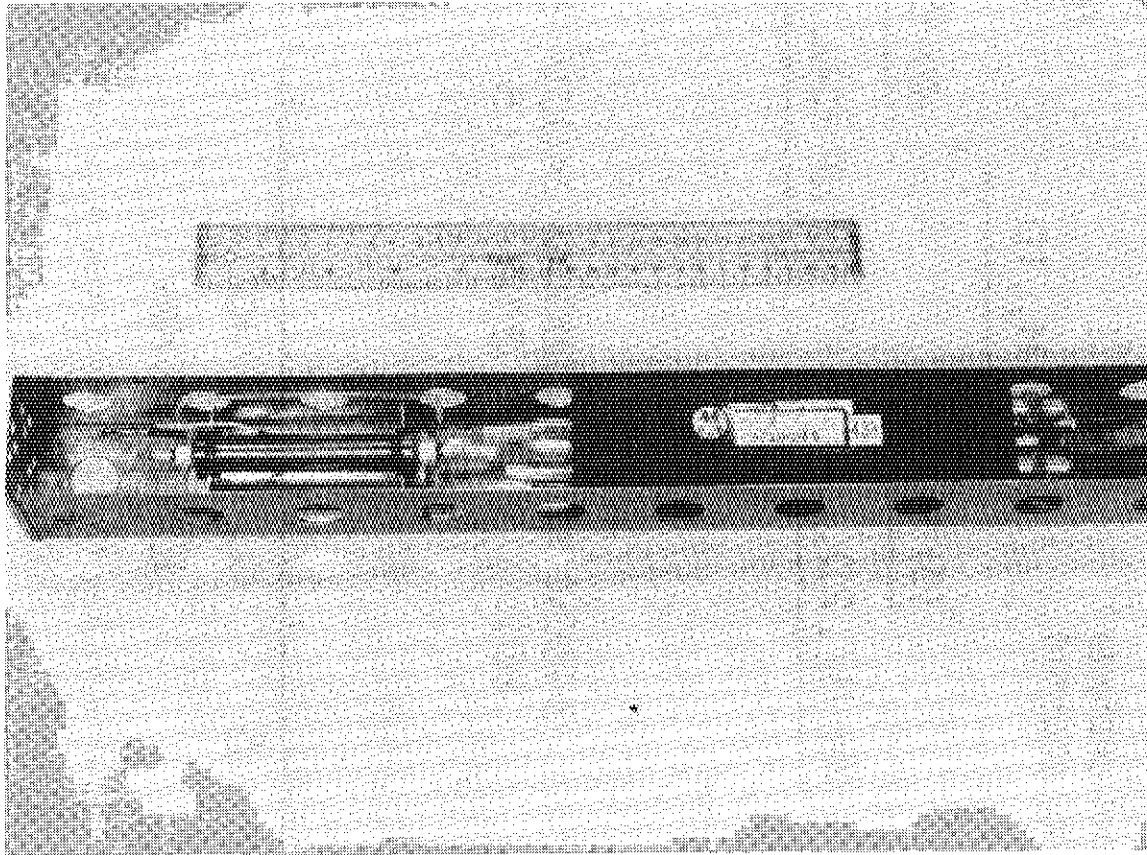
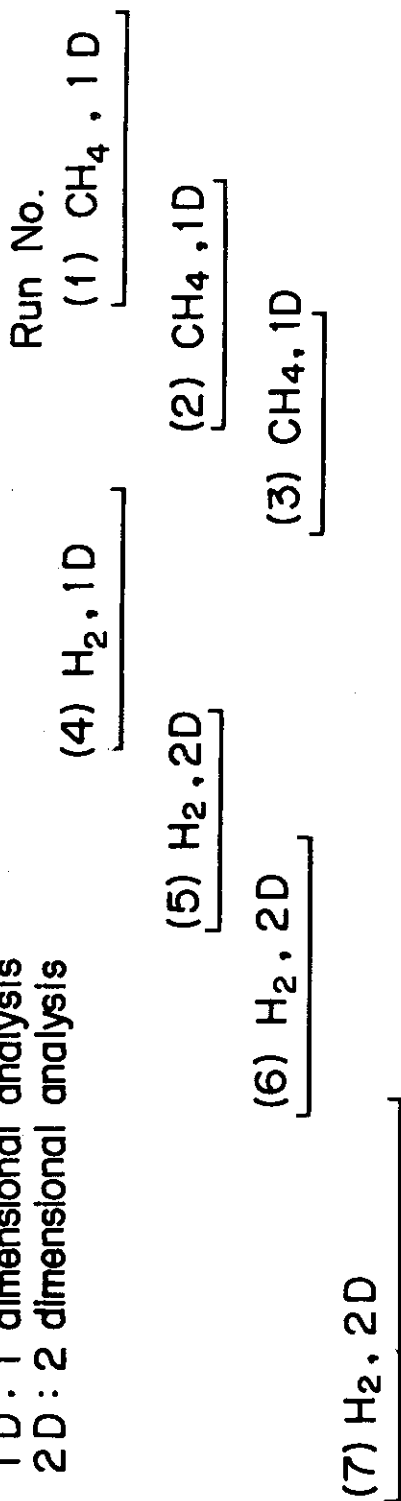


Fig. 4.1 Counter and preamplifier mounted in a fuel drawer

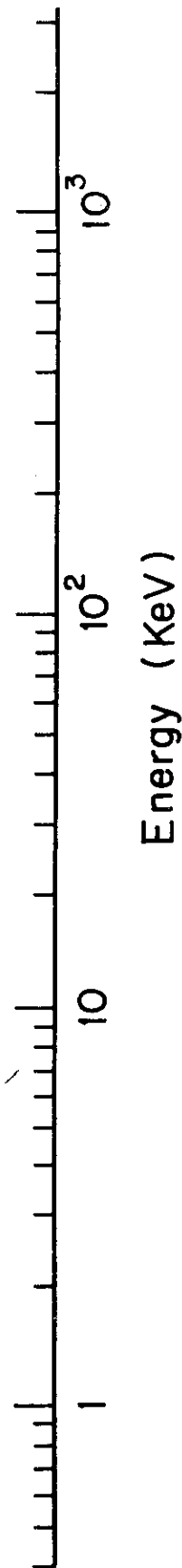
出し部分は電氣的遮蔽のため薄いアルミニウムでカバーをした。またFCA装置と測定系との接地レベルの差による電氣的雑音をさけるため、計数管および前置増幅器は引出しと電氣的に絶縁してある。計数管の管壁周囲には厚さ8mmの鉛を巻いて測定中入射するガンマ線の量を減らしている。引出しは計数管の実効中心が炉心の中心に一致する位置まで挿入した。

反跳陽子計数管法による広エネルギー範囲測定は、比例計数管のもつ性質を利用してガス増幅度と増幅器利得変化させて測ったいくつかの測定を組み合わせることにより行う。集合体Ⅵ-2のスペクトル測定の範囲をFig. 4.2に示す。また、各測定回の計数管および測定回路の設定値の一覧をTable 6に示す。メタンおよび水素の二つの計数管を用いそれぞれのガス増幅度と主増幅器の利得を変えた7回の反跳陽子波高分布の測定により広エネルギー範囲をカバー

1D: 1 dimensional analysis
 2D: 2 dimensional analysis



Applied volt.	3800V	3400V	3200V	2800V	3100V [†]	3100V	2800V
Gas multi.	886	201	95.7	24.2	11.5	11.5	5.3



Corresponds to the slow amp. gain of Run No. 2 multiplied by 2 times

Fig. 4.2 The series of experimental runs for the spectrum measurement of FCA Assembly VI-2

Table 6 Energy ranges and settings of spectrometer in the spectrum measurement of Assembly VI-2

Run No.	Counter	Energy range (keV)	Channel mode	Slow amp. gain*	Applied volt. (V)	Gas multiplication
1	Methane	540 ~ 2000	2K	16(5.00)†	2800	5.3
2	Methane	280 ~ 1000	2K	32(5.00)†	3100	11.5
3	Methane	160 ~ 510	2K	64(5.00)†	3100	11.5
4	Hydrogen	50 ~ 200	2K	32(4.66)††	2800	24.2
5	Hydrogen	20 ~ 63	256 x 16	32(4.40)††	3200	95.7
6	Hydrogen	7.6 ~ 33	256 x 16	64(3.20)††	3400	201
7	Hydrogen	1.0 ~ 8.3	128 x 32	64(2.80)††	3800	886

* () : fine gain

† Gain selection of preamplifier : x 1

†† Gain selection of preamplifier : x 10

した。計数管のガス増幅度はそれに相当する陽極電圧の印加により設定した。

メタンおよび水素計数管が受持つ各々のエネルギー上限と下限は wall-and-end 効果の影響とガンマ線誘起バックグラウンドにより定めた。個々の測定範囲では、さらに、ガス増幅の飽和、電氣的雑音レベルも考慮して範囲を定めた。重なり合うエネルギー区間は、データ間の規格化を精度よく行えるよう十分に広くとってある。メタン・データとつなぐべき最初の水素データの測定 (Run No 4) は一次元測定を行った。これは、ガンマ誘起のバックグラウンドの影響が大きくなるのは約 60 keV 以下であるという理由による。二次元測定における“エネルギー軸”と“立上りの割合軸”のチャンネル・モードはそれぞれエネルギー範囲とガンマ線弁別の情報を得るに十分なチャンネル数をとった。

4.2 一次元測定

高エネルギー範囲 (2 MeV ~ 160 keV) 測定はメタン計数管を用いて一次元測定を行った。また、これにつなぐ水素計数管の最初の回の測定も一次元測定を行っている。メタン計数管測定における前置増幅器の電荷利得は $1 \times 10^{12} \text{V} / \text{coulomb}$ (ゲイン・スイッチ, $\times 1$ 使用) である。前置増幅器の出力端における信号波形の立上りが十分になる電子集荷時間の観測により、スロー・アンプの Shaping 時定数を $3.2 \mu\text{s}$ に設定した。測定系全体の利得はガス増幅利得と増幅器利得との積としてあらわされる。M-2 炉心における測定例ではメタン計数管測定範囲に対してガス増幅利得約 2 倍、スロー・アンプの利得 4 倍ほど変化させている。(Table 6 参照)

メタン計数管で測定した反跳陽子波高分布をそれぞれ Fig. 4.3, 4.4 および 4.5 に示す。一連の測定において、測定系の不感時間を減らし信号のパイルアップを防ぐため、計数率を 1500 cps 以下に抑えた。波高分布は、のちのデータ処理の段階でその勾配を数値微分して中性子スペクトルに変換するので、分布のチャンネル当りの計数は十分に積算しておかねばならない。このため、測定は 4 ~ 6 時間の live time をもって行った。二次元測定範囲も含め、測定は約 1.5 MeV 以下で $10^3 \text{ counts/channel}$ 以上の計数値を積算した。1.5 MeV 以上の範囲は高エネルギー中性子成分自身が少いため計数率は低下している。

メタン計数管について、炉内測定による波高分布 (反跳陽子と誘起電子) と ^{60}Co ガンマ線源 (5 mCi) を用いて測定したガンマ線誘起電子の波高分布を Fig. 4.6 に示す。すなわち、計数管に入射するガンマ線により生じる電子のおよぼすエネルギー上限を ^{60}Co 線源を使って推定すると、メタン計数管の場合、電子のおよぼす影響は上限およそ 220 keV であることが分る。同様の方法により観測した水素計数管の場合の電子エネルギー上限は、およそ 60 keV であった。なお、誘起電子事象の影響するエネルギー範囲は次の 4.3 で述べる二次元分析でさらにはっきり観察できる。

エネルギー尺度は、測定の回ごとに $^3\text{He}(n, p)^3\text{T}$ 反応のピークの位置を観測して定めた。このさい、主増幅器の利得はパルス・ジェネレータの信号を用いて相対的に更正した。水素計数管を用いた一次元測定の反跳陽子波高分布を Fig. 4.7 に示す。

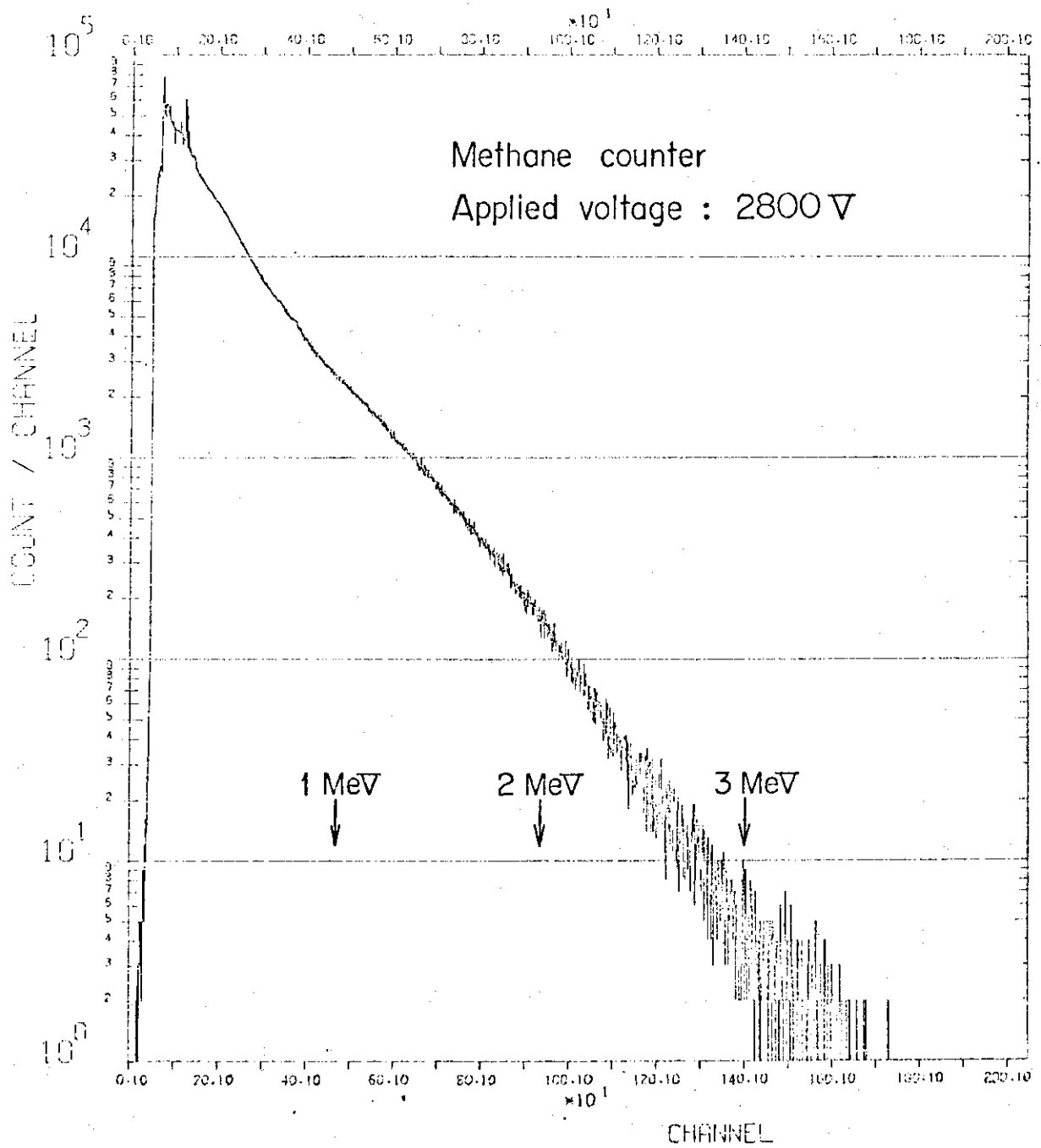


Fig. 4.3 Proton-recoil pulse-height distribution in the range 0 ~ 3 MeV measured by methane counter

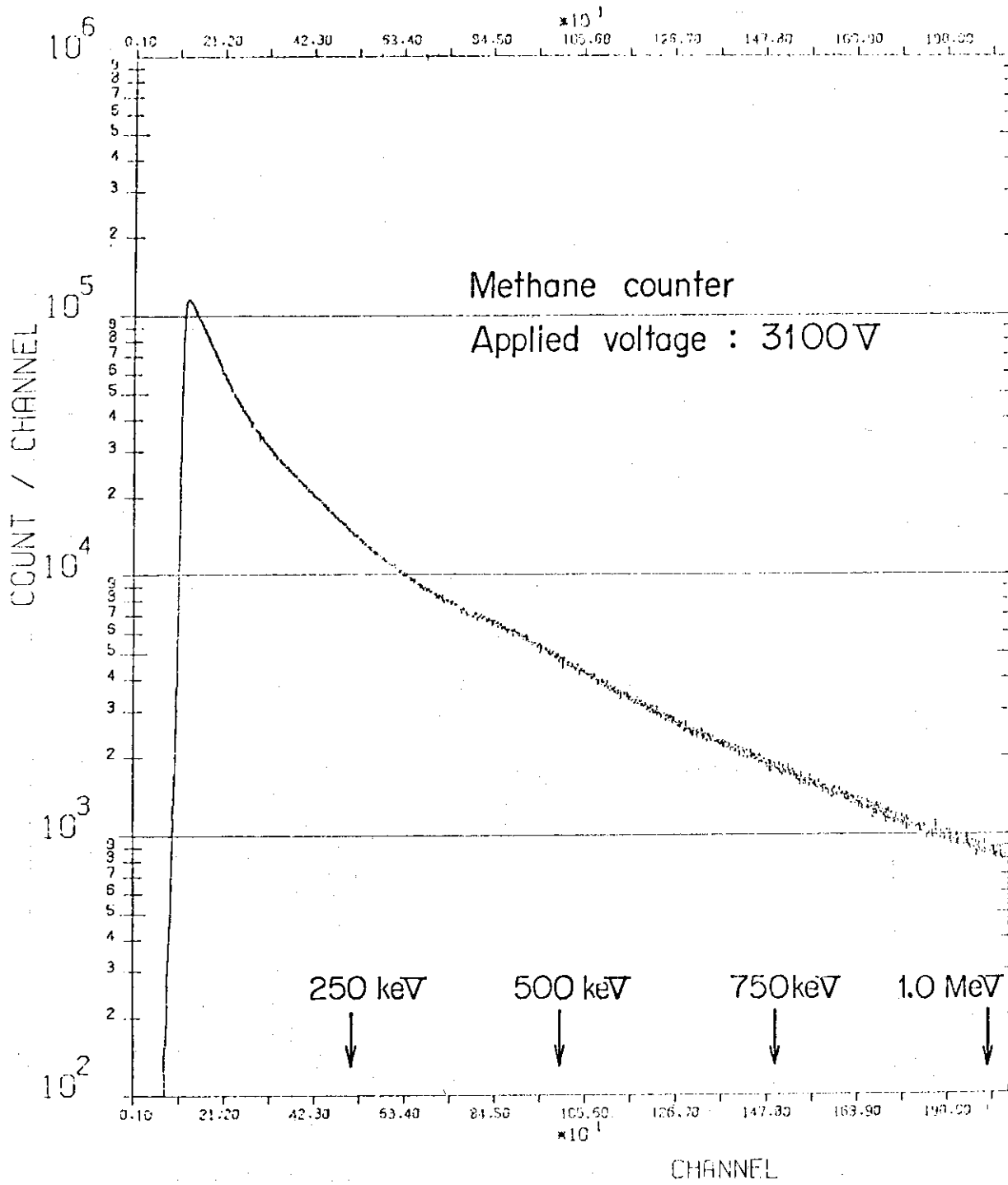


Fig. 4.4 Proton-recoil pulse-height distribution in the range 0 ~ 1 MeV measured by methane counter

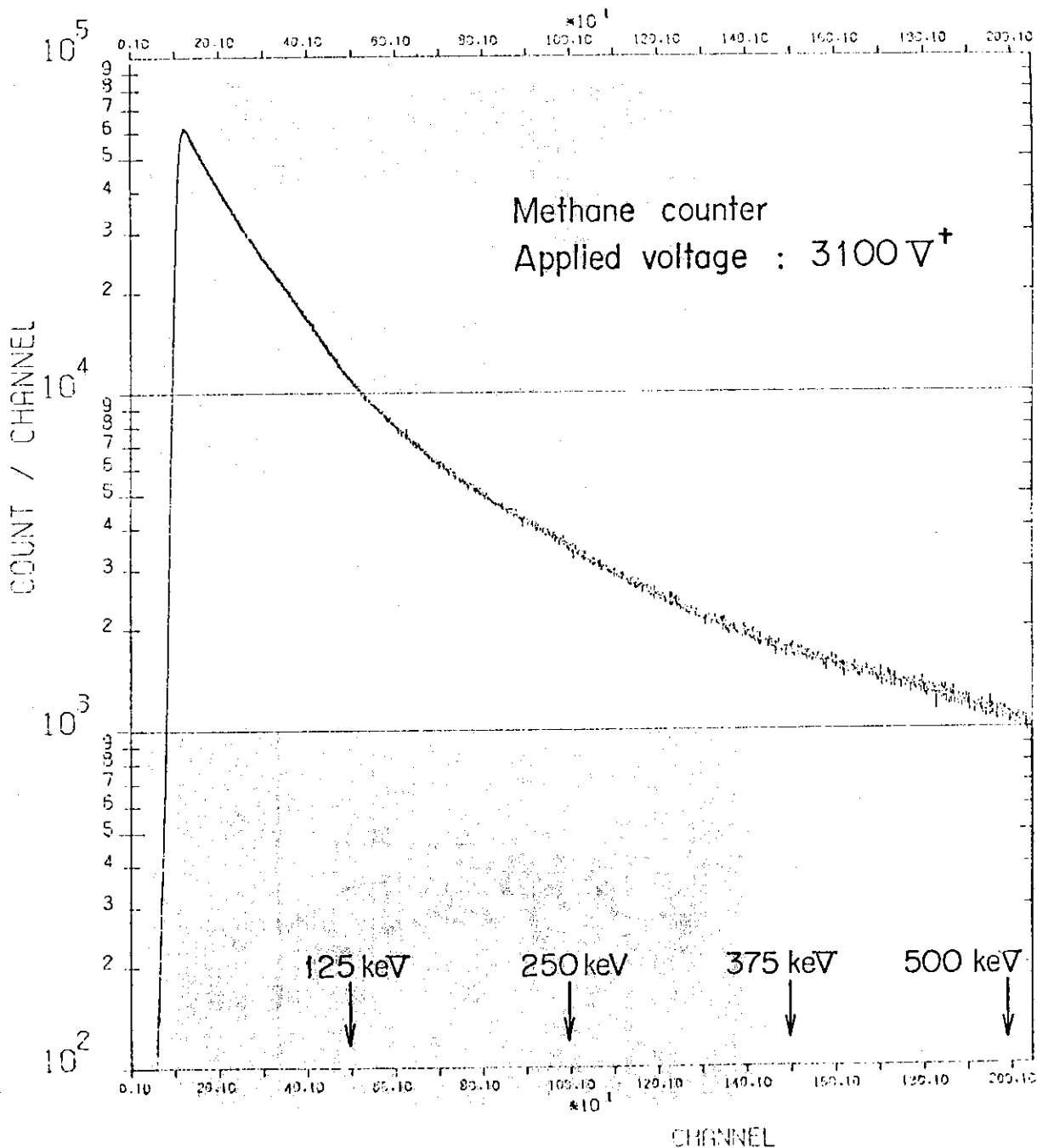
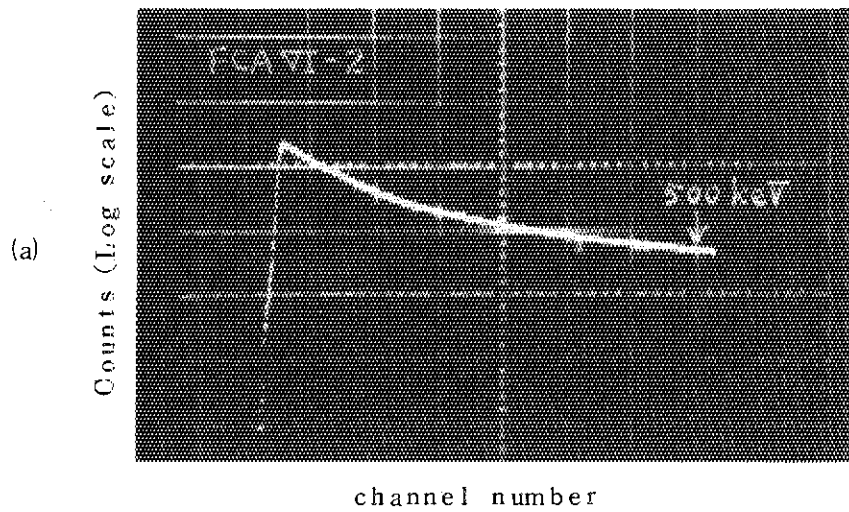


Fig. 4.5 Proton-recoil pulse-height distribution in the range 0 ~ 500 keV measured by methane counter



Energy range : 0~ 500 keV

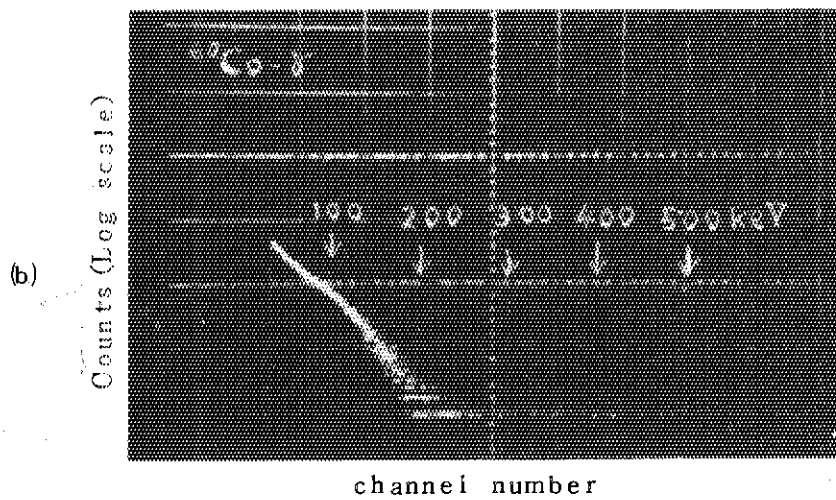


Fig. 4. 6 Proton-recoil pulse-height distributions measured in FCA VI-2 core (a) and in ⁶⁰Co gamma-rays (b) ; methane counter , anode voltage 3100 V

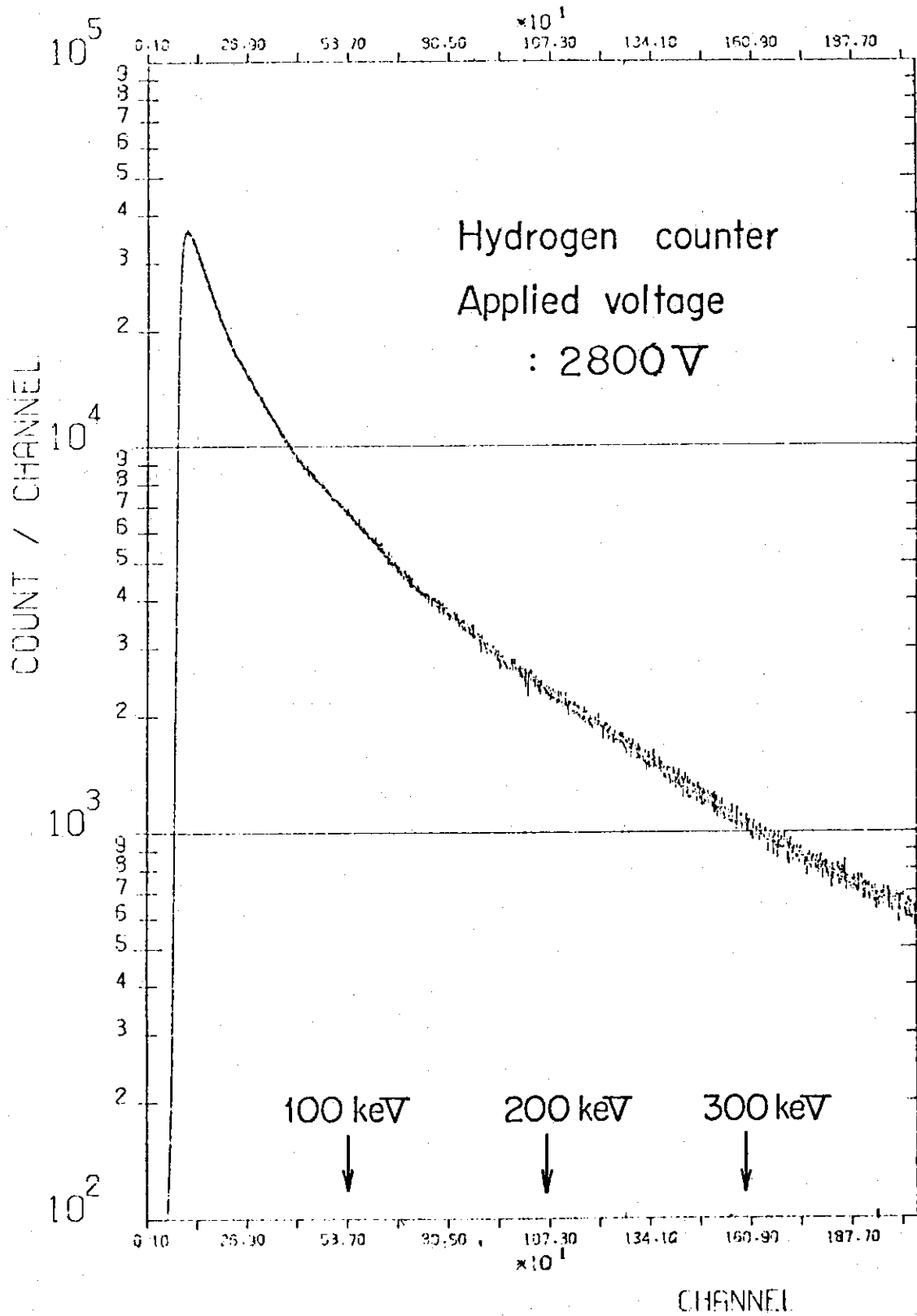


Fig. 4.7 Proton-recoil pulse-height distribution in the range 0 ~ 380 keV measured by hydrogen counter

4.3 二次元測定

水素計数管を用いた測定では、ガンマ線誘起のバックグラウンドの影響が増す低エネルギー範囲で、ガンマ線波形弁別をともなう二次元波高分析を行っている。マッチング・ボックスから分岐した一方の信号は“立上りの割合”成分を検出するため、ファースト・アンプ・アンド・クリッパーで50 nsのRCクリッピング時定数をもってクリップした。このクリッピング時定数は、前置増幅器の出力波形の立上りをシンクロスコープで観測することにより、また二次元分析を行った波高分布のCRT(Cathod-ray tube)表示の観察より定めた。

低エネルギー範囲測定は、高エネルギー測定に比べてさらに測定系の高い利得を必要とする。しかしながら、主増幅器で過度の高利得を分担させることは反面、雑音の増幅につながりS/N比を低下させるので使用に制約を受ける。いきおい、低エネルギー用計数管は高利得を分担するため高いガス増幅度で使用される。水素計数管で使用したガス増幅度は最高886であった。

注意すべきことは、計数管のガス増幅度の使用の上限は、空間電荷の飽和効果により限定されるので、これに対する考慮が必要なことである。この効果は、パルス当り陽極芯線に集荷される電子数に関係している。空間電荷の飽和に関しては、先に述べた ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{T}$ ピークの測定のほか、バンデ・グラフ型加速器を使った照射実験により確めた。その詳細はすでに報告されている。これらの結果から、低エネルギー測定のためのガス増幅度は集荷電子数が約 2.5×10^5 を超えない範囲で使用した。

上に述べた集荷電子数は次の式から簡単に算出できる。今、計数管に入射した高速陽子がガス中で失うイオン対あたりのエネルギー損支をWとする。W \approx 30を使うと、1イオン対を生成するには約30 eVのエネルギーを必要とすることがわかる。このとき生成電子数nは

$$n = E(\text{eV}) \cdot A / W \quad (4)$$

ここで、Eはガス中で失う陽子の損失エネルギー、Aは計数管のガス増幅度である。厳密には、W値はガスの種類により多少の差異がある¹⁾。

Fig. 4.8はV-2集合体でメタン計数管により測定したテーブル分離体系の二次元分析の波高分布である。この測定はメタン計数管の波形弁別の予備実験として行ったものである。測定技術は、水素計数管の場合と同様で、容易に波形弁別ができる。またこの結果は、プルトニウム燃料を使用した体系では、プルトニウムから発生する自発中性子が、装置の運転停止後も分裂生成物のガンマ線と共に炉内に多く存在することを示しているが、これは、ガンマ線波形弁別にたいして不利な要因の一つとなっている。

水素計数管で測定した二次元分析の炉内波高分布と、 ${}^{60}\text{Co}$ ガンマ線源を用いて同一の測定系設定条件のもとで測定した波高分布をFig. 4.9(a), (b)および(c)に示す(Fig. 4.2およびTable 6参照)。ここで座標軸の縦、横、高さはそれぞれ立上りの割合X/Y、エネルギーYおよび計数(counts)を表す。図の比較から分るように、反跳陽子は“立上りの割合”チャンネル上の高いX/Y値を示す位置に分布し、一方、電子はX/Y値の低い部分に弁別されている。電子はおよそ60 keVまで分布している様子が分る。

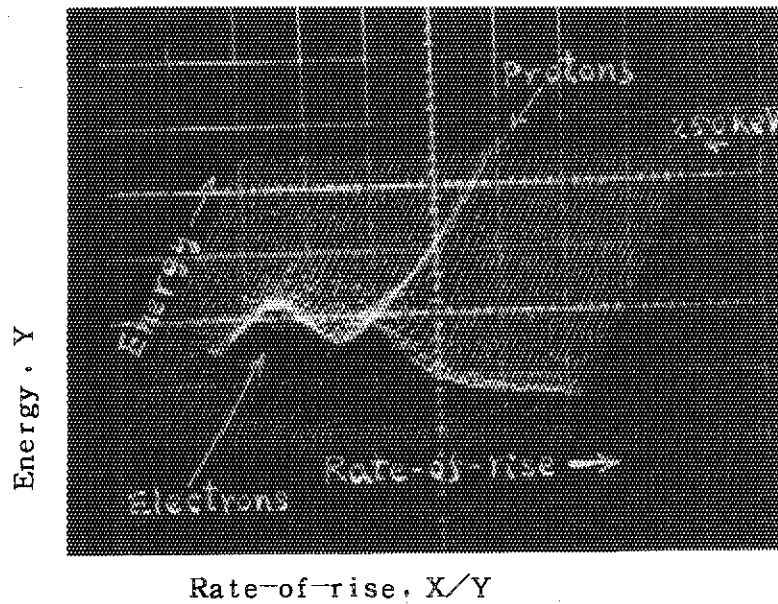
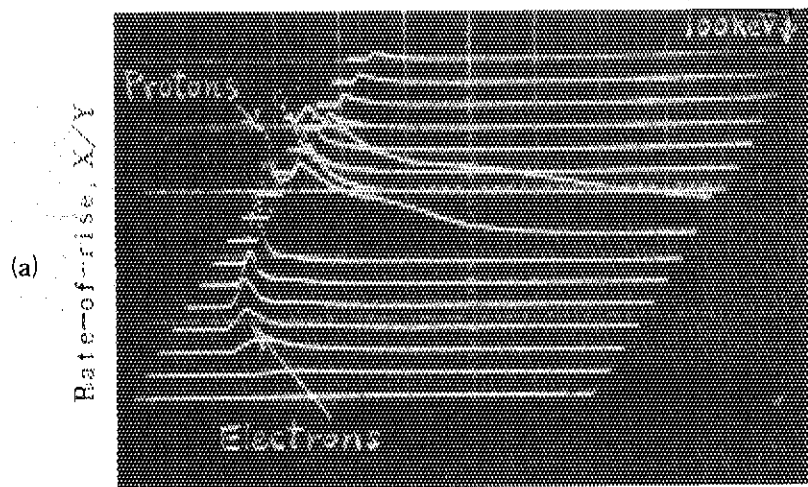


Fig. 4.8 Pulse-height distribution of FCA W-2 core obtained by two-dimensional measurement, after facility was shut down; methan counter, anode voltage 3100V

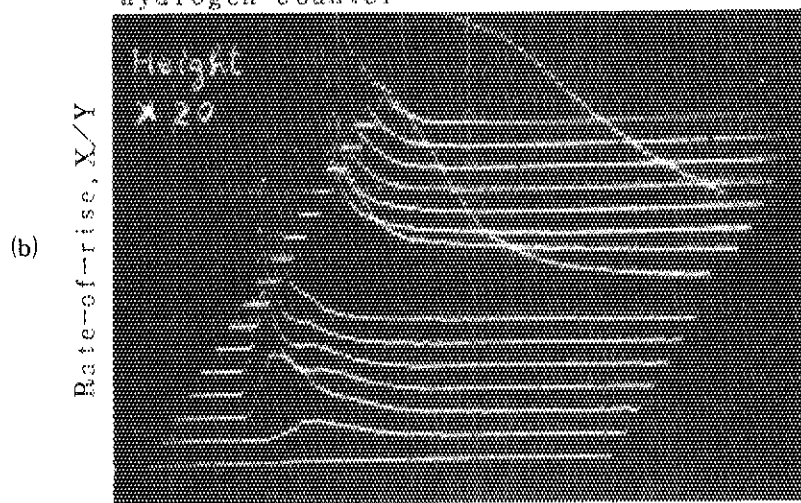
同様に、水素計数管による他の測定区間の波高分布を例としてFig. 4.10に示す。分布をみると、エネルギーの低い点で反跳陽子と電子が重なり合う領域ができていますが、この部分は ^{60}Co 線源を用いた分布を参考にして電子を差引くことにより重り合う“すそ”を分離する。差引きの詳細は5.2で述べる。

実験を通じ、 $^3\text{He}(n,p)^3\text{T}$ ピークを使って測定した計数管の分解能は、メタン計数管の場合、ガス増幅度5.3~11.5の使用に対して7~10%(半値幅)であった。一方、水素計数管の場合は、ガス増幅度2.4~20.1に対して5.4~9.5%(半値幅)であった。これを超えるガス増幅度に対して分解能は急速に低下する。例えば8.86のガス増幅度の使用における分解能はおよそ25%であった。スペクトルを求める上で必要なエネルギー依存の分解能は、先に2.4で述べた分解能の式(2)から見積った。式(2)ではガス増幅度に依存する分解能の広がり を考慮していないので、ガス増幅度の使用範囲から考えて、S値は水素計数管で0.07、メタン計数管で0.08または0.09を採った。分解能は2 MeV から200 keVまでのメタン計数管範囲で8%~9%(FWHM)である。一方200 keVから5 keVの水素計数管範囲に対して、分解能は7%~10%である。5 keVを下ると分解能は悪化し2 keVで15%になる。

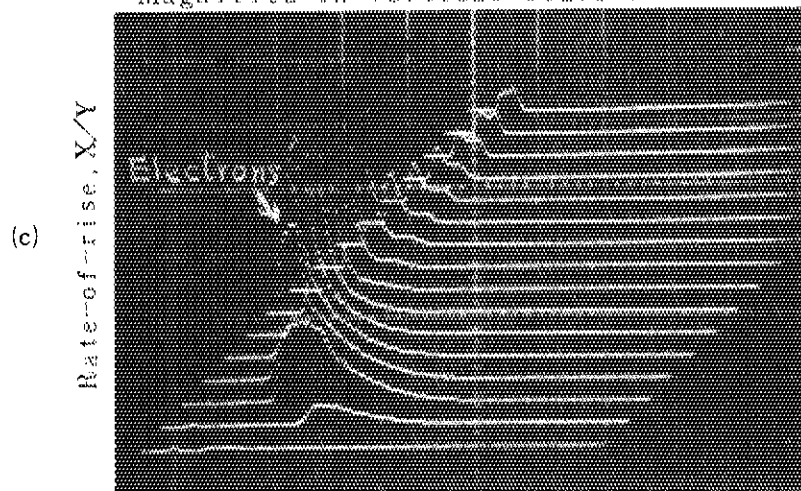
エネルギー尺度の決定、主増幅器の利得の校正およびマルチチャンネル・アナライザーの零点シフトのチェックに関しては一次元測定と同様に行った。



Measured at FCA VI-2 core center by the hydrogen counter

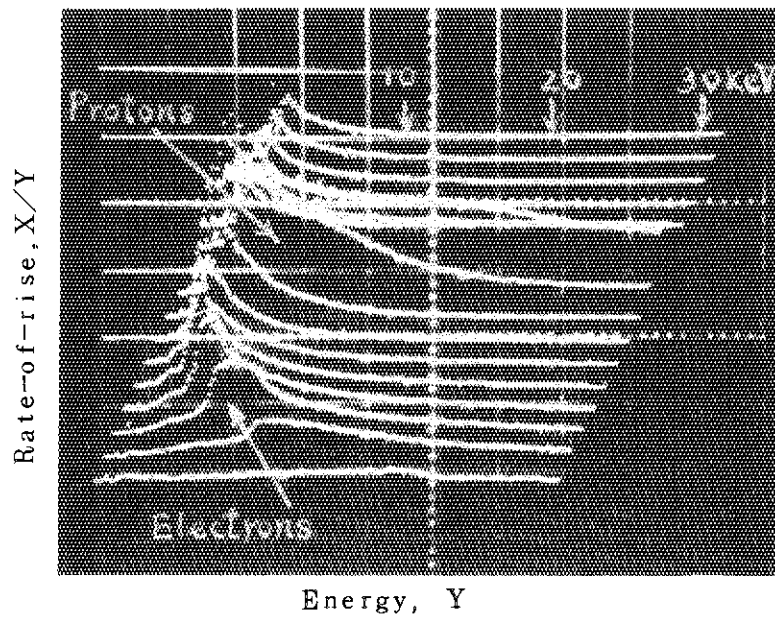


Magnified in vertical scale : x 20

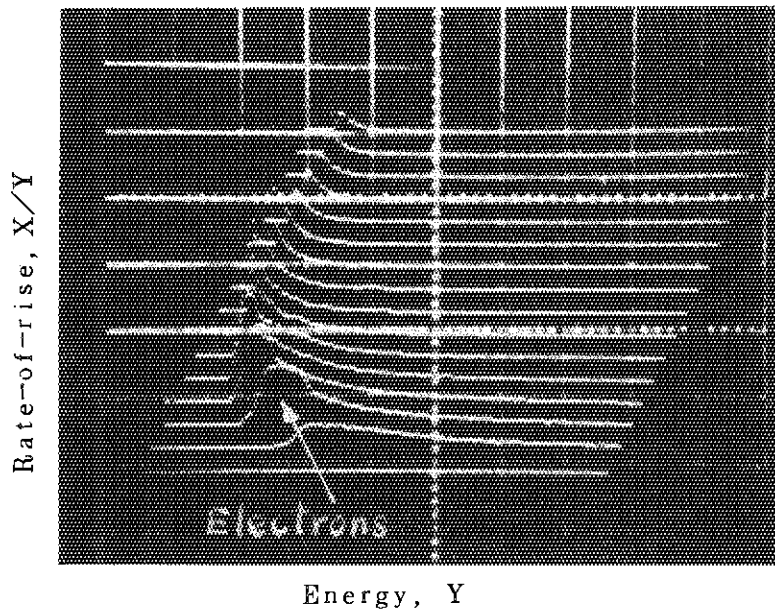


Response of the hydrogen counter to ⁶⁰Co gamma-rays

Fig. 4.9 Pulse-height distributions in range of 0~100keV obtained by two-dimensional measurements: anode voltage of the counter 3200V, vertical direction in the displays; relative counts.



Measured at FCA VI-2 core center by the hydrogen counter



Response of the hydrogen counter to ^{60}Co gamma-rays

Fig. 4.10

Pulse-height distributions in range of 0~30 keV obtained by two-dimensional measurements; anode voltage of the counter 3400V, vertical direction in the displays; relative counts

5. データ解析

反跳陽子計数管を用いた測定により直接的に得られるデータは、反跳陽子エネルギー分布である。従って、この反跳陽子分布を中性子エネルギー分布に変換する(unfolding)処理が必要である。この過程で測定データは ^3He ピークの除去、ガンマ線誘起電子の差引、wall-and-end効果の補正などを必要とし、他に、異った回の測定のデータをつなぐデータ規格化、データのパンチングによるグループ化、反跳陽子分布の微分勾配を求めて中性子スペクトルを導く中性子スペクトル導出などを行わねばならない。これらの一連の処理を行ういわゆるデータ解析の手法もまた、得られる中性子スペクトルの精度に影響を与える。

主とするデータ処理は、この目的のため作製した反跳陽子データ解析プログラム SPECTRUM を使用して実行した。 ^3He 反応ピークおよびガンマ線誘起電子の差引きは別個に簡単な計算コードを使用して行い、これら処理したデータを SPECTRUM の入力とした。データ解析の手順のフロー図を Fig. 5.1 に示す。以下、順を追って説明する。

5.1 $^3\text{He}(n, p)^3\text{T}$ 反応成分の差引き

計数管の充填ガス中にはエネルギー較正用の ^3He ガスを少量混入させてあるが、炉内測定の際、この ^3He が炉内にわずかに存在する熱中性子または減速中性子と反応を起す。その結果、測定した波高分布は、本来の反跳陽子の波高分布に ^3He 反応のピークが重なり合ったものになってしまう。エネルギー尺度の決定に用いた $^3\text{He}(n, p)^3\text{T}$ 反応の分布を利用して、この重った ^3He 反応のピークを差引いた。 ^3He 反応ピークの差引きの様子を Fig. 5.2 に示す。一次元波高分布の計数値と差引くべき $^3\text{He}(n, p)^3\text{T}$ のそれとは互に相対的な値なので、 $^3\text{He}(n, p)^3\text{T}$ の計数値に定数を乗じた値を差引いた。差引き定数は、一次元波高分布の 7.6 keV 点に生ずるこぶが消えてスムーズ化されるように数回の試行錯誤の差引き計算を行って定めた。

5.2 ガンマ誘起電子の差引き

先にガンマ線波形弁別を行った二次元波高分布は、低エネルギー側に、なお反跳陽子と電子の重なり合う部分が残るが、この部分は ^{60}Co 線源による波高分布を使った電子の差引きにより両者を分離した。差引きは“立上りの割合”軸に関する波高分布で行った。VI-2 測定の立上りの割合に関する波高分布の例をエネルギー別に Fig. 5.3 (a)~(f) に示す。各エネルギー一点で、 ^{60}Co 線源使用の電子分布は炉内波高分布の電子部分に対して積分計数値で規格化した。反跳陽子ピークの下側のすそはこの規格化された電子分布の差引きにより修世し、電子事象から分離した。

差引きは簡単な計算コードと自動デジタル・グラフ・プロッターを用いて行った。ガンマ線波形弁別は、約 27 keV 以上のエネルギーに対しては非常に良く、この範囲では電子の差引

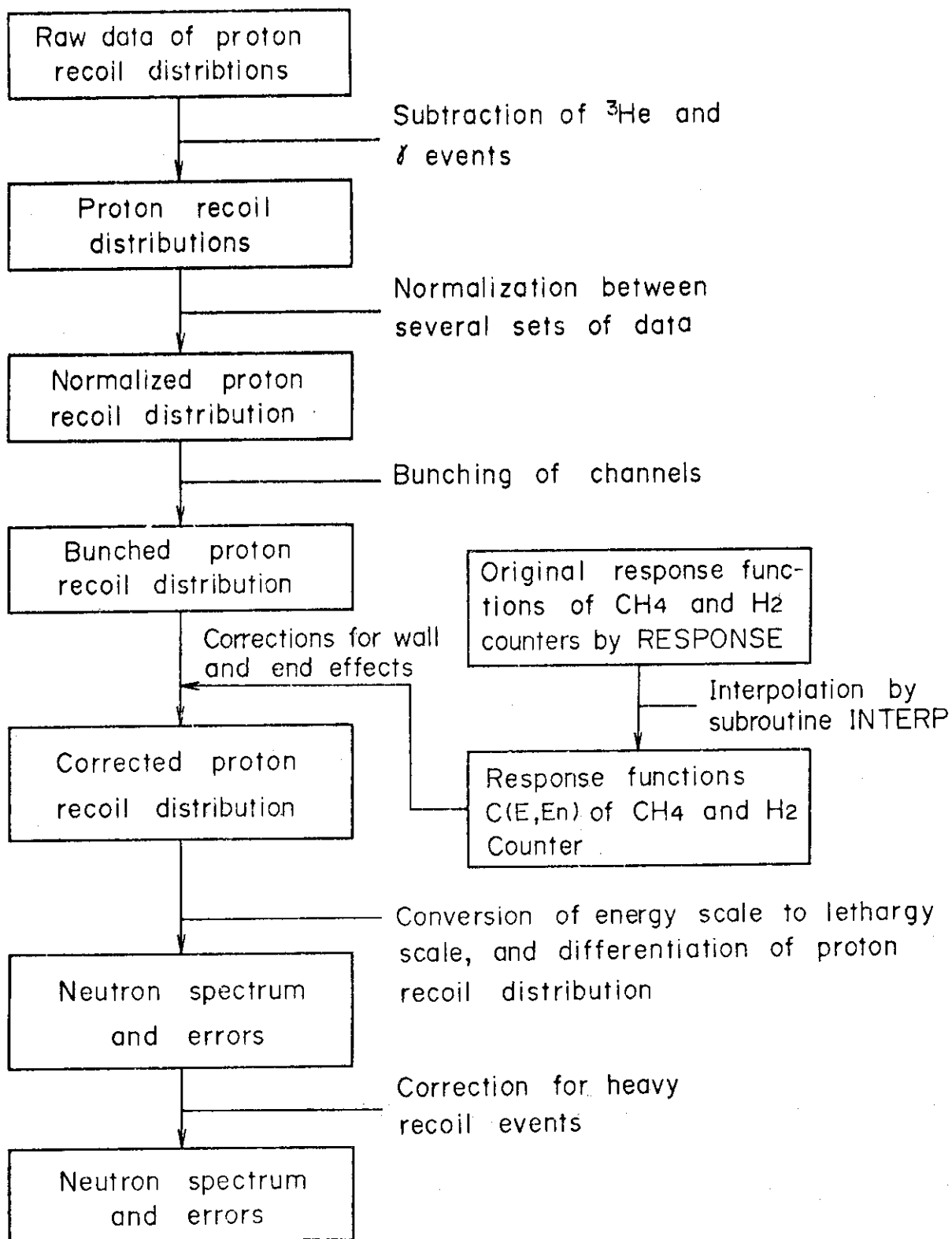


Fig. 5.1 Flow diagram of data analysis for deriving neutron spectrum

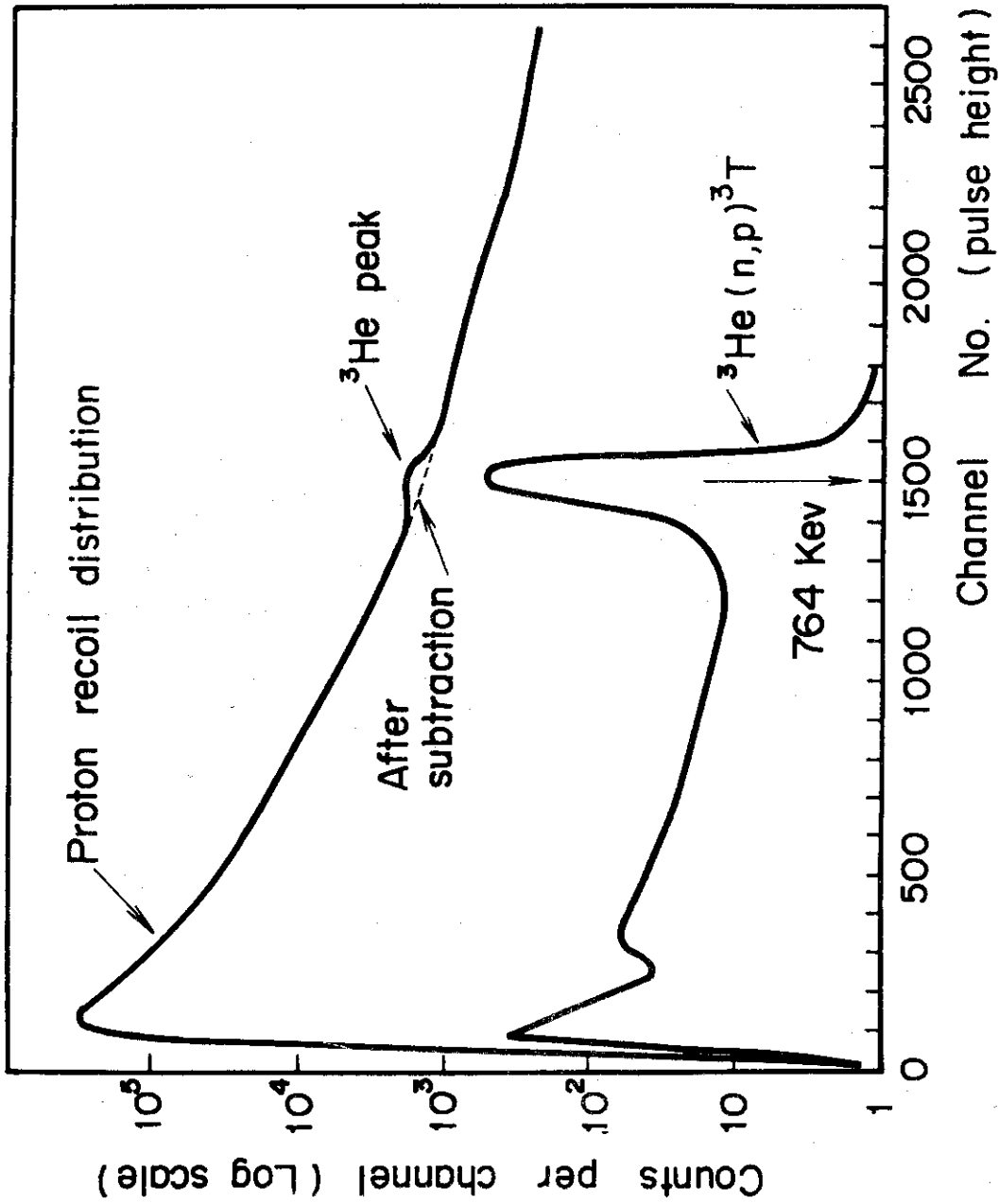


Fig. 5. 2 Subtraction of $^3\text{He} (n, p) ^3\text{T}$ peak from proton recoil events

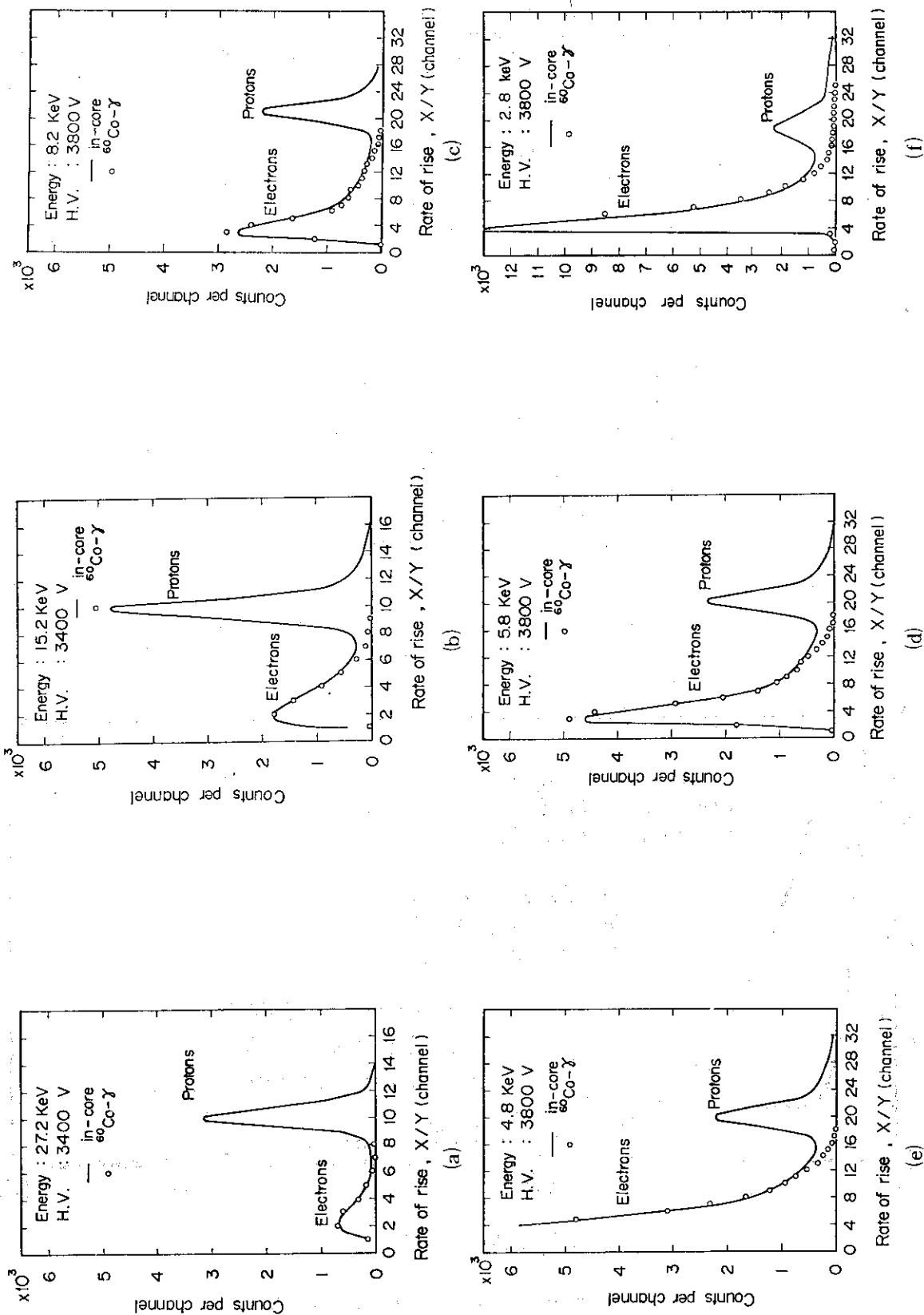


Fig. 5.3 Rate-of-rise distribution at different energies of Assembly VI-2 Measurement

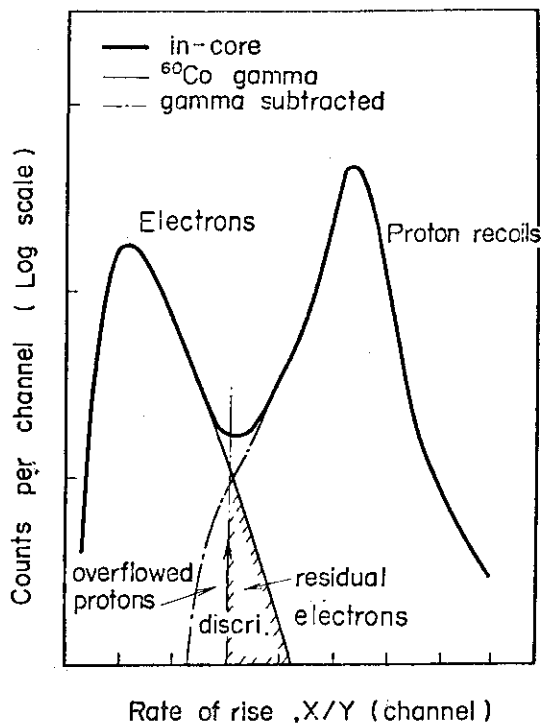
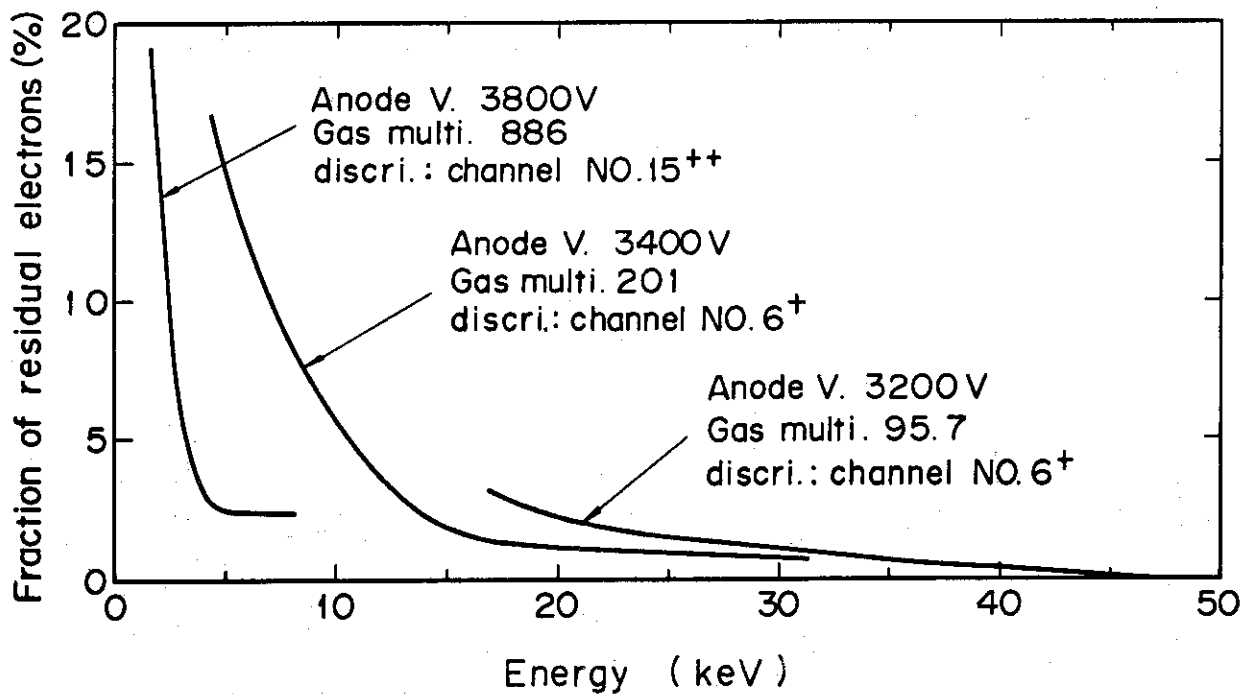


Fig. 5.4 Protons and gamma-induced electrons above and below discriminating level



Full rate-of-rise channel is 32.
 Full rate-of-rise channel is 16.

Fig. 5.5 Fraction of residual electrons above discriminating level

による補正はわずかに過ぎない。弁別はエネルギーが15 keVより低くなる点から除々に悪化が進行し、約5 keV以下では急速に低下する。差引きにより電子事象を分離した反跳陽子の計数値はそれぞれのエネルギーごとに、“立上りの割合”チャンネルに関して加算して、二次元波高分布を一次元波高分布に変換した。

ガンマ線弁別の度合を調べるため、立上りの割合の分布の谷に弁別点を設けた場合の補正について検討した。Fig. 5.4 に示すごとく、弁別点以上のチャンネルに存在する電子（残留電子）と弁別点以下のチャンネルにこぼれる陽子が補正の対象となるが、両者は補正に関して互に打消し合う関係にある。

先ず残留電子に着目すると、これは陽子成分のチャンネルに存在するものであるから除去せねばならないものである。弁別点以上の積分計数値に対する残留電子のその割合をFig. 5.5 に示す。この割合はガンマ線弁別の良否を判断する一種の尺度となる。ガス増幅度の増加が弁別を良くするわけは測定系のS/N比がこれにより多少改善されるためである。次に、こぼれる陽子は弁別点以上の陽子に加算せねばならないものである。弁別点以上の積分計数値に対するこぼれる陽子のその割合を求めると、これは27 keV以上の範囲で1%以下、27 keV～8 keVで2%以下、8 keV～3 keV で平均的にみて5%程度であった。以上より、残留電子計数とこぼれる陽子計数を結合させた最終的な補正量は、25 keV以上の範囲で1%以下、25 keVから15 keVで2%、15 keVから5 keVで3%であった。5 keVを下るとガンマ線弁別は急激に低下し補正量も5%を超える。

5.3 計数管の応答関数

使用した計数管の単色陽子に対する応答関数はwall-and-end 効果の補正のときに用いられる。これら応答関数は、Snidow法を両端に不感領域をもつ円筒形計数管モデルに適用した解析的方法により求めた。Snidow法は、計数管内のガス中で発生する陽子が等方的、かつ均一であることを仮定して、反跳陽子がつくる飛跡の確率関数を解析的に表現する。この方法による応答関数の式は球形計数管モデルに対しては簡単な表現となり容易に取扱う事ができるが、円筒形モデルの場合特に不感領域に対して式の表現が複雑になるので適用が難しい。

今、計数管内で発生する陽子の飛跡を四つの種類に分類する。

- 1) 有感領域を出発して管壁で乱されることなしに有感体積中で止るもの。
- 2) 有感領域を出発して壁に当るか又は、一方の不感領域に入るもの。
- 3) 不感領域を出発してかつ有感領域で止るもの。
- 4) 不感領域を出発して管壁に当るか又は、他の不感領域に入るもの。

上の各々の場合に対する飛跡の確率関数の導出の過程は省略する（参考文献18参照）。

今、計数管に中性子が入射したとき管内で発生する陽子エネルギーを E_n 、陽子が有感領域で失うエネルギーを E とする。簡単のため発生する陽子の分布関数にデルタ関数を仮定すると、応答関数 $C(E, E_n)$ は次の式で表すことができる。

$$\begin{aligned}
 C(E, E_n) = & V_s F[R(E_n)] \delta(E - E_n) \\
 & + V_s N[R(E_n) - R(E_n - E)] \left(\frac{dR}{dE} \right)_{(E_n - E)} \\
 & + 2V_d G[R(E_n) - R(E), R(E_n)] \left(\frac{dR}{dE} \right)_E \\
 & + 2V_d \int_{E''}^{E_n - E} \left(\frac{dR}{dE} \right)_{(E_n - E'' - E)} \left(\frac{dR}{dE} \right)_{(E_n - E'')} \\
 & \times M[R(E_n) - R(E_n - E''), R(E_n - E'' - E)] dE'' \quad (5)
 \end{aligned}$$

ここで、F、N、GおよびMはSnidowの表記による飛跡の確率関数、R(E)はエネルギーEをもつ陽子の飛程、V_sとV_dは有感体積および不感体積である。また、E''は不感領域で失う陽子のエネルギーである。

式(5)の右辺の4つの項は、それぞれ4つの飛跡1)~4)の場合に対応する。すなわち、第1

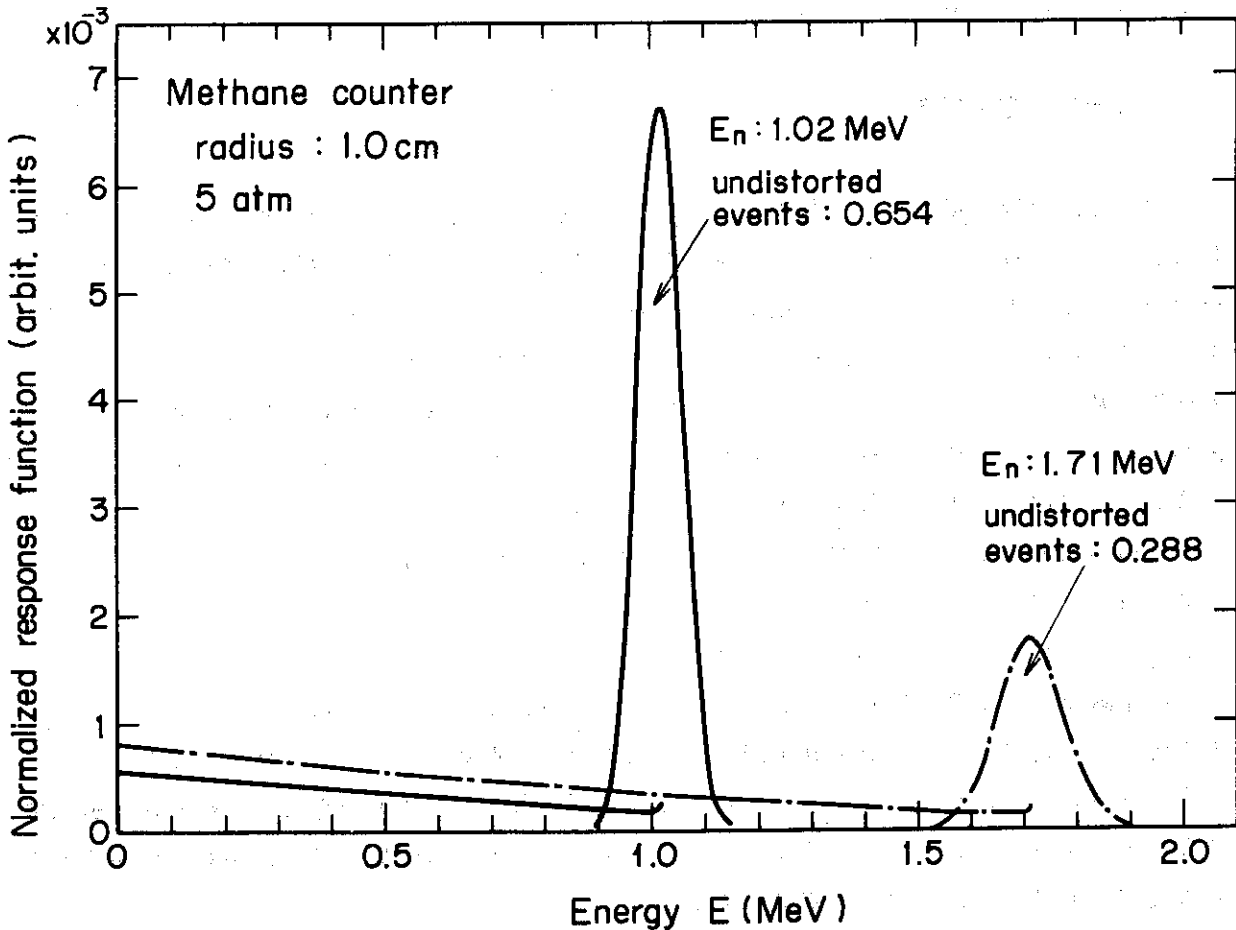


Fig. 5.6 Response functions by the calculation for the methane counter corresponding to $E_n = 1.02$ and 1.71 MeV

項は wall-and-end の乱れをうけない部分，第2項～第4項は乱れを受ける部分である。これら右辺の4項を計算プログラム・ルーチンにより計算した（応答関数計算プログラム RES-PONCE）。応答関数の計算はメタン計数管と水素計数管についてそれぞれの寸法とガス圧および陽子の Range-Energy データ²⁵⁾を用いて実行した。

Fig. 5.6 は陽子の単色エネルギー $E_n = 1.02 \text{ MeV}$ と $E_n = 1.71 \text{ MeV}$ に対するメタン計数管の応答の計算結果の例である。反跳陽子の応答の総数は1に規格化してある。図中の応答関数は wall-and-end の乱れを受けない部分 (undistorted part) をガウス関数に合せて9%の半値幅に広げてある。陽子の飛程は発生エネルギー E_n の増加につれ次第に長くなるが，1 MeV で飛程はおよそメタン計数管の1/2半径に達する。このとき乱れを受けない部分は総応答の65.4%であり残りの36%が wall-and-end で乱される。 E_n が1.5 MeV で飛程は計数管の半径長さに相当するが，このとき乱れを受けない部分は全応答の39%である。これ以上の E_n の増加に対して wall-and-end 効果は急激に増加する。

一方，Range-Energy 関係から見て，水素中の陽子の飛程はメタンのそれよりもはるかに長いので，水素計数管はより wall-and-end 効果が大きい。計算によると，飛程が半径長さに達する $E_n = 550 \text{ keV}$ の点で，乱れを受けない部分は総応答の55%であった。各々の計数管の応答関数 $C(E, E_n)$ は， E_n と E について等エネルギー間隔のメッシュ（メッシュ容量 200×200 点）で計算し，テーブルにして磁気テープに収納した。このデータは wall-and-end 効果の補正のときサブルーチンで使用する。

5.4 データの規格化

先に ^3He 反応およびガンマ誘起電子の補正を行った反跳陽子波高分布は Run No. の順に配列した一連のデータとして整理されている。これらのデータを互に関連させて結合するために，データを測定エネルギーが重なり合う区域で計数値に対して相対的に規格化する。Run No. の異なる波高分布は互にチャンネル当りのエネルギーが異なるので，データ間のつながりを行う前に分布のチャンネル尺度をエネルギー尺度に変換しておく。すなわち， j 番目の Run No. に属する i 番目のチャンネルに対応するエネルギー E_{ij} は

$$E_{ij} = A_j (i - 1) + F_j, \quad \begin{array}{l} i = 1, \dots, m, \\ j = 1, \dots, n. \end{array} \quad (6)$$

ここで， A_j はチャンネル当りのエネルギー， F_j はパルス・ジェネレータの信号によりチェックした MCA の zero cross energy， m と n はそれぞれチャンネルおよび Run No. の最終番号である。

データ規格化の一例を Fig. 5.7 に示す。低エネルギー側の分布は高エネルギー側の分布に対し，互の分布の形が比較的良く合う区間を選びその区間の積分計数値で規格化した。しかし，メタン・データと水素データのつながりについては，それぞれの計数管の wall-and-end 効果が異なるので，両分布の形状一致は保証されない。そのため，この間は各々のデータについて

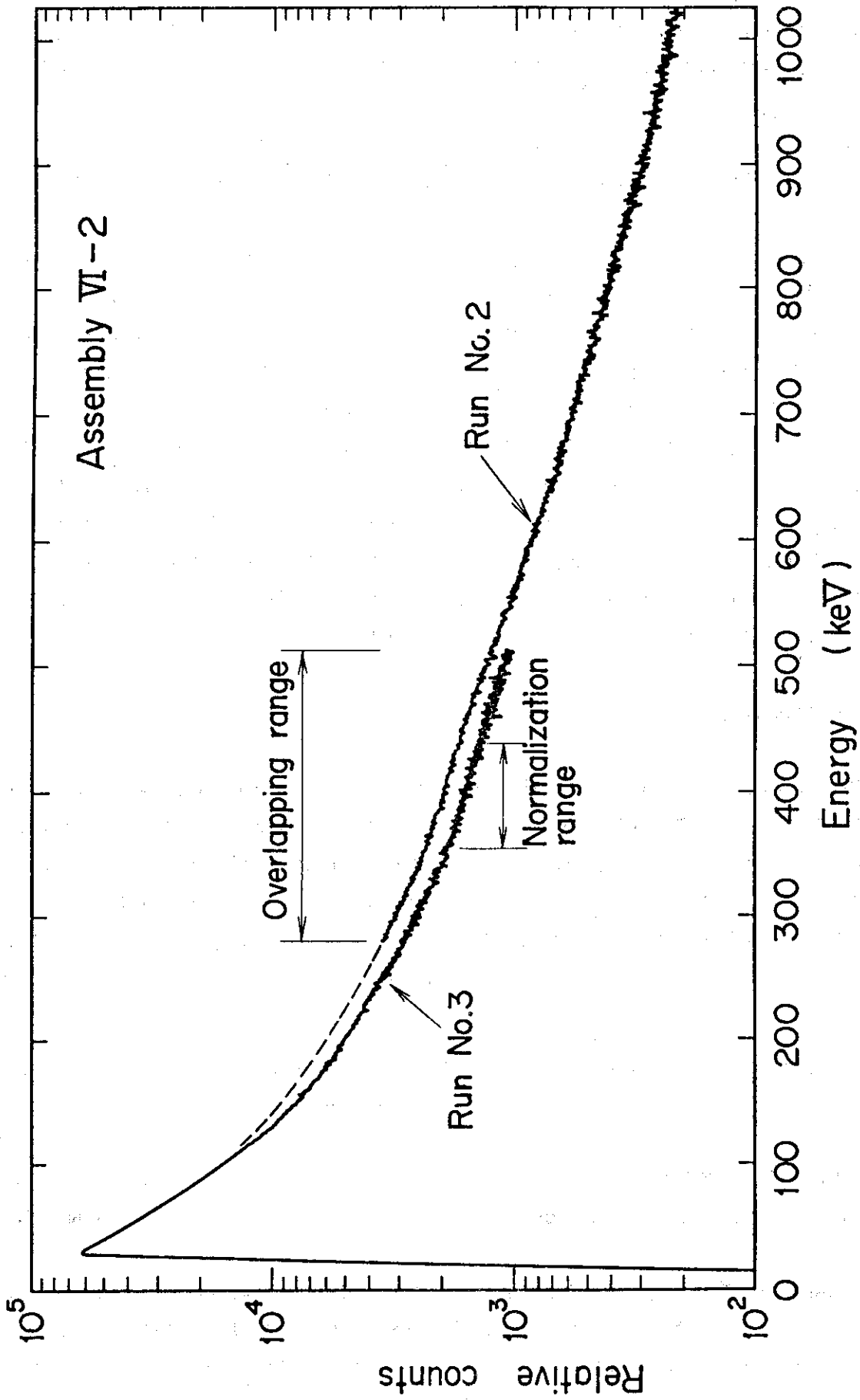


Fig. 5.7 Normalization of proton-recoil data for different runs

wall-and-end 補正を行った後に両分布を規格化した。測定チャンネル数は、分布のデータ間のつながりを精度よく行うため、データの勾配微分に要求される以上の数をとってあった。しかし、つながりの終わったデータはチャンネル(エネルギー)当りの計数の統計的なばらつきを少なくするため必要に応じてパンチングした。すなわち、エネルギー当りの計数値を等しい個数ずつ加算して新しい群に縮約している。パンチングを行った後のデータについて、縮約群あたりの計数値の統計誤差は0.4%~2%であった。

規格化した反跳陽子エネルギー分布は、二三の例外を除き重なり合う区間で1~3%の範囲で形が一致した。特に一次元測定によるメタン・データ間は精度よく結合されている。水素データの20 keV~35 keVの結合の様子をFig. 5.8に示す。水素データについては、波形弁別の低下と差引量の増加を伴う8 keV近辺でデータの結合に約5%の不確かさを生ずる。メタン・データと水素データの結合の様子をFig. 5.9に示す。二つの分布の結合のばらつきは約5%である。

5.5 wall-and-end 効果の補正

計数管内で発生した陽子の飛跡は、その管の有限寸法のために管壁や管端で中断されるので、ガス中で失われるべき陽子エネルギーは計数管の有感体積内に限定されてしまう。測定から得た反跳陽子エネルギー分布はこのwall-and-end 効果を含んでいるので、これを補正して理想的な無限媒質中の分布に変換しなくてはならない。ここでは、integral unfolding法を用いて測定分布の補正変換を行っている。この方法では積分型で表される変換式に対しエネルギーの上限を定めそれより順次低い方向に向けて補正を実行する。

先づ、5.3で述べた式(3)の右辺をwall-and-end 効果を受けない項と受ける項の二つに整理して表記すると

$$C(E, E_n) = C_o(E_n) \delta(E - E_n) + C_t(E, E_n) \quad (7)$$

ここで、 $C_o(E_n)$ は式(5)の第1項で $C_o(E_n) \equiv V_s F[R(E_n)]$ 、 $C_t(E, E_n)$ は同第2項~第4項の和である。

式(5)は次の条件を満足するよう規格化してある。

$$\int_0^{\infty} C(E, E_n) dE = 1 \quad (8)$$

測定から得られる反跳陽子エネルギー分布 $P_m(E)$ は次の式で表すことができる。

$$P_m(E) = \int_E^{\infty} P_c(E_n) C(E, E_n) dE_n \quad (9)$$

ここで、 $P_c(E_n)$ は理想的な反跳陽子エネルギー分布である。

式(7)を式(9)に代入すると関数の直交関係より次式が導かれる。

$$P_m(E) = C_o(E_n) P_c(E) + \int_E^{\infty} P_c(E_n) C_t(E, E_n) dE_n \quad (10)$$

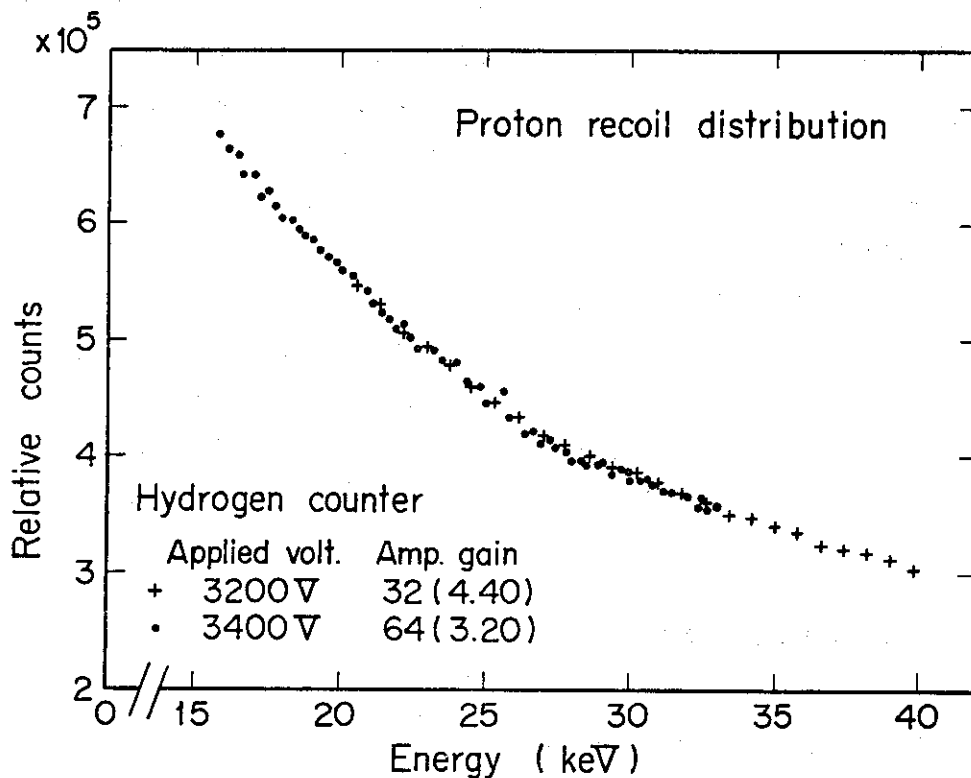


Fig. 5. 8 Proton-recoil distributions in the overlapping energy range 20 keV ~ 33 keV after subtraction of gamma-induced events (two-dimensional measurement)

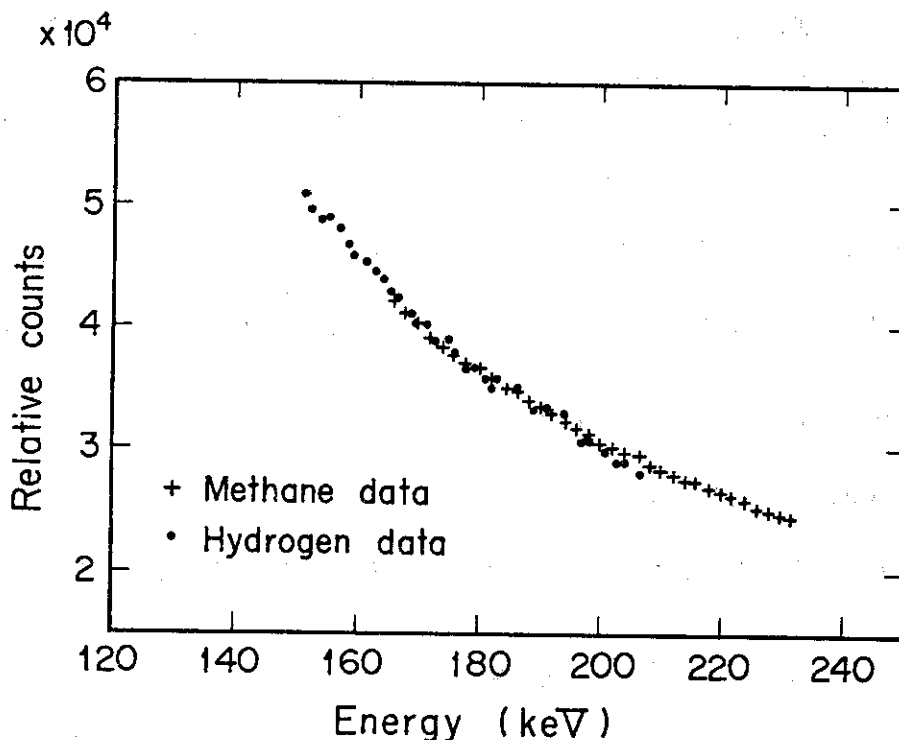


Fig. 5. 9 Proton-recoil distributions of hydrogen and methane cases in the overlapping energy range 165 keV~205 keV (one-dimensional measurement)

式(10)を書き直すと

$$P_c(E) = [P_m(E) - \int_E^{\infty} P_c(E_n) C_t(E, E_n) dE_n] / C_o(E_n) \quad (11)$$

となる。式(11)の右辺に含まれる積分項はwall-and-endの補正項であり積分はエネルギーE以上のみに関係するものである。従って式(11)により $P_m(E)$ に対するwall-and-end効果の補正ができる。

式(11)の計算は計算プログラム・ルーチンにより実行した。補正計算に必要なメタンおよび水素計数管の応答関数は E_n とEのそれぞれについて等エネルギー間隔で計算され、テーブル化してすでに磁気テープに収録してある。詳細群unfoldingを行うため、計算点の間に落ちる応答は応答関数内挿サブルーチンINTERPを用いて内挿法から求めている。積分unfoldingの手順に従い、wall-and-end効果の補正は反跳陽子分布の測定の上限に切断エネルギー点 E_c を設けてそれより下方に向けて行う。 E_c は2 MeVに設定した。この場合 E_c 以上にある中性子から発生する反跳陽子が E_c 以下に落ちる効果(down scattering)を考慮

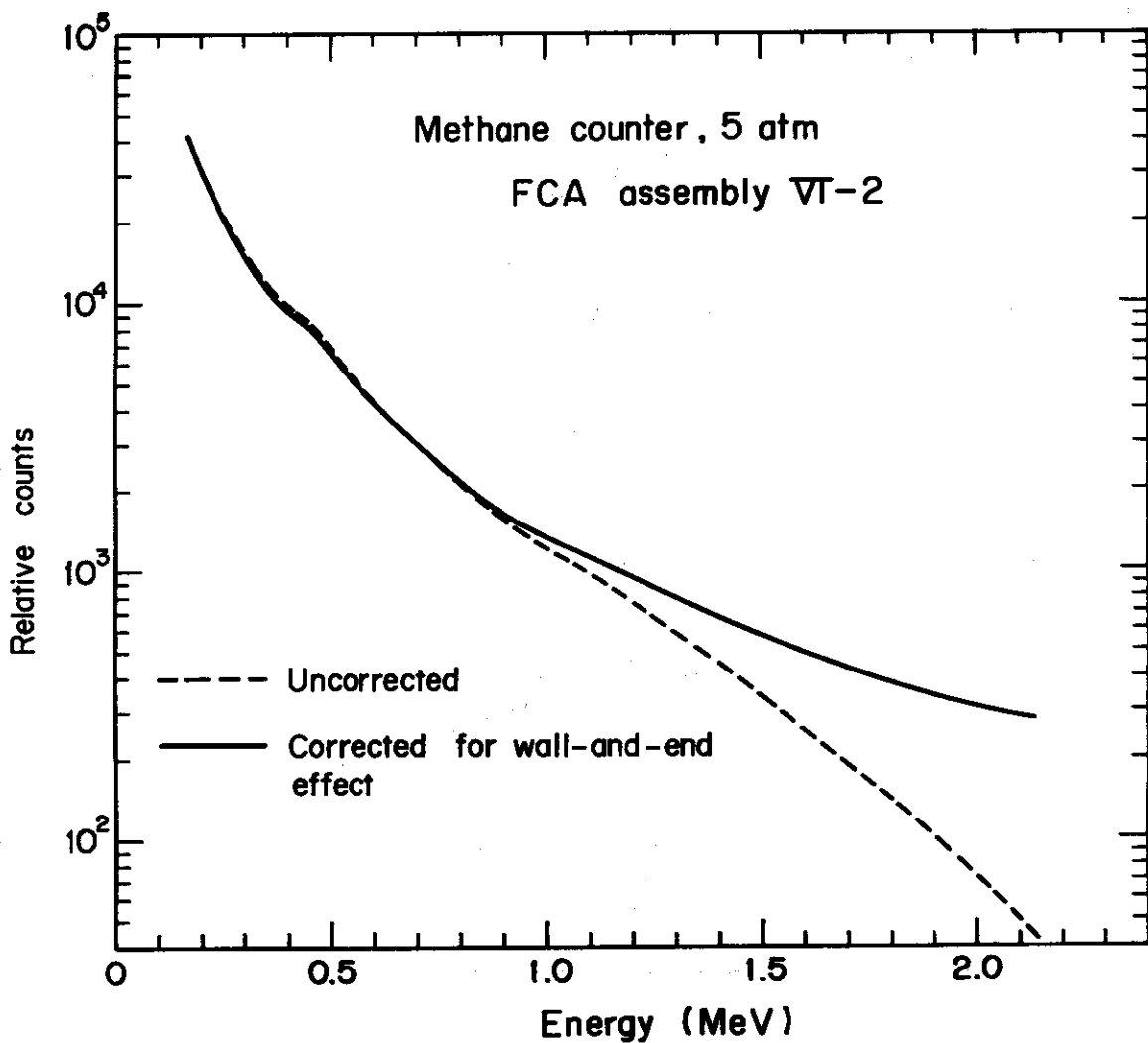


Fig. 5.10 wall-and-end effect corrections of the proton recoil distribution measured with methane counter

しなければならないが、これは計算した中性子スペクトルを使って補正した。すなわち、2 MeV 以上の中性子スペクトルの形を詳細群計算による基本モード・スペクトルであると仮定し、このスペクトルを積分により逆に反跳陽子分布に変換して2 MeV 以上のデータとした。計算した反跳陽子分布は1.5 MeV から2.0 MeV の間で測定反跳陽子分布に規格化した。

メタン計数管で測定した反跳陽子エネルギー分布の wall-and-end 効果の補正の結果を Fig. 5.10 に示す。補正量は1 MeV 以下のメタン測定範囲で10%~3%であった。補正量は1 MeV を越えると急速に増加する。補正前と後の反跳陽子分布の勾配の相違は1 MeV を越えると次第に大きくなるが、中性子スペクトルの補正量に最終的に結びつくのはこの勾配の差違であるから、この差違には注意を払わねばならない。一方、水素計数管の場合は、200 keV以下の使用範囲で wall-and-end 効果の補正はさほど大きくなり、補正量は5%~2%であった。

5.6 勾配微分による中性子スペクトルの導出

計数管に中性子束が入射したとき、管内の単位体積あたり発生する理想的な反跳陽子エネルギー分布 $P_c(E)$ は次の式で与えられる。

$$P_c(E) = NT \int_E^{\infty} \phi(E') \sigma(E') dE' / E' \tag{12}$$

ここで、NT は単位体積あたりの水素原子数と積算計測時間の積、 $\phi(E')$ は単位エネルギーあたりの中性子束、 $\sigma(E')$ は n, p 散乱の断面積を表す。

式(12)を書換えると

$$\phi(E) = - \frac{1}{NT} \frac{E}{\sigma(E)} \frac{dP_c(E)}{dE} \tag{13}$$

となる。式(13)は中性子スペクトルが、反跳陽子エネルギー分布のエネルギーに関する微分に比

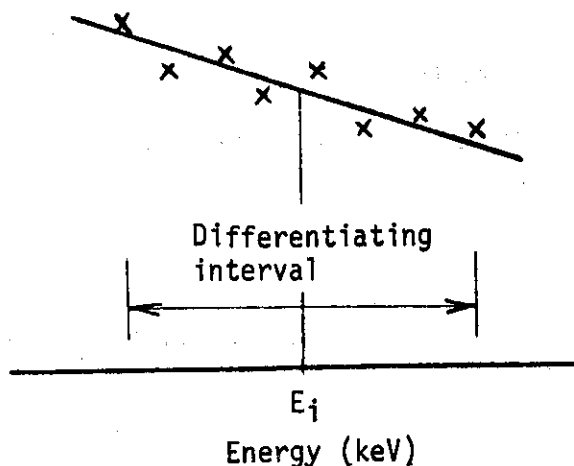


Fig. 5.11 Slope-taking for differentiation

例することを示している。

$P_c(E)$ の微分は点Eをもとに小微分区間をとり、その区間内にある反跳陽子データにたいし最小自乗法による直線近似の勾配を求める方法で行った。

Fig. 5.11 は勾配を求める場合の説明図である。 E_i は微分値を求める i 番目のエネルギー一点を表す。多群近似計算の中性子束と比較する上で、測定中性子束は最終的に単位レサジーあたりの中性子束 $\phi(u)$ の形に変換して導出するのが便利である。このため、微分点 E_i はあらかじめ等レサジー間隔で求めておく。

$$E_i = E_{i-1} / e^{\Delta u}, \Delta u \equiv u_i - u_{i-1}, \quad (14)$$

$$i = 2, 3, \dots, n$$

ここで u_i はエネルギー E_i に対応するレサジー、 E_1 は測定値のエネルギー上限より始める最初の微分点のエネルギーである。エネルギー尺度は $\Delta u = 0.02$ の等レサジーで間隔をとった。これは1デカードあたり115群の数にあたる。

勾配を求める微分区間の幅のとり方は測定のエネルギー分解能と計数の統計的なばらつきに関連する。ここで、微分区間はエネルギー分解能幅と等しくなるように定める。従って区間幅は實際上、エネルギーが下るにつれて相対的に広がる。分解能幅は2.4で述べた式(2)を使って $R_1(E)$ と E の積として求めた。もし、微分区間幅を分解能幅より極端にかけ離れて広くとるか、又はせまくとると導出する中性子スペクトルは乱れる。許容できる微分区間は分解能幅の3倍位までである。一方、微分区間がせまく、勾配をとる測定点が4点以下になると再び中性子スペクトルの形は乱される。

以上の定った区間のデータに対して最小自乗法を適用してみる。今、エネルギー E_i 点の反跳陽子データを P_i 区間内に入る P_i の個数を N とすると勾配の最確値 a は直線近似の最小条件から容易に導くことが出来る²⁹⁾。

$$a = \frac{N \sum_1 P_i E_i - \sum_1 P_i \sum_1 E_i}{N \sum_1 E_i^2 - (\sum_1 E_i)^2} \quad (15)$$

$$i = 1, 2, \dots, N$$

このとき、勾配 a の誤差は誤差の伝播則より $a(P_1, P_2, \dots, P_N)$ として

$$\Delta a = \left[\sum_1 \left(\frac{\partial a}{\partial P_i} \right)^2 (\delta P_i)^2 \right]^{1/2} \quad (16)$$

で表せる。式(15)と(16)を使うと

$$\Delta a = \left[\frac{1}{A} \sum_i \{ N^2 E_i^2 - 2 N E_i \sum_i E_i + (\sum_i E_i)^2 \} (\delta P_i)^2 \right]^{1/2} \quad (17)$$

が導き出せる。ここで、勾配のもつ誤差は観測反跳陽子の計数の標準偏差がデータ処理，すなわちエネルギー規格化，データ・バンチング，wall-and-end 効果の補正などに伴って伝播するものと考えると，

$$\delta P_i \approx \sqrt{\frac{P_i C_j A_j}{C_j A_j}} \left(\frac{P_i}{P_i^*} \right) \quad (18)$$

である。ここで C_j 、 A_j はそれぞれ Run No j のデータ規格化定数およびチャンネル当りのエネルギー (keV/channel) である。 P_i^* を wall-and-end 効果を補正していない反跳陽子データとし，補正を行った P_i と区別する。従って，比 P_i/P_i^* は補正前後の i 群の反跳陽子データの倍率を意味し，バンチング区間で一定であるとして扱っている。

中性子束は式(13)の $dP_c(E)/dE$ を勾配 $a(E)$ で置換えて得られる。エネルギー単位の中性子束は $\phi(u) = E \phi(E)$ の関係式を使ってただちに単位レサジーあたりの中性子束に変換した。導出点 E_i における中性子束の統計誤差は勾配誤差 Δa をもとにして見積った。測定した中性子スペクトルには，計数管のガス中にある炭素の原子がやはり高速中性子に反跳されて生ずる電離が含まれており，これは反跳陽子の電離と区別されていない。この重原子核反跳の効果は普通あまり大きくないと考えられる。導出した中性子束にたいして最後にこの炭素反跳の補正を行う。補正は炭素反跳により生ずるスペクトルを式(13)の形で表現し，測定スペクトルから差引く解析的な補正法³⁾で行った。結果の補正量は無視できる程小さかった。

各々の導出点の中性子束の統計誤差は 5 keV ~ 2 MeV の範囲で $\pm 5\%$ かそれ以下であった。また 2.5 keV ~ 5 keV の間でそれは $\pm 7\%$ 以下である。ここで高エネルギー側と低エネルギー側の中性子束の統計誤差を増加させる要因として，それぞれ wall-and-end 効果の補正とガンマ線誘起電子の差引補正があげられる。中性子スペクトルにたいする wall-and-end 効果の補正量は最終的に，1 MeV 以下で $10\% \sim 2\%$ であった。1 MeV 以上で補正量は急速に増大する。1 MeV から 2 MeV までの補正量は 20% 以内であった。低エネルギー側の中性子束の統計誤差はガンマ線誘起電子の差引補正量の増える 15 keV 以下で次第に増大する。

データの規格化は高エネルギー測定データのについては比較的精度がよい。しかし，異った計数管のデータの規格化では中性子スペクトルに部分的に $\sim 3\%$ の乱れを生じる。低エネルギー測定についても，同様にデータの規格化により中性子スペクトルは部分的に $2 \sim 3\%$ 乱される。最終的な中性子束の誤差は統計誤差とこれらの規格化の誤差を結びつけて見積った。低エネルギー側では，ガンマ線誘起電子の差引の不確かさからくる誤差が，補正量の増える 5 keV 以下で大きくなると考えられる。しかし，この誤差を評価することは非常に難しいので見積っていない。低エネルギー測定で生じる他の問題点として，水素中のイオン対あたりのエネルギー

ギー損失 W が10 keV以下ではエネルギーの減少にともない変化すると考えられる点がある³⁰⁾
³¹⁾。ここでのデータ解析は W が定数であると仮定している。従って導出した中性子スペクトルは W 値の不確かさを含んでいると思われる。なお W 値については、参考となる測定値があるが¹⁶⁾5 keV以下でその測定誤差はかなり大きいようである。

6. 測定結果と検討

測定した中性子スペクトルはプログラム SP-2000 と詳細群断面積ライブラリー AGRI / 2 を用いて計算した結果と比較している。SP-2000 は衝突確率法により 1950 群の基本モード中性子スペクトル ($\Delta u = 0.0083$) を計算するもので DOYC システムの中で使用される。反跳陽子計数管法では、測定中性子スペクトルが細かいレサジー幅 ($\Delta u = 0.02$) で得られる。従って炉心組成による測定スペクトルの微細変化を観察する上で、詳細群計算スペクトルとの比較は非常に有役である。

集合体 VI-2 の SP-2000 均質計算の結果を Fig. 6.1 に示す。測定中性子スペクトルの各点は分解能の広がりをもつので、比較のさい計算スペクトルはエネルギー分解能を参考にして正規ガウス分布関数に合せ 9% 半値幅で広げた。測定は信号のパイル・アップを防ぐ目的で通常臨界以下の運転で行われる。従って、厳密には測定スペクトルと基本モード計算値との比較はできないが、実際の体系は $k_{eff} \approx 0.96$ であるのでその違いは小さいと考えられる。集合体 VI-2 の炉心中心の測定中性子スペクトルと計算スペクトル (broadened spectrum) の比較を Fig. 6.2 に示す。計算値は測定エネルギー区間に合せて計算スペクトルを積分した値が、同じ区間の測定スペクトルの積分値と等しくなるように規格化した。Fig. 6.3 は異った Run No に属する中性子スペクトルの重なりの様子を示す例である。

各々の導出点で見積った中性子束の誤差は 1 MeV ~ 2 MeV で $\pm 4\%$ 、60 keV ~ 1 MeV で $\pm 3\%$ 、15 keV ~ 60 keV で $\pm 4\%$ 、5 keV ~ 15 keV で $\pm 6\%$ であった。5 keV 以下では、中性子束はガンマ線弁別の不確かさによる誤差が大きくなると考えられる。エネルギー分解能は 5 keV ~ 2 MeV の間で 10% ~ 8% (FWHM) であった。5 keV 以下で、分解能は電離の統計的なばらつきにより急速に悪化する。

測定スペクトルは炉心組成物質の種々の共鳴散乱により局所的に低下している。代表的な共鳴レベルは 430 keV と 1 MeV の酸素、51 keV のクローム、29 keV の鉄および 2.9 keV のナトリウムである。測定と計算のスペクトルは部分的に 29 keV の鉄共鳴と 430 keV の酸素共鳴の附近で不一致が目立つが、それ以外は 5 keV から 1 MeV の間で良く一致している。ナトリウムの共鳴附近はガンマ線差引きと分解能の広がりが増える領域であるが、ここでは測定と計算のスペクトルの一致は良くない。

集合体 V-2 の測定と計算の中性子スペクトルの比較を Fig. 6.4 に示す。V-2 の場合は初期に設計した波形弁別回路を使用しているので低エネルギー側のスペクトルの信頼性が良くない。V-2 のスペクトルのデータは比較のさい 20 keV 以下を除外した。V-2 炉心は VI-2 炉心と比べると小型炉心に属するので、スペクトルの形は 100 keV 以下での落込みが比較的急になっているが、その炉心組成は VI-2 と大きな違いはないので、スペクトルの共鳴の微細変化は VI-2 炉心の場合とよく似ている。

二つの集合体のスペクトルを観察すると、430 keV の共鳴の近辺で測定スペクトルと計算スペクトルの形の相違が目立つ。この範囲の測定はメタン計数管による次元測定領域に属

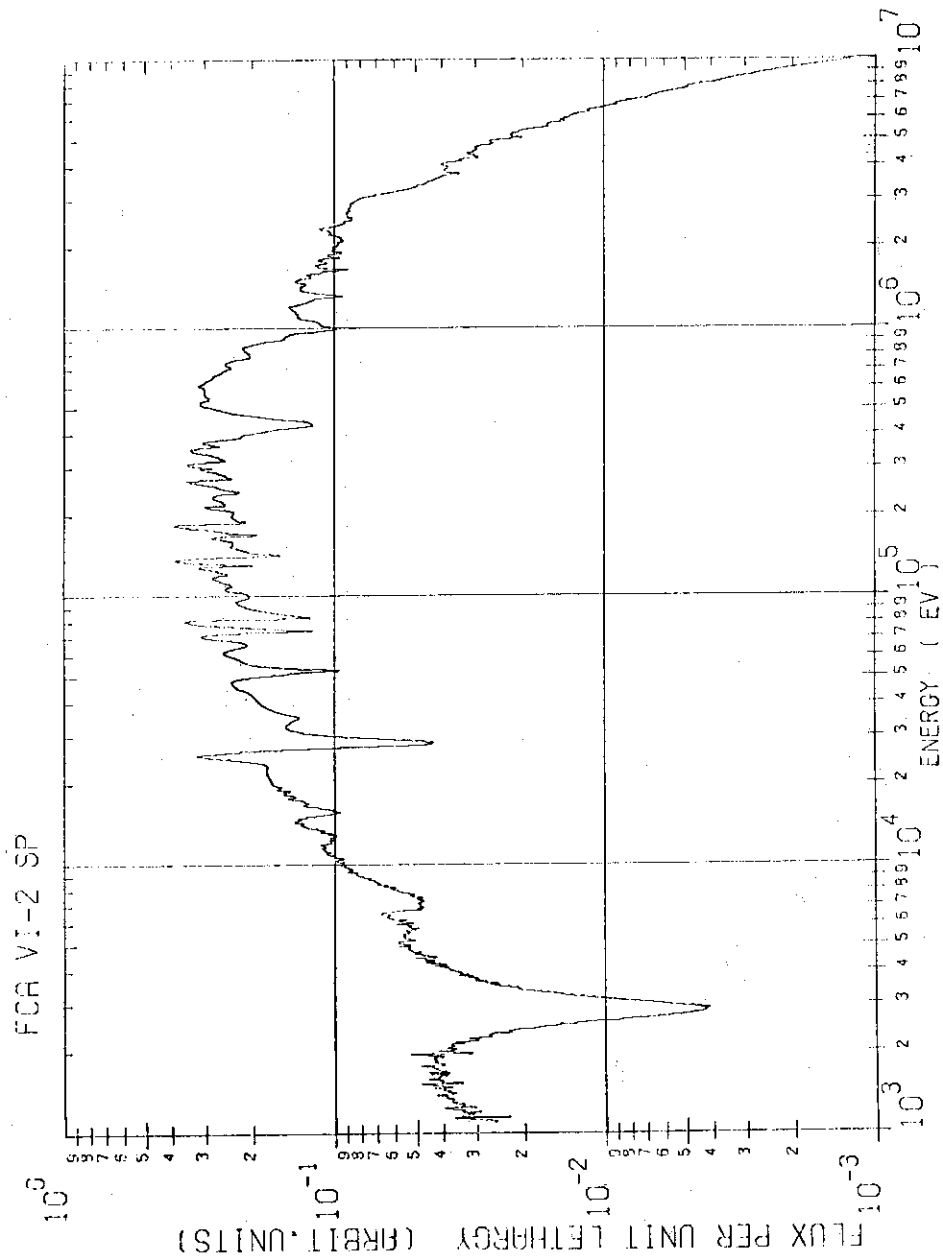


Fig. 6.1 Calculated neutron spectrum in a core of FCA Assembly VI-2 by sp-2000

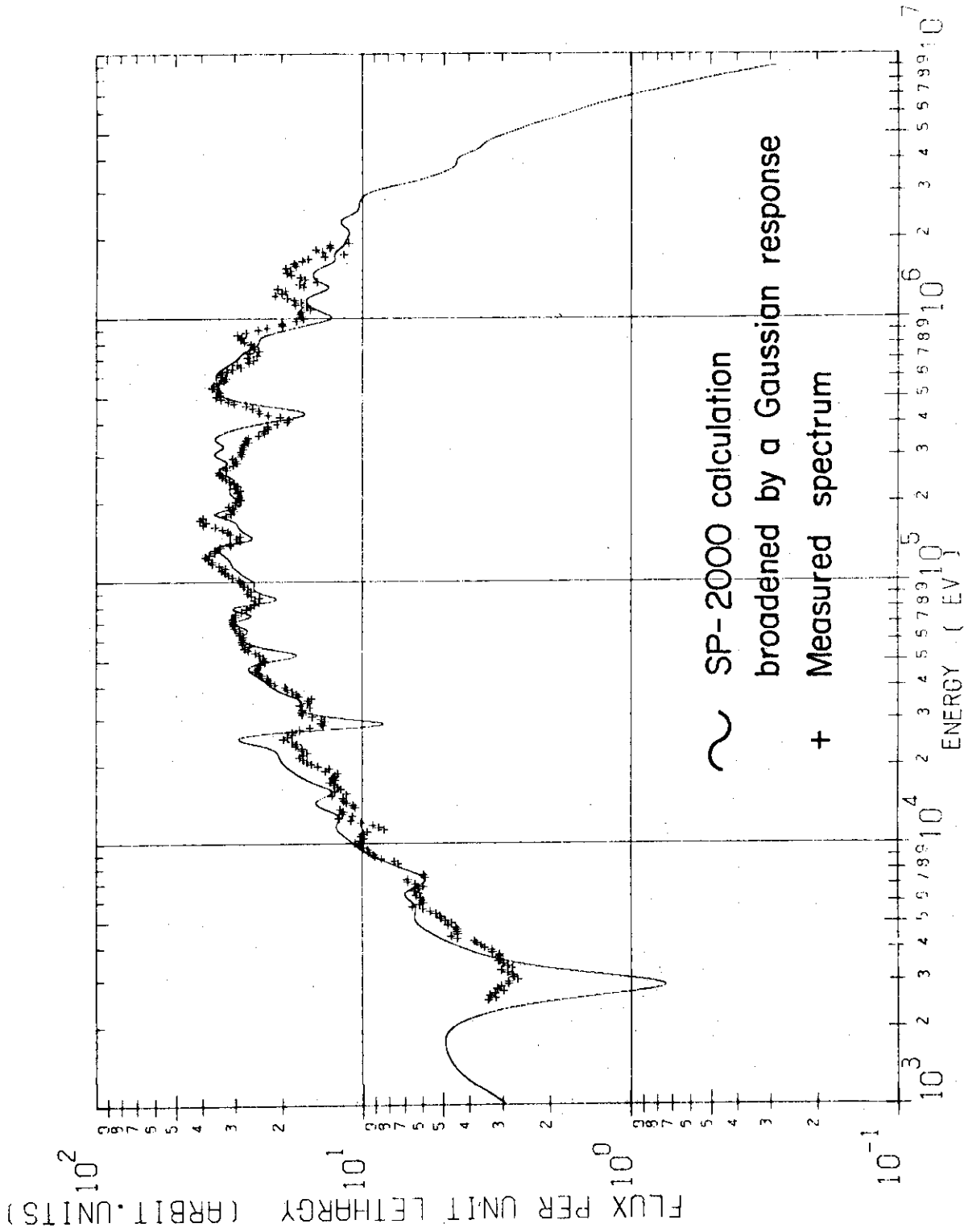


Fig. 6.2 Comparison of measured and calculated neutron spectra of FCA Assembly VI-2

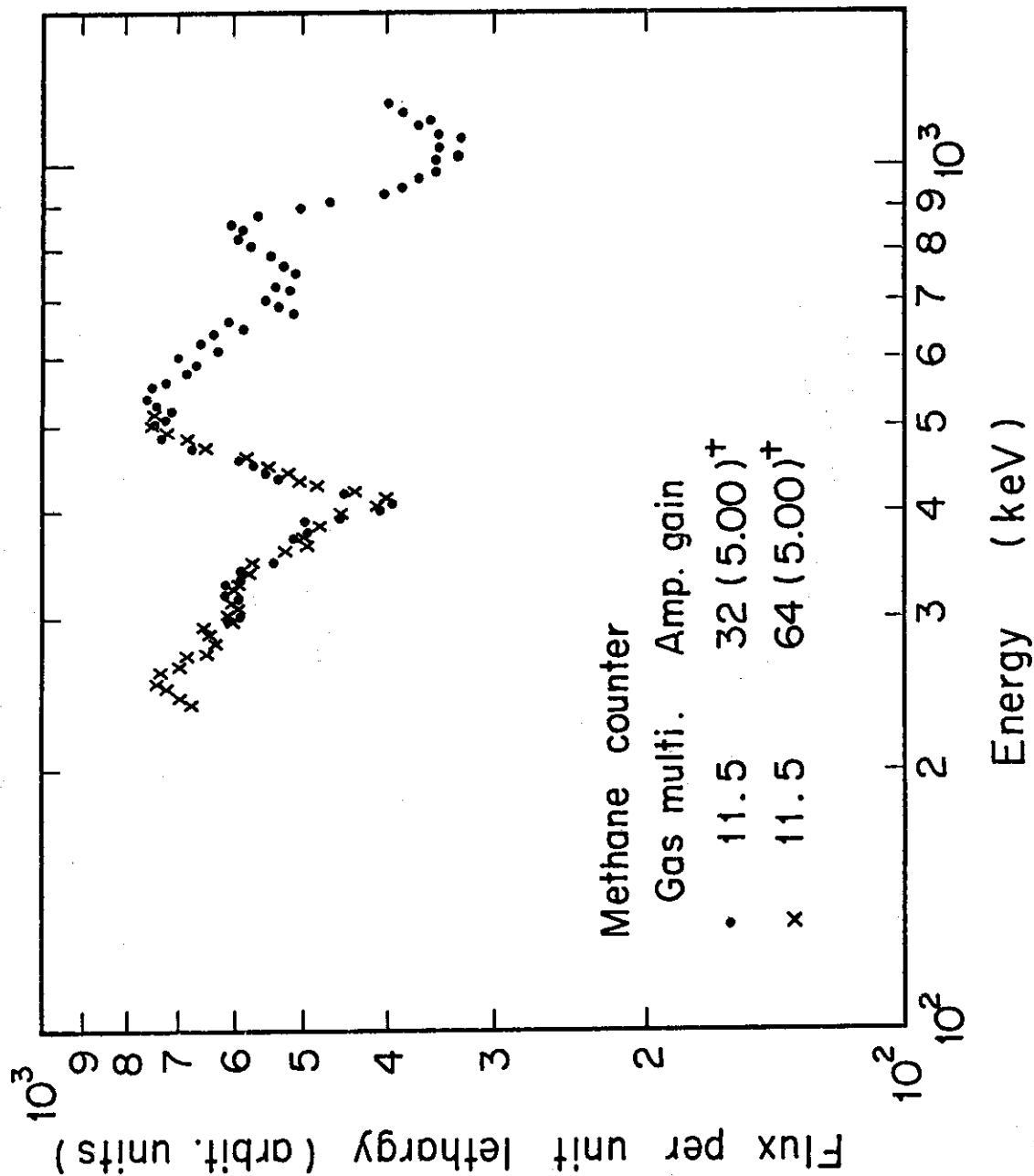


Fig. 6. 3 Neutron spectra in the overlapping energy range 300keV~510 keV of Assembly VI-2 measurement

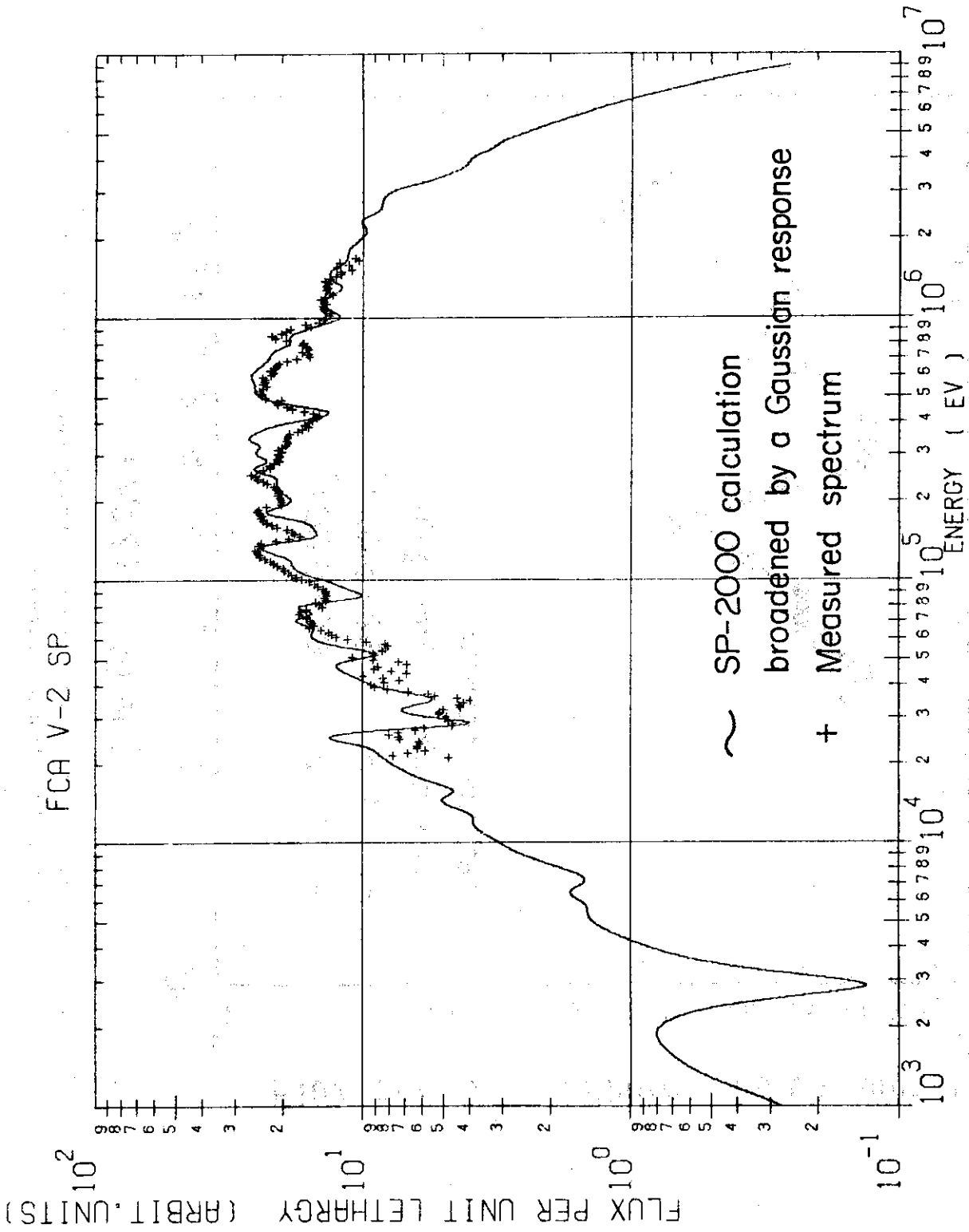


Fig. 6.4 Comparison of the measured neutron spectrum with multigroup calculation in FCA assembly V-2

するが、測定は精度よく行われている。またエネルギー尺度にも大きな非直線性は現れていない。現在のところ、この場所で局所的にスペクトルを大きく乱す原因は実験からは見出されていない。この差異は異った実験体系による他の測定例にも見られているが⁴⁾、この点に関してはさらに実験面と計算面からの究明が必要であろう。一方、29 keV共鳴附近でも測定値と計算値の相違が指摘できる。この測定範囲では、測定値にガンマ線弁別による幾らかの不確かさを含んでいる。また、實際上、解析時にデータの勾配として現れる分解能の広りは予想より大きいかも知れない。29 keV附近の測定値と解析値との不一致は他の文献にも報告があるが¹⁰⁾、この点については計算に使用した核データの不確かさも疑ってみなければならないであろう。低エネルギー測定では5 keV以下の測定値の精度があまり良くない。測定スペクトルはナトリウム共鳴の附近で大きな不確かさをもっていると考えられる。この不確かさの主なものは、低エネルギー側のガンマ線波形弁別の低下とそれに伴うガンマ線誘起成分の差引補正量の増加、分解能の悪化、エネルギー尺度校正の誤差、W値の評価の不確かさ、などから生ずる。

波形弁別装置の今後の改良すべき点に前置増幅器の雑音レベルと立上り特性の改善、オーバーロード特性の改良などがある。ファスト・アンプのクリッピング特性、同アンプとファスト・ストレッチャーの小入力に対する直線性の向上も演算結果に関係するので弁別の改善につながる。測定データにたいしては、低エネルギー側で特にガンマ線誘起成分の差引きに注意を払わなければならない。ガス増幅度は最高886の使用にとどめたが、さらに高い値の使用で測定の下限を伸ばすことも検討する価値がある。これらの改善により、低エネルギー範囲のより精度のよい測定が期待できる。

7. 結 論

反跳陽子計数管法によりFCAの二つの集合体の中性子スペクトルを測定し、詳細群計算の結果と比較した。合せて測定精度の基となる個々の技術とデータ処理の方法を明らかにし検討を加えた。

炉内測定用の計数管は使用上、高い分解能を有すると共に小型で絶縁耐力がすぐれていることが要求される。使用した計数管はいずれも磁器製金属被膜型フィールド・チューブを設けることによりこれらの要求を十分に満した。また充填用メタンの純化は計数管の分解能を改善する上で非常に有効であった。純化の結果からみて、5気圧のガス充填計数管が使用範囲内で少くとも10%以下(FWHM)の分解能を保持するためには、ガス中の酸素濃度0.1 ppm, vol.以下、水分の露点 -70°C 以上が必要であることが明らかである。

一次元測定範囲はメタン、水素両計数管の使用を含めて約60 keVから2 MeVまで行った。この範囲は簡単な測定技術とあまり高くないガス増幅度が使用できるので、測定は比較的容易である。測定精度(1 MeV以下)と分解能はこの範囲で良好であった。しかし、メタン・データと水素データのつながりの不確かさから、測定中性子スペクトルは200 keV近辺で部分的に3%の変化を生じているので、異った計数管によるデータ間のつながりは注意を要する。中性子スペクトルにたいするwall-and-end効果の補正量は1 MeV以上で急速に増加し10%を越える。

ガンマ線弁別を用いる2次元測定は、2.5 keVから約60 keVまでの水素計数管測定で行った。測定の、特に低エネルギー側の誤差は計数管の高ガス増幅度動作および増幅器の高利得、ガンマ線弁別の低下、分解能の悪化などにより増加する。測定に関して、特にこれらの条件がきびしくなるのは5 keV以下のエネルギー範囲においてであった。

測定中性子スペクトルの誤差は5 keV \sim 15 keVの範囲で $\pm 6\%$ 、15 keV \sim 60 keVで $\pm 4\%$ 、60 keV \sim 1 MeVで $\pm 3\%$ かそれ以下、1 MeV \sim 2 MeVで $\pm 4\%$ である。5 keV以下ではガンマ線弁別の不確かさ、用いたW値などによる系統的な誤差が多いと考えられる。測定のエネルギー分解能は5 keV \sim 2 MeVの間で10% \sim 8%(FWHM)であった。5 keV以下で分解能は急速に悪化する。

測定と計算の中性子スペクトルは5 keVから1 MeVの間で酸素と鉄の大きな共鳴附近以外でよく一致している。酸素と鉄の共鳴附近の不一致の傾向は二つの炉心の測定で系統的に現れているので、測定、計算ともにさらに検討が必要である。

謝 辞

本実験を遂行するにあたり種々の御協力をいただいた高速炉物理研究室の白方敬章氏，東京工業大学原子炉工学研究所の一守俊寛氏およびFCA管理機関の諸氏に感謝の意を表します。報告をまとめるにあたり御支援をいただいた高速炉物理研究室長黒井英雄氏に深く感謝いたします。

参 考 文 献

- 1) Bennett, E.F.: Fast Neutron Spectroscopy by Proton-Recoil Proportional Counting, Nucl. Sci. Eng., 27, 16-27 (1967).
- 2) Bennett, E.F.: Neutron Spectrum Measurement in a Fast Critical Assembly, Nucl. Sci. Eng., 27, 28-33 (1967).
- 3) Bennett, E.F., Gold, R., Olson, I.K.: Analysis and Reduction of Proton-Recoil Data, ANL-7394 (1968).
- 4) Yule, T.J. and Bennett, E.F.: Measured Neutron Spectra in a Number of Uranium and Plutonium-Fueled Reactor Assemblies, Nucl. Sci. Eng., 46, 236-243 (1971).
- 5) Powell, J.E., Trans. Am. Nucl. Soc., 12, 712 (1969).
- 6) Malaviya, B.K. and Verbinski, V.V.: Fast Reactor Spectrum measurement and their Interpretation, IAEA-138 (1971).
- 7) Vosburgh, R.O., et al.: ANL-7710, II-9, 100 (1971).
- 8) Simons, G.G.: ibid., II-18, 157 (1971).
- 9) Verbinski, V.V., Young, J.C., Neill, J.M.: Comparison of Proton-Recoil and Time-of-Flight Neutron Spectral Measurements with Transport Calculations in Two Uranium-235-Fueled Fast Subcritical Reactors, Nucl. Sci. Eng., 52, 330-342 (1973).
- 10) Broomfield, A.M., Carter, M.D.: Proton Recoil Counter Spectrum Measurements in ZEBRA Assembly 8, AEEW-R721 (1976).
- 11) 飯島 勉, 弘田実弥, 溝尾宣辰, 他: FCA VI-2 集合体の臨界実験 (FCAによる高速原型炉模擬実験研究報告), JAERI-M 7888 (1978).
- 12) 飯島 勉, 向山武彦, 溝尾宣辰, 他: FCA V-2 集合体の臨界量と特性試験 (FCAによる高速実験炉模擬実験研究報告), JAERI-M 7887 (1978).
- 13) Bennett, E.F., Yule, T.J.: Techniques and Analyses of Fast Reactor Neutron Spectroscopy with Proton-Recoil Proportional Counters, ANL-7763 (1971).
- 14) Broomfield, A.M. and Carter, M.D.: Proton Recoil Counter Techniques in ZEBRA, AEEW-M905 (1969).
- 15) Larson, J.M. and Simons, G.G.: Applied Neutron Spectroscopy using Proton Recoil Proportional Counters, ANL-7862 (1974).
- 16) Verbinski, V.V. and Giovannini, R.: Proportional Counter Characteristics, and Applications to Reactor Neutron Spectrometry, Nucl. Instr. Methods, 114, 205-231 (1974).

- 17) Ichimori, T., Obu, M., Shirakata, K.: A High-Resolution Cylindrical Proportional Counter for Neutron-Spectrum Measurements in a Fast Critical Assembly, Nucl. Instr. Methods, 127, 571-577 (1975).
- 18) Snidow, N.L. and Warren, H.D.: Wall Effect Corrections in Proportional Counter Spectrometer, Nucl. Instr. Methods, 51, 109-116 (1967).
- 19) Snidow, N.L. and Warren, H.D.: Wall-effect Corrections in Proportional Counter Spectrometers, ANL-7320, P. 490~P. 500 (1966).
- 20) Kuroi, H. and Tone, T.: SP-2000: Program for Calculating Fine Group Neutron Spectrum in Multi-region Cell and Effective Broad Group Constants, JAERI 1240 (1976).
- 21) Kuroi, H. and Tone, T.: Cross Section Data and Specifications of AGLI /0 for Fast Reactor Analysis (Adjusted Group Library by Integral Data), JAERI 1230 (1973).
- 22) Kuroi, H., Mitani, H., Koyama, K., et al.: Adjusted Cross Section Library AGLI and Reliability of Analysis of Integral Data, Inter-Sym. on Phys. of Fast Reactors, vol. 3, A33, PP. 1188-1206, Tokyo (1973).
- 23) 大部 誠, 一守俊寛, 白方敬章: フィールド・チューブを設けた反跳陽子比例計数管の特性, JAERI-M 5466 (1973).
- 24) Cockroft, A.L. and Curran, S.C.: The Elimination of the End Effects in Counters, Rev. Sci. Instrum., 22-1, PP. 37 (1951).
- 25) Parker, J.B., White, P.H., Webster, R.J.: The Interpretation of Recoil Proton Spectra, Nucl. Instrum. Methods, 23, 61-68 (1963).
- 26) Hanna, G.C., Kirkwood, D.H.W., Pontecorvo, B.: High Multiplication Proportional Counters for Energy Measurements, Phys. Rev. 75, P. 985 (1949).
- 27) Diethorn, W.: A Methane Proportional Counter System for Natural Radiocarbon Measurements, NYO-6628 (1956).
- 28) 大部 誠, 一守俊寛, 白方敬章他: プロトンリコイル カウンター用 γ 線波形弁別系の検討, JAERI-memo 3561 (公開) (1969).
- 29) 宮本正太郎: 誤差論及計算法, 恒星社厚生閣版 (東京) (1955).
- 30) Bennett, E.F.: Low Energy Limitations on Proton-Recoil Spectroscopy through the Energy Dependence of W, Trans. American Nucl. Soc., 13, 1, 269 (1970).
- 31) Werle, M., Fieg, G., Seufert, H., Stegemann, D.: Investigation of the Specific Energy Loss of Protons in Hydrogen above 1 keV, with regard to Neutron Spectroscopy, Nucl. Instr. Methods, 72, 111 (1969).