

JAERI-M

6492

ダブルシンチレータ高速中性子スペクトロ
メータの開発

1976年3月

白方敬章・趙満^{*}・飯島勉

日本原子力研究所
Japan Atomic Energy Research Institute

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.

ダブルシンチレータ高速中性子スペクトロメータの開発

日本原子力研究所 東海研究所 原子炉工学部

白方敬章・趙 満*・飯島 勉

(1976年2月20日 受理)

ダブルシンチレータ・スペクトロメータは、体系より引出した中性子ビームを1st シンチレータで散乱させ、2nd シンチレータとの間の飛行時間の測定により入射中性子のエネルギー・スペクトルを求めるもので、本質的に微分測定法であり複雑なunfoldingを必要としない長所がある。この長所に着目してFCA炉心その他の高速体系の中性子スペクトル測定に適用するために本スペクトロメータの開発を行なった。実際のスペクトル測定に適用した結果、数100KeV以上のエネルギー領域において他の方法とくらべて優れた測定法であることが明らかになった。

本報告書では本スペクトロメータの構成と特性、実際への適用例、測定データの解析等について詳細な検討と解説がなされている。

* 韓国原子力研究所

Development of a Double Scintillator Fast Neutron Spectrometer

Keisho SHIRAKATA, Mann CHO*, Tsutomu IIJIMA

Div. of Reactor Engineering, Tokai, JAERI

(Received February 20, 1976)

A double scintillator fast neutron spectrometer based on the time-of-flight measurement between two plastic scintillators has been developed for spectrum measurement in FCA cores and other fast systems. Neutrons extracted from a fast system are scattered by the 1st scintillator and the 2nd scintillator detects the scattered neutrons. By measuring the time-of-flight between the two scintillators, the neutron spectrum is determined. The method is essentially differential, and a complicated unfolding process is not required. The results of its application indicate excellence of the method over other methods in the energy range above several hundreds KeV.

Design and characteristics of the spectrometer, application, analysis of the measured data are described in detail.

* Korea Atomic Energy Research Institute

目 次

1. 緒 論	1
2. 測定系の概要	2
3. スペクトロメータの特性	10
3.1 エネルギー分解能	10
3.2 検出効率	22
3.2.1 効率に対するディスクリ・レベルの効き方	22
3.2.2 Cf-252核分裂中性子による効率校正	30
3.2.3 ヴァン・デ・グラフの単色中性子による効率校正	39
4. 体系のスペクトル測定	42
4.1 FCAVI-2集合体炉心スペクトルの測定	42
4.1.1 体系と検出器の配置	42
4.1.2 幾何学的検出効率	44
4.1.3 1st系のディスクリ・レベルによる飛行時間分布の違い	46
4.1.4 2nd系のディスクリ・レベルによる飛行時間分布の違い	50
4.1.5 1stシンチの厚さによる飛行時間分布の違い	53
4.1.6 飛行時間分布におけるバックグラウンド・カウント	56
4.1.7 バックグラウンド・カウント分布の測定	60
4.1.8 ランダム・チェック	61
4.1.9 タイム・スケールの校正	62
4.2 天然ウラン体系の固有スペクトルの測定	64
4.2.1 体系と検出器の配置	64
4.2.2 飛行時間分布の測定	65
5. 測定データ解析とその結果	70
5.1 測定データの解析法	70
5.2 測定結果	76
5.3 計算結果並びに他の測定法による結果との比較	78
6. ま と め	83
謝 辞	85
参考文献	86
付録：データ解析コードおよび計算例	87

1 緒 論

ダブルシンチレータ・スペクトロメータは数多くあるスペクトル測定法のうちでビーム引出し法に属する一つで、体系より引出した中性子ビームを1stシンチレータで散乱させ2ndシンチレータとの間の飛行時間の測定により入射中性子のエネルギー・スペクトルを求めるものである。この方法は本質的に微分測定法であり複雑なunfoldingを必要としない長所がある。

類似した方法にコインシデンス・スペクトロメータ^{1) 2) 3)}があり10年以上も前から用いられているが、これは1stシンチレータからの波高分布を測る方法である。飛行時間測定をとり入れて今日のダブルシンチレータ法を最初に行なったのはLegge & Van der Merwe⁴⁾(1968)である。彼等は効率を上げるために2ndシンチレータを多数用い飛行時間が同一になる球面上に配列した。

炉心の中性子スペクトル測定に用いて最も成功しているのは、英国オールダーマストン研究所で開発したダブルシンチレータ・スペクトロメータを用いてウインフリス研究所の高速炉臨界実験装置ZEBRAのMZ-A炉心スペクトルを測定した例である⁵⁾。最近日本においても2, 3の機関においてダブルシンチレータ・スペクトロメータの開発が行なわれスペクトル測定に用いられた^{6) 7)}

われわれはFCA炉心その他の高速体系の中性子スペクトル測定に用いるため本スペクトロメータを開発した^{8) 9)}英国のものと似ているが、いくつかの点で改良を加えている。例えば1st検出器の光電子増倍管には低雑音管を用い、2nd検出器では2本の光電子増倍管のコインシデンスをとることによりチューブ・ノイズによるバックグラウンドを減らし、ディスクリレベルを下げることを可能にしている。

本報告書では第2章で測定系の概要、第3章でヴァン・デ・グラーフ加速器その他による本スペクトロメータの特性測定の結果、第4章で高速体系での実際の測定、第5章で測定データの解析について述べる。付録に測定データ解析用コードおよび計算例のリストが載せてある。

2 測定系の概要

測定の原理をFig 2.1に示す。体系からのビーム状中性子は薄い板状のプラスチック・シンチレータ中の水素原子核で散乱されると実験室系での散乱角が θ の場合、入射中性子エネルギー E_n と散乱中性子エネルギー E_n' の間には

$$E_n' = E_n \cos^2 \theta$$

の関係がある。われわれのスペクトロメータで採用している $\theta = 45^\circ$ の場合には $E_n' = \frac{1}{2} E_n$ となる。すなわち入射中性子はすべて $\frac{1}{2}$ のエネルギーになって2ndシンチレータの方に飛んでくる。同時に、1stシンチレータ中の反跳陽子も $\frac{1}{2} E_n$ のエネルギーを持ちそれに対応したシンチレーションを生じ光電増倍管によりパルス信号を出す。2ndシンチレータで検出されるまでの時間差 t は中性子のエネルギーにより決まり

$$t = \frac{\ell}{v_n} = \ell \sqrt{\frac{m}{2E_n'}} = \ell \sqrt{\frac{m}{E_n}}$$

となる。このように飛行時間は入射中性子エネルギーと1対1に対応するので時間分析器で飛行時間の分布を測定することにより入射中性子のエネルギー・スペクトルを求めることが出来る。体系からの γ 線も1stシンチレータによりコンプトン散乱を受けかつその散乱 γ 線が

2ndシンチレータに検出される現象が起るが、 γ 線は光速で飛ぶので時間分布上で十分良く分離され、この γ ピークは時間原点を決める際の良い基準ともなる。2ndシンチレータのみに検出された場合(バックグラウンド中性子や γ 線)は検出器雑音の場合と同様にランダムな時間分布となり測定されたタイム・スペクトル上のコンスタント成分(バックグラウンド)として差し引くことが出来る。

スペクトロメータの効率 ϵ は1st, 2nd両検出器の効率によって決まる。入射中性子の 45° 散乱に対する1st検出器の効率を $\epsilon_1(E_n)$ 、散乱中性子に対する2nd検出器の効率を $\epsilon_2(E_n')$ とするとスペクトロメータの全体の効率 $\epsilon(E_n)$ は

$$\epsilon(E_n) = \epsilon_1(E_n) \cdot \epsilon_2(E_n')$$

となる。 $\epsilon_1(E_n)$ については $E_p = \frac{1}{2} E_n$ の反跳陽子によるシンチレーションを検出するのでディスクリ・レベルを E_p よりも低く設定しておけば 45° 散乱を100%の確率で検出でき、したがって $\epsilon_1(E_n)$ は散乱断面積 $\sigma_s(E_n)$ に比例すると考えられそうである。すなわち、

$$\begin{aligned} \epsilon_1(E_n) &\propto \sigma_s(E_n) && \frac{1}{2} E_n > \text{ディスクリ・レベル,} \\ \epsilon_1(E_n) &= 0 && \frac{1}{2} E_n \leq \text{ " } \end{aligned}$$

実際にはシンチレーション光の光電増倍管光電面への集光や光電子放出のバラツキのためディスクリ・レベルを低く設定しておいても散乱即検出=パルス信号というわけには行かない。すなわち、

$$\epsilon_1(E_n) \propto \sigma_s(E_n) f(E_n).$$

ここで $f(E_n)$ は高エネルギー側で1に近づく関数である。又、2nd検出器についてはプラスチック・シンチレータを用いる場合反跳陽子のエネルギーは0から $\frac{1}{2} E_n$ まで連続的に分布するので検出効率 $\epsilon_2(E_n')$ はディスクリ・レベルをパラメータとする複雑な関数になる。われ

われの場合、 $f(E_n)$ の形がよく分らないため全効率関数 $\epsilon(E_n)$ を直接実験的に測定する方法によってスペクトロメータ効率を校正した。その詳細については第3章に述べられている。

以下に本スペクトロメータの各部の構成、性能等について述べる。

(1) 1st 検出器

1st シンチレータは円板状プラスチック・シンチレータ(ナショナル・シンチライト)で寸法は $100\text{mm}\phi \times 1\text{mm}$ 厚および $130\text{mm}\phi \times 3\text{mm}$ 厚の2種類製作した。シンチレータの片面にはリフレクター・ペイントを塗ってある。シンチレータと光電増倍管(PM)の光電面とは数 cm の距離をへだてて向き合っており、側面はリフレクター・ペイントを塗った薄肉のアルミニウム製コーン型中空管で構成されている。PMチューブには低雑音管(EMI 9813KB)を用いているので暗電流によるバックグラウンド・カウントは数 100 cps 以下である。Fig 2.2 に検出器プローブの回路図を示す。すべてのダイノード間にデカップリング・コンデンサーを入れ陽極における数ボルトの大きなファスト・パルスからの誘導によるフィードバックを生じないようにしており、これによりファスト・パルスの波形は極めて良好なものになっている。又、負高圧を陰極に加える方式をとっているが、陰極近傍の電界強度を小さくしかつ安定にするためシンチレータを覆っているコーン中空管やPMチューブのケースも負高電圧にしている。これらに負高電圧をかけないと暗電流によるバックグラウンドが数倍にふえかつ不安定になることが確かめられた。

(2) 2nd 検出器

2nd シンチレータは $5''\phi \times 2''$ の NE-102 プラスチック・シンチレータで3本のPMチューブ(RCA 6810A)を裏面に並べている。ファスト信号用にはこのうち2本を用いコインシデンスをとることによりPMチューブのノイズによるバックグラウンドを消している。ディスクリ・レベルのチェックその他波高分布測定のためのスロー信号には3本のPMチューブの第1,2ダイノードの電流の和を用いている。この2nd 検出器アッセンブリーは原研核物理第1研究室の丸山氏が開発製作したものである。

実際の使用状態においては γ 線によるバックグラウンドを減らすため鉛のフードおよびカバーを付けた。

(3) 測定回路系

測定回路系のブロック図を Fig 2.3 に示す。検出器のPMチューブ陽極(アノード)からの信号は非積分形(電流モード)でその波形はシンチレーションの時間波形にほぼ等しく減衰時間(～パルス幅)は約 10 ns, 波高は最大 -10V 以上に達する。この信号はファスト・アンプ(JAERI-Model 158)で1段増幅されファスト・ディスクリ(Model 159)に入る。ファスト・ディスクリはタイム・ジッターを小さくするいわゆるファスト・スロー方式にするため、エネルギー・ディスクリ用の“U”ディスクリとタイミング信号用の“L”ディスクリの2台から成り、2nd 検出器チャンネルはこれにさらにPMチューブ・ノイズ消去用のもう1本のPMチューブからの“L”ディスクリが加わる。これら“U”および“L”ディスクリの出力はファスト・コインシデンス(Model 139)に入れられ一つのタイミング信号を出す。ファスト・コインシデンスの出力信号が常にタイミング信号用“L”ディスクリの時刻に対応するように“L”ディスクリの出力を ns ディレイ(Model 150)でおくらせ

ている。ファスト・コインシデンスの後に付いているタイミング・シングルチャンネル・アナライザー (Model 133A) は単なる波形整形と時間調整のために用いているものである。Model 133A のネガティブ出力パルスでタイム・ツー・パルスハイト・コンバータ TAC (Model 143B) を駆動している。TAC の出力はマルチチャンネル波高分析器 PHA に貯められる。

本スペクトロメータにおいては両検出器間の飛行距離は 1 m, 散乱角は 45° に固定しているので, TAC のレンジは 800 ns, PHA は 1024 チャンネルで大部分の測定を行なっている。回路類の原研タイプモジュールのうちファスト・コインシデンス (Model 139) とタイミング・シングルチャンネル (Model 133A) は本来スロー回路用のものであって今回の様なナノセック回路の一部として使うと全体の時間分解能を低下させるとわれそうであるが, 実際に使用した結果では時間スペクトル上の γ 線ピークのオーバーオール的时间分解能も 5.4 ns でかなり良く, 又, 2 週間程度の長時間連続測定においてもドリフトは認められず極めて満足すべき性能が得られている。

1st 検出器の PM チューブのダイノード No 13 から信号をとっている波高分布測定回路はコインシデンス・スペクトロメータ用回路で, タイム・スペクトル上の中性子部分でゲートをかけることにより 45° 方向に散乱された $\frac{1}{2} E_n$ のエネルギーの反跳陽子による波高分布を記録することが出来, これも入射中性子エネルギーと 1 対 1 に対応する微分スペクトロメータとなる。

Table 2.1 に本ダブルシンチレータ・スペクトロメータの性能諸元を示す。

Fig 2.4 に FCA 炉心および中性子ビーム引出し管の写真を, Fig 2.5 に検出器配置の写真を示す。

Table 21 スペクトロメータ性能諸元

項 目	仕 様	
	1st detector channel	2nd detector channel
シンチレータ	ナショナル・シンチライト 100mm ϕ ×1mm厚 130mm ϕ ×3mm厚 (プラスチック)	NE102 5" ϕ ×2" (プラスチック)
光電増倍管	EMI 9813KB低雑音管 (暗電流4.5 nA at 5000A/ ルーメン) 2", 14段 内面に反射ペイントを塗ったHollow coneでシンチレータと結合	RCA 6810A (×3本) 2", 14段 2本のコインシデンスによりPMチ ューブ・ノイズを消去
H. V.	-2550V	+2490V
ノイズ計数率 (Low Discr.)	~700 cps	~150 cps (Coin on) ~20000 cps (Coin off) (各チューブ)
ディスクリ・レベル* ("U")	Am- γ の1/6 (High Disc.) " 1/30 (Low Disc.)	Am- γ の1/20 (High Disc.) " 1/100 (Low Disc.)
時間一波高変換器(TAC)	800 ns レンジ	
波高分析器(PHA)	1024チャンネル	
飛行距離/散乱角	1.0 m / 45°	
γ ピーク時間分解能	5.4 ns	
測定レンジ	200 KeV-6 MeV (20 MeV)	

*) ファスト・スロー方式によりタイミング信号用ディスクリ・レベル("L")はこれより低くセットし
タイム・ジッターを減らしてゐる。

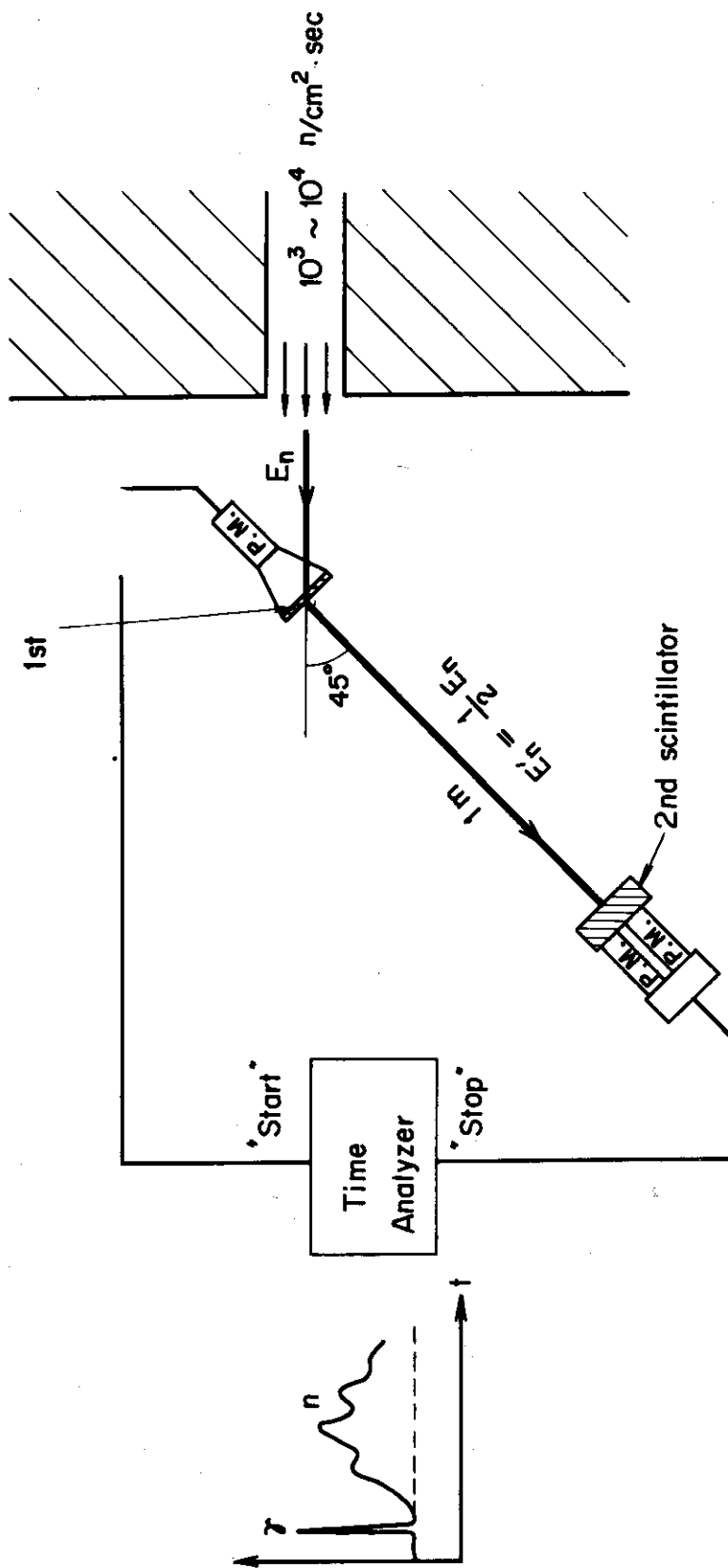


Fig. 2.1 Spectrometer layout.

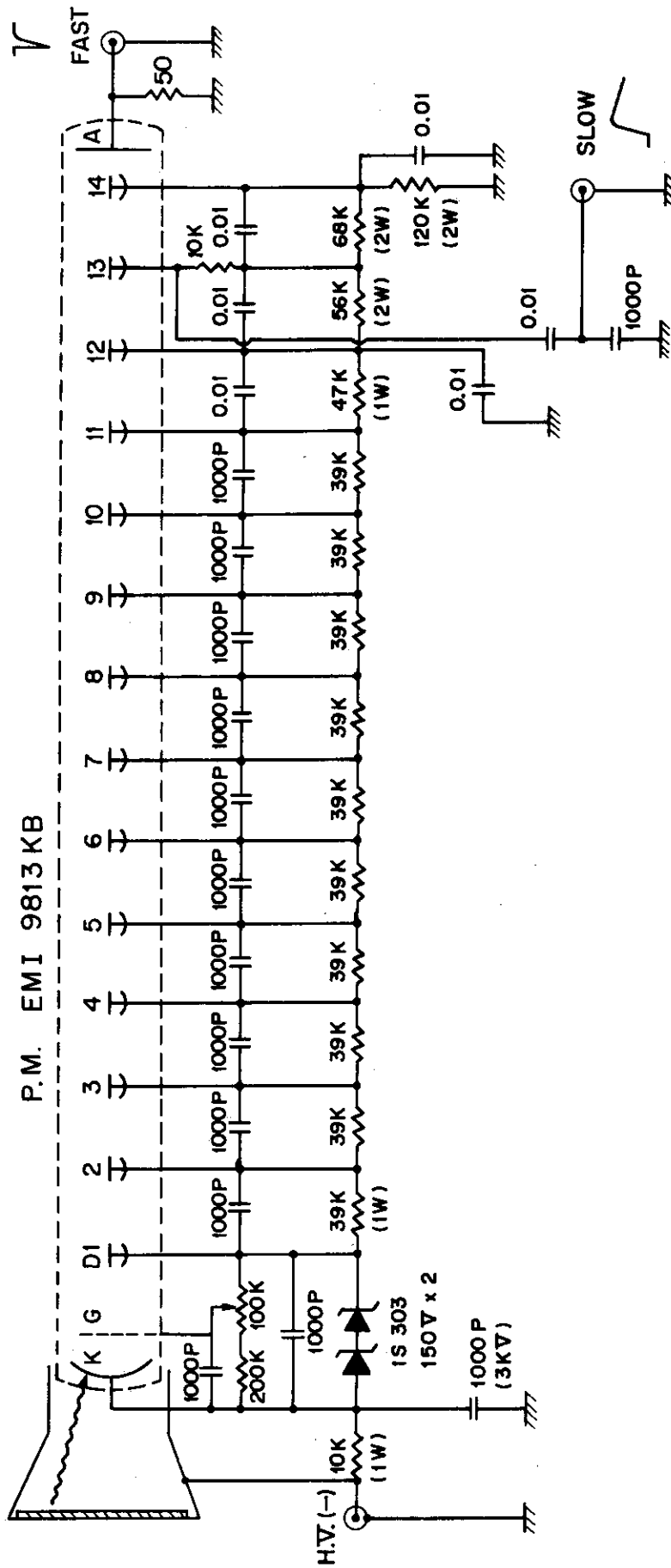


Fig. 2.2 1st detector circuit.

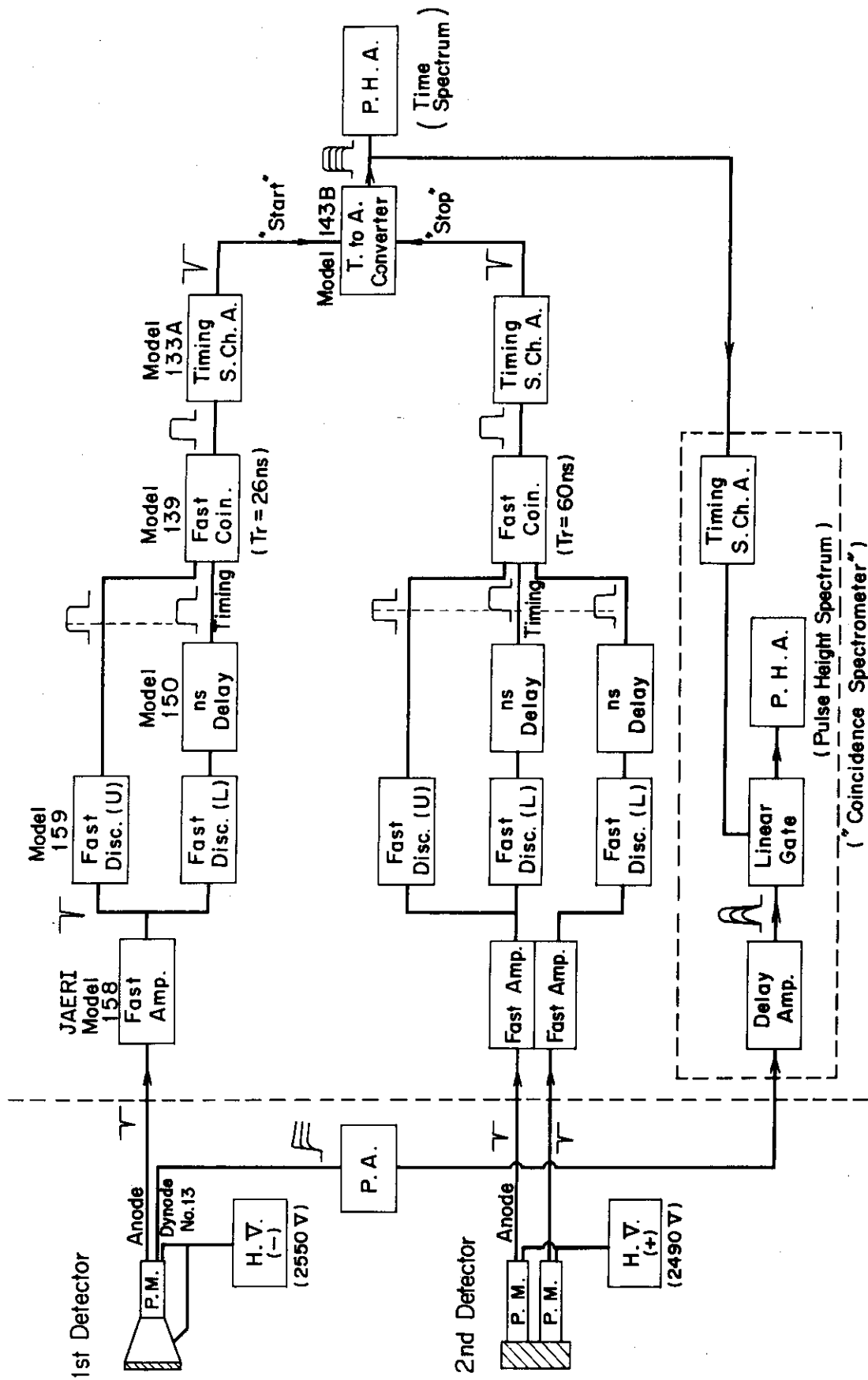


Fig. 2.3 Electronics block diagram of the Double Scintillator Spectrometer.

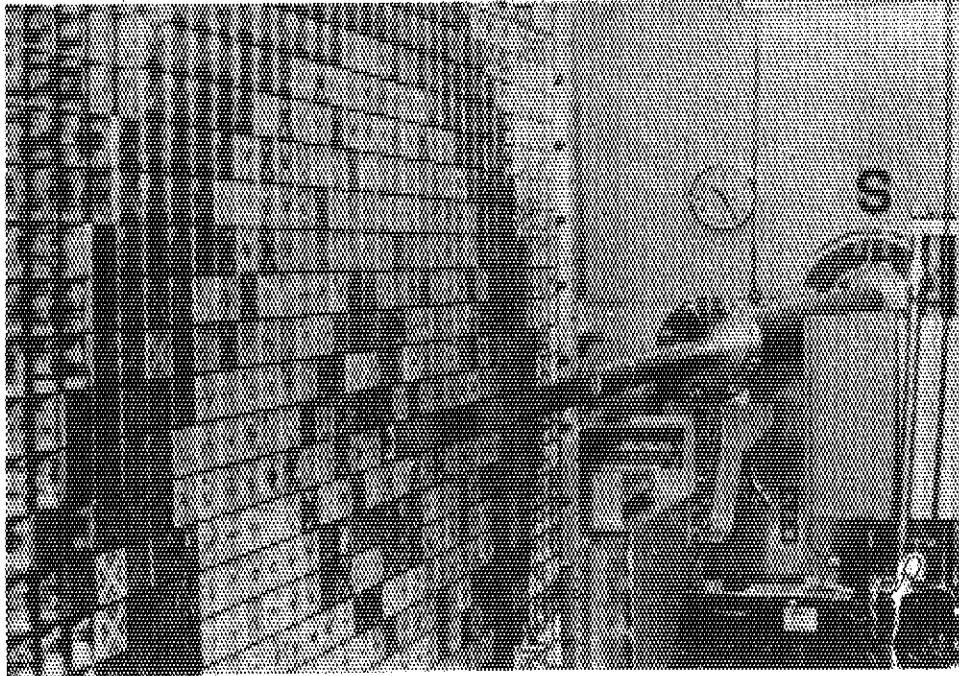


Fig. 2.4 FCA core and beam extraction tube.

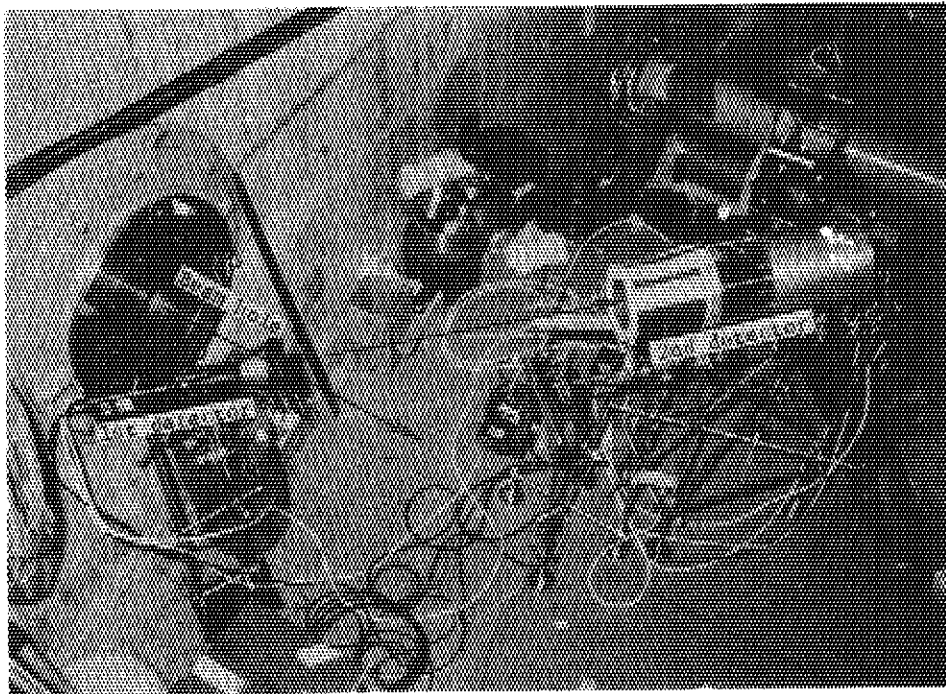


Fig. 2.5 Spectrometer arrangement.

3 スペクトロメータの特性

スペクトロメータの特性として重要なものの一つにエネルギー分解能がある。一般に測定値というものはその測定誤差との対比においてしか意味を持ち得ないが、測定値から情報を得ようとする場合その測定精度も同時に分っていることが必要不可欠である。中性子スペクトルは横軸に中性子エネルギー、縦軸に単位レサジー当りの中性子束という形で表示されることが多いが、その場合スペクトルの測定精度としては各エネルギーにおける中性子束の大きさの精度、即ち縦軸の測定精度と中性子エネルギーの精度、即ち横軸の測定精度の両方を考えなければならない。測定されたスペクトルのエネルギー軸の精度がスペクトロメータのエネルギー分解能に外ならないが、その値は後で述べるように測定データのレゾリューション・ブロードニングを補正する際に用いられる。ダブルシンチレータ法のエネルギー分解能はそれを構成するいくつかの成分に分けて考えることができるが、スペクトロメータ全体としてのエネルギー分解能の性質を知るためには各成分の性質を調べればよい。3章の1節ではダブルシンチレータ法のエネルギー分解能の性質を調べ、また単色中性子に対するスペクトロメータの応答から求められたエネルギー分解能の測定結果について述べる。

ダブルシンチレータ・スペクトロメータで測定された飛行時間分布を中性子スペクトルに変換するためには、スペクトロメータの検出効率のエネルギー依存性が分っていなければならない。ダブルシンチレータ法の場合スペクトロメータの検出効率は1st系と2nd系のそれぞれの検出効率の積になる。シンチレータの厚さの薄い1st系の場合検出効率のエネルギー依存性は高エネルギー領域では水素の断面積に比例した形になるが、エネルギーが低くなるとディスクリが効いて来て検出効率は次第に低下することが予想される。お厚いシンチレータを用いた2nd系の検出効率もエネルギーに対して一定ではなく、水素の断面積とディスクリによって広範囲にわたって徐々に変化することが予想される。スペクトルの測定精度は検出効率の測定精度に直接影響され、またスペクトルの測定範囲は検出効率の測定可能な範囲内に限定される関係にある。ということはダブルシンチレータ法でスペクトルを測定するためには、測定対象である中性子場の飛行時間分布の測定と同様に、検出効率の測定が同程度に重要であることを意味している。3章の2節では検出効率と深いかわりのあるディスクリ・レベルの選定方法、検出効率を求める二つの実験的手法、並びにその測定結果について述べる。

3.1 エネルギー分解能

スペクトロメータのエネルギー分解能はエネルギーEの単色中性子に対する応答のエネルギーの拡がり ΔE とすると、 $\Delta E/E$ で表示される。一方、飛行時間測定法という観点からエネルギーEの中性子が一定のフライト・パスを飛行するに要する時間をtとし、飛行時間tの単色中性子に対する応答の時間の拡がり Δt とすると、スペクトロメータの時間分解能は $\Delta t/t$ で表わされる。エネルギーEは飛行時間tに対応し、また拡がり ΔE は Δt に対応するが、エネルギー分解能と時間分解能の間にはEとtの関係から

$$\frac{\Delta E}{E} = 2 \frac{\Delta t}{t} \dots\dots\dots ①$$

の関係が導かれる。 ΔE 或は Δt として平行入射の単色中性子に対する応答の半値幅をそれぞれ用いることにして、ダブルシンチレータ・スペクトロメータのエネルギー分解能の性質を調べ、その値をエネルギーの関数として実験的に求めることにする。

中性子源として原研の 5.5MeV ヴァン・デ・グラーフ加速器を用い、 $T^3(p, n)He^3$ 反応を利用して得られた中性子エネルギーにして 110KeV から 3.38MeV までの数点の単色中性子に対するスペクトロメータの応答を測定した。Fig 3.1 は中性子源と 2 つの検出器の幾何学的配置であり、その寸法は 1st シンチが 1mm 厚の際のものである。10cm ϕ の 1st シンチと 5" ϕ の 2nd シンチが 100cm の間隔で平行に向い合っているが、それらの中心を結ぶ直線は中性子源から 1st シンチの中心に到る中性子の入射方向に対して 45 度の角度をなしている。トリチウム・ガス・ターゲットの中性子源からはあらゆる方向に中性子が放射されるが、2nd シンチへ直接入射する中性子を遮るため中性子源と 2nd シンチを結ぶ飛跡上にパラフィンの遮蔽が置かれている。また 2nd シンチは容積が大きくて感度が高いので、ルーム・スキャタリングによるバックグラウンド・カウントを減らすため 1st シンチからの入射方向以外は鉛板で遮蔽されている。Fig 3.1 の配置において 1st シンチの中心に入射した中性子が散乱されて 2nd シンチの中心に到達する飛跡を描く場合散乱角は丁度 45 度になるが、

1st シンチの任意の点で散乱された中性子が 2nd シンチの任意の点に入射する飛跡の場合散乱角は一般に 45 度から少しずれた値になる。水素原子による散乱の場合散乱角を θ (度) とすると、入射中性子エネルギー E_n (MeV) と散乱後の中性子エネルギー E'_n (MeV) の間には

$$E'_n = E_n \cos^2 \theta \dots\dots\dots \textcircled{2}$$

の関係がある。1MeV の中性子が 100cm の距離を飛行するに要する時間は 72298ns であるが、入射中性子エネルギーが E_n で散乱角が θ の場合の飛行時間 t (ns) は E_n と θ の関数として次式で表わされる。すなわち

$$t = \frac{72298 \left(1 + \frac{\epsilon}{100}\right)}{\sqrt{E_n \cos \theta \cdot \cos(\theta - 45^\circ)}} \dots\dots\dots \textcircled{3}$$

ただし ϵ (cm) は 2" 厚の 2nd シンチ内における反応点の中心面からの距離であり、飛行距離の 100cm からのずれを示す値である。Fig 3.2 および Fig 3.3 は 1st シンチが 1mm 厚の場合 Fig 3.1 の配置で実験的に求められた単色中性子に対する応答の一部であり、それぞれの入射中性子エネルギー E_n に対する飛行時間分布が示されている。

Fig 3.4 および Fig 3.5 は同様に 1st シンチが 3mm 厚の場合の単色中性子に対する応答の一部である。これらの測定は 4.30MeV, 2.50MeV 或は 1.65MeV のプロトン・ビームをトリチウム・ガス・ターゲットへ入射させ、発生する中性子の 0 度, 30 度, 60 度, 75 度或は 90 度方向のものを利用して行なわれた。これらの測定において飛行時間の原点は、 γ 線に対する応答を測定してそのピーク・チャンネルの 3.33ns 手前ということで決定することができる。Fig 3.2 および Fig 3.4 の応答に γ 線のピークが現れていないが、これはトリチウム・ガス・ターゲットによる $T^3(p, n)He^3$ 反応では付随的に発生する γ 線が殆どないからである。Fig 3.3 および Fig 3.5 には、測定された応答の半値幅 Δt から求めた時間分解能

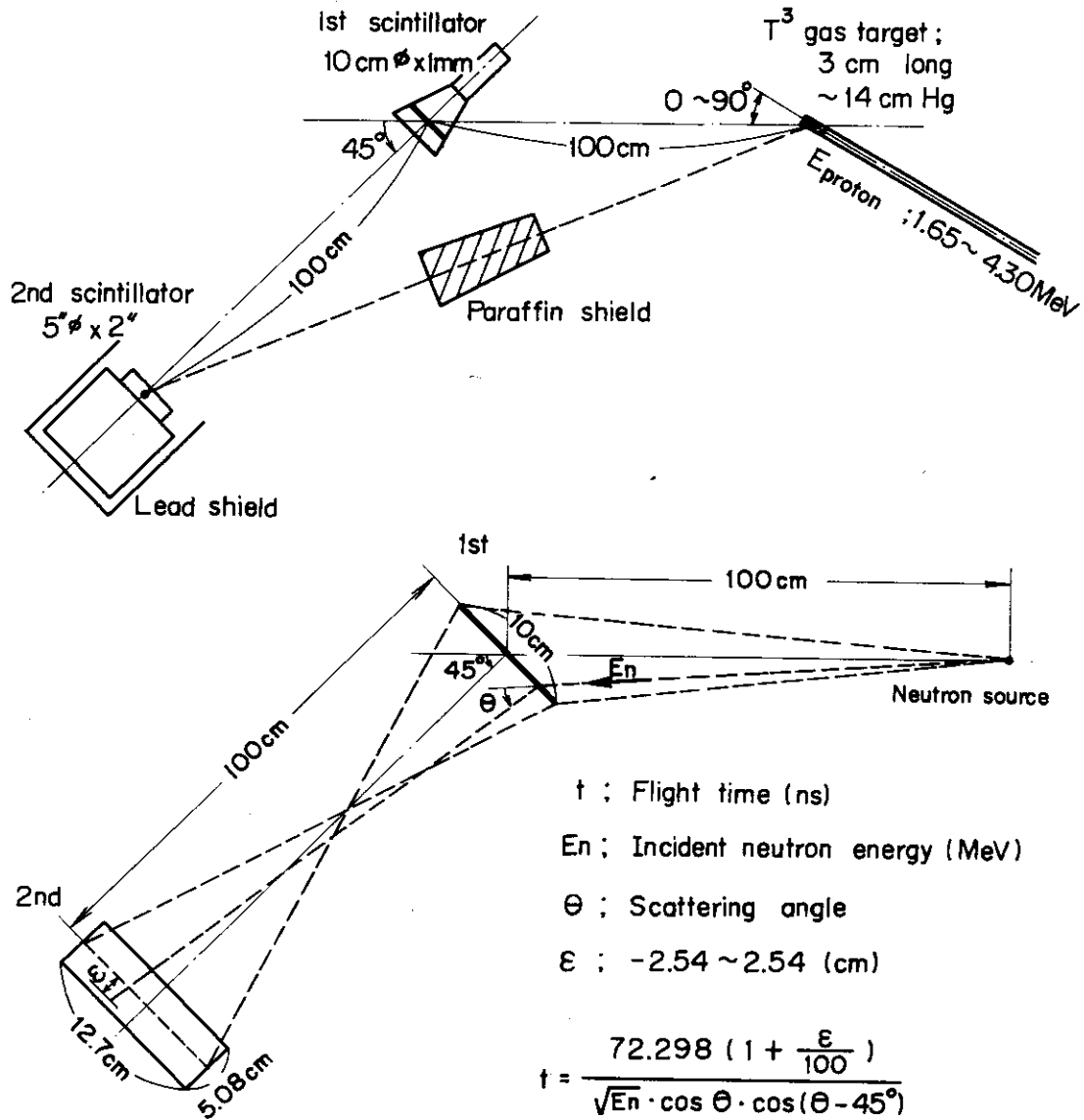
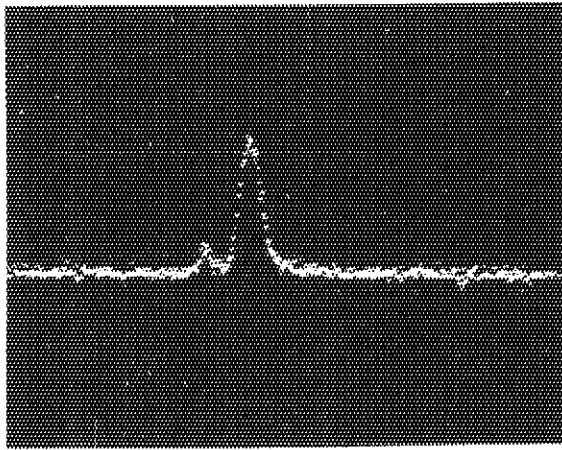
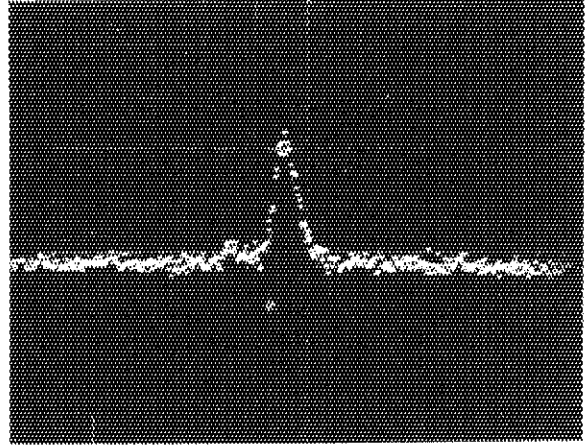


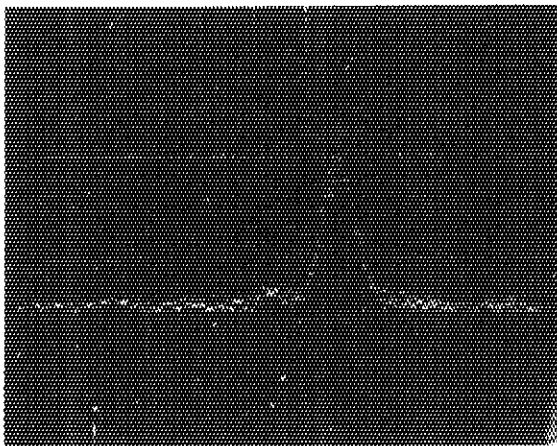
Fig. 3.1 Geometry of double scintillator spectrometer for mono-energetic neutron response measurement by 5.5 MeV Van de Graaff accelerator.



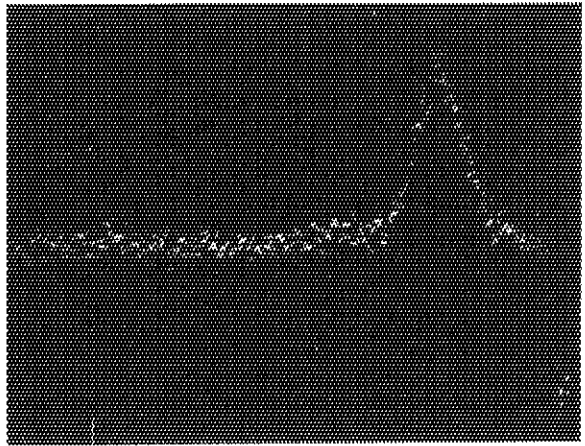
t=0 $E_n = 1.50 \text{ MeV}$



$E_n = 0.94 \text{ MeV}$

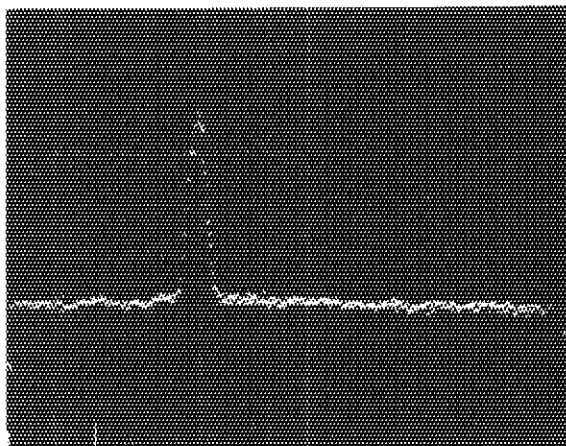


$E_n = 0.54 \text{ MeV}$



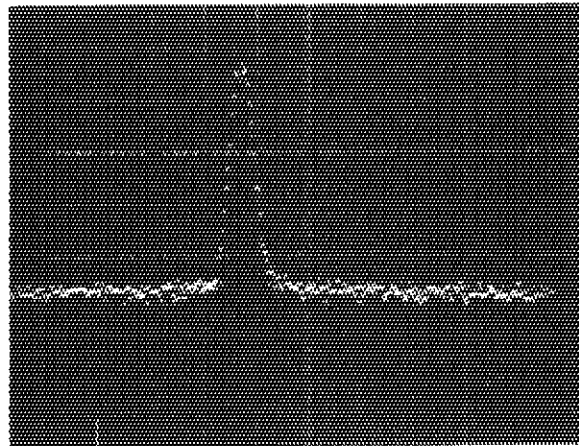
$E_n = 0.26 \text{ MeV}$

Fig. 3.2 Responses of the spectrometer with 1st scintillator 1mm thick for 1.50 , 0.94 , 0.54 and 0.26 MeV monoenergy neutrons respectively by 5.5 MeV Van de Graaff accelerator.

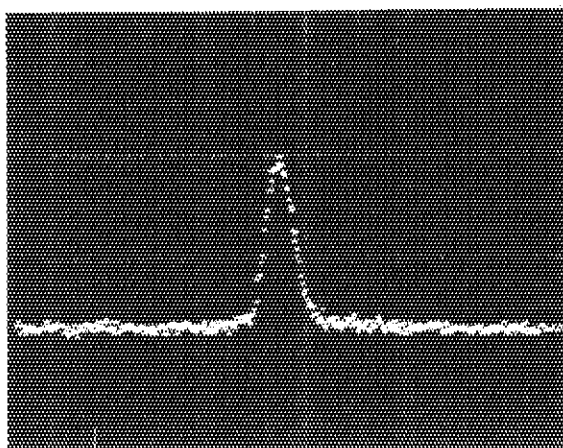


t=0

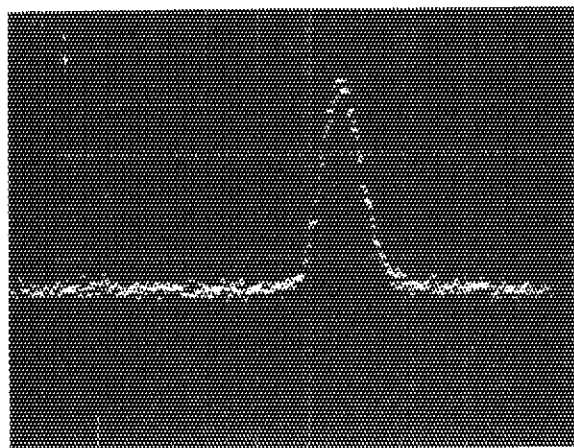
En = 3.4 MeV



En = 1.50 MeV



En = 0.94 MeV



En = 0.54 MeV

Fig. 3.4 Responses of the spectrometer with 1st scintillator 3mm thick for 3.4 , 1.50 , 0.94 and 0.54 MeV monoenergy neutrons respectively by 5.5 MeV Van de Graaff accelerator.

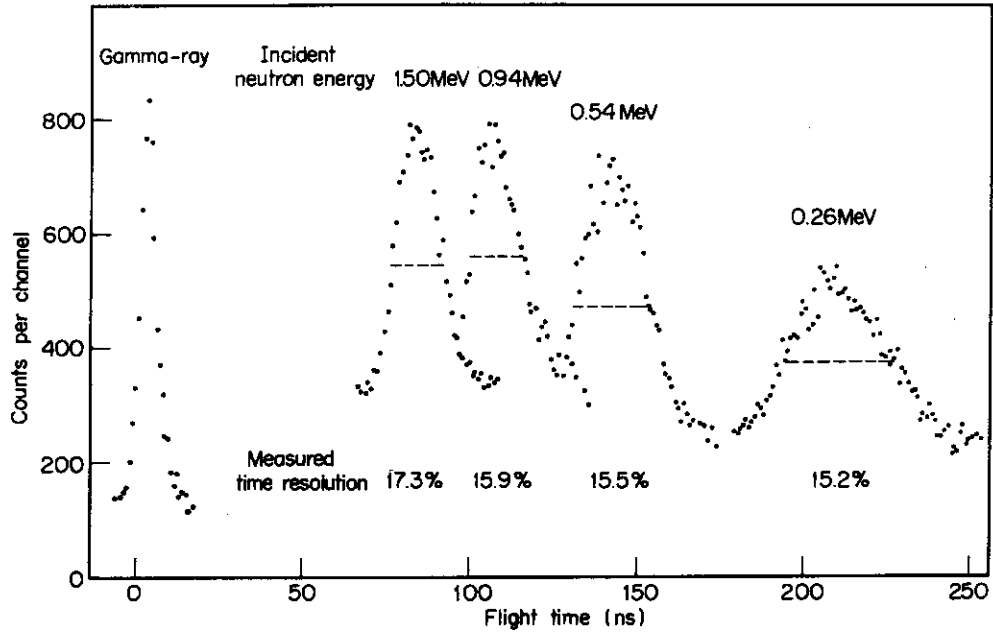


Fig. 3.3 Responses of the spectrometer with 1st scintillator 1 mm thick, 10 cm in diameter, for gamma-ray and mono-energetic neutrons produced by 5.5 MeV Van de Graaff accelerator. 1st scintillator is 100 cm distant from the point source, as shown in Fig. 3.1.

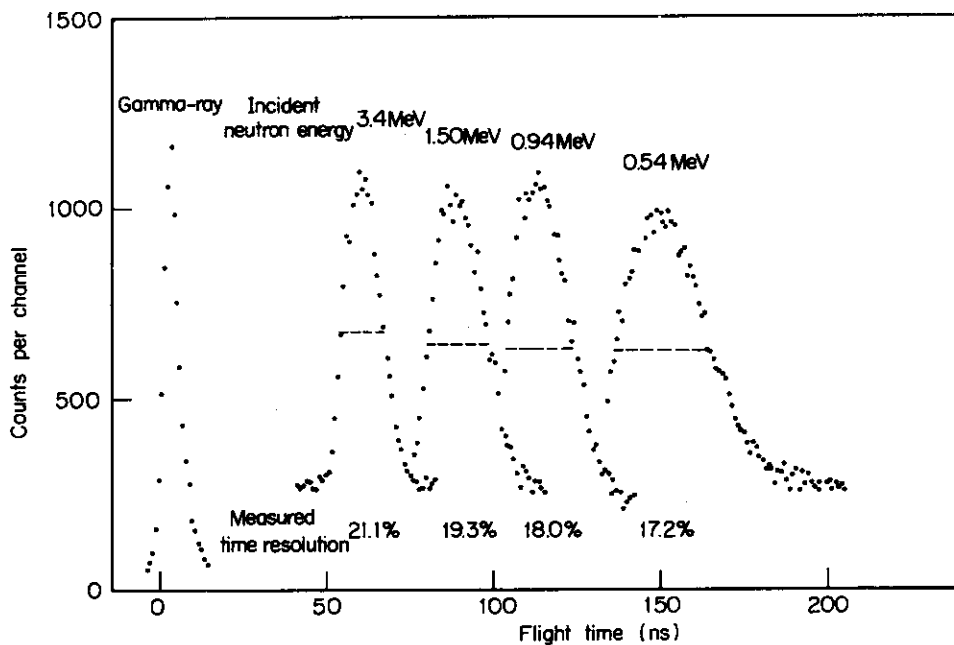


Fig. 3.5 Responses of the spectrometer with 1st scintillator 3 mm thick, 13 cm in diameter, for gamma-ray and mono-energetic neutrons produced by 5.5 MeV Van de Graaff accelerator. 1st scintillator is 100 cm distant from the point source, as shown in Fig. 3.1.

$\Delta t/t$ も併記されている。Fig 3.6 はこれらの測定結果をプロットしたものであり、Fig 3.1 の配置におけるスペクトロメータの時間分解能の中性子エネルギーによる変化が示されている。それによると、エネルギーが低くなるに従って、即ち飛行時間が長くなるに従って時間分解能がある一定値に漸近する性質が示されている。

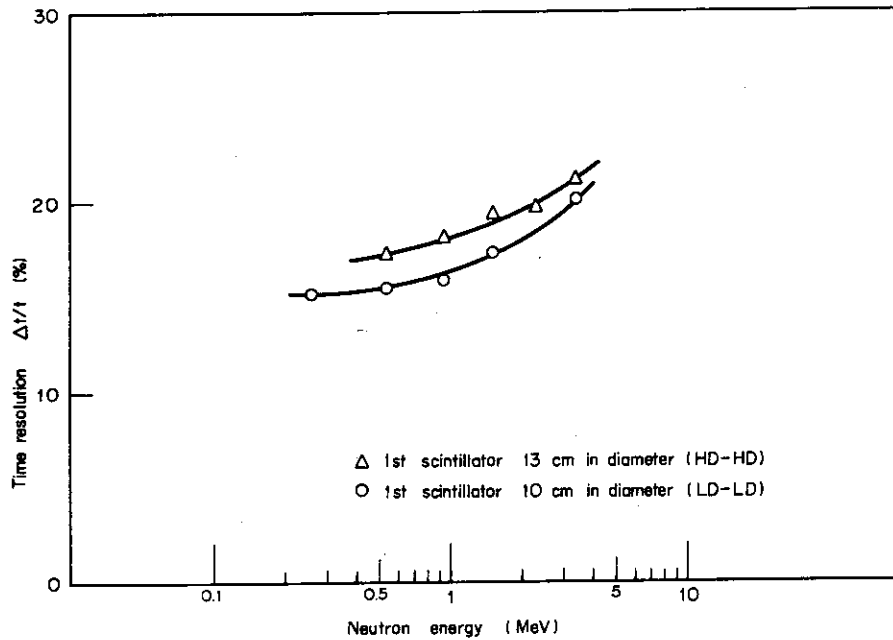


Fig. 3.6 Time resolutions of the spectrometer measured for mono-energetic neutrons produced by 5.5 MeV Van de Graaff accelerator. 1st scintillator 13 cm or 10 cm in diameter respectively is 100 cm distant from the target, as shown in Fig. 3.1.

さて、実験的に求められた応答には上記のように飛行時間の拡がり Δt があるわけであるが、その構成要因についてここで考えてみる。その1つは、検出器および測定回路のタイム・ジッターに起因した1st系および2nd系双方のタイミング・ピックアップの誤差によるものでタイミング幅 (Timing spread) と呼ばれるものである。もう1つは、1st系および2nd系の検出器の有限の大きさによる散乱角と飛行距離の違いに基づく拡がり、形状幅 (Geometrical spread) と呼ばれるものである。これらの時間幅をそれぞれ Δt_T 、 Δt_G で表示することにする。ヴァン・デ・グラフによる単色中性子に対する応答の場合にはこれらの要因の外に、入射中性子エネルギー E の拡がりによるものが考えられ、これを Δt_E で表示することにする。実験的に求められた応答の飛行時間の拡がり Δt はこれら3つの要因で構成されていると考えられるが、これら3つの要因がもし互にそれぞれ独立と考えられるならば、飛行時間の拡がりの全幅 (Total spread) Δt は

$$\Delta t = \sqrt{\Delta t_T^2 + \Delta t_G^2 + \Delta t_E^2} \dots\dots\dots ④$$

で与えられるはずである。④式の両辺を飛行時間 t で割ると

$$\frac{\Delta t}{t} = \sqrt{\left(\frac{\Delta t_T}{t}\right)^2 + \left(\frac{\Delta t_G}{t}\right)^2 + \left(\frac{\Delta t_E}{t}\right)^2} \dots\dots\dots ⑤$$

の関係が導かれ、全体としての時間分解能は個々の要因の時間分解能の二乗和のルートになる

ことが分る。

それぞれの構成要因について今少し考えてみる。タイミング幅 Δt_T は 1st 系の検出器および測定回路によるタイミング・ピックアップの拡がり Δt_{1st} と 2nd 系のそれ Δt_{2nd} とに起因するだけであり、飛行時間 t には依存しない。 Δt_{1st} および Δt_{2nd} は検出器および測定回路だけで決まる値であり、入射中性子エネルギーにはよらない。 Δt_{1st} と Δt_{2nd} は互に独立と考えられるから、系全体としてのタイミング幅は

$$\Delta t_T = \sqrt{\Delta t_{1st}^2 + \Delta t_{2nd}^2} \dots\dots\dots ⑥$$

で与えられ、これは飛行時間 t によらない一定値である。即ち

$$\Delta t_T = \text{const.} \dots\dots\dots ⑦$$

したがって

$$\frac{\Delta t_T}{t} \propto \frac{1}{t} \propto \sqrt{E} \dots\dots\dots ⑧$$

一定値である Δt_T の値は、 r 線に対するスペクトロメータの応答から求めることができる。 r 線に対する飛行時間分布の時間幅 Δt_r は系のタイミング幅 Δt_T と有限の 1st シンチから 2nd シンチに到る飛跡の間の飛行距離の違いによる時間幅 Δt_ℓ で構成され、

$$\Delta t_r = \sqrt{\Delta t_T^2 + \Delta t_\ell^2} \dots\dots\dots ⑨$$

で与えられるはずである。各飛跡の飛行距離の違いは Fig 3.1 の場合高々 5.7 cm であり、これは r 線の飛行時間にして約 0.19 ns に相当する。即ち

$$\Delta t_\ell \leq 0.19 \text{ ns.} \dots\dots\dots ⑩$$

これに対してタイミング幅 Δt_T は数 ns のオーダーであることを考慮すると、⑨式から実効的には十分よい精度で

$$\Delta t_r \doteq \Delta t_T \dots\dots\dots ⑪$$

となる。 r 線に対する応答は、第 4 章で述べる FCA 体系からの引出しビームによる炉心中性子スペクトルの測定や Cf-252 の核分裂中性子スペクトルの測定の際に混在する r 線によって同時によい統計精度で測定されている。Fig 3.3 および Fig 3.5 に示されたスペクトロメータの r 線に対する応答の半値幅は、パルス・ハイト分布において 6.0 チャンネルであった。タイム・スケールの校正の結果これら測定の際のチャンネル幅は

$$\text{チャンネル幅} = 0.9074 \text{ ns} \dots\dots\dots ⑫$$

であったので、このダブルシンチレータ・スペクトロメータのタイミング幅は

$$\Delta t_T = 5.444 \text{ ns} \dots\dots\dots ⑬$$

であることが明らかになった。

次に形状幅 Δt_G について考える。形状幅は 1st シンチで散乱されて 2nd シンチに到達する飛跡における散乱角の拡がり起因するものと、飛行距離の違いに起因するものがある。入射中性子エネルギー E が一定である場合異なる 2 つの飛跡の散乱角の違い $\Delta \theta$ 或は飛行距離の違い $\Delta \ell$ による飛行時間の差 Δt は、時間分解能 $\Delta t/t$ の形で見てみるとそれぞれ $\Delta \theta$ 或は $\Delta \ell$ のみに依存しており、飛行時間 t したがって入射中性子エネルギー E には関係しない値になる。そのため単色中性子に対する応答の測定の際に実現される無数の飛跡の飛行時間 t は、

Δt_T および Δt_E の影響を除いて考えると、検出器の形状、寸法、両者の間隔など検出器の幾何学的配置のみによって決まる一定の頻度分布を形成することになり、その分布の拡がり具合は平均の飛行時間に比例したものとなる。したがってその分布の半値幅 Δt_G も飛行時間 t に比例したものとなり、測定系全体としての形状幅による時間分解能は入射中性子エネルギーには依存せず、検出器の幾何学的配置のみによって決まる一定の値になる。即ち、

$$\frac{\Delta t_G}{t} = \text{const.} \dots\dots\dots (14)$$

Δt_G を構成する2つの要因、つまり散乱角の拡がりによる時間幅 Δt_θ と飛行距離の拡がりによる時間幅 Δt_ℓ がどの程度の大きさであるかを調べてみる。Fig 3.1において散乱角は $36^\circ 25'$ から $53^\circ 26'$ まで変化し、飛行時間差 Δt_θ はその両端間で最大となり、

$$\frac{\Delta t_{\theta \max}}{t} = 0.3102 \dots\dots\dots (15)$$

である。一方 Fig 3.1において飛行距離の違いは高々 5.7 cm であり、

$$\frac{\Delta t_{\ell \max}}{t} = 0.057 \dots\dots\dots (16)$$

である。これは双方の最大値の比較に過ぎないが、両者の値の大きさの違いから散乱角による時間幅 Δt_θ が飛行距離による時間幅 Δt_ℓ よりも圧倒的に大きいことがわかる。したがって形状幅 Δt_G はその大きさの殆どが Δt_θ に起因していることになる。検出器の幾何学的配置から散乱角 θ と飛行距離 ℓ の関数としての飛行時間 $t(\theta, \ell)$ を解析的に導き、その頻度分布の半値幅から形状幅 Δt_G を求めるということは非常に複雑な問題である。また実際の測定の際の Δt_G としてそのような理論値を適用することにも問題がある。そこで形状幅 Δt_G は、単色中性子に対する応答から求められた分解能の実験値から逆に求めることにする。

ヴァン・デ・グラーフ加速器により $T^3(p, n)He^3$ 反応で得られるいわゆる単色中性子は、ターゲットに対して測定点が一点に固定されているとしても次のような原因でエネルギーに拡がりが生ずることになる。まず、この測定で用いられた 4.30, 2.50 或は 1.65 MeV のプロトン・ビームが厚さ 1.2 mg/cm^2 のニッケル箔2枚を通過する際にそれぞれ 126, 183 或は $239 \text{ KeV}^{10)}$ のエネルギーを失うが、ニッケル箔の場所による厚さの違いからその損失エネルギーにはばらつきのあることが考えられる。プロトン・ビームはニッケル箔通過後長さ 3 cm, ガス圧 42 cmHg のトリチウム・ガス・ターゲットを通過しながら $T^3(p, n)He^3$ 反応を起すが、ターゲット内を端まで通過するのにそれぞれ 32, 54 或は 80 KeV のエネルギーを失う。したがって $T^3(p, n)He^3$ 反応を起す際のプロトン・エネルギーには最高これだけの拡がりがある。また一方中性子源であるガス・ターゲットの大きさが有限であるため、測定点に対する利用角に拡がりがあることになる。以上のような理由でヴァン・デ・グラーフ加速器によるいわゆる単色中性子にはエネルギーの拡がりがある。その程度は加速エネルギー、ガス圧および利用角などによって異なるが、エネルギー分解能で表示するとほぼ一定の値になることが知られている。この測定で用いられた単色中性子の場合エネルギーの拡がり、従来の経験からエネルギー分解能にして 5% であると見積ることとする。すなわち、エネルギー E の値に拘らず

$$\frac{\Delta E}{E} = 0.05 \dots\dots\dots (17)$$

とする。この値を時間分解能に直すと

$$\frac{\Delta t_E}{t} = 0.025 \dots\dots\dots (18)$$

になる。

単色中性子に対する応答の時間分解能はタイミング幅、形状幅および入射中性子のエネルギー幅によるそれぞれの時間分解能の二乗和のルートであり、それらの関係は⑤式に示されている。実験的に求められた単色中性子に対する応答の時間分解能からこの⑤式を用いて形状幅による時間分解能 $\Delta t_G/t$ の値を求めることにする。その際注意しなければならないのは、Fig 3.6 に示された時間分解能の測定結果は Fig 3.1 の配置で測定されたものであること、すなわち 1st シンチから 1 m の距離に置かれた点状源から発する単色中性子に対する時間分解能の値であるということである。それに対して今ここで求めたいのは、1st シンチへ入射するビームが平行である場合の形状幅である。というのは、点状源と 1st シンチとの距離の関数としての形状幅はその値を別の配置に直接適用することができないし、また現に実施された体系のスペクトル測定は測定対象と 1st シンチとが十分離れた配置で行なわれ、入射ビームが事実上平行である場合の測定になっているからである。そこで平行ビームに対する形状幅を求める順序として、Fig 3.6 に示された距離 1 m の点状源の単色中性子に対する時間分解能の実測値から平行ビーム入射の場合の単色中性子に対する時間分解能をまず求め、その値から⑤式を用いて形状幅を算出する。平行ビームが入射する場合の時間分解能と距離 1 m の点状源からビームが入射する場合の時間分解能との比の値を k で表示することにする。先に述べたように形状幅 Δt_G の内で飛行距離の差による成分 Δt_L はごく小さく、 Δt_G の大きさの殆どは散乱角の差による成分 Δt_θ に由来しているので、

$$\Delta t_G \doteq \Delta t_\theta \dots\dots\dots (19)$$

として議論を進める。Fig 3.1 の下図において飛行時間差 Δt が最大になるケースは、1st シンチの上端で散乱されて 2nd シンチの下端に入射する飛跡と、1st シンチの下端で散乱されて 2nd シンチの上端に入射する飛跡の場合である。円盤に一樣にビームが入射する場合反応点の平均半径は円盤自体の平均半径と同じであり、

$$r = \frac{\int_0^{r_0} r (2\pi r) dr}{\int_0^{r_0} 2\pi r dr} = \frac{2}{3} r_0 \dots\dots\dots (20)$$

すなわち円盤の半径 $2/3$ になる。そこで 1st シンチの半径 $2/3$ の円環上で散乱された中性子が 2nd シンチの半径 $2/3$ の円環上に入射する場合を代表的な飛跡と考え、その最大の飛行時間差 Δt_{max} の比で以って k の値を近似することにする。

1st シンチが 10 cmφ の測定系をまず考えると、平行ビームが入射する場合

$$\frac{\Delta t_{max}}{t} = 0.1533, \dots\dots\dots (21)$$

一方距離 1 m の点状源からビームが入射する場合

$$\frac{\Delta t_{\max}}{t} = 0.2022, \dots \quad (22)$$

したがって平行ビーム入射と1m点状源からの入射との時間分解能の比は

$$k_{10\text{ cm } \phi} = \frac{0.1533}{0.2022} = 0.758 \dots \quad (23)$$

となる。同様に1stシンチが13cm ϕ の測定系における時間分解能の比は

$$k_{13\text{ cm } \phi} = \frac{0.1740}{0.2384} = 0.730 \dots \quad (24)$$

となる。すなわち、Fig 3.6は距離1mの点状源からの単色中性子に対する時間分解能の実測値であったが、10cm ϕ の1stシンチの場合はこの値の75.8%、13cm ϕ の1stシンチの場合はこの値の73.0%がそれぞれ平行ビームの単色中性子に対する時間分解能であるということになる。これらのkの値は半径2/3の円環上で散乱および入射するものを代表的な飛跡と近似して出したものであるが、1st系、2nd系共通の任意の割合の半径を例にとった場合でも $\Delta t_{\max}/t$ の値は変るがkの値はごくわずかしき変化しない。kの値が安定しているということは物理的にはほぼ正しい時間分解能の比を現わしているものと考えられる。

Fig 3.6において中性子エネルギー1MeVの値を用いることにすると、読取り値は

$$\frac{\Delta t}{t} = 0.163 \quad (10\text{ cm } \phi) \dots \quad (25)$$

$$\frac{\Delta t}{t} = 0.191 \quad (13\text{ cm } \phi) \dots \quad (26)$$

である。一方、入射中性子エネルギーE (MeV)と1stシンチ・2ndシンチ間の飛行時間t (ns)との間には

$$t = \frac{102.24}{\sqrt{E}} \dots \quad (27)$$

の関係があるからEが1MeVの場合tは102.24nsである。⑬式で与えられたタイミング幅 Δt_T 、⑮式のエネルギー幅による時間分解能 $\Delta t_E/t$ 、⑳、㉑式の分解能比k、および㉒、㉓式の時間分解能 $\Delta t/t$ の実測値を全体の関係式である⑤式に代入すると、ただ1つの未知数である形状幅の時間分解能 $\Delta t_G/t$ が求められ、

$$\frac{\Delta t_G}{t} = 0.10867 \quad (10\text{ cm } \phi) \dots \quad (28)$$

$$\frac{\Delta t_G}{t} = 0.11828 \quad (13\text{ cm } \phi) \dots \quad (29)$$

となる。したがって入射中性子のエネルギーの拡がりによる寄与 $\Delta t_E/t$ を差引いたスペクトロメータ本来の時間分解能は

$$\frac{\Delta t}{t} = \sqrt{\left(\frac{5.444}{t}\right)^2 + (0.10867)^2} \quad (10\text{ cm } \phi) \dots \quad (30)$$

$$\frac{\Delta t}{t} = \sqrt{\left(\frac{5.444}{t}\right)^2 + (0.11828)^2} \quad (13\text{ cm } \phi) \dots \quad (31)$$

で与えられることになる。①式および②⑦式を用いてこれらの時間分解能をエネルギー分解能に変換すると

$$\frac{\Delta E}{E} = 2 \sqrt{0.002835E + 0.01181} \quad (10 \text{ cm}\phi) \dots\dots\dots \textcircled{32}$$

$$\frac{\Delta E}{E} = 2 \sqrt{0.002835E + 0.01399} \quad (13 \text{ cm}\phi) \dots\dots\dots \textcircled{33}$$

となる。スペクトロメータのエネルギー分解能はエネルギーの関数としてこのように表わされたわけであるが、これらの関係式を図に示すと Fig 3.7 のようになる。

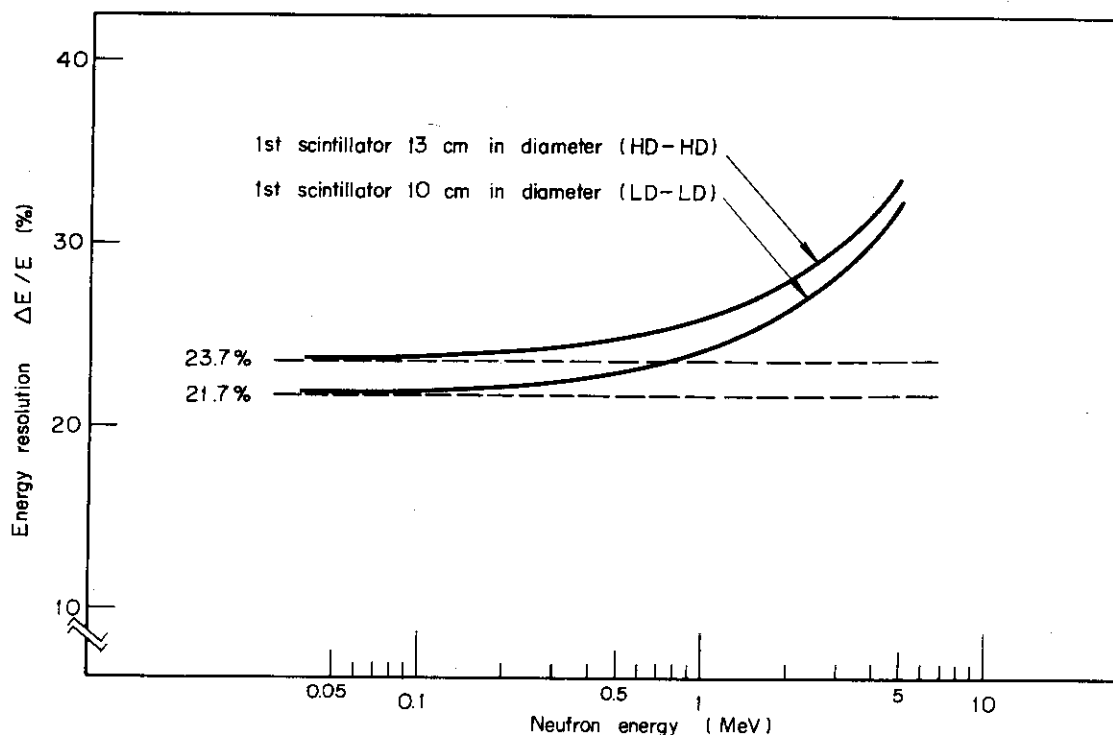


Fig. 3.7 Energy resolution of double scintillator spectrometer for parallel incident neutron beam.

③②式および③③式においてルート内の定数項は形状幅の寄与であり、エネルギー依存項はタイミング幅の寄与である。Fig 3.7を見ると1 MeV以下のエネルギー領域ではスペクトロメータの分解能の大きさは形状幅の寄与がその殆どであり、エネルギーの下限では形状幅そのものになることがわかる。すなわち、

$$\lim_{E \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta E}{E} \right) = 2 \times 0.10867 = 0.21734 \quad (10 \text{ cm}\phi) \dots\dots\dots \textcircled{34}$$

$$\lim_{E \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta E}{E} \right) = 2 \times 0.11828 = 0.23656 \quad (13 \text{ cm}\phi) \dots\dots\dots \textcircled{35}$$

この形状幅の大きさは先に述べたようにその殆どが散乱角の拡がりによるものである。したがって分解能を向上させる方向としては、1st シンチ・2nd シンチ間の飛行距離を伸ばすか或は1st シンチ・2nd シンチとして幅の狭いものを用いるかすることにより、散乱角の拡がりを小さくすることが一番効果的である。しかし測定系のこのような変更はシグナル・カウント・

レイトの低下を招くので、分解能の向上はシグナル・カウントの統計精度との兼合いの中で考慮されなければならない性質のものであることは言うまでもない。⑳, ㉑式において逆にエネルギーが数MeV以上になるとスペクトロメータの分解能はタイミング幅の寄与の方が大きくなり、エネルギーの上限では検出器の大きさや配置に関係なくなって双方とも

$$\lim_{E \rightarrow \text{大}} \left(\frac{\Delta E}{E} \right) = 0.10649 \sqrt{E} \dots\dots\dots \text{㉒}$$

となることが分る。

3.2 検出効率

1st シンチと 2nd シンチ間の飛行時間の分布からシグナル・カウントのエネルギー分布が導かれるが、それをスペクトロメータの検出効率で割ることにより中性子スペクトルが求められる。スペクトロメータの効率校正曲線の精度は中性子スペクトルの測定精度に直接影響し、スペクトロメータとしての適用可能なエネルギー範囲を決める要素の一つである。効率のエネルギー依存性は、Cf-252 核分裂中性子による校正、ヴァン・デ・グラフ加速器の単色中性子による校正、および検出器効率の理論計算の3通りの校正方法が考えられるが、ここでは我々が行なった1番目と2番目の実験的手法による結果について述べる。但し実験的に求められたのは効率の相対的なエネルギー依存性であり、絶対効率ではない。中性子スペクトルを求めるためにはそれで十分である。また効率のエネルギー依存性は検出器のディスクリ・レベルに影響されるが、効率に対するディスクリ・レベルの効き方について述べる。

3.2.1 効率に対するディスクリ・レベルの効き方

測定回路についてはすでに第2章で述べたが、1st シンチ並びに 2nd シンチのファスト・パルスのディスクリ・レベルはそれぞれの効率に影響するので、その選定はスペクトロメータの特性を左右するという意味で重要である。1st シンチ或は 2nd シンチで中性子が散乱されると反跳陽子が発生し、そのエネルギーが蛍光となってPMチューブで検出され、アノードから取り出されたものがファスト・パルスとして使われる。水素による散乱は重心系で等方であり、反跳陽子のエネルギーは入射中性子エネルギーから零まで分布するので、1st シンチおよび 2nd シンチの中性子によるシグナル・パルスはそれぞれの入射中性子エネルギーから零まで分布することになる。我々のダブルシンチレータ・スペクトロメータの場合 Fig 3.1 の配置図に示されているように、1st シンチへ入射する測定対象の中性子ビームの方向に対して45度の角度の距離1mの地点に 2nd シンチが置かれている。飛行時間の測定が行なわれるのは、1st シンチで散乱された中性子が 2nd シンチに入射して検出される、いわゆるコインシデンス・イベントの場合だけである。その場合 2nd 系の散乱のイベントは散乱角の如何に拘らずすべてシグナル・パルスであるが、1st 系のシグナル・パルスは散乱のイベントの中で散乱角が45度のものに限られることになる。したがってエネルギーEの単色中性子ビームが入射した場合を考えると、1st シンチで散乱されて 2nd シンチに入射する中性子はエネルギーが一定になり、

$$\begin{aligned} E' &= E (\cos 45^\circ)^2 \\ &= \frac{1}{2} E \end{aligned}$$

である。またその散乱中性子に対応した1st シンチ内の反跳陽子のエネルギーは $\frac{1}{2}E$ になるから、1st系の散乱のイベントの中でコインシデンス・イベントになるもののパルス・ハイトは一定になる。そこで1st系は測定の下限エネルギーの半分以下のところへディスクリ・レベルを設定しておけば、コインシデンス・イベントに関しては全部のシグナルが検出されることになり、その際の1st系の効率 $\epsilon_1(E)$ はディスクリ・レベルには依存せず、水素の散乱断面積に比例したものになるはずである。2nd系は上記の場合 $\frac{1}{2}E$ の単色中性子が入射し、吸収の場合は勿論のこと散乱の場合も散乱角の如何に拘らずすべてがコインシデンス・イベントとして検出されなければならないが、シグナル・パルスの大きさは $\frac{1}{2}E$ から零まで分布していることになる。そのため、2nd系のシグナルの検出はディスクリ・レベルに依存することになり、それを零にしない限りコインシデンス・イベントの全部を検出することはできない。ディスクリ・レベルがある高さに設定されると、どのような高いエネルギーの入射中性子に対してもシグナルの一部が削除される関係にあり、その割合は中性子エネルギーの関数になる。まずこの点において2nd系の効率 $\epsilon_2(E)$ は断面積だけでなく、ディスクリ・レベルにも依存する。

ダブルシンチレータ法によって中性子束のタイム・スペクトルを測定する場合、一般に1st系のパルスの殆どは中性子によるシグナルであり、電氣的ノイズの全パルス中に占める割合は低い。第2章で述べたように1st系の電氣的ノイズは1mm厚のシンチレータの場合、いわゆるロー・ディスクリで約700cpsである。このノイズ・レイトは言うまでもなくディスクリ・レベルによって大きく変動する。2nd系は2本のPMチューブのコインシデンスをとることにより電氣的ノイズを消しているので、ノイズ・レイトはいわゆるロー・ディスクリの場合でも約150cpsに過ぎない。このノイズ・レイトも言うまでもなくディスクリ・レベルに依存している。2ndシンチで発生するパルスはコインシデンス・イベントよりもルーム・スキヤタリングの中性子や γ 線によるものが圧倒的に多いが、それらのパルスの数もディスクリ・レベルに依存する。

1st系および2nd系のファスト・パルスの大きさは、反跳陽子による光子の発生数のばらつき、シンチレータの場所による集光率の違い、放出光電子数の統計的ばらつき、PMチューブの増倍率のばらつき等により、反跳陽子のエネルギーが一定であっても広い範囲に分布することが予想される。このことは逆に言えば、ある高さのディスクリ・レベルで弁別されたファスト・パルスに対応するスロー・パルスもその境界付近で広く分布することになる。そこで2ndシンチの場合ファスト・パルスのディスクリ・レベルのパルス・ハイト分布に対する効き方はクリヤー・カットではなくなり、2nd系の効率 $\epsilon_2(E)$ はディスクリ・レベルによって徐々に変化を受けることになる。

測定された飛行時間分布からバックグラウンド・カウント分布を差し引いた残りがコインシデンス・イベントの分布であるが、バックグラウンド・カウント成分が相対的に多くなればコインシデンス・イベントの分布の統計精度が悪くなり、シグナル・カウントの少いエネルギー領域は統計精度の面から測定不可能ということになる。そういうわけでバックグラウンド・カウント・レベルはスペクトルの測定精度並びに測定可能なエネルギー範囲を決定する大きな要素の1つであり、スペクトルの測定精度の向上並びに測定可能範囲の拡大のためにはバックグ

ラウンド・カウント・レイトをできる限り下げる必要がある。バックグラウンド・カウントは電氣的ノイズも含めて 1st 系と 2nd 系のパルスのチャンス・コインシデンスによって起り、その割合は大雑把に言って双方のカウント・レイトの積に比例する。バックグラウンド・カウント・レベルを相対的に下げてコインシデンス・イベントの統計精度を上げるためには、入射中性子の線束を少くして低いカウント・レイトで長時間測定するのが 1つの方策であるが、それに加えて次のような測定条件が望ましい。それは、1st 系に関しては測定範囲の下限エネルギーのコインシデンス・イベントに対応するところまでディスクリ・レベルを上げることによってそれ以下の低エネルギー成分並びに電氣的ノイズなどの不必要なカウントを除去すること、2nd 系に関してはシンチレータの入射方向以外の部分を鉛その他で遮蔽してルーム・スキタリングの中性子や γ 線によるバックグラウンド・カウント・レイトを減らすことである。

次に、1st 系および 2nd 系の効率 $\epsilon_1(E)$, $\epsilon_2(E)$ のディスクリ・レベルによる依存性を調べ、炉心スペクトル測定或は Cf-252 核分裂スペクトル測定の際のディスクリ・レベルが中性子エネルギーにどのように対応するかについて述べる。ディスクリ・レベルと中性子エネルギーとの関係は直接的には対応がつかず、実験的に確かめる以外に方法はない。ディスクリ・レベルが実際にどのように効くかを調べる方法の一つは、中性子スペクトル測定の際にディスクリ・レベルを変動させてみて飛行時間分布がどのように影響されるかを見ることである。Fig 3.8 は FCA VI-2 集合体の炉心中心スペクトルを測定した際の飛行時間分布であり、1st 系のディスクリ・レベルの違いによる飛行時間分布の差を調べたものである。この2つのタイム・スペクトルは 1st 系のファースト・ディスクリミネータの目盛が 1.000 および

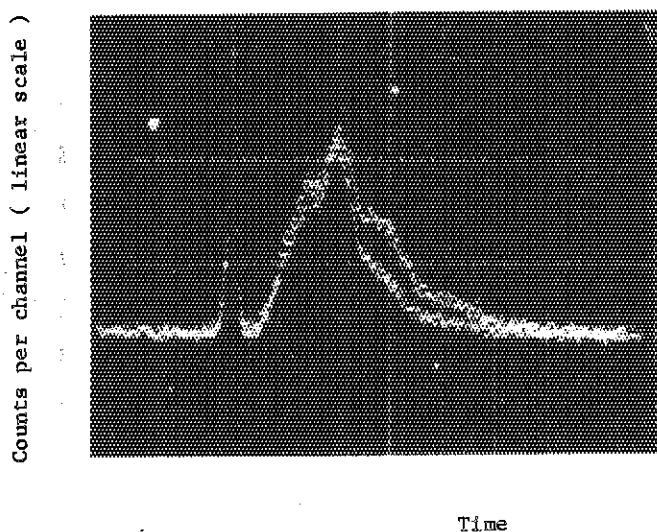


Fig. 3.8 Comparison of time-of-flight spectrum for neutrons and gammas from the core center of FCA Assembly VI-2, measured with 1st scintillator 3mm thick in high discri. level and in low discri. level, both with 2nd scintillator in high discri. level.

0.240 でそれぞれ測定された結果であり、今後これらのディスクリ・レベルを 1st 系のハイ・ディスクリおよびロー・ディスクリと呼ぶことにする。Fig 3.8において高エネルギー側はタイム・スペクトルに差が見られないが、低エネルギー側はディスクリ・レベルを高くしたことによってシグナルが大幅に切り落される様子が示されている。ディスクリ・レベルを変動させてこのような測定を行なうことにより、ディスクリ・レベルと實際上影響を受け始める中性子エネルギーとの対応関係を知ることができる。

ディスクリ・レベルと中性子エネルギーとの対応を知るもう一つの方法は、ディスクリ・レベルと中性子エネルギーとを変化させながら単色中性子に対する応答を測定してみることである。しかし単色中性子は任意の場所で手軽に利用することができないので、その代りに γ 線源を用いてディスクリ・レベルのチェックを行なった。Fig 3.9は1stシンチとして用いる

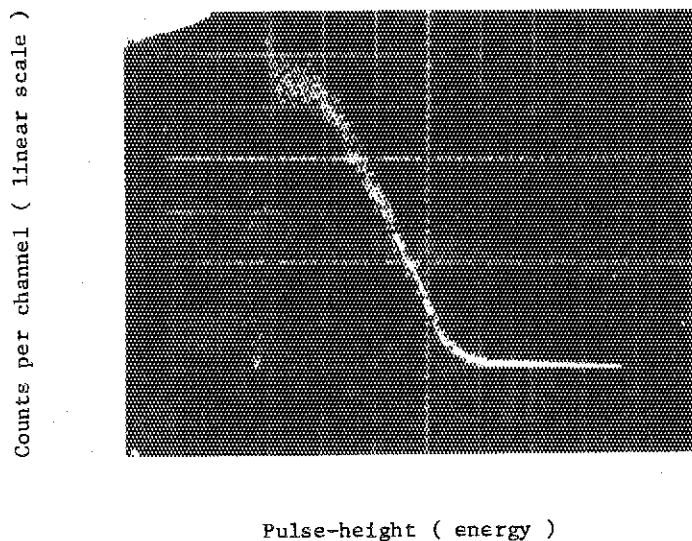


Fig. 3.9 Pulse-height spectrum measured with 1st scintillator 1mm thick, 10cm in diameter, in low discri. level for a Cs-137 source emitting 662 KeV gamma rays.

1 mm 厚のシンチレータのCs-137 に対するパルス・ハイト分布であり、Fig 3.10は1stシンチとして用いる 3 mm 厚のシンチレータのAm-241 に対するパルス・ハイト分布である。これはいわゆる 1st 系のロー・ディスクリで弁別されたファスト・パルスをゲート信号としてエネルギー成分であるスロー・パルスの分布をとったものであり、ファスト・パルスのディスクリ・レベルがスロー・パルスの分布にどのように対応しているかを調べたものである。Cs-137は662KeV、Am-241は60KeVの γ 線をそれぞれ出し、そのエネルギーの全部或は一部が光電効果やコンプトン散乱によってシンチレータ内に吸収される。Fig 3.9およびFig 3.10から γ 線の全エネルギーとディスクリ・レベルとの対応が分るが、シンチレータ内における γ 線による光量と反跳陽子による光量との関係¹¹⁾を利用して、結果としてファスト・

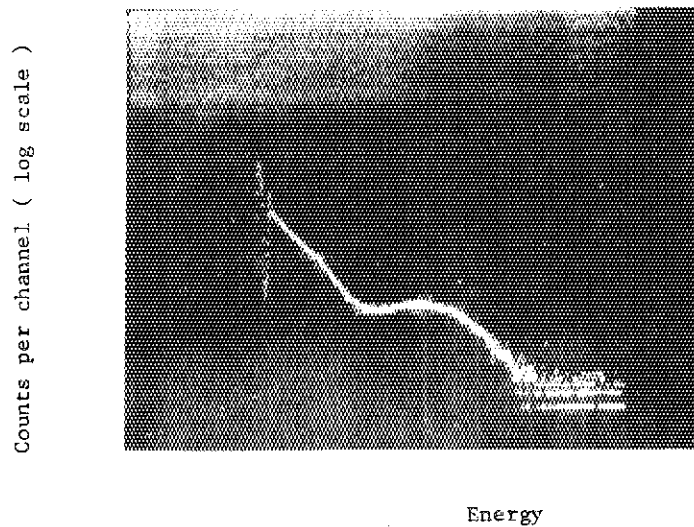


Fig. 3.10 Pulse-height spectrum measured with 1st scintillator 3mm thick, 13cm in diameter, in low discrim. level for an Am-241 source emitting 60 KeV gamma rays.

パルスのディスクリ・レベルと中性子エネルギーとの対応をつけることができる。同様に Fig 3.11は5"φ×2"の2nd シンチのAm-241に対するパルス・ハイト分布である。2nd系のファスト・パルスは第2章で述べたようにPMチューブ・ノイズを消すため2系統のコインシデンスを取っており、しかもその一方はファスト・スロー方式のためディスクリ・レベルを違えてさらにコインシデンスを取っている。Fig 3.11はアノード・パルスファスト・アンプで10倍に増幅したものをファスト・ディスクリミネータの目盛0.400, 0.360, 0.400でそれぞれ弁別し、それらのコインシデンス・パルスをゲート信号に使うてパルス・ハイト分布を測定したものである。ディスクリ・レベルをこのようにセットした系を今後2nd系のロー・ディスクリと呼ぶことにする。Fig 3.11で低エネルギー側はノイズが圧倒的に多いため、60KeVの γ 線による分布は高エネルギー側の半分しか現れていない。しかし印加電圧を2490Vから徐々に下げて行くと相対的にノイズが減少し、分布全体の形を確認することができる。Fig 3.12はFig 3.11の低エネルギー部分を拡大したものであり、2nd系のハイ・ディスクリとロー・ディスクリによるノイズ分布の切れ方の違いが示されている。ここでハイ・ディスクリと呼んでいるのは、ファスト・アンプを通さないでファスト・ディスクリミネータの目盛を0.150, 0.150, 0.200とした2nd系のファスト・パルスのディスクリ・レベルのことである。Fig 3.11とFig 3.12よりAm-241の γ 線の全エネルギーと2nd系のファスト・パルスのディスクリ・レベルとの対応が分り、結果としてディスクリ・レベルと反跳陽子エネルギーとの対応がつけられる。

1st系および2nd系のそれぞれのハイ・ディスクリおよびロー・ディスクリとAm-241の γ 線との対応関係はこのようにして実験的に求められたが、その結果をTable 3.1にまとめた。同Tableにはそれぞれのディスクリ・レベルが対応する反跳陽子エネルギー或は入射中性子エネルギーも同時に掲げている。すなわち、例えば1st系のハイ・ディスクリはAm-

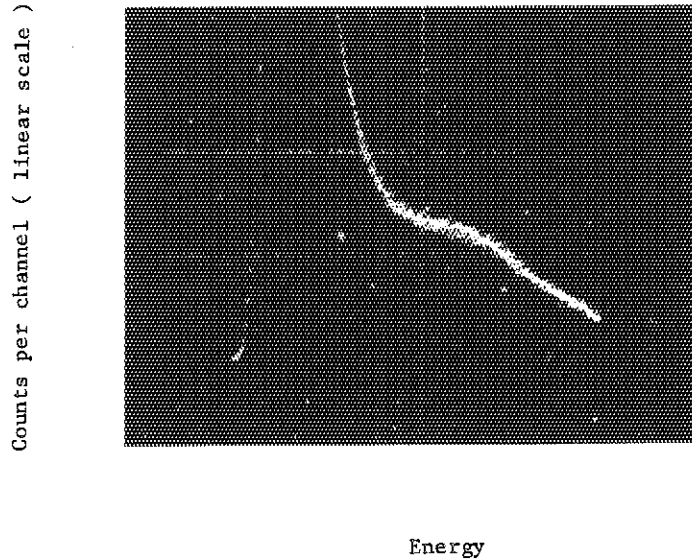


Fig. 3.11 Pulse-height spectrum measured with 2nd scintillator in low discri. level for Am-241 60 KeV gamma rays.

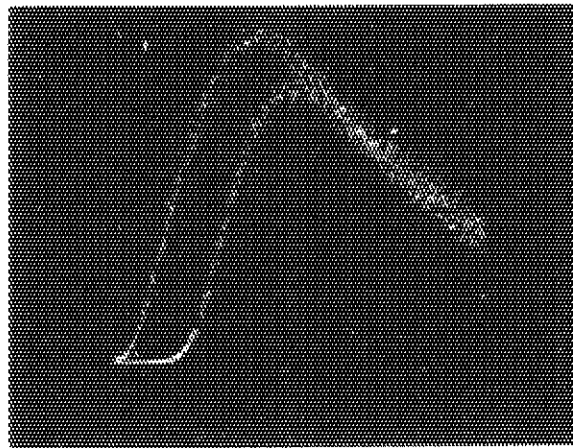
241の γ 線エネルギーの $\frac{1}{6}$ に相当し、これは反跳陽子エネルギーにして150KeVに相当し、したがってこれはまた入射中性子エネルギーにして300KeVに相当することを表わしている。2nd系のディスクリ・レベルと入射中性子エネルギーとの関係は検出されるシグナルの割合で示すほかないが、例えば200KeVの入射中性子の場合ハイ・ディスクリではコインシデンス・イベントの50%が検出され、ロー・ディスクリでは90%が検出されることになる。

ダブルシンチレータ・スペクトロメータの適用エネルギー範囲の下限をできるだけ下げるということは本来の目的の1つであり、低エネルギーの入射中性子によるパルスを生シグナルとして検出するためには1st系および2nd系のディスクリ・レベルをできるだけ下げなければならない。一方、飛行時間分布におけるバックグラウンド・カウントを減らしてシグナル・カウントの統計精度を上げるためにはディスクリ・レベルを上げなければならない。また1stシンチ内の炭素の散乱によるコインシデンス・イベントも1st系のディスクリ・レベルによって除去されなければならない。このことについてはすぐ後で言及する。ディスクリ・レベルの選定はこれらの条件と入射中性子束の強さ、測定時間等を考慮して行なわれ、実際のスペクトル測定は1st系および2nd系のディスクリ・レベルとして先に述べたそれぞれの系のいわゆるハイ・ディスクリおよびロー・ディスクリと呼んでいる2つの値のどちらかで行なわれた。同一の中性子場に対して1回のランの測定ではなくて、1st系と2nd系でそれぞれハ

Table 3.1 ディスクリ・レベルとAm-241 γ 線エネルギー
 或は中性子エネルギーとの対応関係

		Am-241の γ 線エネルギーに対するディスクリ・レベルの比	ディスクリ・レベルに対応する反跳陽子エネルギー (KeV)	ディスクリ・レベルに対応する入射中性子エネルギー (KeV)
1st系	ハイ・ディスクリ	$\frac{1}{6}$	150	300
	ロー・ディスクリ	$\frac{1}{30}$	30	60
2nd系	ハイ・ディスクリ	$\frac{1}{20}$	50	
	ロー・ディスクリ	$\frac{1}{100}$	10	

Counts per channel (linear scale)



Energy

Fig. 3.12 Comparison of pulse-height spectrum for electric noise measured with 2nd scintillator in high discri. level and in low discri. level.

イ・ディスクリとロー・ディスクリを組み合わせる回数ランの測定を行なうことによりスペクトルが求められた。これはそれぞれの系のハイ・ディスクリとロー・ディスクリの長所を活かした測定をそれぞれ別個に行なうことによって、測定結果を互に比較し、また測定結果をつなぎ合わせてスペクトロメータとしての測定可能なエネルギー範囲を広げるためである。ディスクリ・レベルの違いによるタイム・スペクトルの違いについてはFig 3.8に1例を示したが、実際のスペクトル測定の際の結果については第4章で述べることにする。

プラスチック・シンチレータには炭素が大量に含まれており、その原子数密度は水素の半分近くもある。炭素の散乱断面積は数百KeVでは水素のその約半分であり、数MeVではほぼ同じ大きさである。したがって数MeV領域では入射中性子の炭素による散乱は水素によるもののほぼ半分の割合で起っていることになる。一方水素による散乱が重心系で等方であるのに比べて、炭素による散乱は実験室系で等方に近い。その場合1st シンチの炭素による散乱中性子の内で45度方向に置かれた2nd シンチへ入射するものの比率は、水素による散乱中性子の内で2nd シンチへ入射するものの比率の約半分である。したがって数MeVの入射中性子の炭素によるコインシデンス・イベントは水素によるものの約 $\frac{1}{4}$ である。散乱角が45度の場合、水素による散乱では中性子エネルギーは元のエネルギーのちょうど半分になるが、炭素による散乱では元のエネルギーの95.2%になる。そこでコインシデンス・イベントの飛行時間分布も水素による散乱の場合と炭素による散乱の場合では全然違ってくる。故に炭素によるコインシデンス・イベントは測定の過程で回路的に除去されるか、或は飛行時間分布の測定データの解析の際に補正されなければならない。もし飛行時間分布に炭素によるコインシデンス・イベントが混入し、それをそのまま水素によるものとしてスペクトルに変換すると、炭素によるイベントは

$$0.952 \times 2 = 1.904$$

すなわち、入射中性子の1.904倍のエネルギーのところに現れて本来のスペクトルに加算されることになる。そのため炭素によるコインシデンス・イベントが混入すると、求められたスペクトルは全体として高エネルギー側が持ち上がった形になる。炭素によるコインシデンス・イベントを除去するには、1st シンチ内におけるリコイル・カーボンによるものをファスト・パルスとして検出しなければよい。リコイル・カーボンのエネルギーはコインシデンス・イベントの場合入射中性子エネルギーの4.77%であるが、このパルスを1st系のディスクリ・レベルで切り落せばよいことになる。プラスチック・シンチレータ内においてリコイル・カーボンによって放出される光量は、Verbinski等の報告¹²⁾によると同じエネルギーの反跳陽子による光量のほぼ $\frac{1}{10}$ である。この比は実験的に求められたもので実験誤差も小さくないが、数百KeVから数KeVのエネルギー範囲ではほぼこの程度の値であるとする。この値を用いて、1st系のハイ・ディスクリおよびロー・ディスクリでちょうど弁別されるリコイル・カーボンに相当する入射中性子エネルギーを求めてみる。1st系のハイ・ディスクリおよびロー・ディスクリはTable 3.1に示したように150KeVおよび30KeVの反跳陽子に対応し、その光量はリコイル・カーボンの場合10倍の1.5MeVおよび0.3MeVに対応する。これらのリコイル・カーボンに相当する入射中性子エネルギーはそれぞれ

$$\frac{1.5}{0.0477} = 31.4$$

$$\frac{0.3}{0.0477} = 6.29$$

すなわち 31.4 MeV および 6.29 MeV である。したがってそれぞれのディスクリ・レベルにおいて、炭素による散乱のコインシデンス・イベントは入射中性子にしてこれらのエネルギー以下のものは回路的に除去されてしまい、タイム・スペクトルに混入することはない。これらの値は Table 3.1 にも掲げておいたが、その導出の過程から分るように大きな誤差を含んでいるので正確な値ではなく、大雑把な目安という意味である。というのは、リコイル・カーボンと反跳陽子の光量の比は本来エネルギーの関数であり、数百 KeV から数 MeV の領域ではほぼ 1/10 であるとしたのはおおよその目安に過ぎないからである。1st 系がロー・ディスクリの場合 6.29 MeV 以上の入射中性子は炭素による散乱の場合でもコインシデンス・イベントとなってタイム・スペクトルに混入して来るが、そのようなイベントがタイム・スペクトル上に現れて誤差となるのは、

$$6.29 \times 1.904 = 12.0$$

すなわち 12.0 MeV 以上のエネルギー領域である。我々のダブルシンチレータ・スペクトロメータの測定可能なエネルギー範囲は、現在の測定系の幾何学的配置では圧倒的にカウント数の多い γ ピークのレゾリューション・ブロードニングによるこぼれ落ちでその上限が決まっており、約 6 MeV である。したがって炭素の散乱によるコインシデンス・イベントは、1st 系がハイ・ディスクリの場合は勿論のことロー・ディスクリの場合も、測定範囲内のタイム・スペクトルに混入することはないと考えられる。

3.2.2 Cf-252 核分裂中性子による効率較正

ダブルシンチレータ法は微分測定のスเปクトロメータであるが、その微分の程度はどのようなものであろうか。というのは、一般に微分測定と言われているスเปクトロメータにおいても単色中性子に対する応答が分解能によるエネルギーの拡がりだけでなく、ピーク部分に続いていわゆる尾を引くという積分型の分布になり、純粋な微分測定でない場合があるからである。そのような場合測定データから中性子スเปクトルを求めるためには単に効率のエネルギー依存性が分っているだけでは不十分であり、各エネルギーの単色中性子に対する応答の分布が分っていなければならない。ダブルシンチレータ・スเปクトロメータの場合単色中性子に対する応答がもし積分型になるとすれば、その原因としては次の2つが考えられる。すなわち、1st シンチ内で2回以上の散乱、いわゆるマルチプル・スキュタリングの中性子が 2nd シンチへ入射して検出される場合と、散乱中性子がルーム・スキュタリングの後 2nd シンチへ到達して検出される場合である。このようなイベントの比率はシグナル・カウントに比べて本来ごくわずかであるが、さらに減らすため測定系は 1st シンチとしては厚さの薄いシンチレータを用い、また検出器の周辺から散乱体となる物質をできるだけ取除いた配置になっている。そして前節で示されたように単色中性子に対する応答の測定結果は尾を引くなどの積分型の現象は見られなかった。すなわちこのダブルシンチレータ・スเปクトロメータは分解能によるエネルギーの拡がりを除いては中性子エネルギーとその応答であるフライト・タイムとが1対1の

関係にあり、完全な微分測定であると言える。したがって測定データを解析して中性子スペクトルを求めるためには、効率のエネルギー依存性が分れば十分である。また一方微分測定であるということを利用して、既知の中性子スペクトルに対する応答を測定することにより逆にスペクトロメータの効率のエネルギー依存性を求めることができる。そこで既知のスペクトルとしてCf-252の核分裂中性子スペクトルを用いてその応答を測定することにより、スペクトロメータの効率のエネルギー依存性を実験的に求めてみた。Cf-252の核分裂中性子スペクトルは単純な一定の形をしており、標準のスペクトルとして広範囲に用いられているものである。

Fig 3.13はCf-252核分裂中性子の飛行時間分布の測定例である。測定の配置は1st シンチ、2nd シンチ相互の関係はFig 3.1に示されたものと同じであるが、点状源であるCf-252核分裂中性子源は1st シンチから78cmの距離に置かれている。2nd シンチは中性子源からの中性子や γ 線が直接入射することがないように遮蔽されている。

Fig 3.13のタイム・スペクトルは1st シンチとして10cm ϕ 、1mm厚のシンチレータを使用し、ディスクリ・レベルが1st系、2nd系共にそれぞれのハイ・ディスクリである場合の測定結果である。中性子によるシグナル・カウントの総数に比べて γ 線によるシグナル・カウント数が圧倒的に多いが、これはCf-252の核分裂に伴う γ 線によるものである。Fig 3.14も同様にCf-252核分裂中性子の飛行時間分布の測定結果であるが、これは1st シンチとして10cm ϕ 、1mm厚のシンチレータを使用し、ディスクリ・レベルとして1st系、2nd系共にそれぞれのロー・ディスクリで測定されたものである。Fig 3.13とFig 3.14はディスクリ・レベルが異なるだけでそれ以外は同じ条件で測定されたものである。両者を比較してみると、中性子によるシグナル・カウント分布はFig 3.13のハイ・ディスクリの場合の方が低エネルギー側で少し削られているのが認められるが、その削られ方はクリヤー・カットではなく、徐々に進行している。シグナル・カウントに対するバックグラウンド・カウントの比率はFig 3.14のロー・ディスクリの場合の方が2倍以上大きい。Fig 3.15も同様にCf-252核分裂中性子の飛行時間分布の測定結果であるが、1st シンチとして13cm ϕ 、3mm厚のシンチレータを使用し、ディスクリ・レベルとして1st系、2nd系共にハイ・ディスクリで測定されたものである。Fig 3.13の1mm厚の場合に比べてスキヤタリング・シンチレータが大きいため、バックグラウンド・カウントに対するシグナル・カウントの比が大きい。

さてCf-252の自発核分裂中性子のスペクトルは近似的にマクスウェル分布で記述されることが知られており、その場合分布の形は中性子温度と呼ばれる1つのパラメータのみで決定される。Cf-252の核分裂中性子スペクトルをマクスウェル分布で近似する場合中性子温度としてどのような値が適当であるかは現在においてもなお問題であり、一般的に用いられる確定した値というものはない。この問題に関しては20年も前から現在に到るまで多数の報告がなされており、いずれもTOFその他の方法により実験的に求められた値が報告されている。その中で我々はGreen等¹³⁾によって最近発表された値、すなわち1.406MeVという値を用いることにする。中性子温度をT (MeV)で表示すると、マクスウェル分布は次式で表わされる。

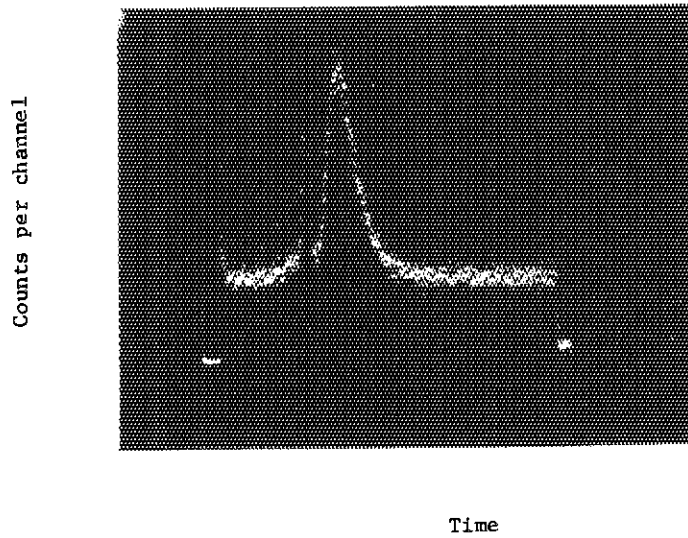


Fig. 3.13 Time-of-flight spectrum for Cf-252 fission neutrons and gammas, measured with 1st scintillator 1mm thick, 10cm in diameter, in high discrim. level, and with 2nd scintillator in high discrim. level.

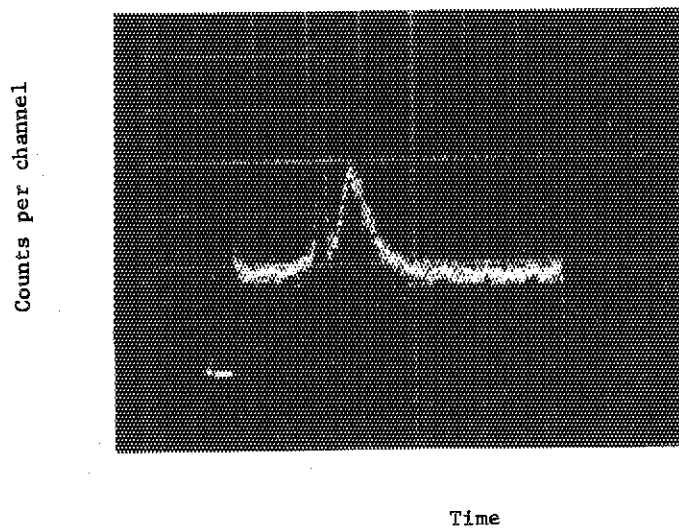


Fig. 3.14 Time-of-flight spectrum for Cf-252 fission neutrons and gammas, measured with 1st scintillator 1mm thick, 10cm in diameter, in low discrim. level, and with 2nd scintillator in low discrim. level.

$$n(E) = \frac{2\pi}{(\pi T)^{\frac{1}{2}}} \cdot e^{-\frac{E}{T}} \cdot E^{\frac{1}{2}}$$

但し $n(E)$ はエネルギー E (MeV) における MeV 当りの核分裂中性子の割合である。先に示した Fig 3.13, 3.14 および 3.15 のタイム・スペクトルはこのようなエネルギー分布の中性子束をダブルシンチレータ・スペクトロメータで測定した結果であった。したがってこれらの測定結果のエネルギー分布を入射中性子のエネルギー分布で割ることにより、スペクトロメータの効率のエネルギー依存性が得られるはずである。

Fig 3.16 は Fig 3.14 のフライト・タイム・スペクトルに分解能補正並びにバックグラウンドの差引きを施してシグナル・カウント分布を抽出し、タイム・スペクトルをエネルギー分布の形に変換した上で 1 デカッド 40 群の等レサジー・グループに群分けしたものである。測定値のところどころに付したエラー・バーはシグナル・カウントの標準偏差である。また同図には中性子温度 1.406 MeV のマクスウェル分布を同時に掲載している。すなわち、Cf-252 の自発核分裂中性子スペクトルのダブルシンチレータ・スペクトロメータによる測定値と、マクスウェル分布で近似した理論値とが示されている。この両者の比がスペクトロメータの効率のエネルギー依存性を与えるはずであるが、両分布の比を取ったものを Fig 3.17 に示す。実線は測定精度上ばらついている測定点をスムーズ化したものであるが、これが 1st シンチとして 10 cm ϕ , 1mm 厚のシンチレータを用い、ディスクリ・レベルとして 1st 系, 2nd 系共にロー・ディスクリを用いた場合の効率のエネルギー依存性である。高エネルギー側でカーブが持ち上っているのは、タイム・スペクトル測定の際に巨大な γ ピークの 1 部がレゾリューション・ブロードニングにより隣接する中性子の高エネルギー領域へこぼれ落ち、それが中性子によるシグナルと見做されたためである。したがってそのようなエネルギー領域の測定結果は効率の正しい値を示していない。このことから効率を測定する際のエネルギー範囲の上限は、 γ ピークのレゾリューション・ブロードニングで決まることが分る。一方低エネルギー側は 1st 系 および 2nd 系のディスクリによりエネルギーが低くなるにつれてシグナル・カウントが少くなるわけであるが、その統計精度から実効的な測定下限が決まることになる。Fig 3.16 および Fig 3.17 において低エネルギー側における各グループの測定点がエラー・バー以上にばらついているが、これはシグナル・カウント数が少ない場合には測定誤差の取り方が問題であることを示している。バックグラウンド・カウントの差引き方並びにシグナル・カウントの誤差の取り方については次章で述べることにするが、バックグラウンドは直線近似で差引き、各群のトータル・カウントの標準偏差をシグナル・カウントの誤差としている。そのためシグナル・カウントが少い場合にはバックグラウンド・カウントのばらつきを過小評価することになり、シグナル・カウントの誤差を実際より小さく見積る結果になっている。シグナル・カウント或は効率の実際の測定精度は、Fig 3.16 或は Fig 3.17 に見られる個々の測定点のばらつきに示されている通りである。Fig 3.16 および Fig 3.17 から Cf-252 の自発核分裂中性子を利用した方法によるこの測定系の効率の測定可能なエネルギー範囲は、約 500 KeV から 5 MeV であるといえる。

Fig 3.17 は 1st シンチとして 10 cm ϕ , 1mm 厚のシンチレータを使用し、ディスクリ・

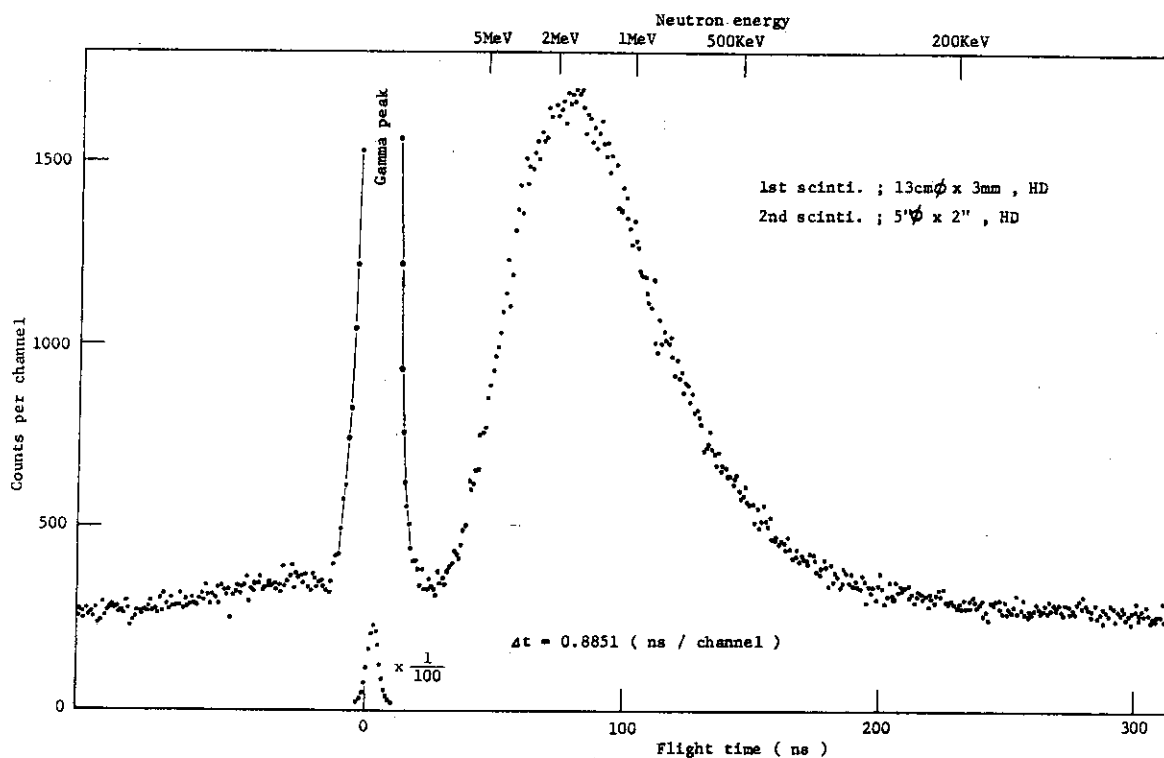


Fig. 3.15 Time-of-flight spectrum for Cf-252 fission neutrons and gammas. Cf-252 source is located at 78cm distant from 1st scintillator. HD means the high disci. level.

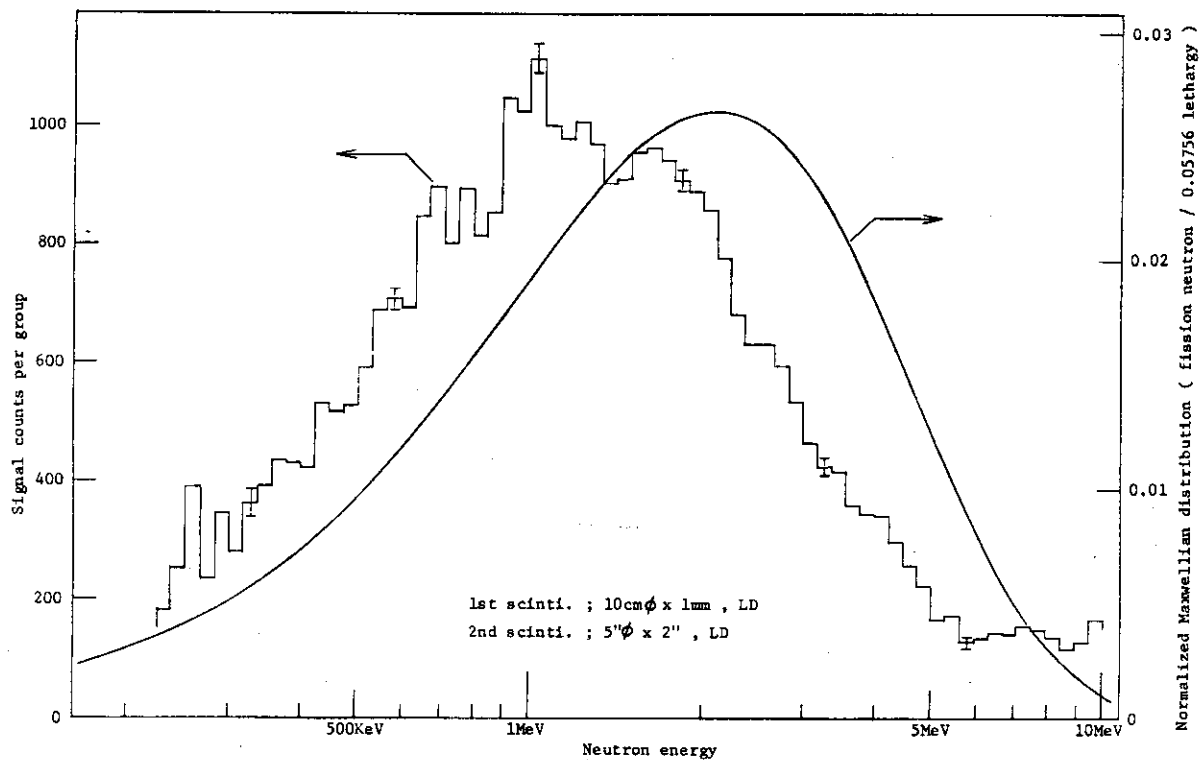


Fig. 3.16 Comparison between a measured signal count distribution and a Maxwellian distribution of a temperature parameter of 1.406MeV, for Cf-252 fission neutrons. LD means the low disci. level.

レベルが 1st 系, 2nd 系共にロー・ディスクリという測定系の効率であったが, 1st シンチの大きさやディスクリ・レベルなどが異なれば効率のエネルギー依存性も当然異なることが予想される。Fig 3.13 は 1st シンチが 10 cmφ, 1 mm 厚で, 1st 系, 2nd 系共にハイ・ディスクリという測定系で測られた Cf-252 核分裂中性子の飛行時間分布であり, また Fig 3.15 は 1st シンチが 13 cmφ, 3 mm 厚で, 1st 系, 2nd 系共にハイ・ディスクリという測定系で測られた Cf-252 核分裂中性子の飛行時間分布であった。これらの飛行時間分布の測定結果から上記と同様の手順で各測定系の効率のエネルギー依存性を求め, Fig 3.17 の結果と共に Fig 3.18 に示す。この図によると 1st シンチが 10 cmφ, 1 mm 厚である測定系の効率のエネルギー依存性は高エネルギー側ではロー・ディスクリとハイ・ディスクリで変わらないが, 約 700 KeV 以下では違ってくる事が分る。またディスクリ・レベルは共にハイ・ディスクリであるが 1st シンチがそれぞれ 13 cmφ, 3 mm 厚と 10 cmφ, 1 mm 厚である測定系の効率を比較してみると, 全体としてカーブの形はほぼ似ており, 効率の高さは全体として 3.73 倍違っている。測定系の配置は双方で変わらず, 1st シンチの大きさの比は

$$\frac{\pi \times 6.5^2 \times 0.3}{\pi \times 5^2 \times 0.1} = 5.07$$

であるにも拘らずこのように効率の高さの比が 3.73 倍になったことに対しては, 次のような原因が考えられる。まず 1 mm 厚のシンチレータは手作りで研磨したものであるが 1 mm という厚さは大雑把な目安に過ぎないということ, もう一つは円錐形のホロー中にシンチレータをマウントする場合 13 cmφ と 10 cmφ ではフォトマルの集光面までの距離が異なることになり, 集光面を見込む立体角の違いからディスクリ・レベルが同じでも集光率が違うだろうということである。Fig 3.18 で指摘できるもう一つの点は, 高エネルギー側で効率のカーブの曲率が逆転して下に凸になり, 中性子エネルギーの上昇に伴う効率の低下の割合が鈍化していることである。効率のエネルギー依存性が本来このような現象を示すことは予想し難いので, これは以前に指摘したように γ ピークのレゾリューション・ブロードニングの影響がこの領域にも現われているものと考えられる。

今までスペクトロメータ全体としての効率のエネルギー依存性を求めて来たが, この値はまた 1st 系, 2nd 系それぞれ単独の効率のエネルギー依存性の積であるとも考えることもできる。

1st 系の効率は利用する散乱角が 45 度の場合, そのディスクリ・レベルに相当するエネルギーが十分低くて測定対象であるエネルギー範囲の下限の半分以下であれば, すべてのイベントがディスクリを通過することになるので, そのエネルギー依存性はディスクリ・レベルには影響されないことになる。そのような場合 1st 系の効率エネルギー依存性は, マルティプル・スキャタリングを考えなければスキャタリング・シンチレータの散乱断面積のエネルギー依存性そのものになるはずである。そしてこれは, 炭素による散乱がシグナル・カウント分布には影響を与えないと仮定すると, 水素の散乱断面積のエネルギー依存性になる。水素の散乱断面積のエネルギー依存性はよく知られているので 1st 系のディスクリ・レベルその他上記の仮定が成立する測定系の場合は, 2nd 系の効率のエネルギー依存性さえ分ればスペクトロメータ全体の効率のエネルギー依存性が求まることになる。Fig 3.19 のタイム・スペクトルは, 2nd 系の効率のエネルギー依存性を求めるために Cf-252 の自発核分裂中性子を核分裂イ

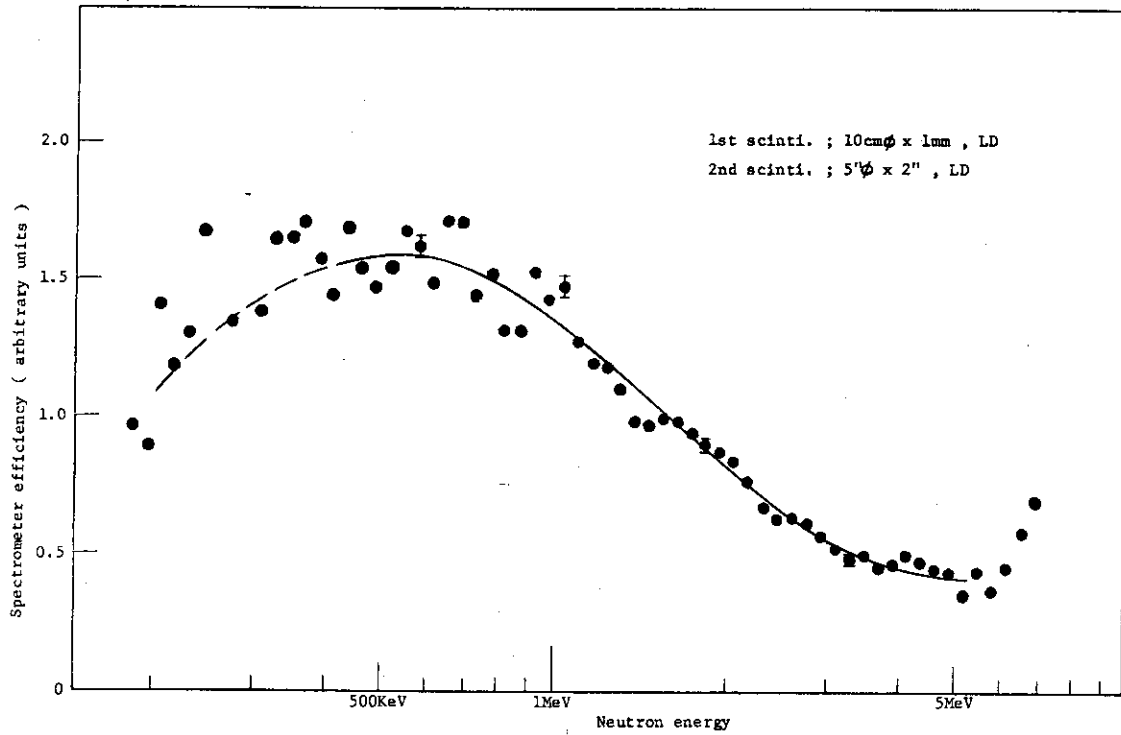


Fig. 3.17 Energy dependence of the spectrometer efficiency, obtained by measurement of Cf-252 fission neutrons.

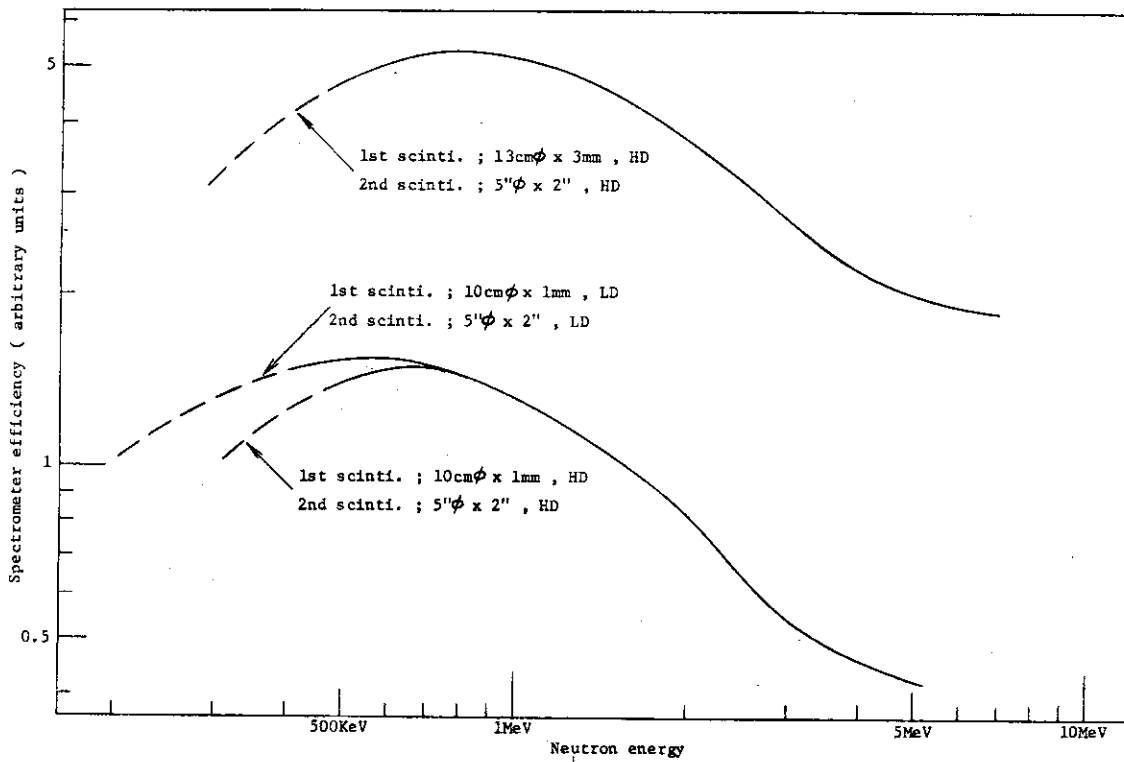


Fig. 3.18 Energy dependences of the spectrometer efficiencies, obtained by measurements of Cf-252 fission neutrons.

ベント・トリガーで測定したものである。測定系の配置はFig 3.19中に示されているようにダブルシンチレータ法の場合と異なり、Cf-252の核分裂中性子源を1stシンチに付着させている。このような配置では1st系は核分裂に伴って発生する数個の中性子或は γ 線により核分裂と同時にトリガーされるので、核分裂中性子が発生後100cmの距離を飛行して2ndシンチへ到達するまでの飛行時間が測定される。Fig 3.13, 3.14 および3.15などが角度45度の散乱中性子の飛行時間分布であったのに対して、Fig 3.19は核分裂中性子そのものの飛行時間分布である。Cf-252の自発核分裂中性子スペクトルを中性子温度1406MeVのマクスウェル分布と仮定して、この飛行時間分布から2nd系の効率のエネルギー依存性を求めた結果がFig 3.20に示された $\epsilon_2(E)$ である。このカーブは本来2nd系のディスクリレベルの効き方のエネルギー依存性、2ndシンチの全断面積のエネルギー依存性、2ndシンチの厚さや集光率の場所依存性などに由来するので単純に推測することはできないが、Fig 3.20の $\epsilon_2(E)$ の分布を見ると200KeVから4MeVの範囲では緩かな勾配の単純な形をしていることが分る。次に1st系の効率のエネルギー依存性が水素の散乱断面積と同じであると仮定して、実験的に求められた2nd系の効率 $\epsilon_2(E)$ からスペクトロメータ全体の効率のエネルギー依存性を求めてみる。水素の散乱断面積を $\sigma(E)$ で表示すると、スペクトロメータ全体の効率 $\epsilon_t(E)$ は次式で与えられる。

$$\epsilon_t(E) = \sigma(E) \times \epsilon_2\left(\frac{E}{2}\right)$$

というのは、入射中性子エネルギーがEの場合45度方向に散乱されて2ndシンチへ入射する中性子のエネルギーはE/2だからである。この式で求められたスペクトロメータ全体の効率のエネルギー依存性が同じくFig 3.20に示されている。水素の散乱断面積 $\sigma(E)$ は200KeVから5MeVに到るエネルギー範囲でかなりの急勾配で単調に減少しているので、求められた $\epsilon_t(E)$ のカーブは $\epsilon_2(E/2)$ に比べて勾配がかなり急になっている。ここで用いられた $\epsilon_2(E)$ はFig 3.19で説明したように1stシンチとして10cm ϕ , 1mm厚のシンチレータを用い、1st系、2nd系共にハイ・ディスクリという測定系で測定されたものであった。したがってFig 3.20に示されたスペクトロメータ全体の効率 $\epsilon_t(E)$ は1st系のディスクリの影響がない範囲では、Fig 3.18に示されたダブルシンチレータ法の測定による同じ測定系の効率に等しいはずである。これらの両者を比較してみると、800KeV以上では分布の形がほぼ一致している。800KeV以下ではダブルシンチレータ法による測定値の方が $\epsilon_2(E)$ から導かれた値よりも低くなり、その傾向はエネルギーが低下するにつれて激しくなっている。その原因として1つには1st系のハイ・ディスクリが約800KeVで効き始め、エネルギーの低下と共にその効き方が激しくなることが考えられる。しかし $\epsilon_2(E)$ の測定には次のような問題点が考えられる。その1つとして、 $\epsilon_2(E)$ の測定はダブルシンチレータ法の測定の場合と違ってコインシデンスしたルーム・スキヤタリングを拾い易い。2番目として、Cf-252が1stシンチ上に付着させられているため1stシンチによるカーボン・リコイルの発生率も高いが、その1部が2ndシンチへ入射する。3番目として、エネルギーEの効率 $\epsilon_t(E)$ を求めるのにエネルギーE/2における測定値 $\epsilon_2(E/2)$ を用いる。4番目として、バックグラウンド分布の時間依存性が比較的強くその差引きに伴なうシグナル・カウントの誤差が低エ

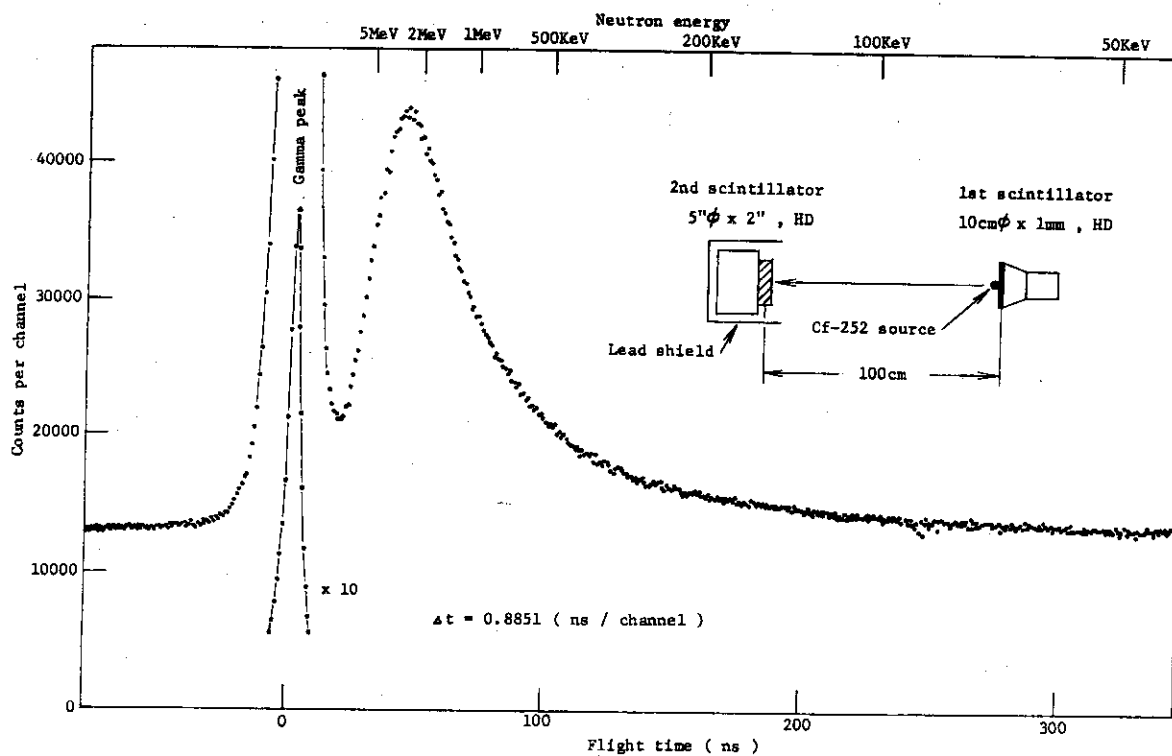


Fig. 3.19 Fission event triggered time-of-flight spectrum for Cf-252 fission neutrons and gammas. Cf-252 source is put on the 1st scintillator, when it is triggered by fission events.

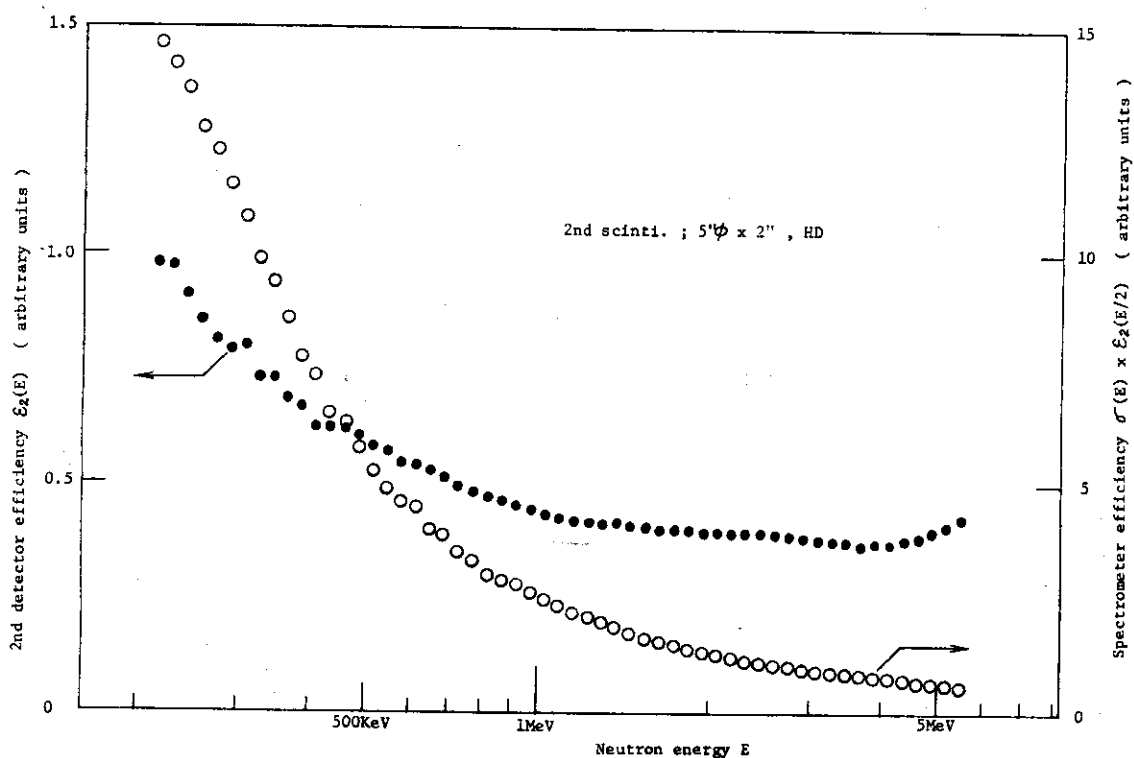


Fig. 3.20 Efficiency of the 2nd detector $E_2(E)$ in high discrim. level, obtained by measurement of Cf-252 fission neutrons, and efficiency of the whole spectrometer $\sigma(E) \times E_2(E/2)$, derived from $E_2(E/2)$ by multiplying the scattering cross section $\sigma(E)$ of hydrogen.

エネルギー側で大きい。これらの要因はいずれも低エネルギー側の効率を上げる方向に働くので、 $\epsilon_2(E)$ から導かれた効率は低エネルギー領域で実際よりも高くなっている可能性が大きい。 $\epsilon_2(E)$ の測定値からスペクトロメータ効率を求めるやり方は、測定が単純であり短時間で統計精度がかせげるといふ長所がある。しかしこのやり方は $\epsilon_2(E)$ の測定自体に上記のような問題点があるだけでなく、測定法として次のような問題点を含んでいる。すなわち、1st 系の効率が水素の散乱断面積に実際に精度よく比例するかどうか確かめられていない、1st 系のディスクリ・レベルがどのようなエネルギー領域でどのように効くかが必ずしもはっきりしていない、スペクトロメータ効率に対する分解能の効果が十分に取り入れられない、などである。これらの理由によりダブルシンチレータ法による効率測定に比べてこのやり方は全体として測定結果の信頼性が乏しい。

3.2.3 ヴァン・デ・グラーフの単色中性子による効率校正

スペクトロメータの効率のエネルギー依存性は各エネルギーの単色中性子に対する効率を測定することにより求められる。5.5MeV のヴァン・デ・グラーフ加速器により $T^3(p, n)He^3$ 反応で発生した単色中性子を用いてスペクトロメータの効率を測定した。単色中性子に対するリスポンスの測定に関しては 3 章 1 節のエネルギー分解能のところで既に述べたが、入射中性子束の強さが分っていればこれらの測定結果から同時に効率も導き出すことができる。入射中性子束の強さはトリチウム・ターゲットへ入射したプロトンの電流積分値、すなわち入射電荷量、 $T^3(p, n)He^3$ 反応の角度微分断面積、およびトリチウム・ガス圧を用いて規格化した。Fig 3.21 は 10cm ϕ 、1mm 厚のシンチレータを 1st シンチとし、ディスクリ・レベルが 1st 系、2nd 系共にロー・ディスクリという測定系の効率の測定結果である。エラー・バーはシグナル・カウントの統計誤差の大きさを示している。この図は測定点が少くてカーブを引くのに必ずしも十分でないが、効率のエネルギー依存性は約 600KeV 付近でピークを形成している。そしてそれ以下のエネルギー範囲では水素の散乱断面積の増加にも拘らず効率が低下しているが、これは 1st 系或は 2nd 系のディスクリ・レベルが次第に効いて来ることを示している。

ダブルシンチレータ・スペクトロメータの効率は先に述べたように 1st 系の効率を水素の散乱断面積と同じであると仮定した場合、2nd 系の効率を測定することにより求めることができる。2nd 系の効率のエネルギー依存性を調べるには各エネルギーの単色中性子に対する 2nd 系の効率を測定すればよい。2nd 系の効率を測定する際には 1st 系は必要ないので測定系から除外し、ターゲットで発生した中性子を直接 2nd シンチへ入射させてカウント・レイトを測定する。Fig 3.22 は単色中性子に対する 2nd シンチのリスポンスの 1 例であるが、ターゲットで発生した中性子が 2nd シンチへ到達するまでの飛行時間の分布が示されている。この測定ではヴァン・デ・グラーフ加速器をパルス運転し、1メガ・サイクルのパルス状のプロトン・ビームがターゲットへ入射するが、その入射パルスを飛行時間のスタート信号として用いている。2nd シンチへ入射する中性子束の強さは、上に述べたダブルシンチレータ法の効率測定の場合と同様の方法で規格化した。Fig 3.23 はこのようにして求められた 2nd 系の効率のエネルギー依存性を示している。これはロー・ディスクリの 2nd 系の効率であるが、約 500KeV 以下ではディスクリ・レベルが効いて効率が次第に低下する様子が現

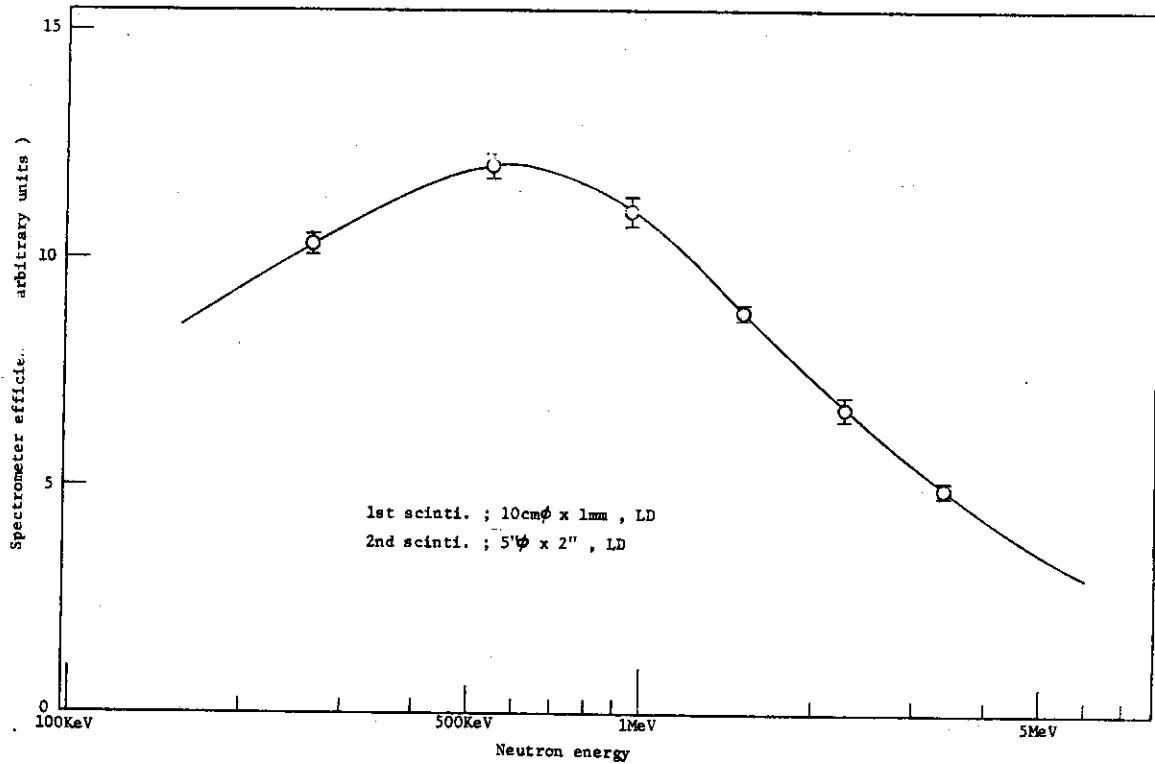


Fig. 3.21 Energy dependence of the spectrometer efficiency, obtained by response measurements to mono-energetic neutrons produced by 5.5MeV Van de Graaff accelerator.

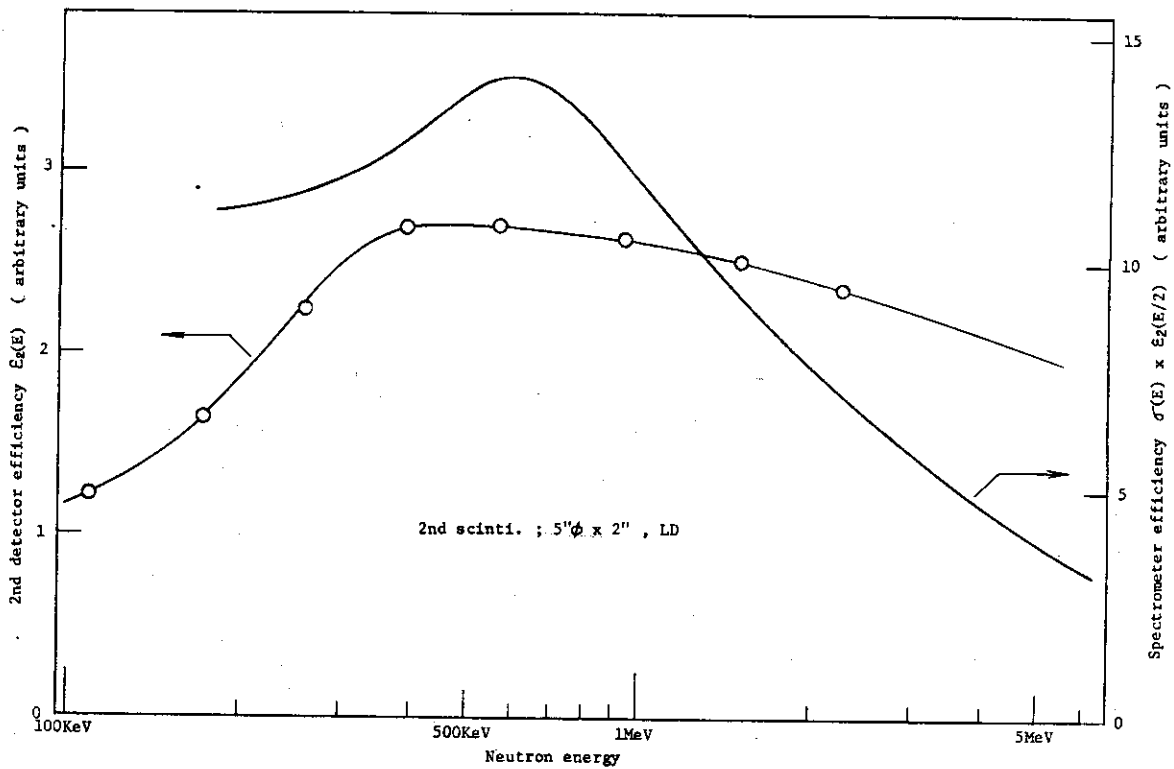


Fig. 3.23 Efficiency of the 2nd detector $E_2(E)$ in low discrim. level, obtained by response measurements to mono-energetic neutrons produced by 5.5MeV Van de Graaff accelerator, and efficiency of the whole spectrometer $\sigma(E) \times E_2(E/2)$, derived from $E_2(E/2)$ by multiplying the scattering cross section $\sigma(E)$ of hydrogen.

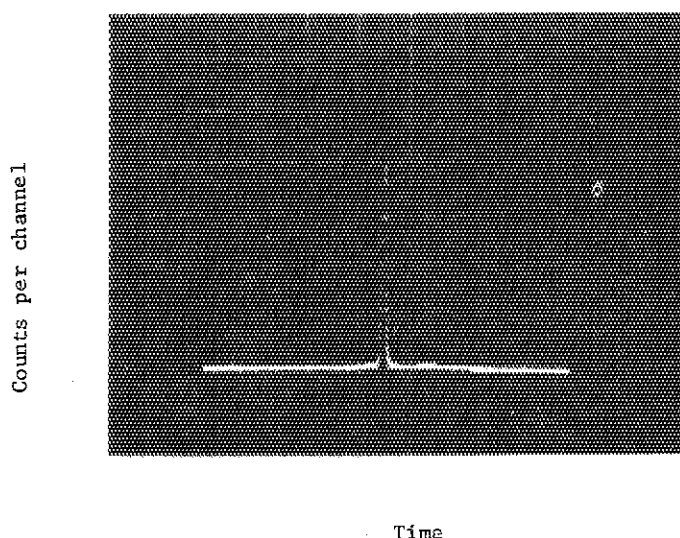


Fig. 3.22 2nd detector efficiency measurement for mono-energetic neutrons, produced by 5.5 MeV Van de Graaff accelerator.

われている。2nd系の効率測定の場合はダブルシンチレータ法の場合に比べてシグナル・カウント・レイトが桁違いに高いので、Fig 3.23に示された測定点の統計誤差は極めて小さい。またFig 3.23にはこの2nd系の効率 $\epsilon_2(E)$ と水素の散乱断面積 $\sigma(E)$ とから求められたダブルシンチレータ・スペクトロメータの効率 $\sigma(E) \times \epsilon_2(E/2)$ も同時に示されている。このようにして求められたスペクトロメータの効率は1st系のディスクリ・レベルが零、すなわち1st系においてはディスクリ・レベルによるパルスの除去が全然ない場合に相当している。したがってこの効率は1st系のディスクリ・レベルが全然効かないような高いエネルギー範囲に対してはこの分布がそのまま適用できるが、1st系のディスクリ・レベルが効くエネルギー範囲に対してはこの分布は適用できない。

さて、ヴァン・デ・グラーフの単色中性子を利用してダブルシンチレータ法で直接測定されたFig 3.21の効率曲線と、2nd系の効率の測定結果から導かれたFig 3.23の効率曲線とを比較してみると、約700KeVから6MeVのエネルギー範囲では両者がほぼ一致していることが分る。これは、この範囲では1st系の効率が水素の散乱断面積に等しいと見做してよいことを示している。それ以下のエネルギー範囲ではダブルシンチレータ法による効率の測定値の方が低くなっているが、これは1st系のロー・ディスクリが効いて来て効率が低下したものであろうと考えられる。次にFig 3.21の効率の測定結果をFig 3.18に示されたCf-252核分裂中性子による効率の測定結果と比較してみると、約600KeVから3MeVのエネルギー範囲ではほぼ一致しているが、それ以外では分布の形が少し違っている。これはCf-252核分裂中性子による測定結果の方に原因があると考えられる。すなわちCf-252核分裂中性子による測定結果は以前にも述べたように、約600KeV以下ではシグナル・カウンターの統計精度が悪く、一方3MeV以上はレゾリューション・ブロードニングによる γ ピークのこぼれ落ちの影響が出ているものと思われる。そこでスペクトルを求める際の効率のエネルギー依存性としては、現段階においてはヴァン・デ・グラーフの単色中性子による測定結果の方を用いることにする。

4 体系のスペクトル測定

この章では、ダブルシンチレータ・スペクトロメータを実際の体系のスペクトル測定に適用した結果について述べる。測定した体系はFCAVI-2集合体の炉心中心、および天然ウラン体系の平衡スペクトル場の二つである。中性子スペクトルはその体系に関するデータ・アンド・メソッドを確立する上で必要不可欠な情報量であり、これを精度よく測定することは炉物理上極めて重要である。これらの体系の中性子スペクトルはほぼ1 KeVから10 MeV程度までのエネルギー範囲に及んでいるが、その全範囲を単独でカバーできるスペクトロメータはない。我々はこれらの体系のできるだけ広範囲のスペクトルを測定するため数種のスペクトロメータを動員して来たが、ダブルシンチレータ・スペクトロメータの適用もそのシリーズの一環である。

4.1 FCAVI-2集合体炉心スペクトルの測定

4.1.1 体系と検出器の配置

FCAVI-2集合体¹⁴⁾は高速原型炉「もんじゅ」の内側炉心の組成を模擬した試験領域を有する物理的モック・アップ体系であり、それをを用いて臨界性、反応率、反応度価値、ナトリウム・ボイド効果、ドップラー効果、非均質効果等に関する実験が行なわれると共に、中性子スペクトルについても数種のスペクトロメータによる測定が行なわれた。ダブルシンチレータ法で体系内のスペクトルを測定するためには、測定対象の場所の中性子束をビームとして体系外に引出す必要があるが、FCA集合体に対して測定系をFig 4.1に示したように配置して測定を行なった。まず炉心中心の中性子束を外に引出すため、円筒形である集合体に半径方向から間口2"×2"の水平なビーム引出し孔を炉心中心まで明けている。ビーム引出し孔を明けたことによって炉心中心中性子スペクトルが摂動を受けることは、シンギュラリティーの大きさから言って殆どないと考えられる。引出しビームは炉心中心から8.5m離れた1stシンチに到達して始めて検出されるが、その間の空気により数百KeVから数MeVの中性子束は3割程度減衰し、その減衰の仕方はエネルギー依存であるため1stシンチに入射する中性子ビームは炉心中心とはスペクトルの異なったものになってしまう。これを避けるため引出しビームは真空に引かれたフライト・チューブ内を飛行させている。

Fig 4.1の配置図において測定系全体は体系のある炉室の外側に設置され、集合体からの引出しビームだけがフライト・チューブを通して1stシンチに導かれている。この配置図において最も重要なことは、1stシンチおよび2ndシンチが体系の中性子場から厚さ1.1mのコンクリート製の耐爆遮蔽壁で遮蔽された環境に置かれているということ、およびTOF用の壁孔を利用することによって1stシンチに入射する中性子束がコリメートされ、測定対象の場所以外の体系から1stシンチが遮蔽されているということである。高速臨界集合体は周囲を遮蔽していないため、運転時の炉室内は集合体から漏洩する中性子およびγ線によってバックグラウンド・レベルが高いが、測定室は耐爆壁で遮蔽されているためバックグラウンド・レベルが著しく低い。このような配置では測定室のバックグラウンドは、炉室からTOF用の壁孔を通して入射する中性子およびγ線がルーム・スキャタリングされたものだけ

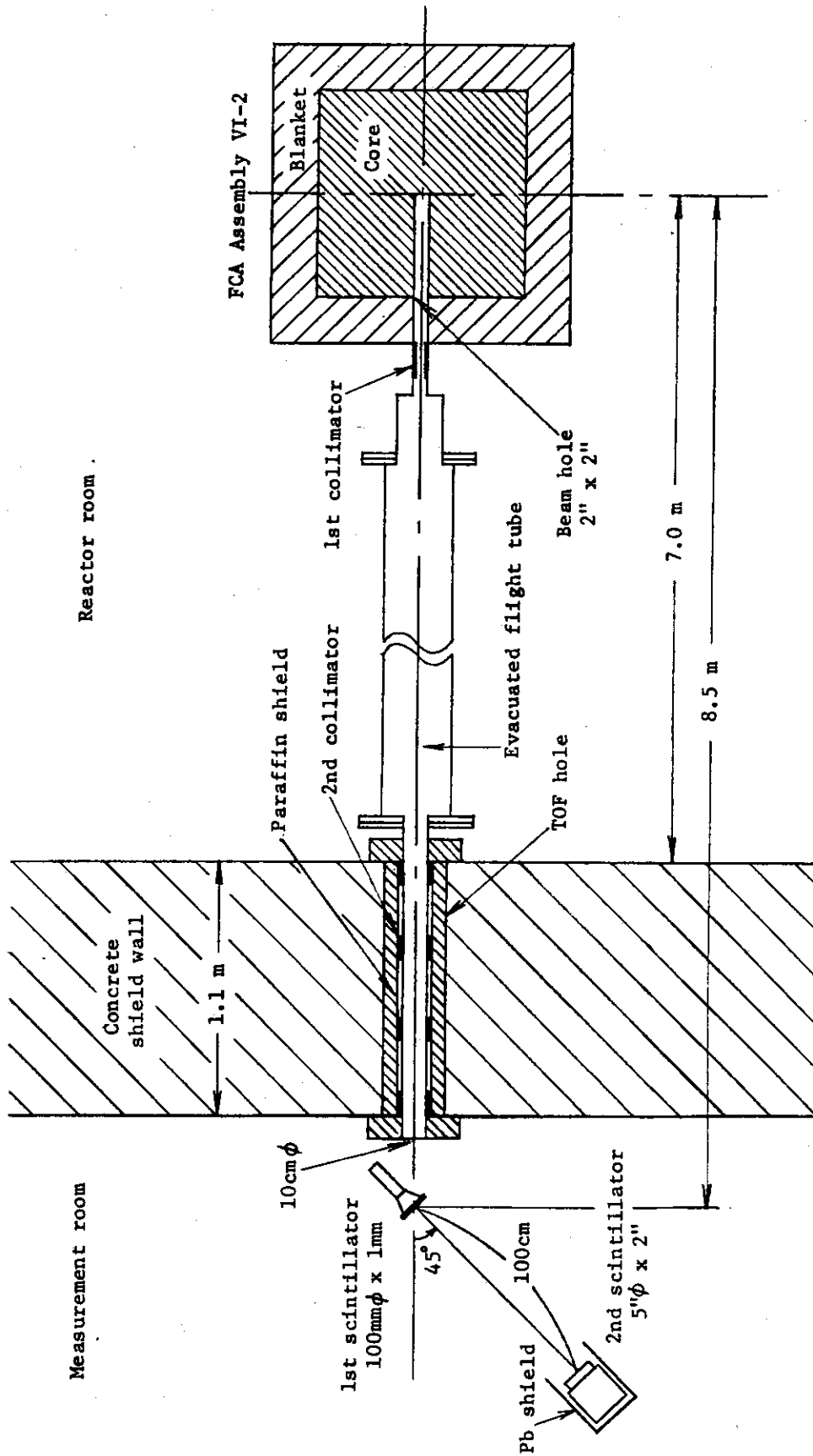


Fig. 4.1 Double scintillator spectrometer layout for FCA core spectrum measurement.

になる。前章で述べたようにフライト・タイム・スペクトルのバックグラウンド・カウントは 1st 系および 2nd 系のカウント・レイトの積にほぼ比例するが、それを下げるためには効率の高い 2nd シンチのコインシデンス・イベント以外のバックグラウンド・カウントを下げる必要がある。耐爆壁の外に測定系を置くことによって 2nd シンチのバックグラウンド・カウントは著しく減っているが、さらに Fig 4.1 に示されているように 2nd シンチは 1st シンチからの入射方向以外の部分を鉛で遮蔽することによってルーム・スキタリングによるバックグラウンド・カウントを減らしている。中性子スペクトルは集合体内の場所によって緩やかに変化するが、周辺に近づくにつれて全体として軟化し、ブランケット内は炉心中心に比べて大幅に軟化したスペクトルになっている。測定しようとしているのは炉心中心におけるスペクトルであるから、炉心中心以外の場所から発した中性子は 1st シンチに入射することがないように遮蔽しなければならない。Fig 4.1 において 1st シンチは、集合体全体からブランケットを通して漏れて来る中性子や γ 線に対しては耐爆壁およびその壁孔内に設けられた 2nd コリメータにより遮蔽されている。体系内のビーム引出し孔の側面から発する中性子に対しても 1st シンチは 1st コリメータおよび 2nd コリメータにより遮蔽されており、結果として 1st シンチは引出し孔の前端面しか望まない配置になっている。

4.1.2 幾何学的検出効率

測定対象である炉心中心の中性子束の強さが与えられた場合、Fig 4.1 に示された配置において測定されるシグナル・カウント・レイトがどの程度になるかを推定してみる。これは測定系全体の検出効率を求めることにほかならない。系全体の検出効率を ϵ で表示することにし、それは測定されるシグナル・カウント・レイト S ($\frac{1}{\text{sec}}$) を測定対象である炉心中心の中性子束の強さ ϕ_0 ($\frac{1}{\text{cm}^2 \text{sec}}$) で割った値であると定義することにする。すなわち

$$\epsilon = \frac{S}{\phi_0}$$

したがって検出効率 ϵ は面積 (cm^2) の次元を有することになる。検出効率 ϵ は次の 3 つの要素に分けて考えることができる。その一つは測定対象と測定系の幾何学的配置に基づくものであり、幾何学的検出効率 ϵ_g と呼ぶことにする。ダブルシンチレータ・スペクトロメータの場合、全体としての ϵ_g は測定対象の中性子束に対する 1st シンチへの入射中性子束の割合と、1st シンチによる散乱中性子束に対する 2nd シンチへの入射中性子束の割合との積になる。検出効率の 2 番目の要素は入射中性子束に対する検出反応の割合であり、これはシンチレータ全体の反応断面積にほかならない。この反応率を ϵ_r で表示することにするが、ダブルシンチレータ・スペクトロメータの場合全体としての ϵ_r の大きさは 1st シンチと 2nd シンチのそれぞれの反応率の積に比例した値になる。検出効率の 3 番目の要素は測定系のディスクリ・レベルによるカウント・レイトの低下の割合であり、その比率を ϵ_d で表示することにする。ダブルシンチレータ・スペクトロメータの場合全体としての ϵ_d は 1st 系および 2nd 系のそれぞれ単独の場合の比率の積になる。系全体の検出率 ϵ はこれら 3 つの要素の積で表わされる。すなわち

$$\epsilon = \epsilon_g \cdot \epsilon_r \cdot \epsilon_d$$

各要素の定義から ϵ_g および ϵ_d は無次元の値であり、一方 ϵ_r は面積の次元をもつ値である。

したがってこれらの積の次元は面積になり、 ϵ の次元と一致している。 ϵ_r と ϵ_d は幾何学的検出効率以外の検出器自体の効率を2つに分けて考えたものであり、この両者の積は一般に検出器効率と呼ばれているものである。この節ではFig 4.1の配置における幾何学的検出効率 ϵ_g について検出し、その結果系全体の検出効率 ϵ がどの程度の値になるかを推定してみることにする。

Fig 4.1においてビーム引出し孔の前端面から発した炉心中心中性子束は二つのコリメータによってその方向がしぼられた後、8.5 m離れた1st シンチへ到達する。引出し孔の前端面の広さは2"×2"であるが、その内1st シンチを1部でも望む部分の面積は2"φ、すなわち20.3 cm²、1st シンチの全部を望める部分の面積は28.4 cm²φ、すなわち6.35 cm²である。一方10 cmφの円盤状の1st シンチは入射中性子束の方向に対して45度の角度に置かれてあり、直角に置かれた場合に比べてシンチレータが中性子束の強い中心軸寄りに置かれていることになる。このようなわけで与えられた配置において炉心中心の中性子束が1st シンチへ入射する幾何学的確率を厳密に求めることは困難であるが、 ϵ_g を求めるための大雑把な目安として炉心中心の広さ12 cm²の場所が1st シンチ全体を望んでいるものと仮定して議論を進める。中性子束の飛行中の減衰を無視すると、炉心中心の中性子束の強さが ϕ_0 の場合8.5 m離れた1st シンチへ入射する中性子束の強さは

$$\frac{12\phi_0}{4\pi r^2} = \frac{12\phi_0}{4 \times 3.1416 \times 850^2} = 1.32 \times 10^{-6} \phi_0$$

である。そこで測定対象の中性子束 ϕ_0 に対する1st シンチへの入射中性子束の比 ϵ_{g1} は、

$$\epsilon_{g1} = \frac{1.32 \times 10^{-6} \phi_0}{\phi_0} = 1.32 \times 10^{-6}$$

となる。次に1st シンチの散乱中性子数に対する2nd シンチへの入射中性子数の割合 ϵ_{g2} を求める。1st シンチが1 m離れた直径5"の2nd シンチを見込む立体角は全立体角の0.101%である。水素による中性子の散乱は重心系で等方であるが、その際実験室系で45度の方向に置かれた2nd シンチへ入射する散乱中性子数は実験室系で等方散乱の場合のちょうど2倍になる。したがって

$$\epsilon_{g2} = 0.00101 \times 2 = 2.02 \times 10^{-3}$$

但しこの場合、1 mm厚の1st シンチ内において散乱中性子が再び散乱を受けるいわゆるマルチプル・スキャタリングの効果は考慮に入れていない。測定系全体としての幾何学的検出効率 ϵ_g は ϵ_{g1} と ϵ_{g2} の積になり、その値は

$$\begin{aligned} \epsilon_g &= \epsilon_{g1} \times \epsilon_{g2} \\ &= (1.32 \times 10^{-6}) \times (2.02 \times 10^{-3}) \\ &= 2.67 \times 10^{-9} \end{aligned}$$

である。

次に、中性子エネルギーが1 MeVの場合を例にとって反応率 ϵ_r および系全体の検出効率 ϵ の値を推定してみる。水素の散乱断面積は1 MeVの場合4.27 バーンであるから、10 cmφ、1 mm厚の1st シンチの全体としての散乱断面積は

$$3.1416 \times 5^2 \times 0.1 \times 1.0 \times \frac{2}{14.027} \times (6.023 \times 10^{23}) \times (4.27 \times 10^{-24})$$

$$= 2.88 \text{ (cm}^2\text{)}$$

である。入射中性子エネルギーが1 MeVの場合45度方向の散乱中性子のエネルギーは500 KeVになり、その際の水素の全断面積は6.15バーンである。500 KeVの中性子が2インチ厚の2ndシンチへ入射した場合反応する比率は

$$1 - \exp \left\{ - \left(1.0 \times \frac{2}{14.027} \times 6.023 \times 10^{23} \right) \times (6.15 \times 10^{-24}) \times 5.08 \right\}$$

$$= 1 - \exp \{ -0.528 \times 0.508 \}$$

$$= 0.932,$$

したがって系全体としての反応率 ϵ_r (cm²) の値は

$$\epsilon_r = 2.88 \times 0.932$$

$$= 2.68$$

となる。但しシンチレータ内の炭素による反応は考慮していない。ディスクリ・レベルによる検出効率の低下の割合 ϵ_d の値はディスクリ・レベルから単純に予測することは困難であるので、ここでは検討しない。1stシンチが10 cmφ、1 mm厚の測定系の場合、上に求めた検出効率の各要素の値を用いると1 MeVの中性子に対する系全体の検出効率 ϵ の値は

$$\epsilon = (2.67 \times 10^{-9}) \times 2.68 \times \epsilon_d$$

$$= (7.16 \times 10^{-9}) \times \epsilon_d$$

となる。上記と同様の方法で1stシンチが13 cmφ、3 mm厚の場合の1 MeVの中性子に対する検出効率を求めると、

$$\epsilon = (2.67 \times 10^{-9}) \times 13.6 \times \epsilon_d$$

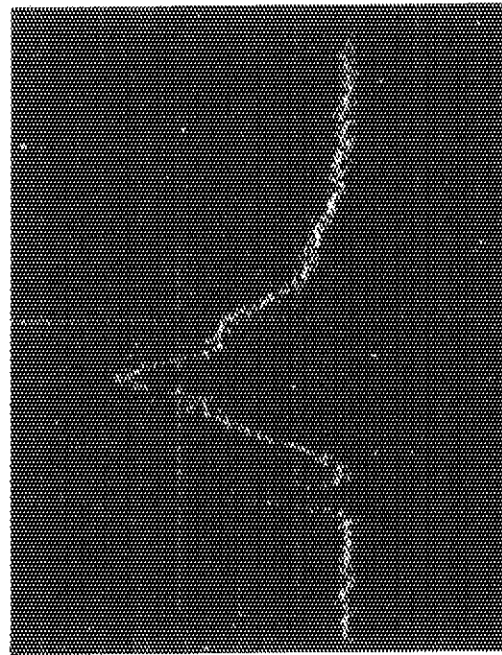
$$= (3.63 \times 10^{-8}) \times \epsilon_d$$

となる。

4.1.3 1st系のディスクリ・レベルによる飛行時間分布の違い

以下、FCAVI-2集合体の炉心から引出されたビームに対するフライト・タイム・スペクトルの測定結果について述べる。第2章で述べたように1stシンチとしては1 mm厚と3 mm厚の2種類のプラスチック・シンチレータが準備されているが、タイム・スペクトルの測定は1 mm厚および3 mm厚の双方についてそれぞれ行なわれ、またディスクリ・レベルについても1st系および2nd系の片方或は両方を変えた場合について何ケースか行なわれた。同じ中性子場に対してこのように測定条件を変えて数ランの測定を行なったのは、一つには測定条件と測定結果との対応を的確におさえて結果の信頼性を確かめるためであり、もう一つにはそれぞれの測定結果を繋ぎ合わせることによってできるだけ広いエネルギー範囲の測定結果を得るためである。

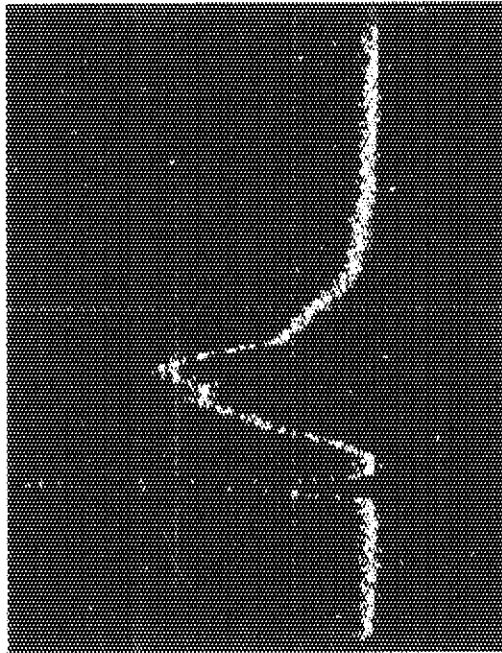
Fig 4.2の左側の写真は1stシンチが3 mm厚でハイ・ディスクリ、2nd系がハイ・ディスクリの場合のタイム・スペクトルであり、炉出力68ワットで約7時間蓄積した結果である。同様に右側の写真は、1stシンチが3 mm厚でロー・ディスクリ、2nd系は同じくハイ・ディスクリの場合のタイム・スペクトルであり、炉出力34ワットで約10時間蓄積した結果で



Counts per unit time

Time

With 1st scintillator in low discrim. level



Counts per unit time

Time

With 1st scintillator in high discrim. level

Fig. 4.2 Time-of-flight spectra for neutrons and gammas from the core center of FCA Assembly VI-2, measured with 1st scintillator 3mm thick in high and low discrim. levels respectively, both with 2nd scintillator in high discrim. level.

ある。すなわち、Fig 4.2は1stシンチが3mm厚、2nd系がハイ・ディスクリという測定系において、1st系がハイ・ディスクリである場合とロー・ディスクリである場合のそれぞれのタイム・スペクトルを比較したものである。これらのタイム・スペクトルにおいて左側の鋭いピークは引出しビーム中の γ 線によるものであり、このピーク的位置からタイム・スペクトルにおける飛行時間の原点が導かれる。したがって中性子による分布はこの γ ピークに近いところが高エネルギーに対応し、遠ざかるに従って次第に低エネルギーに対応する。前章のディスクリ・レベルについて述べたところで例として掲げたFig 3.8は、実はこのFig 4.2の左右のタイム・スペクトルを比較のため重ね合わせたものであるが、同じ縦軸のスケールにおいてバックグラウンド・カウントのレベルがちょうど等しくなるように重ね合わせてあり、シグナル・カウントの分布の形を比較することができる。Fig 3.8 或はFig 4.2によると、タイム・スペクトルの高エネルギー側の分布は殆ど同じであるが、低エネルギー側は1st系がハイ・ディスクリであるかロー・ディスクリであるかによって分布の形が著しく違っている。Fig 4.3は分布の違いを詳しく調べるためにこれらのタイム・スペクトルをエネルギー分布に変換したものである。横軸は入射中性子エネルギー或はエネルギー・グループ数であるが、これは測定データの解析のために1デカッドを40群に等レサジーで分割したものである。縦軸はグループごとのシグナル・カウント数であり、Fig 4.2のタイム・スペクトルに分解能補正およびバックグラウンド差引きを施して求めたものである。分解能補正およびバックグラウンド差引き等のデータ解析のやり方については次章で述べることにする。Fig 4.3のプロットはシグナル・カウントのエネルギー分布であり、これをスペクトロメータの効率で割れば中性子スペクトルが得られる。シグナル・カウント分布のところどころに付してあるエラー・バーは統計誤差であるが、その大きさは後で述べるように同グループのバックグラウンド・カウントも考慮に入れて求められたものである。1st系がハイ・ディスクリおよびロー・ディスクリでそれぞれ測定された二つのシグナル・カウント分布は、これらのディスクリ・レベルに影響されないような高いエネルギー領域においては同じ形の分布になるはずである。シグナル・カウント分布の相似性を調べることを目的として、ハイ・ディスクリによるグループ・カウントをロー・ディスクリによるグループ・カウントで割った比の値を同じくFig 4.3にヒストグラムで示している。

ヒストグラムのところどころに付してあるエラー・バーは、双方のグループ・カウントの統計誤差に基づく比のばらつきである。双方の分布が相似形であればこの比の値は一定値になるはずであるが、Fig 4.3のヒストグラムによると値がほぼ等しいのは21群から45群まで、すなわち3.2MeVから750KeVまでの範囲である。そして比の値は750KeV以下ではエネルギーが低くなるに従って一定値からほぼ単調に減少するが零にはならず、100KeV近傍でも一定値の約3割の値を保っている。これは、1st系のハイ・ディスクリによってシグナル・カウントが影響を受け始めるエネルギーは750KeVであり、ハイ・ディスクリによって除去されるシグナル・パルスの割合は750KeV以下エネルギーが低くなるに従って次第に増大するが、ハイ・ディスクリの効き方は100KeVにおいてもなお3割ものシグナル・パルスが通過するほど広い範囲に分布していることを示している。したがってこれらの測定値から導き出されたスペクトルは、750KeV以下の領域についてはハイ・ディスクリによるものよりもロー・

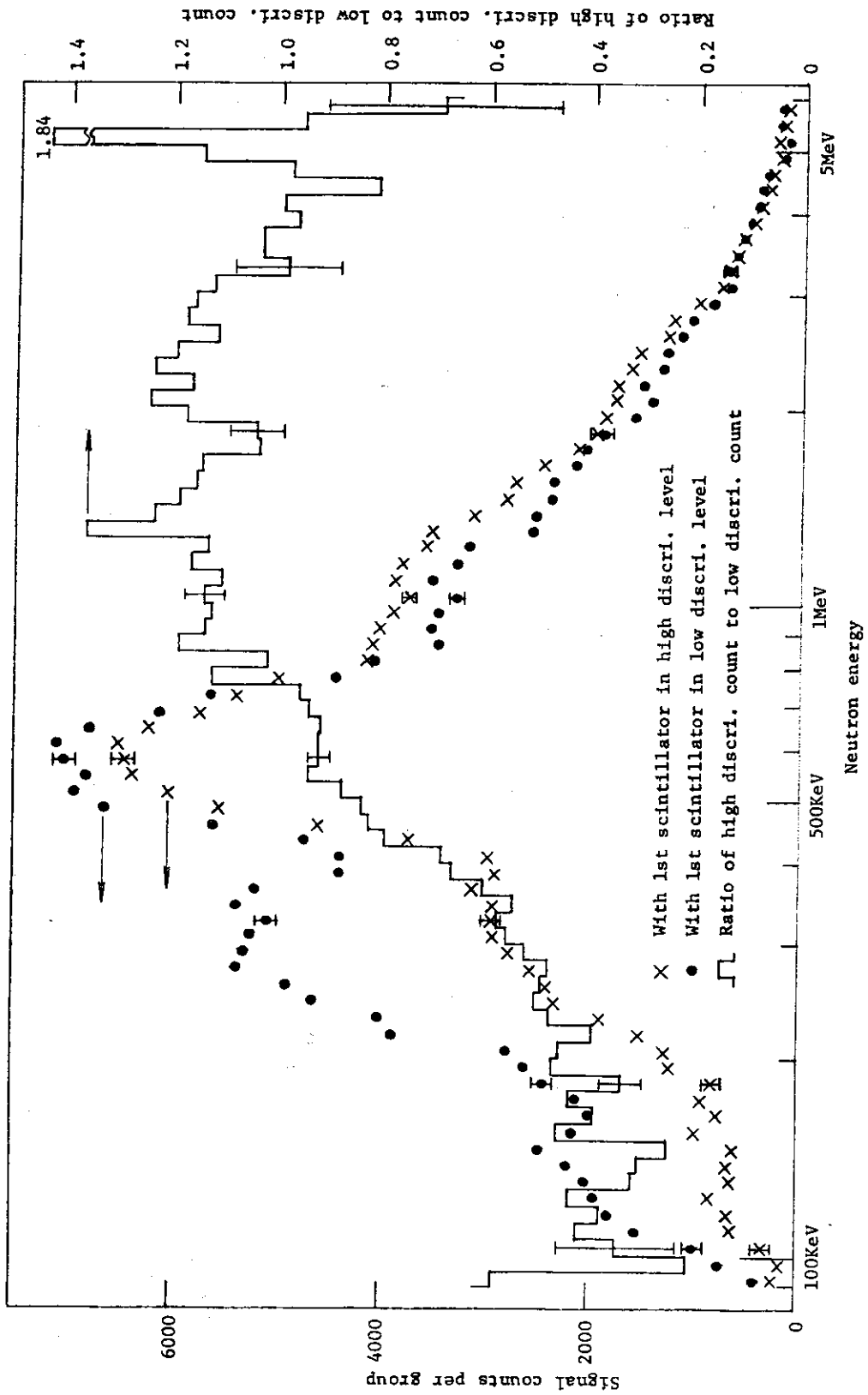


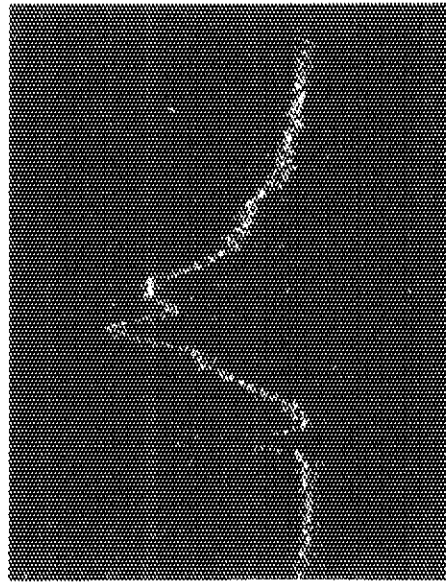
Fig. 4.3 Signal count distributions for neutrons from the core center of FCA Assembly VI-2, measured with 1st scintillator 3mm thick in high and low discr. levels respectively, both with 2nd scintillator in high discr. level, and not normalized to each other. Histogram shows the ratio of signal count in high discr. level to that in low discr. level.

ディスクリによるもののほうが精度がよいと考えられる。1st系のロー・ディスクリによるシグナル・カウント分布において、コインシデンス・イベントがディスクリで除去されることなく全部検出される下限エネルギーがいくらかということ、この測定結果だけからは分らない。しかしディスクリの効き方が広範囲に分布している場合は、スペクトロメータとしての測定下限エネルギーというのはシグナル・パルスのディスクリによる除去が始まるエネルギーで決定されるわけではない。ディスクリによってシグナル・パルスの一部が除去されていても、その効率が十分精度よく測られていればその測定値からスペクトルが導かれるからである。一方3.2MeV以上のエネルギー領域はFig 4.3のヒストグラムを見るとグループによって比の値が大きく変動しているが、これは勿論ディスクリ・レベルに原因があるわけではない。これは、フライト・タイム・スペクトルの巨大な γ ピークのカウントの一部がレゾリューション・ブロードニングによって近接するこのエネルギー領域へこぼれ落ちて来ること、およびシグナルのカウント数が少くて統計精度が悪いことに起因していると考えられる。そこで3.2MeV以上のスペクトルの測定精度を上げるためには、1stシンチ・2ndシンチ間の飛行距離を長くするなどして γ ピークのこぼれ落ちの影響を避けること、並びに測定時間の延長などによりシグナル・カウントの統計精度を上げることが望まれる。

4.1.4 2nd系のディスクリ・レベルによる飛行時間分布の違い

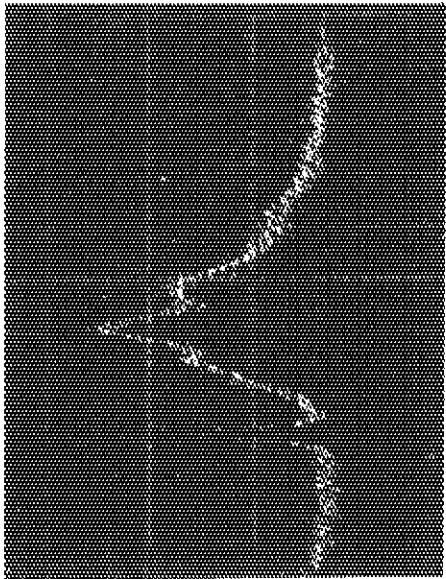
1st系のハイ・ディスクリとロー・ディスクリによるシグナル・カウント分布の違いについて述べて来たが、次に2nd系のハイ・ディスクリとロー・ディスクリによるシグナル・カウント分布の違いについて述べる。Fig 4.4の二つの写真はFig 4.2と同様にFCAVI-2集合体の炉心中心から引出されたビームに対するフライト・タイム・スペクトルであるが、2nd系のディスクリ・レベルが左側はハイ・ディスクリである場合、右側はロー・ディスクリである場合の測定結果である。これらの測定は双方共1st系は1mm厚のシンチレータをロー・ディスクリで使用し、それぞれ炉出力68ワットで約20時間および炉出力68ワットで約18時間蓄積したものである。Fig 4.4の左右の分布は同じような形を呈しており、Fig 4.2におけるような大きな相違は見られない。Fig 4.5は分布の違いを詳しく調べるため、Fig 4.3の場合と同様にこれら二つのタイム・スペクトルをエネルギー分布に変換し、またその比をとったものである。Fig 4.5で指摘されることは、二つのシグナル・カウント分布において700KeVと300KeVのピークの位置および約450KeVの谷の位置が両分布でよく一致しているということ、並びにシグナル・カウントの比は数MeVで約1.2であり100KeV付近で約0.7であるがその間エネルギーの低下と共に値が徐々に減少しているということである。分布のピークや谷の位置などタイム・スケールが一致しているのは、両測定において測定系は2nd系のディスクリ・レベルしか違ってないことを考えるとむしろ当然であり、この結果だけからシグナル・カウント分布のエネルギー・スケールの正しさが証明されたことにはならない。

2nd系のディスクリの効き方は前章で述べたように2ndシンチ内の散乱角の違いからクリヤー・カットではなく、ディスクリで除去されないで検出されるシグナルの割合はエネルギーの低下と共に徐々に低くなることが考えられる。Fig 4.5のシグナル・カウントの比の分布は2nd系のハイ・ディスクリとロー・ディスクリの検出率の比に比例しているはずであるが、ハイ・ディスクリの検出率のエネルギー分布が1MeV付近ですでに低下し始めていることを示している。



Time

With 2nd scintillator in low discr. level



Time

With 2nd scintillator in high discr. level

Counts per unit time

Counts per unit time

Fig. 4.4 Time-of-flight spectra for neutrons and gammas from the core center of FCA Assembly VI-2, measured with 2nd scintillator in high and low discr. levels respectively, both with 1st scintillator 1mm thick in low discr. level.

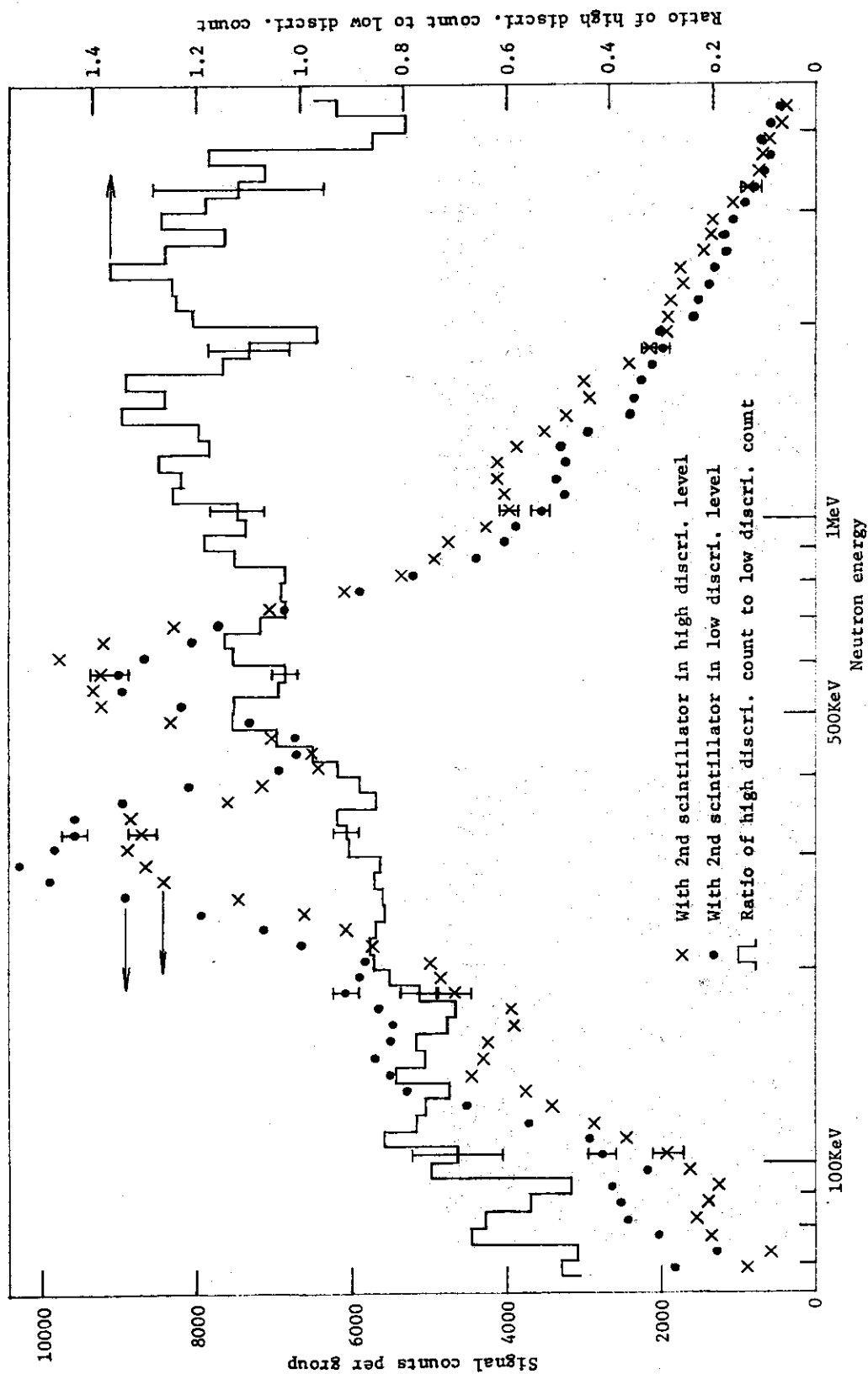


Fig. 4.5 Signal count distributions for neutrons from the core center of FCA Assembly VI-2, measured with 2nd scintillator in high and low discr. levels respectively, both with 1st scintillator 1mm thick in low discr. level, and not normalized to each other. Histogram shows the ratio of signal count in high discr. level to that in low discr. level.

ハイ・ディスクリの検出率自体のエネルギー分布は、Fig 4.5の比のカーブよりも全体としてもっと急勾配であることが予想される。先に述べたようにディスクリによってシグナルの一部が除去されてもその測定系の検出効率さえわかっているならば一応スペクトルが導けるわけであるが、検出効率が低下すれば検出率自体の誤差も大きくなり、測定結果の精度が落ちることは言うまでもない。Fig 4.5に示されたシグナル・カウントの比のエネルギー分布から、2nd系のハイ・ディスクリは入射中性子エネルギーにして1 MeV程度のシグナルに対してすでにその一部を切り落しているということになる。したがって1 MeV以下のエネルギー範囲に対しては2nd系をロー・ディスクリにして測定することが望ましく、2nd系ロー・ディスクリの測定値から導かれた測定結果のほうが精度がよいと考えられる。

4.1.5 1st シンチの厚さによる飛行時間分布の違い

以上1st系或は2nd系のディスクリ・レベルの違いによるシグナル・カウント分布の違いについて述べて来たが、次にスキタリング・シンチレータである1stシンチの厚さの違いによるシグナル・カウント分布の違いについて述べる。Fig 4.6は1st系はロー・ディスクリ、2nd系はハイ・ディスクリで共通であるが、1stシンチが3 mm厚の場合と1 mm厚の場合のシグナル・カウント分布を比較したものである。これらはいずれもFig 4.3或はFig 4.5にすでに掲げられていたものであるが、ディスクリ・レベルの条件が同じで1stシンチの厚さのみ異なる二つのケースを取り出して比較したものである。これらのシグナル・カウント分布は本来相似形になるはずであり、その比のエネルギー分布はフラットになるはずである。ところがFig 4.6に示されたシグナル・カウントの比の値は入射中性子エネルギーの減少と共に次第に低下し、約2 MeVから約200 KeVの範囲で30%程度も低くなっている。考えられる一つの原因は、入射中性子束および散乱中性子束の1stシンチ内における減衰の割合が3 mm厚と1 mm厚で異なることである。すなわち、入射中性子束は1stシンチ内を通過中に散乱によってその線束を次第に減じ、一方45度方向の散乱中性子束も1stシンチを通過中に再度の散乱によってその線束を次第に減ずるため、1stシンチが3 mm厚或は1 mm厚の場合のシグナルの数は1stシンチが無限に薄い場合に比べて実効的に減少することになる。散乱の割合は散乱断面積およびシンチレータの厚さに依存するが、ここでは最初の散乱による入射中性子束の減衰並びに多重散乱による45度方向散乱中性子束の減衰のみを考えた単純な計算モデルを用いて、例としてエネルギー2 MeVおよび200 KeVの入射中性子束に対する3 mm厚と1 mm厚のシンチレータのシグナル・カウントの比を求めてみることにする。その際計算モデルをさらに単純化するためコインシデンス・イベントになる角度45度の散乱はシンチレータの厚さの中心で起ると仮定したが、これによる誤差は小さいと考えられる。入射中性子のエネルギーが2 MeV或は200 KeVの場合45度方向の散乱中性子のエネルギーは1 MeV或は100 KeVであるが、水素の散乱断面積はエネルギーが低下するに従って増大しており、そのことがシグナル・カウントの比に効いて来る。板状のシンチレータはFig 4.1に示されたように入射方向に対して45度の角度に置かれているので入射中性子はシンチレータの中心面に到達するまでに厚さの半分の $\sqrt{2}$ 倍の距離だけシンチレータ内を通過し、一方散乱中性子は中心面から表面まで厚さの半分の距離だけシンチレータ内を通過する。200 KeVの中性子が3 mm厚のシンチレータに入射した場合を例にとって、45度方向に散乱される中性

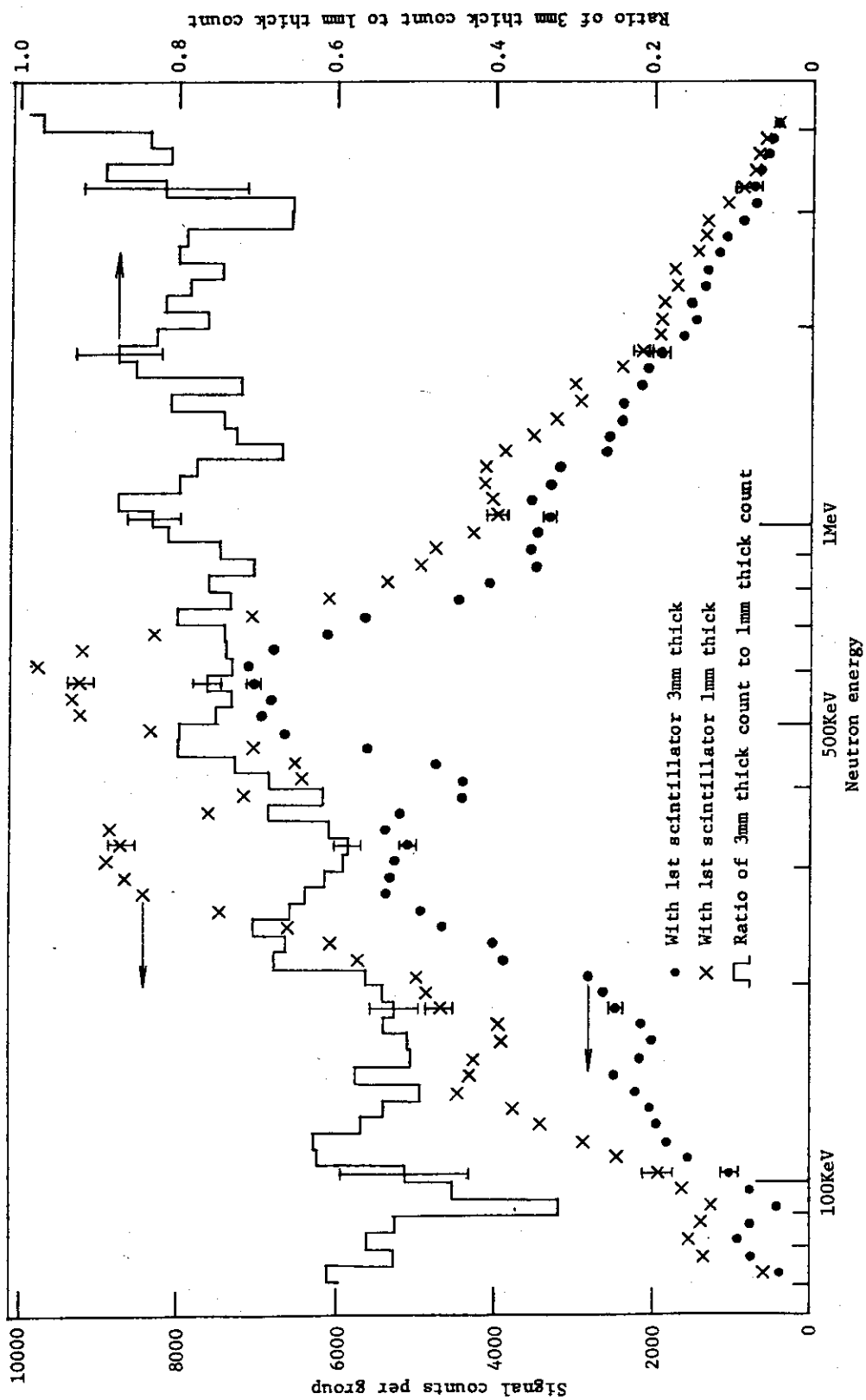


Fig. 4.6 Signal count distributions for neutrons from the core center of FCA Assembly VI-2, measured with 1st scintillator 3mm thick and 1mm thick respectively, both in low discrim. level, both with 2nd scintillator in high discrim. level, and not normalized to each other. Histogram shows the ratio of signal count measured with 1st scintillator 3mm thick to that measured with 1st scintillator 1mm thick.

子数が無限に薄いシンチレータの場合に比べてどのくらいまで減衰するかを調べてみると、

$$e^{-\Sigma_{200\text{KeV}} \times (0.15 \times \sqrt{2})} \times e^{-\Sigma_{100\text{KeV}} \times 0.15} = 0.840 \times 0.850 = 0.714$$

である。同様にしてシンチレータが1 mm厚の場合、並びに入射中性子エネルギーが2 MeVの場合の散乱中性子数の比率を求め、Table 4.1 にまとめた。

Table 4.1 入射中性子エネルギーおよびシンチレータの厚さの違いによる
45度方向散乱中性子束の減衰率の違い

(入射中性子束および散乱中性子束のシンチレータ内における減衰を考慮する場合と考慮しない場合の45度方向散乱中性子束の比を減衰率とする。)

入射中性子エネルギー	シンチレータの厚さ	減衰率
200 KeV	3 mm	0.714
	1 mm	0.894
2 MeV	3 mm	0.898
	1 mm	0.965

エネルギーが一定の場合コインシデンス・イベントの数は1st シンチで45度方向に散乱されて2nd シンチに向う中性子数に比例するが、Table 4.1 から3 mm厚と1 mm厚のシンチレータの単位厚さ当りのシグナル数の比は入射中性子エネルギーが200 KeVの場合

$$\frac{0.714}{0.894} = 0.799$$

となる。同様にこの比は入射中性子エネルギーが2 MeVの場合

$$\frac{0.898}{0.965} = 0.931$$

になる。すなわちシンチレータの厚さが1 mmから3 mmに増した場合、シンチレータ内の中性子束が散乱で減衰するために単位量のシンチレータ当りのシグナル数は減少するわけであるが、その比率は200 KeVの場合79.9%、2 MeVの場合93.1%であるということである。したがってFig 4.6に示された3 mm厚と1 mm厚のシグナル・カウントの比において、200 KeVの値は2 MeVの値に対して

$$\frac{0.799}{0.931} = 0.858$$

すなわち、シンチレータの厚さによる減衰の効果だけで比の値は85.8%に低下する。先に述べたようにFig 4.6において200 KeV付近の比の値は2 MeV付近の比の値の約70%であったが、比の値が低エネルギー側でこれほど低下したことに対して考えられるもう一つの原因は、シンチレータの寸法の違いによる集光率の違いである。第2章で述べたように1st シンチはホロー・コーン中にフォトマルの集光面に対して平行にセットされているが、3 mm厚は直径13 cm、1 mm厚は直径10 cmの円盤であるためにシンチレータとフォトマルの集光面との距離が違っている。そのため3 mm厚と1 mm厚とでは集光率が異なり、1st系のディ

スクリ・レベルが同じであってもシグナル・カウントの比がエネルギーで異なることが考えられる。Fig 4.6の結果から言えることは、数百KeV以下のエネルギー範囲では3mm厚のシンチレータの場合中性子束の減衰の効果が現われており、したがって多重散乱による誤差が十分考えられるので、低エネルギー領域のスペクトル測定にはなるべく薄いシンチレータを用いなければならないということである。

4.1.6 飛行時間分布におけるバックグラウンド・カウント

以上FCAVI-2集合体の炉心中心からの引出しビームに対する飛行時間分布の何通りかの測定結果について述べて来たが、次に、測定された飛行時間分布に見られるバックグラウンド・カウントについて述べる。Fig 4.7は飛行時間分布の測定結果の一例であり、Fig 4.4の右側の写真と同じものであるが、これを用いてこのスペクトロメータのバックグラウンド・カウントとシグナル・カウントの大きさを比較してみる。Fig 4.7の横軸のタイム・スケールは1チャンネル当り0.8851 nsであるが、バックグラウンド・カウントはチャンネル当り約3000個であるのに対してシグナル・カウントは最も多いチャンネルでも約2000個である。タイム・スケール上のある範囲のシグナル・カウントとバックグラウンド・カウントをそれぞれS、NとしてFig 4.7におけるシグナル・カウントの統計精度を出してみる。Fig 4.7の分布はシグナル・カウントSとバックグラウンド・カウントNの和、すなわち(S+N)の測定値であり、その統計精度は

$$(S+N) \pm \sqrt{S+N}$$

で表わされる。一方バックグラウンド・カウントはある範囲の測定値を用いるとその統計精度は

$$N \pm \sqrt{N}$$

で与えられる。これら二つの測定値からその差をとってシグナル・カウントSを求める場合、その統計精度は

$$S \pm \sqrt{S+2N}$$

になってしまう。ところがバックグラウンド・カウントNは実際にはFig 4.7においてシグナル・カウントのない両端の部分のバックグラウンド・カウント・レベルから導かれた値を用いている。バックグラウンド・カウント・レベルを求める際にタイム・スケール上で広い範囲の測定値を用いれば得られた値の標準偏差はいくらでも小さくすることができる。そして十分広い範囲の測定値を平均してバックグラウンド・カウント・レベルを求めれば標準偏差は無視できる程度に小さくなり、事実上の真値が得られる。このような方法で求めたカウント・レベルから導かれたある範囲のバックグラウンド・カウントNを用いる場合、シグナル・カウントSの統計精度は

$$S \pm \sqrt{S+N}$$

になる。Fig 4.7の測定値においてシグナル・カウントの統計精度が実際にどのくらいになるかを調べてみる。Fig 4.7においてチャンネル当りのシグナル・カウントが一番多いところはエネルギーにして560KeV付近、エネルギー・グループにして50群であるが、この群を例にとると、

$$S+N=22419$$

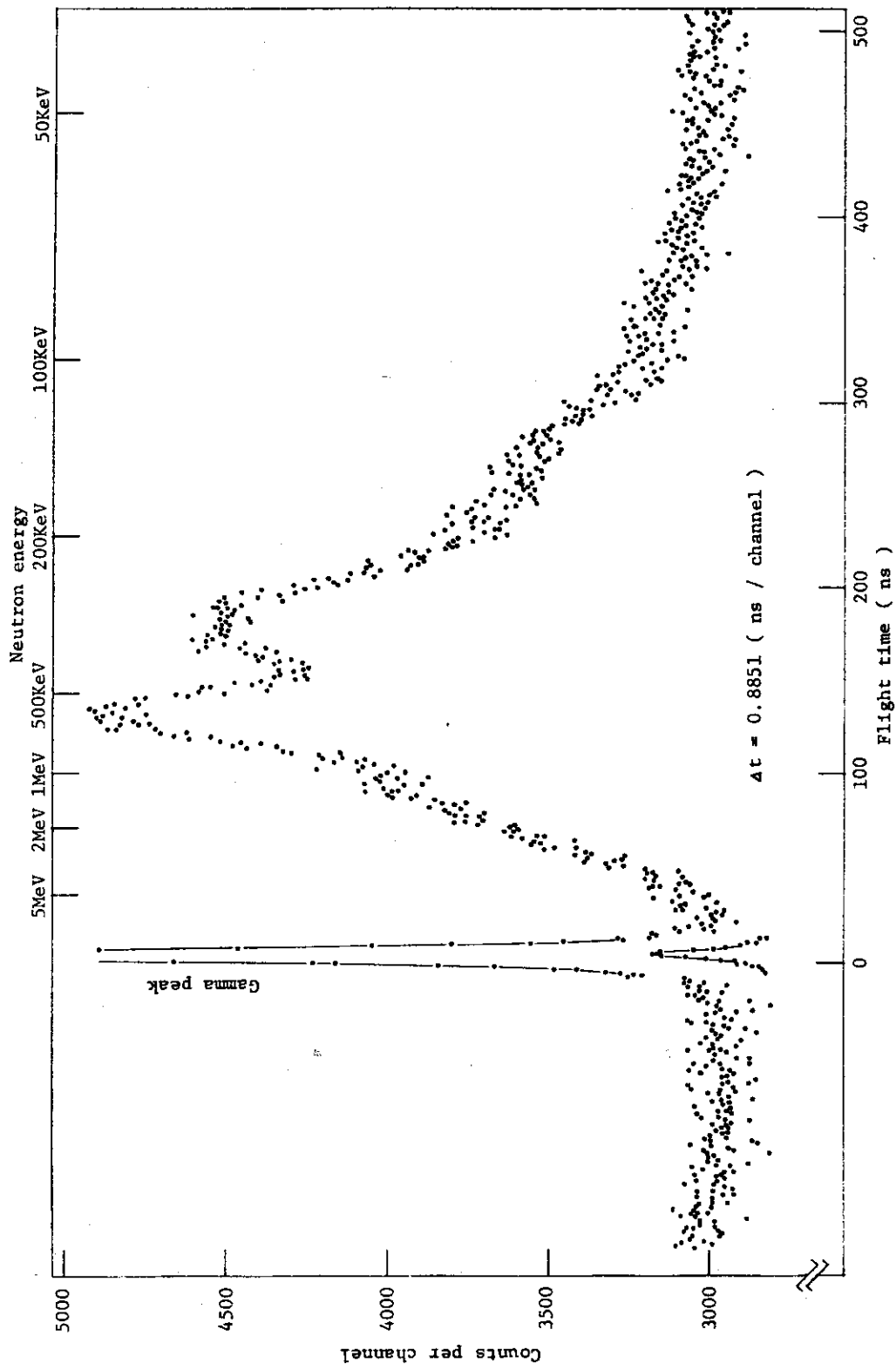


Fig. 4.7 Time-of-flight spectrum for neutrons and gammas from the core center of FCA Assembly VI-2, measured with 1st scintillator 1mm thick in low discri. level, and with 2nd scintillator in low discri. level.

である。一方Fig 4.7においてシグナル・カウントのない両端の十分広い範囲を平均して求めたバックグラウンド・カウント・レベルから導かれた50群のバックグラウンド・カウントは

$$N = 13439$$

である。したがって

$$\begin{aligned} S \pm \sqrt{S+N} &= 8980 \pm 149.7 \\ &= 8980 (1 \pm 0.0167) \end{aligned}$$

すなわち50群のシグナル・カウントの標準偏差は1.67%である。他の群の標準偏差の比率はこれと同程度か或はこれ以上である。各群の標準偏差の大きさがシグナル・カウントに対してどのくらいの割合になっているかはFig 4.5のシグナル・カウント分布に同時にエラー・バーで示している。

次に、フライト・タイム・スペクトルにおけるシグナル・カウントやバックグラウンド・カウントが1st系単独のカウント・レイトおよび2nd系単独のカウント・レイトとどのように関係しているかを調べてみる。Fig 4.7のシグナル・カウントおよびバックグラウンド・カウントは炉出力68ワットで約18時間蓄積された結果であるが、その測定時の1st系および2nd系のカウント・レイトをそれぞれ C_1 (cps), C_2 (cps)で表示すると、

$$C_1 = 18500$$

$$C_2 = 30000$$

であった。またこの測定は1st系, 2nd系共にロー・ディスクリで行なわれたが、電気的ノイズによる1st系および2nd系のカウント・レイトをそれぞれ N_1 (cps), N_2 (cps)とすると、第2章で述べたように

$$N_1 = 700$$

$$N_2 = 150$$

である。Fig 4.7において中性子によるシグナル・カウントの総数は約343300個、 r 線によるカウントの総数は約34800個である。したがって中性子或は r 線によるシグナル・カウント・レイトはそれぞれ

$$\frac{343300}{18 \times 60 \times 60} = 5.30 \text{ (cps)}$$

$$\frac{34800}{18 \times 60 \times 60} = 0.54 \text{ (cps)}$$

であり、中性子と r 線を合わせたシグナル・カウント・レイトを S (cps)とすると

$$S = 5.84$$

である。1stシンチで散乱された中性子或は r 線が2ndシンチに入射してコインシデンス・イベントを形成する確率は非常に低いと以前に述べたが、1st系のカウント・レイト C_1 の内シグナル・カウント・レイト S と電気的ノイズ・カウント・レイト N_1 以外のものは、1stシンチで散乱されて1st系では検出されながら2nd系には検出されないイベント、或は1stシンチで吸収されて検出されるイベントである。そのような1st系のカウント・レイトを R_1 (cps)と表示すると、 C_1 , S , N_1 との間に

$$C_1 = S + R_1 + N_1$$

の関係がある。同様に 2nd 系のカウント・レイト C_2 の内でシグナル・カウント・レイト S でも電氣的ノイズ・カウント・レイト N_2 でもないものは、ルーム・スキャタリングの中性子或は r 線によるものである。そのカウント・レイトを R_2 (cps) とすると、 C_2 、 S 、 N_2 との間には

$$C_2 = S + R_2 + N_2$$

の関係がある。1st シンチによる散乱中性子の内 2nd シンチに入射するものの割合は先述のように 0.202% であったが、実際のシグナル・カウント S と 1st 系のカウント・レイト C_1 との比は

$$\frac{S}{C_1} = \frac{5.84}{18500} = 0.000316$$

すなわち 0.0316% であり、0.202% に比べてかなり低い。これは、1st シンチ内の吸収やマルチプル・スキャタリングの効果、および 2nd シンチの検出効率のためと考えられる。いずれにしろ 1st 系の場合、カウント・レイト C_1 の内でシグナル・カウント S の占める比率は非常に小さく、電氣的ノイズ・カウント N_1 が約 4%、残りの 96% は R_1 である。

2nd 系の場合もカウント・レイト C_2 に占めるシグナル・カウント S の比率は

$$\frac{S}{C_2} = \frac{5.83}{3000} = 0.00194$$

すなわち 0.194% であり、1st 系の場合と同様に低い。カウント・レイト C_2 の内で電氣的ノイズ・カウント N_2 が約 5%、ルーム・スキャタリング・カウント R_2 が約 95% である。

2nd シンチは 1st シンチからの入射方向以外は鉛で遮蔽されているが、それでもなおルーム・スキャタリング・カウントが圧倒的に多いことが分る。次に Fig 4.7 のタイム・スペクトルにおけるバックグラウンド・カウントと C_1 、 C_2 との関係を考察する。フライト・タイムの測定の際 TAC は 800 ns レンジで使用され、そのレンジ内のバックグラウンド・カウントはシグナル・カウントと同じくすべてパルスハイト・アナライザーに蓄積される。そのバックグラウンド・カウント・レイトを N (cps) とすると、Fig 4.7 の測定の場合

$$\begin{aligned} N &= (R_1 + N_1) \times (800 \times 10^{-9}) \times (R_2 + N_2) \\ &\doteq C_1 \times (800 \times 10^{-9}) \times C_2 \\ &= 18500 \times (800 \times 10^{-9}) \times 3000 \\ &= 44.4 \end{aligned}$$

である。したがって Fig 4.7 の測定の場合 S/N 比は

$$\frac{S}{N} = \frac{5.84}{44.4} = 0.132$$

である。44.4 cps のバックグラウンド・カウントがタイム・スケール上で 800 ns 間に均等にばらまかれながら 18 時間蓄積されたとすると、チャンネル当りのバックグラウンド・カウントは

$$\frac{44.4}{\left(\frac{800}{0.8851}\right)} \times 18 \times 60 \times 60 = 3183.$$

これはFig 4.7におけるノイズ・カウントの実測値がチャンネル当り約3000個であったのとほぼ一致している。

最後に、フライト・タイム・スペクトルの測定におけるS/N比を上げるためにはどのような方法があるかを考える。S/N比は次のように表わせる。すなわち

$$\frac{S}{N} \propto \frac{S}{(R_1 + N_1)(R_2 + N_2)}$$

そこでまず1st系、2nd系のノイズ・カウント・レート N_1 、 N_2 を下げるのが考えられるが、すでに数値を示したように現状では N_1 、 N_2 の値はそれぞれ R_1 、 R_2 の数%に過ぎないので、これ以上下げてもS/N比にはあまり効かない。そこでS/N比を上げるためには、Sを一定に保ちながら R_2 を下げる、すなわち炉出力一定のもとで2nd系のルーム・スキャタリング・カウントを減らすことである。一方S/N比と炉出力P(ワット)との関係を考えてみる。測定系が一定であれば

$$S \propto P$$

$$R_1 \propto P$$

$$R_2 \propto P$$

の関係がある。さらに上記のように

$$R_1 \gg N_1$$

$$R_2 \gg N_2$$

である場合にはこれらの関係式から

$$\frac{S}{N} \propto \frac{S}{(R_1 + N_1)(R_2 + N_2)}$$

$$\doteq \frac{S}{R_1 \times R_2}$$

$$\propto \frac{P}{P \times P}$$

$$= \frac{1}{P}$$

すなわちS/N比は炉出力に反比例する。したがってS/N比を上げるもう一つの方法は、同じシグナル・カウントを蓄積するにしても低出力で長時間測定するということである。

4.1.7 バックグラウンド・カウント分布の測定

フライト・タイム・スペクトルの生の測定値にはバックグラウンド・カウントが大量に含まれており、これを差し引いて始めてシグナル・カウントのフライト・タイム分布が得られる。したがってシグナル・カウント分布を求めるためにはバックグラウンド・カウントの分布の形が分っていなければならない。バックグラウンド・カウントは1st系と2nd系のチャンス・コインシデンスによるものが殆どであるが、2nd系のカウント・レートが低い場合にはその分布はタイム・スケール上でフラットになるはずであり、非時間依存バックグラウンドと言われている。このほかに、1stシンチによる散乱中性子或は散乱 γ 線がルーム・スキャタリング

された後 2nd シンチに入射して起るカウント，いわゆる時間依存バックグラウンドもあるはずである。その比率は，測定室内のバックグラウンド・レベルの内で 1st シンチの散乱により生じたものの割合がどのくらいあるかに関係するが，その内でもフライト・タイムが TAC の使用レンジの 800 ns 以上に及ぶものは関係なくなる。時間依存バックグラウンド・カウントはシグナル・カウント分布が低エネルギー側に変換されて形成されるが，タイム・スケール上で一様でないため全体のバックグラウンド・カウント分布がフラットでなくなり，それを正しく差引くことが困難になる。時間依存バックグラウンドは 1st シンチの散乱中性子によるもの場合，測定室の壁や床や天井などで散乱されるものは 2nd シンチへ入射する確率も小さくまた飛行距離が長くなって 800 ns 以上になり易いのでその影響は小さいが，1st シンチや 2nd シンチのごく近傍の物質によって散乱されて 2nd シンチへ入射するものの影響は大きい。そのため散乱体となるような物質は 1st シンチ，2nd シンチの周辺からできる限り取り除かれている。一方，1st シンチの散乱 γ 線の場合は中性子に比べて飛行時間が遙かに短いため，飛行距離が長くても時間的には十分コインシデンスする。しかし γ 線によるバックグラウンド・カウントはタイム・スケール上で γ ピークとほぼ同じ位置に集中して現われるだけであるから，中性子のシグナル・カウント分布に与える影響は小さいと考えられる。

バックグラウンド・カウント分布を測定するには，測定条件はシグナル分布の測定の場合と同一に保ちながらシグナル・カウントのみを除去しなければならない。そこで，1st シンチによる散乱中性子或は散乱 γ 線が直接 2nd シンチに入射するのを防ぐべく，1st シンチと 2nd シンチのフライト・パス上にシャドー・コーンを置いて測定が行なわれた。シャドー・コーンとして実際には直径 14 cm，長さ 30 cm の鉄製の円柱が用いられた。Fig 4.8 はバックグラウンド・カウント分布の測定結果の一例である。先に掲げた Fig 4.2 の右側の写真は 3 mm 厚の 1st シンチをロー・ディスクリで用い，2nd シンチをハイ・ディスクリで用いて測定された FCAVI-2 集合体の炉心スペクトルの飛行時間分布であったが，Fig 4.8 はこれに対応するバックグラウンド・カウント分布である。ただ測定時間が短かったためチャンネルごとのカウントの統計精度はよくないが，タイム・スケール上で分布が事実上フラットであり，確認できるほどの勾配はないことが分る。またフラットな分布の上にわずかではあるが γ ピークが現われている。シグナル分布の測定の際の γ ピークはカウント数が非常に多いが，その中にはバックグラウンド・カウントが一部含まれていることを示している。パルスハイトの下限部分でカウント分布が少し持ち上っているのは TAC のゲインの特性によるものであり，これについてはすぐ後で言及する。予想されたこれらの現象を除いて，測定されたバックグラウンド・カウント分布はほぼフラットであり別に変った現象はないことが確認されたので，測定データ解析の際のバックグラウンド・カウントの差引きは次のような方法で行なうことにする。すなわち，800 ns のタイム・レンジの内でシグナル・カウントはその中央付近に蓄積され，その外側の両端に近い所には同時に測られたバックグラウンド・カウントが現われている。この同時に測られた両端のバックグラウンド・カウント・レベルを直線近似してシグナル・カウントがある部分のバックグラウンド・カウントを出すことにする。

4.1.8 ランダム・チェック

1st シンチと 2nd シンチ間のフライト・タイムは第 2 章の Fig 2.3 に示された測定回路の

ブロック線図で明らかなように、TACによってパルス・ハイトに変換され、パルス・ハイト分布として測定される。TACのゲインのリニアリティーを確かめる目的で、いわゆるランダム・チェックを行なった。Fig 4.9はその測定結果の一例である。測定は、1st シンチのごく近くに r 線源を置いて1st系にランダム・パルスを発生させ、一方2ndシンチのごく近くに別の r 線源を置いて2nd系にもランダム・パルスを発生させて、フライト・タイム測定の場合と同様に1st系スタート、2nd系ストップでその時間差を測定したものである。すなわち、1st系と2nd系で互に独立のランダム・パルスを発生させた場合その時間差の頻度分布はフラットになるはずであるが、それを確かめることによってTACのゲインのリニアリティーをチェックしようとするものである。

Fig 4.9にはわずかながら r ピークが現われているが、これは1stシンチの散乱 r 線の一部が2ndシンチに入射してコインシデンス・イベントを形成したものである。Fig 4.9はパルス・ハイトの下限部分でカウント分布が持ち上っているが、これはフライト・タイム測定の際も常に見られた現象である。これは、TACのゲインがその下限でパルス状に立上った直後は緩やかに増加し、やがて直線的に増加し始めるためであり、すでに確認されているTACのゲインの特性である。Fig 4.9に示されたカウント分布は全体としてはほぼフラットであるが、パルス・ハイトの上限付近もわずかではあるが持ち上っているが認められる。本来フラットになるべき分布が持ち上るといふことはその部分でTACのゲインが落ちていることを意味しており、これはパルス・ハイトの上限付近でこのTACのゲインが飽和し始めていることを示唆している。したがってこのTACを使用する場合最低ゲイン付近並びに最大ゲイン付近はリニアリティーがないので、その部分のカウント分布はそのままでは正しい情報として用いることはできない。

4.1.9 タイム・スケールの較正

測定されたフライト・タイム・スペクトルをエネルギー・スペクトルに変換するためには、当然タイム・スケールが分っていなければならない。タイム・スケールはパルス・ジェネレーターを用いて次のような方法で較正した。1st系スタート、2nd系ストップで両者の時間差を測る測定において同一のパルスを両者に入力させると、時間差は常に零であるからTACのアウトプットは時間軸上で時間差零の位置に固定される。1st系および2nd系のTACへの入力パルスはそれぞれタイミング・シングル・チャンネルを用いて作っているが、そのパルスはディレイ目盛を変動させることによって時間軸上を移動させることができる。そこでパルス・ジェネレーターによる等間隔の繰返しパルスを1st系、2nd系双方のタイミング・シングル・チャンネルに入力しておいてそのディレイを動かすと、最初は時間差零の位置にあったTACのアウトプットが時間軸上を移動して見掛け上時間差が生じた形になる。そして例えば2nd系のディレイを次第に増して行くとアウトプットはそれにつれて遅れて行くが、遂には元のパルスに対して1周期手前のパルスのアウトプットを時間差零の点に重ねることができる。その場合、1st系のトリガー・パルスによって2nd系は1周期手前のパルスが時間差零として測られていることになる。その間のディレイ目盛の差が繰返しパルスの1周期に対応することになる。繰返しパルスの周期はその計数率をスケラーで測ることにより求められる。一方パルスハイト・アナライザーのチャンネル幅とディレイ目盛との関係は、上記の測定においてディ

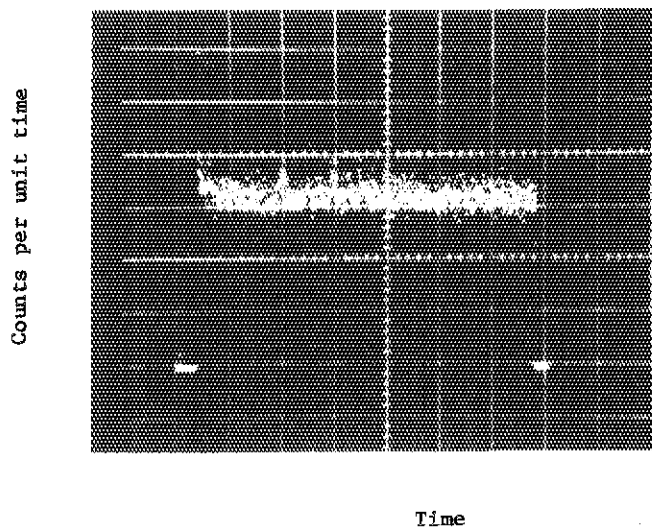


Fig. 4.8 Background counts distribution measured with 1st scintillator 3mm thick in low discri. level and with 2nd scintillator in high discri. level. Measurement was made with a shadow cone made of iron, 14cm in diameter and 30cm in length, in the flight path between 1st and 2nd scintillators, and time spectrum shown was obtained by room scattered background radiations induced by neutrons and gammas from the core center of FCA Assembly VI-2.

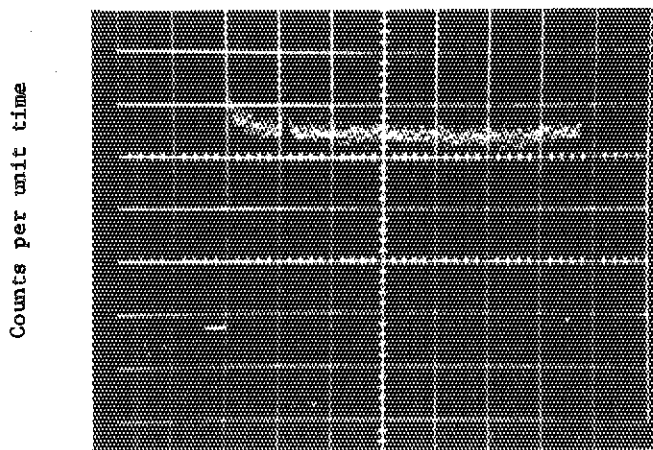


Fig. 4.9 Pulse height distribution measured with 1st and 2nd scintillators exposed to different radiation sources respectively, in order to check gain linearity of the TAC used.

レイ目盛の変動に伴うアウトプットのチャンネルの移動から求められる。このようにタイミング・シングル・チャンネルのディレイ目盛を媒介として、フライト・タイム・スペクトルのタイム・スケールを校正した。

4.2 天然ウラン体系の固有スペクトルの測定

4.2.1 体系と検出器の配置

天然ウラン体系の固有スペクトルとは、体系内のU-235或はU-238自身の核分裂によって生じた中性子が体系内で散乱や吸収を受けて形成される、場所に依存しない中性子スペクトルのことである。これは一定のスペクトルをした核分裂中性子をソースとして、天然ウラン体系という一定の媒質内で形成される中性子スペクトルであり、固有のものである。この固有スペクトルは十分大きい天然ウラン体系の中で、外部中性子並びに体系外への漏洩中性子のスペクトルに与える影響が無視できる場所で始めて実現される。体系としては2"×2"×8"の天然ウラン金属ブロックを用いて重さ約4.2トン、辺の長さ61cmの立方体を組み上げ、その中心のスペクトルを測定対象とした。一辺61cmの立方体の天然ウラン体系に一方向から外部中性子を注入した場合、その中心で天然ウランの固有スペクトルが実現されているかどうかについて簡単に考察する。以前にFCAVI-2集合体において天然ウランの径方向ブランケットに一方向だけ幅50cmにわたって天然ウランを継ぎ足した体系を作り、炉心を外部中性子源として天然ウラン体系内のスペクトルをHe-3比例計数管とプロトン・リコイル・カウンターで測定した。天然ウラン体系の厚さは全体で約63.5cm、その中で測定位置は炉心境界から約45cmの距離であったが、測定位置を炉心境界に対して少し近づけたり遠ざけたりしても測定結果には殆ど差が生じなかった。すなわち、45cmの測定位置の前後ではスペクトルは一定の形にほぼ収斂していることが確かめられた。一方この測定点のスペクトルは全体の形として天然ウランの固有スペクトルと数%の違いしかないことが計算値相互の比較から確かめられている。したがってこの測定点では固有スペクトルがほぼ実現されており、測定データに数%の補正を施すことにより固有スペクトルの測定結果が得られる。しかしこの天然ウラン体系は格子管の中に組まれたため格子管や引出しのステンレスが体系内に混在し、また格子管と天然ウランブロックとのすき間を通して外部中性子の一部が測定点まで流れ込む効果が考えられる、などの欠点があった。体系内に注入された外部中性子束は距離が進むにつれてU-235或はU-238の核分裂中性子に転換されて次第に固有スペクトルを形成するが、同時に中性子束の強さは次第に低下する。そして事実上固有スペクトルが実現される場所における中性子束の強さは外部中性子束に比べて桁違いに小さく、体系の表面のバックグラウンドよりも一般に低くなる。したがってストリーミング効果による外部中性子の流入はたとえわずかであっても固有スペクトルを乱してしまう恐れがあるので、極力これを抑えなければならない。今回の天然ウラン体系はブロックをすき間なく積み上げたものであり、しかもブロック間の接触面を通して流入する外部中性子を抑えるためブロックの組み方を工夫している。したがって今回の体系は組成的に非常に純粋な天然ウラン体系であるばかりでなく、測定点に対する外部中性子の流入も極めて少い系である。測定対象とした体系の中心は表面から30.5cmの距離にあるが、体系内における中性子の平均自由行路は1MeVで3.0cm、100KeVで1.7cmであるので、

外部中性子が体系内を通過して中心に到達する確率は非常に小さいと考えられる。

天然ウラン体系の無限増倍係数は1より遙かに小さく、体系内の天然ウランによる核分裂を維持するためには体系外から外部中性子を注入しなければならない。外部中性子としては東大原子力工学研究施設の高速中性子源炉「弥生」の運転位置Bにおける高速中性子柱を用いた。外部中性子源、天然ウラン体系および検出器の配置をFig 4.10に示す。「弥生」の炉心集合体から反射体中に設けられた20 cm ϕ の孔を通じて天然ウラン体系に高速中性子が注入されるが、その際ファスト・コラム内のバックグラウンドを減らすため、天然ウラン体系が反射体壁に接して孔の入口を塞ぐように配置している。天然ウラン体系はその表面がカドミウム板で覆われているが、これは体系から漏れ出る放射線によってファスト・コラム内のバックグラウンドが上がるのを防ぐためである。天然ウラン体系にはその中心の中性子束をビームとして引出すため、外部中性子の入射面に対して逆の方向から立方体の中心まで間口2" \times 2" のビーム引出し孔が明けられている。そこから引出されたビームは152 cm 厚の遮蔽扉中に設けられた5.3 cm ϕ の実験孔を通してファスト・コラム外へ導かれ、1st シンチに入射する。Fig 4.10の配置図において重要なことは、1st シンチが5.3 cm ϕ 、長さ152 cm の実験孔を通して望むファスト・コラム内は天然ウラン体系の間口2" \times 2" のビーム引出し孔付近のみであり、ファスト・コラム内のバックグラウンドは殆ど入射しない構造になっていること、並びに2nd シンチが152 cm 厚の遮蔽扉によりファスト・コラム内のバックグラウンドから遮蔽されているということである。

4.2.2 飛行時間分布の測定

天然ウラン体系の固有スペクトルはFCAVI-2集合体の炉心中心に比べてスペクトル全体の形が軟化している。そこでダブルシンチレータ法による天然ウラン体系の固有スペクトルの測定は、1st シンチとして1 mm 厚のものを用い、1st 系、2nd 系共にロー・ディスクリという測定条件で行なわれた。Fig 4.11はフライト・タイム分布の測定結果であり、「弥生」の炉出力300ワットで6時間40分蓄積したものである。これを同条件で測定したFig 4.7のFCAVI-2集合体のフライト・タイム分布と比較すると、中性子によるシグナル・カウント分布が全体として低エネルギー側にずれているのがわかる。Fig 4.11における γ ピークは中性子によるシグナル・カウント分布に比べてカウント数が相対的に少ないが、これは天然ウラン体系内は γ 線束が中性子束に比べて相対的に低いためである。Fig 4.11のフライト・タイム分布はチャンネルごとのカウント数のばらつきが大きい、これはチャンネル当りのカウント数が少いためであり、本質的な問題ではない。中性子によるシグナル・カウント数は最も多いところでバックグラウンド・カウント・レベルの約1.6倍であるが、S/N比を上げるためには主として2nd系のルーム・スキヤタリング・イベント・レイトを下げる必要がある。測定時のカウント・レイトは1st系約8000 cps、2nd系約550 cpsであったが、その中で中性子によるコインシデンス・イベント・レイトはFig 4.10のシグナル・カウント数から逆算してみると1.35 cpsである。

Fig 4.12はFig 4.11のフライト・タイム分布に分解能補正およびバックグラウンド差引きを施して求めたシグナル・カウント分布を1デカッド40群の等レサジー・グループにまとめたものである。このシグナル・カウント分布をスペクトロメータの効率で割れば天然ウラン

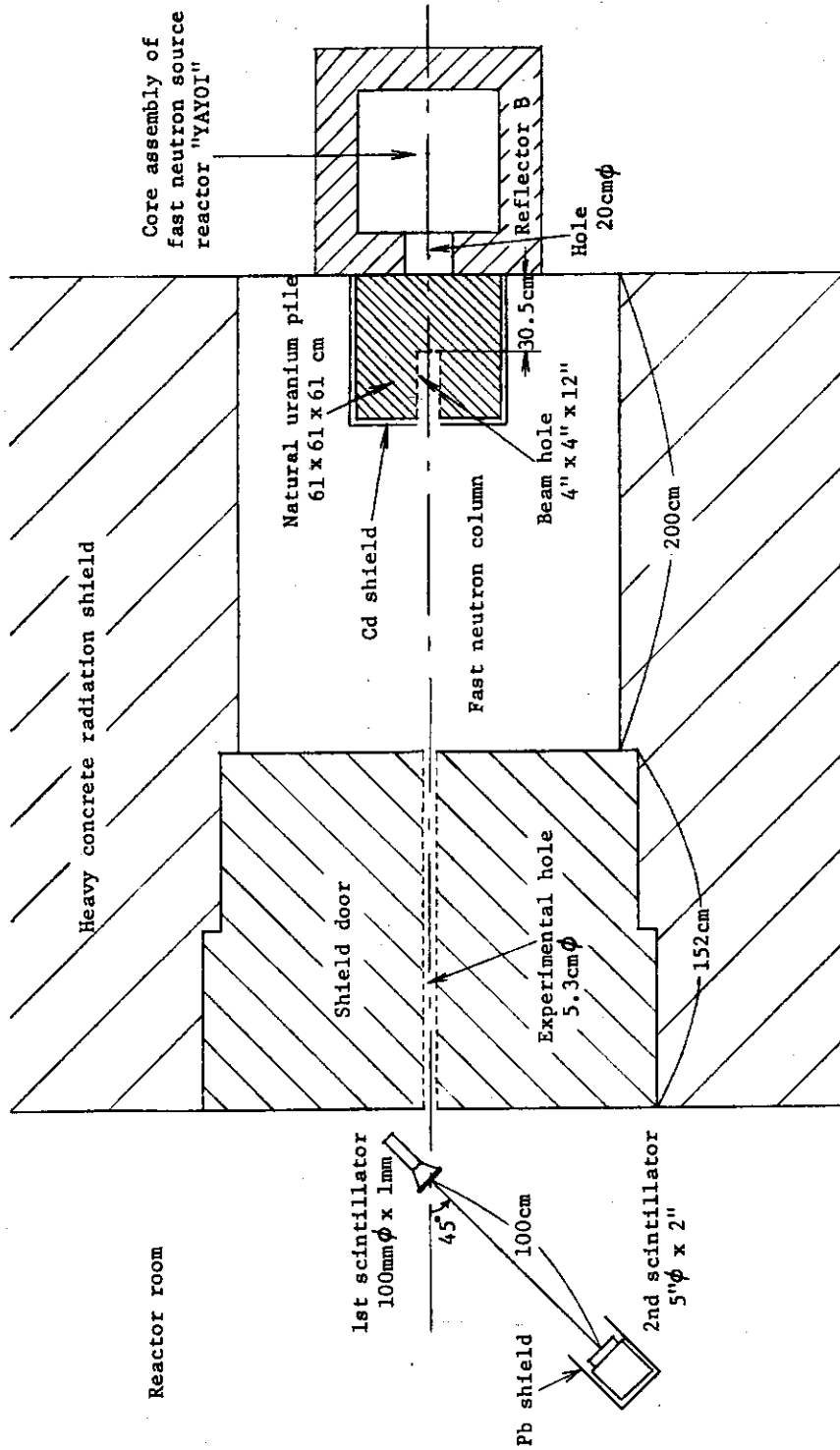


Fig. 4.10 Double scintillator spectrometer layout for measurement of natural uranium fundamental mode spectrum.

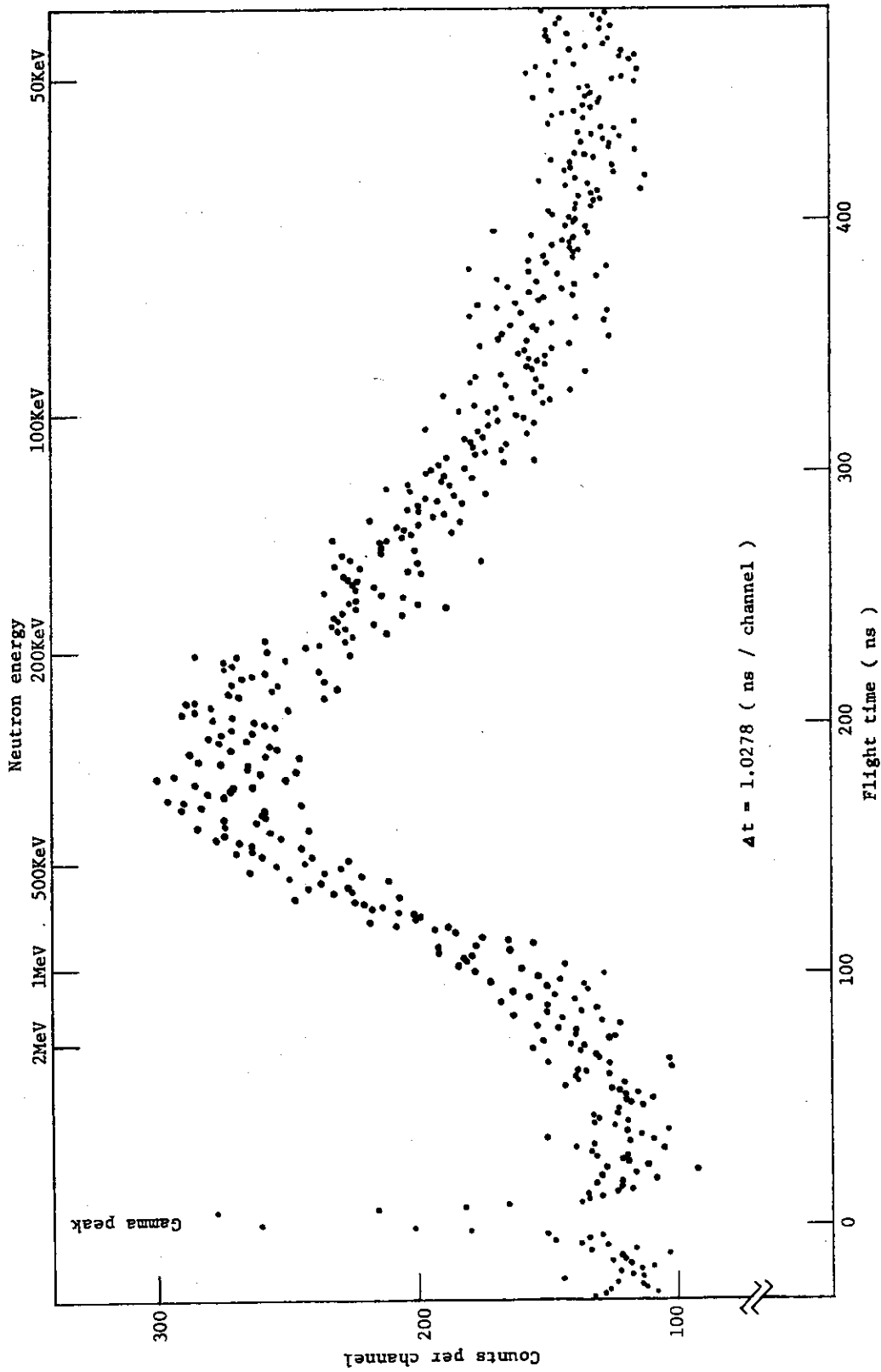


Fig. 4.11 Time-of-flight spectrum for natural uranium fundamental mode spectrum measured with 1st scintillator 1 mm thick in low discrim. level, and with 2nd scintillator in low discrim. level.

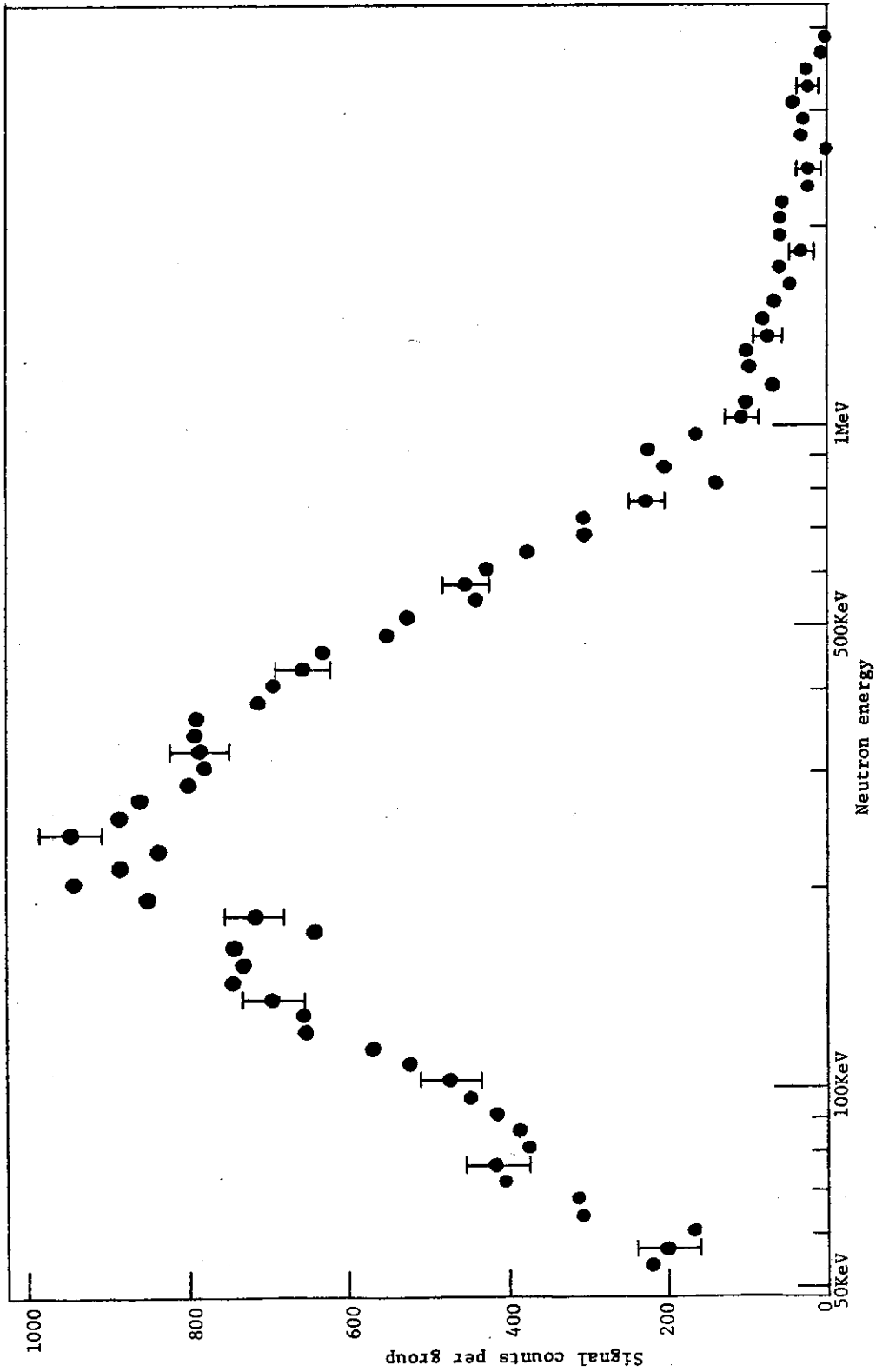


Fig. 4.12 Signal count distribution for natural uranium fundamental mode spectrum measured with 1st scintillator 1 mm thick in low discrim. level, and with 2nd scintillator in low discrim. level.

体系の固有スペクトルが得られる。Fig 4.12のエラー・バーはシグナル・カウントの統計誤差によるものであるが、200KeV付近で4%、1MeVで20%、2MeVでは約50%である。そこでこのスペクトロメータをこのような体系のスペクトル測定に適用した場合の測定エネルギー範囲の上限は、フライト・タイム分布の統計精度の点から約2MeVであると言える。ダブルシンチレータ法で高エネルギー領域のスペクトルを測定する際のもう一つの問題点は、フライト・タイム・スペクトルの測定において巨大な γ ピークのカウントの一部がレゾリューション・ブロードニングによって近接する高エネルギー領域へこぼれ落ちて中性子によるフライト・タイム分布に混入することである。この問題を避けて高エネルギー領域のシグナル・カウント分布を精度よく測るためには、1stシンチー-2ndシンチ間の飛行距離を長くして γ 線によるコインシデンス・イベントと中性子によるコインシデンス・イベントのフライト・タイムの差を大きくする方法が考えられる。

5 測定データ解析とその結果

この章ではダブルシンチレータ・スペクトロメータで測定された飛行時間分布の生データを処理して中性子スペクトルを導出する手順およびその方法についてまず述べる。次にそのような過程を経て求められたFCAVI-2集合体の炉心スペクトルおよび天然ウラン体系の平衡スペクトルの測定結果を示す。そして最後にこれら2つの体系の中性子スペクトルに関して、ダブルシンチレータ法による測定結果を計算結果および他のいくつかの測定法による結果と比較してみることにする。

5.1 測定データの解析法

ダブルシンチレータ・スペクトロメータによる体系のスペクトル測定では前章のFig 4.7或はFig 4.11に示されたような1st シンチ・2nd シンチ間の飛行時間分布が生測定データとして得られる。この測定で本来求めようとしているのは中性子によるコインシデンス・イベントの飛行時間分布であるが、この生の測定データには γ 線によるコインシデンス・イベントおよび主に1st系と2nd系のチャンス・コインシデンスによるバックグラウンド・カウントも同時に含まれている。また一方生の測定データの分布はスペクトロメータの時間分解能によるレゾリューション・ブロードニングを被っている。そこで生の測定データを解析して中性子スペクトルを求めるには、まず分解能補正並びにバックグラウンドの差引きを行なって中性子によるコインシデンス・イベントの飛行時間分布を求め、タイム・スペクトルをエネルギー・スペクトルの形に変換し、それをスペクトロメータの効率のエネルギー依存性で割るわけであるが、その順序を図示するとFig 5.1のようになる。

まず分解能補正のやり方について述べる。ダブルシンチレータ・スペクトロメータによる測定で現実に求められた飛行時間分布を $Z(t)$ で表示することにする。但し t は1st シンチ・2nd シンチ間の飛行時間である。これに対して今求めようとしているのは分解能によるレゾリューション・ブロードニングが全然ないと仮定した場合の飛行時間分布であり、この未知の分布を $Z_0(t)$ で表示することにする。一方、あるエネルギー E_0 の単色中性子に対するスペクトロメータのレスポンスの形を $R(\lambda)$ で表わすこととする。但し λ はエネルギー E_0 に対応する飛行時間 t_0 からの飛行時間 t のずれを表わすものとする。すなわち、

$$\lambda = t - t_0.$$

$R(\lambda)$ はスペクトロメータの分解能の様子を表わすものであり、分解能関数と言われるものである。 $R(\lambda)$ は単に分布の形を表わす関数であればよいので、後の式の展開を単純にするためその大きさは規格化されているとする。すなわち、

$$\int_{-\infty}^{+\infty} R(\lambda) d\lambda = 1.$$

分解能関数 $R(\lambda)$ は実際にはエネルギー E_0 の関数であるが、今はエネルギーによらず一定であるとして議論を進める。理想的な分解能による分布 $Z_0(t)$ が現実の分解能によるレゾリューション・ブロードニングを被って $Z(t)$ になったわけであるから、この両者は分解能関数 $R(\lambda)$ を媒介として互に関係付けられ、

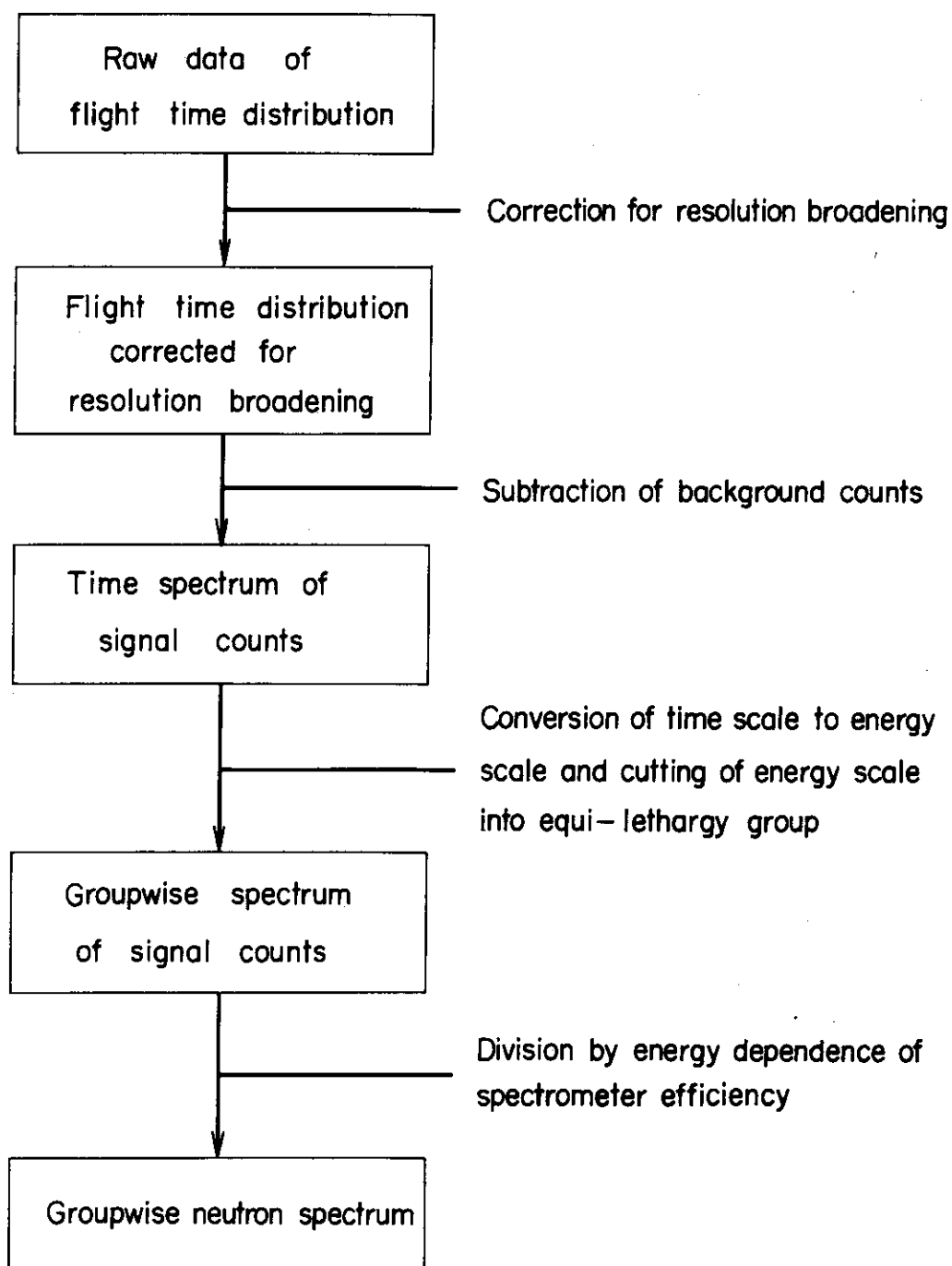


Fig.5.1 Flow of data unfolding for double scintillator time-of-flight spectrometer.

$$Z(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} Z_0(t+\lambda) R(\lambda) d\lambda$$

となる。ここで $Z_0(t+\lambda)$ を t の周囲でテーラー展開すると

$$Z(t) = Z_0(t) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{d^n}{dt^n} Z_0(t) \cdot \frac{1}{n!} \int_{-\infty}^{+\infty} \lambda^n R(\lambda) d\lambda.$$

単色中性子に対するスペクトロメータのレスポンスは一般にそのピークの両側で左右対称であると考えてよい。すなわち分解能関数 $R(\lambda)$ の値は λ の正負で対称であり、

$$R(-\lambda) = R(\lambda)$$

であるとする。その場合上に示したテーラー級数の奇数次項は λ の正負で互に相殺するためすべて零になる。そして4次微分以上の項は0次および2次の項に比べて値が小さくて無視できるとすると、上式は

$$Z(t) = Z_0(t) + Z_0''(t) \cdot \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \lambda^2 R(\lambda) d\lambda$$

となる。これは $Z_0(t)$ に関する微分方程式であるが、ここで理想的な分解能による飛行時間分布の2次微分 $Z_0''(t)$ を現実の分解能による飛行時間分布の2次微分 $Z''(t)$ で近似することにする。すなわち

$$Z_0''(t) = Z''(t).$$

すると求めようとしている未知の分布 $Z_0(t)$ は

$$Z_0(t) = Z(t) \left[1 - \frac{Z''(t)}{Z(t)} \cdot \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \lambda^2 R(\lambda) d\lambda \right]$$

で表わされることになる。この式によると、分解能によるレゾリューション・ブロードニングに対する補正項の大きさは、分布の曲率と飛行時間のずれの2乗平均との積に比例することが分る。

さて、ここで用いたダブルシンチレータ・スペクトロメータの場合、分解能関数 $R(\lambda)$ の形はどのようなものであろうか。ヴァン・デ・グラーフのいわゆる単色中性子に対する応答は先に Fig 3.3 および Fig 3.5 に示された通りである。そして体系のスペクトル測定の場合用いなければならないのは平行入射の単色中性子に対する応答であるが、その分解能はエネルギーの関数として Fig 3.7 に示されている。 $R(\lambda)$ の形としてはこのような半値幅をもつガウス分布を採用するのが望ましいと考えられる。しかしここでは式を単純化するため、このような半値幅をもつ三角形¹⁵⁾の分布で $R(\lambda)$ を近似することにする。すなわち、時間分解能の半値幅を Δt として $R(\lambda)$ の分布の形を

$$\begin{cases} R(\lambda) = \frac{1}{\Delta t} - \frac{\lambda}{\Delta t^2} & , \lambda \leq \Delta t \\ R(\lambda) = 0 & , \lambda > \Delta t \end{cases}$$

とする。半値幅の大きさを単位として飛行時間分布 $Z(t)$ の形が緩やかな場合には、3角形近似による補正量の大きさはガウス分布近似の場合に比べて殆ど変わらない。分解能関数 $R(\lambda)$ を上記のように3角形で近似した場合、

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \lambda^2 R(\lambda) d\lambda = 2 \int_0^{\Delta t} \lambda^2 \left(\frac{1}{\Delta t} - \frac{\lambda}{\Delta t^2} \right) d\lambda$$

$$= \frac{\Delta t^2}{6}$$

となる。これを先に示した $Z_0(t)$ の式に代入すると、

$$Z_0(t) = Z(t) \left[1 - \frac{Z''(t)}{Z(t)} \cdot \frac{\Delta t^2}{12} \right]$$

となる。ここで用いたダブルシンチレータ・スペクトロメータの時間分解能の半値幅 Δt (ns) は3章1節の③式および④式に与えられた通りである。すなわち

$$\Delta t = \sqrt{(5.444)^2 + (0.10867t)^2} \quad (10 \text{ cm } \phi)$$

$$\Delta t = \sqrt{(5.444)^2 + (0.11828t)^2} \quad (13 \text{ cm } \phi)$$

であり、 Δt が飛行時間 t 、したがって入射中性子エネルギー E の関数として与えられている。分解能補正のエネルギー依存性は、このように入射エネルギーの関数としての Δt を用いることにより正しく取り入れることができる。これらの Δt を上式に代入すると平行入射の場合は 1st シンチが 10 cm ϕ と 13 cm ϕ でそれぞれ

$$Z_0(t) = Z(t) \left[1 - \frac{Z''(t)}{Z(t)} \cdot (2.470 + 0.0009841t^2) \right] \quad (10 \text{ cm } \phi)$$

$$Z_0(t) = Z(t) \left[1 - \frac{Z''(t)}{Z(t)} \cdot (2.470 + 0.0011659t^2) \right] \quad (13 \text{ cm } \phi)$$

となる。一方 Cf-252 核分裂中性子のスペクトル測定は、3章2節で述べたように Cf-252 中性子源が 1st シンチから 78 cm の距離に置かれているという配置で行なわれた。この場合分解能補正式は 1st シンチが 10 cm ϕ と 13 cm ϕ でそれぞれ

$$Z_0(t) = Z(t) \left[1 - \frac{Z''(t)}{Z(t)} \cdot (2.350 + 0.001958t^2) \right] \quad (10 \text{ cm } \phi)$$

$$Z_0(t) = Z(t) \left[1 - \frac{Z''(t)}{Z(t)} \cdot (2.350 + 0.003271t^2) \right] \quad (13 \text{ cm } \phi)$$

となる。これらの式により現実の分解能による飛行時間分布 $Z(t)$ から理想的な分解能による飛行時間分布 $Z_0(t)$ を求めることにする。

これらの式を用いて $Z(t)$ から $Z_0(t)$ を求めるためには、 $Z(t)$ の 2 次微分 $Z''(t)$ を求める必要がある。飛行時間分布の生の測定データは Fig 4.7 や Fig 4.11 に示されたようにパルス・ハイト・アナライザのアウトプットとして与えられ、チャンネル当りのカウント数という形をしている。このようなヒストグラム形の分布の微分並びに 2 次微分の求め方は次のような方法で行なった。すなわち、チャンネル・ナンバーを i とし、そのチャンネルのカウント数を $Z(i)$ で表示することにする。適当な自然数を j とし、チャンネル i の両側にそれぞれ j 個、したがって全部で $(2j+1)$ 個のチャンネルで構成される区間を設ける。そしてその区間内で等間隔に位置する $(2j+1)$ 個のカウントの分布を最小二乗法で直線近似し、その勾配を以って区間の中心点であるチャンネル i の微分 $Z'(t)$ とする方法である。式で表わすと、

$$Z'(i) = \frac{\sum_{k=-j}^j k \cdot Z(i+k)}{\frac{1}{3} j(j+1)(2j+1) \cdot \Delta t_{ch}}$$

となる。但し Δt_{ch} は 1 チャンネル当りの飛行時間幅である。最小二乗法で直線近似する際に用いられた区間の幅 $(2j+1)\Delta t_{ch}$ は微分幅と呼ばれている。微分量 $Z'(t)$ の値はこの微分幅の広さに依存しており、微分幅をいくらに取るかということは重要な問題である。各チャンネルのカウンタ数 $Z(i)$ は統計誤差の範囲でばらついているが、統計誤差が $\sqrt{Z(i)}$ であるとする、それに基ずく微分量 $Z'(i)$ の統計誤差 $\Delta Z'(i)$ は

$$\Delta Z'(i) = \frac{\sqrt{\sum_{k=-j}^j k^2 \cdot Z(i+k)}}{\frac{1}{3} j(j+1)(2j+1) \Delta t_{ch}}$$

となる。微分幅として狭い区間を取った場合、すなわち j として小さい値を取った場合統計誤差 $\Delta Z'(i)$ の値は $Z'(i)$ 自身の値に比較して大きくなってしまい、物理的に意味のある微分量 $Z'(i)$ を求めることができない。逆に微分幅として広過ぎる区間を取った場合統計誤差 $\Delta Z'(i)$ は小さくなるが、微分量 $Z'(i)$ 自身の値がエネルギー分解能の悪い全般的になまった分布になり、物理的な精度が失われてしまう。そこで微分幅を決める j の値は、今注目しているチャンネル i におけるスペクトロメータの分解能の半値幅 Δt を目安としてほぼ次式が成立するように選んだ。すなわち、

$$j(i) = \left[\frac{\Delta t(t)}{\Delta t_{ch}} \right]$$

このように関数の形で表示したのは、 j の値が注目しているチャンネル・ナンバー i の関数であり、また半値幅 Δt の値が先に示したように飛行時間 t の関数であるからである。以上が $Z(t)$ からその 1 次微分 $Z'(t)$ を求める方法であるが、2 次微分 $Z''(t)$ は $Z'(t)$ から全く同様の方法で求められる。

上記の方法で行なわれた分解能補正の 1 例を Fig 5.2 に示す。これは FCAVI-2 集合体の炉心スペクトル測定の際の飛行時間分布であり、先に Fig 4.7 で示されたものと同じであるが、測定されたままの各チャンネルのカウンタ分布と分解能補正を施した後のカウンタ分布とが同時に示されている。測定された分布は理想的な分解能による本来の分布がスペクトロメータの現実の分解能でなまされたものであるが、Fig 5.2 を見るとなまされていた分布の凹凸が分解能補正を行なうことにより本来の際立ったものに戻ることが分る。また各チャンネルのカウンタ数の補正量はシグナル・カウンタに対して数%のオーダーであることが分る。

次に、バックグラウンド・カウンタの差引き方について述べる。フライト・タイム・スペクトルの生の測定データに見られるバックグラウンド・カウンタの性質については前章で既に述べた。ダブルシンチレータ法による体系のスペクトル或は Cf-252 核分裂中性子スペクトルの測定は測定時間が数時間以上、場合によっては百時間以上に及ぶこともある。バックグラウンドのカウンタ数は 1st 系および 2nd 系のディスクリ・レベルや測定室内のバックグラウンド・レベルで微妙に変化し、線源の強さと測定時間の積に精度よく比例するとは言い難い。またシャドール・コーンによるバックグラウンド測定自体の精度も考慮すると、本測定とバックグ

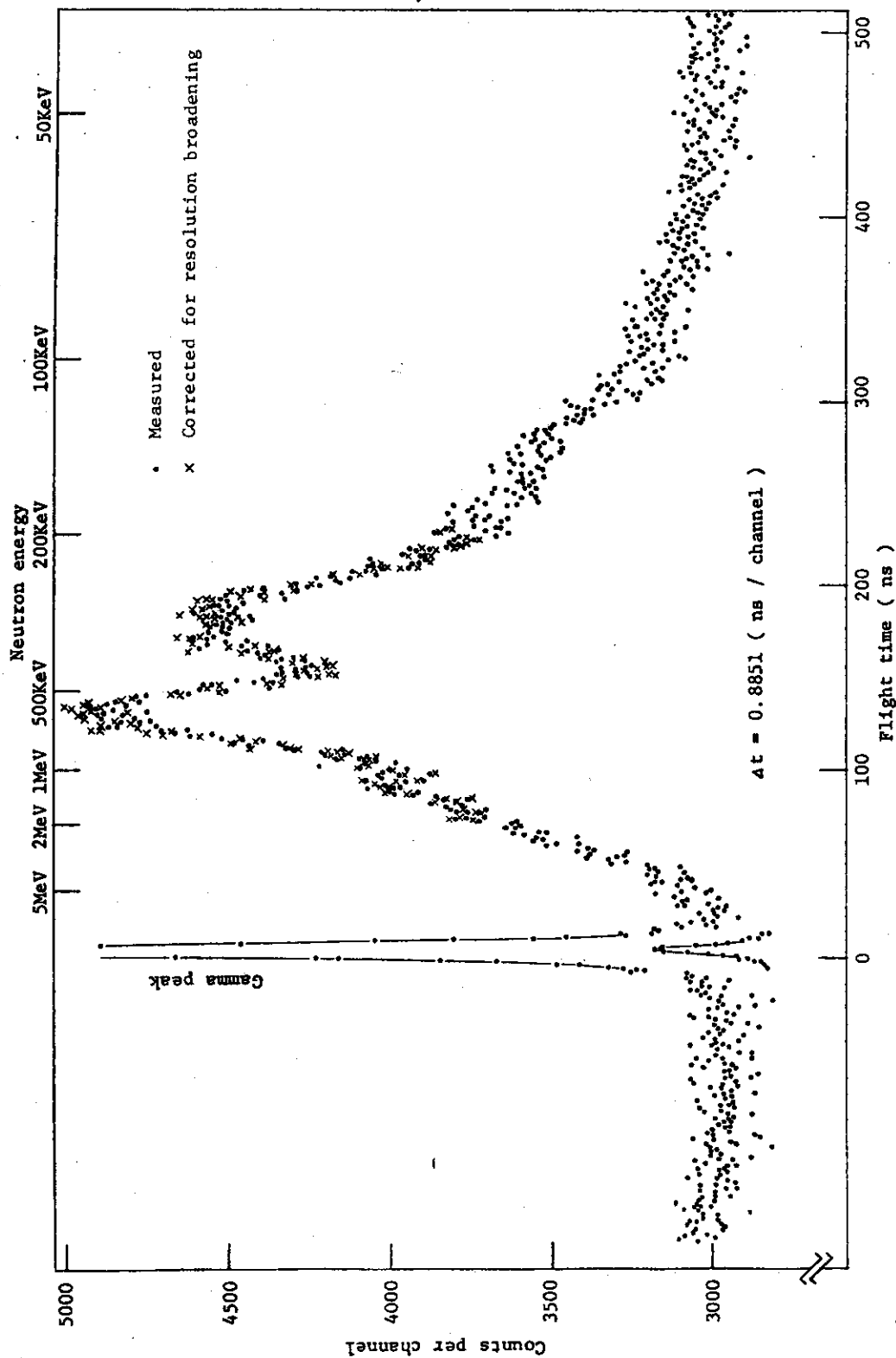


Fig. 5.2 An example of correction for resolution broadening. Time-of-flight spectrum for neutrons and gammas from the core center of FCA Assembly VI-2 measured by double scintillator spectrometer, compared with the spectrum corrected for resolution broadening.

ラウンド測定との差を取ることにによりシグナル・カウント分布を出すというやり方はかえって誤差が大きくなる。そこで本測定のフライト・タイム・スペクトルから同時に導かれたバックグラウンド・カウントを用いて差引きを行なっている。そのやり方は、フライト・タイム・スペクトルの測定の際にシグナル・カウントの現われる範囲をタイム・レンジの中央付近に位置させ、その両端にバックグラウンド・カウント分布が十分読取れるような余裕をもたせておく。そして両端の十分広い範囲のバックグラウンド・カウント分布から統計精度のよいバックグラウンド・カウント・レベルを導き、それらを直線で内挿したものをシグナル・カウント領域のバックグラウンド・カウント分布として差引くという方法である。バックグラウンドとしてフラット分布でなくてこのように傾きのある分布を用いたのは、2nd系のカウント・レイトによるバックグラウンド・カウント分布の時間依存性を考慮に入れるためである。第2章で述べたようにスペクトロメータの測定回路はカウント・レイトの高い1st系でスタートし、カウント・レイトの低い2nd系でストップするように組んでいる。そのためバックグラウンド・カウント分布の時間依存性による勾配は極めてわずかであるが、その効果は上記の方法によりバックグラウンド差引きの際に取り入れられている。

以上で分解能補正済の中性子によるシグナル・カウントのタイム・スペクトルが得られたわけである。データ解析は次の段階としてFig 5.1に示されたようにこのタイム・スペクトルをエネルギー・スペクトルの形に変換し、さらにエネルギー軸を1デカッド当り40群の等レサジー・グループに群分けする。エネルギー軸を群分けするのは後のデータ処理を単純にするためであり、またシグナル・カウント分布や中性子スペクトル分布等の全体としての形を見易くするためであり、また計算値や他の測定法による結果と比較し易くするためである。等レサジー幅に群分けしたのは数デカッドに及ぶ高速中性子スペクトルを表示する際に便利であり、スペクトルの表示が一般にレサジー単位で行なわれているのに従ったものである。1デカッド当り40群というグループ幅の取り方は、シグナル・カウントの統計精度並びにスペクトロメータのエネルギー分解能を考慮して判断したものであるが、スペクトルの測定結果の比較や利用の点で細かさは十分であると考えられる。そして最後に、群分けされたシグナル・カウントをスペクトロメータの効率のエネルギー依存性で割ることにより最終的な中性子スペクトルの測定結果がグループ表示で与えられる。

以上述べて来た分解能補正、バックグラウンド差引き並びにシグナル・カウントの群分けなどのデータ処理は、独自に開発された計算コードで行なわれる。また同コードは中性子温度を与えることによりCf-252核分裂中性子スペクトルの理論値も同時に計算されるようになっており、検出効率が計算できるようになっている。そのプログラム並びにアウトプットの1例の1部を付録として巻末に示す。

5.2 測定結果

この節では、前節で述べたデータ解析法に従って導かれた体系のスペクトルの測定結果について述べる。Fig 5.3はFCVI-2集合体の炉心スペクトルの測定結果であり、1st系および2nd系の測定条件の違いによる3通りの測定結果を同時に載せている。これらの各測定のフライト・タイム分布或はシグナル・カウント分布の比較については前章で示した通りであ

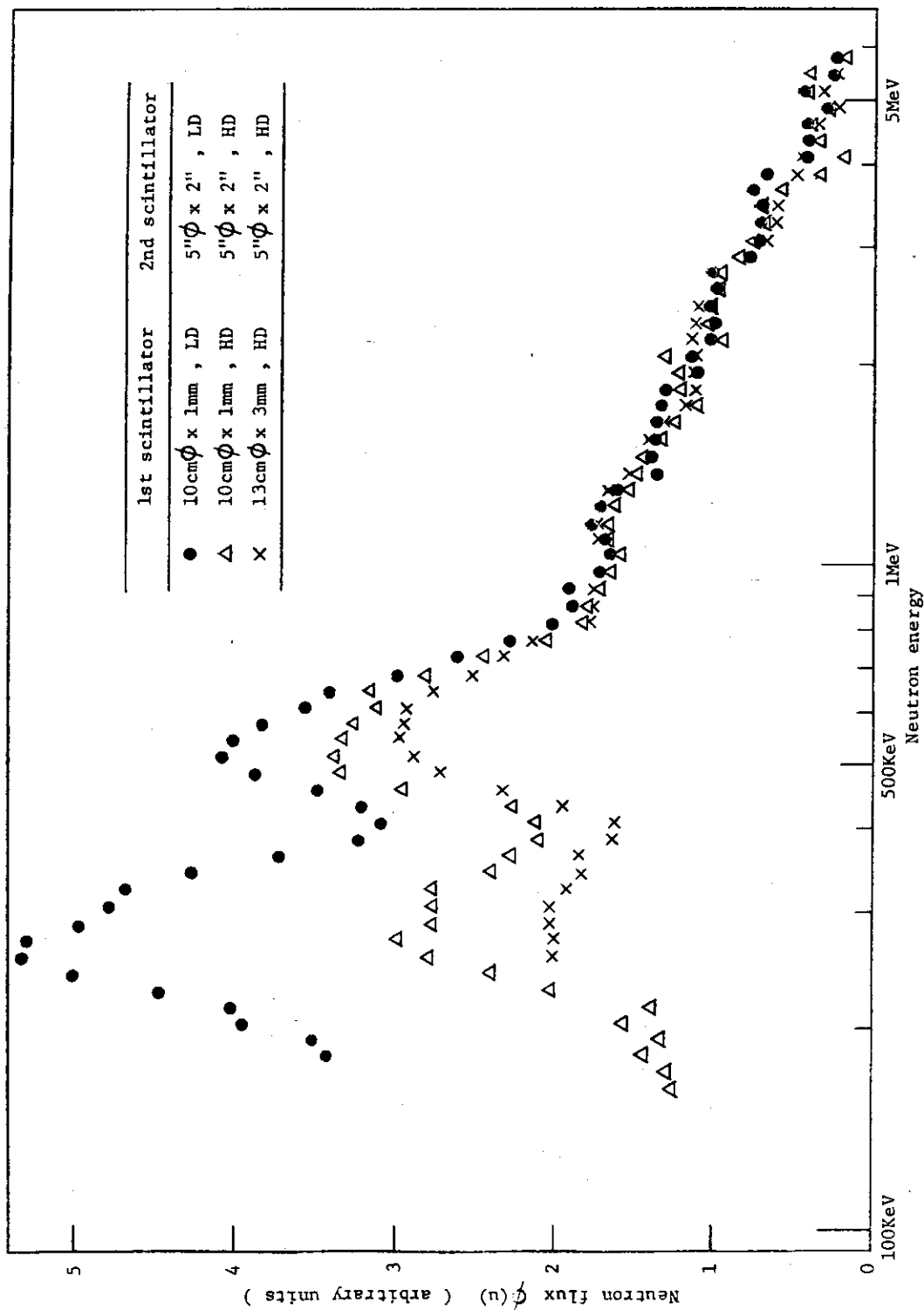


Fig. 5.3 Neutron spectrum of the core of FCA Assembly VI-2, measured by double scintillator spectrometer, normalized each other in the range 1MeV-2MeV.

るが、それぞれの測定条件におけるスペクトロメータ効率のエネルギー依存性で割って中性子スペクトルの形にすると、それらの相互の関係はこのようになる。体系のスペクトル測定はこれら以外の測定条件でも行なわれたが、効率測定を現在のところまだ行っていない測定条件の結果についてはここに掲げていない。

Fig 5.3の3通りの測定結果は、1MeVから2MeVまでのエネルギー範囲における中性子束の積分値で規格化したものである。3通りの測定結果の分布の形は6MeVから800KeVの範囲ではほぼ一致しているが、800KeV以下ではエネルギーが低くなるに従って相互の差が次第に大きくなっている。1st シンチが10cmφ、1mm厚の場合、1st系、2nd系共にロー・ディスクリの系の測定結果に比べて共にハイ・ディスクリの系の測定結果は200KeV付近では半分以下である。そして1st シンチが13cmφ、3mm厚で1st系、2nd系共にハイ・ディスクリの場合の測定結果はそれよりもさらに低くなっている。低エネルギー側で測定結果が測定条件の違いによりこのように大幅にずれたのは、1st系、2nd系共にハイ・ディスクリの系の効率に原因があると考えられる。というのは、Fig 5.3には3通りの測定結果が低エネルギー側約200KeVまで図示されているが、1st系、2nd系共にハイ・ディスクリという測定系は本来高エネルギー側を測定対象としたものであり、低エネルギー側がどこまで測れるかは疑問であった。1st系、2nd系共にハイ・ディスクリという測定系の効率は第3章で示されたように200KeV付近ではディスクリ・レベルが効いて著しく低くなり、したがって測定された効率の精度が悪く、信頼性に乏しい。Fig 5.3の結果は、1st系、2nd系共にハイ・ディスクリという測定系の適用範囲の下限が約800KeVであることを示すものである。そこで800KeV以下のエネルギー範囲は、1st系、2nd系共にロー・ディスクリの測定系による結果を目下のところ最も信頼できる測定結果として採用することにする。

Fig 5.4は天然ウラン体系の平衡スペクトルの測定結果であり、1st系、2nd系共にロー・ディスクリという測定条件で行なわれたものである。天然ウラン体系の平衡スペクトルはFig 5.3のFCAVI-2集合体の炉心スペクトルと比べるとスペクトル全体の形が大幅に軟化したものであることが分る。そしてこの場合測定されたスペクトルのエネルギー範囲の上限は約2MeVであるが、この上限の値はスペクトロメータ効率の上限で決まったものではなく、シグナル・カウントの統計精度から決まったものであることが分る。測定結果のエネルギー範囲の下限は、いうまでもなくスペクトロメータ効率の下限で決められたものである。

5.3 計算結果並びに他の測定法による結果との比較

この節ではダブルシンチレータ法による体系のスペクトルの測定結果を計算結果並びに他の測定法による結果と比較してみることにする。Fig 5.5はFCAVI-2集合体の炉心の基本モード・スペクトルであり、ダブルシンチレータ法による測定結果をAGLI 1950群セット¹⁶⁾による計算結果並びにJAERI-fast 70群セット¹⁷⁾による計算結果と比較したものである。なおこれらはいずれもそれぞれの方法により求められたFCAVI-2集合体の炉心組成の基本モード・スペクトルの結果であり、炉心中心におけるスペクトルというわけではない。というのは、裸でない体系の中性子束の空間分布は各群で必ずしも一定にはならないため、炉心中心スペクトルも厳密には炉心組成の基本モード・スペクトルとは異なるからである。FCAVI-

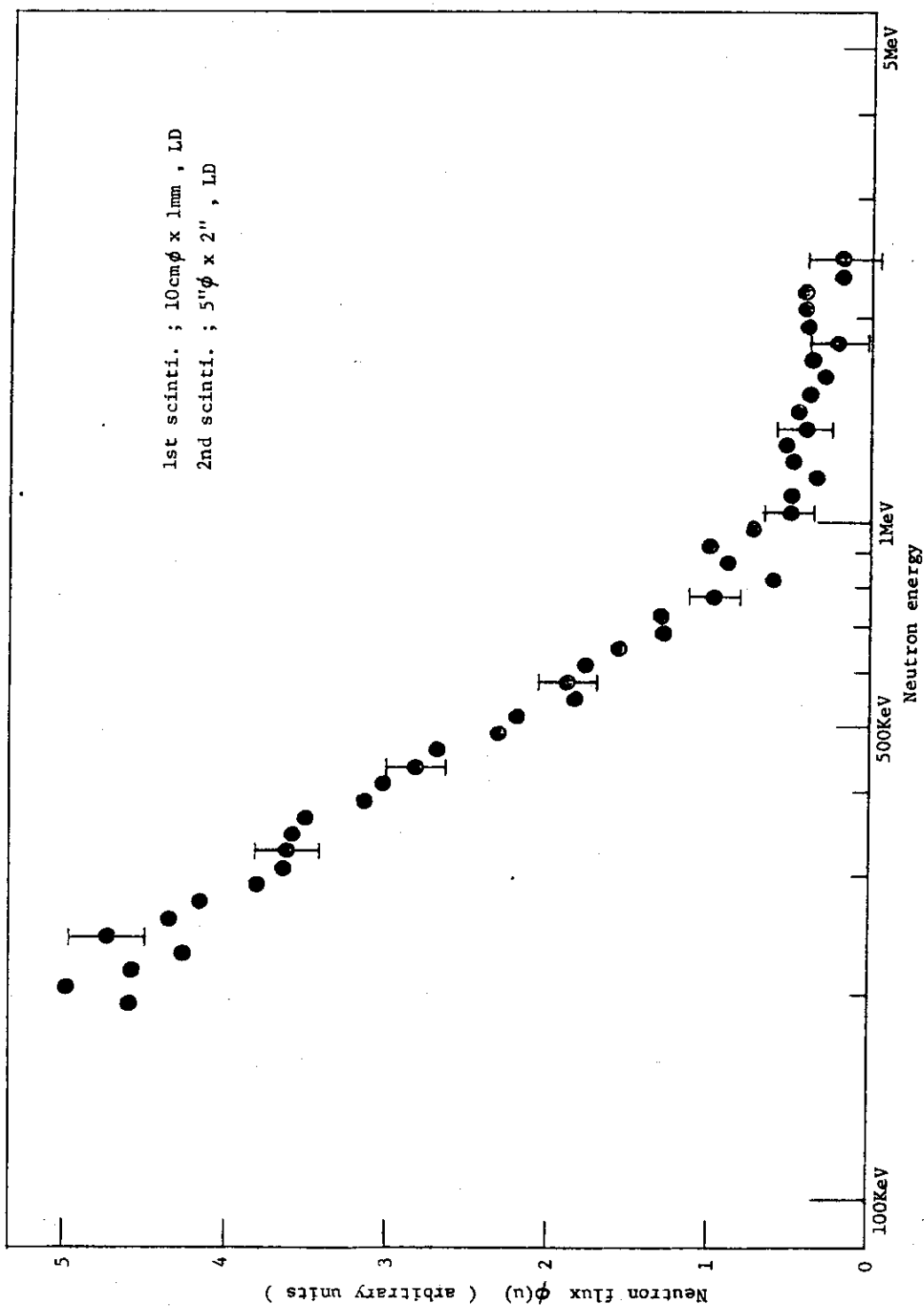


Fig. 5.4 Neutron spectrum of natural uranium pile, measured by double scintillator spectrometer.

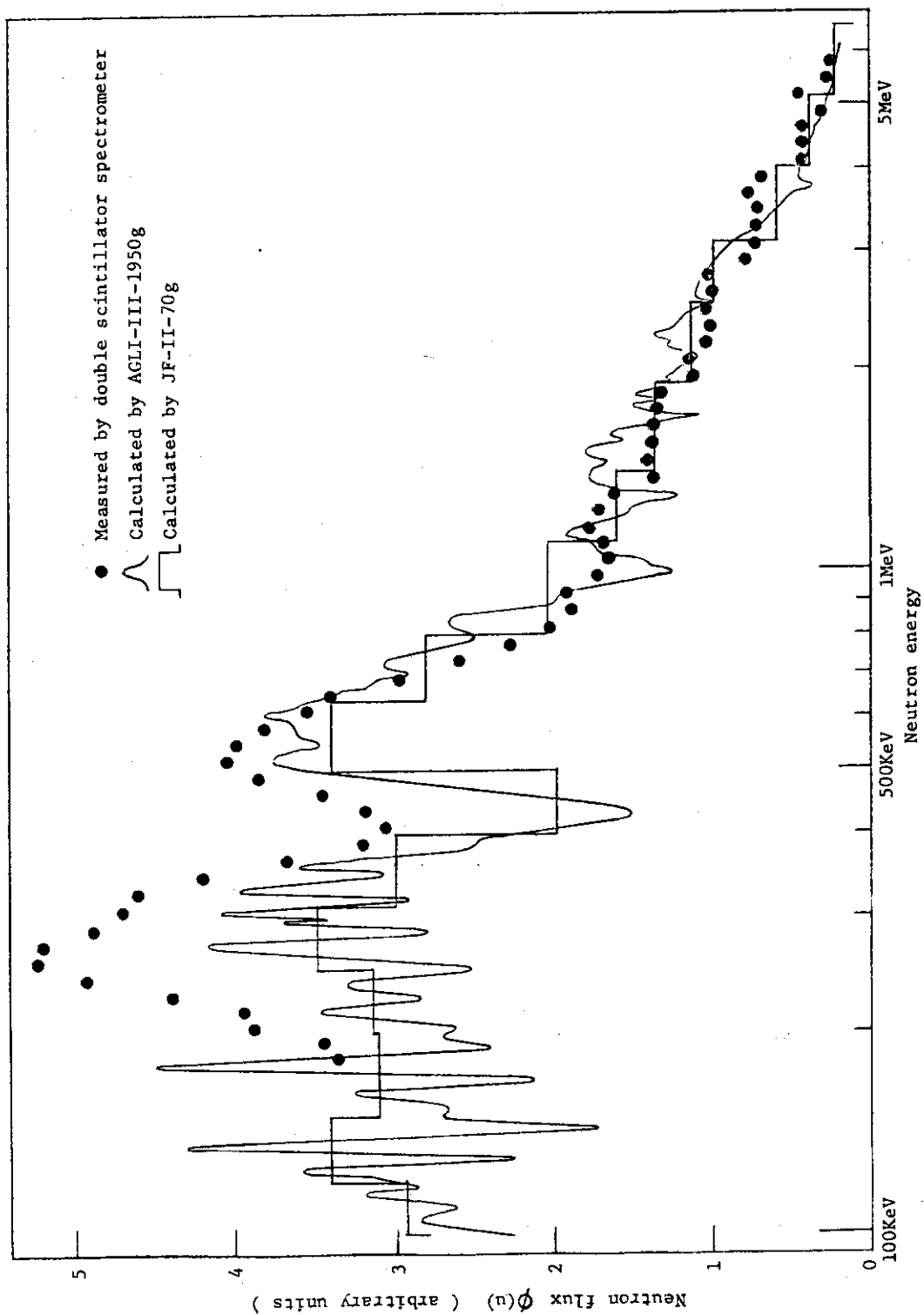


Fig. 5.5 Fundamental mode spectrum of the core of FCA Assembly VI-2.

2集合体の場合、炉心組成の基本モード・スペクトルと体系の臨界計算による炉心中心スペクトルとをそれぞれの計算値で比較してみると、100KeVから10MeVの範囲でその違いは高々2%であり、殆ど同じであることが分った。ダブルシンチレータ・スペクトロメータで実際に測定されたのはFCAVI-2集合体の炉心中心スペクトルであり、その結果はFig 5.3に示された通りである。Fig 5.5に測定値として示されているのは、Fig 5.3の測定結果にFCAVI-2集合体の基本モード・スペクトルと炉心中心スペクトルとの比を掛けて基本モード・スペクトルに変換した結果である。

Fig 5.5はスペクトル全体の形で相対的な大きさを規格化した図であるが、約500KeVから6MeVの範囲で3者がほぼ一致していると言える。500KeV以下は2通りの計算値に比べて実験値が明らかに高くなっており、違いが最も大きいところでは約3割にも達している。この実験値と計算値の食い違いは、今までに実験的並びに解析的に検討して来たいくつかのFCA集合体のスペクトルの形からすると、実験値の方に原因がある可能性が強い。この実験値は前節で述べたように1stシンチが10cmφ、1mm厚で1st系、2nd系共にロー・ディスクリという測定条件で測られたものであるが、計算値との比較により約500KeV以下については現在用いているスペクトロメータ効率の値に疑問のあることが明らかになった。

同様にFig 5.6は天然ウラン体系の基本モード・スペクトルであり、ダブルシンチレータ法による測定結果をJAERI-fastセットによる計算結果並びに他の測定法による結果¹⁸⁾と比較したものである。Fig 5.6に示された各種の方法によるスペクトルは、FCAVI-2集合体の場合と同様に天然ウランの基本モード・スペクトルと体系の測定点のスペクトルとの比を用いて基本モード・スペクトルに変換した結果である。Fig 5.6の図中においてHe-3、CH₄或はH₂と記載されているのは、それぞれHe-3比例計数管スペクトロメータ、メタン・カウンター或は水素カウンターを用いたプロトン・リコイル・スペクトロメータによる実験値のことである。天然ウランの基本モード・スペクトルは200KeV以上で勾配の急な単調減少の分布であるため、測定されたエネルギー範囲があまり広くない場合、大きさを規格化してスペクトルの形を比較する際に一致・不一致の程度が微妙で判別がむづかしい。Fig 5.6によるとダブルシンチレータ法による実験値は200KeVから2MeVの範囲で全体の形として計算値や他の測定法による実験値とはほぼ一致しているように見受けられる。しかし低エネルギー側ではプロトン・リコイル・スペクトロメータの実験値と比較すると、いくらか高くなっているのが分る。

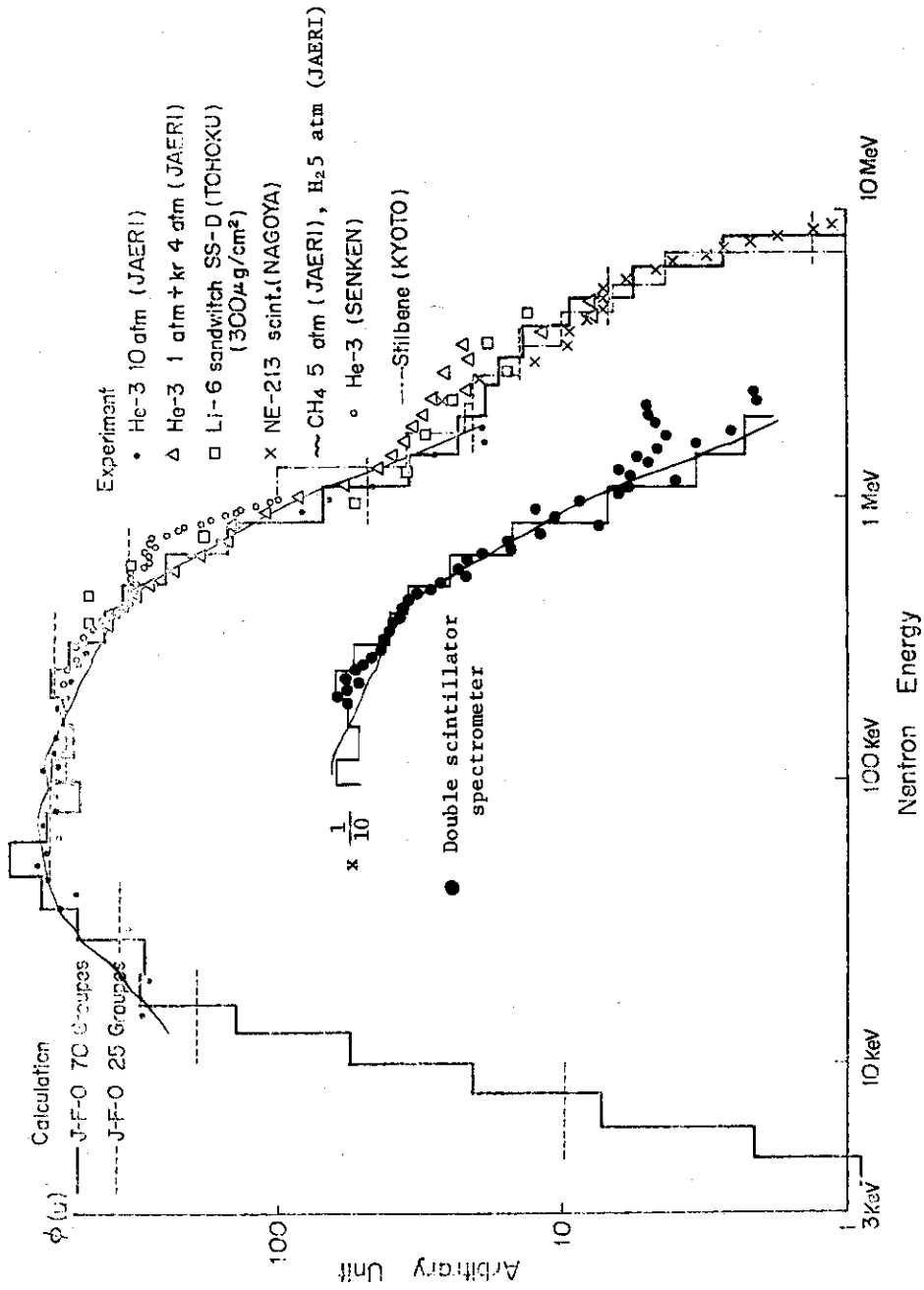


Fig. 5.6 Natural uranium fundamental mode spectrum.

6 ま と め

一般に中性子スペクトル測定は技術的に最も難かしいものに属し決定的な測定法といえるものは未だ無いといってもよい状態であるが、ここで開発されたダブルシンチレータ・スペクトロメータは数100KeV-数MeVの範囲の測定に関しては他の測定法にくらべてきわめて優れたものであることが明らかになった。本スペクトロメータの特徴、問題点等を列挙すると、

- (1) 1st 検出器に関しては光電増倍管に低雑音管を用いかつプリアンプ回路に工夫をこらすことにより、又 2nd 検出器では2本の光電増倍管のコインシデンスをとることにより、バックグラウンド・カウントを減らしディスクリ・レベルを下げることに成功した。
- (2) 回路類にはJAERIタイプの標準モジュールを用い、ファスト・アンプ、ファスト・ディスクリを除いてはスロー回路用のものを用いているが、数週間にわたる連続測定でも安定度はきわめて良く5.4 nsの時間分解能が得られた。
- (3) スペクトロメータのエネルギー分解能は数百KeV領域では20数%であり、エネルギーが高くなるに従って次第に悪くなる。現在スペクトロメータの適用範囲である200KeVから6MeVの範囲において分解能の大きさの大半はスペクトロメータの形状幅によるものであり、またその殆どは散乱角の拡がりによるものである。
- (4) シグナル・カウント分布に対する1st系或は2nd系のディスクリ・レベルの効き方はクリヤー・カットではなく、1デカッド以上のエネルギー範囲にわたって徐々に進行する性質を示した。この現象は2nd系については予想されていたことであるが、1st系については蛍光の発光量或は集光率のイベント間のばらつきが大きいことを示唆していると考えられる。そこで1stシンチに関しては発光量の大きいシンチレータを用いるとか、集光率が高くなるようにシンチレータのフォトマルへのマウント方法を変えるなど、改良の余地のあることが分った。
- (5) Cf-252核分裂中性子による効率校正の適用範囲は、現在のところ約500KeVから5MeVである。適用範囲の上限は γ ピークのレゾリューション・ブロードニングで制限され、下限はシグナル・カウントの統計精度から決まっている。1st系の効率を水素の散乱断面積と仮定して2nd系の効率測定からスペクトロメータ効率を求めるやり方は、1st系のディスクリの影響が及ばない高エネルギー領域ではダブルシンチレータ法と同じ測定結果を与えている。
- (6) ヴァン・デ・グラーフの単色中性子による効率校正はダブルシンチレータ法並びに2nd系の効率測定による方法でそれぞれ行なわれ、1st系、2nd系共にロー・ディスクリの場合二つの方法による測定結果は約700KeV以上のエネルギー範囲で一致した。
- (7) Cf-252核分裂中性子による効率校正とヴァン・デ・グラーフの単色中性子による効率校正の測定結果を比較すると、約600KeVから3MeVの範囲ではほぼ一致している。600KeV以下および3MeV以上で測定結果が違ったが、現段階においてはヴァン・デ・グラーフの単色中性子による測定結果の方が信頼性が高い。現在得られている効率の校正曲線の範囲並びに精度は満足できる状態ではなく、再測定或は測定法の改良が必要であり、今後に残された課題の一つである。

- (8) ダブルシンチレータ・スペクトロメータの測定可能なエネルギー範囲は、1ランによる測定範囲が必ずしも広くなくても測定系の条件を何通りか変えて測定を行ない、それらの結果を繋ぎ合わせるにより全体としての適用範囲を広げることができる。スペクトロメータとしての適用範囲は現在のところ約200KeVから6MeVであるが、これらの値は体系のスペクトルの飛行時間分布測定の際におけるシグナル・カウントの統計精度と効率の測定精度とから決まったものである。
- (9) ダブルシンチレータ・スペクトロメータを体系のスペクトル測定に適用する際に体系と測定系の相互の配置で最も本質的なことは、体系から1stシンチへ入射する中性子ビームが精度よくコリメートされていること、並びに体系から漏れて来る放射線に対して2ndシンチが十分遮蔽されていることである。
- (10) 体系のスペクトル測定の際の統計精度は、シグナル・カウントの多い領域では1~2%まで上げることができるが、シグナル・カウントの少ない領域ではバックグラウンド・カウントのため数10%になり、測定限界を決める要素の一つになる。
- (11) 飛行時間分布測定の際のバックグラウンド・カウント・レイトは1st系の全カウント・レイトと2nd系の全カウント・レイトの積にほぼ比例する。シグナル・カウントとバックグラウンド・カウントの比を上げる方法としては、2nd系のルーム・スキャタリング・カウントの比率を減らすこと、或は線源の強さを弱くして低カウント・レイトで長時間測定することである。
- (12) 分解能によるレゾリューション・ブロードニングは分解能の大きさを利用して補正することができる。補正量の大きさは分布の曲率と飛行時間のずれの2乗平均との積に比例したものになるが、実際の飛行時間分布に対する適用例では補正量の大きさはシグナル・カウントに対して数%のオーダーである。
- (13) 体系のスペクトルの測定結果を計算結果および他の測定法による結果と比較してみると、500KeV以上のエネルギー範囲ではほぼ一致している。500KeV以下ではダブルシンチレータ法による結果が他の結果よりも高くなっているが、これは500KeV以下については現在用いているスペクトロメータ効率の値が疑問であることを示すものである。

謝 辞

FCAVI-2集合体炉心スペクトルの測定に際して御協力戴いたFCA管理機関の方々に感謝致します。天然ウラン平衡スペクトルの測定に際して高速中性子源炉「弥生」を共同利用させて戴き、また実験に御協力戴いた若林宏明、秋山雅胤、小佐古敏荘の諸氏その他弥生施設の方々に深く感謝致します。スペクトロメータの特性測定に際して5ミリオン・ヴァン・デ・グラフを運転して戴いた核物理第1研究室の吉田忠、佐藤豊の両氏に感謝致します。スペクトロメータの測定系を整備するにあたって2nd ディテクターを借用させて戴いた核物理第1研究室の丸山倫夫氏に感謝致します。スペクトルの計算に際してAGLIライブラリーを利用して戴いた高速炉物理研究室長黒井英雄氏に感謝致します。

参 考 文 献

- (1) P.R.Chagnon et al.: Rev.Sci.Instr. 24 (1953) 656.
- (2) J.E.Draper: Rev.Sci.Instr. 25 (1954) 558.
- (3) G.C.Neilson et al.: Rev.Sci.Instr. 26 (1955) 1018.
- (4) G.J.F.Legge and P.Van der Merwe: Nucl.Instr.and Meth. 63 (1968) 157.
- (5) W.J.Paterson and J.Redfearn: Nucl.Instr.and Meth. 119 (1974) 463.
- (6) 神田一隆他: 私信 (1974).
- (7) 加藤正美他: 私信 (1975).
- (8) 趙 満他: 原子力学会炉物理連絡会会報 第19号 (1975) 16.
- (9) 白方敬章他: 東大原子力工学研究施設編 昭和49年度「共同利用成果報告書」6.
- (10) C.F.Williamson et al.: CEA-R3042 (1966).
- (11) L.P.Wishart et al.: Nucl.Instr.and Meth. 57 (1967) 237.
- (12) V.V.Verbinski et al.: The Response of Some Organic Scintillators to Fast Neutrons, Proceeding of the Special Session on Fast Neutron Spectroscopy, ANS Winter Meeting, San Francisco, California (1964).
- (13) L.Green et al.: Nucl.Sci.Eng. 50 (1973) 257.
- (14) 飯島勉他: FCAVI-2 集合体の臨界実験 (1974).
- (15) K.H.Beckurts and K.Wirtz: "Neutron Physics", Springer-Verlag (1964) 321.
- (16) H.Kuroi et al.: Proceedings of International Symposium on Physics of Fast Reactors, Tokyo (1973) A33.
- (17) S.Katsuragi et al.: JAERI-1195 (1970) and JAERI-1199 (1970).
- (18) S.An et al.: Proceedings of International Symposium on Physics of Fast Reactors, Tokyo (1973) A9.

付録：データ解析コードおよび計算例

```

C      DOUBLE SCINTILLATOR TIME-OF-FLIGHT SPECTROMETER
C      CORRECTION FOR RESOLUTION BROADENING
C      SUBTRACTION OF BACKGROUND COUNTS
C      CONVERSION OF TIME SCALE TO EQUI-LETHARGY GROUP
C      DIVISION BY MAXWELLIAN DISTRIBUTION
1     DIMENSION A(1023,3),DERVO(1023),DERV1(1023,11),DERV2(1023,11),
2     /C(1023,11),Z0(1023,11), GAMMA(5),MING(5),MAXG(5),NWIDTH(12)
3     DIMENSION C1(2),C2(2),PH(1023),BN(120),E(120),G(120),BG(120),
4     /GG(120),GGN(120),U(120),Q(120),EFF(120)
5     READ(5,101) NCASE
6     READ(5,104) (NWIDTH(I),I=1,12)
7     DO 1 KK=1,NCASE
8     READ(5,102) ( GAMMA(KK),MING(KK),MAXG(KK),C1(KK),C2(KK))
9     1 READ(5,103) (A(I,KK),I=1,1023)
10    DT=0.8851
11    DO 5000 KK=1,NCASE
12    DO 2 I=1,1023
13    2 DERVO(I)=A(I,KK)
14    DO 1000 L=1,11
15    DO 3 I=1,1023
16    3 DERV1(I,L)=0,
17    N=NWIDTH(L)
18    SUMA=N*(N+1)*(2*N+1)/3
19    I1=MING(KK)+N
20    I2=MAXG(KK)-N
21    N1=2*N+1
22    DO 900 I=1,I2
23    SUMB=0,
24    DO 800 NN=1,N1
25    N*GHT=-N+NN-1
26    SUMB=SUMB+DERVO(I+N*GHT)*N*GHT
27    800 CONTINUE
28    DERV1(I,L)=SUMB/SUMA/DT
29    900 CONTINUE
30    DO 2000 L=1,11
31    DO 4 I=1,1023
32    4 DERV2(I,L)=0,
33    N=NWIDTH(L)
34    SUMA=N*(N+1)*(2*N+1)/3
35    I1=MING(KK)+2*N
36    I2=MAXG(KK)-2*N
37    N1=2*N+1
38    DO 1900 I=1,I2
39    SUMB=0,
40    DO 1800 NN=1,N1
41    N*GHT=-N+NN-1
42    IN=I+N*GHT
43    SUMB=SUMB+DERV1(IN,L)*N*GHT
44    1800 CONTINUE
45    DERV2(I,L)=SUMB/SUMA/DT
46    1900 CONTINUE
47    TZCH=GAMMA(KK)-3,3
48    DO 3000 L=1,11
49    DO 5 I=1,1023
50    C(I,L)=0,
51    5 Z0(I,L)=0,
52    N=NWIDTH(L)
53    I1=MING(KK)+2*N
54    I2=MAXG(KK)-2*N

```

```

53      DO 2900 I=1,12
54      IF(I,LT,TZCH) GO TO 10
55      T=DT*(I-TZCH)
56      GO TO 20
57      10 T=0,
58      20 TT=2,350+0,001958*T**2
59      IF(DERVO(I),EQ,0,) GO TO 30
60      C(I,L)=-DERV2(I,L)*TT/DERVO(I)
61      GO TO 2900
62      30 C(I,L)=0,
63      2900 Z0(I,L)=DERVO(I)*(1+C(I,L))
64      3000 CONTINUE
65      DO 11 I=1,1023
66      11 PH(I)=0,
67      DO 12 I=251,360
68      12 PH(I)=Z0(I,1)
69      DO 13 I=361,380
70      13 PH(I)=Z0(I,2)
71      DO 14 I=281,400
72      14 PH(I)=Z0(I,3)
73      DO 15 I=401,420
74      15 PH(I)=Z0(I,4)
75      DO 16 I=421,440
76      16 PH(I)=Z0(I,5)
77      DO 17 I=441,460
78      17 PH(I)=Z0(I,6)
79      DO 18 I=461,500
80      18 PH(I)=Z0(I,7)
81      DO 19 I=501,540
82      19 PH(I)=Z0(I,8)
83      DO 21 I=541,600
84      21 PH(I)=Z0(I,9)
85      DO 22 I=601,700
86      22 PH(I)=Z0(I,10)
87      DO 23 I=701,920
88      23 PH(I)=Z0(I,11)
89      CHW=102,244/DT
90      DO 24 I=1,120
91      X=1,0-0,025*I
92      E(I)=10,0**X
93      24 BN(I)=CHW/E(I)**0,5+TZCH
94      BNMIN=CHW/10,0**0,5+TZCH
95      DO 25 I=1,120
96      25 G(I)=0,
97      K=300
98      26 RK=K*1,0+0,5
99      IF(RK,GT,BNMIN) GO TO 27
100     K=K+1
101     GO TO 26
102     27 CONTINUE
103     X0=BNMIN
104     X1=RK
105     S=0,
106     I=1
107     XN=BN(I)
108     200 IF(XN,LT,X1) GO TO 300
109     S=S+PH(K)*(X1-X0)
110     X0=X1
111     X1=X1+1,0

```

```

112      K=K+1
113      IF(K,GE,920) GO TO 400
114      GO TO 200
115 300 CONTINUE
116      G(I)=S+PH(K)*(XN-X0)
117      S=0,
118      X0=XN
119      I=I+1
120      XN=BN(I)
121      GO TO 200
122 400 CONTINUE
123      BG(1)=(BN(I)-BNMIN)*(0,5*C1(KK)*(BN(1)+BNMIN)+C2(KK))
124      DO 31 I=2,120
125      II=I-1
126 31 BG(I)=(BN(I)-BN(II))*(0,5*C1(KK)*(BN(I)+BN(II))+C2(KK))
127      DO 33 I=1,120
128      GG(I)=G(I)-BG(I)
129      IF(GG(I).LT,0,) GO TO 32
130      GO TO 33
131 32 GG(I)=0,
132 33 CONTINUE
133      S=0,
134      DO 34 I=1,120
135 34 S=S+GG(I)
136      DO 35 I=1,120
137 35 GGN(I)=GG(I)/S
138      UMAX=(10,0/1,406)**0,5
139      DO 41 I=1,120
140 41 U(I)=(E(I)/1,406)**0,5
141      Q(1)=ERF(UMAX)-ERF(U(1))-1,1283792*(EXP(-UMAX**2)*UMAX
      /-EXP(-U(1)**2)*U(1))
142      DO 42 I=2,120
143      II=I-1
144 42 Q(I)=ERF(U(II))-ERF(U(I))-1,1283792*(EXP(-U(II)**2)*U(II)
      /-EXP(-U(I)**2)*U(I))
145      DO 43 I=1,120
146 43 EFF(I)=GGN(I)/Q(I)
147      WRITE(6,121) (PH(I),I=251,920)
148      WRITE(6,122)
149      WRITE(6,123)
150      DO 51 I=1,120
151 51 WRITE(6,124) I,E(I),BN(I),U(I),G(I),BG(I),GG(I),GGN(I),Q(I),EFF(I)
152 5000 CONTINUE
153 101 FORMAT(I3)
154 102 FORMAT(F5,1,2I1,2F15,6)
155 103 FORMAT(10F7,0)
156 104 FORMAT(12I3)
157 121 FORMAT(1X,10F13,4)
158 122 FORMAT(1H1,/,114H GRP NO, ENERGY CHANNEL (E/KT)**(1/2) RAW
      /DATA BACKGROUND SIGNAL NORMALIZED MAXWELLIAN EFFICIENCY/)
159 123 FORMAT( 114H I E(I) BN(I) U(I) G(
      /I) BG(I) GG(I) GGN(I) Q(I) EFF(I) /)
160 124 FORMAT(1H ,14,3F12,5,3F12,2,2F12,7,F12,5)
161 STOP
162 END

```

GRP NO.	ENERGY	CHANNEL	(E/KT)**(1/2)	RAW DATA	BACKGROUND	SIGNAL	NORMALIZED	MAXWELLIAN	EFFICIENCY
I	E(I)	BN(I)	UK(I)	G(I)	BG(I)	GG(I)	GGN(I)	Q(I)	EFF(I)
1	9.44061	354.29648	2.59124	536.17	369.96	166.21	0.0042783	0.0011803	3.62478
2	8.91251	355.39432	2.51772	507.72	380.74	126.99	0.0032686	0.0015928	2.05212
3	8.41395	356.52421	2.44629	507.23	391.82	115.41	0.0029707	0.0021036	1.41217
4	7.94328	357.68710	2.37688	540.02	403.23	136.79	0.0035209	0.0027223	1.29335
5	7.49894	358.88394	2.30944	543.50	414.97	148.53	0.0038231	0.0034558	1.10629
6	7.07946	360.11573	2.24392	582.03	427.05	154.97	0.0039889	0.0043081	0.92592
7	6.68344	361.38350	2.18026	581.38	439.49	141.89	0.0036523	0.0052793	0.69182
8	6.30937	362.68628	2.11840	566.53	452.28	144.04	0.0037077	0.0063656	0.58246
9	5.95662	364.03116	2.05829	568.69	465.45	133.24	0.0034297	0.0075590	0.45372
10	5.62341	365.41325	1.99990	607.18	478.99	128.19	0.0032996	0.0088477	0.37293
11	5.30884	366.83571	1.94315	667.01	492.93	174.08	0.0044807	0.0102159	0.43860
12	5.01187	368.29970	1.88802	670.32	507.28	163.04	0.0041967	0.0116450	0.36039
13	4.73151	369.80643	1.83446	744.89	522.04	222.86	0.0057363	0.0131138	0.43743
14	4.46684	371.35717	1.78244	794.39	537.22	257.17	0.0066195	0.0145996	0.45341
15	4.21697	372.95319	1.73164	849.63	552.85	296.77	0.0076389	0.0160787	0.47309
16	3.98107	374.59581	1.68270	907.60	568.93	338.67	0.0087174	0.0175275	0.49736
17	3.75837	376.28640	1.63496	926.63	585.48	341.15	0.0087812	0.0189235	0.46404
18	3.54813	378.02856	1.58857	959.57	602.51	357.06	0.0091908	0.0202454	0.45397
19	3.34965	379.81712	1.54350	1035.60	620.02	415.58	0.0106969	0.0214741	0.49813
20	3.16228	381.66017	1.49971	1085.63	638.05	427.59	0.0110060	0.0225931	0.48714
21	2.98538	383.55704	1.45716	1126.95	656.60	470.36	0.0121069	0.0235889	0.51325
22	2.81838	385.50931	1.41582	1213.65	675.88	537.97	0.0138474	0.0244510	0.536633
23	2.66073	387.51837	1.37565	1297.92	695.51	602.61	0.0153110	0.0251720	0.61620
24	2.51189	389.58651	1.33662	1354.55	715.52	639.04	0.0164488	0.0257475	0.63885
25	2.37137	391.71484	1.29870	1373.90	736.31	637.59	0.0164116	0.0261763	0.62696
26	2.23872	393.90531	1.26185	1445.64	757.69	687.94	0.0177076	0.0264495	0.66923
27	2.11349	396.15874	1.22605	1566.64	779.70	786.94	0.0202359	0.0266011	0.76147
28	1.99526	398.48001	1.19126	1669.26	802.34	866.92	0.0223146	0.0266066	0.83869
29	1.88365	400.86803	1.15746	1723.93	825.94	898.29	0.0231219	0.0264836	0.87307
30	1.77828	403.32378	1.12462	1746.07	849.60	916.46	0.0238976	0.0262411	0.89896
31	1.67880	405.85330	1.09272	1825.94	874.26	951.68	0.0244961	0.0258868	0.94621
32	1.58489	408.45869	1.06171	1833.29	899.83	973.66	0.0250619	0.0254374	0.98524
33	1.49624	411.13508	1.03159	1894.50	925.73	963.56	0.0248355	0.0248980	0.99982
34	1.41254	413.89372	1.00232	1870.95	952.59	918.36	0.0236387	0.0242817	0.97352
35	1.33352	416.73389	0.97388	1862.23	980.22	902.01	0.0232177	0.0235997	0.98381
36	1.25893	419.65494	0.94625	1968.49	1008.64	979.85	0.0252213	0.0228627	1.10317
37	1.18850	422.66128	0.91941	2058.28	1037.88	1020.40	0.0262651	0.0220812	1.18948
38	1.12202	425.75940	0.89332	2056.14	1067.96	988.17	0.0254355	0.0212649	1.19612
39	1.05925	428.93987	0.86798	2107.12	1098.91	1008.21	0.0259512	0.0204232	1.27067
40	1.00000	432.21734	0.84335	2130.62	1130.73	1122.87	0.0289025	0.0195645	1.47799
41	0.94406	435.59051	0.81942	2138.08	1163.50	1034.58	0.0266301	0.0186964	1.42434
42	0.89123	439.06216	0.79617	2255.24	1197.19	1058.05	0.0272342	0.0178259	1.52779
43	0.84140	442.63521	0.77358	2095.41	1231.85	863.56	0.0222279	0.0169593	1.51066
44	0.79433	446.31258	0.75164	2087.31	1267.51	819.80	0.0211016	0.0161019	1.31051
45	0.74989	450.09734	0.73031	2204.56	1304.19	900.57	0.0231806	0.0152584	1.51921
46	0.70795	453.99261	0.70959	2151.56	1341.91	809.65	0.0208404	0.0144327	1.44396
47	0.66834	458.00163	0.68946	2282.40	1380.72	904.68	0.0232865	0.0136284	1.70868
48	0.63096	462.12772	0.66990	2279.54	1420.64	855.90	0.0220309	0.0128480	1.77174
49	0.59566	466.37428	0.65089	2160.14	1461.70	698.44	0.0179778	0.0120937	1.48654
50	0.56234	470.74484	0.63242	2218.36	1503.94	714.42	0.0183892	0.0113673	1.61773
51	0.53088	475.24304	0.61448	2241.36	1547.38	693.97	0.0178628	0.0106699	1.67413
52	0.50119	479.87327	0.59705	2190.79	1592.06	598.73	0.0154114	0.0100025	1.54076
53	0.47315	484.63730	0.58011	2171.75	1638.02	535.73	0.0137381	0.0093654	1.46691
54	0.44668	489.54116	0.56365	2208.15	1685.29	522.86	0.0134384	0.0087587	1.53657
55	0.42170	494.58821	0.54766	2271.53	1733.90	537.63	0.0138385	0.0081826	1.69121
56	0.39811	499.78265	0.53212	2210.96	1783.90	427.06	0.0109924	0.0076365	1.43946
57	0.37564	505.12875	0.51702	2270.99	1835.32	435.67	0.0112142	0.0071199	1.57504
58	0.35481	510.65097	0.50235	2328.65	1888.21	440.45	0.0113370	0.0066323	1.70938
59	0.33497	516.29385	0.48910	2398.66	1942.59	396.06	0.0101947	0.0061727	1.65157
60	0.31623	522.12212	0.47425	2343.85	1998.53	367.32	0.0094348	0.0057403	1.64709
61	0.29854	528.12034	0.46079	2341.15	2056.04	285.11	0.0073388	0.0053341	1.37582

62	0.28184	534,29413	0.44772	2465,70	2115,18	350,51	0.0090222	0.0049530	1.82155
63	0.26607	507,64799	0.45502	2414,74	2176,00	238,74	0.0061451	0.0045961	1.33704
64	0.25119	547,18739	0.42268	2635,17	2238,54	396,62	0.0102091	0.0042621	2,39533
65	0.23714	553,91776	0.41068	2559,43	2302,85	256,57	0.0086042	0.0039500	1,67196
66	0.22387	560,84464	0.39903	2543,48	2368,97	184,51	0.0087492	0.0036585	1,29810
67	0.21135	567,97379	0.38771	2595,53	2436,96	156,37	0.0080251	0.0033868	1,18845
68	0.19953	575,31111	0.37671	2677,37	2506,86	170,51	0.0083890	0.0031337	1,40058
69	0.18836	582,86269	0.36602	2822,96	2578,72	14,24	0.0083666	0.0028980	0,12648
70	0.17783	590,63478	0.35564	2753,43	2652,61	100,82	0.00825951	0.0026789	0,98871
71	0.16748	598,63363	0.34555	2854,05	2728,57	125,48	0.0082298	0.0024753	1,30483
72	0.15849	606,86644	0.33574	2938,95	2806,66	132,30	0.0084053	0.0022862	1,48955
73	0.14862	615,33945	0.32622	2940,66	2886,93	53,72	0.0083828	0.0021107	0,65515
74	0.14125	624,05988	0.31696	3130,78	2969,46	161,33	0.0081525	0.0019480	2,13168
75	0.13335	633,03496	0.30797	3139,10	3054,28	84,81	0.0081831	0.0017972	1,21469
76	0.12589	642,27209	0.29923	3122,49	3141,47	11,02	0.0082837	0.0016576	0,17114
77	0.11885	651,71896	0.29074	3433,68	3231,08	2,60	0.0080668	0.0015283	0,04373
78	0.11220	661,56346	0.28249	3223,04	3323,20	199,84	0.0081438	0.0014087	3,63138
79	0.10593	671,63365	0.27448	3157,49	3417,86	139,64	0.00835942	0.0012982	2,76871
80	0.10000	681,99791	0.26669	3664,86	3515,15	149,70	0.00838533	0.0011959	5,22202
81	0.09441	692,64676	0.25912	3822,20	3615,12	7,08	0.00801825	0.0011015	0,16346
82	0.08913	703,64317	0.25177	3835,81	3717,88	117,93	0.00803355	0.0010143	2,99273
83	0.08414	714,94211	0.24463	3880,57	3823,45	57,13	0.00814704	0.0009338	1,57466
84	0.07943	726,57097	0.23769	3970,34	3931,92	0,0	0,0	0.0008595	0,0
85	0.07499	738,53944	0.23094	4042,48	4043,40	0,0	0,0	0.0007910	0,0
86	0.07079	750,85736	0.22439	4622,42	4157,91	4,51	0.0001162	0.0007278	0,15964
87	0.06683	763,53500	0.21803	4193,58	4275,57	0,0	0,0	0.0006695	0,0
88	0.06310	776,58281	0.21184	4303,19	4396,42	106,76	0.0027481	0.0006158	4,46266
89	0.05957	790,01161	0.20583	4446,87	4520,58	0,0	0,0	0.0005663	0,0
90	0.05623	803,83260	0.19999	4818,13	4648,13	170,00	0.0043758	0.0005207	8,40295
91	0.05309	818,03711	0.19432	4594,52	4779,10	0,0	0,0	0.0004788	0,0
92	0.05012	832,63702	0.18880	4889,65	4913,65	0,0	0,0	0.0004401	0,0
93	0.04732	847,76439	0.18345	5059,82	5051,81	8,01	0.0020263	0.0004043	0,50991
94	0.04467	863,27173	0.17824	5107,90	5193,69	0,0	0,0	0.0003718	0,0
95	0.04217	879,23195	0.17318	5373,16	5339,41	33,75	0.0088687	0.0003417	2,54254
96	0.03981	895,65816	0.16827	5268,57	5486,99	79,38	0.0020453	0.0002884	6,50843
97	0.03758	912,56407	0.16350	5155,44	5642,60	172,84	0.004490	0.0002650	15,42428
98	0.03548	929,96358	0.15886	0,0	5800,25	0,0	0,0	0.0002434	0,0
99	0.03350	947,87119	0.15435	0,0	5962,13	0,0	0,0	0.0002236	0,0
100	0.03162	966,30176	0.14997	0,0	6128,29	0,0	0,0	0.0002054	0,0
101	0.02985	985,27043	0.14572	0,0	6298,79	0,0	0,0	0.0001886	0,0
102	0.02818	1004,79309	0.14158	0,0	6473,83	0,0	0,0	0.0001732	0,0
103	0.02661	1024,88374	0.13756	0,0	6653,39	0,0	0,0	0.0001590	0,0
104	0.02512	1045,56509	0.13366	0,0	6837,66	0,0	0,0	0.0001460	0,0
105	0.02371	1066,84839	0.12987	0,0	7026,76	0,0	0,0	0.0001341	0,0
106	0.02239	1088,75311	0.12618	0,0	7220,69	0,0	0,0	0.0001231	0,0
107	0.02113	1111,29749	0.12260	0,0	7419,65	0,0	0,0	0.0001130	0,0
108	0.01995	1134,50012	0.11913	0,0	7623,69	0,0	0,0	0.0001038	0,0
109	0.01884	1158,38031	0.11575	0,0	7832,97	0,0	0,0	0.0000952	0,0
110	0.01778	1182,93786	0.11246	0,0	8047,57	0,0	0,0	0.0000874	0,0
111	0.01679	1208,25302	0.10927	0,0	8267,57	0,0	0,0	0.0000803	0,0
112	0.01583	1234,28687	0.10617	0,0	8493,14	0,0	0,0	0.0000737	0,0
113	0.01486	1261,08087	0.10316	0,0	8724,33	0,0	0,0	0.0000676	0,0
114	0.01413	1288,65726	0.10023	0,0	8961,28	0,0	0,0	0.0000621	0,0
115	0.01334	1317,03897	0.09739	0,0	9204,13	0,0	0,0	0.0000570	0,0
116	0.01259	1346,24936	0.09463	0,0	9452,89	0,0	0,0	0.0000523	0,0
117	0.01189	1376,31277	0.09194	0,0	9707,79	0,0	0,0	0.0000480	0,0
118	0.01122	1407,25400	0.08933	0,0	9968,84	0,0	0,0	0.0000440	0,0
119	0.01059	1439,09869	0.08680	0,0	10236,19	0,0	0,0	0.0000404	0,0
120	0.01000	1471,87338	0.08433	0,0	10509,99	0,0	0,0	0.0000368	0,0